

1988

« Instrumentation en physique nucléaire et en physique des particules »
Maubuisson, 7^{ème} session – 26-30 septembre 1988

Table des matières détaillée

I. Détecteurs à gaz : développements récents et applications F. Sauli	p. 1
II. Détecteurs gazeux pour ions lourds V. Comparat	p. 31
III. Nouveaux scintillateurs et techniques associées M. Suffert	p. 49
IV. Les détecteurs à semiconducteurs : du cristal aux couches minces B. Equer	p. 101
V. Principes et techniques de calorimétrie R. Wigmans	p. 163
VI. Les compteurs Cherenkov : applications et limites pour l'identification des particules. Développements et perspectives J. Séguinot	p. 249
VII. Transition radiation L. Fayard	p. 327
VIII. Cryogenic detectors for particle physics L. Gonzalez-Mestres, D. Perret-Gallix	p. 341
IX. Les détecteurs à grand angle solide (basse énergie) D. L'Hôte	p. 361
X. Concevoir un détecteur à grand angle solide pour la physique des Particules H. Videau	p. 387
XI. Techniques de spectrométrie magnétique J.-M. Durand	p. 403
XII. Techniques de polarisation et polarimétrie A. Boudard	p. 437
XIII. Techniques d'échantillonnage H. Fanet	p. 489
XIV. Interfaces capteur-ordinateur F. Bourgeois	p. 511
XV. Le système d'acquisition et de déclenchement d'OPAL (LEP) P. Farthouat	p. 539
Index auteurs	p. 355

Instrumentation
en
Physique Nucléaire
et en

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES
de BORDEAUX-CRAN CHENAN
33175

Physique des Particules

Maubuisson, France
26-30 Septembre, 1988

Comité d'Organisation : R. Babinet
Ch. Beck
M. Buenerd
D. Goutte
B. Michel
J. Quebert
M. Roy-Stephan

(DPHN Saclay)
(CRN Strasbourg)
(ISN Grenoble)
(DPHN Saclay)
(LPC Clermont)
(CRN Bordeaux)
(IPN Orsay)

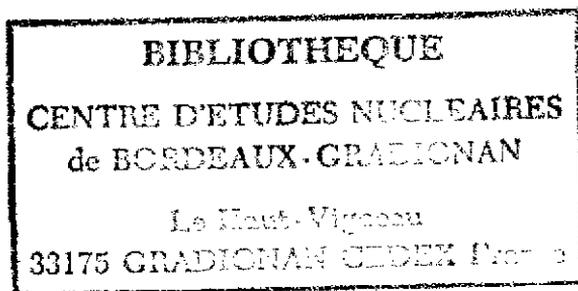
Comptes rendus de l'école JOLIOT CURIE de Physique Nucléaire

Organisée en collaboration par l'IN2P3 et le CEA

les éditions

de physique

Avenue du Hoggar,
Zone Industrielle de Courtabœuf,
B.P. 112,
F-91944 Les Ulis Cedex, France



AVANT PROPOS

Ce volume réunit l'ensemble des cours donnés à l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, à Maubuisson (Gironde) du 25 au 30 septembre 1988. L'école Joliot-Curie avait jusque là limité son domaine d'élection au cercle traditionnel des thèmes de la physique nucléaire qui constituent son corps et ses marges, sans jamais aborder ses moyens d'investigation expérimentale autrement que ponctuellement dans le cadre des cours spécialisés de physique. Les circonstances en 1988 ont permis au comité d'organisation de l'école de réaliser cette tentative de consacrer une session complète au traitement des moyens d'expérimentation en physique nucléaire. Il est en outre apparu opportun au comité, compte tenu de la connexité des deux domaines et du large recouvrement de leurs techniques spécifiques d'instrumentation, de traiter l'ensemble des problèmes d'instrumentation liés à la physique nucléaire et à la physique des particules.

Si on l'admet l'intérêt intrinsèque, pour une discipline scientifique, d'inclure ses problèmes d'instrumentation dans le champ de formation de ses jeunes expérimentateurs, il y avait urgence en la matière, puisque la dernière (et unique) école de ce type en physique nucléaire remontait à 1974. L'évolution rapide des techniques instrumentales dans les deux domaines de physique concernés à l'échelle de la dizaine d'années, et la nécessité qui me semble impérative d'en instruire les nouvelles générations de jeunes physiciens expérimentateurs justifierait certainement que cette école soit la première d'un cycle dont la période pourrait être de six à huit ans. Le remarquable succès d'audience de cette session en a lumineusement illustré la nécessité; la communauté toute entière en bénéficierait.

Michel Buenerd

TABLE DES MATIÈRES

F. SAULI.- Détecteurs à gaz : développements récents et applications.....	1
V. COMPARAT.- Détecteurs gazeux pour ions lourds.....	31
M. SUFFERT.- Nouveaux scintillateurs et techniques associées.....	49
B. EQUER.- Les détecteurs à semiconducteurs : du cristal aux couches minces.....	101
R. WIGMANS.- Principes et techniques de calorimétrie.....	163
J. SÉGUINOT.- Les compteurs Cherenkov : applications et limites pour l'identification des particules. Développements et perspectives.....	249
L. FAYARD.- Transition radiation.....	327
L. GONZALEZ-MESTRES and D. PERRET-GALLIX.- Cryogenic detectors for particle physics.....	341
D. L'HÔTE.- Les détecteurs à grand angle solide (basse énergie)..	361
H. VIDEAU.- Concevoir un détecteur à grand angle solide pour la physique des particules.....	387
J.M. DURAND.- Techniques de spectrométrie magnétique.....	403
A. BOUDARD.- Techniques de polarisation et polarimétrie.....	437
H. FANET.- Techniques d'échantillonnage.....	489
F. BOURGEOIS.- Interfaces capteur-ordinateur.....	511
P. FARTHOUAT.- Le système d'acquisition et de déclenchement d'OPAL (LEP).....	539
INDEX AUTEURS.....	555

DETECTEURS A GAZ : DEVELOPPEMENTS RECENTS ET APPLICATIONS

F. Sauli

CERN, CH-1211, Genève 23, Suisse

1 - INTRODUCTION

Dans le domaine de la physique des particules, l'expérimentateur dispose aujourd'hui d'appareils perfectionnés et complexes qui lui permettent de localiser et d'identifier les événements engendrés par les interactions nucléaires. Une grande partie de ces systèmes utilisent comme éléments de détection la chambre proportionnelle multifils (Multiwire Proportional Chamber, MWPC) dont la conception et la mise au point ont été réalisées il y a environ vingt ans par Georges Charpak et son groupe au CERN /1/. Se présentant sous des formes diverses, planes ou cylindriques, ses dimensions dépassant parfois une dizaine de mètres carrés par élément, la MPWC, en raison de son excellente résolution temporelle (quelques dizaines de nanosecondes) travaille avec une très bonne efficacité de détection sous des flux de rayonnement élevés et atteint une précision de localisation submillimétrique. Pouvant fournir ses informations sous forme numérique, elle peut être connectée directement à des enregistreurs de données électroniques complexes. La fréquence typique d'acquisition varie de quelques centaines à quelques dizaines de milliers d'événements par seconde, selon leur complexité.

Un aperçu rapide de la situation de la physique nucléaire à la fin des années soixante devrait permettre de mieux apprécier l'impact considérable de cette nouvelle technologie. C'était une époque de grande effervescence due, d'une part aux premières prévisions quantitatives de modèles fondés sur la théorie des quarks, exigeant souvent pour la vérification expérimentale la détection d'événements de section efficace très petite, et d'autre part à la mise en oeuvre d'accélérateurs de haute énergie et de flux élevés. Pour détecter des événements de géométrie complexe, on disposait alors essentiellement de deux types d'appareils: la chambre à bulles, précise en ce qui concerne la détermination de la topologie des interactions, mais mal adaptée à la recherche d'événements rares en raison de sa non-sélectivité, et les détecteurs dits "électroniques", formés d'un ensemble de scintillateurs plastique en coïncidence géométrique et de chambres à étincelles, permettant d'observer les événements. La deuxième méthode, pour sélective qu'elle soit, était limitée dans le taux d'acquisition par les temps morts propres au mécanisme de l'étincelle dans les gaz.

Je me souviens encore des sentiments divers avec lesquels fut accueillie la première présentation internationale de travaux réalisés à l'aide de la chambre proportionnelle multifils, à l'occasion d'un congrès organisé au château de Versailles en 1968: admiration devant les caractéristiques opérationnelles possibles (sensibilité continue sous flux élevé et possibilité de sélection électronique à plusieurs niveaux de décision), mais aussi perplexité devant la nécessité d'employer des centaines, voire des milliers de canaux électroniques indépendants pour l'amplification et l'enregistrement des données.

Par un concours de circonstances qui n'est pas rare en recherche scientifique, le début des années soixante-dix a vu un développement fulgurant de la technologie de l'intégration monolithique des composants électroniques; ceci a permis de réduire substantiellement le coût et l'encombrement de grands détecteurs fondés sur cette nouvelle technologie. A la même époque, la généralisation de calculateurs électroniques toujours plus perfectionnés a permis de relâcher les critères de sélectivité avant l'enregistrement sur support magnétique, offrant ainsi la possibilité de découvrir au cours de l'analyse des événements inattendus à

priori. Le développement et l'utilisation de détecteurs à chambres multifils fut donc rapide et multiple et se poursuit encore, à preuve, le grand nombre d'articles qui leur sont toujours consacrés dans les revues d'instrumentation. Peut-être plus graduelle, mais en progrès continu, est la diffusion de la technique nouvelle dans des domaines collatéraux tels que l'astrophysique, la recherche biomédicale, et l'analyse structurale notamment.

2 - CHAMBRES PROPORTIONNELLES ET CHAMBRES DE DERIVE

Je me bornerai à décrire rapidement les principaux processus physiques qui permettent de révéler des rayonnements ionisants à l'aide de compteurs de type proportionnel. Le passage d'une particule chargée ou la conversion d'un photon en gaz causent de multiples interactions électromagnétiques et peuvent notamment entraîner l'apparition d'une ou de plusieurs paires électron-ion positif (on trouvera une description approfondie des divers processus de perte d'énergie dans la référence 2, par exemple). Les électrons primaires produits dans le gaz par ces processus ionisants peuvent être assez nombreux pour être rassemblés et détectés directement sur des électrodes appropriées au moyen d'un léger champ électrique. Des particules de haute énergie n'engendrent toutefois que quelques dizaines d'électrons dans des couches minces de gaz; on a recours alors, pour la détection, à un mécanisme de multiplication à l'intérieur même du gaz. Un tel processus implique l'action de champs électriques élevés (10^5 V/cm·atm ou plus) obtenus en général par utilisation de fils anodiques minces (grâce à une dépendance inversement proportionnelle à la distance du champ électrique). La multiplication en champ uniforme est d'ailleurs également possible et présente certains avantages, comme nous le verrons par la suite. La charge détectée dépendant de la charge initiale (bien que souvent d'une manière non linéaire), ce détecteur est dit proportionnel.

La structure de la chambre proportionnelle multifils est illustrée par le schéma de la figure 1. Elle consiste en un plan de fils anodiques minces, parallèles et

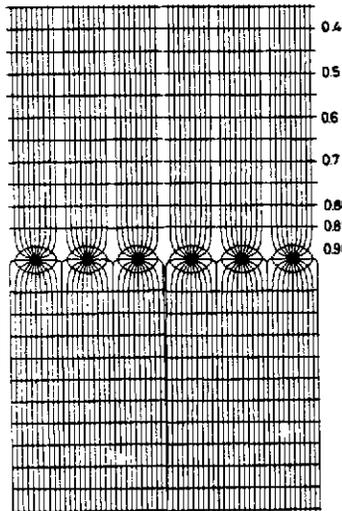


Fig. 1 Schéma de construction et carte du champ électrique dans une chambre proportionnelle multifils. Un plan de fils anodiques minces est tendu entre deux plans cathodiques. L'application d'une différence de potentiel symétrique entraîne la formation de champs équipotentiels et des lignes de champ indiquées. Les électrons produits par les événements ionisants dans le gaz de remplissage migrent vers les anodes et se multiplient par avalanche dans le champ élevé.

rapprochés, tendus sur un support isolant entre deux cathodes (feuilles, grilles ou fils). L'application d'une différence de potentiel entre anodes et cathodes, symétriquement par rapport au plan central, entraîne l'apparition des lignes de champ équipotentielles représentées sur la figure. Des valeurs typiques pour le diamètre des fils anodiques et la distance entre eux sont respectivement de 20 μm et de 2 mm, alors que la distance entre les plans d'anode et de cathode va de 5 à 10 mm. Cette structure est isolée de l'atmosphère par des fenêtres étanches formées de minces couches de matière plastique, et est remplie d'un mélange de gaz. Bien que la multiplication de charge puisse être obtenue dans presque tous les gaz, le choix du milieu est souvent dicté par les exigences expérimentales, par exemple une bonne proportionnalité, un facteur élevé de multiplication, le rassemblement d'électrons sur des épaisseurs considérables sans perte par capture.

Les électrons libérés dans le gaz par ionisation migrent vers les fils anodiques à proximité desquels, du fait de l'augmentation rapide du champ électrique, ils acquièrent suffisamment d'énergie pour subir des collisions inélastiques et ionisantes avec les molécules. Ceci conduit à la création d'une avalanche d'électrons et d'ions et à la multiplication de la charge initiale; le processus de multiplication s'arrête lorsque tous les électrons ont rejoint la surface des fils anodiques. Pour la détection et la localisation des particules ionisantes et des rayons X mous, on utilise des facteurs de multiplication proportionnelle typiques de 10^4 à 10^6 , alors que, pour d'autres applications (par exemple, la calorimétrie des gerbes), on atteint des valeurs plus élevées (10^7 ou plus) grâce à des modes opératoires spéciaux. On trouvera ailleurs une description plus détaillée des processus qui interviennent dans une chambre proportionnelle, par exemple dans ma note qui fait l'objet de la référence 3.

Dans sa version la plus simple, une MWPC est dotée d'un circuit amplificateur-discriminateur sur chaque fil et d'un système de lecture numérique qui permet d'enregistrer le profil des fils activés au cours d'un intervalle donné. On obtient ainsi, pour chaque chambre, la projection selon un axe coordonné de l'événement ionisant avec une précision qui correspond à la distance entre les fils. La deuxième coordonnée est fournie par une autre chambre, dont les fils anodiques sont perpendiculaires à ceux de la première. La photographie de la figure 2 montre une des premières MWPC de grandes dimensions, à lecture numérique fil par fil, réalisée au début des années soixante-dix /4/. Compte tenu du perfectionnement rapide des techniques de construction et de la simplicité relative des circuits électroniques requis, les ensembles numériques de ce type ont été parmi les premiers à être utilisés à grande échelle pour des expériences en physique des hautes énergies.

Une plus grande précision de localisation ainsi qu'une véritable bidimensionnalité ont pu être obtenues en utilisant le profil des signaux induits sur le plan cathodique par l'avalanche anodique. Une analyse électrostatique simple de la charge induite par le processus d'avalanche permet de se rendre facilement compte que la plus grande partie du signal négatif observé sur le fil anodique ne résulte pas de la collection des électrons, mais du mouvement rétrograde des ions positifs produits. Ce mouvement induit des signaux positifs sur toutes les électrodes adjacentes, comme le montre la figure 3. Les deux plans cathodiques sont formés de bandes minces, ou de plans de fils perpendiculaires entre eux, et le profil de la charge induite est mesuré; on peut calculer les deux coordonnées orthogonales de l'avalanche dans un seul élément de MWPC. Cette méthode, dite du centre de gravité de la charge induite, permet d'obtenir une précision de localisation qui n'est parfois limitée que par la dispersion intrinsèque de la trace ionisante (quelques dizaines de microns pour des rayons X de faible énergie).

Il est à noter qu'une précision à peu près équivalente peut être obtenue pour la coordonnée parallèle au fil anodique et pour la coordonnée perpendiculaire, ce qui, à première vue, est surprenant. On attendrait en fait un effet de quantification dû à la distance entre fils. Cela est dû au fait notable et insoupçonné que le développement de l'avalanche, au moins aux gains modérés, demeure bien localisé autour de la direction d'origine de l'approche des électrons

Fig. 3 L'avalanche de charge qui se développe dans le processus de multiplication aux anodes induit un signal négatif sur le fil anodique intéressé et des signaux positifs sur toutes les électrodes qui l'entourent. Une mesure du profil des charges induites sur les plans cathodiques permet d'obtenir les coordonnées bidimensionnelles de l'événement.

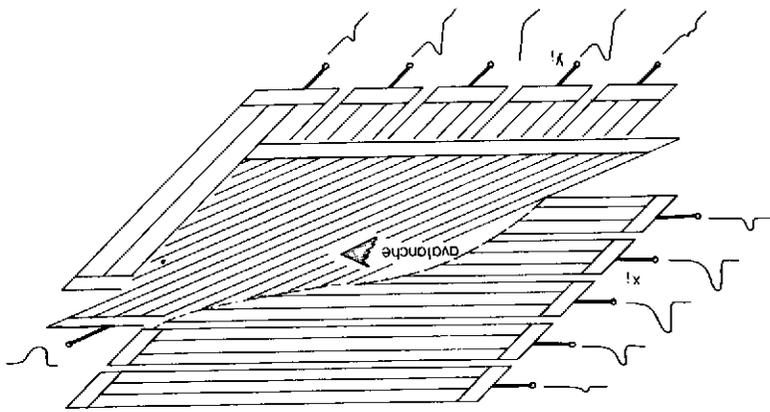
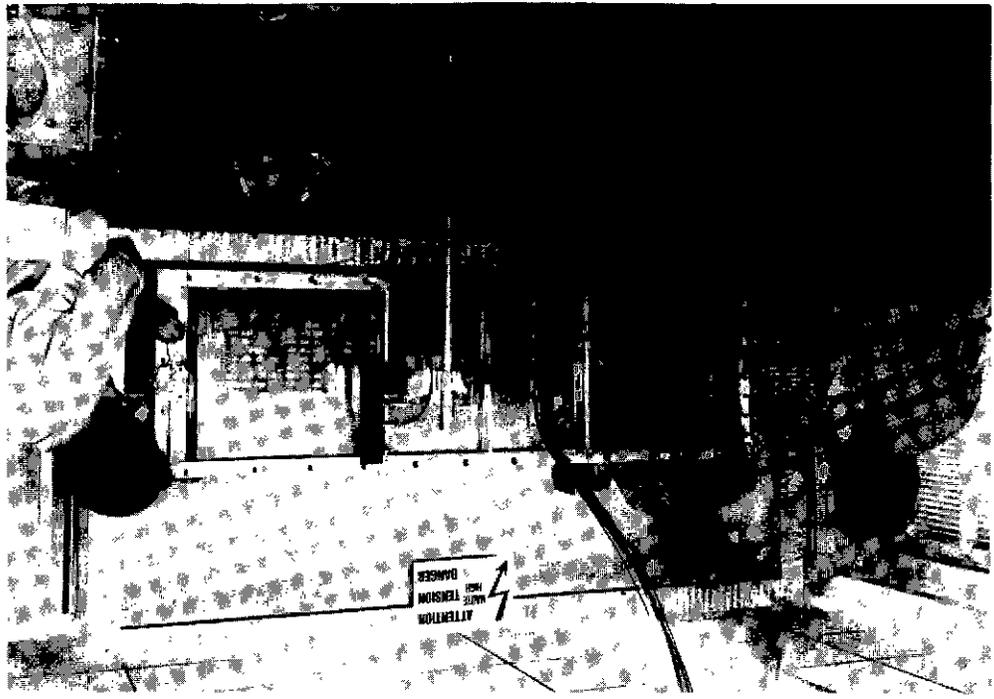


Fig. 2 Une des premières chambres proportionnelles multi-fils, construite au CERN au début des années 70. A gauche, Georges Charpak et à sa droite l'auteur.



primaires. Les ions produits dans la multiplication reviennent alors sur les mêmes lignes de force qui aboutissent au point d'origine de l'ionisation détectée. Le centre de gravité des signaux induits (calculé à l'aide d'une fonction de transfert appropriée) reflète donc bien la position originale. La figure 4 donne un exemple d'image à deux dimensions, obtenue en irradiant une MWPC au moyen d'une source de rayons X à travers un masque de lettres découpées. Chaque point correspond à un événement, localisé par la méthode du centre de gravité des signaux induits /5/. Les dimensions réelles sont indiquées sur la figure. L'image est détectée en réalité par un seul fil anodique sur quelques millimètres de long. Les perspectives d'application de ces méthodes de microradiographie sont remarquables. Nous en donnerons quelques exemples par la suite.

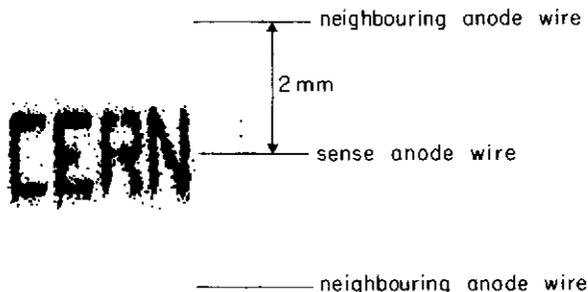


Fig. 4 Un exemple de la précision de localisation qui peut être obtenue avec la méthode de la charge induite. L'image est obtenue en irradiant la chambre proportionnelle avec une source de rayons X au travers d'un système collimateur. Chaque point représente une mesure de position; les dimensions extérieures du sigle sont de 4 mm x 2 mm.

Des chambres proportionnelles à lecture cathodique du type décrit ont été réalisées dans de multiples géométries, planes et cylindriques. Les coordonnées des événements ionisants sont obtenues en mesurant, avec des systèmes de convertisseurs analogiques-numériques, le profil de la charge sur les bandes cathodiques. Puisque la meilleure précision de localisation résulte de l'emploi d'une largeur de bande identique à la distance anode-cathode, il faut disposer, même pour un détecteur de dimensions modestes, d'un grand nombre de canaux électroniques. La référence /6/ contient une étude détaillée de cette méthode de localisation.

Divers systèmes permettent d'utiliser l'information cathodique en évitant la complexité électronique de la méthode de lecture bande par bande, en particulier la division résistive de la charge et la sérialisation des impulsions sur lignes de retard électromagnétiques. Ces systèmes simplifiés limitent soit la précision de la localisation, soit la résolution temporelle, mais ils sont largement utilisés en recherche biomédicale (voir, par exemple, les références 7 et 8).

Dans la chambre multifils originale, les coordonnées des événements ionisants sont déduits d'une mesure des signaux induits, et la résolution temporelle de l'appareil correspond au temps maximal nécessaire pour recueillir les électrons libérés à proximité des fils anodiques (typiquement quelques dizaines de nanosecondes). S'il est pris note de l'instant auquel se produit un événement, par exemple pour les particules chargées avec un scintillateur externe, une mesure du temps de récolte ou de dérive des électrons primaires fournit ultérieurement des informations sur la position de la trace. Tel est le principe de fonctionnement des chambres multifils à dérive (Multiwire Drift Chambers, MWDC). Divers schémas ont été établis pour optimiser les caractéristiques de la récolte en vue d'améliorer la précision de la localisation. Puisque la vitesse de dérive des électrons dans un gaz dépend du champ électrique, on obtient les meilleurs résultats avec une MWDC dans laquelle le champ est constant sur la plus grande

partie du trajet. La figure 5 en donne un exemple /9/. Les fils anodiques sont centrés dans une cellule de dérive symétrique, où le champ électrique est créé par deux réseaux de fils cathodiques à potentiel décroissant des deux côtés de l'anode. Les lignes d'équipotentialité qui en résultent sont indiquées sur la figure. Les limites entre cellules adjacentes sont fixées par un fil cathodique ultérieur imposé par le champ. Le champ électrique et, par conséquent, la vitesse de dérive des électrons, sont constants dans la plus grande partie de la cellule (à l'exception de la région voisine du fil anodique, où se produit la multiplication). La cellule élémentaire de dérive représentée sur la figure peut se répéter pour former une chambre de grandes dimensions. Chaque fil anodique est alors équipé d'un circuit de mesure temporel ou d'un convertisseur numérique. L'ambiguïté droite-gauche, implicite dans cette structure, est résolue à l'aide de plusieurs chambres déphasées de manière appropriée ou d'un couple de fils d'anode très proches du fil unique représenté sur la figure.

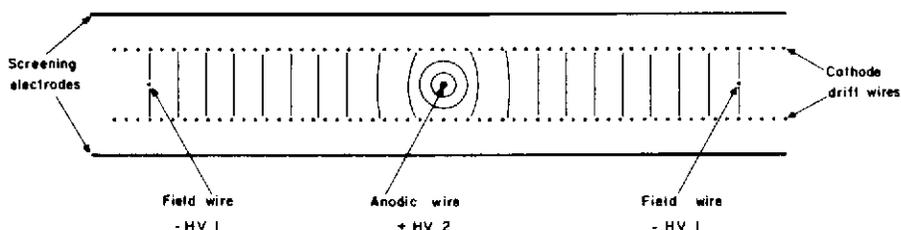


Fig. 5 Exemple de chambre à migration. Une disposition appropriée des fils cathodiques à des potentiels divers permet de créer un champ électrique uniforme qui conduit les électrons produits dans le gaz par les traces ionisantes et vers les fils anodiques où ils sont multipliés et détectés. Une mesure du temps de dérive fournit directement la distance de la trace du fil.

La précision de localisation que peut donner une MWDC dépend de divers facteurs systématiques ou dispersifs. La limite intrinsèque est déterminée par trois éléments principaux: la diffusion des électrons pendant leur trajet dans le gaz, la statistique primaire de production, c'est-à-dire la distance moyenne entre les groupes d'électrons produits par ionisation, et la dispersion électronique dans la mesure du temps de dérive. Ces éléments sont indiqués sur la figure 6, qui montre une mesure typique de précision de localisation pour des particules chargées de haute énergie en fonction de la distance par rapport à l'anode. La précision moyenne est proche de 50 μm . On peut obtenir une meilleure précision en travaillant sous forte pression, ce qui diminue la dispersion due à la diffusion et augmente la densité d'ionisation primaire.

Des chambre à dérive de grandes dimensions, offrant des précisions de localisation plus modestes que celle que nous avons citée, ont été réalisées au CERN par exemple pour les grands détecteurs de neutrinos.

3 - CHAMBRES A DERIVE VOLUMETRIQUES

Les chambres multifils que nous venons de décrire sont des structures minces de grande surface dans lesquelles les traces ionisantes sont mesurées une seule fois. Des événements ayant une géométrie complexe nécessitent davantage de plans de mesure indépendants sur le trajet des traces. Un autre système d'obtention de la topologie des interactions consiste à utiliser un important volume de gaz comme détecteur, les électrons d'ionisation migrant vers une MWPC mince placée à une extrémité de ce volume. Les chambres de ce type donnent une image ou une projection temporelle (chambre de projection temporelle ou Time Projection Chamber, TPC); avec un nombre restreint faible de canaux de mesure, les TPC permettent d'obtenir une représentation très fine des traces ionisantes grâce à leur important volume. Outre le temps de dérive, elles mesurent aussi la hauteur

d'impulsion de chaque segment de trace et peuvent identifier, dans certaines limites, les particules dans la zone du moment auquel la perte d'énergie différentielle dépend de la vitesse.

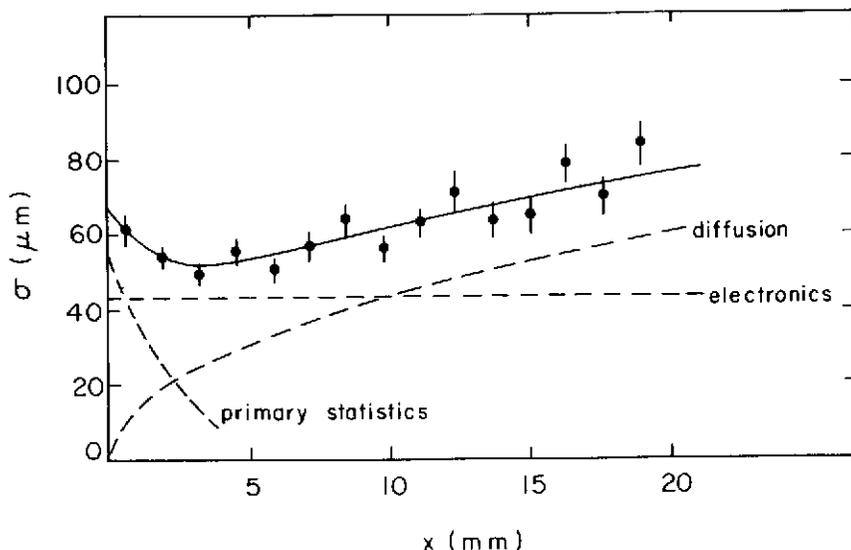


Fig. 6 Précision de localisation pour particules ionisantes rapides mesurée avec une chambre à migration en fonction de la distance du fil. Les diverses contributions dispersives sont également indiquées.

Des chambres à image de dimensions et de géométries variées ont été construites; pour les expériences à l'intérieur d'anneaux d'accumulation, la forme cylindrique est préférée. On peut, par exemple, citer la TPC de Berkeley, utilisée à Stanford, le révélateur JADE, à Hambourg, ISIS, et le révélateur central de l'expérience UA1, au CERN. La référence 10 contient des articles de revue traitant de détecteurs de ce type, et d'autres du même type.

Conçue dans les années soixante-dix par D. Nygren et son équipe à Berkeley /11/, la TPC est peut-être le plus sophistiqué de ces détecteurs; elle consiste en un grand volume de dérive à champ électrique uniforme. Les électrons produits dans le volume sensible migrent jusqu'à l'élément multiplicateur, une chambre proportionnelle multifils avec lecture des signaux sur les fils anodiques et sur des bandes de petits damiers sur le plan cathodique. Un exemple de TPC est montré sur le schéma de la figure 7 /12/.

Ce type de détecteur a été adopté par beaucoup d'autres chercheurs, en particulier pour les expériences ALEPH et DELPHI en préparation au collisionneur électron-positon du CERN (LEP). La figure 8 montre la TPC d'ALEPH en phase de montage. A cause des grandes dimensions du détecteur, la MWPC de la partie frontale est assemblée à partir d'éléments modulaires.

La figure 9 montre un événement détecté et reconstruit dans une TPC, pour l'instant obtenu à travers une simulation de Monte Carlo réalisée par le groupe ALEPH. La puissance d'analyse du détecteur pour des événements complexes est apparente.

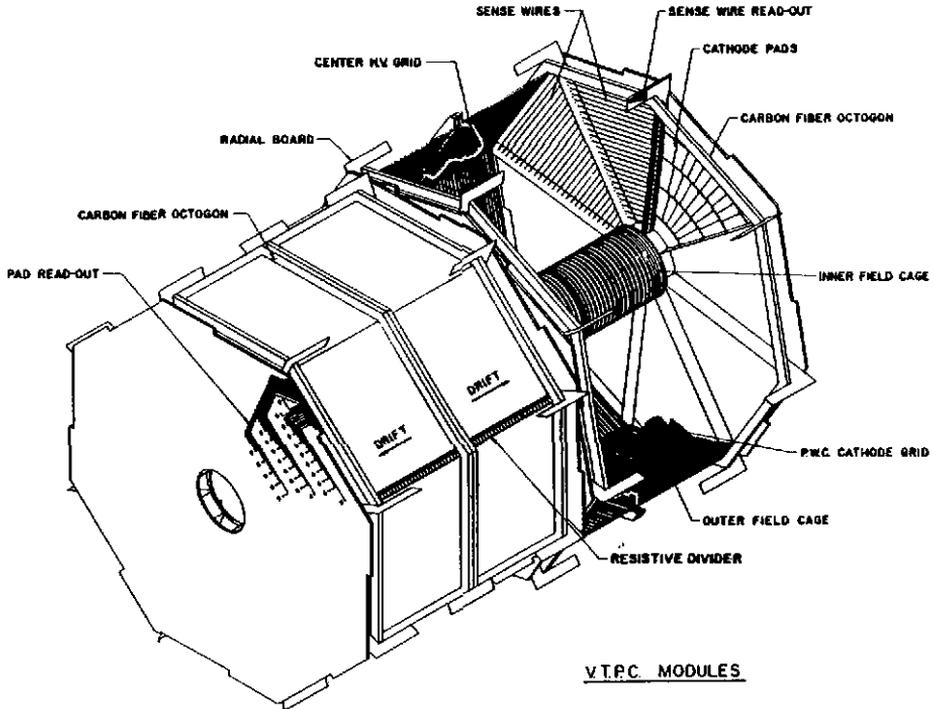


Fig. 7 Vue schématique d'une chambre à projection temporelle (TPC). Elle se compose en réalité de deux détecteurs indépendants, de forme cylindrique mis bout à bout; une région de dérive épaisse, avec champ électrique uniforme, est suivie par l'élément de multiplication et détection (des modules de chambre proportionnelle multifils).

Lorsqu'on a des taux d'interaction élevés, le temps de dérive considérable d'une TPC (quelques dizaines de microsecondes) devient intolérable. On préfère alors partager le détecteur en plusieurs de modules de dérive, de dimensions plus modestes. Le grand détecteur de UA1 au CERN, qui a permis la découverte des bosons intermédiaires, en est un exemple (fig. 10) /13/.

Chaque module, de la forme d'une section cylindrique, comprend une région de conversion et de dérive, dans laquelle se forme la trace ionisée, et une chambre multifils à une extrémité, qui permet la multiplication et la détection (fig. 11). Comme dans la plupart des autres chambres de ce type, le plan sensible consiste en une alternance de fils anodiques et de champs qui, outre qu'ils améliorent l'uniformité du champ multiplicateur, servent à réduire l'induction mutuelle entre fils anodiques adjacents. Chacun des modules enregistre les temps de dérive et la largeur d'impulsion des segments de trace, et cela aux deux bouts des fils d'anode (choisis avec une résistivité élevée). Le rapport entre les amplitudes du signal de charge aux deux extrémités d'un fil résistif donne la position longitudinale de chaque segment de trace. Pour analyser l'impulsion de la particule chargée, le détecteur est inséré dans le champ magnétique créé par un aimant bipolaire à entrefer cylindrique. La figure 12 montre un exemple d'événement complexe, enregistré grâce au détecteur décrit, tel qu'il apparaît sur l'écran de l'ordinateur utilisé pour l'acquisition et l'analyse des données. Chaque point indique un élément de trace mesuré. D'autres informations, comme la hauteur d'impulsion enregistrée sur les éléments calorimétriques, sont également représentées.

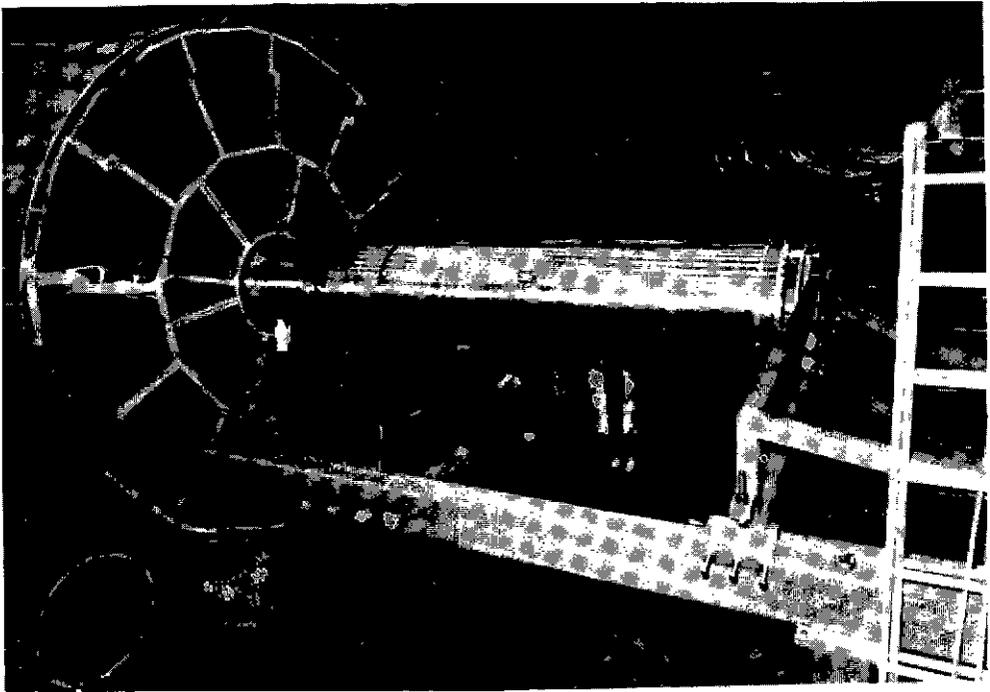


Fig. 8 Assemblage de la chambre TPC du détecteur ALEPH au CERN.

La précision de localisation obtenue avec ce type de chambres dépend essentiellement de la précision avec laquelle on connaît la fonction de corrélation entre les temps de dérive mesurés et la position réelle de la trace. Cette fonction est particulièrement complexe en présence de champs magnétiques qui induisent des distorsions notables dans les trajectoires des électrons migrants. A noter qu'il est possible de minimiser ces effets en construisant un détecteur dans lequel les champs électrique et magnétique sont parallèles (la déflexion latérale des électrons est alors nulle). La TPC de Berkeley est un exemple de cette géométrie.

Comme le montrent les exemples cités, les chambres à dérive volumétriques sont de puissants instruments pour déterminer la topologie d'événements complexes. La principale limitation de leur emploi réside dans le temps de migration des électrons (quelques microsecondes) et de récolte des ions générés au cours du processus de multiplication (quelques millisecondes). Avec des flux élevés, on peut avoir une superposition d'événements et des distorsions du champ électrique qui peuvent modifier la trajectoire de la trace ionisée. La décomposition du détecteur de UAI en un grand nombre de modules à épaisseur de dérive réduite est précisément destinée à limiter ces effets.

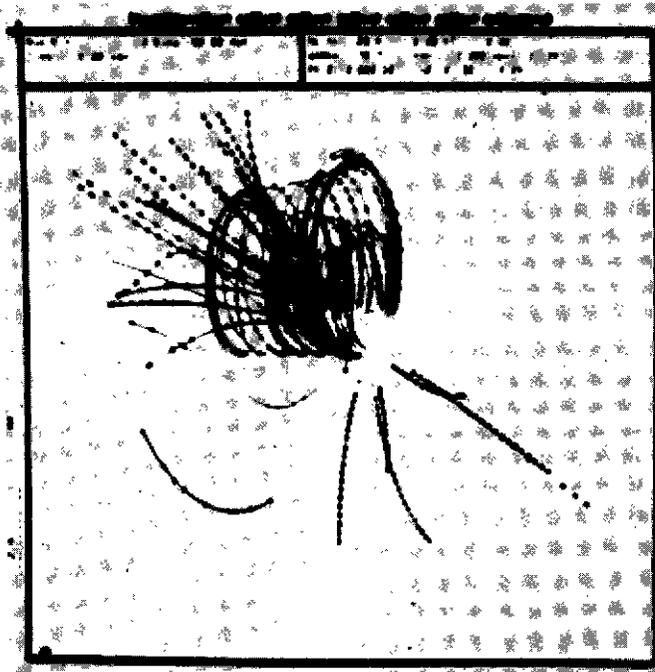


Fig. 9 Vue bidimensionnelle d'un événement (simulé) dans la TPC d'ALEPH. Un électron de basse énergie traverse le champ magnétique en spirale.

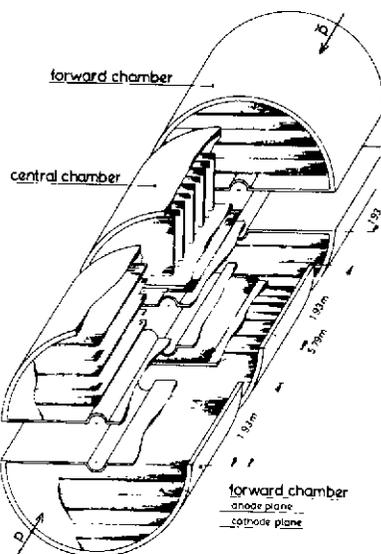


Fig. 10 Vue schématique du détecteur central de l'expérience UA1 au collisionneur protons-antiprotons du CERN. Il se compose d'une quarantaine de modules indépendants montés autour du tube à vide de la machine et à l'intérieur d'un aimant pour l'analyse impulsienne.

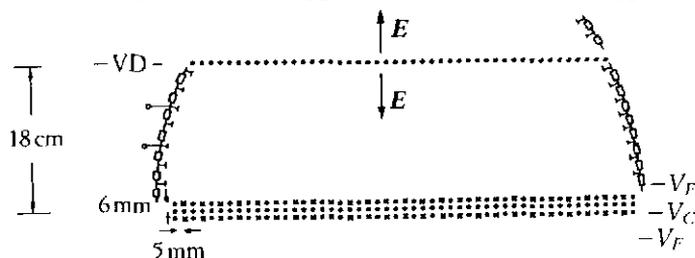


Fig. 11 Schéma d'un élément de chambre à dérive qui constitue le détecteur de la figure précédente. Les traces ionisées produites dans une région à champ uniforme migrent vers un plan de détection. La mesure du temps de dérive et de l'amplitude des impulsions aux deux bouts de chaque fil fournit les coordonnées spatiales du segment de trace recueilli.

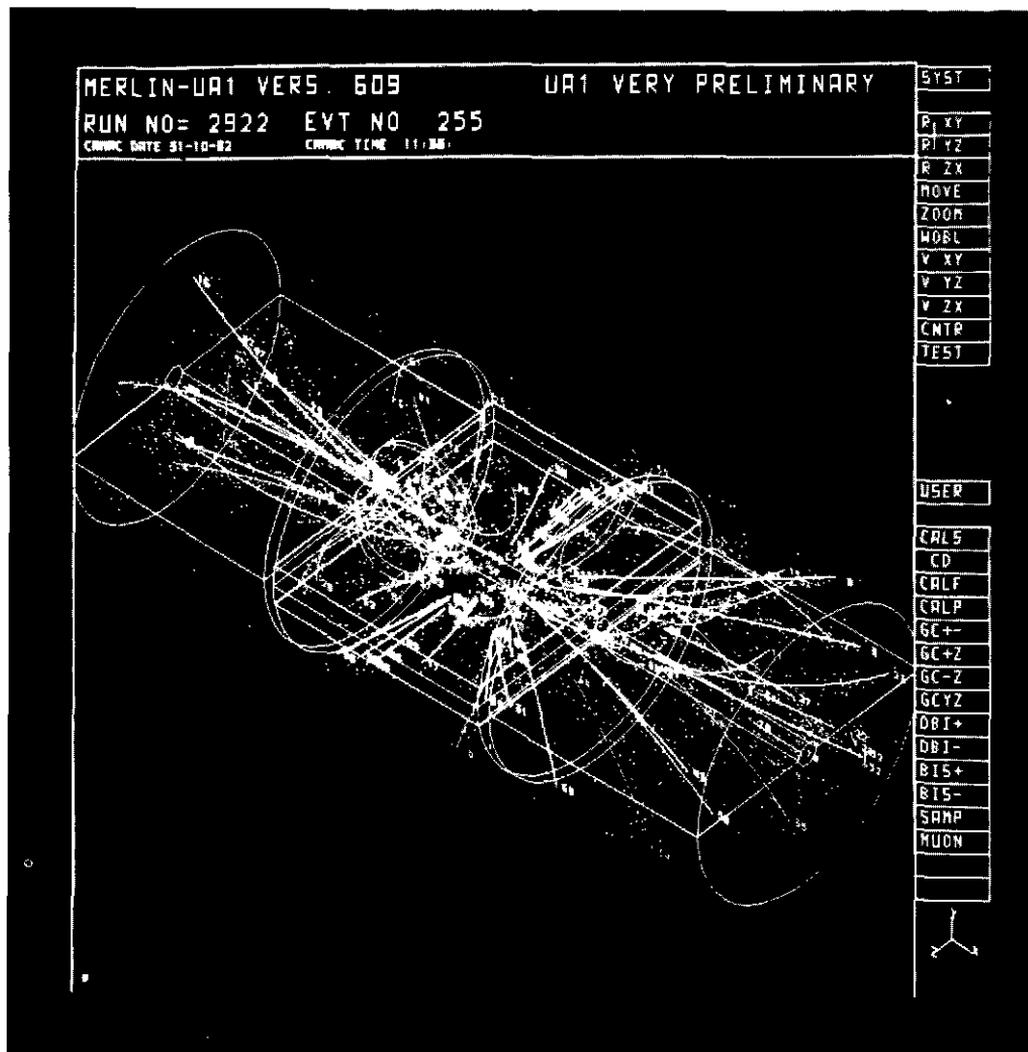


Fig. 12 Une interaction proton-antiproton dans le détecteur UA1. L'image électronique montre les traces chargées mesurées et reconstituées par la chambre à image (photographie CERN).

4 - IDENTIFICATION DES PARTICULES CHARGÉES

Les détecteurs décrits ci-dessus nous permettent de reconstituer avec une précision optimale la géométrie d'événements complexes et nous fournissent, lorsqu'ils sont plongés dans un champ magnétique, la valeur de l'impulsion de chacune des traces chargées. Pour maintenant identifier les particules, il faut mesurer une grandeur cinématique indépendante, énergie, masse ou vitesse.

4.1 Mesure de la perte d'énergie différentielle

La perte d'énergie des particules chargées dans des couches minces de gaz dépend, comme nous l'avons vu, de leur vitesse. En raison de la grande dispersion intrinsèque du processeur, des centaines de mesures indépendantes sont nécessaires à une bonne estimation de la perte moyenne. On peut l'obtenir avec les chambres à dérive décrites ci-dessus puisqu'elles enregistrent la hauteur d'impulsion sur chaque fil d'anode. Un exemple de la résolution que peut donner cette méthode avec la TPC de Berkeley est donné à la figure 13 /14/. Nettement séparées dans la région des impulsions basses, des masses différentes sont identifiables dans les limites de l'analyse statistique dans la zone désordonnée au-dessus de quelques GeV/c (grâce à la légère remontée relativiste de la perte d'énergie).

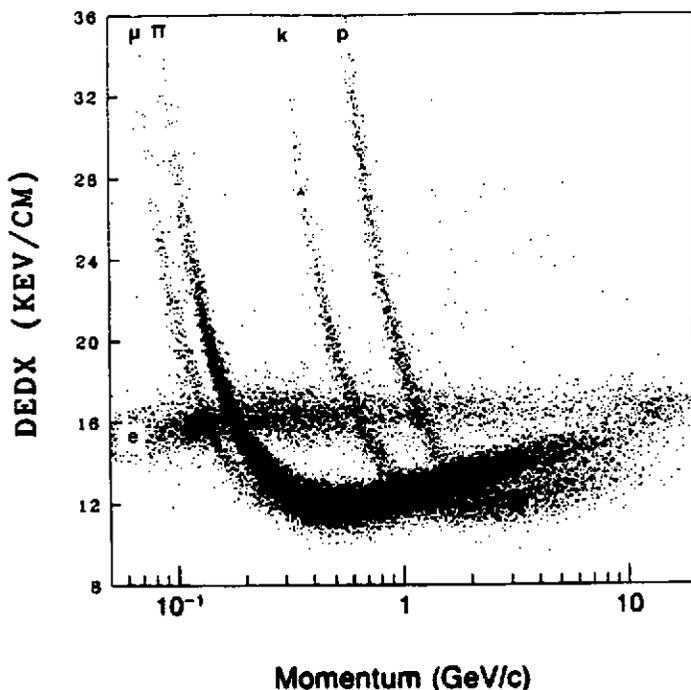


Fig. 13 Perte moyenne différentielle d'énergie mesurée en fonction de l'impulsion, pour une particule chargée rapide dans la chambre à projection temporelle de Berkeley. Des particules de masses diverses sont bien identifiées dans la zone des moments faibles.

4.2 Détection des anneaux de Cherenkov

Cette méthode, qui fait l'objet d'un autre cours /15/, est ici seulement brièvement rappelée.

Le développement récent de chambres multifils capables de gains élevés dans un mélange de gaz photosensibles, a permis d'exploiter une autre propriété physique des particules rapides en vue de leur identification. Soit β la vitesse d'une particule (par rapport à la vitesse de la lumière) et n l'indice de réfraction d'un milieu transparent; si la relation $\beta > 1/n$ est satisfaite, des photons sont émis par effet Cherenkov sous un angle $\theta_C = \text{arc cos}(1/n\beta)$ dans le sens du mouvement. Ce cône de lumière, réfléchi par un miroir sphérique de rayon R , crée dans le plan focal un cercle de rayon $r = (R/2)\tan \theta_C$; la mesure du rayon de l'anneau donne la vitesse de la particule (fig. 14). Des photons sont émis par effet Cherenkov sur tout le spectre des fréquences, mais ils ne peuvent évidemment être détectés que dans la gamme pour laquelle le radiateur est transparent. A énergie élevée, qui impose l'emploi de radiateurs à gaz à faible indice de réfraction, seul un petit nombre de photons peuvent être détectés pour chaque trace, typiquement quatre ou cinq. La méthode d'identification décrite ci-dessus, qui implique la localisation de photons isolés, a été démontrée il y a plusieurs années en employant des amplificateurs d'image électroniques, sensibles aux longueurs d'onde du visible; cependant elle a été rarement appliquée à cause de ses limites d'acceptance. Avec la mise au point de chambres proportionnelles photosensibles, elle peut être utilisée dans des ensembles expérimentaux à grand angle solide. Puisqu'il n'existe pas de gaz à seuil d'ionisation dans le visible, la détection s'effectue dans l'ultraviolet, en choisissant de façon appropriée le milieu rayonnant et la fenêtre de séparation entre radiateur et détecteur /16/. A noter que l'efficacité quantique des gaz au-dessus du seuil d'ionisation peut être très élevée (50 à 60%), contre 10 à 20% pour une photocathode classique dans le visible.

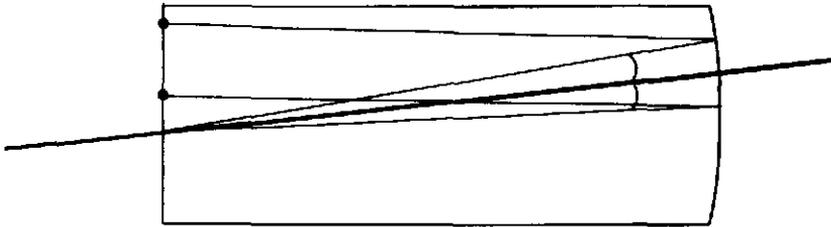


Fig. 14 Détecteur d'anneaux de Cherenkov. Les photons émis par effet Cherenkov par les particules relativistes dans le radiateur sous angle constant sont réfléchis par un miroir sphérique en une image circulaire dans le plan focal. Le rayon du cercle dépend de la vitesse de la particule.

Les premiers travaux sur les détecteurs d'image Cherenkov (détecteur d'image en anneau ou Ring Imaging Cherenkov Chamber, RICH) ont été effectués en utilisant des vapeurs de triéthylamine (TEA) en guise de produit photosensible, avec un potentiel d'ionisation de 7,5 eV (donc dans l'ultraviolet lointain), ce qui implique l'utilisation de fenêtres en fluorure de calcium, transparentes aux photons d'énergie jusqu'à 10 eV environ. On a récemment utilisé une vapeur dont le potentiel d'ionisation est encore plus faible (5,4 eV), le tétrakis-diméthylamine-éthylène (TMAE). L'emploi de ce produit photosensible permet d'utiliser des fenêtres de quartz, qui sont transparentes jusqu'à 8 eV et qui sont beaucoup plus robustes et économiques que celles en cristaux de fluorure. Surtout, ayant une longueur d'onde plus proche de celles de la lumière visible, ce gaz offre un plus grand choix en ce qui concerne le milieu radiant. Le désavantage essentiel du TMAE réside dans sa faible tension de vapeur à la température ambiante (une fraction de torr), ce qui entraîne la nécessité d'utiliser des épaisseurs de conversion de plusieurs centimètres pour obtenir une bonne efficacité. Il en résulte une résolution temporelle de quelques microsecondes et, par conséquent, une importante limitation des flux maximaux tolérables sans confusion. L'alternative, qui comporte des difficultés technologiques évidentes, est de chauffer le détecteur à environ 60-70°C pour augmenter la concentration de TMAE.

La réalisation pratique d'un identificateur de particules fondé sur ces principes dépend manifestement de la capacité à détecter et à localiser dans une chambre multifils les photoélectrons individuels produits dans le gaz. Cela implique un fonctionnement à gain élevé (10^5 ou plus) dans un gaz photosensible, particulièrement apte à engendrer des phénomènes secondaires dus à l'émission et à la reconversion des photons au cours du processus de multiplication par avalanche. Dans une MWPC classique, ces processus sont dominés par les gains au-dessus de 10^4 et donnent facilement lieu à un régime d'instabilité ou de décharge. Une solution proposée et réalisée par notre groupe est fondée sur une variante de la MWPC, la chambre proportionnelle multi-étages (Multistep Proportional Chamber, MSPC /17/) qui utilise un élément préamplificateur à faces parallèles (voir fig. 15). Un ensemble de grilles métalliques parallèles semi-transparentes, avec application de potentiels appropriés définit trois zones de champ électrique au-dessus d'une chambre proportionnelle classique. Dans la première de ces zones, la zone de conversion, en contact avec la fenêtre d'entrée, les photons ultraviolets émis par le radiateur ionisent la molécule de vapeur photosensible. Les photoélectrons ainsi produits parviennent à la deuxième zone, un champ très élevé où ils se multiplient, par avalanche, selon un facteur d'environ 10^4 . Une fraction des électrons créés par l'avalanche (dix pour cent environ) pénètrent alors dans la troisième zone (zone de transfert) et continuent vers la MWPC où s'effectuent l'amplification et la détection conformément au processus déjà décrit. Puisque les deux structures d'amplification sont quasi indépendantes, il est possible d'obtenir des gains combinés très importants, proches de 10^7 , sans phénomènes secondaires limitateurs /18/.

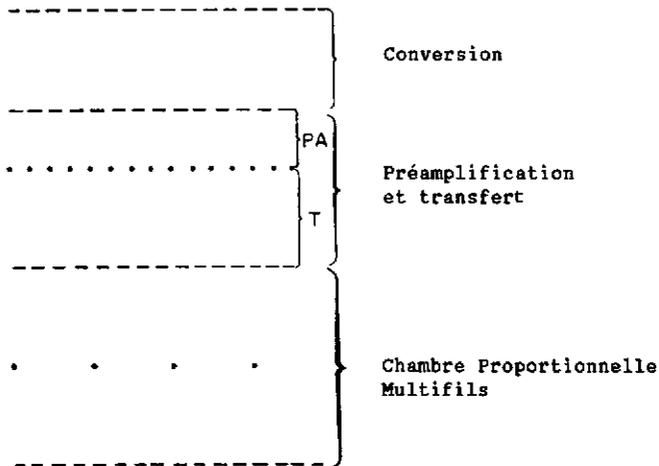


Fig. 15 Schéma de la chambre proportionnelle multi-étages. Une succession de grilles métalliques de potentiels variés est utilisée pour définir une région de conversion dans laquelle se produit l'ionisation, une région de préamplification qui permet de multiplier la charge initiale sous champ élevé, son transfert et une chambre proportionnelle qui complète le processus d'amplification. Cette structure permet d'obtenir des gains élevés dans un gaz photosensible: elle est utilisée entre autre pour la détection de photoélectrons isolés.

La figure 16 montre un exemple d'anneau de Cherenkov obtenu par superposition, sur l'écran cathodique d'un ordinateur, d'une centaine d'événements générés par un faisceau monoénergétique et collinéaire dans un instrument du type décrit. Chaque événement comporte en moyenne cinq photons détectés. Nous avons construit un ensemble expérimental capable d'identifier les particules ayant une impulsions entre quelques dizaines et quelques centaines de GeV/c et nous l'avons fait fonctionner au Laboratoire Fermi, en collaboration avec d'autres instituts de

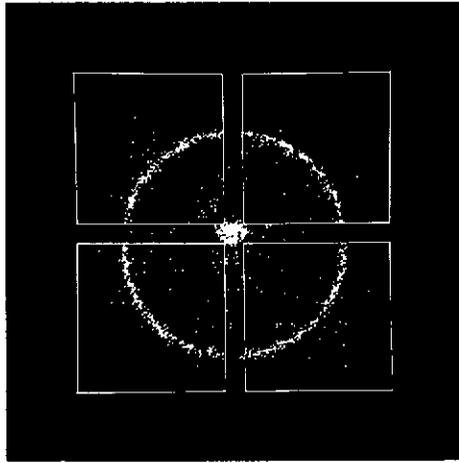


Fig. 16 Exemple d'anneau de Cherenkov, obtenu par superposition d'une centaine d'événements colinéaires. On voit sur la photographie les contours des quatre cristaux de fluorure de calcium utilisés comme fenêtres (de 10 cm x 10 cm chacune). Le faisceau de particules est également détecté et se voit au centre de l'image.

recherche. La photographie de la figure 17 montre l'élément le plus délicat de cet instrument: la fenêtre en cristaux de fluorure de calcium qui sépare le radiateur (hélium à la pression atmosphérique) de la chambre photosensible. Cette fenêtre doit manifestement être imperméable aux molécules de vapeur photosensible et doit résister aux efforts mécaniques et de dilatation thermique qui pourraient fendre ses cristaux. La figure 18 montre l'image obtenue avec un ordinateur d'un anneau de Cherenkov défini par cinq photons détectés. A noter que la mesure du rayon peut se faire aussi avec un seul photon, puisque la trajectoire de la trace chargée est connue après avoir été mesurée par des chambres proportionnelles employées pour l'analyse impulsienne et que le centre de l'anneau est établi sans ambiguïté. La résolution obtenue au cours de cette expérience est illustrée à la figure 19. Les particules π et K sont bien identifiées dans toute la gamme des impulsions /19/.

On peut obtenir des gains élevés dans des mélanges photosensibles avec des révélateurs dont la géométrie minimise les effets secondaires induits par les photons émis au cours de l'avalanche. On y parvient, par exemple, en enfermant chaque fil d'anode dans une cathode constituée par un tube métallique mince, ayant une fenêtre longitudinale vers la région de conversion. Les potentiels sont choisis de manière à guider avec une pleine efficacité les photoélectrons vers un fil amplificateur; par ailleurs, ce fil réduit la reconversion dans le gaz des photons secondaires émis dans l'avalanche (qui sont absorbés par la cathode). Pour la conversion et la restitution des photons Cherenkov dans le cas où une résolution temporelle poussée serait nécessaire, on peut utiliser une géométrie semblable à celle de la TPC /15,16/. Les photoélectrons produits dans le gaz migrent dans le champ uniforme vers la région d'amplification réalisée, par exemple, de la façon décrite ci-dessus. La mesure des temps de dérive sur les fils anodiques intéressés fournit les coordonnées des points de conversion. Un instrument de ce type, de grandes dimensions, est en cours de réalisation au CERN pour l'expérience DELPHI. Grâce à l'utilisation du TMAE comme produit photosensible, qui permet un vaste choix de radiateurs, l'instrument atteint une puissance optimale d'identification dans une vaste gamme d'impulsions et couvre la quasi-totalité de l'angle solide autour de la région d'intersection du LEP.

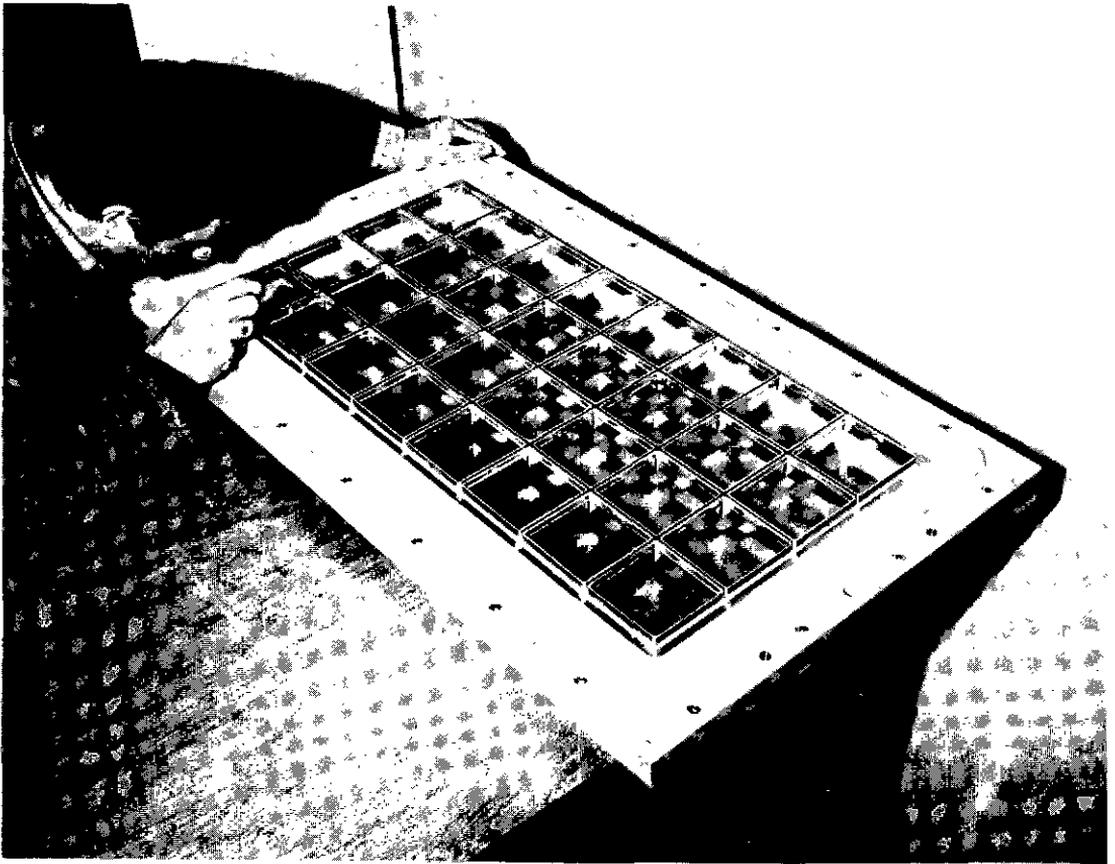


Fig. 17 Fenêtre formée de 32 cristaux de fluorure de calcium, réalisée pour un détecteur d'anneaux de Cherenkov de grande acceptance. Son montage est particulièrement délicat en raison de la fragilité des cristaux et de l'étanchéité exigée de l'ensemble qui sépare le gaz photosensible contenu dans la chambre proportionnelle du gaz ultrapur du radiateur.

4.3 Autres méthodes d'identification des particules

Je mentionnerai ici rapidement deux autres systèmes d'identification des particules rapides qui utilisent largement les chambres proportionnelles. Le premier de ces systèmes se fonde sur la détection de ce qu'on appelle le "rayonnement de transition", c'est-à-dire l'émission de photons de haute énergie (typiquement des rayons X mous) par des particules relativistes, lors de leur passage à travers l'interface entre deux matériaux ayant des constantes diélectriques différentes. Le spectre des photons émis présente un pic prononcé à un niveau d'énergie qui dépend de γ , le facteur de Lorentz de la particule, et leur nombre augmente rapidement avec la vitesse. Puisque la probabilité d'émission par interface est faible, il convient de recourir en guise de radiateur à un paquet de plusieurs centaines de feuilles d'un matériau léger (polyéthylène, lithium), séparées par des interstices minces afin de minimiser l'autoabsorption des photons. Il est ainsi possible de les détecter avec une bonne efficacité au moyen d'une ou de plusieurs chambres proportionnelles dans la gamme des rayons X mous en utilisant le xénon comme gaz de remplissage. Le pouvoir d'identification

est d'autant meilleur que le facteur γ est plus élevé, contrairement à ce qui se passe lorsqu'on utilise la méthode de la perte d'énergie différentielle (qui arrive à saturation à vitesse relativiste).

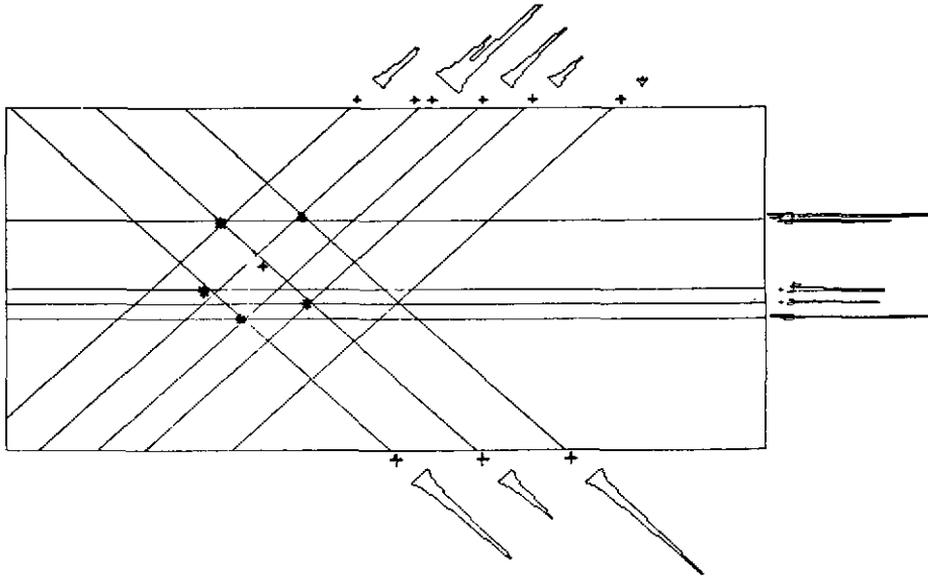


Fig. 18 Un événement à cinq photons détectés apparaît ainsi à l'analyse. La chambre proportionnelle enregistre les profils de charge induite sur les deux plans cathodiques et sur le plan anodique, donc sous trois angles différents. Si le nombre de photons n'est pas trop grand, l'association des coordonnées peut se faire sans ambiguïté.

Une deuxième méthode d'identification, utilisée pour des rayonnements chargés ou neutres, est la méthode calorimétrique. Elle consiste essentiellement à convertir toute l'énergie du projectile en signal détectable en faisant alterner des couches de matériaux denses et d'éléments de mesure de l'ionisation produite par les gerbes dans le gaz. Bien qu'il soit possible d'utiliser des chambres proportionnelles classiques comme détecteurs d'ionisation, il existe un instrument récent qui permet la réalisation de grandes surfaces sensibles pour un prix modique, le tube à dards (streamers) élaboré par Iarocci et ses collaborateurs /20/. Chaque élément sensible se compose d'un fil d'anode tendu au centre d'un profilé de plastique, de section carrée, revêtu intérieurement d'une couche conductrice de graphite. De nombreuses cellules adjacentes et indépendantes peuvent être réalisées sur plusieurs mètres de longueur au moyen de matières plastiques extrudées. En raison de la résistivité superficielle élevée des cathodes, et en utilisant des fils d'anode de fort diamètre (50 à 60 μm), il est possible de dépasser la zone de fonctionnement proportionnel pour arriver à celle du streamer. Avec un facteur de multiplication de l'ordre de 10^7 - 10^8 , ce régime d'exploitation offre l'avantage de permettre la détection directe, sans amplificateurs, et de produire la même hauteur d'impulsion quelle que soit l'ionisation primaire. Cela est particulièrement intéressant en calorimétrie: En fait le signal délivré par le détecteur dépend du nombre total de traces dans la gerbe plutôt que de leur perte d'énergie. La dispersion provoquée par l'émission d'électrons lents mais fortement ionisés est donc minimisée. Le premier grand calorimètre à tubes à streamers a été réalisé pour l'expérience sur la vie moyenne des protons et installé dans le tunnel du Mont-Blanc où il est toujours en service. D'autres systèmes analogues sont en cours de montage pour diverses expériences, en particulier au LEP.

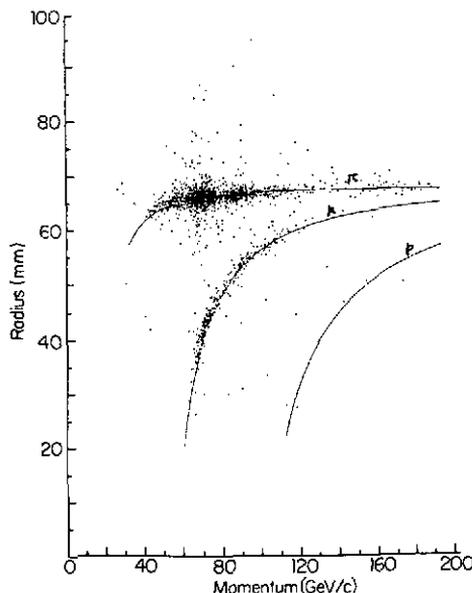


Fig. 19 Distribution des rayons de l'anneau de Cherenkov mesurés par des particules de masses diverses en fonction de leur moment. Dans les limites de la statistique, les ions μ et K sont bien séparés jusqu'aux impulsions plus élevées.

5 - CHAMBRES A IMAGE

Les détecteurs décrits jusqu'ici ont tous la caractéristique commune de recourir à une lecture électronique des signaux pour extraire l'information. On sait depuis longtemps que, dans certaines conditions, des photons sont aussi émis copieusement par les avalanches électroniques et qu'ils peuvent être détectés par des moyens appropriés, photomultiplicateurs ou autres. L'émission de photons est particulièrement abondante dans les gaz nobles purs, et ceci a donné origine à la famille de détecteurs dits proportionnels à scintillation; pour une revue voir référence 21.

Ce type de compteurs, possédant une très bonne résolution en énergie, a toutefois une bien modeste résolution spatiale, correspondant à la taille du photomultiplicateur; des méthodes de lecture à plusieurs tubes sont possibles, ce qui permet une interpolation, mais elles restent limitées aux cas d'avalanches uniques.

Avec la disponibilité sur le marché de capteurs optiques à grande granularité (comme des caméras à état solide ou CCDs) et de systèmes de digitisation rapide d'images, il est apparu qu'un détecteur à émission et détection de lumière pouvait être exploité; il suffirait, par exemple, de regarder le plan d'une chambre proportionnelle avec une caméra pour voir défiler les images des événements, même complexes. Il y a toutefois un problème majeur: les gaz nobles émettent des photons dans l'ultra-violet lointain (150 nm pour l'argon), ce qui demanderait l'emploi de fenêtres en fluorure de calcium ou de magnésium pour la détection. De plus, l'efficacité de scintillation est très fortement réduite par la présence de pollutions, même s'il ne s'agit que de traces. Récemment, et dans le cadre de la recherche sur les gaz photosensibles employés pour la détection de photons, on a trouvé que différentes vapeurs comme le TEA et le TMAE, ajoutées aux gaz rares,

déplacent la longueur d'onde de la scintillation vers le visible (280 nm pour le TEA et 490 nm pour le TMAE)/22-24/. Ces longueurs d'onde peuvent traverser des fenêtres de plastique (par exemple, l'Aclar est transparent au-dessus de 220 nm); la scintillation sera alors détectée par un système composé d'un amplificateur de brillance suivi d'une caméra à état solide et par un digitiseur vidéo.

La figure 20 montre un exemple d'image obtenue avec cette méthode, pour une petite chambre du type TPC exposée au flux des rayons cosmiques. Il s'est avéré que le meilleur rendement de lumière dans une chambre à image est obtenu en utilisant, comme élément de scintillation, une chambre à avalanches à faces parallèles (donc, pas du type multifils); ceci constitue un avantage pratique évident.

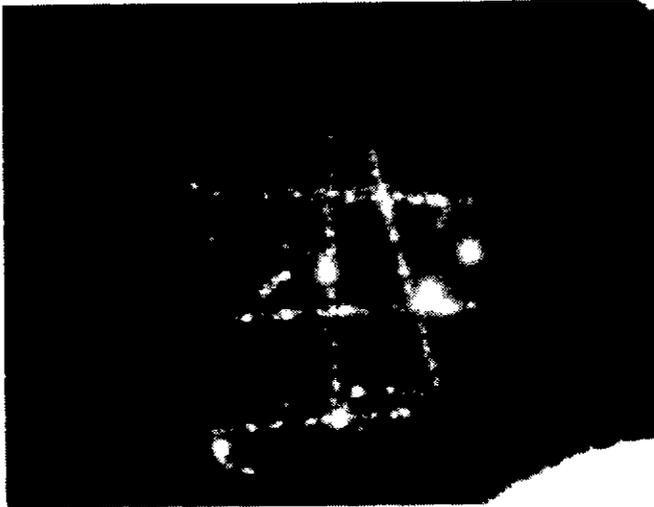


Fig. 20 Traces cosmiques visualisées dans une chambre à images.

La mesure de la lumière émise par les avalanches donne un renseignement sur la perte d'énergie; la figure 21 montre par exemple la représentation digitale (par tons de gris) de l'interaction d'une particule alpha dans l'hélium, enregistrée avec une chambre à image /25/; les chiffres représentent l'intensité de lumière, et la balance d'énergie est celle qui correspond à la réaction. Si l'on considère que la longueur réelle de la trace primaire est d'environ 3 cm, on se rend compte de la puissance de la chambre à image dans la restitution d'événements complexes.

Plusieurs applications de la chambre à image ont déjà été étudiées; je vais en décrire deux, pour l'imagerie Cherenkov et pour la calorimétrie électromagnétique.

5.1 La chambre à image pour la détection des anneaux Cherenkov

Dans le chapitre précédent, j'avais indiqué qu'une des limitations des méthodes électroniques employées pour la détection des anneaux Cherenkov était la difficulté de bien reconstruire des événements consistant en un grand nombre de photons ou des traces multiples. Il est bien évident que la méthode optique, véritablement bidimensionnelle et ayant un nombre d'éléments de résolution difficilement réalisable électroniquement (typiquement 500 x 500 pixels), ne souffre pas de ces limitations. Un prototype d'imageur Cherenkov basé sur la chambre à image a été développé récemment [23, 26]. Le détecteur est une chambre multi-étages, capable de gains élevés, avec une porte pulsée à la fin de la région

de dérive pour permettre la sélection des événements (fig. 22). Le dernier gap de la chambre, un élément à faces parallèles, génère l'image qui est analysée par l'amplificateur de brillance. Il a été choisi de faire fonctionner le détecteur à basse pression, pour réduire la contribution des pertes directes par ionisation des particules chargées traversant la chambre; cela permet aussi d'obtenir des gains élevés dans le mélange contenant du TMAE.

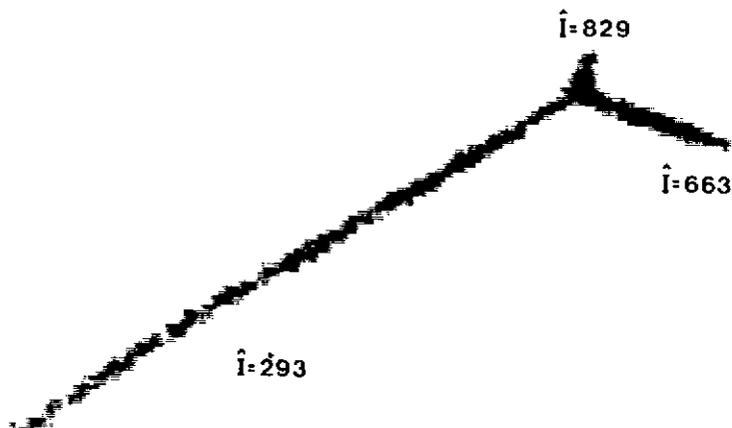


Fig. 21 Une particule α interagissant avec un noyau d'hélium, détectée avec la chambre à images; les valeurs numériques donnent l'intensité de lumière enregistrée par la caméra CCD, qui correspond à la perte d'énergie des ions.

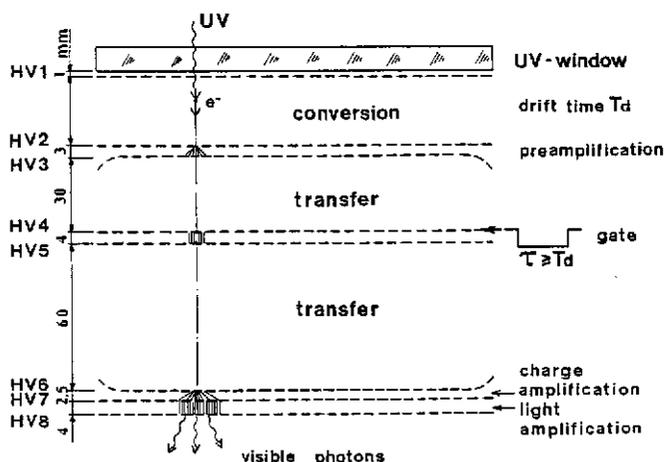


Fig. 22 Une chambre multi-étages avec porte électronique employée pour la détection de photons émis par effet Cherenkov.

La figure 23 montre un exemple d'anneau Cherenkov, enregistré avec la chambre à image dans un faisceau de particules chargées rapides; le nombre moyen des taches (chacune correspondant à un photon détecté) est de 10, et la précision de localisation (estimée par calcul du centre de gravité de chaque trace) est d'environ 2 mm.

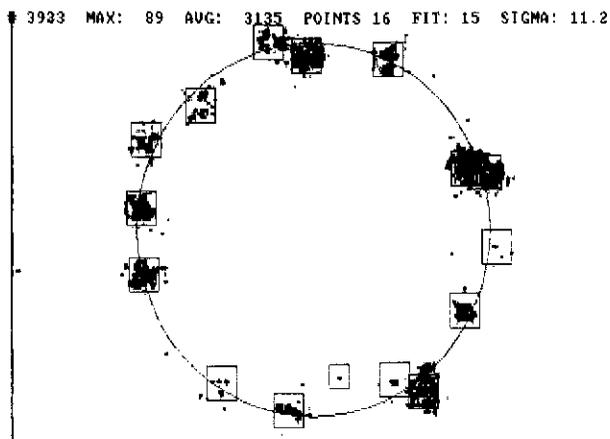


Fig. 23 Un exemple d'anneau de Cherenkov avec une douzaine d'avalanches détectées, chacune en correspondance avec un photon.

Le même type de détecteur permet aussi de voir les photons émis par effet Cherenkov dans un radiateur solide ou liquide, dans lequel se développe une gerbe électromagnétique. La forme et la position dans le plan de l'image permet en principe de déduire l'angle d'incidence du gamma qui était à l'origine de la gerbe /27/. Un exemple obtenu avec une chambre mutli-étages fonctionnant à pression atmosphérique est montré dans la figure 24 /28/.

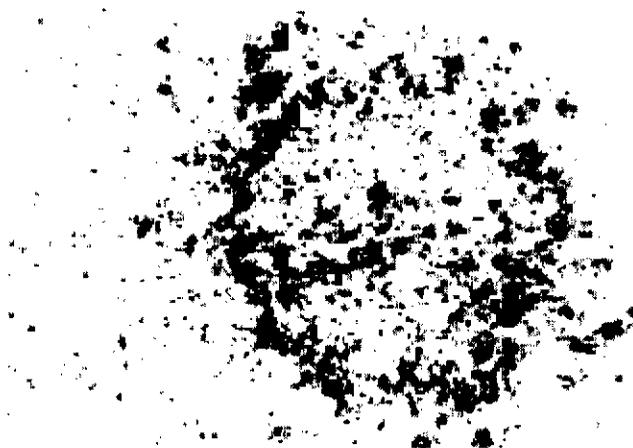


Fig. 24 Anneau de Cherenkov produit par une gerbe électronique dans un radiateur liquide épais, détecté par la chambre à images.

5.2 La chambre à images épaisse pour la calorimétrie électromagnétique

Les chambres gazeuses conventionnelles ne se prêtent pas directement à la détection des gerbes hadroniques ou électromagnétiques à cause de leur faible

masse. On les a toutefois employées comme élément sensible dans des calorimètres à échantillonnage, alternées à des couches de conversion lourdes. Une approche encore meilleure est celle de la chambre à projection épaisse, développée à l'origine par Charpak et collaborateurs pour la détection de gammas de 500 keV par une caméra à positons /29/ et adoptée depuis par plusieurs expérimentateurs pour la détection de gerbes /30/. Ces chambres contiennent une région de conversion constituée de plaques métalliques minces, parallèles et isolées entre elles, avec des canaux ouverts dans le milieu gazeux et à des potentiels tels qu'ils permettent la collection et la dérive des électrons d'ionisation vers l'élément de multiplication (une chambre proportionnelle multifils). La résolution en énergie de ce détecteur, appelé chambre proportionnelle à haute densité (HPC), est très bonne, mais les propriétés de localisation sont limitées par les problèmes habituels de résolution électronique.

Nous avons réalisé une chambre HPC à image en remplaçant la chambre proportionnelle par une chambre à avalanches avec détection de la lumière émise /31/. Deux exemples d'images obtenues avec un prototype sont montrés à la figure 25: en haut le développement d'une gerbe électromagnétique et en bas une interaction hadronique. La différence entre les deux types d'interaction est frappante, et prouve bien la puissance de la chambre à image.

Bien entendu, imbattable au niveau de la granularité, la chambre à image souffre d'une limitation sérieuse au niveau de la digitisation et de l'enregistrement des données. Les systèmes commerciaux, basés sur le standard télévisuel, ont des taux d'acquisition limités à 50 Hz; des éléments spéciaux sont probablement capables d'opérer à quelques centaines d'images par seconde. Il faut considérer toutefois que cette limitation concerne uniquement le système d'acquisition d'images; la chambre elle-même est aussi rapide qu'une chambre proportionnelle classique. En outre, en employant une structure multi-étages, on peut disposer d'un retard dans le gaz qui permet une prise de données sélective sur les bons événements; la chambre, ainsi que l'amplificateur de brillance, peuvent être activés sur une commande pulsée extérieure. Cela permet d'envisager l'utilisation des chambres à image dans des conditions de flux très élevé.

6 - APPLICATION DES CHAMBRES PROPORTIONNELLES DANS D'AUTRES DOMAINES

Depuis le début de leur développement, les chambres proportionnelles ont été utilisées, en dehors de la physique des particules, comme détecteurs de rayonnements pour des applications en biophysique, en recherche médicale et en astrophysique. Leurs caractéristiques, qui permettent une acquisition rapide et quantitative des données, en font des instruments adaptés à la recherche avancée en ces domaines. D'ailleurs, compte tenu de sa relative complexité d'exploitation (qui implique, par exemple, un système de circulation du gaz), les systèmes de diagnostic fondés sur la MWPC sont encore considérés comme étant dans une phase expérimentale.

Je me bornerai ici à décrire trois applications dans les domaines cités, choisis parmi ceux dans lesquels j'ai été directement impliqué.

6.1 Radiographie par diffusion nucléaire

La première, la radiographie par protons rapides, est celle qui se rapproche le plus de la physique des particules. Elle est fondée sur une expérience simple de diffusion nucléaire, dans laquelle les traces interagissantes et les fragments résultant de la collision sont détectés dans un ensemble de MWPC minces. L'analyse des trajectoires permet de reconstituer le vertex de l'interaction et de déduire, de la distribution spatiale des points d'interaction, la densitométrie de l'objet de l'analyse en termes médicaux, on réalise une tomographie tridimensionnelle /32/. La principale particularité de cette méthode, par rapport à celle de la tomographie par rayons X (le scanner CAT) est qu'elle n'a pas de plans de mesure préférentiels et que la totalité de l'image densitométrique est acquise en une seule exposition. En outre on a la possibilité de radiographier

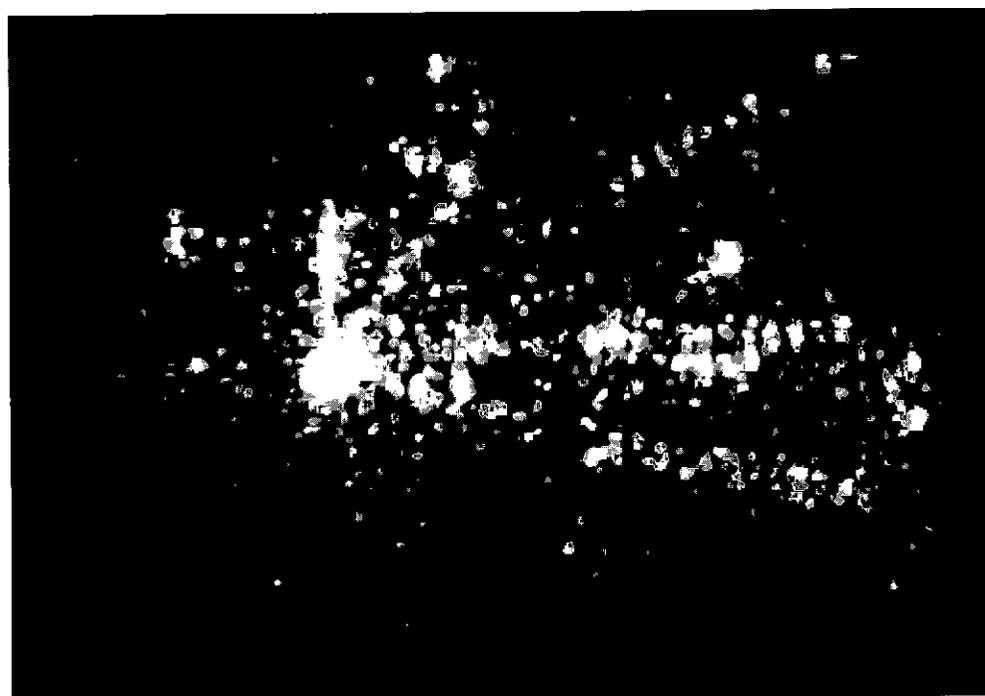
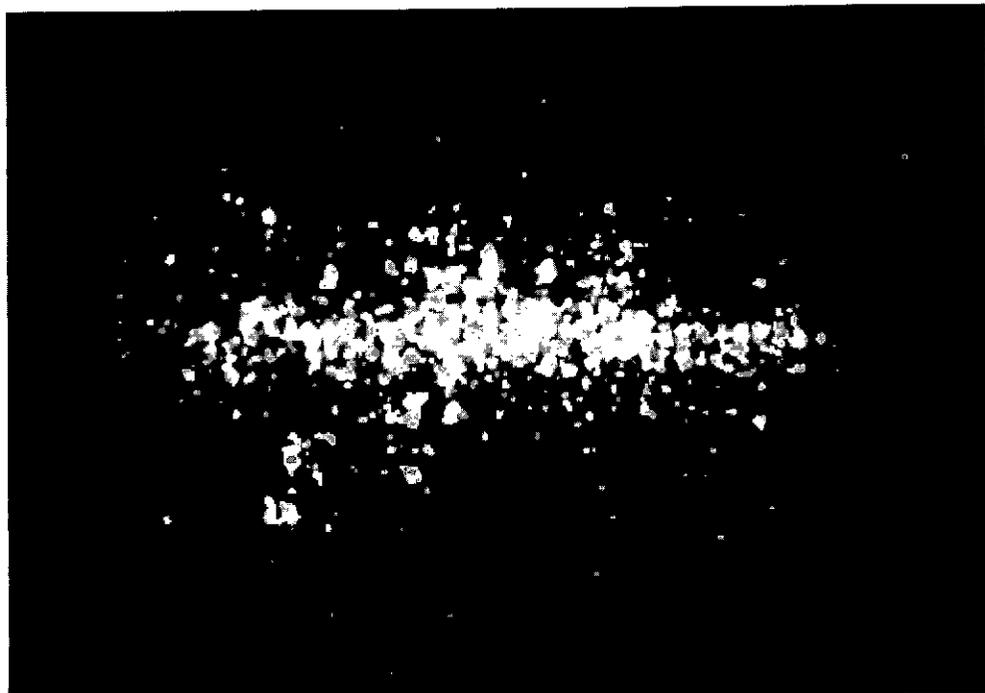


Fig. 25 Une gerbe électromagnétique (en haut) et une interaction hadronique visualisées par la chambre à images à conversion épaisse.

des solides de forte densité et de grande épaisseur tels que des lingots d'uranium, qui sont opaques aux rayons X, ce qui ouvre la voie à plusieurs applications d'intérêt industriel. La figure 26 montre un exemple de tomographie d'un moteur électrique réalisée au CEN, à Saclay. Grâce à la rapidité d'acquisition des données que permet cet appareil (environ cent mille événements par seconde), il est possible d'effectuer directement des études dynamiques ou de synchroniser la prise de données sur une phase déterminée de la rotation du moteur.

1 Heure $16 \cdot 10^6$ 75



Fig. 26 Application industrielle possible de la tomographie par protons rapides: des matériaux de grande densité (sur la photographie, un moteur électrique) sont facilement analysés. Une synchronisation de la prise de données avec le mouvement du rotor permet aussi d'obtenir des images en régime dynamique (photographie CEN Saclay).

6.2 Cartes bidimensionnelles de traceurs radioactifs

La plus grande partie des préparations biologiques peuvent être marquées sélectivement à l'aide de traceurs radioactifs émettant des électrons β dont l'énergie est comprise entre quelques keV et quelques MeV. Certains isotopes, par exemple ^3H , ^{14}H , ^{32}P et ^{131}I , peuvent remplacer les atomes correspondants d'une molécule; une carte uni- ou bidimensionnelle de leur distribution donnera des renseignements sur la composition de la préparation (à l'aide de méthodes analogues à la chromatographie classique). Etant fortement ionisés, les électrons émis sont facilement détectés et localisés par une chambre proportionnelle. Chaque désintégration étant enregistrée individuellement, un détecteur de ce type ne souffre pas des limitations propres aux méthodes photographiques, c'est-à-dire d'une gamme dynamique limitée et d'un long temps d'exposition. Les phénomènes dynamiques peuvent aussi être étudiés en enregistrant les données en fonction du temps. En outre, la possibilité de disposer des données sous forme numérique permet de leur appliquer des procédures de filtrage mathématique afin d'augmenter les contrastes et de donner au bruit un caractère stochastique. La figure 27 /33/ montre un exemple de radiochromatographie numérique de quelques couches monocellulaires, marquées au tritium et déposées sur un support plan à quelques millimètres de distance, réalisée par un groupe de l'Université de Pise. La carte d'activité est reproduite en haut, avant et après application d'un filtre mathématique de réduction du bruit (le blanc indique le maximum du comptage). Sur la moitié inférieure de l'image on voit une projection sur l'axe horizontal et une carte isométrique de l'activité. Cet instrument est utilisé dans l'étude de la reconstitution défectueuse de cellules mutantes endommagées par les rayons ultraviolets. N'étant pas destructive, cette méthode permet de multiplier la colonie cellulaire après l'obtention de la carte.

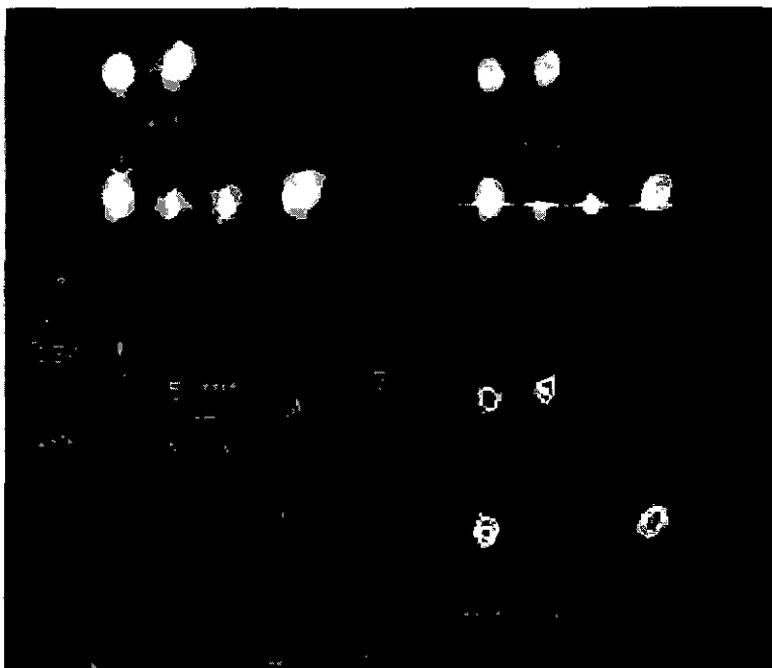


Fig. 27 Exemple d'autoradiographie numérique de composés marqués obtenue avec une chambre multifils. Dans la partie supérieure, on voit la distribution de l'activité avant et après l'application d'un filtre mathématique en vue d'améliorer les contrastes. Dans la partie inférieure, on voit la projection de l'activité sur un axe coordonné et un diagramme d'isolignes de cette préparation (photographie INFN Pise).

L'obtention d'images de bonne résolution de composés marqués à l'aide d'émetteurs d'électrons d'énergie élevée (carbone-14 par exemple) pose toutefois un problème en raison de leur parcours dans le gaz du détecteur. Nous l'avons résolu à l'aide d'une variante de la chambre multi-étages décrite précédemment. Revenant à la figure 15 et supprimant la région de conversion, on pose directement (ou au travers d'une mince fenêtre étanche au gaz) sur la deuxième électrode la préparation radioactive dont on veut étudier la carte. Les électrons émis dans le champ peuvent traverser sous des angles divers toute la structure indiquée en laissant une trace ionisée. Grâce aux caractéristiques de multiplication exponentielle par avalanche dans la zone de préamplification, seuls les premiers éléments de la trace, les plus proches du point d'émission, sont pleinement amplifiés et localisés. On a ainsi une précision de localisation submillimétrique, malgré le parcours de quelques centimètres fait dans le gaz par les électrons émis par le marqueur /34/. Ce même appareil a aussi été utilisé pour localiser les neutrons thermiques qui interagissent dans une feuille de gadolinium directement posée sur l'électrode préamplificatrice. Les électrons émis par conversion interne ont une énergie moyenne de 70 keV et ne donneraient pas une bonne localisation dans une chambre proportionnelle classique /35/.

6.3 Etude de la structure cristalline par diffraction de rayons X

Le spectre de diffraction de rayons X monoénergétiques sur les cristaux dépend, comme nous l'avons vu, de leur configuration électronique. Nombre de protéines et de macromolécules organiques, en raison de leur structure particulière, peuvent

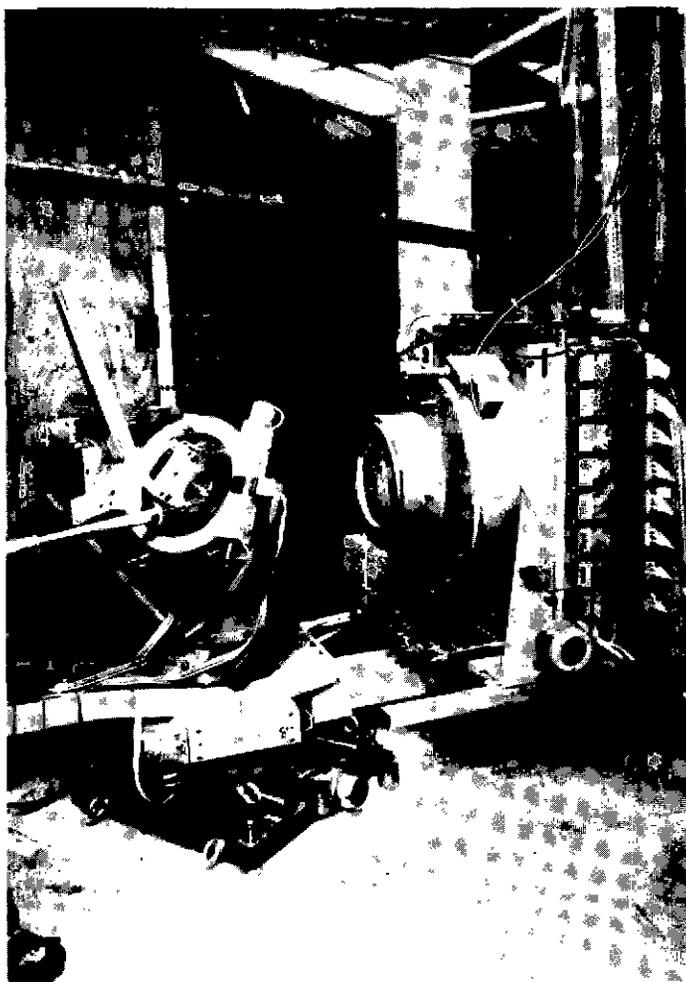


Fig. 28 La chambre proportionnelle à volume de conversion sphérique utilisée pour l'analyse structurale de macromolécules de cristaux à Orsay. Sur la gauche, on voit le goniomètre de haute précision qui permet de faire pivoter le cristal, frappé par un faisceau monoénergétique de rayons X produits par la machine à rayonnement de synchrotron (photographie LAL Orsay).

être obtenues sous forme cristalline et analysées au moyen de la méthode indiquée. Cependant, compte tenu de la complexité de leur structure, les spectres de diffraction doivent généralement être détectés sur plusieurs centaines d'expositions, sous des angles et avec des énergies multiples, ceci est vrai non seulement dans le cas de molécules d'origine, mais aussi pour des molécules dont certains atomes, situés dans des emplacements déterminés, ont été remplacés par des métaux présentant des lignes d'absorption caractéristiques pour l'énergie des rayons X utilisés. Avec la création de centres de recherches spécialisés, exploitant la lumière de synchrotron émise par un accélérateur d'électrons, on peut disposer de faisceaux de rayons X monoénergétiques fortement collimatés; les électrons rapides détecteurs comme la chambre proportionnelle ont permis

d'automatiser les mesures de ce type. Nous allons décrire un détecteur particulier, la chambre proportionnelle sphérique, que nous avons construite au CERN et qui est utilisée depuis quelque temps au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) d'Orsay.

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, la chambre proportionnelle multifils se prête bien à la localisation des rayons X mous. Mais, pour une énergie interne comprise entre 8 et 10 keV, on ne peut obtenir une bonne efficacité de détection qu'en recourant à de notables épaisseurs de conversion. Dans le cas qui nous intéresse, la diffraction à grande ouverture angulaire sur un cristal, une structure de conversion plane entraînerait une forte erreur de parallaxe (car il n'y a pas moyen de mesurer la pénétration des photons convertis dans le gaz). Ce problème se résout en organisant une région de conversion et de migration à structure de champ radiale, centrée sur le cristal à l'aide d'électrodes de section sphérique. Les charges produites par photoionisation dans la direction du champ sont conduites vers la structure plane de détection formée par une MWPC classique /36/. La photographie de la figure 28 montre l'appareil pendant la prise de données à Orsay; le faisceau de rayons X collimaté frappe le cristal monté sur un goniomètre, et le spectre de diffraction bidirectionnel est détecté par la chambre visible à droite de la photographie. Les données recueillies par le système d'acquisition sont enregistrées sur bande pour analyse ultérieure afin de déterminer la position et l'intensité des réflexions pour toutes les rotations du cristal, ces informations servant ensuite à établir la structure de la macromolécule. La figure 29 montre un exemple de structure électronique obtenu grâce à cet appareil. La protéine analysée a une masse d'environ 10.000 Da /37/.

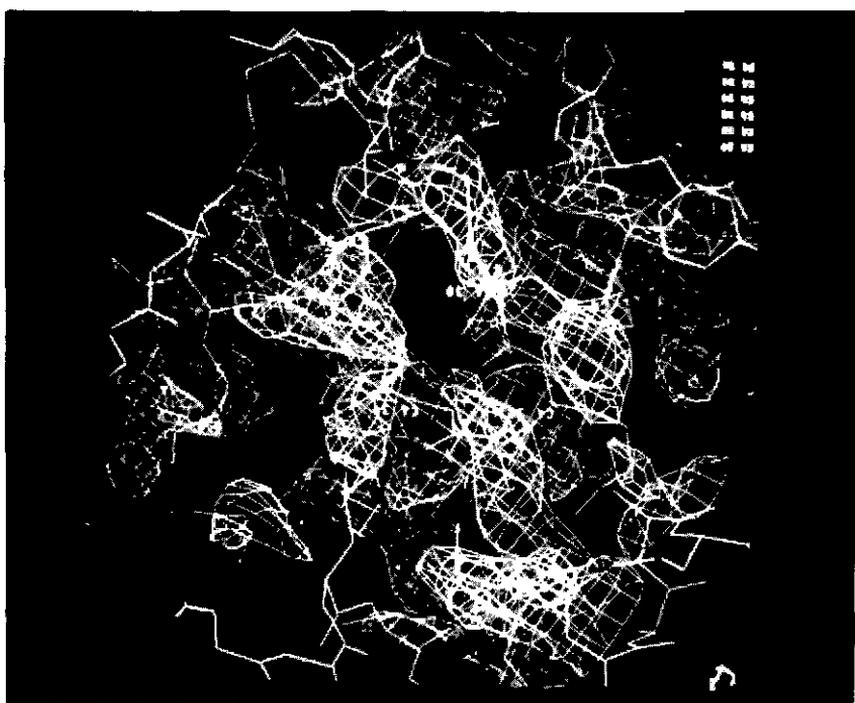


Fig. 29 Exemple de structure électronique d'une macromolécule reconstituée à Orsay au moyen de mesures de diffraction réalisées avec la chambre sphérique de la figure précédente (photographie LAL Orsay).

Grâce à la rapidité d'acquisition des données et à l'élaboration d'algorithmes de calcul semi-automatiques, on a pu résoudre en quelques jours des structures qui, il y a quelques années, eussent nécessité plusieurs mois d'analyse.

6.4 Radiographie industrielle

Pour des applications industrielles il est intéressant de trouver des moyens de rendre les chambres proportionnelles efficaces dans la détection de rayons X durs, de quelques centaines de keV. Une méthode, la chambre à dérive épaisse, ou HPC, a déjà été décrite, mais elle est beaucoup trop complexe et coûteuse pour présenter un intérêt commercial en tant qu'instrument à grande diffusion.

Récemment, un groupe opérant dans la société Schlumberger a développé une méthode alternative assez élégante pour résoudre la problématique [38]. Il s'agit d'une chambre proportionnelle classique, dont la cathode est d'une feuille de conversion métallique, suffisamment mince (quelques centaines de μm) pour permettre au photoélectron produit par une conversion de rayons X de sortir et d'ioniser la gaz de la chambre. L'astuce consiste à faire arriver le faisceau de rayons X sur la feuille de conversion à un angle très petit, ce qui réduit évidemment l'acceptance angulaire, mais augmente l'efficacité. L'ensemble générateur-détecteur se déplace ensuite par rapport à l'objet pour réaliser la radiographie. Un exemple d'image obtenue (en quelques minutes) par scannographie d'une voiture est montré à la figure 30.

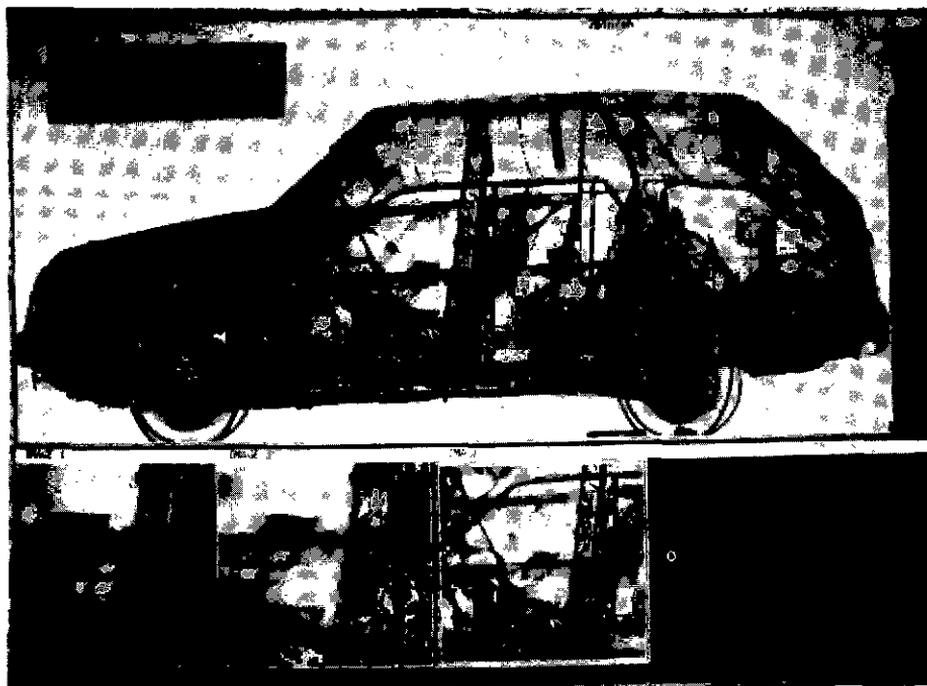


Fig. 30 Radiographie d'une voiture réalisée par la méthode qui utilise une chambre proportionnelle multifils avec convertisseur mince et une incidence rasante du faisceau de rayons X durs. (Photo Schlumberger).

7 - CONCLUSION ET RESUME

Nous nous sommes efforcés dans ces quelques notes de décrire le fonctionnement et les caractéristiques principales d'exploitation des chambres proportionnelles multifils et des diverses structures qui en découlent. Les quelques exemples de construction et d'application donnés sont loin d'être exhaustifs. En outre, les recherches en cours laissent prévoir que de nouveaux progrès seront prochainement réalisés, tant en ce qui concerne les techniques de construction que pour ce qui est de la simplicité et de la fiabilité ou des caractéristiques de fonctionnement. Ces appareils, qui sont largement utilisés aujourd'hui comme détecteurs en physique des particules, suscitent toujours plus d'intérêt chez les expérimentateurs travaillant dans d'autres domaines de recherche.

REFERENCES

- /1/ G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier et C. Zupancic, Nucl. Instrum. Methods 62 (1968) 235.
- /2/ L.G. Christophorou, Atomic and Molecular Radiation Physics (Wiley, New-York 1971).
- /3/ F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09 (1977).
- /4/ G. Charpak, G. Fischer, A. Minten, L. Naumann, F. Sauli, G. Fluegge, Ch. Gottfried et R. Tirler, Nucl. Instrum. Methods 97 (1971).
- /5/ G. Charpak, G. Petersen, A. Policarpo et F. Sauli, Nucl. Instrum. Methods 148 (1978) 471.
- /6/ G. Charpak et F. Sauli, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34 (1984) 285.
- /7/ V. Perez-Mendez, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 1334.
- /8/ F. Sauli, Proc. Second Int. Conf. on Application of Physics to Medicine and Biology, Trieste, 1983 (World Scientific Pub., Singapore 1984), p. 273.
- /9/ A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli, M. Atkinson et G. Schultz, Nucl. Instrum. Methods 124 (1975) 189.
- /10/ The time projection chamber, Vancouver, 1983 (Amer. Inst. Phys. Conf. Proc. 108, New York, 1984).
- /11/ A.A.L. Clark et al., PEP-4 (1976).
- /12/ F. Snider et al., FERMILAB-Pub-87/183-E.
- /13/ M. Barranco Luque et al., Nucl. Instrum. Methods 176 (1980) 175.
- /14/ H. Aihara et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30 (1983) 63.
- /15/ J. Séguinot, note de cours dans ce volume.
- /16/ J. Séguinot and T. Ypsilantis, Nucl. Instrum. Methods 142 (1977) 377.
- /17/ G. Charpak and F. Sauli, Phys. Lett. 78B (1978) 523.
- /18/ R. Bouclier et al., Nucl. Instrum. Methods 205 (87) 403.
- /19/ M. Adams et al., Nucl. Instrum. Methods 217 (1983) 237.
- /20/ E. Iarocci, Nucl. Instrum. Methods 217 (1983) 30.

- /21/ A. Policarpo, Space Science Instr. 3 (1977) 77.
- /22/ M. Suzuki, P. Strock, F. Sauli and G. Charpak, Nucl. Instr. Meth A254 (1987) 556.
- /23/ G. Charpak et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-35 (1988) 237.
- /24/ D. Sauvage, A. Breskin and R. Chechik, Weizmann Inst. preprint WIS-8818 (1988).
- /25/ G. Charpak et al., Nucl. Instrum. Methods A269 (1988) 142.
- /26/ A. Breskin et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-35 (1988) 404.
- /27/ Y. Giomataris and G. Charpak, preprint CERN-EP/88-94 (1988).
- /28/ Y. Giomataris et al., preprint CERN-EP/88-96 (1988).
- /29/ A. Jeavons, G. Charpak and R. Stubbs, Nucl. Instrum. Methods 124 (1975) 591.
- /30/ H. Fisher and O. Ullaland, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27 (1980) 38.
- /31/ P. Astier et al., IEEE Nuclear Science Symposium NS-36 (1989).
- /32/ G. Charpak et J. Saudinos, Progr. Nucl. Med. 7 (1981) 164.
- /33/ R. Bellazzini et al., INFN/TC-82/1 (1982).
- /34/ G. Petersen, G. Charpak, G. Melchart and F. Sauli, Nucl. Instrum. Methods 176 (1980) 67.
- /35/ G. Melchart, G. Charpak, F. Sauli, F. Petersen et J. Jacobe, Nucl. Instrum. Methods 186 (1981) 613.
- /36/ R. Kahn, R. Fourme, R. Bosshard, B. Caudron, J.C. Santiard and G. Charpak, Nucl. Instrum. Methods 201 (1982) 203.
- /37/ R. Kahn et al., FEBS Letters 179 (1985) 133.
- /38/ J. Dorion et al., IEEE Symp. Nucl. Sci. NS-34 (1987) 442.

DETECTEURS GAZEUX POUR IONS LOURDS

V. Comparat

Institut des Sciences Nucléaires, 53, Avenue des Martyrs, F-38026
Grenoble, France

Résumé. Revue des détecteurs gazeux pour ions lourds: chambres scintillantes, à streamers, d'ionisation et détecteurs à courbe de Bragg. Détecteurs à très faible pression: Plaques parallèles, chambres multifils, chambres multi-étages.

Abstract. Review of gaseous detectors for heavy ions: scintillating, streamers and ionization chambers, Bragg curve detector. Very low-pressure detectors: PPAC, MWPC and MSC.

INTRODUCTION:

Les ions lourds présentent une grande diversité de comportement dans leur interaction avec la matière : Les alphas de 5,5 MeV perdent environ 1 000 fois plus d'énergie qu'une particule au minimum d'ionisation dans une petite épaisseur de gaz. Les produits de fission perdent encore 100 fois plus que les alphas. Entre ions lourds "légers" ultrarelativistes et ions très lourds et très lents on aura une dynamique en dE/dx de plus de 10^4 . Il est clair que ce ne sont pas les mêmes détecteurs qui seront utilisés dans les deux cas.

C'est à partir de 1975 que l'on a assisté au retour et au renouveau des détecteurs gazeux pour les ions lourds, auparavant les semiconducteurs et les scintillateurs solides étaient les plus utilisés. Mais l'arrivée d'accélérateurs délivrant des faisceaux de plus en plus intenses a poussé à la mise au point de détecteurs nouveaux capables de répondre aux besoins des expérimentateurs. Ce cours va en faire une revue rapide.

Dans de nombreuses expériences, notamment derrière des spectromètres magnétiques et pour des ions lourds pas trop ionisants, de nombreux groupes de physiciens utilisent des détecteurs gazeux "classiques", c'est à dire dont le fonctionnement est très proche de ceux qui sont utilisés en physique des particules, tant que la pression du gaz reste supérieure à environ 30 torr. Les propriétés de ces détecteurs sont traitées par F. Sauli dans cette école, aussi ils sont exclus de cette revue.

De même seront exclus les ensembles de détection faisant appel à plusieurs détecteurs de base (par exemple ensembles d'identification associant des chambres d'ionisation et des plaques parallèles).

Ce cours est divisé en deux parties :

Une première partie présente des détecteurs typiques utilisés en physique des ions lourds en débutant par ceux qui utilisent la lumière émise par l'interaction de l'ion avec le gaz : chambres scintillantes et chambres à streamers, et en poursuivant par ceux qui traitent les charges déposées dans le volume du gaz sans les multiplier : chambre d'ionisation et chambre à courbe de Bragg.

Une deuxième partie étudie les détecteurs à multiplication électronique à très basse pression (entre 1 et 10 torr par exemple) qui ont des caractéristiques de fonctionnement très différentes des détecteurs à plus haute pression présentés par F. Sauli, même si les noms et les structures mécaniques sont quasi-identiques : plaques parallèles, chambres multifils, chambres multi-étages.

1ère Partie : QUELQUES DETECTEURS D'IONS LOURDS à MOYENNE PRESSION

DETECTEURS GAZEUX A SCINTILLATION.

Pour une étude approfondie des phénomènes de luminescence dans les gaz, dus aux interactions d'une particule avec les molécules de ce dernier, on peut consulter les références suivantes: /1,2,3,4/ On se contentera de quelques rappels élémentaires.

La scintillation se classe en deux catégories :

- La scintillation primaire : L'émission de lumière est due à l'interaction de la particule incidente avec le gaz (qu'il y ait ou non champ électrique) . Les gaz nobles sont de bons scintillateurs, par exemple le Xénon scintille autant que le CsI (Tl).

- La scintillation secondaire ; est produite par les électrons d'ionisation primaire accélérés dans un champ électrique suffisant pour leur donner une énergie supérieure au seuil d'excitation du gaz. Il y a émission secondaire avec ou sans multiplication de charge suivant que l'énergie des électrons est inférieure ou supérieure au seuil d'ionisation du gaz. L'intensité de la lumière secondaire émise peut être très grande (gain de plus de 100) et atteindre des valeurs bien supérieure à celle du Na I !

Les avantages des scintillateurs gazeux sont les suivants :

- non sensibilité aux dommages des radiations
- bonne linéarité en fonction de l'énergie déposée : il faut atteindre des ionisations spécifiques très importantes pour obtenir des écarts à la linéarité vraiment significatifs. Par exemple les ions ^{208}Pb de 1,4 MeV/A présentent un

excès de scintillation de 10 % par rapport à l'estimation théorique donnée par les tables de dE/dx (les α de 5,5 MeV étant pris pour référence) dans un mélange A + N₂ /5/.

- possibilité de construire des scintillateurs de toutes formes et dimensions et de jouer sur la densité du milieu (pression).

- possibilité d'utiliser les charges créées dans le gaz, ce qui permettra de faire de la localisation précise.

- Dans certains gaz on trouve des temps de décroissance de scintillation très rapides ($\sim 10^{-9}$ s) /6/. On pourra alors réaliser de bonnes prises de temps.

Pour les ions lourds, la scintillation gazeuse peut être intéressante car le nombre de photons émis est conséquent malgré la faible densité du milieu.

Un des gaz les plus utilisé est le mélange Argon-Azote (taux d'azote entre 2 et 10 %).

- C'est un bon scintillateur, de plus il émet principalement vers 3 500 Å (UV proche) alors que les gaz nobles émettent dans l'UV lointain (1 300 Å pour l'Argon et 1 700 Å pour le Xénon). Avec A + N₂ on peut utiliser des photomultiplicateurs à fenêtre à quartz, il n'y a pas besoin de changeurs de longueur d'onde. Ce gaz est aussi moins sensible aux impuretés et n'exige pas des installations sophistiquées de purification.

- C'est un gaz "rapide" ($T < 2$ ns) voir figure 1 :

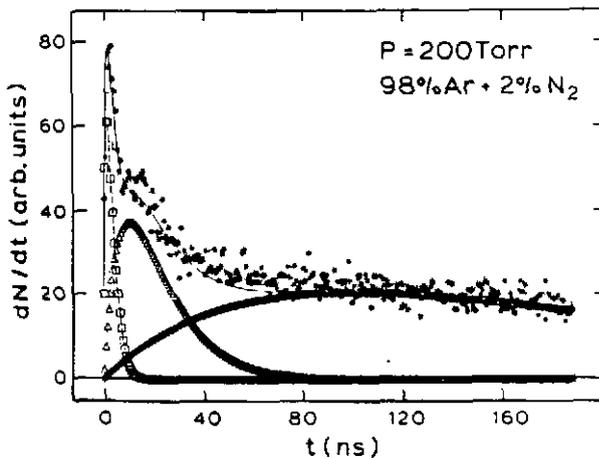


fig 1: Spectre en temps de la scintillation dans un mélange A+N₂ excité par ²⁷Mo à 1,4 MeV/A.

A noter que l'intensité de la composante rapide ne varie pas avec la pression dans une large gamme /6/.

- C'est un mélange qui a de bonnes caractéristiques pour le transport des électrons : bonne vitesse de dérive, faible coefficient de diffusion, et il peut permettre des grands gains de multiplication électronique .

Des réalisations utilisent le concept de chambre à dérive scintillante proposé par G. Charpak /8/.

Le groupe de Mutterer /7/ a réalisé un détecteur qui détermine le ΔE , le temps de passage et la position à deux dimensions des ions lourds dans le même volume de gaz .

Une autre réalisation /9/ utilise une structure analogue à celle d'une chambre à dérive classique : Pour la localisation à une dimension, elle utilise la différence de temps entre la scintillation primaire qui signe le moment de passage de la particule et la scintillation secondaire née autour d'un fil par l'accélération des électrons. L'intérêt d'utiliser la scintillation plutôt que la multiplication électronique est que l'on atteint une meilleure résolution en énergie car il n'y a pas de dégradation par la statistique de l'avalanche. De plus le système est auto - déclenchable, voir figure 2 :

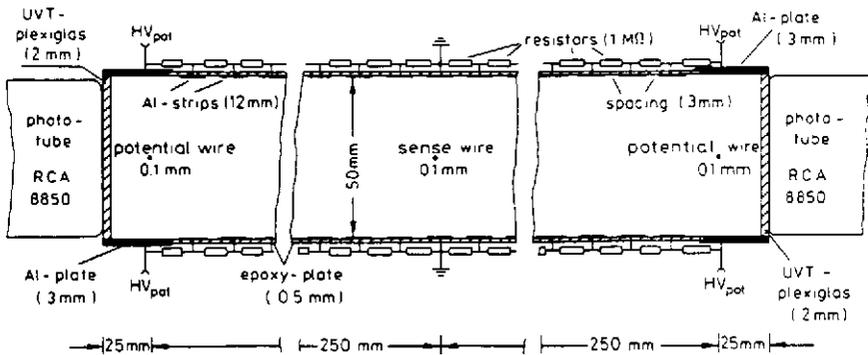


fig 2: Coupe d'une chambre à dérive scintillante équipée de deux photomultiplicateurs.

LA CHAMBRE A STREAMER.

Pour étudier dans le détail des réactions à très haute multiplicité (>100), il est nécessaire de photographier les traces du passage des produits de la réaction et de faire une reconstruction à trois dimensions.

Une des techniques utilisée en ions lourds est la chambre à streamer; voir pour plus de détails l'article de revue /10/.

Le principe de fonctionnement est le suivant : voir la figure 3.

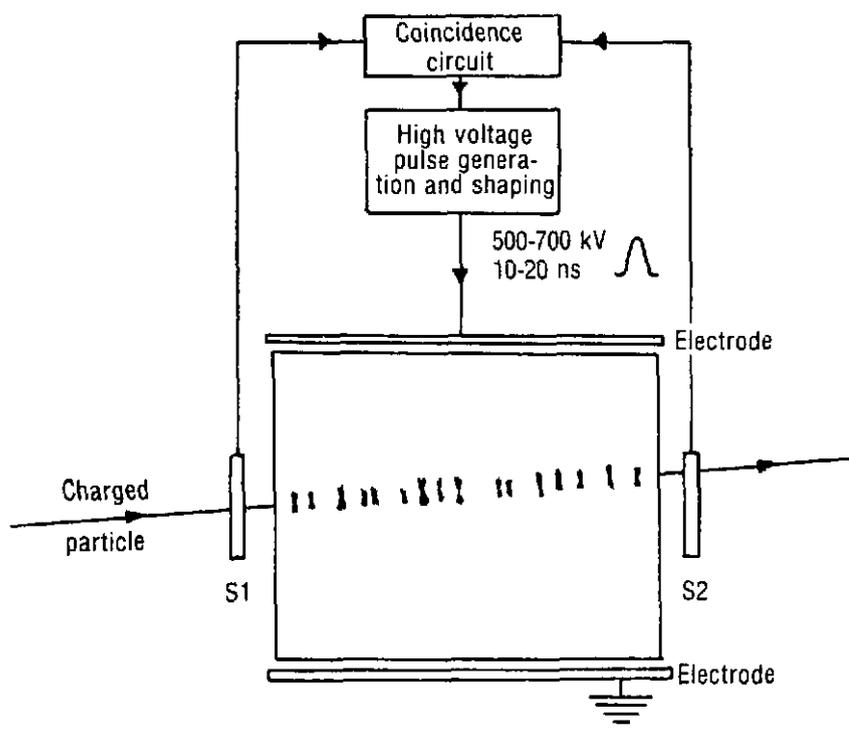


fig 3: Schéma de principe d'une chambre à streamer /10/.

Moins d'une microseconde après le passage d'une particule dans un large volume de gaz à pression atmosphérique, on déclenche une impulsion de très haute tension pendant 10 à 20 ns (il faut obtenir des champ électrique entre 10 et 20 kV/cm). Sous l'effet de ce champ électrique, les électrons d'ionisation primaire, violemment accélérés, forment des filaments lumineux : des streamers, à l'emplacement des sites d'ionisation le long des trajectoires. On peut photographier ces streamers avec des caméras classiques ou à CCD et visualiser les trajectoires.

Les streamers n'ont pas le temps de trop grossir à cause de la retombée de la haute tension. La cible est installée dans l'enceinte, le gaz est généralement un mélange Ne (90) + He (10) avec quelques ppm de SF₆, gaz électronégatif, qui absorbe rapidement les électrons et "efface" les traces d'ionisation et diminue ainsi la mémoire de la chambre. Il est important de ne pas attendre trop longtemps après le passage de la particule pour déclencher l'impulsion de THT, afin que les traces ne soient pas brouillées par la diffusion des électrons dans le gaz.

Cette méthode se limite aux ions lourds pas trop ionisants ($E > 10$ MeV/A) pour que les effets secondaires dans la cible ne brouillent pas les images.

A noter que le taux d'acquisition des images est limité à quelques événements par seconde par la lenteur de la pulsation de la THT. On peut rajouter un champ magnétique pour déterminer la rigidité des particules. La figure 4 montre une réaction La + La à 50 MeV/A réalisée à MSU grâce à des caméras CCD /11/.

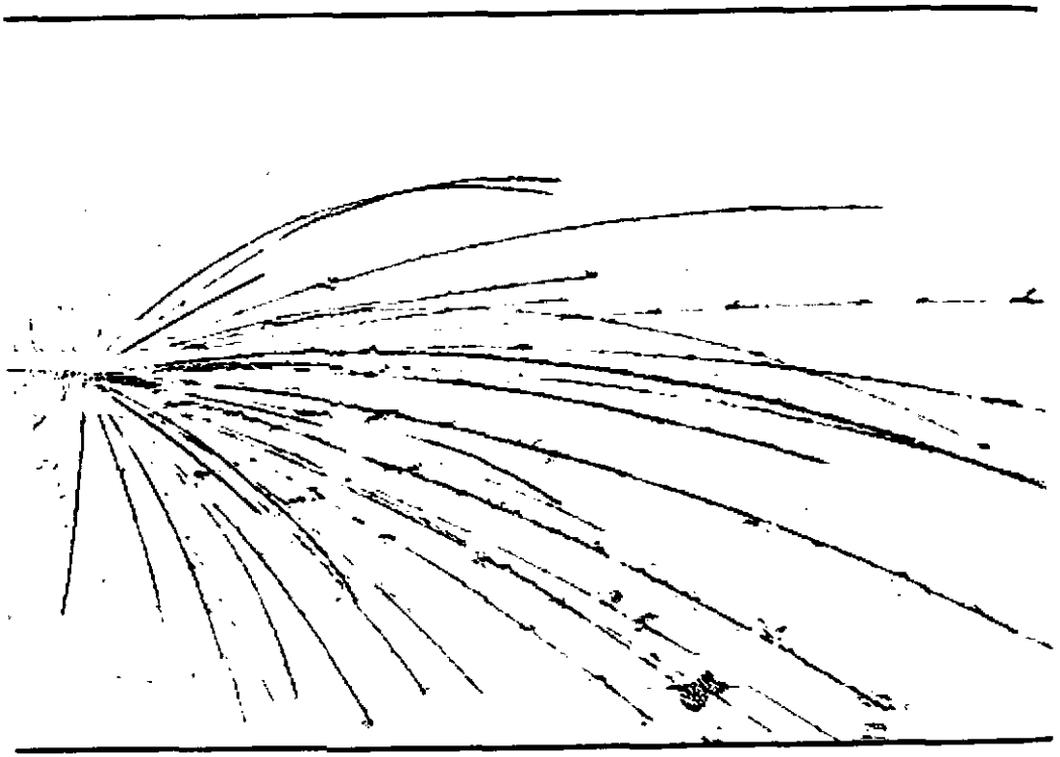


fig 4: Réaction La+La à 50 MeV/A, photographiée avec des caméras CCD.

LA CHAMBRE D'IONISATION.

C'est un des plus anciens détecteurs et l'un des plus simples. Elle est très employée en physique des ions lourds pour la mesure des ΔE et de E (si on arrête l'ion dans le volume de gaz).

Les principaux avantages de la chambre d'ionisation sont :

- possibilité de faire des détecteurs de grandes dimensions et de grands angles solides /12/. L'épaisseur en mg/cm^2 peut être adaptée aux besoins en faisant varier la pression

- Sa réponse est linéaire en ΔE : il y a une grande linéarité entre la perte d'énergie et le nombre d'électrons déposés dans le gaz.

- Pas de dommages par les radiations.

- Bonne résolution en énergie, on atteint facilement $\Delta E/E=0,7\%$

- Elles peuvent être utilisées pour localiser des passages d'ions lourds en segmentant les électrodes de collection des charges.

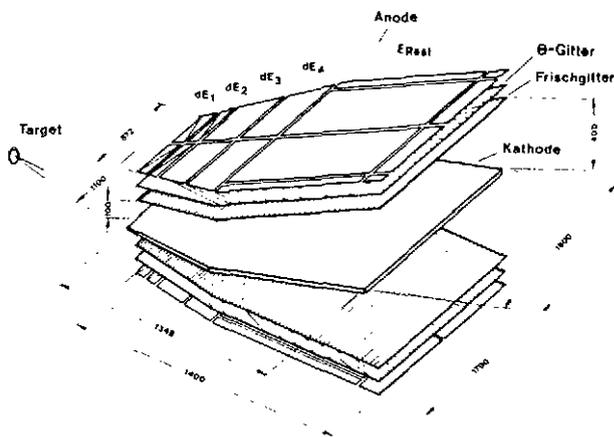


fig 5: Vue en perspective de la grande chambre d'ionisation à GSI /12/.

Souvent les chambres d'ionisation sont de petites dimensions, mais on peut préférer construire de très grandes chambres pour diminuer la pression donc diminuer l'épaisseur de la fenêtre d'entrée et éviter que certains ions ne stoppent près de la fenêtre d'entrée où règne en général une zone d'inhomogénéité de champ électrique. Une attention particulière doit être portée à la qualité du

champ électrique, à la pureté du gaz, à la transparence des grilles et à la qualité du préamplificateur. Sur la figure 5 on voit une vue en perspective de la grande chambre d'ionisation à GSI : On distingue la grille de Frisch qui isole électriquement l'anode du volume d'ionisation, le plan de fils θ qui traite les charges par influence et permet de connaître l'angle d'émission des ions, les différentes anodes qui déterminent les différents ΔE . Une grande chambre de ce type a été construite auprès du GANIL et fait partie du système MEQ /13/.

DETECTEUR A COURBE DE BRAGG.

A partir de la connaissance de la variation du dE/dx en fonction de la profondeur de pénétration d'un ion lourd dans un gaz on peut déterminer plusieurs de ses caractéristiques : voir figure 6.

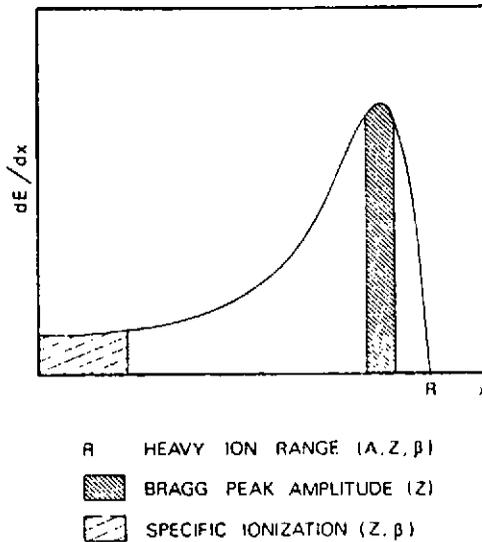


fig 6: Principe de la spectroscopie par courbe de Bragg /15/.

La hauteur du pic de Bragg signe sans ambiguïté le Z de l'ion et l'intégrale de la courbe donne l'énergie E .

Pour éviter d'avoir à segmenter l'anode d'une chambre d'ionisation en un grand nombre d'électrodes, C.R. Gruhn et al /14/ ont proposé un nouveau détecteur : le détecteur à courbe de Bragg qui est une chambre d'ionisation à dérive : le champ électrique étant longitudinal par rapport aux trajectoires. figure 7 :

Par une analyse en temps des charges qui arrivent sur l'anode, on décrit la courbe de Bragg de l'ion incident. On peut soit digitaliser cette information /15/

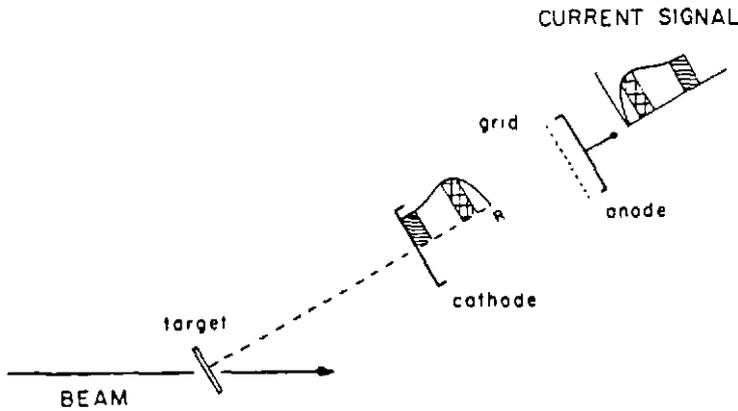


fig 7: Principe du détecteur à courbe de Bragg.

soit se contenter de déterminer l'intégrale de la courbe et la hauteur du pic de Bragg. Pour ce faire on utilisera deux voies d'électronique avec deux constantes de temps, l'une donnera E et l'autre plus rapide donnera Z. La figure 8 montre un exemple d'identification /16/.

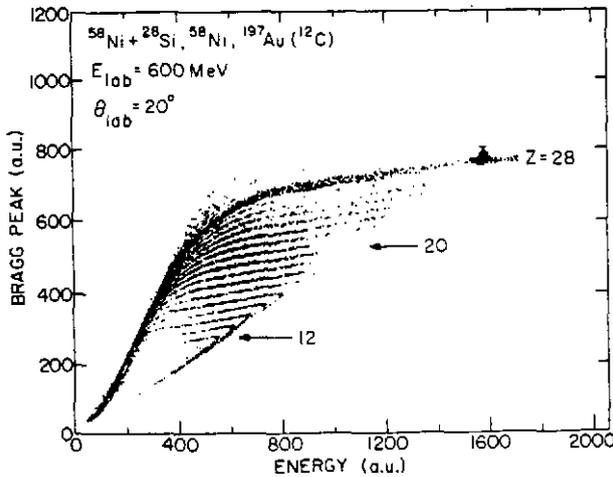


fig 8: Exemple d'identification avec un détecteur à courbe de Bragg /16/.

Il est important d'utiliser un gaz dont la vitesse de dérive soit rapide pour éviter les recombinaisons et permettre un taux de comptage raisonnable. F. Gramegna et al /17/ ont réalisé un détecteur qui atteint 20 kHz comme taux de comptage en conservant des caractéristiques correctes $\frac{\Delta E}{E} = 0,9 \%$ et $\frac{Z}{\Delta Z} = 50$ pour ^{32}S à 5 MeV/A

Une autre réalisation /18/ propose de modifier le détecteur et de revenir à un champ électrique transversal en équipant la chambre d'ionisation d'une anode résistive, ce qui permet de déterminer le centre de gravité de la courbe de Bragg qui signe aussi le Z avec une bonne précision.

2^{ème} Partie : LES DETECTEURS GAZEUX A TRES FAIBLE PRESSION

Lorsqu'on étudie la physique des détecteurs gazeux, le paramètre important à considérer est la valeur du champ réduit E/P - champ électrique divisé par la pression du gaz, exprimé fréquemment en Volt/cm x torr. (unité qui sera utilisée par la suite).

A pression atmosphérique, les valeurs maximales atteintes pour E/P sont d'environ 10 à 50 alors qu'à très basse pression (1 à 10 Torr par exemple) on arrive facilement à 500 ou 1 000 et parfois plus.

Quel est le comportement des grandeurs physiques dans le gaz à ces champs réduits aussi élevés ? Il y a assez peu de données disponibles pour les gaz utilisés dans les détecteurs à très basse pression (heptane, isobutane, pentane....). L'isobutane a été le plus utilisé dans différents types de détecteurs aussi on a pu extraire de ces travaux des indications intéressantes pour la compréhension du fonctionnement des détecteurs à très basse pression.

1°) Vitesse de dérive des électrons :

Du fait de la diminution de pression, le libre parcours moyen des électrons entre deux chocs augmente fortement, intuitivement on en déduit une augmentation de la vitesse de dérive. Des vitesses de plus de 5×10^7 cm/s sont atteintes pour $E/P \geq 500$ V/cm.torr [19]. Dans ces conditions les électrons vont atteindre des énergies instantanées très importantes (100 eV) en comparaison de ce qui se passe à pression atmosphérique. Ce gain de plus d'un facteur 10 dans la vitesse de dérive va avoir des conséquences importantes sur la variation en temps des signaux issus du détecteur.

2) Vitesse de dérive des ions.

Elle va aussi fortement augmenter, des vitesses de 5×10^5 cm/s seront atteintes pour $E/P \sim 1\ 000$. Cela aura des conséquences notamment sur le taux de comptage des détecteurs.

3) Coefficient de diffusion :

Ce coefficient permet de décrire l'élargissement spatial du nuage d'électrons primaires en fonction de la distance de dérive dans le gaz, il intervient de manière directe dans la résolution spatiale des chambres à dérive. La largeur de diffusion σ (déviations standard) pour une dérive de 1 cm dans le gaz, va décroître en fonction de E/P puis à partir de $E/P = 2$ V/cm.torr, elle va croître lentement [20] puis brusquement pour atteindre des valeurs très importantes supérieures à 10^{-1} cm à 1 torr pour l'isobutane à $E/P \sim 1\ 000$.

Cette augmentation de la diffusion en fonction de E/P a des avantages : diminution de la charge d'espace et possibilité de transférer facilement des électrons à travers des grilles (voir plus loin les détecteurs à multi-étages) mais il y a un inconvénient majeur c'est de détériorer la résolution des chambres à dérive pour de très faibles pressions (< 10 torr par exemple) voir figure 9 /21/.

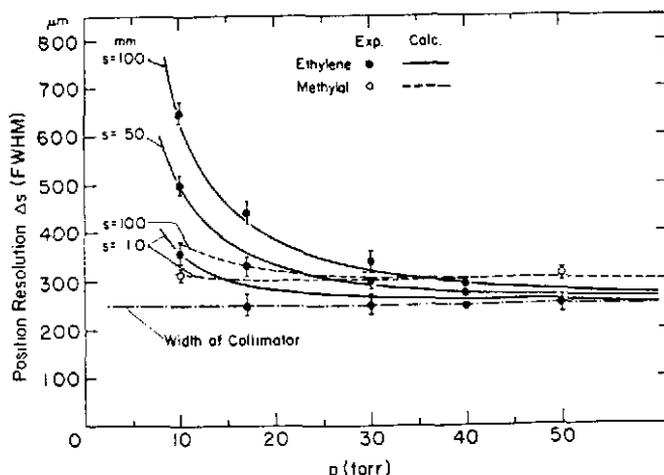


fig 9: Résolution en position en fonction de la pression du gaz, pour différentes distances s de dérive /21/.

4) Processus d'amplification de charges.

Les sections efficaces élastique, d'excitation et d'ionisation par les électrons dans un gaz, varient très fortement en fonction de l'énergie incidente des électrons et donc de E/P . Par exemple pour l'Isobutane, à partir de 30 eV environ la section efficace d'ionisation va dominer les autres processus : voir figure 10 /22/.

À très basse pression, dans les avalanches, les électrons vont atteindre des énergies très grandes (par exemple 100 eV au lieu d'environ 10 à 20 eV dans les avalanches à pression atmosphérique) qui correspondent à la zone du maximum de la section efficace d'ionisation : on arrivera à faire de la multiplication électronique sur des faibles distances (quelques mm) même à une pression aussi basse que 1 torr. Le coefficient réduit de Townsend α/P va atteindre des valeurs très importantes ($40 \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ pour l'Isobutane) le libre parcours moyen d'ionisation vaudra environ 0,2 mm à 1 torr, ce qui autorisera de faire des détecteurs de faible épaisseur à très faible pression et néanmoins avec des gains importants.

Ces caractéristiques remarquables sont particulièrement bien adaptées à la détection des ions lourds très ionisants. Par exemple, un ion Argon de 100 MeV créera environ 300 électrons primaires dans 1 mm d'Isobutane à 1 Torr !

Il sera possible de faire de très bonnes prises de temps, d'atteindre des hauts gains (donc une bonne résolution spatiale), et des hauts taux de comptage.

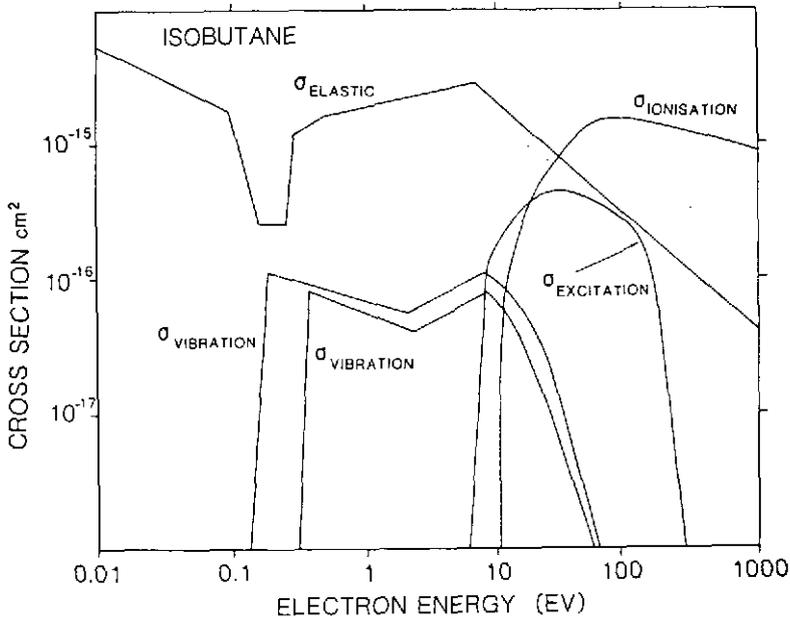


fig 10: Sections efficaces électron-iso-butane calculées par Biagi /22/.

Pour les ions très ionisants, l'épaisseur des fenêtres et des électrodes va être cruciale, d'où l'intérêt de baisser au maximum la pression pour diminuer les épaisseurs (il est difficile de descendre en dessous de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)

LE DETECTEUR A PLAQUES PARALLELES.

C'est le détecteur gazeux le plus simple puisqu'il ne comporte que deux électrodes une anode et une cathode, parallèles entre elles et dont la distance d va varier de 1 à 4 mm environ. Comme le champ électrique est constant, le gain sera donné par $M = \exp(\alpha d)$ avec α 1^{er} coefficient de Townsend. Seuls les électrons d'ionisation primaire créés tout près de la cathode subiront ce gain, les autres étant moins amplifiés ne compteront pratiquement pas dans le bilan des charges, c'est ce que l'on appelle l'effet de peau. Le détecteur à plaques parallèles (PPAC) à très basse pression a été introduit en 1975 pour détecter les ions lourds /23,24/, ses caractéristiques principales sont /25/:

- Temps de montée du signal très rapide (2 à 3ns) dû à la grande vitesse de dérive des électrons et à l'importance de la composante électronique dans le signal. Par rapport à une chambre à fils à pression atmosphérique, la composante électronique va être plus importante car les ions, après l'absorption des électrons dans l'anode, seront plus loin de celle-ci que d'un fil et donc l'influenceront moins, ce qui permettra à une plus grande quantité d'électrons de partir immédiatement

dans l'électronique . La figure 11 représente la forme calculée /26/ du courant anodique en fonction du temps dans une PPAC. On peut remarquer le retard de quelques nanosecondes entre le temps de passage (temps 0) de la particule et le sommet de l'impulsion ; la montée de l'impulsion provient de l'approche des électrons en cours d'avalanche et la descente exprime l'arrivée des électrons sur l'anode, ensuite seul le courant beaucoup plus faible dû au déplacement des ions va subsister jusqu'à ce qu'ils se déchargent sur la cathode. Ces caractéristiques vont permettre de réaliser de très bonnes prises de temps (~ 200 ps), même sur de grandes surfaces /27/ dans ce cas il faudra tenir compte des temps de propagation des signaux dans les électrodes : environ 40 à 50 ps/ cm d' électrode /28/. La résolution en temps sera d'autant meilleure que la distance d sera petite et que le dépôt d'énergie primaire près de la cathode sera grand : voir figure 12 /29/.

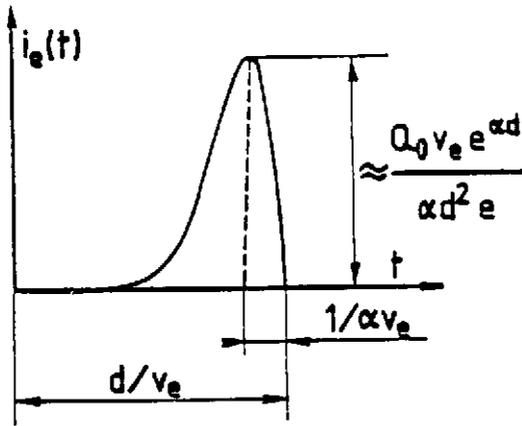


fig 11: Courant électronique en fonction du temps dans une plaque parallèle d'épaisseur d , v_e étant la vitesse de dérive des électrons.

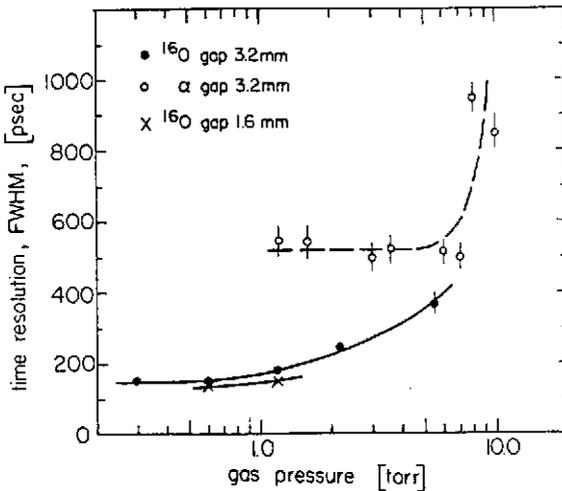


fig 12: Résolution en temps dans une PPAC en fonction de la pression, de l'épaisseur et de la densité d'ionisation primaire /29/.

- gain de multiplication électronique important : par exemple des valeurs de 10^4 à 10^5 sont facilement atteintes sans claquage.
- bonne linearité en ΔE à basse pression et à gain moyen. Des effets de non linéarité apparaissent pour des dE/dx importants si on augmente la pression vers 20 à 30 torr /30/, il y a une quasi-saturation en amplitude, ce qui est parfois intéressant pour diminuer la dynamique de l'électronique dans des expériences où il y a des ions lourds de dE/dx très différents à détecter, en même temps.

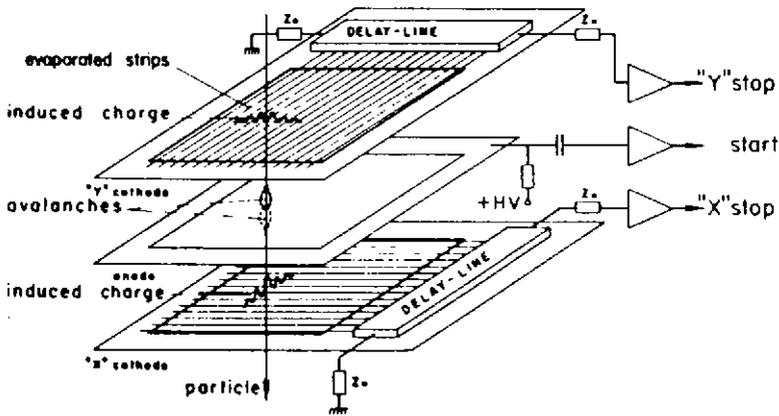


fig 13: Principe de la lecture bidimensionnelle d'une double plaque parallèle /32/.

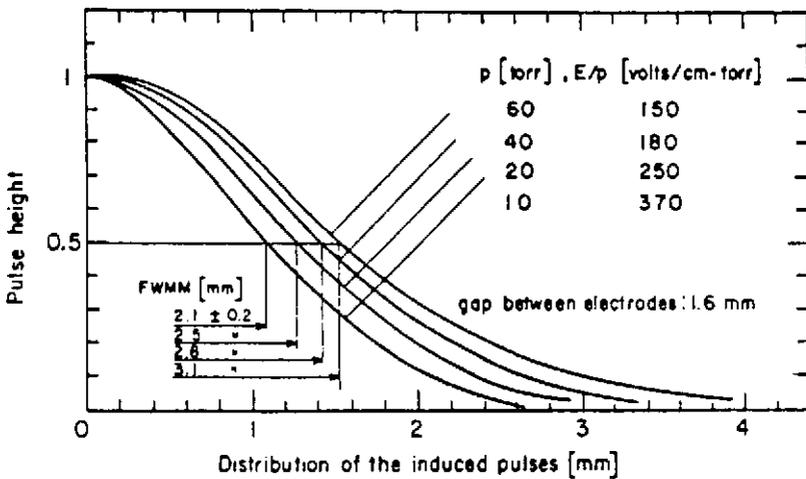


fig 14: Extension spatiale des charges induites sur une cathode en fonction de E/P /32/.

- Très bonne résolution spatiale : Comme dans les détecteurs à plus haute pression, on effectuera la localisation des avalanches en segmentant les cathodes et en utilisant des lignes à retard rapides /31/ pour trouver facilement le centre de gravité des charges induites: voir figure 13 /32/. La résolution obtenue est meilleure que 0,5 mm fwhm. A cause de la grande vitesse de dérive des ions, la largeur de la charge induite sur la cathode va varier assez rapidement dans le temps, ce qui explique la diminution de la largeur de cette charge en fonction de E/P (vue par une électronique dont la constante de temps reste fixe) voir figure 14 /32/.

- Possibilité de faire de très grands détecteurs, par exemple 1 m² /27/.

LA CHAMBRE A FILS A TRES BASSE PRESSION.

Dès 1971 /33/ il a été démontré que les chambres multifils (MWPC) pouvaient avoir une bonne résolution en temps en baissant fortement la pression, on l'expliquait par l'augmentation de la vitesse de dérive des électrons. C'est Breskin /29,34/ qui a indiqué qu'à très basse pression devait avoir lieu un mécanisme de double amplification : une première amplification a lieu dans la zone de champ quasi-constant entre l'anode et la cathode de la chambre à fils (90 % de l'épaisseur) comme dans une plaque parallèle, la deuxième amplification a lieu tout près du fil comme dans une chambre à pression atmosphérique, voir figure 15 /35/.

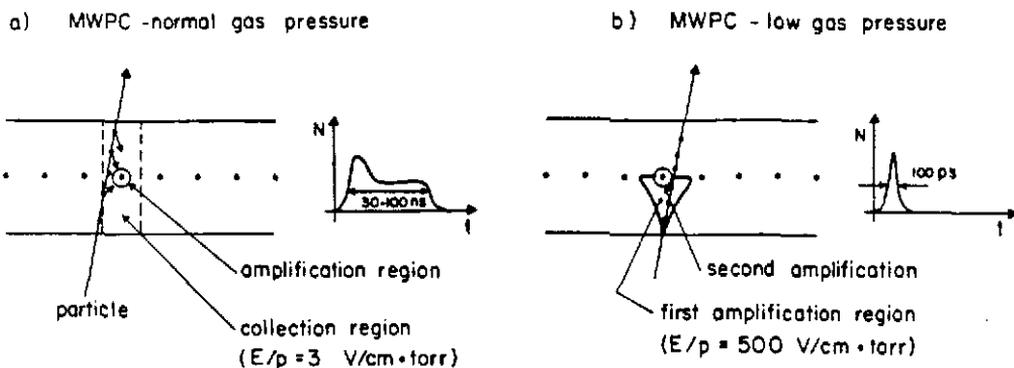


fig 15: Fonctionnement d'une chambre multifils: a) à pression atmosphérique, b) à très basse pression /35/.

Ceci a été clairement démontré par G. Möller et al. /36/. Les valeurs de E/P qui sont atteinte près des fils à très basse pression (par exemple 1 torr) sont énormes : 10⁵ Volt/cm.torr; dans ces champs les ions vont reculer avec des vitesses très

importantes (plus de 10^6 cm/s c'est à dire qu'il vont parcourir 0,3 mm en 30 ns ceci va avoir des conséquences sur le signal obtenu sur l'anode. La composante ionique aura deux parties : une très rapide qui se mélangera avec la composante électronique, l'autre plus lente qui exprimera la dérive des ions dans un champ constant. On aura alors des composantes rapides plus importantes que dans une PPAC.

On utilise des chambres à fils peu épaisses (gap de 1,6 à 3 mm) et dont les fils sont très fins et rapprochés (tous les mm). Une mesure de l'extension de l'avalanche sur les différents fils anode donnera des indications sur le coefficient de diffusion pour des grandes valeurs de E/P. Voir figure 16 a /37/.

Les charges induites sur la cathode auront un comportement contradictoire à celui d'une PPAC, mais cela est dû à la convolution de la largeur obtenue dans un PPAC avec l'extension de l'avalanche électronique près de l'anode à très fort E/P, d'où une augmentation de la largeur avec E/P, voir figure 16 b /38/.

La résolution en temps est très bonne, Breskin a obtenu 100 ps à 2 torr pour des ions ^{80}Br de 160 MeV /38/ De même les performances en taux de comptage sont très bonnes. On peut obtenir des résolutions spatiales excellentes : 200 μm fwhm /37/.

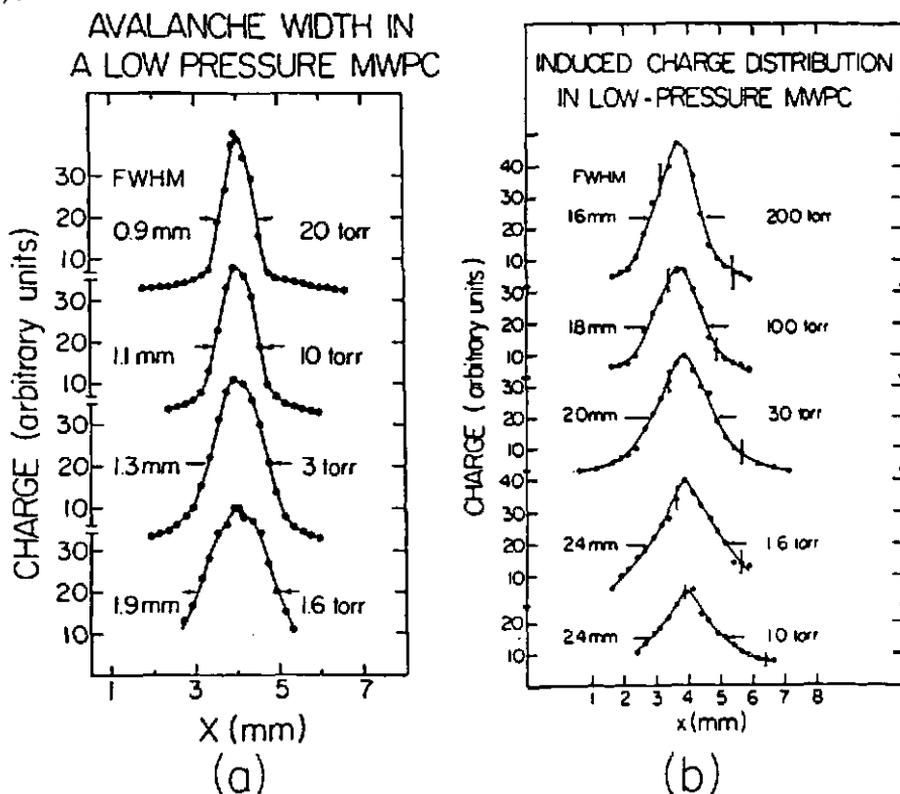


fig 16: Chambre multifils: fils anode de 10 μm , tous les mm et gap anode cathode de 3,2mm. a) largeur de l'avalanche sur l'anode. b) extension de la charge induite sur la cathode.

LA CHAMBRE MULTI-ETAGES A TRES BASSE PRESSION.

Le principe de la chambre multi-étages à pression atmosphérique a été proposé par Charpak et Sauli /39/. Le transfert des électrons à travers les grilles va se faire aisément à très faible pression, à cause du fort coefficient de diffusion. On peut s'abstraire de l'espace de transfert entre la zone de préamplification et la chambre multifils grâce aux très bonnes propriétés de "quenching" de l'isobutane. Breskin a fait une étude détaillée de ce type de détecteur /40/ particulièrement adapté aux ions de très basse énergie qui seront arrêtés dans une très faible épaisseur de gaz derrière la fenêtre et qui exigeront un très haut gain pour obtenir une bonne résolution en temps et spatiale. Il a testé deux montages de chambres à multiétage : voir figure 17 :

Il obtient des résolutions très bonnes : en temps mieux que 180 ps fwhm et spatiale mieux que 0,2 mm fwhm. Des gains très élevés : 100 fois plus que dans une chambre à fils à basse pression. Il détecte avec une très bonne efficacité des ions aussi lents que ¹⁶⁰Gd de 1,3 MeV d'énergie cinétique.

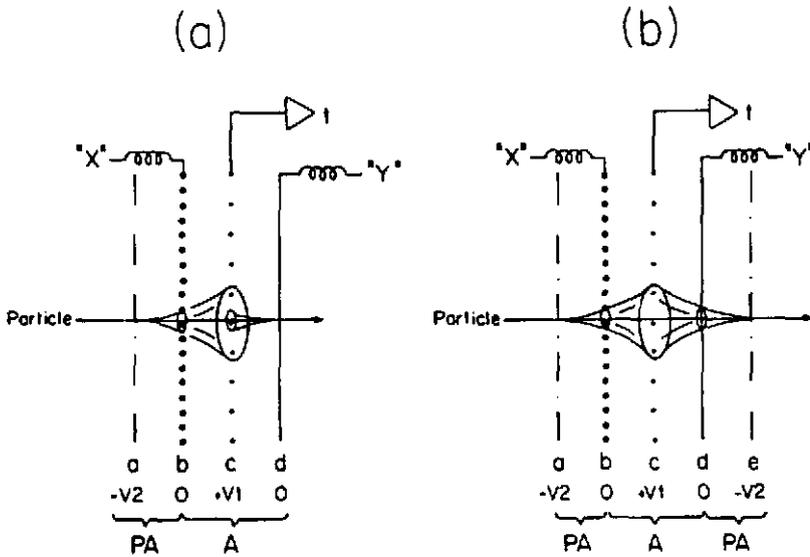


fig 17: Deux exemples de chambres multi-étages; a) une MWPC (A) avec un seul étage de préamplification (PA). b) une MWPC (A) entre deux étages de préamplification (PA) ce qui double le signal sur l'anode.

CONCLUSION:

La majorité des développements exposés dans cette courte revue ont eu lieu entre 1975 et le début des années 80. Depuis, les efforts de développement ont portés sur la construction de grands détecteurs capables de déterminer de plus en plus de paramètres dans des réactions à grande multiplicité : chambre gazeuse à projection temporelle /41,42/, détecteurs à grands angles solides (jusqu'à 4 π) qui sont traités dans d'autres cours.

REFERENCES

- /1/ Birks, J.B, The Theory and Practice of Scintillation Counting, Pergamon Press, Oxford, 1964
- /2/ Thiess, P.E. and Miley, G.H., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS. 21 (1974) 125
- /3/ Policarpo, A.J.P.L., Space Sci. Instr. 3 (1977) 77
- /4/ Salete, M. and Leite, S.C.P., Portugal. Phys. 11(1980) 53
- /5/ Mutterer, M. et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS.27 (1980) 184
- /6/ Grimm, P. et al, Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 394
- /7/ Schelhaas, K.P. et al, Nucl. Instr. and Meth. 154 (1978) 245
- /8/ Charpak, G. et al, Nucl. Instr. and Meth. 126 (1975) 381
- /9/ Mathis, K.D. et al, Nucl. Instr.and Meth. 225 (1984) 407
- /10/ Van Bibber, K. and Sandoval, A., Heavy Ion Science 7 (1982) 333
- /11/ Angius, S.A. et al, rapport MSUCL.- 645 (1988), Michigan State University.
- /12/ Stelzer, H. Nucl. Phys. A354 (1981) 433 c
- /13/ Gardes, D. et al , Nucl. Instr. and Meth. A247 (1986) 347
- /14/ Gruhn, G.R. et al, Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 33
- /15/ Asselineau, J.M. et al, Nucl. Instr. and Meth. 204 (1982) 109
- /16/ Vineyard, M.F. et al Nucl. Instr Meth. and A255 (1987) 507
- /17/ Gramegna, F. et al, Nucl. Instr. and Meth. A243 (1986) 601
- /18/ Kimura, K. and Tomura, H., Nucl. Instr. and Meth. A 254 (1987) 583
- /19/ Pellegrin, P.O, thèse 3ème cycle . Grenoble (1984).
- /20/ Sauli, F., Rapport CERN 77-09 et Peisert, A. et Sauli, F. rapport CERN 84-08.
- /21/ Breskin, A. and Trautner, N., Nucl. Instr. and Meth. 134 (1976) 35
- /22/ Biagi, S.F., communication à la conférence de Londres sur les détecteurs de position : sept. 1987. Nucl. Instr. and Meth. à paraître.
- /23/ Hempel, G. et al, Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 445
- /24/ Stelzer, H., Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 409
- /25/ Coffin, J.P and Engelstein, P., Heavy Ion Science 7 (1982) 275
- /26/ Gardes, D. et Volkov, P., rapport IPNO-DRE-81-08. Orsay.
- /27/ Harrach, D.V. and Specht, H. J. Nucl. Instr. and Meth. 164 (1979) 477
- /28/ Sernicki, J. Nucl. Instr. and Meth. A238 (1985) 427
- /29/ Breskin, A et al, Nucl. Instr. and Meth. 165 (1979) 125
- /30/ Stelzer H., Lecture Notes in Physics vol.178 (1982) Springer Berlin 1983
- /31/ Gaiardo, D. et al, rapport IPNO- 84-05. Orsay
- /32/ Breskin, A. and Zwang, N., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25(1978) 126
- /33/ Binon, F. et al, Nucl. Instr. and Meth. 94 (1971) 27
- /34/ Breskin, A. et al, IEEE Trans. Nucl.Sci. NS-27(1980) 133
- /35/ Breskin, A., Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 11
- /36/ Möller, G. et al, Nucl. Instr. and Meth. 187(1981) 605
- /37/ Breskin, A. et al, Nucl. Instr. and Meth. 217(1983) 107
- /38/ Breskin, A. preprint WIS-84/47 , Rehovot
- /39/ Charpak, G. and Sauli, F.. Phys. Lett. 78B (1978) 523
- /40/ Breskin, A. et al, Nucl. Instr. and Meth. 221 (1984) 363
- /41/ Gosset, J., Nucl. Instr. and Meth. 196(1982) 299
- /42/ Sauli, F., Zeit. für Phys. C 38 (1988) 339

NOUVEAUX SCINTILLATEURS ET TECHNIQUES ASSOCIEES

M. Suffert

Centre de Recherches Nucléaires, CRN/BAEN, F-67037 Strasbourg
Cedex, France

Résumé : Après un court rappel de la physique de la scintillation, on passe en revue les développements récents dans le domaine des scintillateurs : BGO, CsI, BaF₂, phototubes spéciaux, photodiodes au Si, *phoswichs* et fibres scintillantes. Quelques applications de ces techniques à la détection des particules chargées et des gammas sont données.

Abstract : Following a brief reminder of scintillation theory the recent developments in the field of scintillators are reviewed : BGO, CsI, BaF₂, special phototubes, Si photodiodes, phoswichs and scintillation fibers. Some applications of these techniques to charged particle and gamma detection are given.

INTRODUCTION

1. PHYSIQUE DE LA SCINTILLATION

1.1. Définitions

1.2. Systèmes capables de produire de la luminescence

1.2.1. Scintillateurs organiques

1.2.2. Scintillateurs inorganiques

2. LE BGO

2.1. Mécanisme de la scintillation

2.2. Propriétés du BGO

3. LE CsI PUR ET LE CsI(Tl)

3.1. Le CsI pur

3.1.1. Mécanisme de la scintillation

3.1.2. Propriétés du CsI pur

3.2. Le CsI(Tl)

3.2.1. Mécanisme de la scintillation

3.2.2. Propriétés du CsI(Tl)

4. LE BaF₂

4.1. Mécanisme de la scintillation

4.2. Propriétés du BaF₂

5. AUTRES SCINTILLATEURS INORGANIQUES

5.1. Le NaI(Tl)

5.2. Le CsF

5.3. Le CaF₂(Eu)

6. DETECTION DE LA LUMIERE DE SCINTILLATION

6.1. Photomultiplicateurs à localisation

6.1.1. Photomultiplicateurs multianode

6.1.2. Photomultiplicateurs à galette à microcanaux

6.1.3. Amplificateurs de brillance

6.2. Phototubes pouvant fonctionner dans un champ magnétique

6.2.1. Photodiodes à vide

6.2.2. Phototriode et phototétrode

6.2.3. Photomultiplicateur opérationnel dans un champ magnétique

6.3. Photodiodes au Si et techniques associées

6.3.1. Mécanisme de fonctionnement et propriétés des PDS

6.3.2. Electronique associée et bruit

6.3.3. Couplage PDS-scintillateur

6.4. Chambres à fils photosensibles

7. MESURE D'ENERGIE ET DISCRIMINATION DE PARTICULES CHARGÉES

7.1. Scintillateurs inorganiques

7.1.1. Le CsI (Tl) comme détecteur de particules chargées

7.1.2. Le BaF₂ comme détecteur de particules chargées

7.2. Le *phoswich*

7.2.1. Principe de fonctionnement

7.2.2. Exemples de réalisations de *phoswich*

8. FIBRES SCINTILLANTES

8.1. Principe de fonctionnement

8.2. Fibres scintillantes en plastique

8.3. Fibres en verre scintillant

8.4. Fibres scintillantes liquides

8.5. Lecture de la lumière produite par les fibres scintillantes

8.6. Quelques applications

9. DETECTION DES GAMMAS

9.1. Tomographie par émission de positons

9.2. Détection gamma 4π à basse énergie (< 20 MeV)

9.3. Détection gamma à moyenne énergie (20 MeV à 5 GeV)

9.4. Détection gamma à haute énergie (1 à 50 GeV)

INTRODUCTION

Dans le titre de ce cours on aurait dû mettre "nouveaux". En effet la plupart de ces scintillateurs sont connus depuis longtemps (certains depuis près de 30 ans!) mais ont été "redécouverts" pour différentes raisons : bonne adaptation aux exigences des détecteurs modernes (CsI(Tl)), découvertes de nouvelles propriétés (BaF₂, CsI pur), formes d'utilisation particulières (*phoswich*, fibres scintillantes) etc.. Bien entendu, les techniques associées aux scintillateurs ont fait de grands progrès et on peut réaliser actuellement des détecteurs avec des scintillateurs inimaginables du temps de leurs découvertes.

Il est clair que les scintillateurs ont joué un grand rôle dans beaucoup de découvertes fondamentales en physique nucléaire et physique des particules (voir par exemple la référence /64/ qui cite l'expérience à l'origine du prix Nobel de Physique 1988). On peut même dire qu'actuellement, après une certaine éclipse due à l'utilisation des détecteurs à semiconducteur et visuels (chambre à bulles etc.) les scintillateurs sont de nouveau de plus en plus utilisés, pas seulement en physique nucléaire et en physique des particules mais aussi dans d'autres domaines (médical, spatial).

Dans ce cours, après quelques rappels sommaires de la physique de la scintillation, nous allons passer en revue les "nouveaux" scintillateurs inorganiques et les techniques récentes de détection de la lumière de scintillation. Après un rapide traitement de la détection des particules chargées et des fibres scintillantes, nous donnerons quelques exemples récents d'application des scintillateurs à la détection des gammas.

1. PHYSIQUE DE LA SCINTILLATION

Le processus de la scintillation est assez complexe. Le mécanisme exact est souvent mal connu, surtout pour les scintillateurs inorganiques. On ne donnera ici que des notions assez schématiques en ce qui concerne la physique de la scintillation. Pour plus de détails voir les références /1/ /2/.

1.1. Définitions

Lorsqu'un rayonnement pénètre dans un milieu matériel il va perdre son énergie soit directement (particules chargées) soit indirectement (photons, neutrons). Dans tous les cas l'énergie déposée est transformée soit en vibrations (chaleur) soit en photons (lumière).

On appelle scintillateur un milieu dans lequel une fraction non négligeable de l'énergie absorbée est transformée en photons susceptibles d'être détectés.

Le processus qui permet l'émission de photons est appelé luminescence.

La luminescence a un comportement temporel caractéristique du scintillateur avec une ou plusieurs décroissances d'intensité exponentielles dépendant des temps de vie des niveaux d'énergie impliqués. La scintillation est ainsi facilement distinguable de l'émission de photons Čerenkov qui a lieu instantanément.

1.2. Systèmes capables de produire de la luminescence

Il existe essentiellement deux groupes de scintillateurs.

1.2.1. Scintillateurs organiques

Dans les scintillateurs organiques la luminescence est une propriété de la molécule. Il en résulte qu'on peut les utiliser sous différentes formes (cristaux, solutions, matières plastiques) ce qui rend la fabrication de ces scintillateurs aisée pour toutes sortes de formes et tailles.

Le mécanisme de la production de photons dans les scintillateurs organiques a été étudié en détail /1/. Schématiquement, ce sont les transitions des électrons, non localisés dans la molécule et qui occupent des orbitales moléculaires π , qui sont responsables de la luminescence (Fig. 1). La configuration de l'état fondamental (¹X) est un singulet avec les électrons π complètement appariés.

On trouve ensuite le premier état excité singulet ($^1X^*$) ainsi que des états singulets plus excités ($^1X^{**}$). Tous ces états ont des sous-états vibrationnels. Il y a aussi des états triplets ($^3X^*$, $^3X^{**}$) pour lesquels les transitions radiatives sont fortement inhibées. D'autre part, seuls les sous-états $^1X^*$ peuvent donner lieu à des transitions radiatives. Ces états ($^1X^*$) sont peuplés soit directement, soit par des transitions non radiatives à partir d'états plus élevés ($^1X^{**}$). Comme les transitions radiatives mènent surtout à des sous-états vibrationnels de l'état fondamental (1X), leurs longueurs d'onde sont plus grandes que celles de la transition $^1X \rightarrow ^1X^*$ et le milieu est ainsi transparent à sa propre émission de lumière.

Lorsqu'une particule chargée traverse le scintillateur les états électroniques π peuvent être excités : (i) directement par la particule incidente, (ii) par des électrons secondaires, (iii) par la recombinaison d'ions ou (iv) par des rayons X ou des photons ultraviolets qui suivent la recombinaison d'ions /3/ à /7/. En fait, la population des états $^1X^*$, à partir des états $^1X^{**}$, et donc l'émission de lumière peuvent être empêchées par des cheminements de désexcitation non radiatives dus à l'interaction mutuelle des molécules excitées ou le transfert de l'énergie d'excitation à des agents d'inhibition créés par la particule incidente /3/ à /5/. Ce processus s'appelle le "quenching" par ionisation. En fait, la fraction des états $^1X^{**}$ qui décroissent vers les états $^1X^*$ diminue avec l'accroissement de la perte d'énergie spécifique de la particule incidente, c'est-à-dire à basse énergie et pour des ions lourds. Par contre, le temps de vie de la décroissance lumineuse, de l'ordre de la ns, est indépendant du mode d'excitation (photons, e^- , p , $\alpha \dots$). C'est donc bien l'état $^1X^*$ qui est responsable de la luminescence et le quenching n'affecte que la population de cet état.

D'autre part, en plus de l'émission de lumière de scintillation décrite ci-dessus, appelée composante prompte, une composante retardée, non-exponentielle, avec une durée de vie supérieure à 300 ns a lieu (Fig. 2). Cette composante est attribuée à un processus d'annihilation d'états triplets : $^3X^* + ^3X^* \rightarrow ^1X^* + ^1X + \text{phonons}$ /3/. L'intensité de cette composante retardée ne dépend pratiquement pas de la perte d'énergie spécifique de la particule incidente et le rapport des intensités des deux composantes permet ainsi une identification de la particule incidente (séparation $n - \gamma$ par exemple).

Les différentes sortes de scintillateurs organiques et leurs propriétés ne seront pas traitées dans cette revue (voir par exemple /2/). Par contre, certains scintillateurs plastiques seront mentionnés lors de la description des fibres scintillantes plastiques.

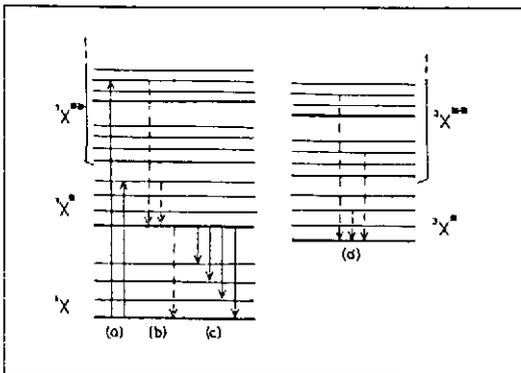


Fig. 1 : Diagramme schématisé des niveaux d'énergie d'une molécule X scintillante. Lignes solides : transitions radiatives. Lignes interrompues : transitions non-radiatives /2/.

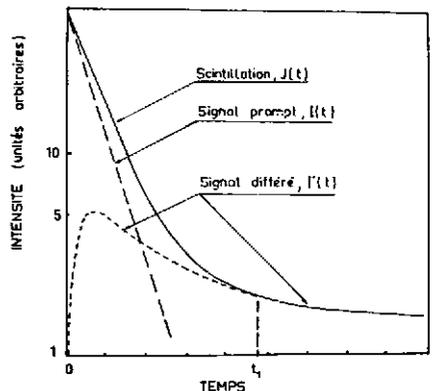


Fig. 2 : Représentation schématisée d'une décroissance lumineuse d'un scintillateur organique montrant la composante prompte $I'(t)$ et la composante retardée $I''(t)$ /6/.

1.2.2 Scintillateurs inorganiques

Pour les scintillateurs inorganiques, la luminescence est essentiellement une propriété cristalline.

Il y a deux groupes de scintillateurs inorganiques :

Scintillateurs activés : la luminescence est produite par de faibles quantités d'impuretés introduites dans le réseau cristallin. Malheureusement, il n'est pas possible de prédire théoriquement les propriétés de luminescence d'un tel cristal. Par contre, il existe quelques ions qui produisent de la luminescence dans de nombreuses liaisons. La figure 3 montre par exemple le schéma des niveaux du Tl^+ . Les transitions radiatives sont $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ et $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$. Cette dernière est en principe interdite (couplage Russel-Saunders) mais possible pour des atomes de Z élevé. L'état 3P_0 constitue une trappe métastable. Ces niveaux de l'ion Tl^+ libre sont déplacés et dédoublés par le champ cristallin. Les propriétés de luminescence du Tl^+ dépendront donc de la nature du cristal dans lequel il a été introduit.

Scintillateurs intrinsèques : pour certains matériaux (BGO, BaF_2 , CsI) il n'est pas nécessaire d'introduire des impuretés pour produire de la luminescence. Par contre, pour les cristaux purs, la luminescence peut être soit une propriété du réseau cristallin idéal, soit produite par des défauts du réseau qui jouent alors le rôle d'activateurs.

Nous allons voir maintenant plus en détail le processus de luminescence dans un scintillateur inorganique.

En principe, le comportement des électrons dans un cristal pourrait être obtenu en résolvant l'équation de Schrödinger traitant tous les atomes dans le solide. En fait, la solution d'une telle équation n'est pas possible sans introduire des approximations simplificatrices (modèles).

Une base commode pour expliquer le mécanisme de la scintillation est constituée par le modèle des bandes d'énergie /10/. Dans ce modèle les électrons sont traités comme appartenant à un ensemble plutôt qu'à des atomes individuels. Dans un atome libre les niveaux électroniques sont discrets. Dans un cristal ces niveaux sont dédoublés en autant de niveaux qu'il y a d'atomes dans le cristal (principe d'exclusion de Pauli) et forment ainsi une bande quasi-continue d'énergies permises. La figure 4 montre le schéma des bandes dans un cristal pur.

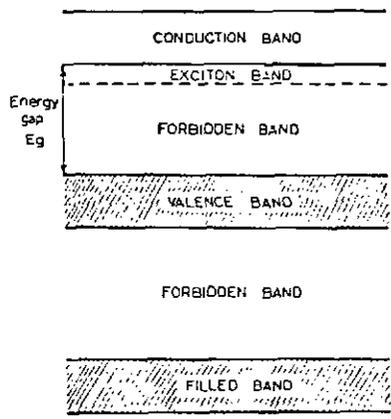
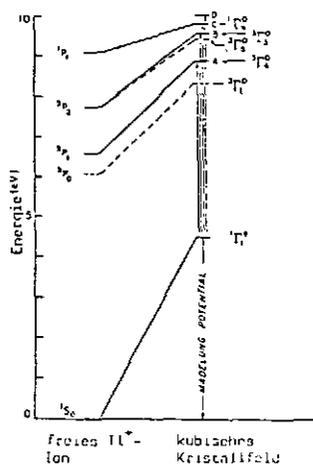


Fig. 3 : Schéma des niveaux de l'ion Tl^+ libre (à gauche) et dans un champ cristallin cubique /9/.

Fig. 4 : Bandes d'énergie dans un cristal idéal

Dans un isolant, comme les cristaux inorganiques, la bande interdite (*gap*) entre la bande de valence (remplie) et la bande de conduction est large de plusieurs eV, c'est-à-dire l'excitation thermique des électrons n'est pas suffisante pour faire passer un électron d'une bande à l'autre. Par contre, des photons lumineux ou, c'est le cas dans un scintillateur, l'excitation créée par une particule chargée peuvent extraire un électron de la bande de valence. Si l'énergie est suffisante, l'électron atteint la bande de conduction laissant ainsi un trou positif (t^+) dans la bande de valence (ionisation du cristal). Si l'énergie est trop faible, l'électron reste lié au trou formant un exciton (excitation du cristal). Les excitons se situent du point de vue énergie dans une bande située juste en-dessous de la bande de conduction (Fig. 4). Notons que des paires $e^- - t^+$ peuvent se recombiner pour former des excitons et que des excitons peuvent être dissociés par de l'énergie thermique en électrons et trous libres.

Aussi bien la paire $e^- - t^+$ que l'exciton peuvent migrer dans le cristal (ceci ne représente pas une conduction). Les centres activateurs (impuretés ou défauts du cristal) créent des niveaux supplémentaires situés dans la bande interdite (Fig. 5) par lesquels les paires (ou les excitons) sont capturés.

Dans les centres activateurs la recombinaison peut avoir lieu :

- avec émission de lumière (centres de luminescence)
- d'une manière non radiative (centres de *quenching*).

Pendant leur migration, les électrons peuvent également être capturés par des états métastables (pièges) sur lesquels ils peuvent demeurer assez longtemps avant de donner lieu à une luminescence retardée (*afterglow*).

Nous allons maintenant examiner plus en détail les processus de luminescence et de *quenching* en nous servant du modèle de la coordonnée de configuration /11/ /12/. Dans ce modèle, les énergies de l'état fondamental et de l'état excité du centre de luminescence sont portées en fonction d'une coordonnée généralisée q (distance interatomique moyenne) (Fig. 6).

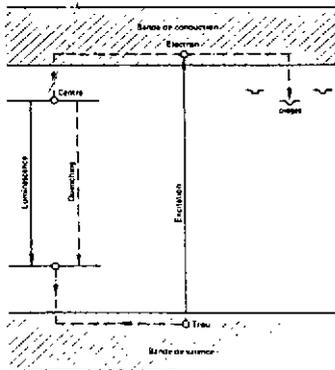


Fig. 5 : Migration des paires $e^- - t^+$ (ou d'excitons) jusqu'aux niveaux créés par les impuretés et piégeage des électrons.

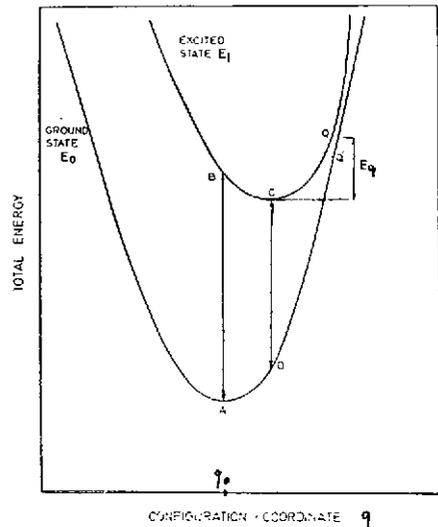


Fig. 6 : Diagramme de l'énergie potentielle d'un centre de luminescence. q_0 = distance moyenne interatomique du centre au repos et en équilibre.

La transition électronique entre l'état fondamental et l'état excité (excitation) suit la ligne AB puisque cette transition se passe pendant une durée faible comparée à celle nécessaire pour qu'un ion se déplace de manière appréciable (principe de Franck-Condon). Ensuite, en 10^{-12} à 10^{-13} sec., les atomes du centre se réajustent à un nouveau minimum d'énergie potentielle C . La différence d'énergie $E_B - E_C$ est dissipée par des vibrations du réseau (chaleur). A partir du point C on peut avoir une transition radiative vers le point D . Enfin, la différence d'énergie $E_D - E_A$ est de nouveau dissipée par des vibrations du réseau. On voit que l'énergie du photon émis ($E_C - E_D$) est inférieure à l'énergie d'excitation ($E_B - E_A$) (décalage de Stokes) et il n'y a pas d'absorption des photons émis par le scintillateur lui-même. En fait, les niveaux ont une certaine extension spatiale et ainsi l'absorption et l'émission peuvent se faire dans un certain intervalle d'énergie (Fig. 7) et on obtient des spectres d'absorption et d'émission.

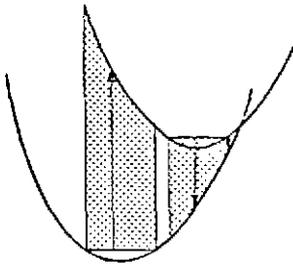


Fig. 7 : Etalement en énergie des spectres d'absorption et d'émission.

Malheureusement, le trajet $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D$ avec émission de lumière est en compétition avec un processus non radiatif (*quenching*). En effet, près des points Q Q' un passage de l'état excité à l'état fondamental est possible et on peut ainsi avoir le trajet non radiatif $C \rightarrow Q \rightarrow Q' \rightarrow A$. La probabilité de passage de C à Q dépend de la température et de la différence d'énergie $E_q = E_Q - E_C$ et la probabilité de *quenching* est donnée par :

$$P_Q = a \exp(-E_q/kT)$$

et l'efficacité de luminescence ε est alors :

$$\varepsilon = \frac{P_L}{P_L + P_Q} = [1 + (a/P_L) \exp(-E_q/kT)]^{-1}$$

où P_L est la probabilité de luminescence.

On voit que certains matériaux qui ne présentent pas de luminescence à température normale le font à basse température (par exemple : NaI pur).

En résumé. le processus de scintillation dans les scintillateurs inorganiques est constitué par les étapes suivantes :

- création de paires particules-trous par la particule ionisante traversant le scintillateur (environ 50 eV par paire),
- soit diffusion de la paire à travers le réseau,
- soit recombinaison de la paire pour former un exciton qui diffuse ensuite ; il semble que ce soit le processus prépondérant,
- capture de la paire ou de l'exciton par un centre de luminescence ou piégeage de l'électron dans le réseau,
- émission d'un photon ou *quenching*,
- éventuellement, l'électron quitte le piège et fait une transition radiative (*afterglow*) ou non.

L'intensité lumineuse de la scintillation produite par une particule dépend exponentiellement du temps :

$$I = I_0 \exp(-t/\tau)$$

La constante de temps τ , caractéristique du scintillateur, dépend de la durée de vie du niveau électronique impliqué. Certains scintillateurs présentent plusieurs constantes de temps, indiquant des processus multiples. Nous reviendrons sur ce point lors de l'examen des différents types de scintillateurs.

2. LE BGO

Les propriétés de luminescence du germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou BGO) ont été découvertes en 1973 /13/ et c'est en 1975 que le BGO a été utilisé pour la première fois en tant que scintillateur /14/. Ce scintillateur a suscité un grand intérêt à cause de sa faible longueur de radiation ($X_0 = 1,12 \text{ cm}$) malgré son prix élevé.

2.1. Mécanisme de la scintillation

La figure 8 montre les spectres d'émission du BGO à différentes températures /15/. Ces spectres suggèrent la présence d'au moins deux raies d'émission dont le rapport des intensités varie avec la température. De même, l'émission de lumière se fait avec deux constantes de temps (Fig. 9) /16/.

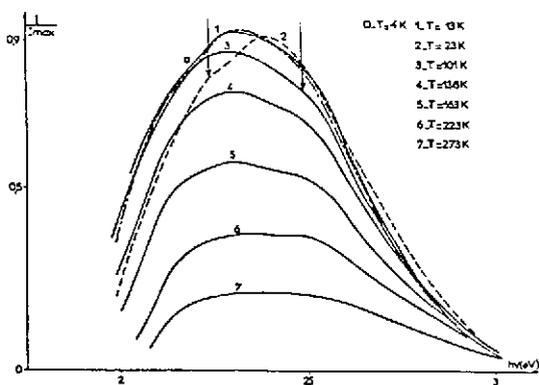


Fig. 8 : Spectres d'émission du BGO à différentes températures /15/.

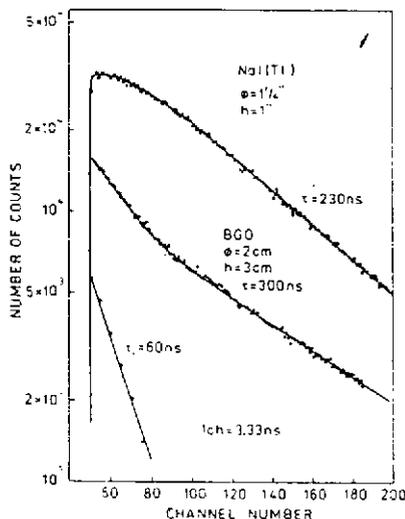


Fig. 9 : Formes des impulsions lumineuses du BGO et du NaI(Tl). L'intensité de la composante $\tau = 60 \text{ ns}$ du BGO est $\sim 10\%$ de la lumière totale /16/.

Ces faits montrent que le processus de luminescence dans le BGO est complexe et plusieurs mécanismes ont été proposés /13/ /15/. La figure 10 montre un exemple. La transition radiative est ${}^3P_1 \rightarrow {}^1S_0$. L'état 3P_1 peut aussi décroître d'une manière non radiative vers l'état 3P_0 ou 1S_0 si les énergies ΔE et $\Delta E'$ sont faibles par rapport à kT . Il y a ainsi une forte diminution de la luminescence si la température augmente.

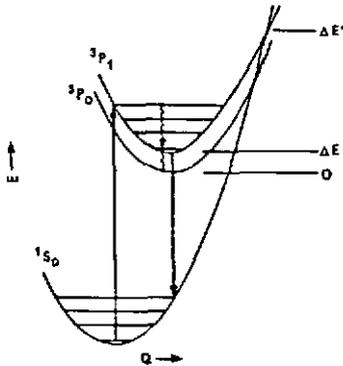


Fig. 10 : Transitions dans l'ion Bi^{3+} dans le BGO /13/.

2.2. Propriétés du BGO

Le tableau 1 donne les principales propriétés du BGO.

Le monocristal de BGO montre une bonne stabilité mécanique et thermique, il est chimiquement inerte vis-à-vis de la plupart des agents de nettoyage et il est non-hygroscopique. L'usinage et le polissage sont sans grands problèmes mais demandent un grand soin pour des cristaux de grandes dimensions /17/. Les impuretés ne doivent pas dépasser 10ppm (matériau dit 5N) pour un bon rendement lumineux /18/. Au début les cristaux de BGO ont été fabriqués par la méthode de Czochralski /14/. Maintenant, on utilise plutôt une méthode de Bridgeman modifiée /17/ mais de toute façon la fabrication est coûteuse (creusets en Pt, matière première).

La propriété la plus intéressante est évidemment la faible longueur de radiation (1,12 cm) qui permet la construction de détecteurs très compacts.

Le rendement lumineux par rapport à celui du NaI(Tl) est de l'ordre de 7% /14/ /16/ à température normale. La figure 11 montre la dépendance de ce rendement en fonction de la température ($-1\%/^{\circ}\text{C}$ à 20°C). On peut donc augmenter considérablement le rendement lumineux en refroidissant le cristal. A -150°C la résolution en énergie d'un ensemble BGO + photodiode au Si est aussi bonne (7,2% FWHM à 661 keV) que celle d'un ensemble NaI(Tl) + PM /20/. Bien entendu, le fort coefficient de température demande une bonne stabilisation de la température du détecteur. Le pic du spectre d'émission se situe vers 480 nm, il est donc bien adapté aussi bien aux photomultiplicateurs qu'aux photodiodes au Si.

La figure 11 montre également la dépendance de la constante de temps principale de la température. Malgré cette constante de temps assez longue ($\sim 350\text{ ns}$ à 20°C) la résolution en temps peut être excellente ($\sim 1\text{ ns}$ FWHM pour le ${}^{60}\text{Co}$). Ceci semble être dû à la pente très raide de la montée de l'impulsion lumineuse (Fig. 12) mais aussi à la très faible luminescence retardée ce qui permet un déclenchement sur le premier photoélectron /16/.

La sensibilité aux neutrons rapides et lents est nettement inférieure à celle du NaI(Tl) /21/ /22/.

Les résultats concernant les dommages dus aux radiations sont contradictoires /23/ à /27/. Le seuil d'apparition des dommages se situe entre 10^2 et 10^6 Rad. Le pourcentage d'impuretés semble jouer un rôle important. Ainsi, la résistance aux radiations pour des cristaux purs à 99,999% est cent fois supérieure à celle des cristaux purs à 99,99% /23/. L'effet des radiations n'est pas une

diminution de l'efficacité de scintillation mais une augmentation de l'absorption de la lumière de scintillation /24/. Cet effet est évidemment plus prononcé pour des cristaux longs. Il est certain que le BGO endommagé recouvre ses qualités originelles spontanément avec plusieurs constantes de temps /23/ /24/ /25/. Cet effet de récupération peut être accéléré par une exposition à de la lumière, de préférence verte, ou par un chauffage à 80°/24/. Il est à noter que l'exposition du cristal à la lumière UV produit des dommages analogues à ceux dus aux radiations.

Le prix du BGO par cm³ varie fortement en fonction des quantités commandées et du fournisseur. De toute façon c'est un scintillateur cher même en tenant compte de sa faible longueur de radiation. En effet, l'économie due au rapport entre la longueur de radiation du BGO (X₀) et la longueur de radiation d'un autre scintillateur (X'₀) se situe entre X₀/X'₀ (mur de cristal) et (X₀/X'₀)² (boule de cristal) et elle n'est pas égale à (X₀/X'₀)³.

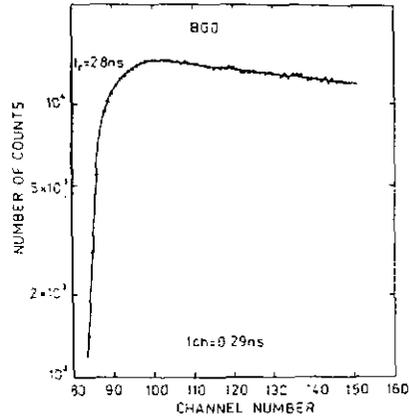
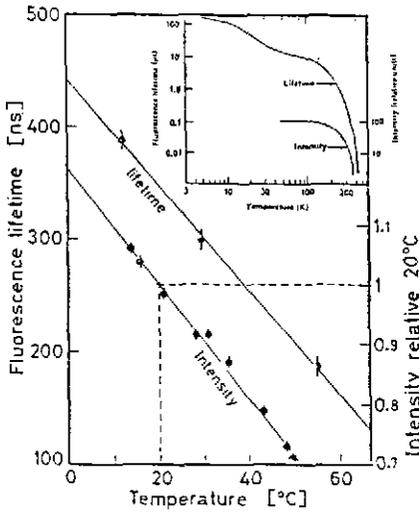


Fig. 11 : Rendement lumineux et constante de temps du BGO en fonction de la température /19/.

Fig. 12 : Partie initiale de l'impulsion lumineuse du BGO /16/.

3. LE CsI PUR ET LE CsI (Tl)

Le iodure de césium activé au thallium a été découvert en tant que scintillateur par Hofstadter en 1950 /28/, mais à cause de son spectre d'émission, piqué à 550nm, mal adapté aux photomultiplicateurs et de sa constante de temps de l'ordre de la μ s, on lui a préféré le NaI(Tl) ($\lambda = 410$ nm, $\tau = 0,25 \mu$ s) qui était aussi moins cher. C'est seulement récemment qu'on a "redécouvert" le CsI (Tl) /29/. En effet, son spectre d'émission est bien adapté aux photodiodes au silicium indispensables lorsqu'on travaille dans un champ magnétique intense (Fig. 13). De plus, sa longueur de radiation (1,86cm) est nettement inférieure à celle du NaI(Tl) (2,59cm), il n'est que très faiblement hygroscopique et il est très robuste du point de vue mécanique. Enfin, le comportement temporel de son impulsion lumineuse permet une identification de la particule incidente.

Il existe également du CsI activé au Na (voir Tableau 2) mais son hygroscopie a empêché son usage sauf cas spéciaux.

Le iodure de césium pur, connu aussi depuis longtemps, a retrouvé un certain intérêt depuis la découverte récente d'une composante rapide ($\lambda = 305$ nm, $\tau = 10$ ns) à température normale /31/.

3.1. Le CsI pur

3.1.1. Mécanisme de la scintillation

A l'heure actuelle, la physique de la scintillation ($\lambda = 305 \text{ nm}$, $\tau = 10 \text{ ns}$) du CsI pur n'est pas clair. Il semble que la luminescence soit une propriété intrinsèque du cristal (c'est-à-dire sans aide de centres activateurs) et correspond à la transition interatomique $\text{I}^- 5p^6 \rightarrow \text{Cs}^+ 5p^6$ ou $\text{Cs}^{2+} 5p^5$ (Fig. 14) /31/ /32/.

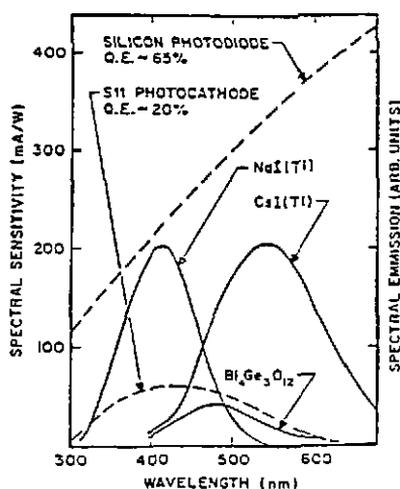


Fig. 13 : Spectres d'émission du CsI(Tl), du NaI(Tl) et du BGO comparés à la sensibilité spectrale des photomultiplicateurs et des photodiodes au silicium /30/.

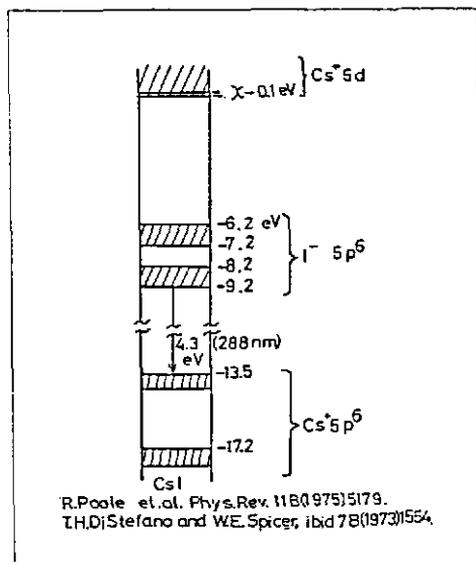


Fig. 14 : Transition interatomique $\text{I}^- \rightarrow \text{Cs}^+$ dans le CsI /32/.

La figure 15 montre les spectres d'émission de deux échantillons de CsI de qualités différentes. Le spectre de droite contient également une raie à $\sim 470 \text{ nm}$ dont l'origine est attribuée à des impuretés /33/. Un effet similaire a lieu si on chauffe le CsI à 550°C pendant une heure (Fig. 16) /31/.

3.1.2. Propriétés du CsI pur

Le tableau 2 donne les principales propriétés du CsI pur.

Il est clair que le principal avantage du CsI pur est sa composante rapide ($\lambda = 305 \text{ nm}$). En fait, elle a deux constantes de temps $\tau_1 = 10 \text{ ns}$ et $\tau_2 = 36 \text{ ns}$ avec un rapport des amplitudes $A_1/A_2 = 3$ /31/. La présence de cette composante rapide permet des résolutions en temps de l'ordre de 400 ps (FWHM) /33/ malgré le faible rendement lumineux (5 à 8% de celui de NaI(Tl) /31/).

Comme c'est un cristal pur on espère, comme pour le BaF₂, une résistance aux radiations élevée. Si ceci se confirme, le CsI pur est un bon candidat pour les calorimètres auprès des futurs grands accélérateurs.

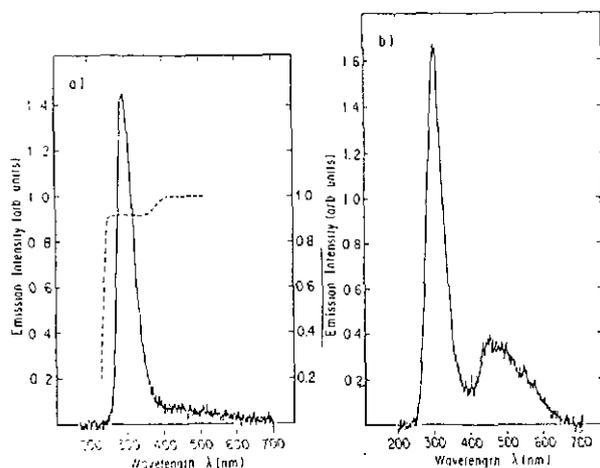


Fig. 15 : Spectres d'émission de deux échantillons du CsI de qualités différentes. La courbe en pointillés représente la transmission d'un CsI de 35 mm /33/.

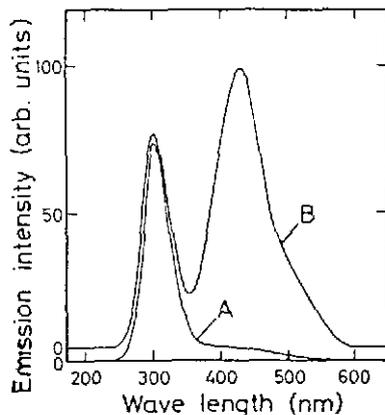


Fig. 16 : Spectres d'émission du CsI pur (courbe A) et après chauffage à 550°C (courbe B).

3.2. Le CsI(Tl)

3.2.1. Mécanisme de la scintillation

Il n'existe pas à l'heure actuelle une théorie cohérente pour le processus de scintillation dans le CsI(Tl). Ce qui va suivre va donc être fragmentaire et l'explication de certains phénomènes importants restera incertaine.

La figure 17 montre les spectres d'émission d'un cristal de CsI(Tl), de faible concentration en Tl, pour différentes particules ionisantes. La raie vers 330 nm peut être attribuée au CsI pur /34/. Son intensité augmente avec le dE/dx de la particule incidente. Cela pourrait s'expliquer si on admet que cette raie est due à la recombinaison d'électrons libres et de trous auto-piégés dont le nombre augmente avec le dE/dx de la particule incidente /34/. D'autre part, le CsI(Tl) présente une bande d'absorption, due à la présence de Tl, pour des photons de 330 nm. En conséquence, l'intensité de la raie à 330 nm diminue lorsque la concentration de Tl augmente /34/ et la lumière UV est alors transformée en lumière jaune. Il n'est pas clair si ce processus contribue à la variation de la constante de temps avec le dE/dx que nous verrons plus loin.

Le spectre large piqué vers 550 nm peut être attribué à la présence de Tl. Par contre, il n'est pas clair si cette émission de lumière jaune est produite directement par des transitions dans le Tl, comme dans le NaI(Tl) /35/ ou si la luminescence jaune est associée à des vacances de I /36/. Dans cette dernière interprétation, le Tl dans le cristal attire par son fort effet polarisant plusieurs ions I pour former un complexe de Fromherz et produit ainsi des vacances de I dans le réseau, responsables de la luminescence jaune. En fait, on peut obtenir cette dernière dans des cristaux de CsI pur dans lesquels on a créé des vacances de I par traitement thermique /36/.

Un autre point encore pas très clair du point de vue théorique concerne le comportement de l'intensité lumineuse par unité d'énergie déposée (dL/dE) en fonction de la perte d'énergie spécifique (dE/dx) de la particule incidente. La figure 18 (points) montre dL/dE en fonction de dE/dx . La courbe de la figure 18 est le résultat d'un calcul tenant compte de la formation, du transport et de la capture des porteurs d'énergie (paires $p-t$ ou excitons) /37/ /38/. Ce modèle

contient l'effet de saturation des centres d'activateurs pour les dE/dx élevés. Or il a été montré /39/ que la forme de dL/dE en fonction de dE/dx ne dépend pas de la concentration de Tl et que le modèle de la saturation des activateurs ne peut s'appliquer au CsI(Tl). Par contre, la diminution de dL/dE pour des dE/dx élevés serait le résultat d'un processus qui est une propriété intrinsèque de la densité d'ionisation dans le cristal /39/. Il faut noter la légère diminution de dL/dE pour les faibles dE/dx (électrons). Ce comportement de dL/dE en fonction de dE/dx aura des conséquences sur la linéarité $L = f(E)$.

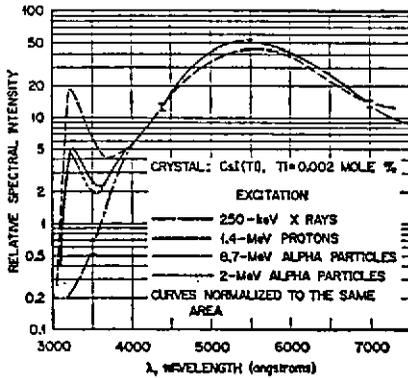


Fig. 17 : Spectre d'émission du CsI(Tl) par différents rayonnements (faible concentration de Tl) /34/.

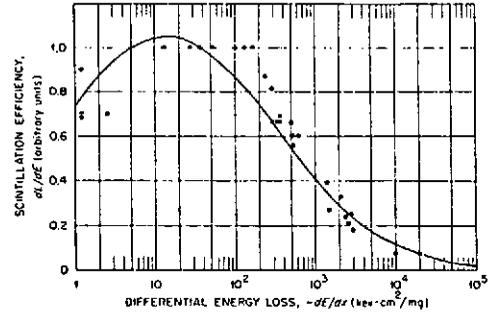


Fig. 18 : Efficacité de scintillation en fonction de la perte d'énergie spécifique: points = résultats expérimentaux, courbe = résultat théorique /37/.

3.2.2. Propriétés du CsI(Tl)

Le tableau 1 donne les principales propriétés du CsI(Tl).

Le CsI(Tl) n'est que faiblement hygroscopique. En fait, il suffit de garder l'humidité relative inférieure à 30% pour observer une bonne conservation de la surface du cristal. Cette propriété facilite également son usinage et les traitements de surface. Le CsI(Tl) est extrêmement robuste du point de vue mécanique, mais il flue sous de fortes pressions ($> 700 \text{ Kg/cm}^2$). Malgré sa structure monocristalline il est pratiquement impossible de le cliver.

Le CsI(Tl) possède un rendement lumineux équivalent à celui du NaI(Tl) (Fig. 13). Mesuré par une photodiode au Si, ce rendement dépend très peu de la température (Fig. 19) /29/ /40/. Le coefficient de température dans ce cas est de $0,1\%/^{\circ}\text{C}$ environ. C'est une propriété intéressante pour l'utilisation dans des expériences où il n'est pas toujours possible de stabiliser la température mieux que quelques $^{\circ}\text{C}$.

L'intensité lumineuse ne dépend pratiquement pas de la concentration de Tl /39/. La figure 20 montre une mesure récente /41/ effectuée avec des photodiodes. C'est également une propriété intéressante car la concentration de Tl peut varier d'un facteur 20 dans un cristal de 30 cm de long fabriqué par la méthode de Bridgeman-Stockbarger utilisée actuellement pour des grandes quantités de CsI(Tl).

Lorsque le CsI(Tl) est utilisé comme élément actif d'un calorimètre é.-m. il l'est sous la forme d'un barreau assez long (par ex. 30 cm). Il est alors important d'obtenir un rendement lumineux uniforme, mesuré à bout du barreau, quel que soit le point de production de lumière le long du cristal. Par des méthodes de traitement de surface (dépolissage) on peut obtenir des uniformités de rendement lumineux meilleures que 5%. Après traitement de surface, le cristal est enveloppé par un diffuseur blanc (téflon) pour augmenter le rendement lumineux général. Contrairement aux autres cristaux (BGO, BaF₂...) le degré de polissage de la face du cristal par laquelle s'échappe la lumière n'est pas critique. Par contre, les cristaux eux-mêmes doivent être bien transparents

et ne pas montrer de coloration ce qui indiquerait la présence d'impuretés ou une trop grande concentration de Tl.

La décroissance de l'impulsion lumineuse se fait avec deux constantes de temps τ_1 et τ_2 . La deuxième (τ_2) est égale à $7 \pm 0,5 \mu\text{s}$ et sa valeur est indépendante de la nature de la particule incidente. La première (τ_1) dépend de la perte d'énergie spécifique de la particule incidente et elle varie de $0,70 \mu\text{s}$ (électrons) à $0,42 \mu\text{s}$ (alphas de 4,8 Mev). De plus, le rapport de l'intensité lumineuse correspondant à la composante rapide (τ_1) à l'intensité lumineuse totale varie de 0,5 (électrons) à 0,75 (alphas) /42/. L'origine de ces phénomènes, qui n'existent pas dans le NaI(Tl), est incertaine /42/. Il est possible que l'excitation de la bande d'émission à 330 nm, qui dépend du dE/dx de la particule incidente /34/, joue un rôle dans ce processus, mais il n'existe pas d'étude systématique (mesure des spectres d'émission en fonction du temps de vie) à notre connaissance. Nous verrons plus loin l'application de ces propriétés du CsI(Tl) à l'identification des particules chargées.

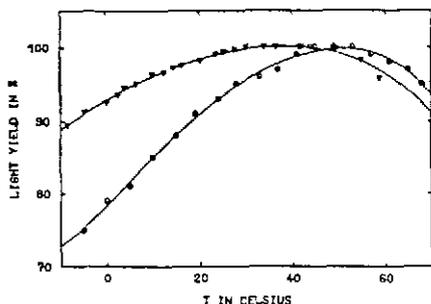


Fig. 19 : Rendement lumineux relatif du CsI(Tl) en fonction de la température mesuré avec une photodiode au Si (triangles) et avec un photomultiplicateur (cercles) /29/.

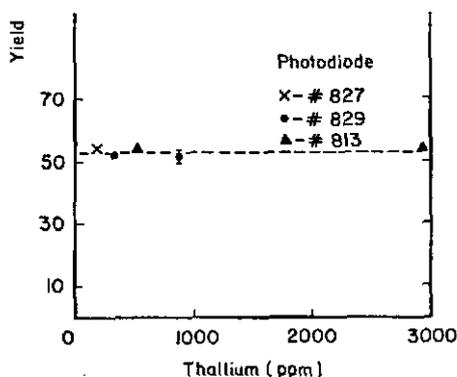


Fig. 20 : Rendements lumineux de cristaux de CsI(Tl) de $2,5 \times 2,5 \times 2,5 \text{ cm}^3$ avec différentes concentrations de Tl mesurés avec des photodiodes /41/.

La présence de ces deux constantes de temps très différentes rend difficile le traitement de l'impulsion (*shaping*) si l'on souhaite une bonne récupération de la ligne de base (pôle zéro). De toute façon, l'importance des constantes de temps limite sévèrement le taux de comptage pour un taux d'empilement des impulsions acceptable.

Les constantes de temps ne dépendent que très faiblement de la température ($2 \text{ ns}/^\circ\text{C}$).

Le CsI(Tl) présente une scintillation retardée (*afterglow*). Après 3 ms il reste une luminescence de quelques % de l'impulsion initiale. Ce phénomène limite également le taux de comptage admissible. De plus, le CsI(Tl) présente une phosphorescence prolongée après exposition à la lumière du jour qui peut empêcher toute utilisation du cristal pendant plusieurs heures si l'exposition a été intense. En fait, le degré de cette phosphorescence dépend de la présence d'impuretés et peut donc servir à détecter rapidement cette présence /41/.

Le CsI(Tl) n'est pas très résistant aux radiations. Des dommages (diminution du rendement lumineux) apparaissent après des expositions inférieures à 100 Rad /26/ /40/ /43/. Il n'y a que peu de récupération, même après des temps assez longs. Par contre, pour des expositions supérieures à 100 Rad un effet de saturation des dommages apparaît /26/. La diminution de rendement lumineux à dose égale est plus importante pour des cristaux qui présentent une forte phosphorescence. Il semble donc que la résistance aux radiations soit fonction du degré de pureté des cristaux.

Le prix du CsI(Tl) pour de grandes quantités ($\sim \text{m}^3$) est de l'ordre de $2 \text{ \$}/\text{cm}^3$ c'est-à-dire du même ordre de grandeur que le prix du NaI(Tl) si on tient compte de la différence des longueurs de radiation.

4. LE BaF₂

Le bifluorure de barium a été étudié en tant que scintillateur pour la première fois en 1971. Un rendement lumineux égal à 10% de celui du NaI(Tl) avec une constante de temps de 0,63 μ s (à $\lambda \approx 310$ nm) a été mesuré /44/. Ensuite, pendant une décennie, le BaF₂ a été peu utilisé comme scintillateur étant donné ces caractéristiques peu favorables associées à un prix élevé. En fait, jusqu'à récemment, le BaF₂ était vendu en tant que fenêtre optique!

C'est en 1982 qu'a été découverte la composante rapide du BaF₂ /45/. Les propriétés de cette composante ($\tau < 1$ ns, $\lambda = 190$ à 220 nm) permettent soit d'obtenir avec l'emploi de photomultiplicateurs UV rapides une résolution en temps exceptionnelle (110 à 220 ps FWHM pour le ⁶⁰Co /45/ /46/) soit une détection de la lumière par des chambres à fils photosensibles /47/. De plus, le rapport des intensités des deux composantes dépend de la nature de la particule et permet ainsi son identification /48/. Enfin, le BaF₂ est le scintillateur inorganique de loin le plus résistant aux radiations ($\sim 10^7$ Rad) et représente ainsi un bon candidat pour l'utilisation auprès des futurs grands accélérateurs (SSC, LHC).

4.1. Mécanisme de la scintillation

La figure 21 montre le spectre d'émission du BaF₂ /49/. Les raies à 195 nm et 220 nm ont la même constante de temps (0,88 ns, composante rapide). La composante lente à $\lambda \approx 310$ nm décroît avec deux constantes de temps τ_1 et τ_2 . Environ 90% de l'intensité totale est associée à $\tau_1 \approx 600$ ns, le reste décroît avec $\tau_2 = 430$ ns /45/ ou $\tau_2 = 9$ à 100 ns suivant la nature de la particule incidente /50/. Le rendement lumineux de la composante rapide est indépendant de la température alors que celui de la composante lente décroît fortement si la température augmente /51/ /52/. Ces propriétés très différentes des deux composantes montrent que leurs mécanismes de luminescence sont différents. Par contre, dans les deux cas il semble que la luminescence soit une propriété intrinsèque du cristal pur mais les mécanismes exacts sont incertains. Voici quelques tentatives d'interprétation.

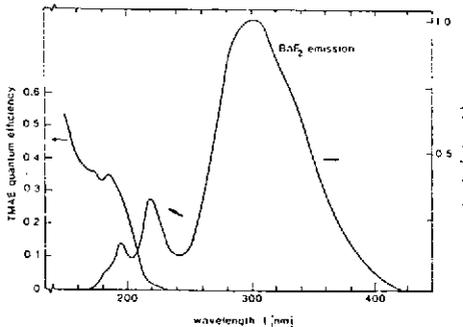


Fig. 21 : Spectre d'émission du BaF₂ irradié par des rayons X et efficacité quantique du TMAE /49/.

Pour la composante $\lambda = 310$ nm, $\tau = 0,6 \mu$ s la luminescence correspondrait à des états triplets de grande durée de vie d'excitons auto-piégés produits dans la région du halo de la trace de la particule ionisante /50/.

Pour la composante $\lambda = 310$ nm, $\tau = 9$ à 100μ s la luminescence serait produite par des transitions à partir d'états singulets dans le cœur de la trace de la particule. Ces états sont le résultat de collisions entre deux états triplets aboutissant à un état singulet excité et l'état fondamental. Ce processus d'inhibition bimoléculaire est renforcé pour des excitations à forte densité d'ionisation et on s'attend alors à une diminution de la constante de temps /50/.

La luminescence de la composante rapide ($\lambda = 220$ nm, 195 nm et éventuellement 180 nm) semble être due à une transition inter-bande (*crossover*) $2p F^- \rightarrow 5p Ba^+$ /53/. Ce genre de transition n'est pas un effet satellite faible mais peut contribuer d'une manière significative à la dissipation globale de l'énergie déposée par la particule incidente.

4.2. Propriétés du BaF₂

Le tableau 1 donne les principales propriétés du BaF₂.

L'intensité lumineuse de la composante rapide du BaF₂ par rapport à l'intensité totale est de 20% à température normale /45/. L'intensité lumineuse de la composante rapide est indépendante de la température alors que celle de la composante lente varie avec un coefficient de -1 à $-2\%/^{\circ}C$ à $20^{\circ}C$ /51/ /52/.

Le pourcentage de composante rapide dépend fortement de la présence d'impuretés. Ainsi une contamination de 2 ppm de Pb (PbF₂ est utilisé dans le procédé de fabrication de BaF₂) absorbe presque totalement la lumière entre 200 nm et 210 nm /54/. L'état de surface influence également le rendement de la composante rapide. Ainsi ce dernier peut diminuer de 20% si la surface absorbe de l'humidité /55/. Enfin, la composante disparaît pour des particules fortement ionisantes (alphas) /48/ et permet ainsi une discrimination de la particule incidente.

Bien entendu, la présence de la composante rapide permet d'obtenir des résolutions en temps spectaculaires pour la combinaison BaF₂ - photomultiplicateur UV rapide. Ainsi des résolutions en temps (FWHM) de 400 ps peuvent être atteintes avec des cristaux de 1 litre de volume /56/ /57/ /58/ et de 100 ps à 200 ps pour des cristaux de petite taille /45/ /46/.

L'intensité lumineuse totale produite par un cristal de BaF₂ est d'environ 20% de celle d'un bon NaI (Tl) /45/. Malgré ce rendement assez faible, la résolution en énergie à 662 keV pour un cristal de BaF₂ de 1 litre de volume peut atteindre $\sim 9\%$ (FWHM) /56/ /57/ /58/. Pour obtenir ce résultat il faut soigner la collection de la lumière émise (diffuseur et couplage du PM). Etant donné le fort coefficient de température négatif on peut obtenir une résolution de 8% (FWHM) en refroidissant par exemple un cristal de BaF₂ de 1 litre de volume à $-30^{\circ}C$ /59/.

Il faut noter que le BaF₂ contient en général des traces de ²²⁶Ra (homologue du Ba). Une contamination en poids de 10^{-13} suffit pour produire des pics correspondants à la désintégration du ²²⁶Ra jusqu'à des énergies de 7,8 MeV (composante lente) /48/.

Le BaF₂ présente une faible section efficace pour la capture des neutrons lents /48/.

Les résultats concernant la résistance aux radiations diffèrent considérablement. Ceci est sans doute dû à la présence d'impuretés en quantités variables dans les différents échantillons /27/ /60/ /61/. Des mesures récentes, mais effectuées avec des échantillons de petite taille, ont montré que la transmission optique d'un cristal de BaF₂ après exposition à plusieurs 10^7 Rad ne diminue que de quelques % /62/. Après 10^8 Rad la transmission diminue d'environ 20% pour un cristal de 5 cm mais la transmission retrouve sa valeur d'avant irradiation dans la région 200 à 220 nm après quelques jours /27/. Cette récupération peut être fortement accélérée par une illumination avec une lampe à mercure /61/. Ces résultats doivent être confirmés pour des cristaux de tailles supérieures mais il est déjà clair à l'heure actuelle que le BaF₂ est le scintillateur inorganique le plus résistant aux radiations.

Le prix du BaF₂ est de l'ordre de 7 \$/cm³. C'est donc un scintillateur cher, mais il n'a jamais été fabriqué en grandes quantités. On peut donc espérer une forte diminution de prix si la demande augmente.

Tableau 1

Principales propriétés du BGO, CsI(Tl), BaF₂ et NaI(Tl)

		BGO	CsI(Tl)	BaF ₂	NaI(Tl)
Densité	g/cm ³	7,13	4,41	4,88	3,7
Hygroscopicité		non	un peu	non	forte
Solubilité	g/100 g H ₂ O	-	85	0,12	185
Dureté	Mohs	5	2	3	2
Point de fusion	°C	1050	621	1360	651
Longueur de radiation X ₀	cm	1,12	1,86	2,03	2,59
Rayon de Molière	cm	2,7	3,8	4,3	4,3
Longueur d'interaction	cm	23	36,4	29,4	41,3
(dE/dx) au minimum	MeV/cm	9,2	5,6	6,5	4,85
Maximum d'émission	nm	480	550	220 - 305	420
Indice de réfraction		2,1	1,8	1,56 - 1,49	1,85
Rendement lumineux L	% (S11)	10	45	5 - 16	100
Rendement en photons	N/MeV	5 à 15 · 10 ²	~ 4 · 10 ⁴	~ 10 ⁴	~ 4 · 10 ⁴
ΔL/ΔT à 20°C	%/°C	-1	+0,6	0; -1,2	-0,4
Constante de temps τ	ns	300	~ 900	0,8 - 600	230
Δτ/ΔT à 20°C	ns/°C	-6,4	-2		
Luminescence retardée	% après 3 ms	0,05	< 4,5		< 5
Seuil dommage radiation	Rads	10 ² à 10 ⁶	~ 10 ²	~ 10 ⁷	

5. AUTRES SCINTILLATEURS INORGANIQUES

Le tableau 2 donne les propriétés de quelques scintillateurs inorganiques peu utilisés ou au stade d'étude. Souvent, les caractéristiques ne sont connues que partiellement. Ci-dessous, nous donnons quelques détails pour certains d'entre eux.

5.1. Le NaI (Tl)

L'iodure de sodium activé au thallium a été découvert en tant que scintillateur en 1948 /63/. Pour les détails de cette découverte voir la référence /64/. Le NaI (Tl) a été le scintillateur inorganique le plus utilisé jusqu'au début des années 80 /35/.

Le tableau 1 donne les principales propriétés du NaI (Tl) qui sert souvent de référence pour les autres scintillateurs.

Même pour ce scintillateur ultra-connu, l'exact mécanisme de la luminescence n'est pas clair. Il semble que dans le cas du NaI (Tl) le Tl joue le rôle de centre de luminescence /35/.

Son principal défaut est sa forte hygroscopicité qui impose des enceintes étanches et rend ainsi difficile la réalisation de détecteurs modulaires.

5.2. Le CsF

Le fluorure de césium a été découvert en tant que scintillateur en 1952 /65/. Il a été redécouvert début 80 car on avait besoin d'un scintillateur dense et très rapide pour les tomographes par émission de positons /66/. Son rendement lumineux est faible (6% du NaI (Tl)) mais il possède une constante de temps de 2,8 ns permettant une résolution en temps de 230 ps (FWHM) /67/.

La très forte hygroscopicité du CsF l'a fait abandonner au profit du BaF₂ depuis la découverte de la composante rapide de ce dernier.

5.3. Le CaF₂ (Eu)

Le bifluorure de calcium activé à l'euporium est très utilisé dans les *phoswichs* comme détecteur ΔE car il possède une constante de temps (0,9 μ s) très différente des scintillateurs plastiques et il est chimiquement inerte et peut donc être en contact direct avec les échantillons.

6. DETECTION DE LA LUMIERE DE SCINTILLATION

Le nombre de photons produits dans un scintillateur et arrivant sur le dispositif photosensible est extrêmement variable. Ainsi une particule au minimum d'ionisation traversant une fibre scintillante de 1 mm ($\Delta E \sim 0,2$ MeV) produit environ 20 photons alors que 1 GeV déposé dans un cristal de CsI correspond à $4 \cdot 10^7$ photons. De même, la longueur d'onde de l'émission lumineuse peut varier de 180 nm (BaF₂) à 700 nm (CsI (Tl)).

Jusqu'à il y a dix ans le moyen presque exclusif de détection de la lumière produite par les scintillateurs était le photomultiplicateur (PM) classique (pour une revue voir par exemple /73/). Dans les expériences modernes, surtout en physique des particules, la nécessité d'autres moyens de détection est apparue, en particulier en ce qui concerne la sensibilité à la position et le fonctionnement dans des champs magnétiques intenses (~ 1 T). De plus, dans les détecteurs 4π il est nécessaire de minimiser la place réservée à la lecture de la lumière des scintillateurs afin de réduire le volume des parties du détecteur qui entoure les scintillateurs (calorimètre hadronique, aimant).

Une première étape était le développement à partir des PM classiques : PM multianode, PM spéciaux pouvant travailler dans un champ magnétique et diodes et triodes à vide.

Parallèlement, la lecture par photodiode au Si et, dans le cas du BaF₂, par chambres à fils photosensibles ont fait de grands progrès.

Toutes ces techniques récentes sont maintenant bien au point et nous allons les passer en revue en traitant avec plus de détail la photodiode au Si et les techniques associées.

Tableau 2
Propriétés de quelques scintillateurs inorganiques peu utilisés

		ZnWO ₄	CdWO ₄	CaWO ₄	PbMoO ₄	CsI(Na)	CsI(Eu)
Densité	g/cm ³	7,87	7,90	6,06	6,81	4,41	4,41
Hygroscopie		non				oui	non
Dureté	Mohs	4	4		3	2	2
Point de fusion	°C	1201	1325	1566	1060	621	621
Longueur de radiation	cm	1,16	1,10	1,51	1,22	1,86	1,86
Longueur d'interaction	cm	18,0	18,7	23,0	22,1	36,4	36,4
Maximum d'émission	nm	480	540	430	(512)†	420	550
Indice de réfraction		2,2	2,3	1,9	2,38	1,8	1,8
Rendement lumineux <i>L</i>	%	16 [*]	20 [*]	~ 20 [*]		90 [*]	24 [*]
$\Delta L/\Delta T$ à 20°C	%/°C	-0,87	-	-0,8		0,5	
Constante de temps	μ s	20	8,9	3,8		0,6	1,0
Luminescence retardée	% [*]	< 0,05	< 0,05	1 à 5			
Références		/68,69/	/68/	/68/	/68/	/68,44/	
Observations					† à -180°C		

* % après 3 ms

^{*}CsI(Tl) = 100% (S20)

⁺NaI(Tl) = 100%

Tableau 2 (suite)

Propriétés de quelques scintillateurs inorganiques peu utilisés

		CsI	CsF	CaF ₂ (Eu)	BaF ₂ (Ce)	BaF ₂ (Eu)	BaF ₂ + plastique
Densité	g/cm ³	4,41	4,60	3,18	4,88	4,88	
Hygroscopie		non	forte	non			
Dureté	Mohs	2					
Point de fusion	°C	621	682	1402	1360	1360	
Longueur de radiation	cm	1,86			2,03	2,03	
Longueur d'interaction	cm	36,4			29,4	29,4	
Maximum d'émission	nm	305	390	435	365	593	410
Indice de réfraction		1,8	1,48	1,47		1,5	
Rendement lumineux <i>L</i>	%	~ 6 ⁺	~ 6 ⁺	50 ⁺	~ 10 ⁺		~ 15 ⁺
$\Delta L/\Delta T$ à 20°C	%/°C				~ 0		
Constante de temps	μs	0,01	0,003	0,9	0,05	0,18	
Luminescence retardée	%*				~ 5		
Références			/66,67,70/	/44/	/71/	/68/	/72/
Observations							70% BaF ₂ (poudre) 30% MMA

* % après 3 ms

× CsI(Tℓ) = 100% (S20)

+ NaI(Tℓ) = 100%

6.1. Photomultiplicateurs à localisation

Le développement récent des fibres scintillantes, entre autres, a montré la nécessité de disposer d'un PM pouvant localiser la lumière d'une manière très précise. Il y a plusieurs solutions à ce problème.

6.1.1. Photomultiplicateurs multianode

Le développement de PM à faible distance photocathode - première dynode (focalisation par proximité) et à structure de dynode en grille a permis de construire un PM très sensible à la position des photons incidents. En effet, le trajet des électrons secondaires dans la structure du PM est pratiquement rectiligne (Fig. 22). La figure 23 montre le résultat d'un balayage lumineux (largeur de la fente = 0,1 mm) de la photocathode. L'électrode réceptrice (dernière dynode) avait une surface de $2,54 \times 2,54 \text{ mm}^2$. On voit que la probabilité de réponse de l'électrode voisine (*crossstalk*) est faible ($\leq 5\%$).

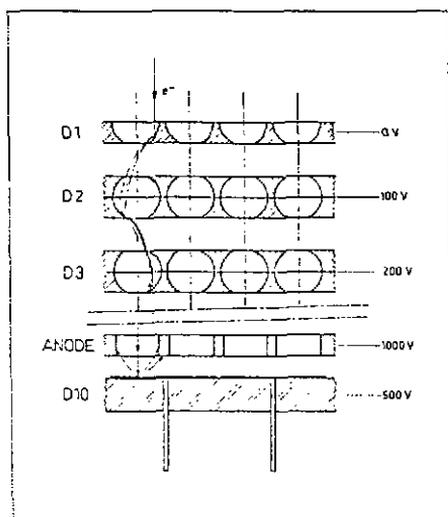


Fig. 22 : Trajet des électrons à travers les dynodes /74/.

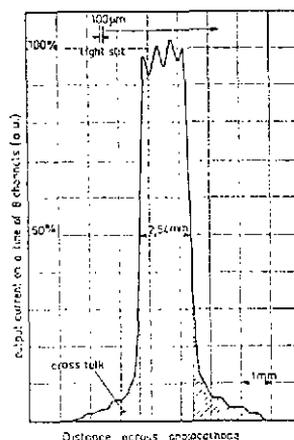


Fig. 23 : La réponse d'un damier récepteur ($2,54 \times 2,54 \text{ mm}^2$) à un balayage lumineux de la photocathode /74/.

Il y a plusieurs possibilités de lecture de l'anode (Fig. 24). La seule qui permet une lecture sans ambiguïté dans le cas d'impacts multiples est le système à anodes (ou dynodes) discrets (damier). La figure 25 montre schématiquement un exemple de structure interne d'un tel PM (RTC XP4702). La photocathode a une surface de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ et la dernière dynode est constituée par une matrice de 8×8 éléments. Le gain peut atteindre 10^6 à 10^7 et les fluctuations du temps de transit sont de l'ordre de la ns /76/. Il est clair que chaque canal doit posséder sa propre électronique si on veut profiter pleinement de la structure discrète des dynodes. Cela présente une certaine complexité mais permet d'inclure ce genre de détecteurs de lumière dans un système de déclenchement rapide /77/.

Bien entendu, il existe d'autres PM à localisation /78/ à /83/.

6.1.2. Photomultiplicateurs à galette à microcanaux

L'idée d'associer une photocathode à une galette à microcanaux (GMC) remonte à 1970 /84/. La figure 26 montre la structure et le principe de fonctionnement d'une GMC. Etant donné le temps de transit des électrons très court ($\sim 1 \text{ ns}$) les fluctuations de ce temps sont faibles ($\sim 150 \text{ ps}$) et on obtient une très bonne résolution en temps /86/.

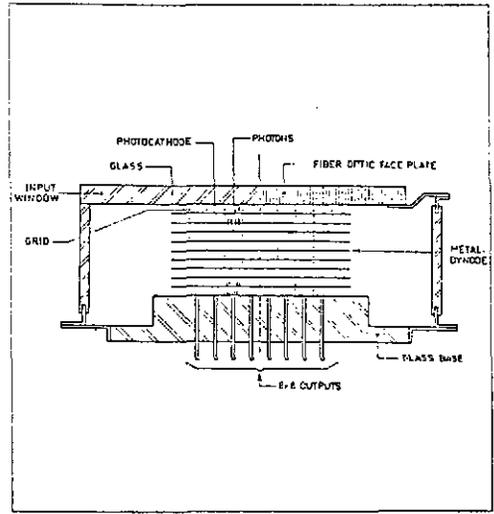
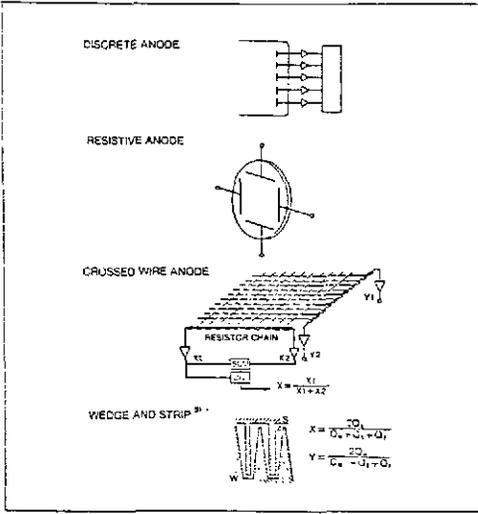


Fig. 24 : Méthodes de lecture sensible à la position /75/.

Fig. 25 : Structure schématique interne d'un PM multianode /74/.

Vu la forme très plate d'une GMC on peut l'intercaler entre une photocathode et une anode. On obtient ainsi un PM avec une focalisation par proximité qui conserve la résolution en temps et la localisation. Si en plus l'anode a une structure en damier on est en présence d'un PM à localisation (Fig. 27). La résolution spatiale est de l'ordre du mm /87/ /88/.

Malgré toutes ces performances, les PM à GMC ont été peu utilisés. Cela provient du faible temps de vie des galettes, d'une gamme dynamique et d'un taux de comptage admissible réduits et d'un prix élevé.

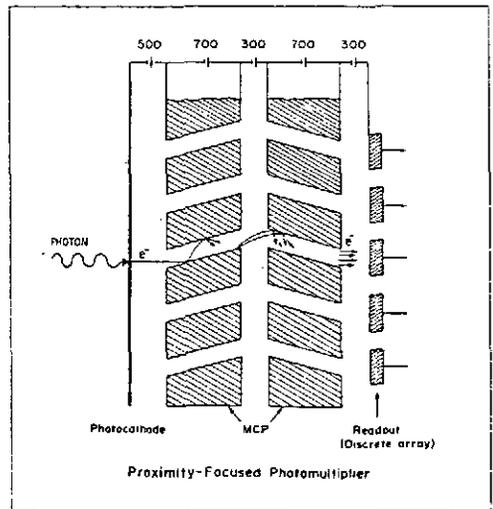
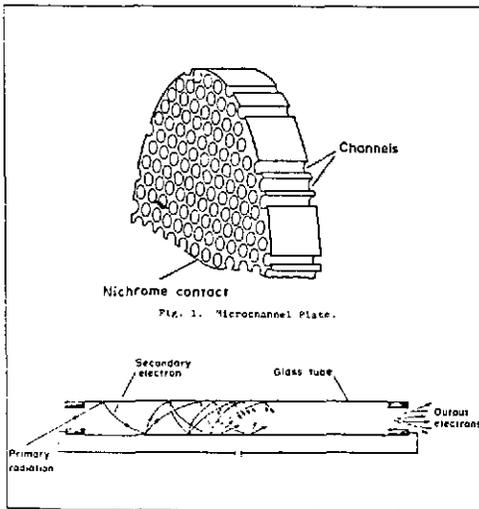


Fig. 26 : Structure et principe de fonctionnement d'une GMC /85/.

Fig. 27 : Structure d'un PM à GMC /85/.

6.1.3. Amplificateurs de brillance

Pour des taux de comptage faibles on peut associer un amplificateur de brillance (AB) avec un dispositif à transfert de charge (CCD). On peut obtenir ainsi des résolutions spatiales de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ /89/ mais le taux d'acquisition est limité par la CCD ($\sim 50 \text{ Hz}$). Un tel système a été utilisé récemment pour la localisation de la lumière émise par une avalanche électronique dans une chambre à fils /90/. On peut également associer un AB à un PM multianode /82/.

6.2. Phototubes pouvant fonctionner dans un champ magnétique

Beaucoup de détecteurs modernes travaillent dans un champ magnétique nécessaire pour la mesure du moment des particules chargées. Un certain effort a été fait pour réaliser des phototubes pouvant travailler dans un champ magnétique sans blindage. Mais on verra que : (i) le champ magnétique doit être modeste, (ii) l'angle entre l'axe du phototube et la direction du champ magnétique doit être faible, (iii) le gain du phototube varie fortement avec l'intensité du champ magnétique ce qui peut provoquer des problèmes d'étalonnage. L'usage de ces phototubes spéciaux est donc assez limité.

6.2.1. Photodiodes à vide

Les photodiodes à vide (PDV) ont été développées pour la détection de la lumière produite par des scintillateurs inorganiques (NaI(Tl)) en présence d'un champ magnétique de $0,35 \text{ T}$ /91/. La figure 28 montre l'efficacité d'une PDV (RTC AV29) en fonction de l'angle entre son axe et la direction du champ magnétique ($0,3 \text{ T}$). Cet angle doit rester inférieur à $\sim 60^\circ$ pour un bon rendement. Etant donné que la PDV n'a pas d'amplification interne, la charge recueillie sur l'anode doit passer par un amplificateur de charge à faible bruit (voir photodiodes au Si).

Récemment, l'idée d'une photodiode hybride a été avancée /92/. C'est une PDV dont l'anode est constituée par une diode au Si. Les photoélectrons sont accélérés à plusieurs keV et créent dans l'anode environ mille paires/photoélectrons. On obtient ainsi une amplification du même ordre. Par fragmentation de l'anode on pourrait réaliser une photodiode à localisation.

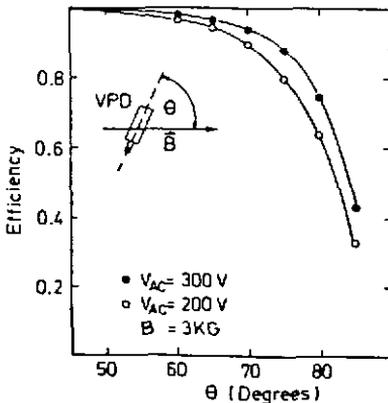


Fig. 28 : Efficacité d'une PDV (RTC AV29) en fonction de l'angle, son axe et \vec{B} /91/.

6.2.2. Phototriode et phototétrode

En ajoutant une ou deux dynodes à grille à une photodiode à vide on obtient une certaine amplification. La figure 29 montre le principe de construction d'une phototriode /93/. La figure 30 donne les gains d'une triode et d'une tétrade en fonction du champ magnétique axial et la figure 31 les gains normalisés en fonction de l'angle entre l'axe du phototube et la direction du champ magnétique.

6.2.3. Photomultiplicateur opérationnel dans un champ magnétique

En utilisant des dynodes à grille et une focalisation de proximité on obtient un PM pouvant travailler dans un champ magnétique (Fig. 32). La figure 33 montre le gain et le courant d'obscurité d'un tel tube en fonction du champ magnétique axial et la figure 34 la dépendance du gain de la direction relative du champ magnétique.

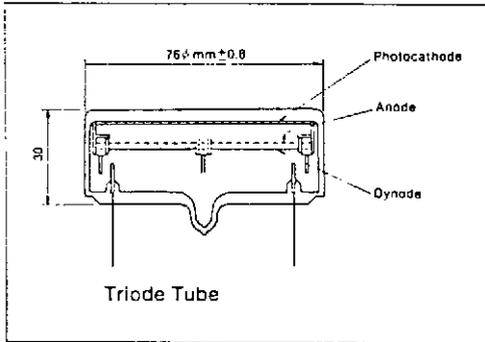


Fig. 29 : Construction d'une phototriode /93/.

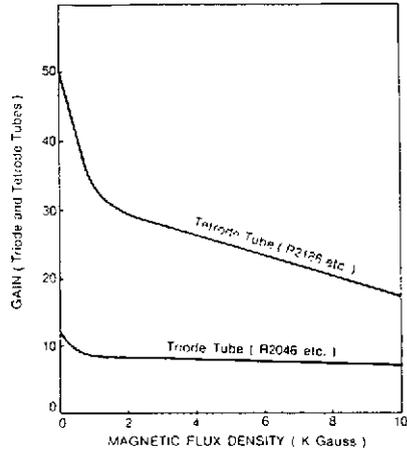


Fig. 30 : Gains en fonction du champ magnétique axial /93/.

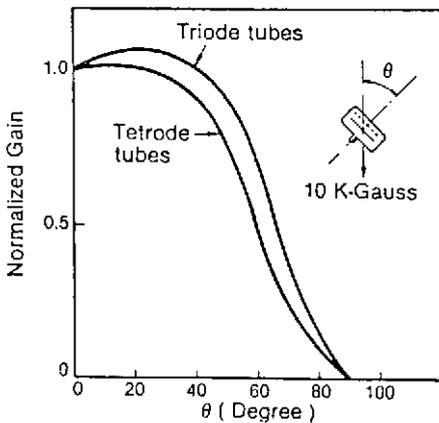


Fig. 31 : Gains normalisés en fonction de l'angle θ /93/.

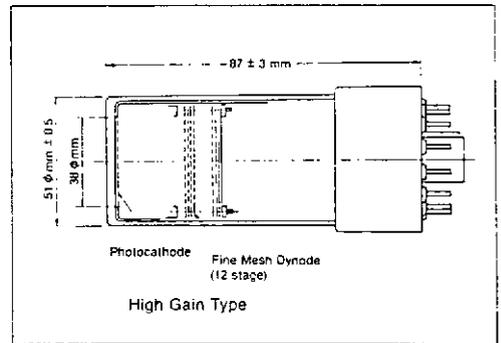


Fig. 32 : Construction d'un PM pouvant fonctionner dans un champ magnétique /93/.

6.3. Photodiodes au Si et techniques associées

L'utilisation des photodiodes au Si (PDS) s'est répandue ces dernières années principalement pour deux raisons : (i) l'obligation de travailler dans un champ magnétique intense (1 à 1.5 T) et (ii) l'obligation dans les détecteurs 4π d'économiser l'espace derrière les scintillateurs afin de réduire le volume, et donc le prix, des dispositifs qui entourent les scintillateurs. De plus, la PDS n'ayant pas de gain est un appareil extrêmement stable. Enfin, le gain en prix peut être substantiel lorsque le

nombre de scintillateurs est grand. Mentionnons que les PDS sont utilisées depuis plusieurs décades par les physiciens de l'espace.

L'efficacité quantique d'une PDS peut atteindre 80% (max. 20% pour un PM) mais il n'y a pas de gain. La charge recueillie doit donc être transformée en impulsion électrique par un préamplificateur. C'est alors le bruit de ce préamplificateur avec le bruit inhérent à la PDS qui va déterminer l'énergie minimum détectable avec un système à scintillateurs et la résolution en énergie près du seuil. Ce bruit va également dépendre de la mise en forme (*shaping*) de l'impulsion de sortie du préampli. Il faut donc traiter la PDS et l'électronique associée ensemble.

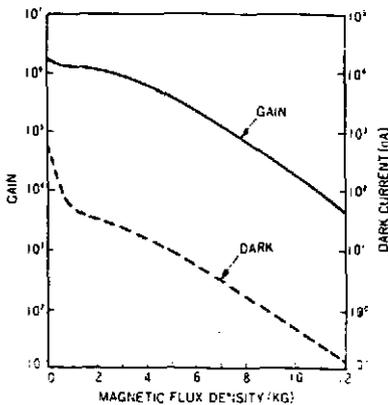


Fig. 33 : Gain et courant d'obscurité du tube R2490 (Hamamatsu) en fonction du champ magnétique axial.

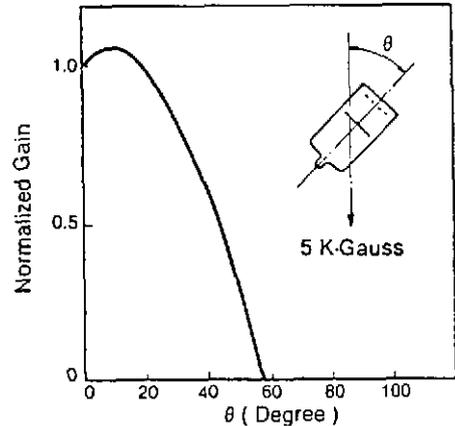


Fig. 34 : Gain normalisé d'un PM spécial en fonction de l'angle θ /93/.

6.3.1. Mécanisme de fonctionnement et propriétés des PDS

Il existe plusieurs sortes de PDS : à diffusion planaire, à diffusion planaire à faible capacité, PNN⁺ et PIN. Pour la détection des photons d'un scintillateur seul le type PIN est utilisé.

La figure 35 montre schématiquement la construction d'une photodiode PIN. La couche P est très mince pour présenter une bonne transparence même pour des longueurs d'onde faibles et la couche I est à haute résistivité afin d'améliorer le temps de réponse et minimiser le courant inverse.

La figure 36 montre l'état de la PDS au repos dans le modèle des bandes d'énergies. Lorsqu'on illumine la PDS avec des photons d'une énergie supérieure à l'énergie de gap (E_g) des électrons des trois couches sont amenés dans les bandes de conduction. Dans la couche dépletée et dans les parties des couches N et P correspondant aux longueurs de diffusion les électrons et les trous migrent vers les couches N et P respectivement (effet photovoltaïque) (Fig. 37). L'application d'une tension inverse (10 à 20 V) permet une collection plus rapide des charges et d'améliorer la linéarité.

La figure 38 montre la réponse spectrale et l'efficacité quantique d'une PDS-PIN /95/. La coupure à 1100 nm est due à l'énergie de gap de 1,12 eV dans le Si et celle vers 400 nm à l'épaisseur de la couche P. Cette dernière peut être réduite à ~ 200 nm avec une couche P extra-mince.

La dépendance de l'efficacité en fonction de la température dépend de la longueur d'onde λ . Pour $\lambda \sim 500$ nm le coefficient de température est de l'ordre de $-0,1\%/^{\circ}\text{C}$. Ceci explique que la combinaison CsI (Tl) + PDS présente un très faible coefficient de température vers 20°C (Fig. 19).

Une PDS est linéaire dans une gamme dynamique de l'ordre de 10^8 .

La question importante du bruit ne peut être traitée qu'après examen de l'électronique associée.

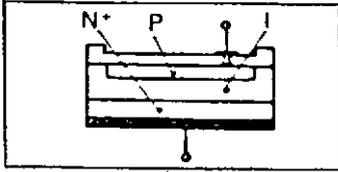


Fig. 35 : Construction d'une photodiode PIN /94/.

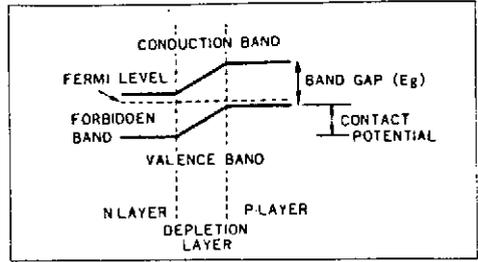


Fig. 36 : Le PDS au repos dans le modèle des bandes.

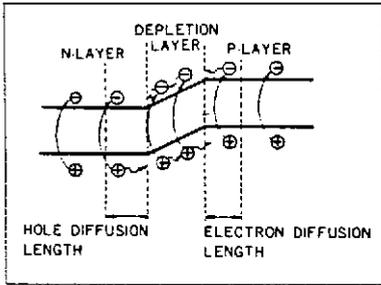


Fig. 37 : La situation dans une PDS après irradiation.

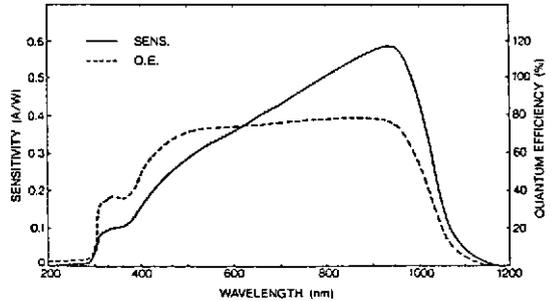


Fig. 38 : Réponse spectrale (courbe pleine) et efficacité quantique (courbe interrompue) d'une PDS (Hamamatsu S1723-06) /95/.

6.3.2. Electronique associée et bruit

La figure 39 montre schématiquement une chaîne électronique typique à faible bruit associée à une PDS. En général on a $R_1 \sim R_2 \sim 10^8 \Omega$, $C_1 \sim 1 \text{ pF}$ donc $R_1 C_1 \sim 100 \mu\text{s}$.

L'élément actif d'entrée du préamplificateur (PA) est en général un transistor FET à forte conductance. Le gain du PA exprimé en V/pC est de l'ordre de $1/C_1$ (pF).

L'amplificateur de mise en forme (SA) produit à partir de l'impulsion de sortie du PA (temps de descente $> 100 \mu\text{s}$) une impulsion approximativement gaussienne avec une constante de temps τ de l'ordre de la μs . Si on veut garder l'information initiale, τ ne doit pas être inférieur à la constante de temps du scintillateur.

Si le convertisseur analogue-numérique (ADC) est sensible à la charge il apporte une intégration supplémentaire qui peut être partiellement retirée de celle du SA (gain en longueur totale de l'impulsion).

Le bruit de la chaîne complète (Fig. 39) en négligeant les bruits produits par les éléments actifs du PA, du SA et de l'ADC est donné par /96/ :

$$(ENC)^2 = a_1 \tau [2kT/R_p + e I_p] + a_2 (1/\tau) [2kT R_s C^2] + a_3 [C^2]$$

où ENC = charge (en électrons) qui produirait le même signal de sortie que l'écart standard du bruit,

$kT = 25,85 \text{ mV} \cdot e$ à 300°K ,

R_p = résistance parallèle totale (PD + FET) $> 10^9 \Omega$,

I_p = courant parallèle total (PD + FET) dominé par le courant inverse de la PD ($\sim 1 \text{ nA}$ pour une bonne PD),

R_s = résistance série totale (PD + FET), R_s (FET) = $1/g_m$,

C = capacité totale (PD + FET + câblage) C (PD/cm²) $\sim 80 \text{ pF}$, C (FET) $\sim 30 \text{ pF}$.

Pour des impulsions réalistes $a_1 \sim a_2 \sim 1$. Le coefficient a_3 (bruit Flicker) est négligeable. En ne retenant que les termes principaux on peut écrire :

$$(ENC)^2 = A \tau I_{PD} + B (1/\tau) C^2$$

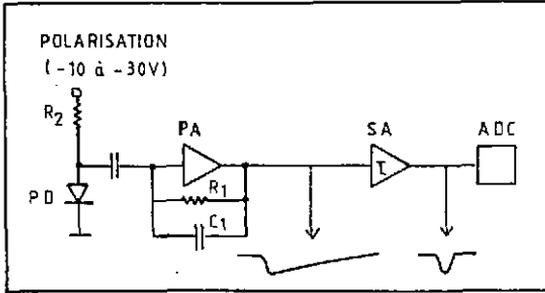


Fig. 39 : Schéma d'une chaîne électronique typique associée à une PDS. PA = préamplificateur de charge, SA = amplificateur de mise en forme, ADC = convertisseur analogue - numérique.

Un accroissement de la tension de polarisation augmente le courant inverse de la PD (I_{PD}) mais diminue C_{PD} . La figure 40 montre le bruit, I_{PD} et C_{PD} , en fonction de la tension de polarisation pour deux PD de qualités différentes. On voit que pour une tension de polarisation supérieure à 10 V le bruit varie guère à condition de choisir une PD avec un faible courant inverse (~ 1 nA).

Dans la relation ci-dessus B est un coefficient caractéristique du préampli. La figure 41 montre le bruit en fonction de la capacité connectée à l'entrée du préampli (PD déconnectée) pour différents types de préamplis tous dénommés "à faible bruit" /98/. Il est clair que le préampli correspondant à la droite en trait plein a été choisi pour notre expérience /99/.

Pour le choix de la constante de mise en forme τ les limites sont étroites. Il faut choisir τ plus grande que la constante de temps du scintillateur pour ne pas détériorer le rapport signal/bruit. Comme le 2^e terme dans la relation ci-dessus est en général prépondérant, on a intérêt à choisir τ aussi grand que possible, mais compatible avec le taux de comptage maximum admissible (empilement des impulsions).

Dans la réalisation pratique, il faut veiller à garder minimum le bruit apporté en supplément par les éléments actifs du préampli et de l'amp de mise en forme.

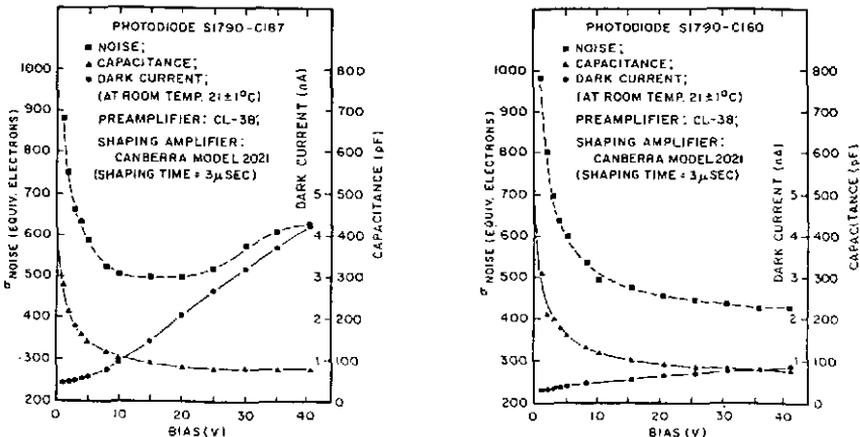


Fig. 40 : Bruit, $C(PD)$ et $I(PD)$ en fonction de la tension de polarisation pour une bonne PD (à droite) et une moins bonne PD (à gauche) /97/.

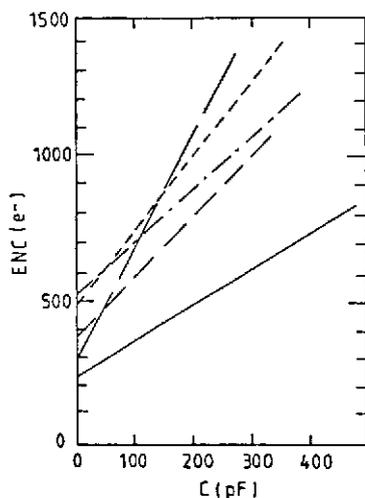


Fig. 41 : Bruit (NEC) en fonction de la capacité connectée à l'entrée pour différents préamplificateurs.

6.3.3. Couplage PDS - scintillateur

Supposons un scintillateur parallélépipédique ayant une de ses surfaces S ouverte, le reste étant recouvert d'un diffuseur de lumière. Soit s la surface de la photodiode. Elle recevra en gros une quantité de lumière proportionnelle à s/S . Une multiplication des PDS permettra d'augmenter cette quantité mais en même temps on accroît C , donc le bruit. La figure 42 montre le bruit (exprimé en keV équivalent) en fonction du nombre de PDS de 1 cm^2 chacune. On voit qu'à partir de quatre photodiodes il n'y a plus d'amélioration.

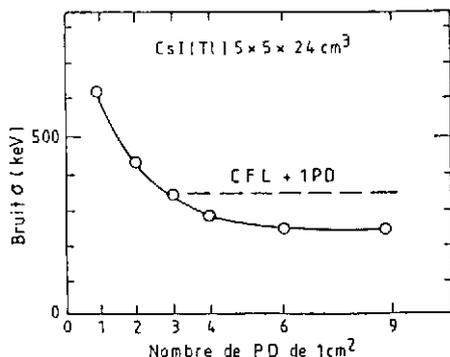


Fig. 42 : Bruit (en keV équivalent) d'un ensemble PD + CsI(Tl) ($5 \times 5 \times 24 \text{ cm}^3$) en fonction du nombre de PD (1 cm^2). Ligne en pointillés : lecture par convertisseur de fréquence + une PD ($3 \times 30 \text{ mm}^2$) /100/.

Un effet secondaire avec cette disposition des PDS sur la face du scintillateur opposée à l'entrée des rayonnements est la possibilité que des particules (secondaires) traversent les PDS créant des paires e^- - trous (effet de compteur nucléaire). Pour une épaisseur de couche déplétée de $100 \mu\text{m}$ cela correspond à $\sim 10^4$ paires. Cela peut représenter l'équivalent de 10 MeV ou plus d'énergie déposée dans le scintillateur et fausser la mesure.

Une autre possibilité de détection de lumière est de couvrir la surface S avec un concentrateur de flux lumineux (CFL) /101/ /102/. C'est en fait un convertisseur de fréquence dont le spectre d'absorption recouvre au maximum le spectre d'émission du scintillateur mais recouvre au minimum son propre spectre d'émission. La détection de la lumière se fait par la tranche par une seule PDS rectangulaire ($3 \times 30 \text{ mm}^2$). La figure 43 montre un tel arrangement /100/. Malgré

le mauvais rendement du CFL ($< 10\%$) le bruit (en keV) correspond à celui obtenu avec trois à quatre PDS de 1 cm^2 directement collées sur le cristal (Fig. 42) /100/.

Il est clair que le CFL ne peut être utilisé que si $S \gg 1\text{ cm}^2$. L'utilisation du CFL dans ce cas présente trois avantages : (i) la probabilité de l'effet de compteur nucléaire devient négligeable, (ii) on évite l'épineux problème du collage des PDS sur le scintillateur et (iii) le gain de prix peut être appréciable lorsque le nombre de scintillateurs à équiper est grand, le prix du CFL étant négligeable. Cette solution utilisant un CFL a été adoptée pour la première fois sur une grande échelle pour l'expérience PS197 au CERN /99/.

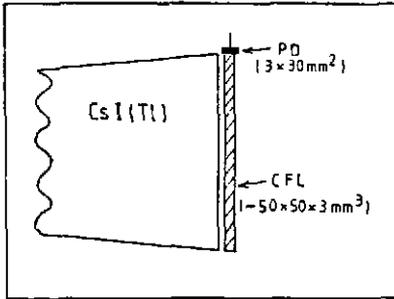


Fig. 43 : Lecture d'un cristal CsI(Tl) par un CFL + PDS /100/.

6.4. Chambres à fils photosensibles

L'utilisation de chambres à fils photosensibles pour la détection de la composante rapide ($\lambda = 195$ à 220 nm) de la lumière de scintillation du BaF_2 a été proposée en 1983 /47/. La figure 21 montre le spectre d'émission du BaF_2 et l'efficacité quantique du tetrakis - diméthylamino - éthylène (TMAE). On voit qu'il y a un certain recouvrement surtout dans la région de 195 nm /49/. La composante rapide, et elle seule, peut donc produire des photoélectrons (p.é.) dans le gaz TMAE. Si on incorpore ce gaz à sa pression partielle ($0,35\text{ Torr}$ à 20°C) dans une chambre proportionnelle multifils (MWPC) couplée à un cristal de BaF_2 on obtient ce qu'on pourrait appeler : scintillateur solide + chambre proportionnelle (SSPC). Si la MWPC est à basse pression (quelques Torr) elle est rapide /103/ et on profite pleinement de la faible constante de temps ($< 1\text{ ns}$) de la composante rapide du BaF_2 . La TMAE est complètement aveugle vis-à-vis de la composante lente ($\lambda = 310\text{ nm}$). Le rendement en p.é. peut être amélioré en chauffant à $\sim 50^\circ\text{C}$ /52/. La figure 44 montre un exemple de SSPC. On obtient environ 10 p.é./MeV déposés dans le BaF_2 /52/ /105/.

Une lecture bidimensionnelle de la MWPC permet une bonne localisation de la lumière émise par le BaF_2 /104/ /106/. Pour une revue récente de ce sujet voir référence /107/.

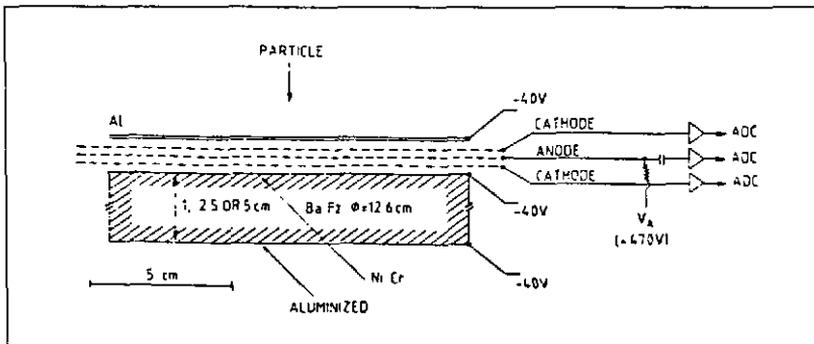


Fig. 44 : Schéma de construction d'un SSPC /104/.

7. MESURE D'ENERGIE ET DISCRIMINATION DE PARTICULES CHARGÉES

Il est clair qu'il existe actuellement des moyens très performants pour la détection des particules chargées (télescopes à semiconducteur, spectromètres magnétiques). Ces dispositifs présentent par contre un faible angle solide de détection. Or souvent on a besoin actuellement d'un détecteur 4π . En physique des particules on utilise généralement l'association d'un détecteur central dans un champ magnétique qui mesure le moment avec soit un calorimètre hadronique (énergie) soit un compteur Čerenkov (vitesse). En physique nucléaire une solution à ce problème serait une sorte de calorimètre hadronique 4π qui, en plus, serait capable de reconnaître les différents types de particules. Deux types de détecteurs répondent à cette demande.

7.1. Scintillateurs inorganiques

Nous avons vu précédemment que pour le CsI (T ℓ) et le BaF₂ la forme de l'impulsion lumineuse dépend du type de particule et permet donc une certaine discrimination. Une question importante concerne la linéarité de réponse puisque le rendement lumineux varie avec la perte d'énergie spécifique.

7.1.1. Le CsI (T ℓ) comme détecteur de particules chargées

Rappelons que l'impulsion lumineuse du CsI (T ℓ) est de la forme :

$$L(t) = L_1 \exp(-t/\tau_1) + L_2 \exp(-t/\tau_2)$$

avec $\tau_1 = 0,4$ à $0,7 \mu\text{s}$, $\tau_2 = 7,0 \mu\text{s}$. La valeur de τ_1 dépend de l'ionisation spécifique de la particule chargée et le rapport L_1/L_2 du type de la particule /42/. En fait, la dépendance exacte n'est pas connue mais elle est assez marquée pour permettre une bonne discrimination entre les particules légères.

Ce principe a été utilisé pour la première fois en 1961 /108/ et il a été récemment repris /109/ /110/. L'avantage par rapport au détecteur *phoswich* est que la gamme d'énergie d'application est très large puisque c'est un détecteur homogène. Pour l'identification des particules deux méthodes sont possibles.

La première consiste à mesurer une quantité L_2 pendant l'intervalle $1,6 \mu\text{s}$ à $2,6 \mu\text{s}$ en fonction d'une autre (L_1) pendant l'intervalle 0 à $0,4 \mu\text{s}$ /109/. La figure 45 montre ces quantités pour un cristal de CsI (T ℓ) (diamètre = 5 cm, épaisseur = 3 cm). On obtient une bonne identification des particules jusqu'à $Z=3$.

Une deuxième méthode consiste à déterminer la forme de l'impulsion par la méthode classique du passage par zéro après différentiation. La figure 46 montre le temps de passage par zéro en fonction de l'intensité lumineuse pour un cristal de CsI (T ℓ) de $3 \times 3 \times 5 \text{ cm}^3$ couplé à une photodiode au Si (PDS) /110/. On obtient de nouveau une bonne séparation pour les particules légères.

Bien entendu, on peut associer un compteur E en CsI (T ℓ) à un compteur ΔE classique /111/ /112/.

La résolution en énergie d'un ensemble CsI (T ℓ) + PDS dépend essentiellement du bruit, donc entre autre, d'une bonne collection de lumière par la PDS /110/ à /112/. Cette résolution en énergie est comparable à celle obtenue avec un ensemble CsI (T ℓ) + PM /113/.

Un problème important est la réponse en fonction de l'énergie incidente. La figure 47 montre les courbes ajustées à cette réponse pour un CsI (T ℓ) de $3 \times 3 \times 1 \text{ cm}^3$ couplé à deux PDS /112/. Des non-linéarités de réponse peuvent provenir (i) de variations du rendement lumineux avec le dE/dx de la particule, (ii) de variations de la collection de lumière en fonction de la profondeur de pénétration de la particule, (iii) des pertes d'énergie par interactions fortes. Ce dernier effet, appréciable pour $E_p > 20 \text{ MeV}$ /114/, produit en plus une queue de distribution vers les basses énergies. Il faut donc étalonner en énergie le détecteur avec les différentes particules.

7.1.2. Le BaF₂ comme détecteur de particules chargées

Pour le BaF₂ la composante rapide ($\lambda = 195$ à 220 nm, $\tau = 0,88$ ns) disparaît pour des particules fortement ionisantes /48/ /50/ /56/ /115/. Par exemple la figure 48 montre l'intensité de la composante rapide d'un cristal de BaF₂ de $4 \times 2 \times 1$ cm³ couplé à un PM à fenêtre en quartz en fonction de l'intensité totale /115/. On reconnaît une bonne séparation des gammas et une certaine discrimination entre particules légères. Des résultats analogues ont été obtenus avec un BaF₂ de diamètre = 4 cm et de 5 mm d'épaisseur /116/.

L'intérêt de cette méthode est atténué par la séparation assez modeste des particules même légères et surtout par l'obligation d'utiliser un PM rapide à fenêtre en quartz.

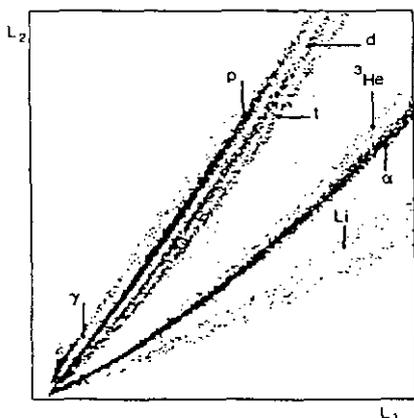


Fig. 45 : Intensités lumineuses L₁ et L₂ (voir texte) produites dans un CsI (Tl) à 7,5° pour la réaction Ar (30 MeV/n) + CD₂ /109/.

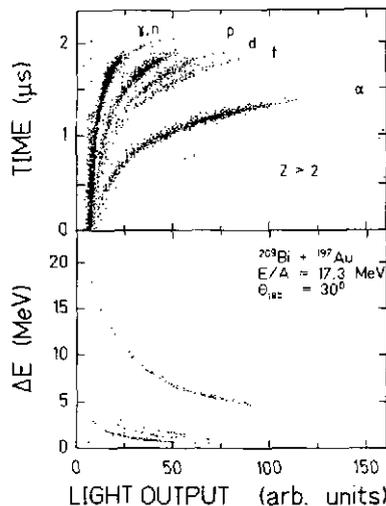


Fig. 46 : En haut : temps de passage par zéro en fonction de l'intensité lumineuse pour un cristal CsI (Tl) de $3 \times 3 \times 5$ cm³ couplé à une PDS. En bas : ΔE (300 μ m Si) en fonction de l'intensité lumineuse du CsI (Tl) /110/.

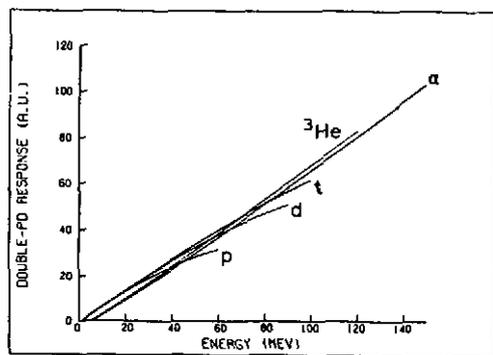


Fig. 47 : Courbes de réponse ajustées d'un CsI(Tl) de $3 \times 3 \times 1$ cm³ couplé à deux PDS /112/.

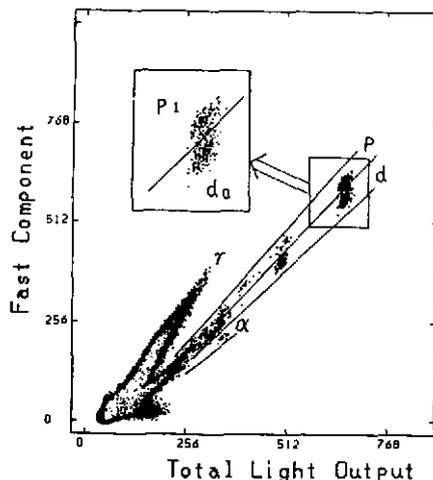


Fig. 48 : Intensité de la composante rapide d'un BaF₂ en fonction de l'intensité totale /115/.

7.2. Le phoswich

Le nom de *phoswich* pour l'association de deux scintillateurs ayant des constantes de temps différentes apparaît en 1952 /117/. L'avènement des détecteurs à semiconducteurs avait fait ensuite oublier ce type de détecteur, sauf pour la détection de particules dans la physique de l'espace. La nécessité de réaliser des systèmes de détection de particules chargées d'énergie moyenne et à grande multiplicité (détecteurs 4π) a redonné un intérêt certain à ce type de détecteur.

7.2.1. Principe de fonctionnement

Le *phoswich* (Fig. 49) est donc l'association de deux scintillateurs 1 et 2 ayant des constantes de temps différentes mais vu par le même photomultiplicateur. Il faut donc que le scintillateur 2 soit transparent à la lumière du scintillateur 1. En mesurant l'intensité de la lumière émise pendant 2 intervalles de temps judicieusement choisis on peut déterminer les énergies déposées dans les deux scintillateurs (Fig. 50). En général le scintillateur 1 est mince par rapport au parcours de la particule et sert ainsi de détecteur ΔE . Le scintillateur 2 mesure l'énergie restante $E_{tot} - \Delta E$. Le tableau 3 donne les couples de scintillateurs les plus utilisés. En général, le *phoswich* est associé à deux convertisseurs analogue-numériques dont les portes sont ouvertes suivant le principe donné dans la figure 50.

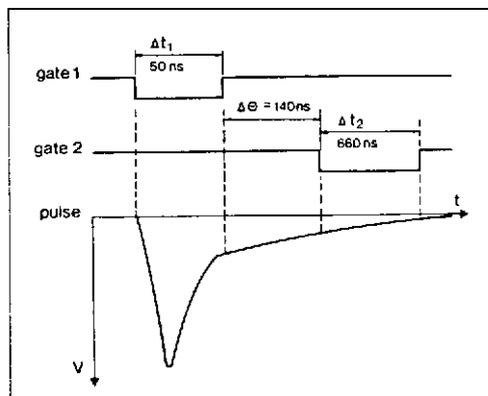
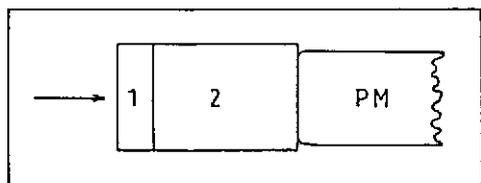


Fig. 49 : Principe du *phoswich*.

Fig. 50 : Impulsion sur l'anode d'un *phoswich* ($\text{CaF}_2(\text{Eu}) + \text{NE 110}$) et la position en temps des portes.

7.2.2. Exemples de réalisations de *phoswich*

La figure 51 montre l'intensité de la lumière émise par le détecteur ΔE ($\text{CaF}_2(\text{Eu})$ de 0,7 mm) en fonction de celle émise par le détecteur E (NE 110 de 5 cm) après corrections /118/. On remarque une séparation acceptable entre protons et deutons, par contre les particules de charge 2 sont confondues. Les figures 52 et 53 montrent les réponses des détecteurs E et ΔE aux différentes particules. La résolution en énergie de ce *phoswich* est de l'ordre de 6%.

En physique nucléaire le *phoswich* trouve son application principalement comme détecteur 4π pour les particules chargées à l'intérieur d'un détecteur 4π plus grand pour les transitions γ . Ainsi la "boule naine" /125/ est constituée de 72 *phoswichs* BC-400 - BC-444. La géométrie est compatible avec le spectromètre de spin de Oak Ridge /129/. La figure 54 montre un diagramme $E - \Delta E$ après corrections. La séparation $p - \alpha$ est très bonne.

Un autre détecteur 4π à *phoswich* "Hystrix" est associé au détecteur multi-gammas "Nordball" /130/. Une version réduite (20% de 4π) "Ericius" /124/ a permis d'expérimenter un mode d'opération particulier. En effet, la figure 55 montre les intensités lumineuses (ΔL) du détecteur ΔE (NE 102A de 0,1 mm) en fonction de celles du détecteur E (NE 115 de 1 cm) pour différentes positions en temps des portes correspondantes.

On voit que dans le cas de la figure du milieu il devient possible de discriminer α et protons sans calculs par un monocanal sur ΔL et d'inclure cette information dans le système de déclenchement rapide.

Pour des énergies de particules plus élevées le détecteur E doit s'allonger. La réponse des scintillateurs plastiques reste assez linéaire même pour des énergies de plusieurs centaines de MeV /131/. Ainsi chacun des 815 *phoswichs* de la "boule de plastique" est constitué d'un détecteur E (NE114) de 35,6 cm de long associé à un détecteur ΔE (CaF_2 (Eu)) de 4 mm. La figure 56 montre un diagramme $\Delta E - E$ pour p, d, t et π^+ . Ce dernier a été obtenu en demandant un signal retardé. Ainsi à chaque *phoswich* on a associé trois convertisseurs analogue-numériques et un convertisseur temps-numérique. Les figures 57 et 58 montrent la réponse des détecteurs E et ΔE aux différentes particules.

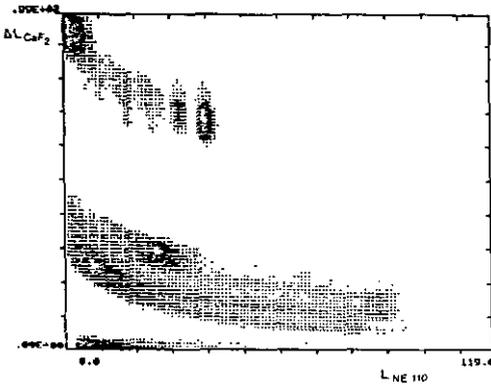


Fig. 51 : Intensité de la lumière émise par le ΔE (CaF_2 (Eu)) en fonction de celle émise par le E (NE 110) /118/.

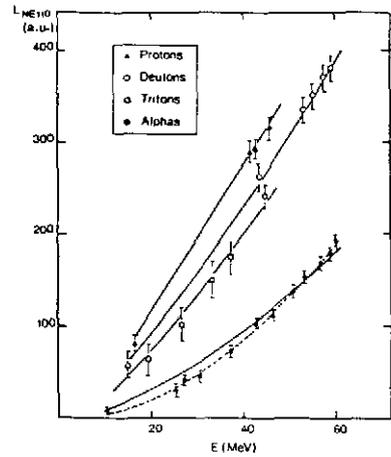


Fig. 52 : Réponse du détecteur E (NE 110) à différentes particules.

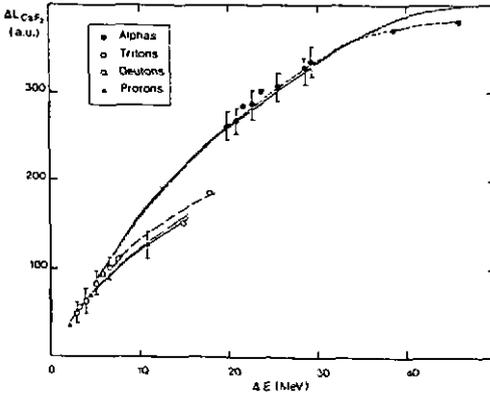


Fig. 53 : Réponse du détecteur ΔE (CaF_2 (Eu)) à différentes particules.

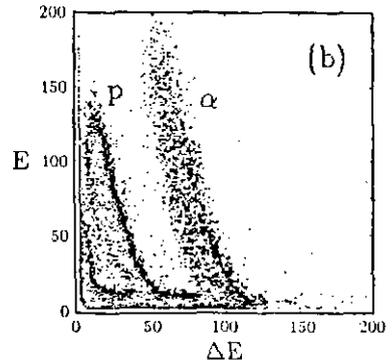


Fig. 54 : Diagramme $E - \Delta E$ d'un *phoswich* de la boule naine /125/.

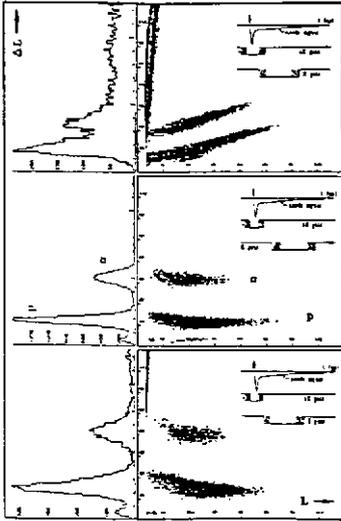


Fig. 55 : Diagrammes $\Delta E' - E$ d'un phoswich de ERICIUS avec différentes positions en temps des portes /124/.

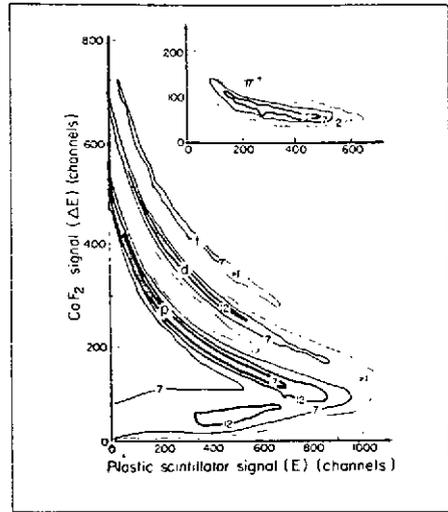


Fig. 56 : Diagramme $\Delta E - E$ pour p, d et t . Le diagramme pour les π^+ a été obtenu en demandant un signal retardé /121/.

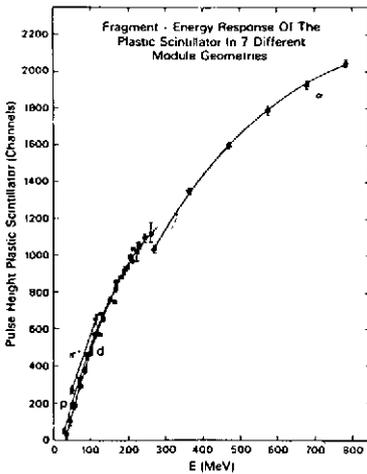


Fig. 57 : Réponse du détecteur E (NE 114) aux différentes particules /121/.

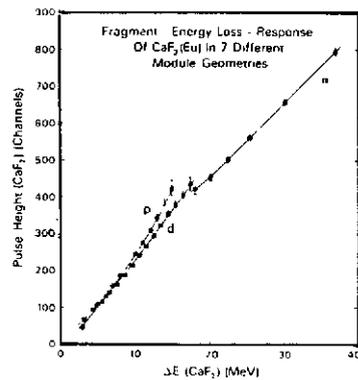


Fig. 58 : Réponse du détecteur ΔE (CaF_2 (Eu)) aux différentes particules /121/.

Tableau 3

Scintillateur 1 (ΔE)	Scintillateur 2 (E)	Références
CaF ₂ (Eu)	CsI(Tl)	/119/
CaF ₂ (Eu)	NE 114	/120/ /121/
CaF ₂ (Eu)	NE 110	/118/
CaF ₂ (Eu)	NE 213 (LIQU.)	/122/
NE 102 A	NE 115, BC-444	/123/ /124/
BC-400	BC-444	/125/
NaI(Tl)	CsI(Tl)	/126/ *
BGO	CsI(Tl)	/127/ /128/ *

*) Détection X et gamma dans l'espace

8. FIBRES SCINTILLANTES

Des fibres scintillantes (FS) en plastique ont été préparées et utilisées pour la première fois en 1957 /132/. Mais l'avènement des chambres à bulles, à étincelles et à fils pour la reconnaissance des traces de particules chargées a arrêté le développement des FS. C'est au début des années 80 que les FS ont connu une nouvelle vague d'intérêt, surtout parce qu'entre temps les techniques associées avaient fait de grands progrès. La FS actuelle est un bon candidat comme composante dans les détecteurs aux futurs grands accélérateurs (SSC, LHC ...). Pour une revue récente voir la référence /133/.

8.1. Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement est illustré dans la figure 59. La FS est constituée d'un cœur (indice de réfraction n), d'une gaine optique (clad, indice $n' < n$) et éventuellement d'une gaine absorbante ou réfléchissante. Une partie de la lumière de scintillation produite par la particule traversant la FS est piégée par réflexion totale ($\sim 4\%$) et à partir de cet instant la FS opère comme une fibre optique. Il faut donc que le décalage de Stokes soit assez important pour que la FS réabsorbe le minimum de lumière produite. Dans une bonne fibre la longueur d'atténuation ($1/e$) est de quelques mètres /135/ à /139/.

Il existe deux sortes de FS : en plastique et en verre.

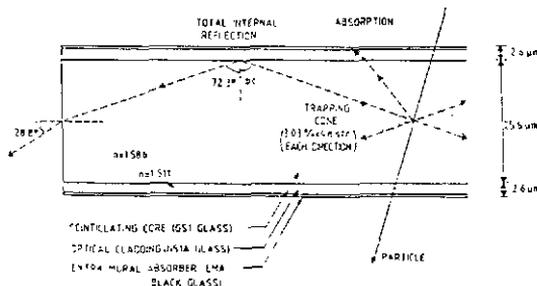


Fig. 59 : Principe de fonctionnement d'une fibre scintillante en verre /134/.

8.2. Fibres scintillantes en plastique (FSP)

Le cœur d'une FSP est constitué par un scintillateur organique auquel on a ajouté un ou plusieurs convertisseurs de fréquence (*wave length shifter*). En effet, nous avons vu que dans un scintillateur organique la luminescence est une propriété de la molécule. Or, en général, dans ces scintillateurs les spectres d'émission et d'absorption se recouvrent assez pour introduire une auto-absorption de la lumière émise pour les grandes longueurs de fibres. On ajoute alors un ou plusieurs convertisseurs de fréquence à faible concentration (0,01 à 1%) qui permettent de décaler la longueur d'onde de la lumière réémise jusqu'à ce que celle-ci présente une bonne transmission (plusieurs mètres) dans le matériel de base du cœur.

Le tableau 4 résume les propriétés des scintillateurs organiques et des convertisseurs de fréquence les plus utilisés.

Le tableau 5 compare trois types de scintillateurs plastiques utilisés pour la fabrication des FS.

On voit que les rendements (photons/keV déposé dans le scintillateur) sont peu différents. Par contre ils diffèrent en ce qui concerne la facilité de les travailler mécaniquement (donc leur prix) et par leurs résistances aux radiations.

Pour la résistance aux radiations les résultats ne sont pas toujours très concordants /133/. Il semble sûr que les scintillateurs acryliques soient environ dix fois moins résistants ($\sim 10^5$ Rad /140/ que les deux autres types de scintillateurs, qu'un recouvrement partiel des propriétés avant irradiation ait lieu après quelques jours et que l'absence d'oxygène retarde l'effet des radiations. Récemment, on a trouvé un scintillateur (PVT + PTP + 3HF) qui supporte 10^7 Rad /141/.

Un problème dans les FSP est la diminution de l'efficacité de scintillation pour les faibles diamètres ($< 0,5$ mm). En raison de la faible concentration des convertisseurs de fréquence, la lumière primaire doit voyager sur une certaine distance ($\sim 0,4$ mm) avant d'être absorbée. Une augmentation de la concentration des convertisseurs de fréquence conduirait à une trop forte auto-absorption. Au prix d'une complication mécanique, on peut entourer chaque fibre d'une gaine réfléchissante (Aluminium). Récemment, l'utilisation d'un convertisseur unique (PMP) présentant un décalage de Stokes très élevé a permis de préparer un scintillateur dans lequel la localisation de la lumière est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ /139/.

8.3. Fibres en verre scintillant (FSV)

Un verre scintillant est en fait un scintillateur inorganique. Le tableau 6 donne les principales propriétés d'un verre scintillant (GS1). On voit que la constante de temps (55 ns) est assez grande et la longueur d'atténuation (2-20 cm) très courte. Le rendement lumineux (1,5 photons/keV) est faible mais compensé en partie par un dE/dx plus grand. De plus, la saturation (*quenching*) pour des particules fortement ionisantes qui est important pour les scintillateurs organiques /1/ est faible pour les scintillateurs inorganiques car dans ces derniers les porteurs d'énergie (excitons par exemple) sont rapidement éloignés de la zone à forte ionisation. Ainsi le rapport des rendements lumineux pour des α de 5,5 MeV et des particules au minimum d'ionisation déposant également 5,5 MeV est de 40% pour le GS1 alors que ce rapport est de 7% pour le NE 102A /133/. Le verre scintillant possède également une bonne résistance aux radiations (10^6 Rad) et il est ainsi bien adapté à la réalisation de cibles actives. La présence de Li dans le verre scintillant GS1 permet la détection de neutrons lents. Il existe toute une série d'autres verres scintillants pouvant servir de matériel de base pour des fibres /145/.

8.4. Fibres scintillantes liquides

Un scintillateur liquide (par exemple NE 235) peut être introduit dans des tubes en téflon et constitue ainsi une fibre scintillante /146/. Le rendement lumineux est faible mais la longueur d'atténuation est bonne (1,5 m). Celle-ci commence à se détériorer à 10^5 Rad.

8.5. Lecture de la lumière produite par les fibres scintillantes

Une particule au minimum d'ionisation traversant une fibre scintillante en plastique de 1 mm de diamètre produit environ 2000 photons dont 3% sont piégés par réflexion totale. Au bout de la fibre on recueille 20 à 60 photons dépendant de la longueur de fibre parcourue. Cela correspond à 4 à 12 photoélectrons dans un bon photomultiplicateur (PM). Deux cas peuvent se présenter. Ou bien on veut mesurer la lumière globale produite par tout un faisceau de fibres : on amène alors ce faisceau sur un PM /147/ /148/ /149/. Ou bien on veut mesurer la lumière produite par chaque fibre (ou par quelques fibres adjacentes) : il faut alors utiliser un PM multianode /82/ ou des amplificateurs de brillance /150/ /151/. Ce dernier système est pratiquement obligatoire avec des fibres en verre scintillant si on veut profiter de leurs très faibles diamètres /142/ /143/. La lecture de FSP par photodiode à avalanche a également été proposée /152/.

8.6. Quelques applications

Nous avons déjà vu que les fibres en verre scintillant sont principalement utilisées pour la réalisation de cibles actives /142/ /143/.

Il y a deux principales utilisations des fibres en scintillateurs organiques (FSP) : mesure des traces des particules chargées et calorimétrie.

Un grand détecteur utilisant des FSP (le SFD) fait partie du détecteur UA2 au collisionneur $p\bar{p}$ du CERN /153/. Il est composé de 60 k fibres de 235 cm de long ($\varnothing = 1$ mm chacune) lues par 32 unités amplificateur de brillance + CCD. Il permet la localisation des traces (*tracking*) et des gerbes avec une précision de l'ordre du mm (Fig. 60).

Les FSP peuvent également servir dans la détection d'ions lourds. Ainsi la figure 61 montre l'image de la trace d'un ion ^{56}Fe de 200 MeV/A dans un arrangement de FSP de $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$ de section /154/.

En calorimétrie les FSP remplacent avantagusement les plaques de scintillateurs organiques utilisées en général /146/ à /149/. Le principe consiste à emprisonner les FSP dans un matériau de Z élevé (Pb). On obtient ainsi un calorimètre homogène et hermétique. Ce sujet est traité en détail par R. WIGMANS.

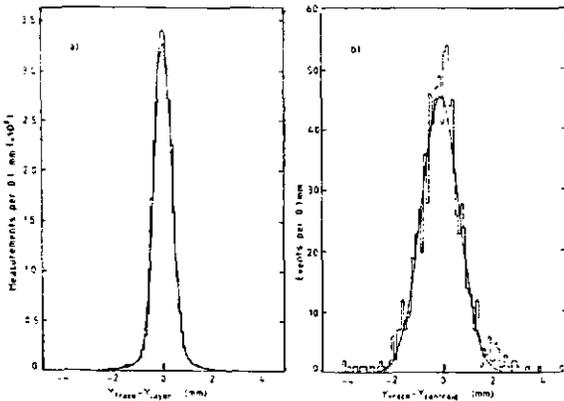


Fig. 60 : Localisation des traces (a) et des gerbes (b) dans le SFD de UA2 /153/.

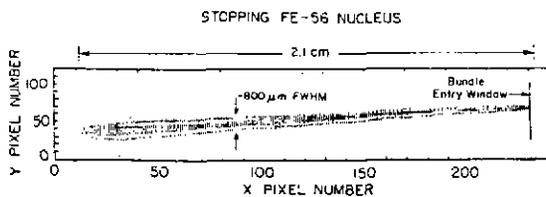


Fig. 61 : Hauteur de l'impulsion (= y) en fonction du numéro de la couche du FSP (= x) d'une trace de ^{56}Fe . Chaque couche représente $0,1 \text{ mm}$ /154/.

Tableau 4

Scintillateurs organiques et convertisseurs de fréquence /133/

	λ_{\max}	τ	eff. quant.	ph/keV
1. Scintillateurs	(nm)	(ns)	(%)	
Naphtalène	322	96	23	4,8
Anthracène	400	4,9	36	17
p-Terphenyl	340	0,95	93	10
Polyvinyle Toluène	312	14	7	
Polystyrène	332	23	3	
2. Convertisseurs de fréquence				
PBD	360	1,1	92	
Popop	410	1,4	93	
bis-MSB	420	1,3	94	
BBQ	480	18	-	
K27	500	< 5	86	
3HF	510	< 1	36	

Tableau 5

Propriétés des scintillateurs plastiques /133/

		PVT	Acrylique	Polystyrène
Nom commercial		NE- BC-	Plexipop Altustipe	KSTI
Polymère de base		Polyvinyle toluène	Polymétacrylate de méthyle	Polystyrène
Scintill. additionnel		-	10-15% naphtaline	-
Convertisseur de fréquence 1		2% * p-Terphenyl	1% butyl PBD	1% Butyl PBD
Convertisseur de fréquence 2		0,1%* Popop	0,01% Popop	0,01% Popop
Densité	(g/cm ³)	1,03	1,18	1,06
Indice de réfraction moyen		1,60	1,49	1,59
Point de ramollissement	(°C)	75	180	98
Longueur de radiation	(cm)	42,4	34,4	41,3
dE/dx^{**}	(MeV/cm)	2,0	2,3	2,0
Rendement en photons **	(ph/keV)	10	3-9	8-10
Constante de temps	(ns)	3	3-7	3
Maximum d'émission	(nm)	430	430	430
Longueur d'atténuation typique	m	2	1-1,5	1-2
Résistance aux radiations	Rad	$\leq 10^6$	$\leq 10^5$	$\leq 10^6$
Fabrication et usinage		difficile	facile	moyennement facile

* pour NE 102A

** pour particules au minimum d'ionisation

Tableau 6

Propriétés du verre scintillant GS1* /133/

Composition (en poids)	SiO ₂ = 55%, MgO = 24%, Al ₂ O ₃ = 11%, Li ₂ O = 6% et Ce ₂ O ₃ = 4%
Densité	= 2,64 ± 0,1 g/cm ³
Indice de réfraction moyen	= 1,586 ± 0,005
Température de transition	= 620°C
Longueur de radiation et d'interaction	= 9,77 cm et 37,4 cm
dE/dx (particules au minimum d'ionisation)	= 4,6 MeV/cm
Rendement en photons	= 1,5 ± 0,5 photons/keV
Constante de temps	= 55 ns
Longueur d'onde au maximum	= 395 nm
Longueur d'atténuation	= 2 à 20 cm
Localisation de la lumière	~ 1 μm

(* Levy Hill Laboratories)

9. DETECTION DES GAMMAS

Le champ d'application préférentiel des scintillateurs inorganiques est la détection des gammas, donc aussi des π^0 ($\rightarrow 2\gamma$ à 98%) et η ($\rightarrow 2\gamma$ à 39% et $\rightarrow 3\pi^0$ à 32%). Les énergies à mesurer varient de quelques keV à 100 GeV. Même en se limitant aux "nouveaux" scintillateurs (BGO, CsI(Tl), BaF₂) il n'est pas possible de citer toutes les applications. Je ne traiterai que quelques cas particuliers.

9.1. Tomographie par émission de positons (TEP)

Dans la TEP il faut détecter les deux photons de 511 keV émis à 180° avec la meilleure résolution spatiale et le plus grand angle solide possible. Une très bonne résolution en temps est également souhaitable. L'idéal serait un détecteur 4π mais pour des raisons de prix on se limite à une ou plusieurs tranches et on déplace l'objet à examiner par rapport à cette tranche ce qui allonge évidemment l'examen.

Pour des raisons de rapidité et de densité seuls les scintillateurs NaI (Tl), CsF, BGO et BaF₂ rentrent en ligne de compte. Le NaI (Tl) et le CsF étant très hygroscopiques le montage de centaines de petits cristaux est problématique.

Nous avons vu que le BGO permet une très bonne résolution en temps /16/. De plus son fort coefficient d'absorption (0,944 cm⁻¹ à 0,5 MeV) optimise le rapport pic/Compton pour un volume donné. Il y a donc un certain nombre de dispositifs TEP en fonctionnement utilisant le BGO /155/ /156/.

La résolution spatiale s'améliore constamment (Fig. 62) surtout en augmentant le nombre de cristaux par anneau de détection. Il devient alors difficile d'associer à chaque cristal un photomultiplicateur. Différents systèmes ont été imaginés pour diminuer le nombre de PM (voir références dans /157/). On peut utiliser également des photodiodes à avalanche /158/.

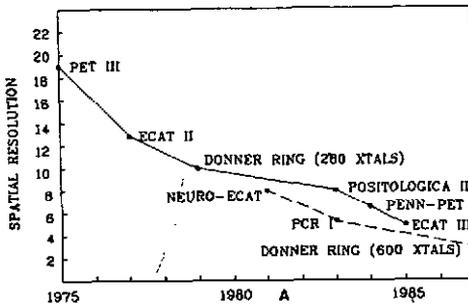


Fig. 62 : Résolutions spatiales des scanners à TEP pendant ces dernières années /157/.

La découverte de la composante rapide du BaF₂ /45/ a déclenché une recherche concernant des TEP au BaF₂. Le problème ici est la détection de la lumière UV (195 à 220 nm) de la composante rapide. L'utilisation de PM-UV de petite taille n'était pas triviale /159/ mais ce problème est maintenant résolu /160/. L'utilisation du BaF₂ permet d'obtenir au moyen de la mesure du temps de vol une information supplémentaire qui accroît la sensibilité d'une TEP par un facteur 5 environ /161/.

Une autre solution pour la détection de la composante rapide du BaF₂ est la chambre à fils photosensible /47/. Cette technique permet une couverture à peu de frais de grandes surfaces de cristaux de BaF₂. Les premiers prototypes ont donné des résolutions spatiales de l'ordre de 5 mm et des résolutions en temps de quelques ns /162/ /163/. Cette dernière cependant ne permet pas l'emploi d'une méthode de temps de vol. Par contre, cette technique permet en principe de réaliser des TEP à grand angle solide et à relativement bas prix.

9.2. Détection gamma 4π à basse énergie (< 20 MeV)

Pour l'étude des réactions induites par ions lourds ou par neutrons lents un détecteur gamma 4π est indispensable. L'idée est de mesurer la multiplicité des gammas, leurs énergies individuelles et la somme des énergies. De plus, la bonne résolution en temps du BaF_2 permet la discrimination des neutrons par temps de vol même pour des longueurs de vol de l'ordre de 20 cm.

Pour la disposition des cristaux il existe principalement deux possibilités. Ou bien les axes de tous les cristaux pointent vers le point d'émission des gammas. Dans ce cas une géométrie commode est celle dite du icosaèdre tronqué (ballon de foot) avec des cristaux tronconiques de bases pentagonale et hexagonale. Dans ce cas tous les compteurs ont pratiquement le même angle solide mais la géométrie est figée /57/.

Dans une autre géométrie dite de "château" tous les cristaux ont même forme et taille et sont empilés pour former un détecteur 4π (Fig. 63) /56/. Ce système permet une extension du détecteur par rajout d'anneaux mais les angles solides ne sont pas identiques.

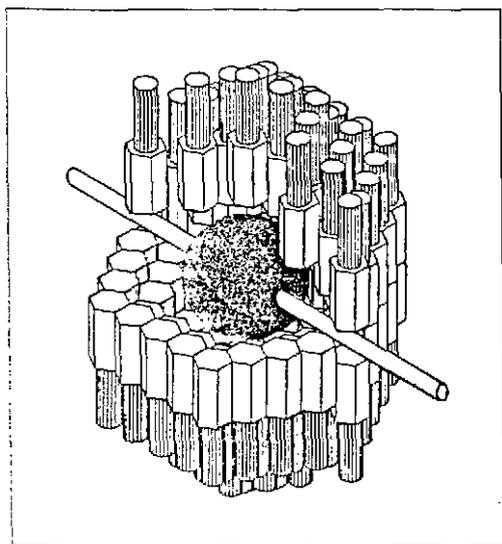


Fig. 63 : Vue schématique du château de cristal /56/.

9.3. Détection gamma à moyenne énergie (20 MeV à 5 GeV)

Dans la physique des énergies intermédiaires ($p\bar{p}$, $B\bar{B}$...) les détecteurs actuels sont à caractère exclusif, c'est-à-dire la cible (ou le point d'intersection) est entourée d'une chambre de vertex, d'une chambre centrale (mesure du moment), éventuellement d'un compteur temps de vol ou RICH et d'un calorimètre électromagnétique possédant de bonnes résolutions spatiales et en énergie, même à 20 MeV. En effet, la masse invariante d'une particule se désintégrant en deux gammas (π^0 , η) est donnée par $m = [2 E_1 E_2 (1 - \cos \Psi)]^{0,5}$. On voit que si on veut identifier un certain nombre de ces particules il faut connaître l'énergie et la position de tous les gammas avec précision. Le détecteur qui répond le mieux à ces exigences est un calorimètre modulaire $\text{CsI}(\text{Tl})$ + photodiode au Si (PDS) (présence d'un champ magnétique intense).

Il existe actuellement deux projets de ce type en cours de réalisation : (i) CLEO II à Cornell /40/ /41/ dont le calorimètre é.-m. est composé de 8000 cristaux de $\text{CsI}(\text{Tl})$ ($\sim 5 \times 5 \times 30 \text{ cm}^3$) chacun lu par 4 PDS, (ii) le *Crystal Barrel* (CB) (PS 197, LEAR-CERN) /99/ /164/ de taille plus modeste dont nous allons étudier quelques caractéristiques.

La figure 64 montre schématiquement le CB. Le calorimètre é.-m. (4) est composé de 1380 cristaux de $\text{CsI}(\text{Tl})$ tronconiques de 30 cm de long (volume $\sim 0,7$ litre). Chaque cristal est lu par

une PDS ($3 \times 30 \text{ mm}^2$) par l'intermédiaire d'un convertisseur de fréquence (Fig. 43) /100/. La présence de deux constantes de temps pour le CsI(Tl) ($0,8$ et $7 \mu\text{s}$) a nécessité le développement d'un amplificateur de mise en forme spécial pour un bon recouvrement de la ligne de base ($0,1\%$ après $15 \mu\text{s}$) tout en conservant une largeur d'impulsion raisonnable ($\sim 5 \mu\text{s}$) /165/.

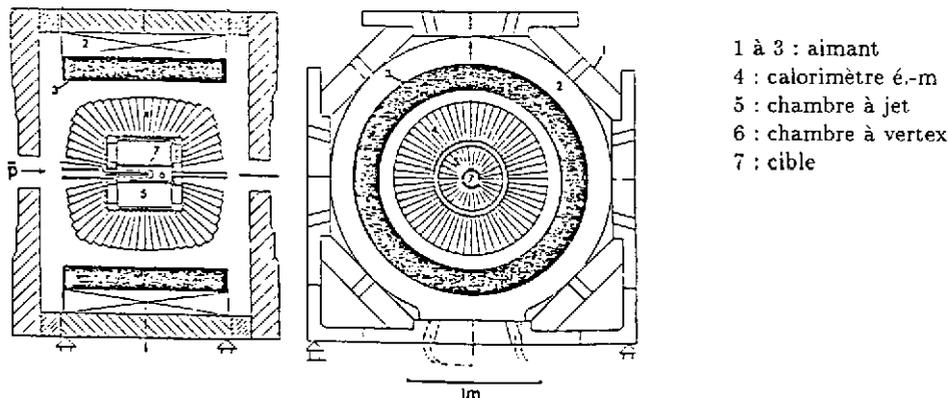


Fig. 64 : Le crystal barrel /164/.

Un seul cristal est trop petit pour contenir un grand pourcentage de l'énergie de la gerbe produite par des photons de quelques 100 MeV. Il faut donc additionner les énergies déposées dans 9 à 25 cristaux /166/. La figure 65 montre la résolution en énergie (simulation EGS) pour des sommations de 9 et 25 cristaux en supposant un bruit (σ) par module de 300 keV. En dessous de 200 MeV la résolution est déterminée essentiellement par ce bruit. La résolution angulaire (σ) est de l'ordre de 1° .

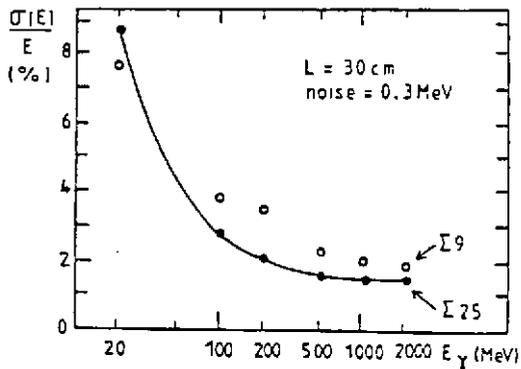


Fig. 65 : Simulation de la résolution en énergie en fonction de l'énergie gamma /167/.

Un détecteur gamma original, mais qui n'existe qu'à l'état de prototype, est basé sur le principe de la lecture du BaF₂ par chambres à fils photosensibles (6.4.). La figure 66 montre une coupe schématique du détecteur. Il est composé de 14 galettes de BaF₂ (dia. = 12,6 cm, épaisseur 1, 2,5 et 5 cm) et de 14 chambres à fils photosensibles (TMAE). Il combine les avantages d'un calorimètre à échantillonnage (mesure du dépôt d'énergie dans les trois dimensions donc mesure de l'angle d'incidence du photon ou de l'électron) avec ceux d'un calorimètre homogène (bonne résolution en énergie à basse énergie). Ce détecteur a été étudié entre 0,1 et 9 GeV /168/ /169/. La figure 67 montre le dépôt d'énergie par cristal à 200 MeV et la figure 68 la réponse des e⁻ de 9 GeV. La résolution en énergie est donnée par $\sigma/E (\%) \approx 3,9\% [E (\text{GeV})]^{-0,5}$ et la résolution spatiale par $\sigma (\text{mm}) \approx 3,6 \text{ mm} [E (\text{GeV})]^{-0,5}$. Pour une revue plus détaillée à ce sujet voir référence /107/.

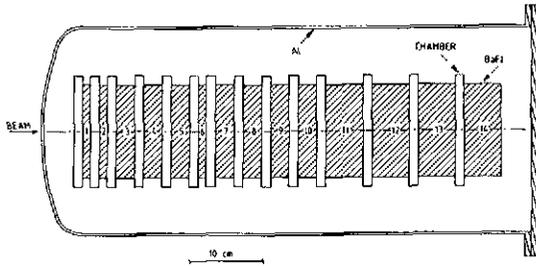


Fig. 66 : Coupe schématique du calorimètre /168/.

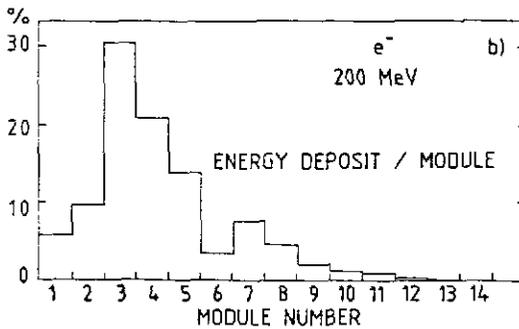


Fig. 67 : Dépôt d'énergie par cristal à 200 MeV /168/.

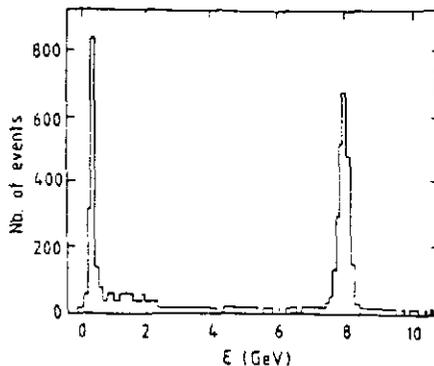


Fig. 68 : Réponse du détecteur à 9 GeV/c /169/.

9.4. Détection gamma à haute énergie (1 à 50 GeV)

L'utilisation de scintillateurs inorganiques en physique des particules est rare. L'exemple le plus récent est le calorimètre é.-m. en BGO de l'expérience L3 auprès du LEP-CERN /17/. Ce détecteur est composé de ~ 7600 cristaux de BGO de 24 cm de long et d'une section de l'ordre de $27 \times 27 \text{ mm}^2$. La figure 69 montre une coupe d'un demi-baril. Il y a 162 modules/rangée. Chaque cristal est lu par deux photodiodes au Si de $1,5 \text{ cm}^2$ couvrant environ 35% de la surface arrière du BGO. Le bruit (σ) par module est de l'ordre de 1 MeV.

La gamme dynamique est énorme (du bruit à ~ 50 GeV) mais dans une expérience auprès d'un collisionneur on connaît exactement l'instant du prochain événement éventuel. On peut donc remettre à zéro la ligne de base ~ 1 μs avant cet instant.

La figure 70 montre la résolution en énergie pour des électrons entre 2 GeV et 50 GeV /17/. L'amélioration constatée au fil des années est due à la diminution du bruit/module, une meilleure géométrie et une meilleure intercalibration des modules. A 180 MeV et 100 MeV les résolutions en énergie sont de 4% et 5,6% respectivement.

Les deux demi-barils sont maintenant construits et tous les cristaux sont étalonnés à 2, 10 et 50 GeV.

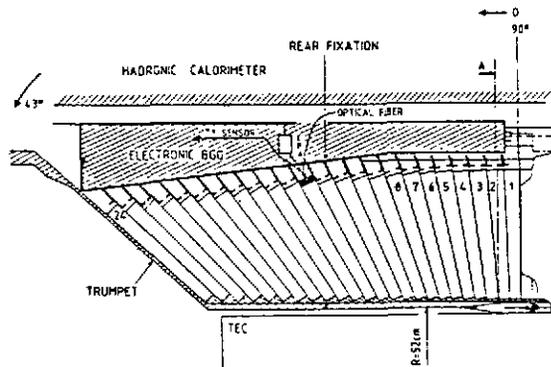


Fig. 69 : Coupe d'un demi-baril du calorimètre BGO /17/.

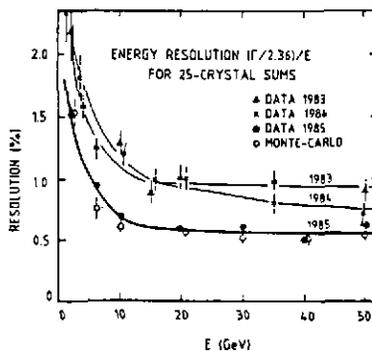


Fig. 70 : Résolution en énergie du calorimètre BGO /17/.

REFERENCES

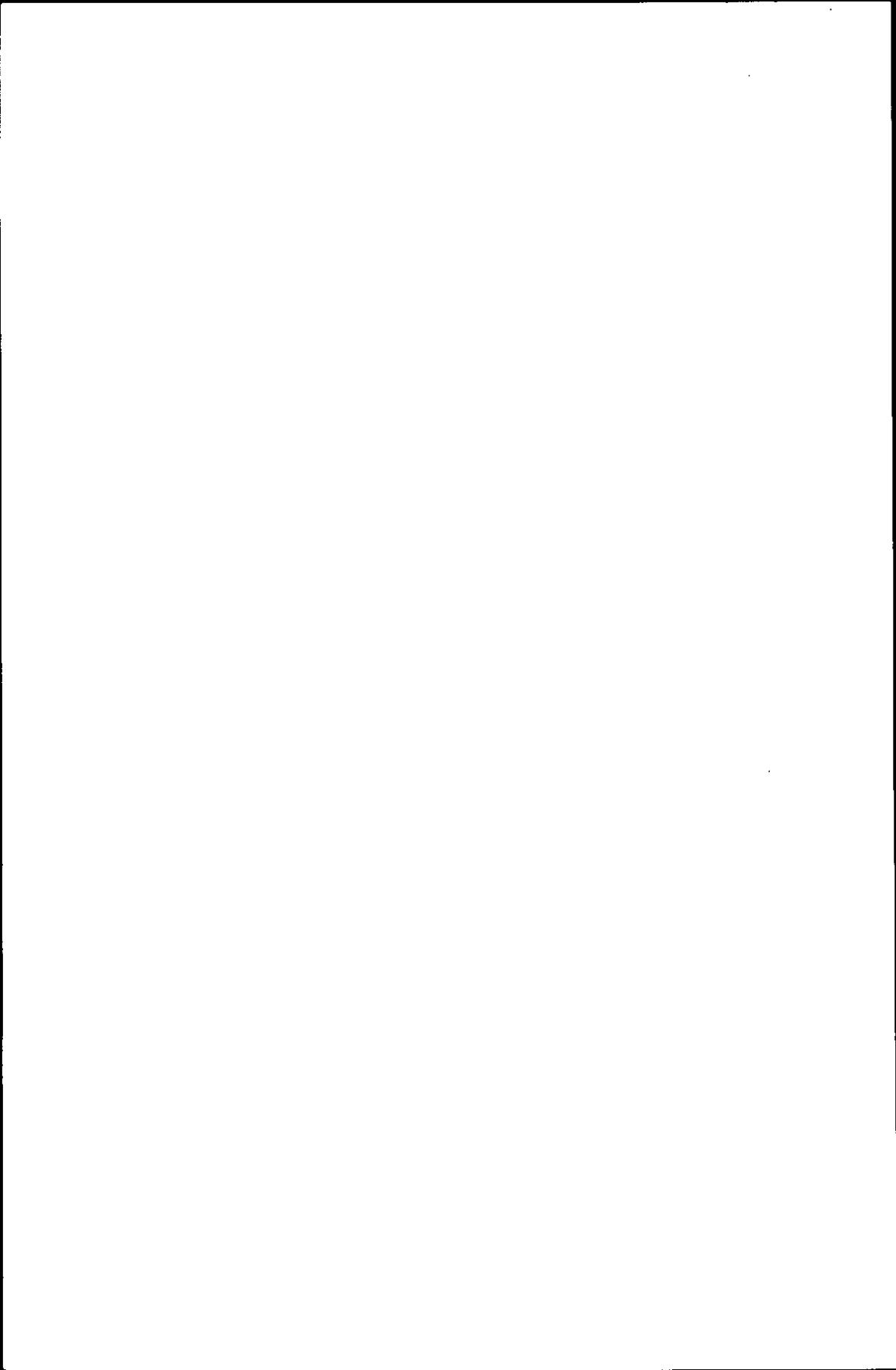
- /1/ BIRKS, J.B., The theory and practice of scintillation counting (Pergamon Press, Londres. 1964)
- /2/ BROOKS, F.D., Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 477
- /3/ KING, T.A. et VOLTZ, R., Proc. Roy. Soc. A 289 (1966) 424
- /4/ VOLTZ, R., LOPES DA SILVA, J., LAUSTRIAT, G. et COCHE, A., J. Chem. Phys. 45 (1966) 3306
- /5/ VOLTZ, R. et LAUSTRIAT, G., J. Physique 29 (1968) 159
- /6/ VOLTZ, R., DU PONT, H. et LAUSTRIAT, G., J. Physique 29 (1968) 297
- /7/ LOPES DA SILVA, J. et VOLTZ, R., Rev. Phys. Appl. 1 (1972) 127
- /8/ LAUSTRIAT, G., Mol. Crystals 4 (1968) 127
- /9/ Luminescence of inorganic solids, P. Goldberg (édit.) New York 1966, p.82
- /10/ BLOCH, F., Z. Phys. 52 (1928) 555
- /11/ VON HIPPEL, A., Z. Phys. 101 (1936) 680
- /12/ SEITZ, F., Trans. Faraday Soc. 35 (1939) 74
- /13/ WEBER, M.J. et MONCHAMP, R.R., J. Appl. Phys. 44 (1973) 5495
- /14/ NESTOR, O.H. et HUANG, C.Y., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 22 (1975) 68
- /15/ MONCORGE, R., JACQUIER, B. et BOULON, G., J. of Luminescence 14 (1976) 337
- /16/ MOSZYNSKI, M., GRESSET, C., VACHER, J. et ODRU, R., Nucl. Instr. Meth. 188 (1981) 403
- /17/ SCHNEEGANS, M., Nucl. Instr. Meth. (à paraître)
- /18/ LORENZ, E., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 500
- /19/ CARIUS S., Thèse Stockholm 1986
- /20/ DERENZO, S.E., Nucl. Instr. Meth. 219 (1984) 117
- /21/ HÄUSSER, O. et al., Nucl. Instr. Meth. 213 (1983) 301
- /22/ YAMAMOTO, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A249 (1986) 484
- /23/ KOBAYASHI, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 206 (1983) 107
- /24/ LAVIRON, C. et LECOQ, P., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 45
- /25/ BOBBINK, G.J. et al., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 470
- /26/ BIELER, CH. et al., Nucl. Instr. Meth. A234 (1985) 435
- /27/ CAFFREY, A.J. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 230
- /28/ HOFSTADTER, R., Nucleonics 6 (5) (1950) 70
- /29/ GRASSMANN, H., LORENZ, E. et MOSER, H.G., Nucl. Instr. Meth. 228 (1985) 323
- /30/ BEBEK, C., Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 258
- /31/ KUBOTA, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A268 (1988) 275
- /32/ SAKURAGI, S. et al., 2nd Techn. KEK Meeting on "Radiation Detector and Dosimetry", KEK, Janv. 1987
- /33/ KOBAYASHI, H. et al., KUNS - 900 Nov. 1987
- /34/ GWIN, R. et MURRAY, R.B., Phys. Rev. 131 (1963) 508
- /35/ HEATH, R.L., HOFSTADTER, R. et HUGHES, E.B., Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 431
- /36/ KNOEPFEL, H., LOEPFE, E. et STOLL, P., Helv. Phys. Acta 30 (1957) 521

- /37/ MEYER, A. et MURRAY, R.B., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 7-2/3 (1960) 22
- /38/ MURRAY, R.B. et MEYER, A., Phys. Rev. 122 (1961) 815
- /39/ GWIN, R. et MURRAY, R.B., Phys. Rev. 131 (1963) 501
- /40/ BLUCHER, E. et al., Nucl. Instr. Meth. A249 (1986) 201
- /41/ CLEO II updated proposal, CLNS 85/634, Janv. 1985, Univ. de Cornell
- /42/ STOREY, R.S., JACK, W. et WARD, A., Proc. Phys. Soc. 72 (1958) 1
- /43/ SCHLÖGL, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1983) 89
- /44/ FARUKHI, M.R. et SWINEHART, C.F., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 18-1 (1971) 200
- /45/ LAVAL, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 206 (1983) 169
- /46/ CHANG, T. et al., Nucl. Instr. Meth. A256 (1987) 398
- /47/ ANDERSON, D.F., Nucl. Instr. Meth. 217 (1983) 217
- /48/ WISSHAK, K. et KÄPPELER, F., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 91
- /49/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 586
- /50/ KUBOTA, S. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1986) 291
- /51/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A238 (1985) 564
- /52/ SUFFERT, M. et CHARPAK, G., EP Int. Rep. 86-03, CERN, Juin 1986
- /53/ VALBIS, YA.A. et al., JETP Lett. 42 (1985) 172
- /54/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A272 (1988) 917
- /55/ ANDERSON, D.F. et LAMB, D.C., Nucl. Instr. Meth. A260 (1988) 377
- /56/ BECK, F.A., dans Proc. Conf. on Instr. for Heavy Ion Nucl. Res., Oak Ridge, TN, Oct. 1984, édit. D. Shapira (Harwood, 1985) p.129
- /57/ WISSHAK, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 101
- /58/ KARLE, W., et al., Nucl. Instr. Meth. A271 (1988) 507
- /59/ WISSHAK, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A259 (1987) 583
- /60/ MAJEWSKI, S. et ANDERSON, D., Nucl. Instr. Meth. A241 (1985) 76
- /61/ MURASHITA, M. et al., Nucl. Instr. Meth. A243 (1986) 67
- /62/ MAJEWSKI, S. et BENTLEY, M.K., Nucl. Instr. Meth. A260 (1987) 37
- /63/ HOPSTADTER, R., Phys. Rev. 74 (1948) 100
- /64/ HOPSTADTER, R., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 22 (1975) 13
- /65/ VAN SCRIVER, W. et HOPSTADTER, R., Phys. Rev. 87 (1952) 522
- /66/ MULLANI, N. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 27 (1980) 572
- /67/ MOSZINSKI, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 179 (1981) 271
- /68/ MOSER, H.G., Diplomarbeit, Munich 1984
- /69/ ZHU, Y.C. et al., Nucl. Instr. Meth. A244 (1986) 579
- /70/ DAUWE, C. et MOTOKO-KWETE, Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 321
- /71/ TAILOR, R.C. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 243
- /72/ SHIMIZU, T. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 370
- /73/ BOUTOT, J.P., NUSSLI, J. et VALLAT, D., Advances in Electronics and Electron Physics, Vol 60 (1983) 223
- /74/ BOUTOT, J.P., LAVOUTE, P. et ESCHARD, G., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 34 (1987) 449
- /75/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 359
- /76/ COMBY, G. et MEUNIER, R., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 246
- /77/ COMBY, G. et al., Nucl. Instr. Meth. A243 (1986) 165

- /78/ KURODA, K. et al., Rev. Sci. Instr. 52 (1981) 337
- /79/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 32 (1985) 448
- /80/ SALOMON, M. et MARENS, J., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 254
- /81/ SALOMON, M. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 34 (1987) 525
- /82/ KURODA, K., Nucl. Instr. Meth. A241 (1985) 581 et 588
KURODA, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A260 (1987) 114
- /83/ SUZUKI, S. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 35 (1988) 382
- /84/ CHEVALIER, Ph., BOUTOT, J.P. et PIETRI, G., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 17(3) (1970) 75
- /85/ DHAWAN, S. et MAJKA, R., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 24 (1977) 270
- /86/ PIETRI, G., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 24 (1977) 228
- /87/ OBA, K. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 26 (1979) 346
- /88/ CECKOWSKI, D.H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 28 (1981) 677
- /89/ ATKINSON, M.N. et al., Nucl. Instr. Meth. A263 (1988) 333
- /90/ CHARPAK, G. et al., Nucl. Instr. Meth. A258 (1987) 177
- /91/ BATLEY, R. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1985) 75
- /92/ DESALVO, R., CLNS 87-92, Univ. de Cornell
- /93/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 32 (1985) 355
- /94/ Silicon Photocells, Hamamatsu (Japon) Janv. 1985
- /95/ YAMAMOTO, K. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1987) 542
- /96/ GROOM, D. et al., Nucl. Instr. Meth. 219 (1984) 141
- /97/ BIAN, Z., DOBBINS, J. et MISTRY, N., Nucl. Instr. Meth. A239 (1985) 518
- /98/ WALTHER, D., Communication privée, CB coll., CERN 1988
- /99/ The crystal barrel proposal, CERN /PSCC/P90, Oct. 1985
- /100/ ROHRBACH, W., Communication privée, CB coll., CERN 1988
- /101/ KEIL, G., Nucl. Instr. Meth. 89 (1970) 111
- /102/ LORENZ, E., MPI-PAE/Exp. EL.147, Munich, Mars 1985
- /103/ BRESKIN, A. et al., Nucl. Instr. Meth. 165 (1979) 125
- /104/ ANDERSON, D.F. et al., Nucl. Instr. Meth. 228 (1984) 33
- /105/ FRANCKE, T. et SUFFERT, M., CERN-EP/88-113, Sept. 1988
- /106/ ANDERSON, D.F. et al., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 8
- /107/ WOODY, C.L. et ANDERSON, D.F., Nucl. Instr. Meth. A265 (1988) 291
- /108/ BIGGERSTAFF, J.A. et al., Nucl. Instr. Meth. 10 (1961) 327
- /109/ ALARJA, J. et al., Nucl. Instr. Meth. A242 (1986) 352
- /110/ KREUTZ, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A260 (1987) 120
- /111/ VIESTI, G. et al., Nucl. Instr. Meth. A252 (1986) 75
- /112/ MEIJER, R.J. et al., Nucl. Instr. Meth. A256 (1987) 521
- /113/ SALMIERI, L. et al., Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 410
- /114/ CARLSON, R.F. et al., Nucl. Instr. Meth. A236 (1985) 100
- /115/ MURAKATAMI, T. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1986) 163
- /116/ DAFNI, E., Nucl. Instr. Meth. A254 (1987) 54
- /117/ WILKINSON, D.H., Rev. Sci. Instr. 23 (1952) 414
- /118/ PASTOR, C. et al., Nucl. Instr. Meth. 212 (1983) 209

- /119/ BODANSKI, D. et ECCLES, S.F., Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 464
- /120/ MAIER, M.R., RITTER, H.G. et GUTBROD, H.H., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 27 (1980) 42
- /121/ BADEN, A. et al., Nucl. Instr. Meth. 203 (1982) 189
- /122/ PASTOR, C. et al., Nucl. Instr. Meth. 227 (1984) 87
- /123/ LIDEN, F. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1987) 305
- /124/ LIDEN, F. et al., Nucl. Instr. Meth. (à paraître)
- /125/ SARANTITES, D.G. et al., Nucl. Instr. Meth. A264 (1988) 319
- /126/ BLEEKER, J.A.M. et OVERTOOM, J.M., Nucl. Instr. Meth. 167 (1979) 505
- /127/ COSTA, E. et al., Nucl. Instr. Meth. A243 (1986) 572
- /128/ PIRO, L. et al., Nucl. Instr. Meth. A257 (1987) 429
- /129/ JÄÄKELÄINEN, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 385
- /130/ HERSKIND, B. et al., Nucl. Phys. A447 (1985) 395c
- /131/ MC MAHAN, M.A., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 42
- /132/ REYNOLDS, G.T. et CONDON, P.E., Rev. Sci. Instr. 28 (1957) 1098
- /133/ KIRKBY, J., CERN-EP/87-60, Mars 1987
- /134/ ATKINSON, M. et al., Nucl. Instr. Meth. A254 (1987) 500
- /135/ BORENSTEIN, S.R. et STRAND, R.C., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 29 (1982) 402 et NS 31 (1984) 396
- /136/ ALLEMAND, L.R. et al., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 522
- /137/ BLUMENFELD, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 33 (1986) 54
- /138/ TAKASAKI, F. et al., Nucl. Instr. Meth. A262 (1987) 224
- /139/ DESTRUEL, P. et al., CERN-EF/88-09, Juillet 1988
- /140/ SCHÖNBACHER, H. et WITZELING, W., Nucl. Instr. Meth. 165 (1979) 517
- /141/ ZORN, C. et al., Nucl. Instr. Meth. A271 (1988) 701
- /142/ ATKINSON, M.N. et al., Nucl. Instr. Meth. A263 (1988) 333
- /143/ RUCHTI, R. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 441
- /144/ SPOWART, A.R., Nucl. Instr. Meth. 135 (1976) 441, 140 (1977) 19, 150 (1978) 159
- /145/ BROSS, A.D. et al., Nucl. Instr. Meth. A247 (1986) 319
- /146/ BACHMANN, L. et al., Nucl. Instr. Meth. 206 (1983) 85
- /147/ BURMEISTER, H. et al., Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 530
- /148/ BLUMENFELD, H. et al., Nucl. Instr. Meth. A253 (1985) 326
- /149/ WIGMANS, R., Proc. 6th Workshop on the INFN Eloisatron Project, Erice, Juin 1988
- /150/ KONAKA, A. et al., Nucl. Instr. Meth. A256 (1987) 70
- /151/ TAKASAKI, F. et al., Nucl. Instr. Meth. A262 (1987) 224
- /152/ BORENSTEIN, S.R. et al., Phys. Scripta 23 (1981) 550
- /153/ GAILLARD, J.M. et al., (UA2 coll.), Proc. DPF Conf., Eugene, Oregon, (1985) p. 912
- /154/ BINNS, W.R. et al., Nucl. Instr. Meth. A251 (1986) 402
- /155/ THOMPSON, C.J. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. NS 26 (1979) 583
- /156/ DERENZO, S.E. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 659
- /157/ MUEHLEHNER, G. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 35 (1988) 639
- /158/ LIGHTSTONE, A.W. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 33 (1986) 456
- /159/ MOSZYNSKI, M. et al., Nucl. Instr. Meth. 226 (1984) 534

- /160/ KUME, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sc. 33 (1986) 364
- /161/ GARIOD, R., et al., Proc. Workshop TOF Tomography, IEEE, S^t Louis (1982)
- /162/ MINE, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 385
- /163/ SCHOTANUS, P. et al., Nucl. Instr. Meth. A269 (1988) 377
- /164/ SUPPERT, M. 8^e Eur. Symp. on $N - \bar{N}$ Interactions, Thessalonique, Sep. 1986. p. 105
- /165/ JAMNIK, D. et ESSLINGER, K., Communication privée, CERN 1988
- /166/ AMSLER, C. et al., EP Int. Rep. 86-02, CERN, Mars 1986
- /167/ SCHOTT, W., Communication privée, CERN 1986
- /168/ ANDERSON, D.F. et al., Nucl. Instr. Meth. 228 (1984) 33
- /169/ BOUCLIER, R. et al., Nucl. Instr. Meth. A267 (1988) 69
- /170/ The L3 Technical proposal, CERN Report CERN/LEPC/83-5 (Mai 1983)



LES DETECTEURS A SEMICONDUCTEURS : DU CRISTAL AUX COUCHES MINCES

B. Equer

*Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces,
CNRS N°258UPR, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France***1 INTRODUCTION****2 RAPPELS SUR LA CONDUCTION DANS LES SEMI-CONDUCTEURS**

- 2.1 Le mécanisme de formation des bandes d'énergie
- 2.2 Les semiconducteurs homogènes à l'équilibre thermique
- 2.3 Les semiconducteurs homogènes hors équilibre thermodynamique

3 PRINCIPES ET FORMATION DES JONCTIONS p - n

- 3.1 La jonction p-n (homojonction) à l'équilibre
- 3.2 L'approximation de la jonction abrupte désertée
- 3.3 Jonctions p-n polarisées en inverse
- 3.4 Détecteurs à jonctions implantées ou diffusées
- 3.5 Limitations de ce type de détecteur. Multiplication et avalanche
- 3.6 Matériaux compensés. Détecteurs "driftés" au lithium
- 3.7 Les matériaux quasi-intrinsèques et les jonctions p - i - n
- 3.8 Détecteur en mode photovoltaïque
- 3.9 Photoconducteurs, phototransistors et diodes à avalanche
- 3.10 Quelques remarques sur la lecture des schémas de bande

4 LES JONCTIONS METAL-SEMICONDUCTEURS ET LES STRUCTURES MIS ou MOS

- 4.1 La jonction métal-semiconducteur (ou Schottky) à l'équilibre
- 4.2 Jonctions Schottky en polarisation inverse
- 4.3 Contacts ohmiques et redresseurs
- 4.4 Détecteurs à barrière de surface
- 4.5 Jonction MIS ou MOS

5 PERTE D'ENERGIE ET ENERGIE DE CREATION DE PAIRES

- 5.1 Energie moyenne de création d'une paire électron-trou
- 5.2 Localité de la perte d'énergie dans les solides
- 5.3 Fluctuations de la perte d'énergie
- 5.4 Dégats d'irradiation
- 5.5 Effets de canalisation

6 SIGNAL ET BRUIT

- 6.1 Formation du signal électrique.
- 6.2 Effet plasma
- 6.3 Rôle de la recombinaison
- 6.4 Les sources de bruit
- 6.5 Rapport signal sur bruit

7 LES MATERIAUX SEMICONDUCTEURS**8 NOUVELLES STRUCTURES DE DETECTEURS**

- 8.1 Les détecteurs à micro-pistes (microstripes)
- 8.2 Détecteurs à damiers (pads) et calorimétrie
- 8.3 Les détecteurs à CCD
- 8.4 Chambres à dérives solides

9 DETECTEURS EN COUCHES MINCES - LES SEMICONDUCTEURS AMORPHES

- 9.1 Les semiconducteurs amorphes
- 9.2 Techniques d'élaboration
- 9.3 Résultats
- 9.4 Détection du minimum d'ionisation
- 9.5 Perspectives
- 9.6 Conclusion

10 CONCLUSIONS

1 INTRODUCTION

Les détecteurs de particules à semiconducteurs ont été parmi les tout premiers dispositifs inventés après la découverte de ces matériaux. Proposé avant l'invention du transistor en 1948, un premier prototype est réalisé en 1949 /1/. Leur utilisation, d'abord freinée par le manque de matériaux suffisamment purs, s'accélère à la fin des années 60. Ils sont alors très employés dans les expériences de Physique Nucléaire à basse énergie où une activité de développement intense voit le jour et se poursuit jusqu'à la fin des années 60. Ils sont alors commercialisés par plusieurs industries et semblent avoir atteint un état de perfection. Ce n'est qu'quelques années plus tard, au milieu des années 70 qu'ils sont employés en Physique des Hautes Energies, en particulier au CERN pour le monitoring des flux des faisceaux de neutrinos /2/. L'intérêt pour ce type de détecteur au sein des Hautes Energies croît d'abord lentement puis s'accélère après 1980 avec les expériences sur les particules "charmées". Aujourd'hui, on peut dire que presque toutes les grandes expériences récentes ont envisagé ou même testé un détecteur à semiconducteur. L'apparition de nouveaux types de détecteurs témoigne de la reprise d'un effort de recherche : les chambres à dérive solide, les Dispositifs à transferts de charge, DTC (ou CCD) venus de l'industrie de la télévision viennent ainsi compléter ou concurrencer les détecteurs à pistes (strips) ou damiers (pads), qui sont maintenant commercialisés.

Cependant tous ces détecteurs souffrent de deux défauts majeurs qui en limitent l'application dans le domaine des hautes énergies : leur coût élevé et la faible surface réalisable. Quelles chances y a-t-il pour que cette situation change dans un futur proche ? La situation actuelle ressemble à celle qui existait il y a dix ans dans le domaine des photopiles solaires où les mêmes obstacles ont entraîné un effort de développement considérable et des progrès spectaculaires. A l'origine de ces progrès, on trouve certes une contribution due à l'amélioration de toutes les technologies intervenant dans le dispositif, mais l'élément décisif réside dans l'effort de recherche qui a été accompli sur de nouveaux matériaux semiconducteurs et en particulier sur les matériaux susceptibles d'être utilisés en *couches minces*. Il est raisonnable de penser que les détecteurs suivront le même chemin. Les premiers pas dans cette direction ont été accomplis avec les récents résultats obtenus avec des couches minces en silicium amorphe et on peut penser que ce n'est que le début d'une technologie extrêmement riche en possibilités nouvelles, notamment pour réaliser des structures capables d'assurer les fonctions de localisation, de lecture, voire d'amplification.

L'objectif de ce cours est d'une part de rappeler quelques éléments de Physique des Solides nécessaires pour comprendre le fonctionnement des détecteurs existants (§1-3), et d'autre part de présenter les principaux types de détecteurs (§4-8), en insistant sur la compréhension de leur fonctionnement, plutôt que sur la façon de les utiliser, qui est examinée dans d'autres cours /3-5/. Enfin la dernière partie (§8-11) vise à introduire les semiconducteurs amorphes, à décrire quelques résultats récents et à discuter leurs possibilités d'applications.

La perspective dans laquelle est située ce cours découle surtout de la problématique des hautes énergies : on s'intéresse à des détecteurs à l'état solide, si possible de grande surface, et permettant une certaine localisation. Les applications plus traditionnelles ne sont que mentionnées. Faute de place, la détection des rayons X, γ et photons ainsi que celle des neutrons ne sont pas abordées.

La place réservée ici aux problèmes technologiques est modeste, d'une part parcequ'il faut bien faire des choix et d'autre part parceque la compréhension des processus fondamentaux dans les détecteurs est sûrement le facteur le plus important pour les progrès futurs. Cependant il ne faut pas oublier que les détecteurs de particules ne constituent qu'une application mineure devant toutes les applications industrielles dont ils empruntent souvent la technologie. Celles-ci ont une dynamique qui alimente un effort de recherche et développement gigantesque. Sans l'industrie électronique, il n'y aurait sans doute pas de détecteurs au silicium et le succès de nouvelles filières est en grande partie lié à l'intérêt qu'elles peuvent susciter dans l'industrie. C'est l'une des raisons qui milite en faveur des semi-conducteurs amorphes.

Un modèle simple : la chambre à ionisation solide.

Pour mieux appréhender la nature des problèmes, nous allons partir d'un modèle idéalement simple que l'on pourrait appeler la chambre à ionisation solide. Puis on examinera toutes les questions qui se posent pour donner corps à ce modèle naïf, qui en fait se réduisent (presque) à un seul problème celui du transport électronique, tout d'abord dans des solides homogènes, puis dans des structures complexes. Considérons donc le détecteur réalisé en plaçant une tranche d'un milieu solide entre deux électrodes métalliques auxquelles on applique une différence de potentiel V (Figure 1).

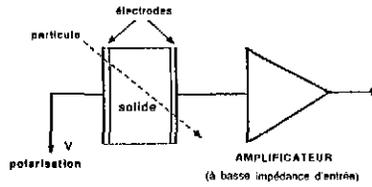


Figure 1 : Un modèle naïf de détecteur : la chambre à ionisation solide.

Pour un solide bien choisi on devrait observer un comportement analogue à celui d'une chambre d'ionisation à gaz. Le passage d'une particule ionisante arrache des électrons atomiques qui dérivent dans le champ électrique et sont collectés par l'électrode positive. Si l'impédance externe est grande, la tension aux bornes de la capacité constituée par les deux électrodes variera de $\delta V = Q / C$ où Q est la charge collectée. Celle-ci doit être proportionnelle à l'énergie déposée $Q = k q (dE / dx) \delta x$, δx étant l'épaisseur du solide et k un coefficient ayant la dimension de l'inverse d'une énergie et caractéristique du solide considéré (analogue au potentiel d'ionisation d'un gaz). A moins que le solide ne soit un isolant parfait, on s'attend à ce que le détecteur soit traversé par un courant de fuite $I_f = V/R$ où R est la résistance du solide. Les fluctuations statistiques des électrons constituant ce courant engendrent des fluctuations de charge $\sigma(Q_b)$ et donc de tension $\sigma(V_b)$ aux bornes de la capacité. On peut les évaluer ainsi : si τ est un temps caractéristique du système, (temps d'intégration de l'ordre du temps nécessaire pour collecter les charges) alors les fluctuations statistiques du courant, (c'est à dire le bruit de grenaille), sont :

$$\sigma^2(I_f) = 2q I_f \frac{1}{\tau} \quad \text{donc : } \sigma(Q_b) = \sigma(I_f) \tau \quad \text{et} \quad \sigma(V_b) = \frac{\sigma(Q_b)}{C} \quad (1)$$

On peut donc calculer un rapport signal sur bruit maximum, en négligeant les autres sources de bruit, soit $\delta V / \sigma(V_b)$. Il semble alors que l'on connaisse tout sur ce détecteur...et pourtant l'essentiel des arguments ci-dessus est incorrect ou inutilisable! Si l'on essayait de réaliser un tel détecteur avec divers solides, on constaterait soit qu'il n'y a pas de signal pour de bons isolants comme des céramiques, des verres, des polymères, ce qui s'explique par l'hypothèse que les charges électriques ne sont pas mobiles dans de tels milieux, soit que les courants de fuite sont importants pour les corps conducteurs et en particulier pour la plupart des semi-conducteurs. A vrai dire, quelques corps particuliers sembleraient vérifier le modèle ci-dessus, ainsi le tellure de cadmium ou le phosphore d'indium dans leur versions dites résistives ou encore ... le diamant. Pour comprendre ces différences il faut clairement revoir le détail des processus physiques responsables de la conduction dans les solides et à travers les interfaces entre solides.

On peut se demander quelle est l'origine de cette différence entre les solides et les gaz ou les liquides utilisés dans les détecteurs, et pour lesquels le modèle simple ci-dessus s'applique correctement? Dans les premiers, il existe une interaction en général covalente ou ionique entre atomes voisins. Les états électroniques qui participent à la conduction sont des états liés, à énergie négative par rapport à l'état du vide. Les électrons des électrodes métalliques, liés eux aussi, peuvent passer dans le solide beaucoup plus facilement que dans un gaz ou un liquide. Dans les deux derniers cas, il faut en effet leur fournir une énergie importante (le potentiel d'extraction du métal est de quelques eV, donc très grand devant kT). On verra que tous les solides capables de conduire les charges sont sujets à un phénomène d'injection de charges par les électrodes, donc de courant de fuite, auquel il faudra trouver remède par des "contacts bloquants". De plus, l'ionisation spontanée, à température ordinaire est également beaucoup plus probable dans les solides. On comprend que la présence d'une grande quantité de charges mobiles, due à ces deux causes et grande devant celle que peut créer une particule incidente, ne facilite pas la détection. Il faudra donc réussir à "désert" le solide, c'est à dire à en extraire les charges mobiles. Enfin, contrairement aux solides et aux liquides, les solides peuvent présenter localement des défauts qui ont souvent la possibilité de capturer, ou piéger, les électrons de conduction. Pour toutes ces raisons, la réalisation de détecteurs solides demande la maîtrise du matériau et une compréhension détaillée de la structure, c'est à dire dans le cas simple considéré ici, des contacts. On pourrait conclure de ces remarques que les solides sont, a priori, de mauvais milieux détecteurs! Historiquement, ils se sont avérés bien correspondre à un besoin spécifique de la Physique Nucléaire : ils offrent un grand pouvoir d'arrêt comparés aux gaz ou liquides et de plus, ils produisent une charge plus élevée à perte d'énergie donnée (le coefficient k introduit ci-dessus est plus grand) ce qui conduit à une moindre dispersion sur la

mesure de cette perte d'énergie. Quant aux raisons actuelles de l'intérêt qu'ils suscitent, elles seront discutées au §8.

2 RAPPELS SUR LA CONDUCTION DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

Les mécanismes de transport dans les solides ont été abordés depuis longtemps dans le cadre de l'électrodynamique et de la thermodynamique classique (théorie de la conduction métallique, du contact entre métaux), mais c'est la théorie quantique des solides cristallins qui fournit la base à partir de laquelle on a pu décrire l'ensemble des processus élémentaires. Même les solides désordonnés sont traités avec des concepts et un langage qui dérivent de cette théorie. Nous allons donc en rappeler quelques éléments. Parmi toutes les propriétés des solides, seules leurs propriétés électriques nous intéressent, et ce qui suit peut être considéré comme une sélection ou même un guide de lecture des traités classiques /6-8/ En particulier, nous avons fait le choix de développer en détail les arguments simples lorsqu'il en existe et de faire l'impasse complète sur d'autres points. Ces éléments constituent une base indispensable pour développer de nouveaux détecteurs, mais le simple utilisateur peut sauter au chapitre suivant....

La théorie décrit les cristaux parfaits, purs et infinis. On commence par rechercher les états électroniques et les fonctions d'onde dans un tel milieu à température nulle (2.1). Puis on étudie la mécanique statistique d'un cristal pur ou dopé, d'abord à l'équilibre (2.2) puis hors d'équilibre(2.3).

2.1 Le mécanisme de formation des bandes d'énergie.

La base de ce mécanisme est la levée de la dégénérescence des états quantiques d'atomes identiques sans interaction lorsqu'on introduit une interaction. La figure 2 illustre ce mécanisme. On part d'un atome ayant un niveau fondamental occupé et un état excité vide. Si ensuite on considère deux atomes semblables isolés, on a le même diagramme en énergie, mais la dégénérescence de chaque état est multipliée par deux. Pour N atomes elle est multipliée par N. Si maintenant on "enclenche" une interaction entre les atomes, comme il en existe dans tout solide, on s'attend à une levée de la dégénérescence et on voit apparaître des bandes.

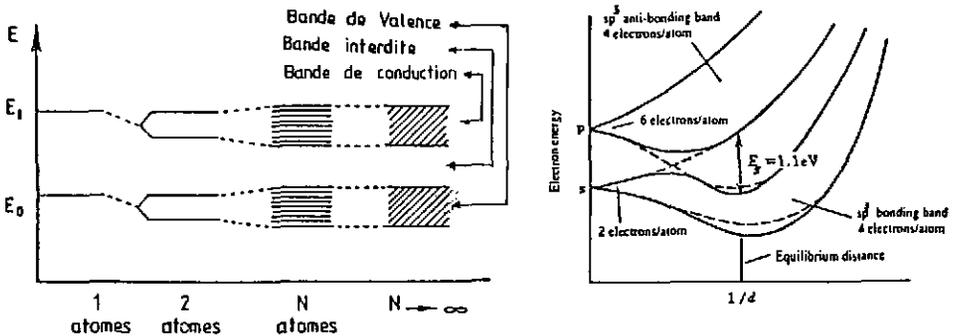


Figure 2 : la formation des bandes : a/ dans le modèle à une dimension, b/ dans le cas du silicium en fonction de la distance interatomique.

Le modèle des liaisons fortes permet une approche de ce problème. Nous en rappelons le principe sur le cas simple d'un solide cristallin à une dimension formé d'atomes ayant un niveau fondamental E_0 et un état excité E_1 . Dans un milieu sans interaction chimique, les 2 états sont états propres, chacun N fois dégénérés (sans compter pour l'instant les spins). Si on enclenche une interaction entre atomes voisins, par exemple en imaginant que l'on rapproche les atomes les uns des autres jusqu'à une distance mutuelle r en partant de l'infini, on trouve les nouveaux états propres correspondant à E_1 par exemple, en résolvant l'équation $H\Psi = E\Psi$, ce qui revient à diagonaliser le hamiltonien dans le sous-espace des N états : $|\Psi_1\rangle_1, |\Psi_1\rangle_2 \dots |\Psi_1\rangle_N$ où $|\Psi_1\rangle_i$ est l'état associé à l'énergie E_1 du i ème atome lorsqu'il est isolé. Si nous supposons qu'il n'y a d'interaction qu'entre premiers voisins les seuls éléments de matrice non nuls sont, soit diagonaux : $H_{nn} = E_1$, ou bien bordant la diagonale $H_{n,n\pm 1} = -A$. L'énergie E_1 est a priori différente de E_1 et on s'attend à ce qu'elle lui soit inférieure, l'effet moyen

2.1.1 Les fonctions d'onde.

On sait que les fonctions propres sont des ondes de Bloch :

$\Psi(\vec{r})_{\text{Bloch}} = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r})$ où $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ est une fonction périodique de \vec{r} sur le réseau. Beaucoup de leurs propriétés rappellent celles des ondes planes dans le vide. Le point clé est le remplacement du groupe continu des translations dans l'espace par le groupe des translations sur un réseau périodique, soit :

$$T(\vec{n}) \text{ tel que } T(\vec{n}) f(\vec{r}) = f(\vec{r} - \vec{n}) \text{ avec } \vec{n} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \quad (2)$$

(n_1, n_2, n_3 sont des entiers quelconques) Les vecteurs de base du réseau cubique à faces centrées (celui du silicium, du diamant, de GaAs) sont donnés par (figure 4) :

$$\vec{a}_1 = \frac{1}{2} (\vec{i} + \vec{j}), \quad \vec{a}_2 = \frac{1}{2} (\vec{i} + \vec{k}) \quad \text{et} \quad \vec{a}_3 = \frac{1}{2} (\vec{j} + \vec{k}),$$

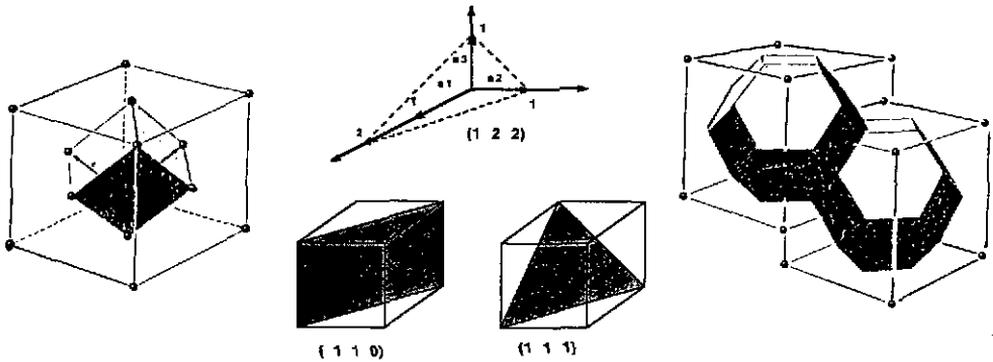


Figure 4 : (a) le réseau cristallin de type diamant (cas de Si et de Ge), (b) les indices de Miller, (c) les zones de Brillouin

On vérifie facilement que les ondes de Bloch sont les fonctions propres de T pour les valeurs propres $\exp(-i \vec{k} \cdot \vec{n})$ et comme T commute nécessairement avec le hamiltonien, \vec{k} est un bon nombre quantique (on nomme $\hbar \vec{k}$ l'impulsion cristalline) :

$$T(\vec{n}) \Psi(\vec{r})_{\text{Bloch}} = T(\vec{n}) \left[e^{i\vec{k}\vec{r}} u(\vec{r}) \right] = e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{n})} T(\vec{n}) u(\vec{r}) = e^{-i\vec{k}\vec{n}} \left[e^{i\vec{k}\vec{r}} u(\vec{r}) \right] \quad (3)$$

Appliqué à la fonction d'onde du cristal à une dimension, le même calcul permet de montrer que le paramètre j qui est apparu dans le calcul de E n'est autre que ka . Une translation d'un nombre entier n de pas de réseau a s'écrit en effet :

$$T(na) |\Psi\rangle = \sum_m c_m T(na) |\Psi_m\rangle = \sum_m c_m |\Psi_{m+n}\rangle$$

et en changeant d'indice $m' = m+n$ et en prenant en compte la forme des c_m :

$$T(na) |\Psi\rangle = \sum_{m'} c_{m'-n} |\Psi_{m'}\rangle = e^{-i\varphi n} \sum_{m'} e^{i\varphi m'} |\Psi_{m'}\rangle = e^{-i\varphi n} |\Psi\rangle$$

identifiant avec les valeurs propres de T qui ont la forme $\exp(-i \vec{k} \cdot \vec{n} a)$, on conclut que : $-i j n = -i k n a$, soit $j = k a$.

On a donc trouvé les fonctions d'ondes associées à E_k et k pour la bande correspondant à E_1 :

$$E_k = E_1 - 2 A \text{ Cos } ka$$

$$\Psi_k(x) = \sum_m c^{i mka} \Psi_m(x) \tag{4}$$

De plus, on vérifie facilement que Ψ_k est bien une onde de Bloch. On fait alors la remarque essentielle que Ψ_k et E sont des *fonctions périodiques de k avec la période $2\pi/a$* . On peut donc décrire complètement le système dans l'espace des k en se limitant à l'intervalle $-\pi/a, +\pi/a$ que l'on appelle la première zone de Brillouin. Le schéma de la figure 5 rassemble les résultats sur le réseau linéaire. On a supposé, (ce qui n'est pas inclus dans le modèle, mais peut se voir dans un autre modèle simple, celui de l'électron quasi libre) que les valeurs de A pour des états successifs changeaient de signe.

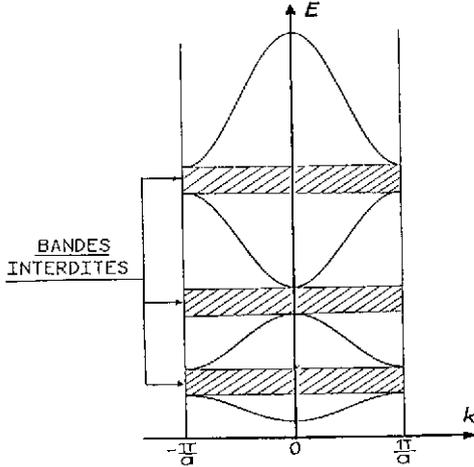


Figure 5 : Les bandes dans le réseau linéaire

2.1.2 Les indices de Miller

La nomenclature usuelle des plans cristallins utilise les indices de Miller. Il est utile de la connaître car le matériau de départ d'un dispositif est une tranche découpée dans un cristal, et que ce soit par clivage ou par sciage, on découpe les cristaux suivant certains plans cristallins. Les indices de Miller sont définis de la façon suivante : l'intersection du plan avec les trois axes fournit trois entiers relatifs (m_1, m_2, m_3). On forme le triplet de leurs inverses et on cherche le plus petit entier p tel que le triplet ($p/m_1, p/m_2, p/m_3$) ne soit constitué que d'entiers. (Voir Figure 4b)

2.1.3 Masse effective et approximation des bandes paraboliques

Toujours dans le modèle à une dimension, considérons un paquet d'ondes formé d'états centrés sur k . On peut lui associer une vitesse de groupe $v_g = 1/\hbar (dE_k/dk)$. Si nous nous limitons aux petites valeurs de k (nous verrons pourquoi plus loin) et si nous considérons l'énergie par rapport à celle du bas de la bande de conduction E_1 , nous pouvons écrire d'après (4) :

$$E_k = 2A a^2 k^2/2 \quad \text{et} \quad v_g = 2A a^2 k / \hbar,$$

On retrouve par conséquent une relation de la forme :

$$E_k = 1/2 m^* v_g^2 \tag{5}$$

où la masse effective m^* est une caractéristique de la bande d'énergie considérée que l'on nomme masse effective. Telle que nous l'avons définie, m^* est donc la dérivée seconde de la fonction $E(k)$ en $k = 0$. Elle peut donc être positive ou ... négative!

2.1.4 Effet d'un champ électrique

L'énergie d'une particule de vitesse de groupe v_g plongée dans un champ électrique E augmente pendant le temps dt de la quantité : $dE = -q E (v_g dt) = -q E 1/\hbar (dE/dk) dt$. Cette relation implique que l'on ait :

$$\hbar dk/dt = -q E. \tag{6}$$

On retrouve une équation identique à l'équation de la dynamique, mais qui relie à l'impulsion cristalline les seules forces extérieures.

La conclusion à tirer des équations (5) et (6) est que les électrons dans le cristal se comportent comme des particules libres de masse m^* à condition de considérer leur énergie par rapport au bord inférieur de la bande et d'utiliser l'impulsion cristalline. Nous allons définir les trous de façon à leur conférer des propriétés analogues.

Le courant électrique associé à une bande est la somme des contributions de tous les états occupés. Si nous considérons tout d'abord une bande pleine, on prévoit que le courant doit être nul parce que la bande contient autant d'états k que d'états $-k$. (la symétrie $k \Rightarrow -k$ provient du fait que le potentiel atomique $V(r)$ est une fonction réelle) Si par contre une bande comporte des états inoccupés, des "trous", on peut dire que le courant est la somme sur les états occupés ou encore la somme sur toute la bande moins celle sur les trous. On est donc amené à considérer les trous comme des quasi-particules de charge positive, de même vitesse que l'électron dans le même état. C'est ce que résume l'équation suivante :

$$\vec{j} = -q \sum_{\text{états occupés}} \vec{v} = -q \sum_{\text{bande pleine}} \vec{v} - \left(-q \sum_{\text{états vides}} \vec{v} \right) = +q \sum_{\text{trous}} \vec{v} \quad (7)$$

On est amené à compléter cette définition en attribuant au trou dans l'état électronique k , le nombre d'ondes $-k$ et la masse effective $-m^*$. On arrive ainsi au schéma "standard" de la Figure 6. On peut ajouter les commentaires suivants :

Les électrons de la bande de conduction ont une masse effective positive et de même les trous dans la bande de valence (puisque celle-ci a une concavité négative, donc $m_e^* < 0$ et $m_t^* > 0$). L'axe des énergies de trous est dirigé vers le bas et celles-ci sont référencées par rapport au bord de bande de valence. L'axe des k pour les trous est dirigé vers la gauche.

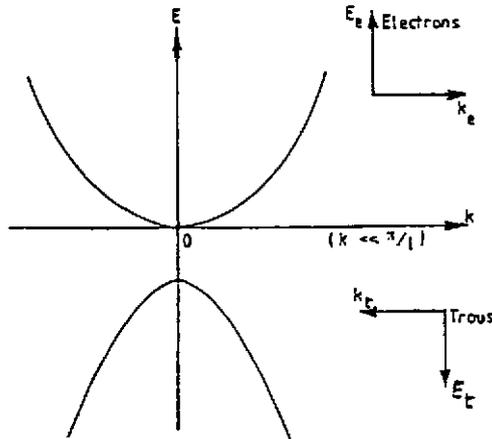


Figure 6 : le schéma standard des bandes paraboliques.

2.1.5 Les schémas de bande réels.

Il s'agit non seulement de traiter le problème en trois dimensions, mais de partir d'états atomiques réalistes. La démarche reste la même, mais le traitement s'alourdit considérablement. Pour les éléments de la colonne IV, la configuration électronique est s^2p^2 . Mais l'interaction entre atomes voisins mélange les états s et p (Figure 2b) et les bandes correspondent non à ces états mais aux "orbitales liantes" et aux orbitales "anti-liantes". Les orbitales sont des fonctions d'onde localisées autour des quatre directions des liaisons chimiques. Ce sont quatre combinaisons à poids égal de la fonction d'onde s et des trois fonctions d'onde p , nommées orbitales hybrides sp^3 . On admet, comme dans le problème à une dimension, qu'il n'y a d'interaction qu'entre premiers voisins et on est alors capable de calculer le terme d'interaction (A du calcul ci-dessus) et de diagonaliser le hamiltonien dans la base considérée. Lorsqu'on

introduit correctement le potentiel, y compris l'interaction spin-orbite, ce modèle des liaisons fortes aboutit à un schéma de bande réaliste, encore qu'il soit nécessaire de le corriger à partir d'autres considérations. Par rapport au schéma standard, outre les complications prévisibles (le nombre de bandes augmente, il reste des dégénérescences, la forme des bandes est compliquée et dépend de l'orientation cristalline, la masse effective est un tenseur...), on note une anomalie qui a d'importantes conséquences physiques : dans le cas du Silicium et du Germanium, le point de plus basse énergie des bandes de conduction ne correspond pas à $k = 0$! (Figure 7) Pour exciter un électron du sommet de la bande de valence vers la bande de conduction, il ne suffit pas de lui fournir l'énergie E_g mais il faut en même temps lui fournir une impulsion $\hbar k$, ce qui exige la contribution d'un phonon (l'impulsion des photons optiques étant trop faible). Cette condition limite considérablement l'absorption optique de photons ayant l'énergie suffisante ($h\nu > E_g$). C'est une propriété fâcheuse des semi-conducteurs "à transition indirecte" (Si, Ge) pour toutes les applications optiques (photodétecteurs et cellules solaires). Pour les détecteurs de particules, elle a un rôle favorable. En effet, la recombinaison radiative, phénomène inverse de l'absorption d'un photon, est limitée pour la même raison, ce qui fait que la durée de vie des paires électron-trou est plus grande dans ces matériaux

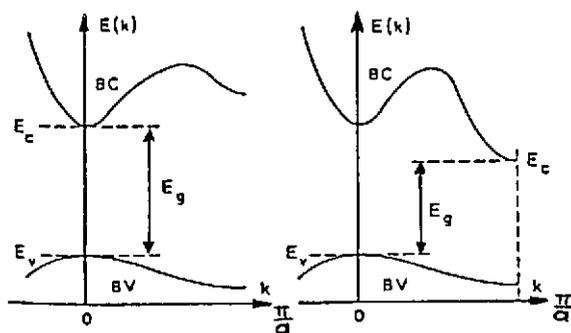


Figure 7 : Semiconducteurs à transition directe (a) et indirecte (b)

La forme des zones de Brillouin est également plus complexe (Figure 4c). Ce n'est pas un cube comme on pourrait le penser, car il faut rechercher la période de $\exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ dans toutes les directions du réseau et non pas seulement k_x, k_y, k_z . Pour chaque direction, la 1ère zone de Brillouin est limitée par deux plans perpendiculaires à cette direction. L'intersection de tous ces plans définit le volume élémentaire.

2.2 Les semiconducteurs homogènes à l'équilibre thermique.

A l'équilibre thermique les porteurs sont en équilibre avec le réseau, leur énergie est donc $1/2 m^* v^2 = 3/2 kT$ soit $v = 10^7$ cm/s. Si on injecte des électrons très au-dessus de la bande de conduction (sous l'effet d'une particule ionisante par exemple), ils sont thermalisés et ce phénomène de relaxation est très rapide (10^{-12} à 10^{-13} s). En première approximation, les porteurs restent donc toujours proches (à kT près) du bord inférieur de leur bande de conduction ce qui justifie l'usage de l'approximation parabolique et permet de les traiter comme des quasi-particules libres. L'équilibre thermique implique également l'égalité entre les processus de génération thermique, qui excitent des électrons de la bande de valence à la bande de conduction, et les processus inverses de recombinaison.

La recombinaison peut être radiative, avec émission d'un photon ayant $h\nu = E_g$, mais comme nous l'avons signalé, ce mécanisme est fortement inhibé dans les semi-conducteurs à transition indirecte, où l'on montre que la recombinaison se fait essentiellement en deux temps, par capture sur un état profond de la bande interdite, suivie de la capture d'un trou. Les états dans la bande interdite ne peuvent être dus qu'à des impuretés dont le taux résiduel va donc être une caractéristique importante des matériaux. La figure 8 résume ces différents processus.

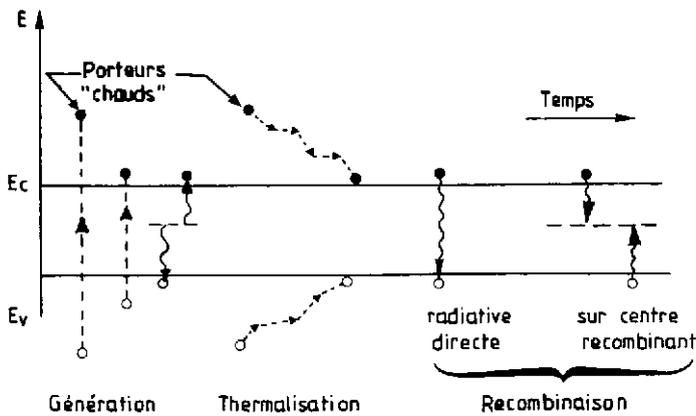


Figure 8 Les différents processus contribuant à l'équilibre thermique.

2.2.1 Les semiconducteurs intrinsèques

A l'équilibre thermique la probabilité d'occupation des états quantiques est une fonction universelle (elle ne dépend pas du détail des processus) qui ne dépend que de E ; elle est donnée par le facteur de Fermi :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\beta(E - E_f)}} \quad \text{avec } \beta = \frac{1}{kT} \quad (8)$$

Par définition la probabilité d'occupation d'un trou est $f_t(E) = 1 - f(E)$ et on vérifie qu'elle est aussi égale à $f(E_t)$ avec la convention sur l'énergie des trous $E_t - E_f = -(E - E_f)$. (Le zéro d'énergie n'a plus d'importance ici, contrairement à (4))

$$f_t(E_t) = 1 - f(E) = 1 - \frac{1}{1 + e^{\beta(E - E_f)}} = \frac{e^{\beta(E - E_f)}}{1 + e^{\beta(E - E_f)}} = \frac{1}{1 + e^{\beta(E_t - E_f)}} \quad (9)$$

Le niveau de Fermi E_f est défini par la condition que le nombre d'électrons dans la bande de conduction soit égal au nombre de trous dans la bande de valence ou en d'autres termes que le nombre d'états vides dans la bande de valence soit égal au nombre d'états occupés dans la bande de conduction. Ceci impose qu'il se trouve vers le milieu de la bande interdite, comme on le vérifiera plus loin.

Nous pouvons maintenant définir les deux quantités importantes pour la conduction, la densité d'électrons n dans la bande de conduction et la densité de trous p dans la bande de valence :

$$n = \int_{bc} \rho_c(E) f(E) dE \quad \text{et} \quad p = \int_{bv} \rho_v(E) f_t(E) dE \quad (10)$$

Avec les semiconducteurs que nous considérons, on a toujours $E_g > kT$ et par conséquent $f(E) \approx \exp\left(-\frac{E - E_f}{kT}\right)$. On peut donc écrire :

$$n = \int_{bc} \rho_c(E) \exp\left(-\frac{E - E_f}{kT}\right) dE = \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \int_{bc} \rho_c(E) \exp\left(-\frac{E - E_c}{kT}\right) dE = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \quad (11)$$

où on a défini la densité effective d'états N_c . Une relation analogue peut être écrite pour les trous et définit la densité d'états effective de bande de valence N_v . Bien que N_c et N_v dépendent de la température, c'est le facteur exponentiel qui est dominant et on retiendra :

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_f}{kT}\right) \quad \text{et} \quad p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_f}{kT}\right) \quad (12)$$

On vérifie que la condition $n = p$ permet de calculer le niveau de Fermi et on vérifie qu'il se trouve proche du milieu de la bande interdite :

$$E_f = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{kT}{2} \text{Log} \frac{N_c}{N_v} \approx \frac{1}{2}(E_c + E_v) \quad (13)$$

Enfin, on définit la densité de porteurs intrinsèques, $n_i = n = p$ et elle vérifie la relation importante :

$$n_i^2 = np = N_c N_v \exp - (E_g/kT) \quad (14)$$

Cette égalité traduit une loi d'action de masse, c'est à dire un équilibre "chimique" de la réaction : électron + trou $\leftrightarrow E_g$. Elle peut être démontrée de façon très générale en écrivant que l'équilibre thermique implique l'égalité entre recombinaison et génération thermique. (Cf 2.3.3)

Silicium à 310°K : $N_c = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_v = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
 $E_g = 1,1 \text{ eV}$ d'où $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

2.2.2 Semiconducteurs dopés.

Une propriété caractéristique des semiconducteurs est leur très grande sensibilité aux impuretés. Ceci peut être relié au fait que la densité de porteurs intrinsèques est extrêmement faible. En effet, il y a un porteur pour 10^{12} atomes dans le silicium à 300°K. La présence d'impuretés, même à l'état de trace, c'est à dire au niveau du ppm (partie par million), correspond à des concentrations atomiques de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} . Si ces impuretés ont une action sur les porteurs, en les piégeant par exemple, on comprend qu'elles puissent facilement réduire fortement la concentration de porteurs libres.

On peut classer les impuretés en plusieurs groupes en fonction de leur action sur les porteurs :

- Les dopants : -Donneurs (dans le cas de Si : éléments de la colonne V, tels le phosphore et l'arsenic)
- Accepteurs (dans le cas de Si : éléments de la colonne III, tel le Bore)
- Les pièges : ce sont toutes les impuretés qui donnent des états dans la bande interdite. S'ils sont profonds, c'est à dire proches du centre de la bande interdite, on verra qu'ils sont des centres de recombinaison, (l'or par exemple dans Si).

Par ailleurs, les défauts cristallins, dislocations ou autres, jouent également un rôle important, soit directement en introduisant des états supplémentaires ou indirectement par le fait qu'ils sont souvent associés à des impuretés qu'ils ont piégées au cours de l'élaboration du matériau.

On verra sur le cas du dopage comment on peut positionner les niveaux d'énergie dus à ces états sur les diagrammes de bande. La figure 9 donne la position et le rôle des états dans la bande interdite dus à différents éléments pour Ge, Si et GaAs.

2.2.3 Le dopage par le Phosphore dans le Silicium

Le phosphore a la configuration électronique $3s^2p^3$ au lieu de $3s^2p^2$ pour le silicium. Il peut être introduit dans le réseau et simuler un atome de silicium en saturant les quatre liaisons avec ses voisins. L'électron restant forme un atome hydrogénoïde avec le noyau de Phosphore et son énergie de liaison peut être calculée par la formule de Bohr, mais en utilisant l'indice diélectrique du silicium et la masse effective de l'électron, soit :

$$E_D = \frac{1}{2} \frac{m^*}{m} E_H \quad \text{où} \quad E_H = \frac{m q^4}{8 \epsilon_0^2 h^2} = 13,6 \text{ eV} \quad (15)$$

Dans le silicium, ϵ est environ 11,7 et E_D vaut environ 50 meV. On peut positionner le niveau d'énergie correspondant sur le diagramme d'énergie, à 50 meV sous la bande de conduction. A 300°K, la probabilité d'occupation d'un tel niveau est très faible et il "donne" donc son électron à la bande de conduction. On prévoit ainsi que $n \approx N_D$, N_D étant la densité d'atomes donneurs. Le niveau de Fermi doit se déplacer pour rendre compte de cette nouvelle situation. Comme le noyau du phosphore porte une charge positive supplémentaire, la condition de neutralité électrique s'écrit maintenant : $n = N_D + p$. Or tant que $N_D \ll N_c$ la relation (12) doit continuer à être vérifiée et implique donc que :

$$E_f = E_c - kT \text{Log} \left(\frac{N_c}{N_D} \right) \quad (16)$$

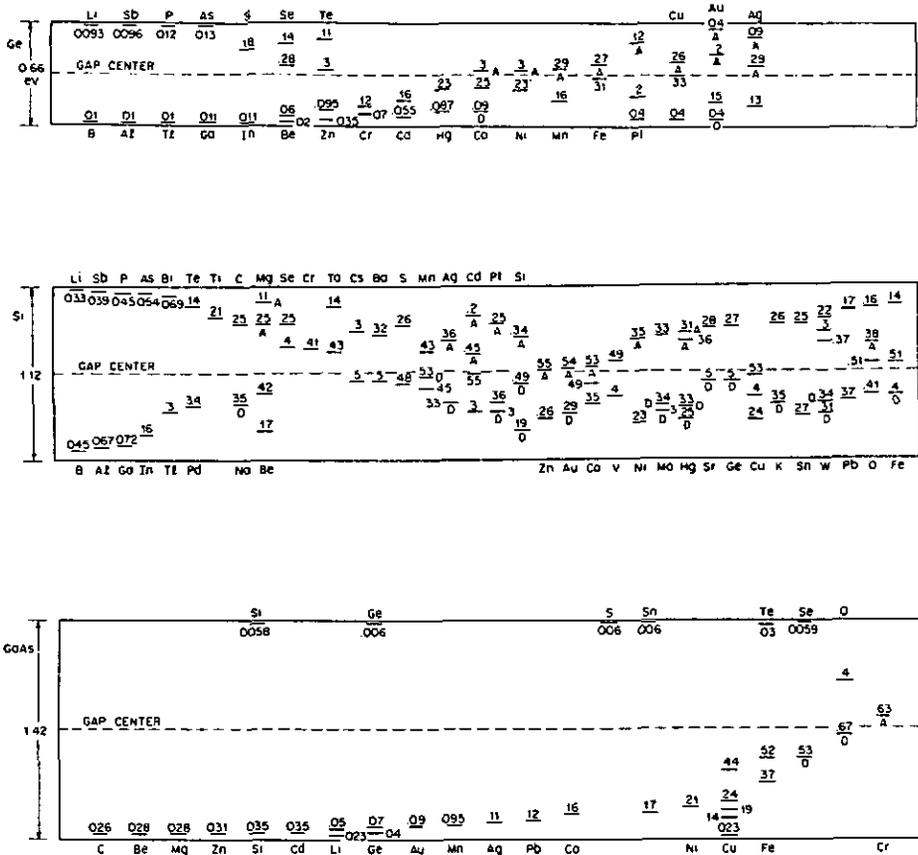


Figure 9 : états dans la bande interdite dus aux différentes impuretés dans le Germanium, le Silicium et l'arséniure de Gallium (D'après /9/)

Le niveau de Fermi se déplace donc vers la bande de conduction. La relation (14) reste également valable et entraîne $p = n_i^2 / n \approx n_i^2 / N_D$. Pour les taux de dopage usuels (de 10^{12} à 10^{18} cm⁻³) et à température inférieure ou de l'ordre de 300°K on a donc $N_D \gg n_i$ et par conséquent $p \ll n_i$. Le dopage a donc deux effets : il augmente la quantité de porteurs *majoritaires* (les électrons dans le cas présent) et diminue la quantité de porteurs *minoritaires*.

On peut tenir un raisonnement analogue pour le dopage par le bore qui introduit des centres négatifs B⁻, un excès de trous et réduit la quantité d'électrons. En conclusion, on dispose avec les dopages de deux types de matériaux, de type n ou de type p, qui conduisent, les premiers par électrons et les seconds par trous. Le matériau intrinsèque sera aussi appelé de type i. On note n⁺ ou p⁺ les matériaux très dopés, et de même n^{*} ou p^{*}, ou encore σ ou π, les matériaux peu dopés. La figure 10 indique comment évolue la densité de majoritaires dans du silicium dopé avec 10¹⁶cm⁻³ atomes de Phosphore.

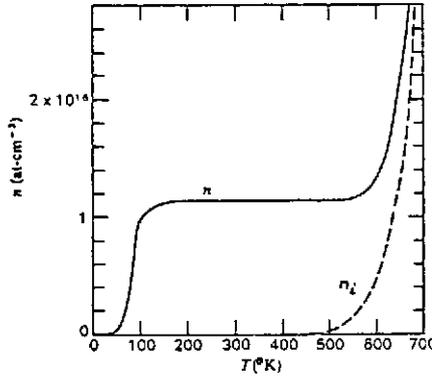


Figure 10 : Concentration en électrons dans du silicium dopé n en fonction de la température (d'après GROVE /10/)

Toute la physique des dispositifs semiconducteurs découle de ces conclusions. Il est utile de remarquer que le dopage n'est effectif que dans une certaine plage de température autour de la température ordinaire. À basse température (au dessous de 100°K), beaucoup de dispositifs usuels ne fonctionnent plus! (ce qui ne veut pas dire évidemment que les semiconducteurs ne sont plus utilisables, mais simplement que les approximations standards ne s'appliquent pas). Dans ce qui suit, et sauf mention contraire on supposera toujours que la température est dans la plage 200-500°K pour le silicium.

2.3 Les semiconducteurs homogènes hors équilibre thermodynamique.

Pour aller plus avant, et traiter notamment les conditions hors d'équilibre thermodynamique qui nous intéressent, il faudrait aborder la mécanique statistique des électrons et des trous. On sait que sous certaines conditions qui seront toujours vérifiées ici, on peut obtenir une description correcte par l'équation de Boltzman où n'interviennent que la fonction de distribution à une particule (la densité dans l'espace des phases) et les sections efficaces des processus élémentaires, le caractère quantique des quasi-particules étant entièrement décrit par le principe d'exclusion de Pauli et un calcul quantique des sections efficaces. En pratique, on utilise un ensemble d'approximations qui permettent de traiter les densités de porteurs en fonction des seules variables d'espace et de temps. Elles correspondent à ce que l'on appelle le régime de diffusion. Les hypothèses de base sont les suivantes : les porteurs se comportent comme un gaz de particules libres en équilibre thermique local avec le réseau. Ils diffusent en permanence avec les phonons du réseau ainsi qu'avec les impuretés et les défauts. Le temps moyen entre collisions τ_c est très court (très inférieur à la picoseconde). L'équilibre thermique impose que : $1/2 m^* v^2 \approx 3/2 kT$ ce qui définit la vitesse thermique, de l'ordre de 10^7 cm/s. Le libre parcours moyen de collision $\lambda_c = v \tau_c$ est donc très inférieur à 1000Å (ou 100 nm) et sera toujours considéré comme petit devant les dimensions considérées.

2.3.1 Mobilité

En présence d'un champ électrique E , les porteurs sont accélérés sur un libre parcours moyen et perdent la mémoire à la première collision. Dans ces conditions leur vitesse moyenne est égale à la moyenne de la vitesse acquise pendant un libre parcours moyen soit : $|v| = (q/m^*) E \tau_c$. On définit la mobilité comme le rapport de la vitesse moyenne par le champ soit :

$$|v| = \mu E \quad \text{et} \quad \mu = q (\tau_c / m^*) \tag{17}$$

En fait, ce régime de mobilité n'est observé que pour des champs inférieurs à 10^4 V/cm. Au delà, la croissance de la vitesse avec le champ est limitée notamment par les collisions inélastiques et sature vers 10^7 c/s. La figure 11 montre la relation entre vitesse et champ pour le silicium.

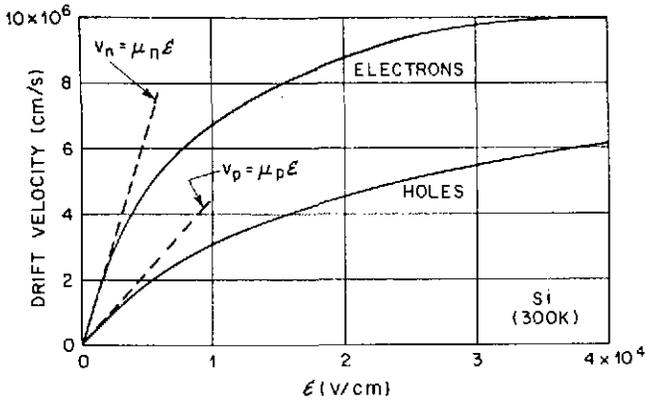


Figure 11 : relation entre vitesse de dérive et champ électrique dans le silicium (d'après GROVE /10/)

La mobilité dépend de la concentration en impuretés et de la température. Elle est limitée à basse température par les impuretés et à haute température par les phonons comme l'indique la figure 12(a). Pour le silicium à température ordinaire on retiendra les valeurs typiques pour un matériau peu dopé :

$$\mu_e = 1500 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1} \text{ et } \mu_h = 450 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$$

La mobilité est évidemment un facteur de qualité important des matériaux semiconducteurs dans beaucoup d'applications. On sait qu'une partie de l'intérêt suscité par l'Arséniure de Gallium pour les composants électroniques tient à ses mobilités élevées. (Figure 12(b)). Il existe une très large gamme de mobilités, ainsi celle de InSb est de l'ordre de 100 fois celle du silicium. Par contre d'autres matériaux comme les amorphes ou la plupart des composés organiques ont des mobilités faibles, de l'ordre ou bien inférieures à $1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Ils ne sont pas pour autant inutilisables pour les détecteurs, mais exigent des champs électriques plus élevés pour conserver des temps de dérive raisonnables.

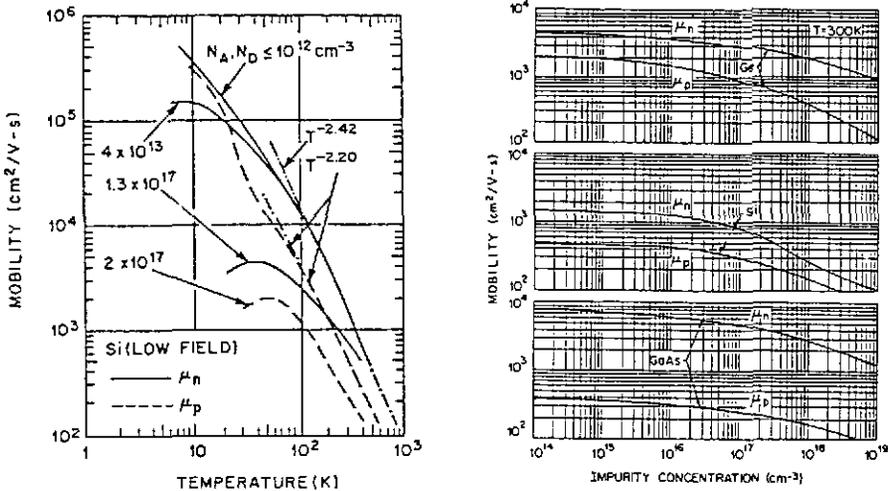


Figure 12 : (a) mobilité en fonction de la température dans le silicium
(b) mobilités à 300°K dans Si, Ge et GaAs (d'après Sze /9/)

2.3.2 Conductivité

Le courant électrique dans un semiconducteur est la somme des contributions du courant des électrons et du courant des trous, soit :

$$\vec{j} = -q n \vec{v}_e + q p \vec{v}_h = -q n (-\mu_e \vec{E}) + q p \mu_h \vec{E}$$

$$\vec{j} = q (\mu_e n + \mu_h p) \vec{E} \quad (18)$$

Le terme entre parenthèses est par définition la conductivité et apparaît donc comme la somme des conductivités des électrons et de celle des trous. La résistivité est l'inverse de la conductivité soit :

$$\sigma = q (\mu_n n + \mu_p p) \text{ et } \rho = 1/\sigma \quad (19)$$

(et utilise indifféremment les indices n et p plutôt que e et h pour les mobilités).

La figure 13 montre comment varient les résistivités de silicium dopés p ou n en fonction du taux de dopage. Les matériaux utilisés dans les détecteurs correspondent aux taux de dopages inférieurs à 10^{14} cm^{-3} . La résistivité du silicium intrinsèque est d'environ $150\,000 \Omega \text{ cm}^{-1}$, mais les plus hautes résistivités réalisables sont limitées par les taux d'impuretés résiduels : un dopage au Bore à 10^{12} cm^{-3} correspond à 1 atome par 10^{10} atomes de silicium, bien en deçà de ce que l'on sait mesurer.

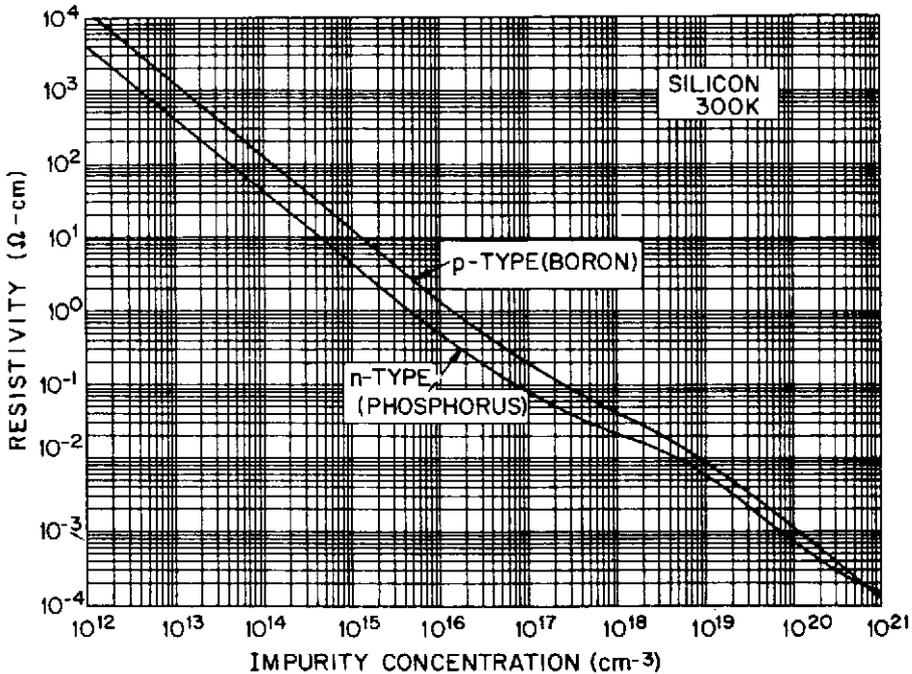


Figure 13 : Variation de la résistivité en fonction du taux d'impuretés dans le silicium à 300°K.

2.3.3 Durée de vie et temps de relaxation

Comme nous l'avons déjà indiqué, à l'équilibre thermique, la densité d'électrons dans la bande de conduction résulte du bilan entre deux processus : la génération thermique de paires électron-trou par les excitations thermiques du réseau (les phonons) et la recombinaison d'un électron et d'un trou. Quels que soient les mécanismes élémentaires de recombinaison et leur probabilité, l'équilibre thermique implique

l'égalité des taux de génération G et de recombinaison R . Les densités de porteurs ne dépendent que des densités d'états et du facteur de Fermi. C'est le principe de la balance détaillée qui explique la compatibilité entre les deux points de vue thermodynamique et microscopique. Hors équilibre, par contre, il faut connaître les probabilités des différents processus pour établir la cinétique des densités de porteurs. Si l'on modifie les densités de porteurs à l'équilibre, soit en injectant des porteurs excédentaires (par des électrodes), soit en générant des paires électron-trou en excès par de la lumière ou par des particules ionisantes, on s'attend à ce que le milieu retourne dans ses conditions d'équilibre dès que l'excitation est interrompue. Dans un milieu homogène, les variables d'espace n'interviennent pas et on peut écrire une équation d'évolution décrivant ce retour à l'équilibre :

$$\frac{\partial p(t)}{\partial t} = G(n(t), p(t), t) - R(n(t), p(t), t) \quad (20)$$

(avec une équation similaire pour les électrons)

Dans un matériau dopé, et toujours pour de petites perturbations, seul l'excédent de porteurs minoritaires doit contribuer. Ainsi dans un matériau de type n , si l'on génère un excédent de paires tel que $\Delta p \ll p$, alors Δn doit être négligeable devant n , puisque $n \gg p$. Si l'on suppose que la perturbation n'écarte pas trop le système de l'équilibre, on prévoit que le système retourne à l'équilibre avec un temps de relaxation τ_r caractéristique. Autrement dit on prévoit que l'équation (20) est équivalente à :

$$\frac{\partial p(t)}{\partial t} = \frac{\partial \Delta p(t)}{\partial t} = -\frac{\Delta p(t)}{\tau_r} \quad (21)$$

ce qui est une façon de définir τ_r .

Mais on peut aussi tenter d'explicitier les taux G et R en examinant en détail les processus élémentaires qui contribuent au bilan. Deux cas différents sont à examiner : dans les matériaux à transition directe (comme GaAs), la recombinaison radiative est rapide. On peut calculer la probabilité de recombinaison radiative par unité de temps, ou son inverse, la durée de vie τ_{rad} , pour un porteur minoritaire excédentaire créé dans le matériau. Le calcul conduit pour les composés à transition directe à τ_{rad} de l'ordre de la microseconde. Dans le cas des matériaux à transition indirecte comme le silicium, on trouve une durée de vie de 4,6 h. (Voir par exemple /7/). C'est alors la recombinaison par les états de piège dans la bande interdite qui est le mécanisme dominant et on démontre que seuls les états profonds y contribuent. En effet, pour un état proche de la bande de conduction, la probabilité qu'un électron piégé soit réémis thermiquement est plus grande que la probabilité de capturer un trou (recombinaison). On montre aussi que pour un état profond, tout minoritaire capturé est presque sûrement recombiné. On en conclut que le système évolue selon l'équation (21) et que la durée de vie associée à la capture par un état profond, qui se confond alors avec le temps de relaxation, est :

$$\tau_c = \frac{1}{N_c \sigma_c v_t} \quad (22)$$

où N_c désigne le nombre de centres profonds et σ_c leur section efficace.

Plus précisément, on peut expliciter $U = R - G$ pour un piège en milieu de bande /10/. En supposant pour simplifier que les sections efficaces de capture sont voisines pour les électrons et les trous, on trouve, dans un matériau de type n :

$$U = N_c \sigma_c v_t \left(\frac{np - n_i^2}{n} \right) \quad (23)$$

On vérifie que l'on retrouve (22) à la limite d'un faible excédent de minoritaires. On retrouve aussi la loi d'action de masse (14), puisqu'à l'équilibre $U = 0$.

Les défauts jouent également un rôle important et la durée de vie observée est $\tau^{-1}(\text{total}) = \tau^{-1}(\text{centres profonds}) + \tau^{-1}(\text{défauts})$. Dans le silicium, de "qualité électronique", on observe couramment des valeurs de l'ordre des centaines de μs /11/. Elles sont très variables en fonction du traitement (du "process") subi par le matériau, car celui-ci agit sur la densité de défauts cristallins, modifie leur association avec des impuretés et fait diffuser les impuretés. La figure 14 montre les résultats de travaux récents /12/ sur l'amélioration de la durée de vie du silicium destiné aux photopiles solaires, pour lesquelles ce paramètre est important. On voit que des durées de vie de l'ordre de la dizaine de

millisecondes ont été atteintes. Dans les détecteurs silicium récents destinés aux hautes énergies la milliseconde est couramment obtenue. /13-14/

Toutes ces considérations ne s'appliquent pas automatiquement aux situations très loin de l'équilibre, où on doit alors calculer explicitement, lorsque c'est possible, la contribution de tous les phénomènes élémentaires. En conclusion, la durée de vie qui a été définie ici est "la durée de vie de porteurs minoritaires excédentaires dans un matériau au voisinage de l'équilibre". Ce n'est ni une caractéristique des quasi-particules, électrons ou trous, ni même une caractéristique du matériau si celui-ci est très loin de l'équilibre. Néanmoins et faute de mieux τ_{eff} est souvent utilisée comme telle. Enfin, dans les dispositifs ou les couches minces, la recombinaison superficielle, c'est à dire celle qui liée aux états d'interface, est souvent prédominante sur la recombinaison en volume /10/.

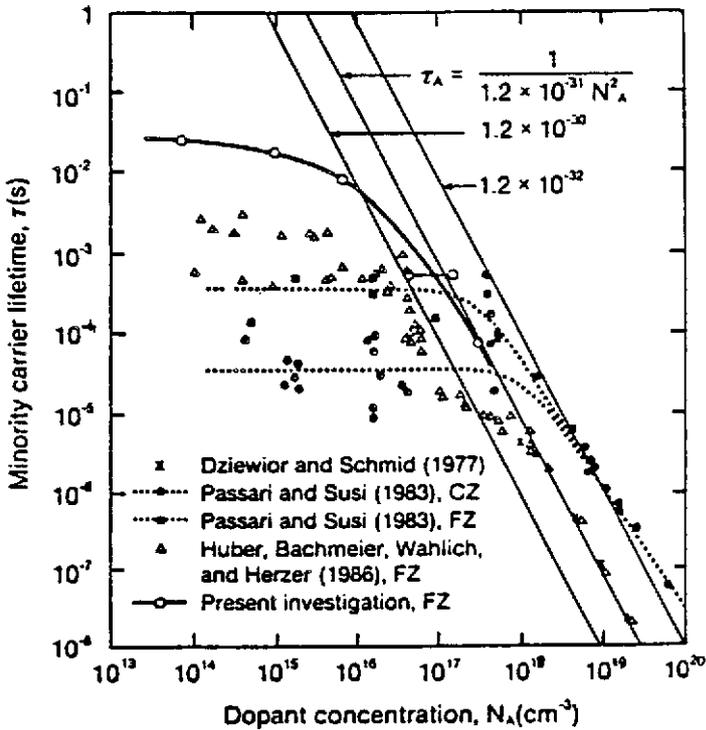


Figure 14 : Durée de vie des minoritaires dans le silicium en fonction de la concentration dans différents matériaux de type p. (A forts dopages, une partie des données est compatible avec une relation en N_A^{-2} indiquant la présence de recombinaison Auger) /12/

2.3.4 Equations de diffusion.

En présence d'un champ électrique, ou lorsque des conditions aux limites sont imposées à un matériau semiconducteur, même homogène, les densités de porteurs deviennent dépendantes des variables d'espace. On peut encore écrire des équations de bilan, qui généralisent (20). On doit alors inclure dans le bilan la contribution due au déplacement des porteurs, c'est à dire la divergence de leur courant, et pour être général, inclure éventuellement le taux de génération de paires électron-trou $g(r,t)$ dû aux causes extérieures (lumière, particules ionisantes). Pour des électrons par exemple :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \text{Div } \vec{J}(\vec{r}, t) + G(n, p, t) - R(n, p, t) + g(\vec{r}, t) \tag{23}$$

Le courant ou flux J est la somme d'un courant de diffusion, et d'un courant d'entraînement par le champ. Le premier est donné par la loi de Fick et le second est simplement le courant électrique divisé par la charge q :

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = -D \overrightarrow{\text{Grad}} \left(n(\vec{r}, t) \right) + n(\vec{r}, t) \mu_n \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (24)$$

Le coefficient de diffusion D est relié à la mobilité (relation d'Einstein) : $D = \mu kT/q$
 En se plaçant dans les mêmes hypothèses que pour l'équation (21), on aboutit à l'équation dite "de diffusion" qui sert de base à un grand nombre de modélisations numériques de dispositifs électroniques :

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = D \Delta n(\vec{r}, t) - \text{Div} \left(n(\vec{r}, t) \mu_n \vec{E}(\vec{r}, t) \right) - \frac{n(\vec{r}, t) - n_0}{\tau_r} + g(\vec{r}, t)$$

(où n_0 désigne la densité à l'équilibre) (25)

On peut écrire une équation similaire pour les trous. De plus, on doit ajouter à ce système l'équation de Poisson reliant le champ électrique aux densités de charges dues aux électrons, aux trous, aux donneurs ionisés et aux accepteurs ionisés :

$$\text{Div} \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \left(p(\vec{r}, t) - n(\vec{r}, t) - N_A(\vec{r}) + N_D(\vec{r}) \right) \quad (26)$$

Il est essentiel de remarquer que ce système d'équations n'est pas linéaire : en effet le terme de courant électrique de chaque équation de diffusion est proportionnel au produit de la densité de porteurs par le champ électrique qui lui-même est donné par une intégrale de la densité de charges. La résolution numérique d'un tel système n'est pas triviale même à une dimension, mais de très nombreux algorithmes ont été développés et des programmes existent qui traitent au moins les dispositifs usuels de la microélectronique.

2.3.5 Longueur de diffusion et longueur de Debye.

Une grandeur caractéristique de la diffusion est la "longueur de diffusion". On voit sur l'équation (25), qu'en régime stationnaire et en l'absence de champ électrique, le seul paramètre qui intervient est le produit $D \tau$ qui a la dimension du carré d'une longueur. On pose donc $L_d^2 = D \tau$. On peut interpréter L_d comme la distance moyenne que franchit un porteur entre l'instant où il est généré et l'instant où il est recombinaison.

Une autre longueur caractéristique est la longueur de Debye. Elle s'introduit dès que l'on tente de réaliser une distribution de porteurs stationnaire et non uniforme, par exemple en imposant une condition aux limites qui fixe n ou p à une valeur différente de leur valeur à l'équilibre. Considérons le cas où les densités de porteurs sont petites devant les densités de dopants. C'est ce que nous appellerons par la suite un matériau déserté (Cf §3.2). En insérant le champ exprimé comme intégrale des charges fixes (26), en reportant dans l'équation de diffusion (24), et enfin en négligeant la recombinaison, on peut voir que l'équation ne dépend plus que d'un seul paramètre qui est le carré d'une longueur, ce qui amène à définir la longueur de Debye :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{q^2 N_{\text{dop}}}} \quad (26\text{bis})$$

où N_{dop} désigne indifféremment N_A ou N_D .

3. PRINCIPES ET FORMATION DES JONCTIONS p - n

Revenons sur le modèle simple de détecteur proposé en introduction, Figure 1. Il est clair, d'après (19), que pour un matériau donné, donc pour une mobilité donnée, on obtiendra le courant de fuite minimum en prenant le matériau le plus intrinsèque possible. Il existe cependant des limites technologiques à la pureté résiduelle que l'on sait d'obtenir. D'autre part, on doit s'interroger sur ce qui se passe aux interfaces avec le métal lorsqu'on applique une polarisation. On peut imaginer deux réponses : 1/ le semiconducteur se vide de ses porteurs libres, les électrons partant vers une électrode et les trous vers l'autre ou bien 2/ le métal, qui est un réservoir pratiquement infini d'électrons, remplit le semiconducteur et génère ainsi un courant de fuite très supérieur à celui que l'on évaluerait à partir de la résistivité du matériau. Les deux phénomènes, de "désertion" pour le premier et "d'injection" pour le second, sont toujours simultanément présents, et l'on cherche évidemment à favoriser le premier. Il faut donc étudier les jonctions métal-semiconducteur. Nous commencerons cependant par examiner les jonctions entre deux semiconducteurs dopés l'un de type n l'autre de type p pour éclairer un mécanisme important : la formation de zones de charge d'espace, c'est à dire de zones où règne un champ électrique, à l'interface entre deux matériaux.

3.1 La jonction p-n (homojonction) à l'équilibre

Considérons deux tranches isolées d'un même semiconducteur, l'une dopée n et l'autre dopée p. (Figure 15) Pour représenter leurs bandes sur une même échelle, on peut choisir comme référence le niveau du vide, c'est à dire l'énergie qu'aurait un électron d'énergie cinétique nulle, à l'extérieur du matériau. Les bandes de conduction sont alors alignées de part et d'autre, ainsi que les bandes de valence, mais les niveaux de Fermi sont différents. Si l'on réalise un contact en rapprochant les deux tranches, on s'attend à une mise en équilibre thermodynamique, c'est à dire à une égalisation des niveaux de Fermi. Celle-ci ne peut se produire que par diffusion des porteurs mobiles allant des zones à forte densité vers les zones à faible densité. Ce déplacement s'effectue de la zone n vers la zone p pour les électrons et dans le sens opposé pour les trous. Il en résulte que le matériau n se charge positivement au voisinage de l'interface et que le matériau de type p se charge négativement. Un champ électrique s'établit donc à travers l'interface qui tend à s'opposer au déplacement des porteurs par diffusion, si bien qu'un équilibre finit par s'établir. C'est l'énergie potentielle électrique, $-q V(x)$, liée à ce champ qui explique que le niveau du vide soit maintenant plus élevé du côté p, et qui explique de même la courbure des bandes de conduction et de valence. (On se rappelle qu'en tout point de ces diagrammes d'énergie, on représente l'énergie des électrons. Elle est la somme de leur énergie de liaison, qui ne dépend que du niveau quantique occupé et de l'énergie potentielle électrique, Cf §3.10). Il reste à calculer comment se distribuent les porteurs, une fois l'équilibre atteint, pour évaluer le potentiel $V(x)$. Réciproquement, si l'on connaît $V(x)$, on peut calculer en tout point les densités de porteurs, puisqu'à l'équilibre thermique on doit avoir d'après (12) :

$$n(x) = N_c \exp \left(- \frac{E_c(x) - E_f}{k T} \right) \quad \text{et} \quad p(x) = N_v \exp \left(\frac{E_v(x) - E_f}{k T} \right) \quad (27)$$

3.2 L'approximation de la jonction abrupte désertée

La résolution analytique des équations (24-26) n'est pas possible, même dans ce cas simple, et on utilise une approximation due à Shockley et qui est bien confirmée par l'analyse numérique /16/. On suppose qu'il existe de chaque côté de l'interface une zone "désertée" par les porteurs majoritaires, c'est à dire que l'on passe soudainement des densités d'équilibre à des densités beaucoup plus faibles. Le potentiel électrique s'obtient en résolvant l'équation de Poisson avec les seules charges présentes, c'est à dire les charges fixes dues aux atomes dopants ionisés. Ceux-ci étant uniformément distribués, on aboutit au schéma de la Figure 15 et au système :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V(x)}{dx^2} &= - \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} N_D & \text{pour } -w_n < x < 0 \\ \frac{d^2 V(x)}{dx^2} &= + \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} N_A & \text{pour } 0 < x < w_p \end{aligned} \quad (28)$$

Le champ électrique est donc une fonction linéaire des variables d'espace et le potentiel une fonction quadratique. Compte tenu de la continuité de $V(x)$ aux interfaces, et choisissant $V(-\infty) = 0$, on obtient :

$$V(x) = - \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} N_D (x + w_n)^2 \quad \text{pour } -w_n < x < 0$$

$$V(x) = + \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} (N_A x^2 - 2 N_D w_n x - N_D w_n^2) \quad \text{pour } 0 < x < w_p$$

(29)

On détermine les largeurs de zone désertée w_n et w_p en appliquant les deux conditions :

- $w_n N_D = w_p N_A$ qui exprime la neutralité électrique globale.
- et d'après la figure, $-q V(+\infty) = E_{Fn} - E_{Fp} = q V_B$,

soit :

$$w = w_n + w_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon\epsilon_0 V_B (N_A + N_D)}{q N_A N_D}}$$

(30)

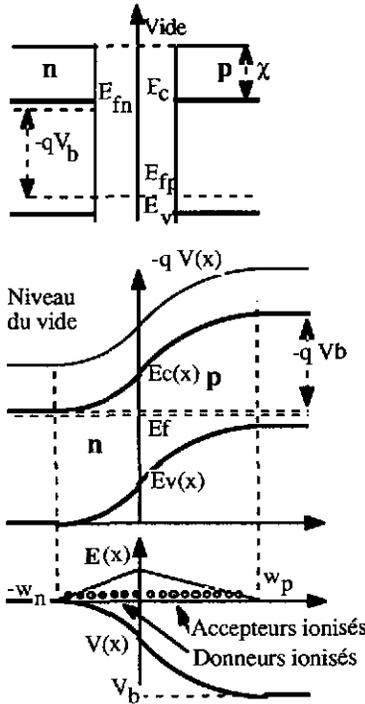


Figure 15 : Formation d'une jonction p-n

Remarque : limitations du modèle.

Le modèle n'est pas auto-cohérent mais si l'on applique les formules (27) pour calculer les densités de majoritaires, on vérifie qu'elles décroissent très vite dans les zones désertées. (On se rappellera, voir §3.10 que $E_c(x) = E_c(-\infty) - q V(x)$ et de même pour E_v). On remarque également que la diffusion a été, en apparence, supprimée du modèle. On peut toujours considérer la situation d'équilibre comme un cas particulier où, pour chaque type de porteurs, le courant de diffusion équilibre exactement le courant électrique. Qu'en est-il dans le modèle précédent? On peut vérifier en écrivant les deux courants que cette condition est automatiquement vérifiée, quel que soit le potentiel $V(x)$, dès lors que la densité de porteurs est définie par la relation (27) et que D vérifie la relation d'Einstein $D = \mu kT / q$. La figure 16a résume ces différentes conclusions. Finalement, l'hypothèse la plus forte est que les densités de porteurs

sont négligeables dans l'équation de Poisson, devant les densités d'impuretés ionisées. Ceci ne saurait être vrai en tout point, mais doit l'être en moyenne. Cette hypothèse s'applique bien pour les jonctions désertées et nous utiliserons donc ce modèle, hors équilibre, en polarisation inverse. Par contre, nous verrons plusieurs situations où on prendra explicitement en compte la densité de charge des porteurs : les milieux intrinsèques et les jonctions MOS.

3.3 Jonctions p-n polarisées en inverse

Cette situation correspond au cas où les porteurs majoritaires sont extraits de la jonction, contribuant à augmenter la zone désertée. On a alors $V(+\infty) = E_{fn} - E_{fp} + V_{ext}$, où V_{ext} est le potentiel appliqué. La zone désertée de la jonction p-n devient :

$$w = w_n + w_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 (V_B + V_{ext}) (N_A + N_D)}{q N_A N_D}} \quad (31)$$

Ceci constitue la formule centrale des détecteurs à jonction. Elle montre que la zone désertée croît avec la racine carrée du potentiel appliqué (en général $V_{ext} \gg V_B$) et l'inverse de la racine carrée du taux de dopage. Il faut remarquer cependant que le système n'est plus à l'équilibre thermique, on ne peut donc plus calculer les densités de porteurs par les formules (27), pas plus qu'on ne peut leur appliquer la loi d'action de masse. On peut résoudre numériquement les équations (25-26) à une dimension et en tenant compte du fait que les densités de dopage sont des fonctions de x . La figure 16b indique l'allure des densités de porteurs.

La densité de courant inverse est un paramètre essentiel pour les détecteurs. L'équation de Shockley pour la diode idéale est : $I = I_0 (\exp(qV/kT) - 1)$. Elle prévoit donc un courant inverse qui tend vers une valeur $-I_0$ (ou courant de saturation) indépendante de la polarisation. Une analyse plus détaillée montre qu'on attend deux contributions. Le courant inverse "de diffusion" est dû aux porteurs minoritaires issus des zones neutres qui atteignent par diffusion les zones de charge d'espace et sont alors balayés par le champ électrique. On peut calculer à partir des équations de diffusion (/9/ p87) que cette contribution vaut :

$$I_{diff} = q \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + q \frac{D_n n_{p0}}{L_n} = q \frac{L_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D} + q \frac{L_n}{\tau_n} \frac{n_i^2}{N_A} \quad (32)$$

(p_{n0} et n_{p0} désignent respectivement les densités de minoritaires, à l'équilibre, dans les matériaux de type n et p.) On peut l'interpréter en disant que tous les porteurs minoritaires situés à une longueur de diffusion de la zone de charge d'espace sont balayés en un temps égal à leur durée de vie. Une deuxième contribution est due à la génération thermique dans la zone de charge d'espace. On peut l'estimer en admettant que le taux de génération garde la même valeur qu'à l'équilibre thermique et que toutes les paires électron-trou générées sont balayées par le champ. Or le taux de génération à l'équilibre G est égal au taux de recombinaison R et celui-ci est relié à la durée de vie : $R = q n_i / \tau$; le courant correspondant serait donc : $I_g = q n_i w / \tau$. Une analyse plus fine (/10/ Chap 6, §6) montre que lorsque la recombinaison se fait sur un piège situé en milieu de bande interdite, on trouve :

$$I_g = q n_i w / 2\tau \quad (33)$$

Alors que le courant de diffusion est indépendant de la polarisation, le courant de génération (33) en dépend à travers w . Il croît donc comme \sqrt{V} et il est généralement dominant dans les jonctions épaisses désertées. On remarque que le courant de diffusion est plus petit avec des jonctions très dopées (la densité de minoritaires y est plus faible), alors que le courant de génération est contrôlé par la durée de vie. Les bons matériaux pour détecteurs, dont nous avons vu qu'ils devaient être quasi-intrinsèques, doivent aussi avoir des durées de vie aussi grandes que possibles. Dans le silicium, on sait obtenir couramment un courant inverse de l'ordre de 15 nA/cm² pour une épaisseur déplétée de 100µm correspondant à $\tau \approx 1$ ms. (Voir /14/ pour une discussion détaillée)

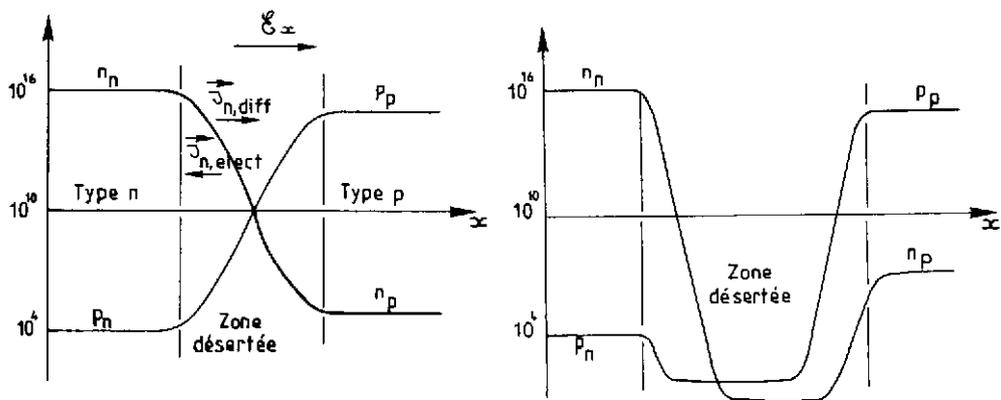


Figure 16 : Densités de porteurs a/ dans une jonction p-n à l'équilibre
b/ dans une jonction p-n en polarisation inverse

3.4 Détecteurs à jonctions implantées ou diffusées.

Pour réaliser ces détecteurs, on part d'une plaquette (ou wafer), c'est-à-dire une tranche sciée dans un lingot uniformément dopé que nous supposons ici être du silicium de type p faiblement dopé. On réalise une jonction p-n en modifiant superficiellement le type de dopage. Ceci peut se faire en diffusant du phosphore à haute température dans un four à diffusion, ou encore par implantation ionique, c'est-à-dire en envoyant sur la plaquette des ions phosphore accélérés à quelques centaines de KeV. Dans les deux cas on obtient non une jonction abrupte, mais un profil de dopage, plus abrupt dans le cas de l'implantation que dans celui de la diffusion. Dans la couche superficielle, la concentration de phosphore est beaucoup plus élevée que celle de bore, qui peut être négligée, et on réalise donc ainsi une inversion du dopage. La couche dopée est dite n^+ pour indiquer que le taux de dopage y est élevé. On obtient finalement une homojonction très dissymétrique et la zone de charge d'espace se développe essentiellement dans la couche p. D'après (31) et utilisant le fait que $N_D \gg N_A$, on trouve que la largeur de zone désertée totale w se confond pratiquement avec w_p , et :

$$w = w_p = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 (V_B + V_{ext})}{q N_A}} = \sqrt{2 \epsilon \epsilon_0 \mu p V_{ext}} \quad (34)$$

Lorsqu'on augmente la polarisation, la zone désertée se développe à partir de l'interface n^+ -p et peut atteindre toute l'épaisseur du dispositif (jonction "complètement désertée"). Le champ est alors linéaire dans toute l'épaisseur (du fait de la distribution uniforme d'atomes de Bore ionisés B^-) et le potentiel est quadratique. Pour du silicium dopé p avec $N_A = 4 \cdot 10^{12}$ cm⁻³ de résistivité 3000 Ω cm, on trouve qu'il faut 380 V pour déserrer 350 μ m (l'épaisseur d'une tranche commerciale).

3.5 Limitations de ce type de détecteur. Multiplication et avalanche.

On ne peut malheureusement pas augmenter l'épaisseur désertée indéfiniment simplement en augmentant la polarisation. En effet le champ électrique réalisable est limité à la valeur du champ de claquage ou champ critique E_{crit} . A champ élevé deux phénomènes sont susceptibles d'induire le claquage (Figure 17). D'une part, les porteurs peuvent acquérir assez d'énergie sur un libre parcours moyen λ

pour provoquer l'ionisation par choc du milieu, c'est à dire créer une paire électron-trou. Un ordre de grandeur pour le seuil de ce phénomène est $\lambda E_{crit} \geq E_g$. Un autre phénomène est le claquage Zener : à champ très élevé, la probabilité d'excitation, par effet tunnel, d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, (qui peut être soit spontanée, soit assistée par les phonons du milieu) devient grande. Le premier phénomène est dominant dans les matériaux très purs (très peu dopés). Dans du silicium de résistivité 100 Ωcm (matériau p dopé à 10^{14}cm^{-3}), E_{crit} est de l'ordre de 2 10^5V/cm , (/10/ §6.7). Il devient beaucoup plus élevé (2 10^6V/cm) pour du matériau très dopé. On calcule facilement que le champ maximum à l'interface n⁺-p est $E_{max} = q w N_A / \epsilon\epsilon_0$. La condition $E_{max} \leq E_{crit}$ fournit la largeur désertée maximum que l'on peut obtenir avec un matériau de résistivité donnée :

$$w \leq w_{max} = \epsilon\epsilon_0 E_{crit} / (q N_A) \tag{35}$$

Avec $N_A = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ dans le silicium on trouve $w \leq 120\mu\text{m}$. On note que la tension de claquage, $V_{max} = q w_{max}^2 N_A / 2\epsilon\epsilon_0 = \epsilon\epsilon_0 E_{crit}^2 / (2q N_A)$ ne dépend pas de l'épaisseur, c'est une caractéristique du matériau.

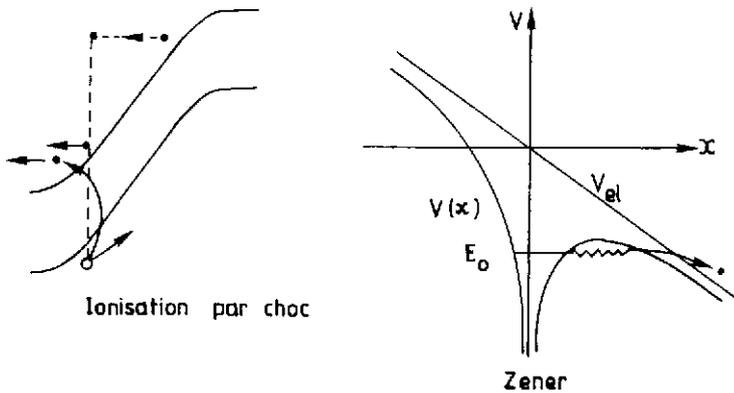


Figure 17 : Phénomènes induisant le claquage.

3.6 Matériaux compensés. Détecteurs "driftés" au lithium.

L'obtention de matériaux de très haute pureté est difficile et coûteuse. De plus, ces matériaux n'ont pas d'usage en électronique et ne sont donc pas commerciaux. Ils ne bénéficient pas de l'effet de production de masse qui a permis d'abaisser les coûts du silicium de qualité électronique.

En physique nucléaire, on utilise les détecteurs semiconducteurs pour mesurer l'énergie de particules assez lentes pour s'arrêter dans le détecteur. On a donc cherché à obtenir des épaisseurs désertées de l'ordre du cm. Même pour des épaisseurs plus réduites, on a souvent intérêt à réaliser un champ électrique constant plutôt que linéaire, ce dont on se rapproche en appliquant une polarisation supérieure à celle qui suffit à assurer la désertion complète, lorsque la condition (35) est vérifiée. Plusieurs techniques ont donc été développées pour permettre de diminuer le dopage résiduel des matériaux. La première consiste à "compenser" le matériau en introduisant volontairement un dopant de type opposé au dopant résiduel. On rapproche ainsi le niveau de Fermi du milieu de la bande interdite et on diminue également la densité de charge électrique par unité de volume dans le matériau déserté, cependant cette opération est difficile à réaliser par diffusion autrement que sur des épaisseurs très minces. Une technique originale /11/ utilise l'irradiation par des neutrons lents pour créer des atomes de Phosphore par capture neutronique par l'isotope naturel ^{30}Si (et simultanément détruire le Bore résiduel). Une autre technique de compensation, très ancienne (1960), repose sur la compensation au Lithium /17/. Du fait de la petite taille de l'ion Li^+ , celui-ci diffuse très facilement dans le Germanium et le Silicium à température ordinaire. Le Lithium a un comportement de donneur (Figure 9) et il est susceptible de se fixer sur les impuretés acceptrices résiduelles en les neutralisant. Ce processus permet une compensation exacte, car le lithium en excès diffuse dans le matériau. Des volumes désertés de plusieurs cm^3 sont réalisables par cette technique dont le seul inconvénient est qu'il faut maintenir en permanence les détecteurs Germanium ainsi "driftés", appelés détecteurs Ge(Li), à basse température (Azote liquide).

Dans le silicium, le stockage est possible à température ordinaire mais l'utilisation doit se faire à froid pour éviter d'entraîner les ions Li /18/

3.7 Les matériaux quasi-intrinsèques et les jonctions p - i - n

La difficulté d'obtention de matériaux très peu dopés varie selon la nature du matériau. En effet, elle dépend de la nature des impuretés dopantes et de l'efficacité des méthodes de purification chimique pour ces éléments particuliers. On sait depuis longtemps obtenir à l'état très résistif CdTe /60/ et plus récemment InP /57-58/. Le premier est intéressant comme matériau lourd à fort pouvoir d'arrêt pour les gammas et le second comme candidat pour la détection des neutrinos solaires (qui induisent une réaction β inverse sur l'indium). Ces matériaux ont une bande interdite supérieure à l'électron-Volt (1,29 eV pour InP et 1,45 eV pour CdTe) et les densités de porteurs à température ordinaire sont donc beaucoup plus faibles que dans le silicium ($2,6 \cdot 10^7$ pour InP et $1,5 \cdot 10^6$ pour CdTe), on peut donc envisager de les employer sans électrode bloquante et avec de simples contacts ohmiques.

Ceci nous amène à revenir sur le fonctionnement d'un détecteur en matériau intrinsèque. En principe, l'existence d'un champ électrique même faible, entraîne la désertion des porteurs et, puisque le matériau déserté est neutre, le champ ne peut être qu'uniforme. On doit cependant examiner plus soigneusement les interfaces où peuvent exister de forts gradients de porteurs. Considérons tout d'abord le cas de la Figure 1 où le semiconducteur est placé entre deux électrodes métalliques. A l'équilibre, le schéma de bandes a l'allure indiquée sur la Figure 18 et la formation de la zone de charge d'espace est due à la modification des densités des porteurs, puisqu'il n'y a pas de dopants. Le modèle de la jonction désertée ne s'applique donc plus. Il faut alors résoudre simultanément l'équation de Poisson et les équations (27), (la diffusion étant ici encore automatiquement prise en compte). On montre que la transition entre le métal et le semiconducteur est très brutale, et que la zone désertée s'étend dans tout le matériau ; la charge est localisée aux électrodes et la situation est similaire à celle d'une capacité avec un champ électrique constant dans tout le matériau. On retrouve bien dans ce cas la situation du détecteur idéal de la Figure 1, c'est à dire une chambre à ionisation à l'état solide, très analogue à un détecteur utilisant un gaz ou un liquide. Le courant de fuite est encore dû, d'une part à l'injection par dessus la barrière d'une part et d'autre part au courant de génération. L'injection sera étudiée au §4, elle est proportionnelle à $\exp(-V_B/kT)$ (la hauteur de barrière V_B est égale ici à $E_g/2$) et indépendante de l'épaisseur. On montre que c'est le courant d'injection qui domine pour les matériaux comme le silicium et les épaisseurs inférieures au mm. Il suffit de passer à une bande interdite de 1,5eV pour que, toutes choses égales par ailleurs, ce courant soit réduit d'un facteur $\exp(0,4eV/kT) = 10^7$. C'est ce qui explique que le modèle naïf marche avec les matériaux comme CdTe ou même InP.

Avec des matériaux à petits gap comme le silicium, on diminue l'injection en utilisant une structure à électrodes bloquantes p-i-n dans laquelle les hauteurs de barrière sont proches de E_g (Figure 17b). Dans ces structures, on conserve l'avantage des jonctions p-n du point de vue du courant de fuite avec de plus, un champ électrique uniforme. Les détecteurs Ge(Li) ou Si(Li) ainsi que la plupart des bonnes photodiodes sont de ce type /18/b.

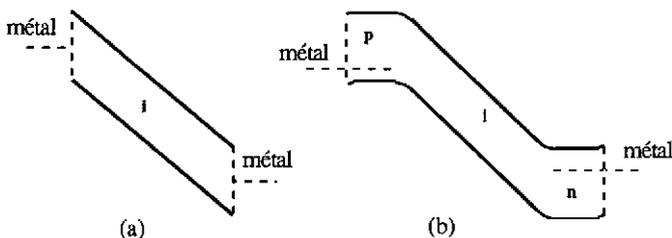


Figure 18 : Structure constituée d'un matériau intrinsèque idéal avec des électrodes métalliques (a) et dans une jonction p-i-n (b).

3.8 Le mode photovoltaïque.

C'est le mode de fonctionnement des cellules solaires. La différence essentielle entre celles-ci et un détecteur est qu'elles doivent fonctionner sans source de polarisation externe. Ce sont des structures très dissymétriques réalisées par diffusion sur un matériau dopé de faible résistivité. La zone de charge d'espace est alors limitée au voisinage de l'interface. A priori, seules les paires électron-trou générées dans cette zone peuvent contribuer au signal. Une analyse plus complète montre cependant qu'une partie des charges créées dans les zones neutres peuvent diffuser dans la zone de charge d'espace et contribuer également au signal. Une estimation simple de cet effet consiste à dire que toutes les charges créées dans le volume situé à une longueur de diffusion de la zone de charge d'espace sont collectées. Ce mécanisme étant essentiel dans le rendement des jonctions photovoltaïques, les constructeurs utilisent un matériau à grande longueur de diffusion et prennent grand soin de préserver cette longueur de diffusion dans le processus de fabrication des cellules /19/. Les longueurs de diffusion doivent approcher de $100\mu\text{m}$ dans le silicium. Une telle valeur est nécessaire du fait de la faible absorption de la lumière dans le silicium.

On vérifie expérimentalement que l'on détecte facilement des alphas de quelques MeV avec un fragment de cellule solaire en silicium d'une fraction de cm^2 . Les performances médiocres des cellules solaires en détection tiennent à deux facteurs liés au rapport signal sur bruit (qui sera discuté plus loin) : du fait de la très faible épaisseur de la zone désertée, ces dispositifs ont une grande capacité par unité de surface. D'autre part, il n'est pas possible de les polariser en inverse au delà de quelques centaines de millivolts. Ceci tient à la technologie très simple utilisée pour réaliser la jonction. Comme le matériau de base est fortement dopé pour augmenter la hauteur de barrière V_B , il est difficile d'augmenter sensiblement la largeur de zone désertée. Un résultat récent /20/ montre que la charge collectée dans le cas de particules très ionisantes (ions lourds) est très supérieure à celle que l'on évalue à partir des arguments ci-dessus. Ce résultat peut être rapproché de celui qui a souvent été observé avec des dispositifs électroniques (mémoires en particulier) où la charge induite par des particules ionisantes (impuretés radioactives ou fragments cosmiques dans le cas d'usage spatial) est très supérieure à celle qui est attendue. On appelle ce phénomène le "funneling". Il serait dû à un effet de décharge initiée par la particule /21/.

3.9 Photoconducteurs, phototransistors et diodes à avalanche.

On utilise souvent dans les capteurs optiques un mode dit photoconducteur qui a l'avantage de procurer un gain. Dans ce mode, un faisceau de lumière intermittent qui constitue le phénomène à détecter, crée dans un semiconducteur une densité de porteurs minoritaires excédentaires proportionnelle au flux incident. La conductivité du semiconducteur, placé entre deux contacts ohmiques (cf ci-dessous) faiblement polarisés est augmentée et le courant augmente en conséquence. Le courant persiste après interruption de l'excitation pendant un temps égal au temps de relaxation. Si celui-ci est grand devant le temps de transit des porteurs, le rapport entre le nombre de photons dans le signal et la quantité de charges élémentaires qui ont circulé dans le détecteur peut être supérieur à un (SZE p744 /9/). Ce mode de fonctionnement n'est cependant pas utilisable pour la détection de particules.

Les phototransistors sont des transistors dont la base n'est pas connectée. La photo-génération de porteurs dans la base modifie le potentiel de celle-ci et entraîne un changement du courant émetteur-collecteur. L'emploi de photo-transistors en détection de particules a été proposé depuis longtemps /22/. L'analyse du fonctionnement d'un transistor traversé par une particule ionisante est délicate, notamment du fait de la diffusion latérale des porteurs. Il n'y a pas, à la connaissance de l'auteur, de résultats expérimentaux publiés.

Les diodes à avalanche /104/ exploitent la propriété de multiplication par choc des porteurs accélérés dans le champ électrique intense d'une jonction abrupte polarisée en inverse. Ces dispositifs ont été très étudiés et sont employés aussi bien pour la détection de lumière que pour celle de micro-ondes. Pour être efficaces, ces structures doivent être réalisées par des techniques avancées d'épitaxie qui les condamnent pour l'instant à de petites surfaces utiles. Avec ces structures, on se rapproche de dispositifs beaucoup plus complexes comme les "stair-case photo-multipliers" /105/ sur lesquels nous reviendrons plus loin (§9.5.3).

3.10 Quelques remarques sur la lecture des schémas de bande.

Les schémas de bande permettent de lire l'essentiel des propriétés des dispositifs. Nous rappelons quelques unes de leurs propriétés :

- On représente l'énergie $E(x)$ des électrons correspondant aux états quantiques suivants :
 - le "niveau du vide" (électron hors du matériau et à $k = 0$)
 - la bande de conduction (bord inférieur de cette bande, $k = 0$)
 - la bande de valence (bord supérieur de cette bande, $k = 0$)

- on a donc $E(x) = -qV(x) - E_{\text{liaison}}$ où E_{liaison} est une énergie qui ne dépend que du niveau quantique considéré. Elle est donc constante dans un milieu donné mais change soudainement à l'interface entre deux matériaux différents. Dans un matériau homogène les courbures de bande sont entièrement dues à $V(x)$. Par conséquent :

- les régions de bandes plates correspondent à $V''(x) = 0$, donc à des régions électriquement neutres.
- les régions à courbure tournée vers le haut (respect. vers le bas) correspondent à des zones chargées positivement (respect. négativement).
- à l'interface entre deux matériaux différents (hétérojonction), les bandes sont en général discontinues (comme E_{liaison}).
- à l'interface entre deux matériaux différents, la pente des bandes est en général discontinue, car il y a le plus souvent une densité de charge superficielle correspondant à des porteurs piégés dans des états d'interface.
- à l'interface entre deux milieux constitués du même matériau mais différemment dopés (homojonction), la pente des bandes est (en général) continue.
- les électrons (respect. les trous) suivent le bord de la bande de conduction (respect. de valence) vers le bas (respect. vers le haut). Les porteurs ne se déplacent à énergie constante que dans l'intervalle entre deux collisions. En moyenne, ils dissipent leur énergie qui est donnée au réseau.

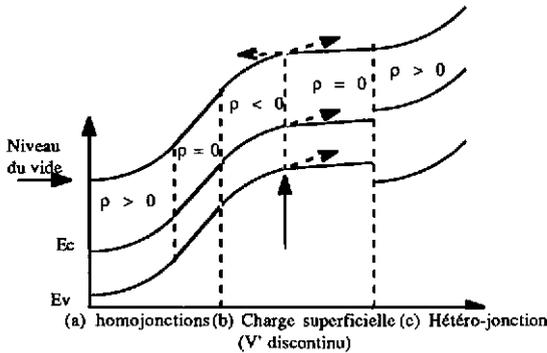


Figure 19 Distribution de la densité de charges électriques pour différents types de jonctions entre semiconducteurs (a) homojonction (b) hétérojonction sans charge superficielle (c) hétérojonction avec charges superficielles à l'interface.

4 LES JONCTIONS METAL-SEMICONDUCTEURS ET LES STRUCTURES MIS ou MOS

4.1 La jonction métal-semiconducteur (ou Schottky) à l'équilibre

La formation de la jonction se fait de façon très similaire au cas précédent, mais le métal constitue une réserve quasi infinie d'électrons et la zone de charge d'espace peut être considérée comme complètement superficielle du côté métal. Par ailleurs, deux situations sont possibles selon la position relative des niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur dans la situation initiale. Selon le cas la courbure de bande est dirigée vers le haut ou vers le bas. De plus, selon le type du semiconducteur, p ou n, et donc selon la charge des majoritaires, l'équilibre est obtenu par désertion de porteurs majoritaires ou par accumulation de ceux-ci, ce que l'on peut déduire des formules (27) une fois que l'on a déterminé le sens de la courbure de bande. Il y a donc quatre configurations possibles. La figure 20 montre les deux situations correspondant, la première à un contact métal-type n et $E_{\text{fm}} < E_{\text{Fn}}$, et la seconde au cas métal-type p et $E_{\text{fm}} > E_{\text{Fp}}$. Dans les deux cas, il y a appauvrissement en porteurs majoritaires au voisinage de l'interface et formation d'une zone désertée qui peut être analysée comme ci-dessus, pour autant que l'enrichissement en minoritaires soit ici aussi négligeable.

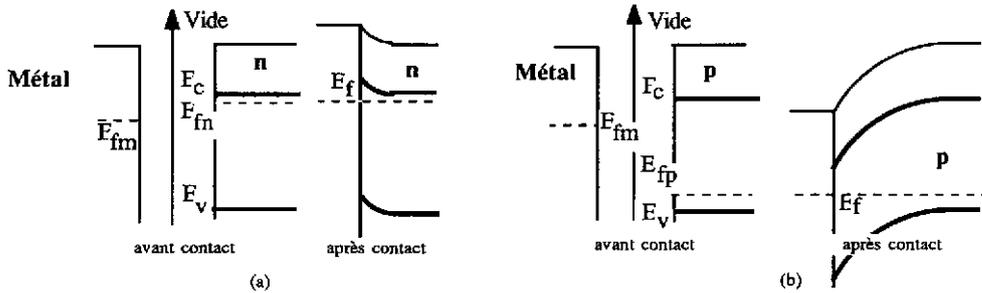


Figure 20 : Deux exemples de jonctions métal-semiconducteur. (a) Type n et $E_{fm} < E_{fn}$, (b) type p et $E_{fm} > E_{fp}$. Les charges dans le semiconducteur sont celles des dopants ionisés.

4.2 Jonctions Schottky en polarisation inverse.

Dans son principe, l'extension de la zone désertée sous polarisation inverse obéit aux mêmes mécanismes que pour la jonction p-n. Cependant il faut recourir à une analyse très détaillée pour réussir à décrire correctement les résultats expérimentaux. Cela tient à deux raisons principales : l'une est technologique et directement reliée à la complexité de l'interface qui comporte toujours des états d'interface et souvent une couche interfaciale (oxyde, siliciure). L'autre est directement liée à la très forte densité électronique du métal. L'effet Schottky est l'abaissement de la barrière de potentiel à l'interface, par rapport au schéma de la Figure 19, et que l'on peut interpréter comme le potentiel attractif vu par les électrons sortant du métal et causé par les charges images induites dans le métal. Sa valeur est donnée par :

$$\Delta \Phi = \sqrt{\frac{q E_{max}}{4 \pi \epsilon \epsilon_0}} \tag{36}$$

Dans le silicium $\Delta\Phi$ atteint 35mV pour un champ à l'interface E_{max} de 10^5 V/cm. La largeur de zone désertée est encore donnée par la formule (34) avec N_D au lieu de N_A pour un semiconducteur de type n. Le courant inverse est en général dominé par le courant de type thermo-ionique dû aux porteurs activés thermiquement par dessus la barrière. Il a la forme, indépendante de la polarisation :

$$I_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q V_B}{k T}\right) \tag{37}$$

où A^* est la constante de Richardson $A^* = 120 \text{ A/cm}^2/\text{K}^2$. La hauteur de barrière V_B est donnée par : $qV_B = (\Phi_m - \chi - \Delta\Phi)$. Dans cette expression, qui se lit sur la Figure 19, Φ_m est le travail de sortie du métal et χ l'affinité électronique (distance entre le niveau du vide et la bande de conduction dans le semiconducteur).

4.3 Détecteurs à barrière de surface.

Ce sont des jonctions métal-semiconducteur. Ce type de jonctions présente l'intérêt de présenter une zone morte particulièrement réduite /17/. En effet dans les structures à jonction p-n, en particulier dans le cas de jonctions diffusées, les particules de très faible énergie, qui s'arrêtent dans la zone diffusée, où ne règne aucun champ, ne fournissent pas de signal. Par contre, dans les jonctions métal-semiconducteur, la zone morte se réduit à l'épaisseur de métal qui peut être extrêmement mince (quelques centaines d'angströms) /28/. Ces structures sont par ailleurs, simples à réaliser, mais elles présentent en général des courants de fuite supérieurs. Elles sont de moins en moins employées.

4.4 Contacts ohmiques et redresseurs.

Dans le cas de semiconducteurs très dopés ou a fortiori dégénérés, la zone désertée du semiconducteur devient, d'après (34) très réduite, tout comme dans un métal. Comme la bande de conduction (dans le cas d'un type n) ou la bande de valence (dans le cas d'un type p) est alors très proche du niveau de Fermi, l'épaisseur de la barrière est négligeable et les porteurs peuvent traverser l'interface presque librement par effet tunnel. Le contact se comporte comme une très faible résistance et on dit qu'il est ohmique. Pour prendre des contacts sur un semiconducteur, on réalise donc des zones superficiellement très dopées pour éviter d'introduire des contacts redresseurs parasites.

4.5 Jonction MIS ou MOS

Ce type de jonction MOS (Métal-Oxyde-Silicium) ou en général MIS (Métal-Isolant-Semiconducteur) est à la base de la technologie du même nom. Son usage en détection est apparu avec les capteurs optiques appelés CCD (Charge Coupled Devices) ou DTC (Dispositifs à Transfert de Charge), dénomination qui s'applique également à d'autres dispositifs qui ne sont pas des capteurs, mais des registres à décalage (voir dans cet ouvrage /74/). Reprenons donc le mécanisme de formation d'une jonction métal-semiconducteur et examinons la situation qui existe avant que le contact ne soit réalisé. L'espace entre le métal et le semiconducteur constitue alors l'isolant. Notons que pour que l'équilibre thermique puisse se réaliser il faut imaginer que le métal et le semiconducteur sont reliés par une connexion externe. Remarquons aussi que, quelle que soit la polarisation appliquée au système, le semiconducteur et le métal sont à l'équilibre thermique. On peut donc appliquer les formules (14) - (27) et résoudre complètement le problème. Lorsqu'on augmente la polarisation, il arrive un moment où la bande des porteurs minoritaires est assez proche du niveau de Fermi pour que la densité de charge des minoritaires, donnée par (27), cesse d'être négligeable. A partir de ce moment, on n'augmente plus la largeur de zone désertée en augmentant la polarisation, parce que les minoritaires accumulés près de l'interface compensent la charge du métal. (tout le potentiel est donc dans la couche isolante). Cette situation est dite d'inversion (Figure 21 (c)). Elle est importante dans les dispositifs MOS car elle permet de réaliser par action sur la polarisation de grille une couche à haute conductivité (c'est la base du fonctionnement des MOSFET). Plus encore que les jonctions métal-semiconducteur ces structures sont sensibles à la densité de charge superficielle à l'interface isolant-semiconducteur.

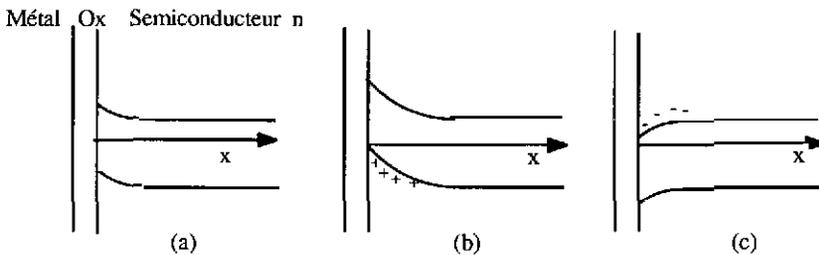


Figure 21 : Les différentes conditions de polarisation d'une jonction MIS (a) désertion, (b) inversion, (c) accumulation.

On voit donc que dans ce type de structure, la profondeur de zone désertée est limitée. Pour préciser cette limite on peut calculer le potentiel $V(x)$ en appliquant l'approximation de désertion totale dans le cas idéal où il n'y a pas de charge superficielle à l'interface. Le champ électrique dans le semiconducteur est alors $E(x) = qN_D(x-w) / \epsilon\epsilon_0$ (et $0 \leq x < w$) et le potentiel dans la même région est :

$$V(x) = -qN_D(x-w)^2 / 2\epsilon\epsilon_0.$$

Le champ dans l'oxyde est par continuité égal à $E(0)$. La différence de potentiel entre les niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur, V_e , est la somme de la chute de potentiel dans l'oxyde d'épaisseur x_{ox} et de celle dans la zone désertée, soit :

$$V_e = -qN_D w x_{ox} / \epsilon\epsilon_0 - qN_D w^2 / 2\epsilon\epsilon_0 \quad (38)$$

On en déduit w :

$$w = x_{ox} \left(\sqrt{1 + \frac{2 \epsilon \epsilon_0 |V_e|}{q N_D x_{ox}}} - 1 \right) \quad (39)$$

(N.B. V_e est la différence de potentiel appliquée au système à une constante près égale à $-q(\Phi_m - \Phi_{sc})$ comme on le verrait sur le diagramme à l'équilibre où $V_e = -q(\Phi_m - \Phi_{sc})$). On peut admettre que la limite de la zone d'inversion est obtenue lorsque $-qV(0)$ approche de $E_f - E_v = -qV_{inv}$, qui d'après (27), est relié au taux de dopage. On trouve ainsi :

$$w_{max} = \sqrt{\frac{2 \epsilon \epsilon_0 |V_{inv}|}{q N_D}} = \sqrt{\frac{4 \epsilon \epsilon_0 kT \text{Log} \left(\frac{N_D}{n_i} \right)}{q^2 N_D}} \quad (40)$$

Pour un matériau très peu dopé $N_D = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, on obtient une valeur de l'ordre de 10 microns. Il semble donc que ce type de structure soit inadapté à la détection. Il faut cependant tenir compte de la collection des paires électron-trou du signal par diffusion. De fait, l'expérience montre que la charge collectée est très supérieure à celle que l'on calculerait avec (39) /23/.

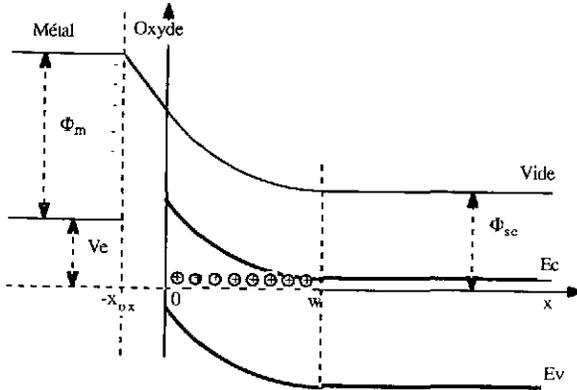


Figure 22: Jonction MIS pour un matériau de type n et $E_{fn} > E_{fm}$ en condition de désertion.

Un autre processus permet d'améliorer la réponse des jonctions MIS, c'est la désertion dynamique. Si l'on accroît soudainement la polarisation, la nouvelle situation d'équilibre ne peut pas s'établir rapidement. En effet, il n'y a pas de porteurs minoritaires disponibles en quantité suffisante (du moins dans le cas d'un matériau très dopé). Il faut donc attendre qu'ils soient créés par génération thermique. Le temps de relaxation correspondant a été évalué à /25/:

$$\tau_{rel} = 2 \tau N_D / n_i \quad (41)$$

On peut donc disposer pendant cet intervalle de temps d'une zone désertée supérieure à la limite (39). Ce mode de désertion est utilisé dans les CCD (Cf §8).

Les jonctions MIS polarisées n'ont évidemment pas de courant de fuite. Elles ne sont pas pour autant exemptes de bruit. On peut considérer que les différentes composantes de courant inverse des autres dispositifs (le courant de génération et de diffusion) existent aussi mais sont toujours compensées par un courant opposé. La valeur moyenne du courant est bien nulle, mais les fluctuations sont du même ordre de grandeur.

Le développement considérable de la technologie MOS /26/, sa relative simplicité, la possibilité d'intégrer facilement des préamplificateurs MOSFET en font une technique attrayante et son application à la détection a été proposée depuis longtemps /27//28/. Les CCD (§8) constituent une autre approche utilisant les MOS.

5-PERTE D'ENERGIE ET ENERGIE DE CREATION DE PAIRES.

On sait que la perte d'énergie dE/dx de particules énergiques dans la matière est donnée par la formule de Bethe-Bloch /29/. Celle-ci résulte de la sommation de l'interaction de la particule incidente avec les électrons atomiques du milieu, considérés comme uniformément distribués. Ce calcul et les résultats qui en découlent semblent donc ne traiter que les milieux amorphes. En fait, ils s'appliquent aussi aux solides cristallins, le rôle de la périodicité du cristal ne se manifestant que pour des directions très précises, ce qui constitue l'effet de canalisation (§5.5). Une autre conséquence de l'ordre cristallin est la sensibilité aux dommages créés par les radiations (§5.4). D'autres aspects sont également spécifiques des solides, cristallins ou non, et sont liés à leur densité élevée et à la faible épaisseur de certains détecteurs. La localité de la perte d'énergie, en particulier, est un paramètre qu'il est important d'examiner pour évaluer les limites ultimes de la précision de localisation. Nous allons tout d'abord revenir sur la génération de paires électron-trou qui est un mécanisme spécifique des semiconducteurs.

5.1 Energie moyenne de création d'une paire électron-trou

Il existe diverses approches pour calculer la perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière : on peut la décrire comme due à une suite de collisions classiques /30/, ou encore comme l'interaction du champ électromagnétique de la particule incidente sur les électrons atomiques du milieu, (Jackson /31/), on peut enfin faire ce calcul de façon relativiste et quantique /32-33/. Pour les détecteurs il est important non seulement de savoir *combien* d'énergie la particule incidente a dissipé, mais surtout de savoir *comment* cette énergie est dissipée. L'interaction est un phénomène en cascade qui ressemble un peu à ce qui se passe dans un calorimètre à haute énergie. Même à très basse énergie, (quelques Kev), de nombreux processus contribuent à la perte d'énergie : on trouve ainsi la création de paires électron-trou, de phonons, d'excitations atomiques, la production d'électrons énergiques, de reculs de noyaux... Par contre le signal ne dépend que du seul processus de créations de paires et il est insensible à la cause directe de leur formation. On observe expérimentalement une relation de proportionnalité entre le nombre moyen de paires produit par unité de longueur n_p et la perte d'énergie. Ceci permet de définir une énergie moyenne de création d'une paire électron-trou ϵ_p :

$$\epsilon_p = \frac{dE}{dx} \frac{1}{n_p} \quad (42)$$

On observe de plus, dans tous les semiconducteurs cristallins, les faits remarquables suivants : $1/\epsilon_p$ ne dépend pas de l'énergie ni de la nature de la particule incidente (électrons, protons, fragments lourds) $2/\epsilon_p$ est directement relié à la bande interdite (Figure 23). Plus précisément la relation empirique de Klein /34/ s'écrit :

$$\epsilon_p(\text{eV}) = 14/5 E_g + b \text{ avec } b = 0,75 \pm 0,25 \text{ eV} \quad (43)$$

Plusieurs analyses théoriques ont tenté d'expliquer ces faits qui posent deux problèmes : le premier, est celui de la proportionnalité entre l'énergie perdue par la particule incidente et le nombre d'excitations élémentaires produites, quelle que soit l'énergie incidente (c'est le même problème que dans les calorimètres, les paires électron-trou remplaçant ici les particules au minimum d'ionisation). Le second problème concerne la corrélation avec E_g plutôt qu'avec un autre paramètre. En particulier, la relation (43) est vérifiée avec des semiconducteurs à transition directe aussi bien qu'à transition indirecte. On aurait pu s'attendre à une corrélation par exemple avec la distance entre bandes à $k = 0$, ou encore avec la différence entre l'énergie moyenne de la bande de valence et celle de la bande de conduction (le "gap de Penn"). La figure 23b montre que la corrélation n'est pas beaucoup moins bonne avec le gap de Penn. Elle montre aussi que la corrélation avec le gap optique est moins bonne lorsque l'on utilise des résultats expérimentaux récents /56/. Un ajustement linéaire sur ces données donne :

$$\epsilon_p(\text{eV}) = 2,16 E_g + 1,17 \quad (43\text{bis})$$

On note que les mesures récentes donnent en moyenne des valeurs de ϵ_p plus petites que les anciennes. Ceci s'explique sans doute par l'amélioration de l'efficacité de collection.

Un premier modèle introduit par Shockley /35/ exprime la compétition entre l'ionisation par choc et la création de phonons optiques. Sur ces bases, il explique la relation (43) et interprète le coefficient b comme la contribution des phonons. Ce modèle a été repris par Klein /34/ et différents autres modèles

ou variantes ont été proposés /36/, mais le problème mériterait sans doute d'être revisité, en particulier, pour les semiconducteurs amorphes.

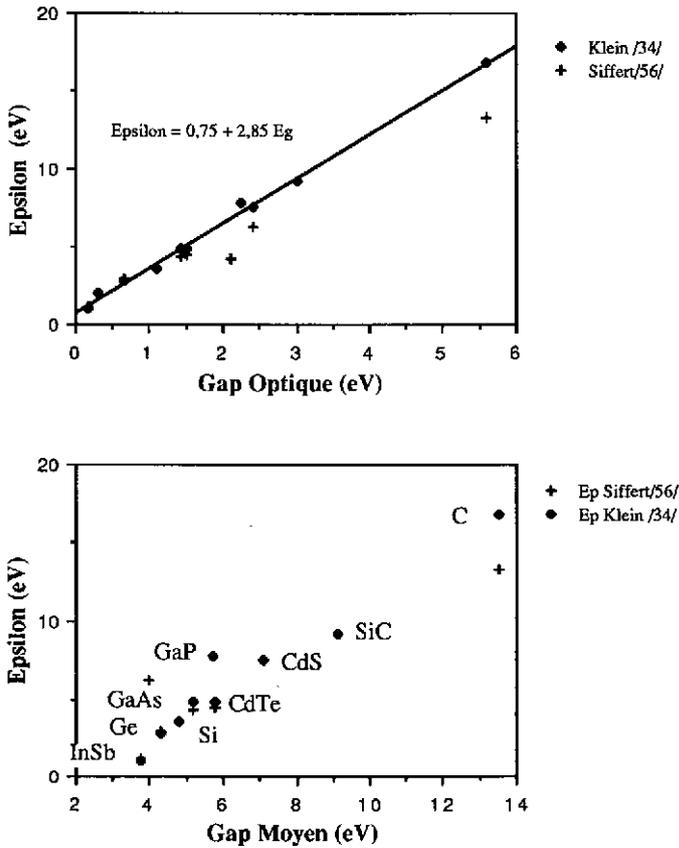


Figure 23 : L'énergie moyenne de création de paires électron-trou en fonction de la bande interdite (haut) et de la distance moyenne entre bandes (bas)

5.2 Localité de la perte d'énergie dans les solides.

La Figure 24 rappelle le comportement de la perte d'énergie en fonction de l'énergie de protons dans du silicium (d'après W.K.Chu /30/). Le comportement est typique des particules lourdes ($M \gg m$). On voit que l'on peut distinguer deux régimes de part et d'autre du maximum, et qui correspondent à une vitesse de la particule incidente, β , inférieure ou supérieure à la vitesse des électrons atomiques qui est de l'ordre de $1/137$. Le premier régime correspond à la fin du parcours de la particule et est important pour les dommages causés au matériau. Nous y reviendrons plus loin (§5.3). Dans le second régime, la vitesse de la particule incidente est supérieure à la vitesse des électrons atomiques et la formule de Bethe-Bloch s'applique. Rappelons comment s'établit cette formule. La perte d'énergie est causée par les collisions avec les électrons atomiques, que l'on traite, en première approximation comme des particules indépendantes. On peut calculer la perte d'énergie comme la somme des énergies T transférées aux électrons atomiques du milieu le long de la trajectoire, supposée ici rectiligne. La perte d'énergie dE sur

une distance dx est donc le produit de T par le nombre moyen de collisions transférant T à dT près sur la distance dx , soit :

$$dE = \rho_d dx \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \frac{d\sigma(T)}{dT} dT \tag{44}$$

(ρ_d est le nombre d'électrons atomiques par unité de volume et T_{\min} une coupure en énergie). On peut, en première approximation, utiliser la section efficace de Rutherford :

$$d\sigma = 2\pi b db \quad \text{et} \quad T = T_{\max} \frac{b_m^2}{b_m^2 + b^2} \quad \text{où} \quad b_m = \frac{q^2}{2\pi \epsilon_0} \frac{Z_{\text{inc}}}{m v_{\text{inc}}^2} \tag{45}$$

soit :

$$\frac{d\sigma}{dT} = \pi \left(\frac{b_m}{2}\right)^2 \frac{T_{\max}}{T^2} \tag{46}$$

Dans ces relations T_{\max} est l'énergie maximum transférable dans une collision :

$$T_{\max} = 4 E_{\text{inc}} \frac{M m}{(M + m)^2} \tag{47}$$

L'intégration de (44) est immédiate et conduit à la forme classique :

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi \rho_d \frac{q^2}{4\pi \epsilon_0} \frac{Z_{\text{inc}}^2}{m v_{\text{inc}}^2} \text{Log} \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right) \tag{48}$$

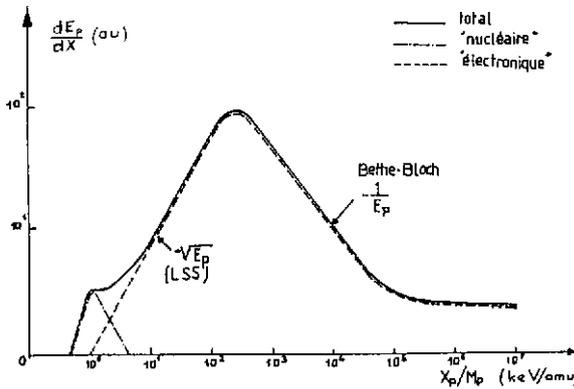


Figure 24 : Les différents régimes de perte d'énergie pour les particules lourdes.

Le calcul relativiste complet, quantique donne la forme usuelle de la relation de Bethe-Bloch /29/ :

$$\frac{dE}{dx} = D \rho \frac{Z_{\text{cible}}}{A_{\text{cible}}} \left(\frac{Z_{\text{inc}}}{\beta}\right)^2 \left(\text{Log} \left(\frac{2 m \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 \delta / 2 \right) \tag{49}$$

où $D = \frac{N_{\text{av}} q^4}{2 \pi \epsilon_0 m c^2} = 0,3070 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}$ et $I (\text{eV}) \approx 16 (Z_{\text{cible}})^{0,9}$

(ρ est ici la masse spécifique et $\delta/2$ un facteur de correction lié à l'effet de densité pour les très hautes énergies). On voit que I joue le rôle de la coupure en énergie dans (48)

Le comportement de dE/dx à basse énergie est dominé par un terme en $1/E \text{ Log } E$ (ou $1/\beta^2 \text{ Log } \beta^2$) qui est déjà présent dans la relation (48)

La résolution ultime des détecteurs à localisation est liée à la localité de la création de paires électron-trou dans le milieu. On peut tout d'abord se demander, jusqu'à quelle distance maximum à partir de la trajectoire, une particule est-elle capable d'ioniser un atome. Pour obtenir un ordre de grandeur on peut chercher le paramètre d'impact b , pour une collision classique sur un électron libre, correspondant à un transfert de l'ordre de 1 eV. Or d'après (45), on a pour les grandes valeurs du paramètre d'impact b :

$$T(b) \approx T_{\max} \frac{b_m^2}{b^2} = \frac{1}{\beta^2} \frac{2 Z_{\text{inc}}^2}{m c^2} \left(\frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{b^2} \quad (50)$$

Cette formule peut également s'obtenir par des arguments tout différents (Cf Jackson/31/). Par ailleurs, on note que la masse de la particule incidente n'intervient pas. D'après les arguments ci-dessus, la valeur maximum de T est obtenue pour $\beta = 1/137$, soit environ 4\AA . L'interaction est donc locale à l'échelle macroscopique. Par contre, les électrons qui sont arrachés aux atomes peuvent avoir un parcours dans la matière non négligeable. L'énergie est donc déposée à l'intérieur d'un cylindre autour de la trajectoire incidente dont le rayon croît avec l'énergie. Une borne supérieure de ce rayon est obtenue en disant qu'il est égal au parcours maximum des électrons d'énergie T_{\max} . Pour les particules non relativistes, T_{\max} est donné par (47), et on peut utiliser le parcours des électrons donné par $l/40/ R(\mu\text{m}) = \kappa T(\text{KeV})^{1.75}$ avec $\kappa = 1,831 \cdot 10^{-2}$ dans le silicium. Pour des alphas incidents de quelques MeV, on obtient ainsi des énergies maximum d'électrons de quelques KeV auxquels correspondent des parcours de quelques microns. On peut aller plus loin et utiliser la probabilité d'émettre un électron d'énergie cinétique T (déduite de (46)) pour calculer la distribution transversale de paires électron-trou dans le cylindre en utilisant les fonctions de génération de paires pour des électrons lents données, par exemple par /38-39/. Pour des énergies plus élevées, ce calcul n'est plus utilisable, le parcours associé à T_{\max} devenant évidemment très grand, mais la probabilité d'émission d'un électron de cette énergie devient en même temps très faible. On peut alors tenter d'introduire une coupure sur les énergies et distinguer les électrons énergiques ou "δ-ray" dont l'énergie est supérieure à une énergie critique T_c et un continuum d'énergie d'électrons "lents" d'énergie inférieure à T_c . Définissons T_c de façon que l'énergie emportée par les électrons rapides reste inférieure à une fraction k (<1) de la perte d'énergie. En reprenant la formule (44) avec T_c au lieu de T_{\min} on évalue la perte d'énergie dE_c due aux électrons énergiques. En écrivant que le rapport de dE_c/dE est égal à k et en approximant encore la section efficace différentielle $d\sigma(T)/dT$ par la formule de Rutherford, on trouve que :

$$T_c = T_{\max} \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right)^{-k} \quad (51)$$

Comme T_{\max} est toujours très grand par rapport à T_{\min} et que $k \ll 1$ on trouve que T_c croît sensiblement comme T_{\max}^k . On peut aussi vérifier que la fraction de la perte d'énergie due aux électrons d'énergie supérieure à T_c croît avec l'énergie, bien que la fraction d'électrons d'énergie supérieure à T_c reste constante (tant que $T_{\min} \ll T_c \ll T_{\max}$). On ne peut donc pas définir une coupure constante sur T_c et à haute énergie l'image de la trace représentée par un cylindre cesse de s'appliquer et doit être remplacée par "quelque chose" qui ressemble de plus en plus à une gerbe.

5.3 Fluctuations de la perte d'énergie.

Le phénomène que nous venons de décrire est cause de fluctuations de la perte d'énergie dont le rôle est important pour les détecteurs minces. La possibilité de grands transferts d'énergie explique la dissymétrie de la distribution expérimentale de la perte d'énergie. Ces fluctuations "de Landau" ont été beaucoup étudiées tant sur le plan théorique qu'expérimental (Cf W.R.Leo, /5/ et C.J.S.Damerell /4/. En particulier des mesures récentes faites sur des détecteurs silicium de $300\mu\text{m}$ /42-43/ et sur des CCD /4/ avec une zone active de $20\mu\text{m}$ démontrent que les modèles théoriques récents /44-45/ décrivent correctement les observations. Le caractère très discontinu de la perte d'énergie affecte également la précision de localisation. Cet effet joue en faveur des détecteurs minces, ainsi que les effets de biais sur la localisation, liés à l'inclinaison des traces (Voir la discussion dans /4/)

5.4 Dégats d'irradiation

La perte d'énergie des particules lourdes dans le régime correspondant à $\beta < 1/137$, est plus compliquée à évaluer. D'une part, elle ne peut être calculée de façon perturbative et d'autre part, on ne peut plus considérer la trajectoire comme rectiligne. Ce régime a été très étudié par les technologues des dispositifs électroniques qui se sont intéressés à l'implantation ionique et aux dommages causés par les particules ionisantes très lentes. Une approche théorique connue sous le nom de modèle LSS (Lindhard-Scharff-Schitt - 1963) /46/ traite le problème des diffusions multiples par une méthode de moments où interviennent des sections efficaces différentielles calculées à partir d'un potentiel de Thomas-Fermi. Différentes extensions ont été données à ce modèle /59/ et il existe encore aujourd'hui une activité de recherche théorique et expérimentale sur ce sujet. A ces énergies, même la particule incidente n'est plus un objet simple : ainsi les particules positives sont susceptibles d'entraîner avec elles un ou plusieurs électrons ce qui diminue d'autant leur "charge effective" et donc leur ionisation. On retrouve une certaine simplicité à très basse énergie, dans la région (improprement) appelée "de collisions nucléaires" (Figure 24), où c'est l'atome tout entier qui se comporte comme la particule cible. Il est alors susceptible d'être déplacé hors de sa position d'équilibre dans le milieu et c'est donc dans cette région que les dommages dans le matériau sont maximum. De plus c'est un phénomène en cascade, ces atomes se trouvant à leur tour dans la gamme d'énergie où ils ont un maximum de chances de produire des défauts. L'arrêt d'une particule lourde crée donc un nuage de défauts au voisinage du point d'arrêt. Dans un cristal de très haute qualité, les défauts qui sont ainsi créés sont le plus souvent électriquement actifs et contribuent à dégrader la qualité des détecteurs. Il s'agit cependant d'un phénomène réversible. C'est ce qui permet d'utiliser l'implantation ionique comme méthode de dopage en procédant systématiquement à un recuit thermique pour restaurer les qualités des semiconducteurs après implantation /59/. Sur le plan pratique, on considère que les détecteurs silicium supportent de 10^{12} à 10^{14} cm⁻² particules au minimum d'ionisation. Pour les particules ionisantes, il faut tenir compte de l'énergie et de la nature des particules. Cf /5/ et /113/.

5.5 Effets de canalisation

Ainsi que nous l'avons signalé ci-dessus les calculs de perte d'énergie correspondent toujours à des milieux amorphes puisqu'ils ignorent la périodicité cristalline. Celle-ci est loin de jouer un rôle négligeable et on sait que pour les orientations de base du cristal (1,1,1), (1,1,0) et (1,0,0), les effets de canalisation sont importants. Dans ces directions en effet, les atomes du cristal paraissent alignés et une particule peut traverser le cristal sans subir de collision à faible paramètre d'impact. Le canal peut même être focalisant et on a ainsi dévié des particules de haute énergie. Les technologues de l'implantation font attention à désorienter les cristaux, pour éviter au maximum l'effet de pénétration profonde d'ions diffusés dans les directions de canalisation /59/. La désorientation doit être supérieure à "l'angle critique" qui est de l'ordre de 3 à 4° dans le silicium /5/.

6-SIGNAL ET BRUIT

6.1 Formation du signal électrique.

Le passage d'une particule à travers un semiconducteur se traduit par la création d'une certaine quantité de paires électron-trou. Celles qui sont créées dans les zones dépourvues de champ électrique se recombinent sauf si elles réussissent à diffuser dans une zone de charge d'espace. Les particules générées dans les zones de charge d'espace dérivent dans le champ électrique et peuvent soit atteindre les électrodes, soit se recombiner. Commençons par le cas d'un détecteur dans lequel le champ électrique ne s'annule pas et négligeons la recombinaison. Le mouvement des charges induit l'apparition de charges sur les électrodes. A la limite où le déplacement des charges est lent devant c , on peut calculer ce phénomène par l'électrostatique. Il y donc un signal induit même si les charges n'atteignent jamais les électrodes. Le terme de "charge collectée" est donc trompeur! Ici encore il n'y a pas de différence de fond avec les détecteurs à gaz. Pourtant des analyses contradictoires de la formation du signal se trouvent dans la littérature publiée /61/. A la source des divergences entre auteurs se trouve sans doute le fait que les semiconducteurs contiennent des charges fixes en volume (les dopants), dont il est facile de montrer qu'elles n'ont pas un rôle différent des charges des électrodes, et aussi des charges mobiles, en particulier dans les zones neutres des semiconducteurs incomplètement désertés dont l'action est beaucoup plus complexe.

Nous allons rappeler les éléments du problème en commençant par un cas très simple : supposons que l'on crée une paire électron-trou à l'instant $t = 0$, au point d'abscisse z d'un détecteur dont les électrodes

forment un condensateur plan (Figure 25). Cette capacité a été préalablement chargée au potentiel V puis déconnectée de la source (ou encore alimentée à travers une impédance infinie). Ce détecteur est relié à travers une capacité à un préamplificateur. On suppose que cet ensemble constitue pratiquement un court-circuit en courant alternatif.

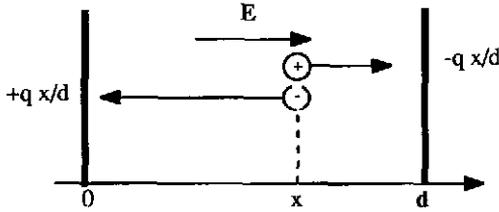


Figure 25 : signal induit par une paire électron-trou

On rappelle tout d'abord le résultat d'électrostatique : si l'on extrait une charge +q d'une électrode d'un condensateur plan pour l'amener en z, elle induit sur les plaques d'un condensateur en court-circuit des charges $Q_1 = -q z / d$ et $Q_2 = -q (d-z) / d$. Ces charges sont distribuées sur la surface des électrodes et la densité superficielle est reliée à l'intensité de la composante $E_z(x, y)$ du champ électrique sur la surface. On en déduit immédiatement que le déplacement dz de la charge produit une variation des charges induites :

$$dQ_1 = -q dz / d = -dQ_2 \tag{52}$$

Tout se passe donc comme si une charge $q dz / d$ passait d'une électrode à l'autre. On voit aussi que, si ce déplacement se produit à la vitesse v, il induit dans le circuit extérieur un courant :

$$i(t) = q v / d \tag{53}$$

On peut également dire que ceci traduit la conservation du courant total (courant des charges + courant de déplacement) dans le circuit. On vérifie que cela reste vrai pour un condensateur isolé dont les électrodes sont portés au potentiel V. Dans ce cas le courant total est évidemment nul, ce qui implique que le courant induit par le déplacement de la charge est compensé par un courant de déplacement dû à un changement de la différence de potentiel entre les plaques, $dV = dQ/C$. Ces résultats se généralisent à une configuration d'électrodes quelconques /53/.

Revenons au cas d'une paire électron-trou créée en z. Les déplacements de l'électron et du trou induisent deux courants de même signe (les charges sont de signe opposés et les vitesses également) mais dont l'intensité est différente puisque les mobilités sont différentes. Si le semiconducteur est un intrinsèque parfait, le champ électrique est uniforme $E_z = V/d$ et les charges induisent des courants différents pendant des temps différents, soient :

$$\begin{aligned} i_h &= q \mu_h E_z / d = q v_h / d \quad \text{pour } 0 < t < (d-z) / v_h \\ i_e &= -q (-\mu_e E_z) / d = q v_e / d \quad \text{pour } 0 < t < z / v_e \end{aligned} \tag{54}$$

Par ailleurs, la relation (52) montre que la charge totale induite par déplacement du trou jusqu'à l'électrode est $-q (d-z) / d$. De même, celle induite par le déplacement de l'électron est $q z / d$. La somme des deux est donc égale à $-q$. La collecte d'une paire électron-trou correspond donc à une charge totale égale à $-q$ (et non $-2q$). On retrouverait le même résultat en intégrant les courants dans (54).

Comme on l'a vu au §4, le champ n'est en général pas constant dans la zone de charge d'espace d'un détecteur. L'équation du mouvement en régime de mobilité est : $dz / dt = \pm \mu E_z(z)$. On peut intégrer cette équation pour trouver la forme du courant induit $i(t)$. Le calcul est simple dans le cas d'un champ linéaire /4/. De façon générale on remarque que l'un des porteurs est accéléré (les électrons dans le cas d'un matériau p déserté) alors que les porteurs de l'autre type sont décélérés. Surtout on note la propriété importante : la charge induite ne dépend que du chemin parcouru par les charges et non de la distribution du potentiel électrique dans le détecteur.

De façon générale la forme du signal en courant s'obtient en intégrant les courants induits par une paire produite en z sur toutes les paires produites par la particule incidente. Dans le cas de particules

énergiques au minimum d'ionisation c'est une distribution uniforme égale à $(dE/dx) / \epsilon_p$. Dans le cas de particules ionisantes on déduit la fonction de génération de la fonction $dE(E) / dx$ en utilisant la relation parcours-énergie, qui fournit la fonction $x(E)$:

$$x(E) = \int_0^E \frac{dx}{dE} dE = \int_0^E - \left(\frac{dE(E)}{dx} \right) dE \quad (55)$$

(Ici E est l'énergie de la particule, alors que dans (42), (44), (48) et (49), E désignait l'énergie perdue. Les deux définitions ne diffèrent que par le signe et l'origine. Ici dE/dx est donné par l'expression (49) prise avec le signe moins.)

A titre d'exemple la figure 26 indique la forme du signal dans le cas limite d'un champ uniforme et d'une particule au minimum d'ionisation pour les deux configurations correspondant à un préamplificateur de courant et à un préamplificateur de charge.

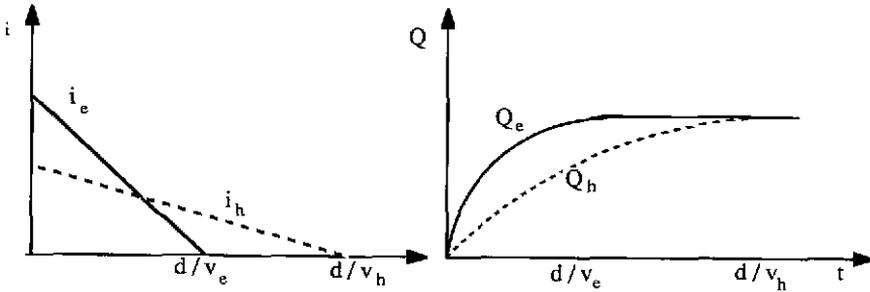


Figure 26 : forme de signal en amplification de courant (a) ou de charge (b) pour une particule au minimum et un champ uniforme.

On remarque que le signal en courant commence dès le passage de la particule. La rapidité des détecteurs est en fait limitée par les performances pratiques des préamplificateurs. Du fait de l'absence d'amplification interne, les quantités de charge produites sont faibles et on ne peut utiliser le front du signal que dans le cas de particules très ionisantes. La résolution temporelle est pratiquement limitée par le temps de dérive qui est typiquement de quelques nanosecondes pour une centaine de microns d'épaisseur dans le silicium avec un champ moyen de 10^4 V/cm. Ici encore, c'est le bruit qui est le facteur limitatif.

6.2 Effet plasma

Dans tout ce qui précède, nous avons toujours supposé que le champ électrique dans le détecteur n'est pas affecté par les charges générées par la particule incidente, et de même, que ces charges n'ont pas d'interaction. Ce n'est pas toujours vrai. Les particules lentes peuvent induire des densités de charge localement très élevées qui perturbent le champ extérieur. Le mouvement des charges tend à diminuer localement le champ et peut même l'annuler. Cet effet se traduit par un ralentissement de la collecte des charges et peut conduire à la perte d'une partie des charges par recombinaison. Ces deux effets sont observés avec des ions lourds dans les détecteurs silicium. La diffusion latérale tend par contre à

diminuer la densité et favorise la collecte. L'ensemble de ces processus est compliqué à analyser. Ils constituent l'effet plasma /47-48/. On les retrouve dans les détecteurs à semiconducteurs amorphes même pour des alphas et des protons ayant des énergies de l'ordre du MeV.

6.3 Rôle de la recombinaison.

Dans la plupart des détecteurs désertés en silicium ou germanium, la recombinaison est négligeable parce que les temps de collecte sont courts devant les durées de vie. La situation est plus complexe dans les détecteurs partiellement désertés. En effet, le champ électrique n'est pas strictement nul dans la région avoisinant la zone désertée. Il y a donc souvent une zone supplémentaire qui participe à la formation du signal et dans laquelle la collection de charge est en fait limitée par la recombinaison /15/. Dans les semiconducteurs à courtes durées de vie, la recombinaison doit être prise en compte. On note qu'elle affecte la charge induite d'une façon qui dépend non seulement du chemin parcouru par les paires électron-trou, mais de la vitesse de leur déplacement. Il faut donc connaître exactement le profil du champ électrique pour résoudre l'équation du mouvement des charges et calculer la probabilité de recombinaison. Les choses deviennent plus simples lorsque la recombinaison se fait sur des pièges, si l'on peut considérer que le piégeage est le phénomène le plus rapide. En particulier, dans le cas limite d'un champ uniforme, on voit que la charge induite par un électron créé en z_0 est ("formule de Hecht") :

$$Q = \frac{q}{d} \int_0^{z_0} \exp \left(-\frac{t(z)}{\tau_c} \right) dz = \frac{q}{d} \int_0^{z_0} \exp \left(-\frac{z - z_0}{\mu_e \tau_c E_z} \right) dz = \frac{q}{d} \mu_e \tau_c E_z \left(1 - \exp \left(-\frac{z_0}{\mu_e \tau_c E_z} \right) \right)$$

(N.B. le piégeage affecte les porteurs indépendamment les uns des autres ; il est donc plus simple que la recombinaison radiative qui affecte des paires. Selon les temps caractéristiques des différents phénomènes par rapport à la constante d'intégration, on sera sensible à l'un ou l'autre d'entre eux.)

6.4 Les sources de bruit

On peut les classer en trois grandes catégories : 1/ les fluctuations du signal dues aussi bien aux fluctuations de la perte d'énergie qu'à celles du nombre de paires collectées pour une perte d'énergie donnée, 2/ les fluctuations du courant inverse et le bruit généré dans le semiconducteur et aux interfaces, 3/ le bruit équivalent du premier étage de préamplification. Les fluctuations de la perte d'énergie ont été évoquées au §5. Elles expliquent entièrement les résultats observés sans qu'il soit nécessaire d'introduire une dispersion supplémentaire du nombre de paires collectées. Elles ne sont d'ailleurs pas spécifiques des détecteurs à semiconducteurs sauf en ce qui concerne les très faibles épaisseurs de matière mises en jeu. Nous allons examiner les deux autres sources de bruit.

De nombreux phénomènes contribuent à engendrer du bruit aux bornes d'un dispositif à semiconducteur/49-50/. L'injection de porteurs par les électrodes, et la génération thermique de paires électron-trou dans les zones de charge d'espace sont des facteurs dominants dans les détecteurs. Il s'y ajoute la diffusion depuis les zones neutres dans le cas de détecteurs incomplètement désertés. Enfin les contacts sont la source de bruits qui dépendent souvent de la technologie, dont l'analyse est complexe et que nous incluerons faute de mieux dans la catégorie des bruits " en 1/f " /51/du fait qu'ils ont des caractéristiques spectrales différentes des premières sources.

6.5 Rapport signal sur bruit

Afin d'examiner le rôle des différents paramètres d'un détecteur sur ses performances, il faut effectuer une analyse du rapport signal sur bruit. Les analyses complètes sont en général spécifiques d'un détecteur et surtout d'un circuit de préamplification. Nous utilisons ici un modèle simple /52/dans lequel on suppose que le premier étage de préamplificateur est un FET parfait et qu'un circuit de mise en forme RC-CR est placé derrière le préamplificateur. Ceci permet de définir une bande de fréquences dans le domaine spectral de façon plus réaliste que par des coupures abruptes. Les constantes de temps des deux circuits RC sont a priori quelconques, mais nous nous plaçons ici dans le cas où elles sont égales à τ . C'est le seul paramètre ajustable pour optimiser le rapport signal sur bruit une fois qu'on a choisi le détecteur et le FET. Le schéma de principe est celui de la figure 27.

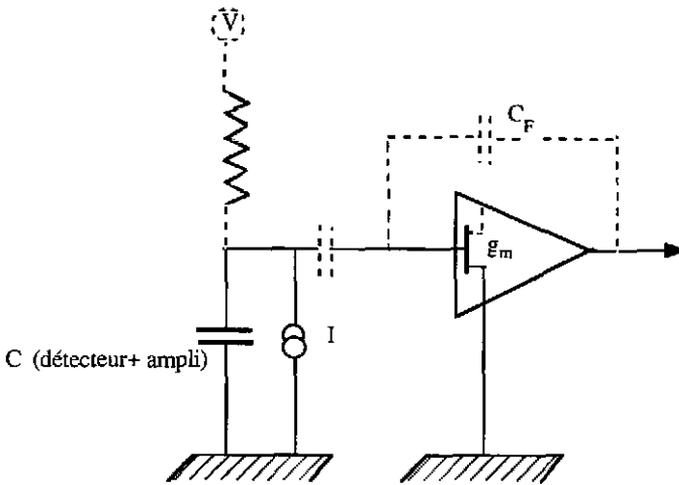


Figure 27 : Schéma de principe du circuit utilisé pour analyser le rapport signal / bruit.

On montre que la valeur quadratique moyenne du bruit en tension ramené à l'entrée du FET est :

$$v_n^2 = \frac{kT}{3 \tau g_m} + \frac{q \tau I}{4 C^2} \quad (56)$$

La capacité C est la capacité totale (détecteur + préampli), g_m la transconductance du FET et I est le courant inverse dans le détecteur. On peut comprendre cette expression comme la somme quadratique de deux contributions indépendantes. La première est le bruit thermique équivalent du FET d'entrée et la seconde est le bruit de grenaille du courant de fuite. On a négligé le bruit lié à la résistance de charge du détecteur ainsi que le bruit en $1/f$. Si l'on considère le cas d'une particule au minimum d'ionisation et que l'on admet que toutes les paires créées sont collectées, alors la tension du signal vaut :

$$v_s = \frac{q}{e} \frac{dx}{\epsilon_p} \frac{w}{C} \quad (\text{avec } e = 2.7182\dots) \quad (57)$$

Le facteur $1/e$ représente la diminution de l'amplitude du signal due au filtre et w est la largeur de zone désertée. On remarque sur (56) qu'il y a une valeur optimale de τ . (Les grandes constantes d'intégration augmentent évidemment la contribution du courant de fuite et les très petites, celle du bruit haute fréquence du préampli.) La valeur optimale est donnée par :

$$\hat{\tau} = 2C \sqrt{\frac{kT}{3 q I g_m}} \quad (58)$$

mais on peut être amené à travailler loin de la valeur optimale pour des raisons de technologie.

Lorsque le matériau et la structure ont été choisis, on peut voir à l'aide de ces formules, comment varie le rapport signal sur bruit en fonction des paramètres géométriques, l'épaisseur active du détecteur, que nous noterons w (comme l'épaisseur de la zone désertée) et la surface S du détecteur élémentaire ou du

pixel en supposant que le temps τ est choisi a priori. Ce rapport est toujours une fonction croissante de l'épaisseur et décroissante de la surface. En particulier on peut voir que si le bruit est dominé par le terme de courant, le rapport S/B varie comme $\sqrt{(w/S)}$ si le courant est essentiellement un courant de génération, et en w/\sqrt{S} si c'est un courant de diffusion. Si au contraire c'est le bruit de préampli qui domine, on a $S/B \approx (w^2/S)$. Dans tous les cas les grandes épaisseurs et les petites surfaces sont favorisées.

6.5.1 Jonctions p-n

Rappelons que le courant inverse dans une jonction p-n en polarisation inverse et fortement désertée est essentiellement un courant de génération thermique de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace et on a vu que ce courant est donné par (33) :

$$I = q n_i w / 2\tau \quad (59)$$

Dans des jonctions peu désertées, comme les cellules solaires, on attend au contraire une contribution dominante du bruit de diffusion, à laquelle s'ajoute un bruit d'interface lié à la technologie de réalisation de ces dispositifs. Le bruit dans ces structures a été étudié en détail /54/

6.5.2 Jonctions Schottky

L'interface métal-semiconducteur est capable d'injecter des porteurs dans la zone de charge d'espace et on a vu qu'il s'agissait d'un phénomène d'émission thermo-électronique. Le contact lui-même génère un bruit dit de "scintillation d'interface" /50/. Le bruit de génération s'ajoute évidemment aux deux termes précédents.

6.5.3 Jonctions MIS ou MOS

Il n'y a pas dans ce cas de courant inverse, mis à part celui à travers l'isolant, normalement faible. Cependant on peut considérer le semiconducteur de ces dispositifs comme le siège de deux courants égaux et opposés (nous avons vu qu'il est en équilibre) donnant lieu à des fluctuations indépendantes et qui s'ajoutent. Pour de grandes zones désertées, le bruit est donc un bruit de génération auquel doit s'ajouter quadratiquement un bruit de recombinaison de même grandeur.

6.5.4 Bruit d'interfaces

Certains dispositifs présentent parfois un bruit très supérieur à la normale et qui a des caractéristiques spectrales qui le rendent identifiables à l'oscilloscope (bruit "pop-corn" par exemple). Une source possible de ces bruits est l'existence de micro-décharges (appelées aussi micro-plasma) qui se produisent probablement dans des zones de champ très élevées ou de petites avalanches peuvent être induites aléatoirement. On peut imaginer que la présence de petits défauts de surface est la cause de ces phénomènes. Une autre cause d'excès de bruit est liée à la présence d'états profonds aux interfaces associés par exemple à des liaisons chimiques brisées ou défectueuses à la frontière du cristal et du métal. On connaît souvent des méthodes empiriques de passivation des surfaces pour réduire ces bruits, sans qu'il soit toujours possible d'expliquer pourquoi elles marchent...

7-LES MATERIAUX SEMICONDUCTEURS

De très nombreux matériaux semiconducteurs ont été étudiés /55/, mais seul un petit nombre est fabriqué industriellement et parmi ceux-ci le silicium est de loin le plus utilisé. Pour les applications qui ne demandent que de petites quantités de matériaux, l'emploi de semiconducteurs non-industriels est possible. C'est pourquoi un large effort de recherche a été accompli pour trouver des matériaux mieux adaptés que le silicium à des fonctions particulières comme la détection des γ ou la spectrométrie d'ions lourds. Parmi les paramètres qui entrent en ligne de compte, il y a tout d'abord la bande interdite. Elle définit, à travers les relations (42) et (43), la quantité de charge maximum que peut produire une particule. Mais elle intervient également dans le courant de fuite, soit directement, comme dans la hauteur de barrière (37), soit indirectement à travers la durée de vie. En effet les matériaux à très grande bande interdite ont souvent beaucoup d'états profonds. On doit donc rechercher un compromis entre une petite bande interdite, beaucoup de signal mais un grand courant de fuite, et une grande bande interdite avec peu de signal et peu de courant de fuite. Ce compromis dépend évidemment de la température de fonctionnement. Pour les détecteurs de particules fonctionnant autour de 300°K, les bandes interdites

utilisables vont de 1,1eV(Si) à environ 2,5eV(CdS). A basse température, on utilise essentiellement Ge, mais InSb serait utilisable. Le numéro atomique Z, pour la détection des γ et des X, ou la masse atomique pour la résistance aux dommages d'irradiation sont d'autres paramètres à considérer. La mobilité des porteurs et leurs durées de vie conditionnent la collection de charge, en relation avec le champ électrique maximum réalisable. Le tableau 1 résume les propriétés de quelques semiconducteurs intéressants.

Tableau 1 : propriétés de quelques semiconducteurs utilisables en détection (300°K)

	E_g (eV)	$\mu_e + \mu_h$ cm ² v ⁻¹ s ⁻¹	$\tau_e + \tau_h$ (s)	ϵ_p (eV)	Ref
Si	1,12	1500+600	qq ms	3,61	/56/
Ge	0,67	3900+1800	10 ⁻³ +10 ⁻³	2,96	(90°K)/56/
C(diamant)	5,47	2000+1550	10 ⁻⁸ +10 ⁻⁸	13,2	/56/
GaAs	1,43	8500+420	10 ⁻⁷ +10 ⁻⁷	4,7	/39/
GaP	2,25	300+100	10 ⁻⁸ +10 ⁻⁸	7,8	/56/
CdS	2,42	300+50	10 ⁻⁸ +10 ⁻⁸	6,3	/56/
CdTe	1,5	≈100+≈80	10 ⁻⁶ +10 ⁻⁶	4,43	/56/
InSb	0,17	78000+750	10 ⁻⁷ +10 ⁻⁷	1,2	/56/
InP	1,27	4600+150			/58/
InAs	0,33	33000+460			/55/
HgI ₂	2,1	100+4	10 ⁻⁷ +10 ⁻⁸	4,15	/56/

Jusqu'ici la presque totalité des études a porté sur des semiconducteurs obtenus sous forme monocristalline. La possibilité d'employer un matériau dépend de beaucoup de l'existence d'une technique d'élaboration capable de fournir un matériau très pur, résistif, dépourvu de pièges, présentant une mobilité et une durée de vie suffisante et si possible dopable aussi bien en type n que p. La technique de tirage de cristaux ultra-purs dépend du matériau et conditionne une partie des propriétés de celui-ci. Dans le cas du silicium on utilise la technique de Czochralski qui consiste à tirer un monocristal à partir d'un bain du matériau liquide. Le lingot est ensuite éventuellement purifié par fusion de zone. Parmi les cristaux dont les techniques de tirage ont fait l'objet de travaux récents, citons outre l'Arséniure de Gallium (pour ses mobilités relativement élevées), le Tellure de Cadmium /60/ et l'iodure de Mercure /56/ pour leur courte longueur de radiation, et le Phosphore d'Indium /57-58/ pour la détection des neutrinos solaires par réaction β inverse.

On peut simplifier considérablement l'élaboration si l'on est capable d'utiliser des matériaux à l'état polycristallin ou microcristallin. C'est en effet la forme naturelle de beaucoup de solides qui peut être obtenue en refroidissant lentement la phase liquide. Cependant on prévoit que leurs propriétés de transport électronique risquent d'être très altérées par la présence des frontières entre grains et par les défauts cristallins générés en cours de croissance par les contraintes s'exerçant entre grains. La nécessité de produire de grandes quantités de silicium à bas coût pour les applications solaires a déclenché un grand effort pour comprendre le rôle exact de ces différents problèmes et a conduit à produire des cellules photovoltaïques dont les performances approchent celles réalisées sur monocristal. Il a été récemment démontré que ces cellules pouvaient être employées en détection, au moins dans des applications qui ne demandent pas une grande uniformité de réponse. L'un des intérêts des matériaux non-cristallins est qu'ils peuvent être produits par des techniques de couches minces qui, d'une part évitent les coûts liés aux opérations de sciage des lingots et de polissage des plaquettes et qui, d'autre part, peuvent permettre la réalisation de structures plus complexes. Pour l'instant ces techniques permettent d'abaisser les coûts, mais n'autorisent pas la production de grandes surfaces unitaires. Cependant des méthodes adaptées aux grandes surfaces en matériau polycristallin sont à l'étude /62/. Nous reviendrons plus loin sur ce point avec un autre type de matériaux semiconducteurs, les amorphes. Rappelons pour conclure qu'il existe aussi de nombreux semiconducteurs organiques dont le développement est, pour la plupart d'entre eux, au niveau de la recherche.

8-NOUVELLES STRUCTURES DE DETECTEURS

Les détecteurs à semiconducteurs ont d'abord été utilisés pour la spectroscopie nucléaire. Leur intérêt dans ce domaine est lié à la faible valeur de l'énergie moyenne de création de paires (2,96 eV dans Ge, 3,6 eV dans Si) comparée à celle des détecteurs à gaz (28 eV dans CH₄, 41 eV dans He). Ce facteur se répercute directement sur la résolution, c'est à dire sur la précision de mesure de l'énergie de particules totalement absorbées dans le détecteur. Le Germanium en particulier permet la mesure de l'énergie des gammas dans la gamme des MeV avec une résolution qui atteint 10 KeV à 10 MeV. Le développement de ce type de détecteur a été lié à la technique de la compensation au Lithium qui permet d'utiliser des épaisseurs déplétées de quelques cm, mais exige de garder les détecteurs à la température de l'azote liquide en permanence. Ces détecteurs sont maintenant des produits industriels et une abondante littérature leur a été consacrée./17/ /18/ Les développements récents ont porté sur l'amélioration de la résolution et des conditions d'emploi. En particulier, celui de détecteurs Germanium quasi-intrinsèques qui échappent à la contrainte du stockage à basse température, celui de détecteurs au Silicium compensé au Lithium (Si(Li)) et enfin celui de nouveaux matériaux comme CdTe ou HgI₂, plus efficaces pour la détection des gammas /56/. Les détecteurs à localisation constituent un autre domaine de développement, plus proche des exigences de la physique des Hautes Energies, mais qui concerne aussi les autres domaines d'application et qui devrait connaître des progrès considérables.

8.1 Les détecteurs à micro-pistes (microstripes)

L'idée de diviser l'électrode d'un détecteur en petits éléments pour obtenir une information sur la localisation du passage des particules est aussi ancienne que ces détecteurs (Voir par exemple /108/). Selon la taille des électrodes élémentaires, et selon leur nombre, les problèmes techniques de préamplification et de lecture sont bien différents. On appelle micro-pistes les électrodes divisées en bandes étroites (moins de 1mm) et permettant une localisation à une dimension. Les électrodes organisées en mosaïques d'éléments carrés ou hexagonaux de taille supérieure à quelques millimètres carrés sont en général appelés damiers. Enfin on parle de pixels (= picture element) lorsqu'il s'agit de très petits éléments, généralement associés à une structure de préamplification ou de sélection réalisée sur le détecteur lui-même. Pour une épaisseur de détecteur donnée, diminuer la surface élémentaire est favorable au rapport signal sur bruit puisqu'on diminue la capacité et le courant inverse sans toucher au signal. Par ailleurs, la technologie du silicium se prête particulièrement bien à la réalisation de telles structures : les plaquettes (wafers) standard ont environ 300 μm d'épaisseur, qui est justement ce que l'on peut désigner dans le silicium "de qualité détecteur". La dimension maximum est limitée par le diamètre des lingots, usuellement 10 ou 14cm. (on peut évidemment scier les lingots dans le sens longitudinal pour obtenir plusieurs décimètres carrés de surface, mais, d'une part, on s'écarte du processus industriel et, d'autre part, les hétérogénéités longitudinales de dopage résiduel en limitent l'emploi). La réalisation d'électrodes divisées est une opération simple avec les techniques de micro-lithographie et plus précisément avec la technique planar /10/. La technologie existante autorise de très petites pixels : il n'y a pas de difficulté majeure pour réaliser des surfaces élémentaires de 10 x 10 μm^2 , compatibles avec la localité de la création de paires (§5). Par contre la connectique et le coût des préamplificateurs deviennent des problèmes sérieux lorsque la densité de pixels augmente.

Les détecteurs à micro-pistes réalisent un compromis viable entre une bonne localisation et un nombre raisonnable de voies. /109//110/ Avec cette technique, chaque détecteur n'assure la localisation que pour une dimension. Il faut donc en associer deux pour avoir une localisation en (x,y). On peut aussi déposer des pistes croisées sur chaque face du détecteur. Cette dernière méthode est d'ailleurs la seule utilisable avec des particules non pénétrantes. Il faut enfin pouvoir lever les éventuelles ambiguïtés associées aux impacts multiples, soit par l'information issue d'autres détecteurs, soit dans certain cas par une bonne résolution temporelle. Avec un pas de 20 μm entre pistes on obtient une résolution mesurée de l'ordre de 5 μm . /63/ Pour limiter le nombre de voies d'amplification, (500 par cm de détecteur dans ce cas), il est tentant d'utiliser une technique analogique. La division de charge résistive a été utilisée depuis fort longtemps. Elle consiste à relier les électrodes entre elles par des résistances et à lire les charges qui apparaissent aux deux bouts de la chaîne. Plus simple encore, on peut déposer une couche résistive sur toute la surface du détecteur. De telles structures sont utilisables et permettent une localisation en une ou deux dimensions lorsque le signal est intense, c'est à dire dans des applications où l'on détecte des flux et non des particules distinctes. Il suffit alors de quatre amplificateurs reliés à quatre électrodes linéaires déposées sur le périmètre du détecteur /64/. Une autre technique, la division capacitive évite le bruit supplémentaire dû aux résistances et se réalise facilement en ne connectant qu'une piste sur n à un préamplificateur. Les pistes étant naturellement couplées capacitivement, il n'est pas nécessaire d'ajouter des capacités. On peut comprendre le fonctionnement de ce montage en considérant que l'effet d'une

particule est de décharger l'une des capacités d'un réseau de capacités (Figure 28) dont deux extrémités sont des amplis de charge /65/c.

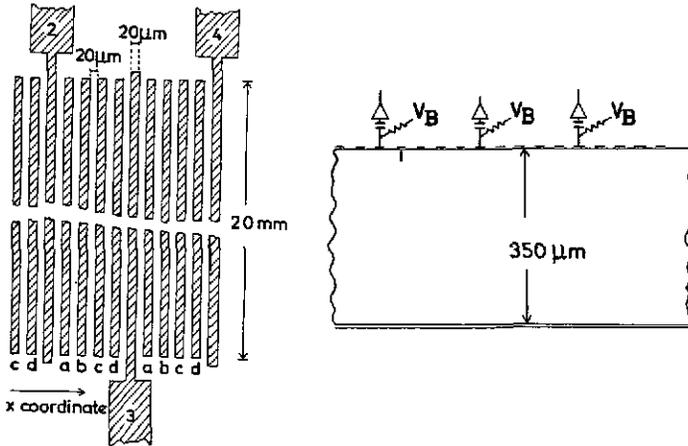


Figure 28 : Principe d'un détecteur micropistes

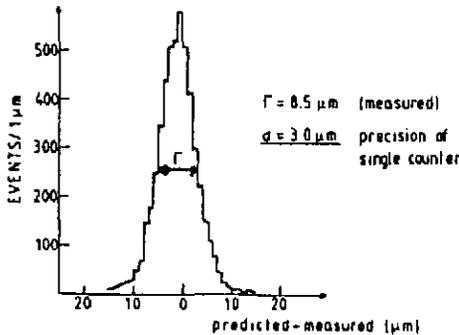


Figure 29 : Résolution obtenue avec un détecteur micropistes à pas de 20 μm

Ces détecteurs ont trouvé un domaine d'application privilégié pour la localisation des traces au voisinage de l'interaction primaire. Ils peuvent même servir de cible pour des expériences sur faisceau /65/b et être associés en piles afin de suivre les trajectoires /41/ /66/. Leur principale limitation tient évidemment à la difficulté de lire de très faibles charges (30 000 charges, soit moins de 5fC) sur un très grand nombre de voies. Il y a plusieurs approches technologiques pour tenter de résoudre ce problème : l'une consiste à emprunter à la technique des circuits hybrides pour rapporter sur le détecteur ou sur un substrat commun des préamplificateurs réalisés par les techniques standard d'intégration. Dans cette optique, plusieurs microcircuits regroupant de 16 à 128 voies de préamplification à bas bruit avec la mémorisation et le multiplexage ont été développés /67/. L'association de plusieurs détecteurs de quelques dizaines de cm^2 chacun est également possible et on peut penser que cette voie qui ne fait appel qu'à des technologies éprouvées poursuivra son développement. Une autre approche consiste à intégrer sur le détecteur lui-même la préamplification et une partie des circuits de lecture. Séduisante pour l'esprit, cette voie pose des problèmes de développement considérable ; malgré les apparences, la réalisation de détecteurs et celle de circuits intégrés ne sont pas des techniques complètement compatibles ; le matériau de départ est différent et le traitement (process) du circuit intégré ne préserve par automatiquement les qualités du matériau.

D'autres difficultés existent : un taux de production de circuits intégrés corrects de seulement 10% peut être acceptable sans catastrophe économique si la valeur ajoutée est assez élevée. C'est plus difficile à envisager si les substrats sont des détecteurs. Enfin et surtout, détecteurs et microcircuits ne sont habituellement pas développés par les mêmes industriels dans les mêmes salles blanches! Seuls des centres universitaires bien équipés semblent vouloir et pouvoir progresser sur cette voie ambitieuse./68/

8.2 Détecteurs à damiers (pads) et calorimétrie.

On ne cherche pas toujours la résolution ultime. La calorimétrie de particules de haute énergie s'accorde bien de détecteurs ayant une résolution de l'ordre du cm^2 /69/. On se trouve devant un problème inverse du précédent. C'est le rapport signal sur bruit qui limite la surface élémentaire des détecteurs à quelques cm^2 (silicium de $300\mu\text{m}$). Par contre les problèmes de connectique se simplifient, mais le coût devient une préoccupation essentielle dans la mesure où les surfaces que l'on souhaite couvrir s'expriment en dizaines de m^2 (voire en hectares!) Il semble aujourd'hui que la limite inférieure de coût soit d'une dizaines de francs par cm^2 . A titre de comparaison, les cellules solaires reviennent à environ 0,2 franc/ cm^2 , mais ce sont des dispositifs très simples réalisés sur un matériau de très faible coût et produits massivement ($300\,000\text{m}^2$ par an).

8.3 Les détecteurs à CCD

Les Dispositifs à Transfert de Charge (DTC ou Charge Coupled Devices, CCD)/70-73/ constituent une famille de dispositifs qui utilisent un même principe pour des fins différentes : les premiers sont des registres à décalage /74/ et les seconds sont des capteurs optiques qui associent une fonction capteur avec des registres à décalage de type CCD. Parmi ces capteurs optiques, ceux qui ont été développés pour la télévision, et qui remplacent progressivement les tubes vidicons des caméras portables, sont les plus intéressants parce qu'ils sont bidimensionnels et contiennent sur un même micro-circuit la préamplification et la lecture. La façon la plus naturelle de faire un détecteur à localisation consiste à réaliser une matrice de détecteurs élémentaires ou pixels et à les connecter dans un arrangement par lignes et par colonnes de façon qu'en sélectionnant une ligne i et une colonne j on vienne lire le détecteur (i,j) . Plusieurs capteurs optiques expérimentaux ont utilisé ce principe /75/. Ils ont été abandonnés au profit des CCD, notamment parce que la capacité vue par l'entrée du préamplificateur est celle d'une ligne ou d'une colonne, ce qui conduit à un bruit inacceptable dès que le nombre de pixels devient grand (en imagerie TV, on vise de 10^4 pixels à 10^6 pixels pour la couleur et près de 10^7 en haute définition)

Les CCD sont des dispositifs MOS dont chaque pixel est une capacité MOS désertée (§4.5) qui constitue une mémoire. Les pixels sont arrangés en ligne et la charge stockée dans chaque pixel peut être transférée vers le pixel voisin en commutant les potentiels des cellules voisines comme l'indique la figure 30. A la fin de la ligne, les charges défilent sous une électrode particulière qui est la grille d'un MOSFET à faible bruit. Le transfert de pixel à pixel est commandé par des horloges et le signal de sortie est donc l'image sérialisée du contenu en charge de tous les pixels. On réalise ainsi tout le read-out de la ligne avec un seul transistor. De plus, la capacité vue par ce transistor est celle du dernier élément et non comme avec les CID, celle de toute une ligne, d'où un bien meilleur rapport signal sur bruit.

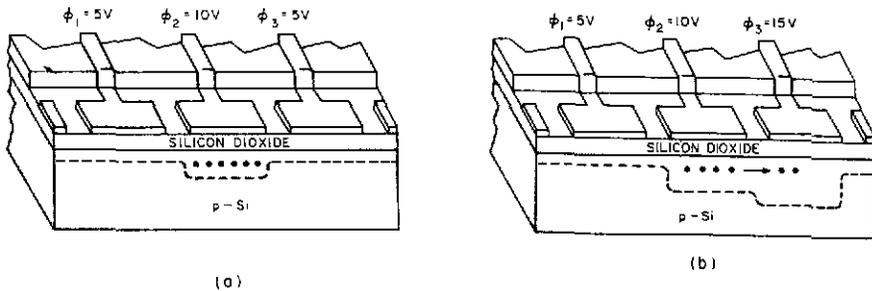


Figure 30 : Principe du transfert de charge.

On réalise un CCD à deux dimensions en associant autant de lignes de CCD qu'il le faut. Les CCD destinés à l'imagerie utilisent une ligne de CCD supplémentaires pour y transférer toutes les lignes à la

fréquence du balayage ligne et sérialiser ainsi la totalité des pixels (Cf ci-dessous le détail du processus). Il existe plusieurs autres méthodes d'organisation du transfert. L'unique transistor amplificateur délivre directement un signal vidéo. Malgré la simplicité des principes les CCD sont des circuits extrêmement sophistiqués. En pratique, les charges ne sont pas transférées en surface, mais dans un canal implanté de façon à éviter les problèmes de piègeage en surface. On évite la diffusion de ligne à ligne par l'implantation de zones dopées qui créent un potentiel confinant les charges dans une ligne. La fonction de détection optique est séparée de la fonction de transfert. Finalement les CCD industriels sont des circuits de petite dimension (inférieure au cm^2) qui ne sont pas facilement utilisables tels quels en détection de particules. Les CCD spécialement conçus pour la détection risquent de ne pas bénéficier de l'effet de production de masse sur les coûts et de rester des dispositifs coûteux. La possibilité de d'utiliser des CCD en détection de particules au minimum a été démontrée en 1983, /41/. Dans le dispositif considéré, figure 31, les lignes sont verticales et sont simultanément transférées, d'un pixel à la fois vers le CCD inférieur. La fréquence de l'horloge I est la fréquence ligne (lente). Les phases de l'horloge R rapide assurent le transfert vers l'amplificateur de sortie. Les pixels mesurent $22 \times 27 \mu\text{m}$. La précision mesurée de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ et la résolution entre traces de $40 \mu\text{m}$. Pour détecter le minimum d'ionisation, et diminuer le bruit de génération, le dispositif est employé refroidi à l'azote liquide. Le temps de lecture est de 50ms.

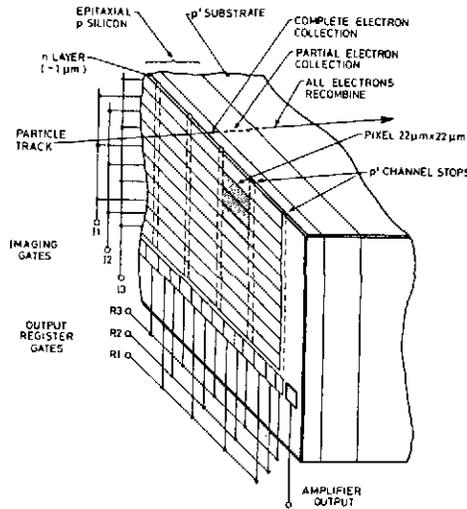


Figure 31 : Détecteur CCD (d'après /24/)

8.4 Chambres à dérives solides

Devant la complexité de réalisation de composants qui ont des millions de pixels, il est tentant d'avoir recours à des méthodes analogiques, d'autant que les CCD sont au départ des composants en partie analogique, puisque la charge transférée n'y est jamais quantifiée. Deux approches indépendantes ont été conduites dans cette voie. Partant des CCD optiques, le LEP /25/ a développé les RGS (Resistive gate sensor) où le transfert le long d'une ligne est réalisé par un gradient de champ électrique et non en commutant des potentiels. Un des objectifs visés était de réaliser des détecteurs d'électrons lents (quelques Kev) tels que les produisent les intensificateurs d'image. La conversion de ces électrons en paires électron-trou dans un détecteur à localisation en silicium donne un coefficient d'amplification qui atteint facilement 1000 (pour 3,6 KV) /64/. La technique a semble-t-il été abandonnée après des essais prometteurs pour des raisons de marché. Les chambres à dérive solides procèdent d'une approche différente /76/. Dans ces dispositifs, les électrons des paires créées par les particules sont confinés dans l'épaisseur d'une tranche de silicium à haute résistivité (Figure 32). Un champ longitudinal fait dériver latéralement ces électrons et assure en même temps l'extraction des majoritaires, donc la désertion. Avec un champ de 150V/cm , la vitesse de dérive est de $2 \mu\text{m/ns}$ et la précision de localisation atteint $10 \mu\text{m}$. Il est possible d'obtenir une localisation en deux dimensions en segmentant l'électrode de collection.

3ème, nième voisins croît avec leur éloignement, il n'y a pas d'ordre à longue distance /79/. On peut construire mentalement des réseaux continus aléatoires (Figure 33(a)) qui satisfont, mais pas de façon unique, à ces trois conditions. L'état amorphe ne correspond pas à la configuration la plus stable. On peut transformer un amorphe en cristallin par recuit, mais on ne peut pas passer continuellement d'un amorphe à un cristal par réarrangement local.

Les amorphes sont étudiés depuis fort longtemps. La première mention du silicium amorphe semble remonter au chimiste français, J. Ogier en 1879 /80/. Cependant ce matériau ne rencontra pas grand intérêt, jusqu'au moment (1970) où il fut produit sous forme hydrogéné : a-Si:H /81/ par la méthode de décomposition du silane dans un plasma. (§9.2.1). En effet, dans sa forme non hydrogénée, le silicium amorphe comporte un nombre important de liaisons anormales. En particulier, les liaisons non saturées, correspondent à des états quantiques susceptibles de lier un électron et sont donc des pièges dans la bande interdite, dont la densité peut facilement atteindre quelques %. Lorsque le matériau est élaboré en présence d'hydrogène, celui-ci sature les liaisons "pendantes" (dangling bonds) et on a constaté expérimentalement que a-Si:H avait un comportement de semiconducteur. Ce n'est cependant qu'en 1975, lorsque que Spear et Lecomber /82/ démontrèrent la possibilité de le doper que l'on réalisa les potentialités de ce nouveau matériau. Peu de temps après Carlson et Wronski (1976) réalisèrent la première cellule solaire /83/. A partir de cette époque, une intense activité de recherche fondamentale et de R&D industrielle prit place en Europe, aux USA et au Japon. D'abord exclusivement tournée vers la réalisation de cellules solaires ou plus précisément de petits générateurs d'énergie utilisant la lumière, elle s'est diversifiée dans les cinq dernières années et c'est aujourd'hui une activité industrielle dont le chiffre d'affaires est de 500 10⁶\$ par an /84/. Parmi les thèmes d'applications, on peut citer :

- la conversion photovoltaïque, initialement confinée aux petits générateurs d'énergie dans le domaine du μ W au W, elle touche maintenant les centrales de plusieurs MW. La production annuelle mondiale est estimée à 20.000m² (1987) /85/.

- les écrans plats pour la télévision. Commerciaux en 6" et 9" ces écrans sont des afficheurs à cristaux liquides dont chaque pixel est commandé par un transistor en couche mince (TCM ou TFT comme Thin Film Transistor) réalisé en silicium amorphe /86/.

- les capteurs optiques. Des capteurs linéaires comportant plus de 2000 photodiodes dans une barette de 21cm, sont déjà au niveau industriel et sont utilisés pour des télécopieurs, photocopieurs numériques ou "scanners" (lecteurs optiques numériques). Ils évoluent vers une intégration complète des fonctions de sélection et de lecture. L'extension de ces capteurs au format A4 est un projet qui mobilise fortement les industriels du domaine.

- d'autres applications comme les tambours photosensibles pour photocopieurs ou encore les cibles de tubes vidicons sont au stade préindustriel.

En suivant l'histoire de beaucoup de ces applications, on peut voir que le démarrage se fait souvent en imitant une technologie cristalline pré-existante, mais que le développement se fait ensuite par des voies qui sont spécifiques des qualités et des défauts du silicium amorphe.

9.1.1 La structure de bandes dans les amorphes

Le mécanisme de formation des bandes d'énergie, tel que nous l'avons décrit au §1 n'est pas spécifique des matériaux cristallins. Il repose sur la levée de la dégénérescence des niveaux atomiques qui dépend surtout de l'interaction entre premiers voisins. La périodicité du réseau cristallin n'intervient que lorsque l'on considère le passage à $N \rightarrow \infty$, N étant le nombre d'atomes : si le milieu est périodique, la densité d'états est nulle dans la bande interdite. Par contre dans un milieu désordonné, la densité d'états décroît très vite en bord de bande mais ne s'annule pas. On considère que les "queues" de bande décroissent exponentiellement des bords de bande vers le centre de la bande interdite. Figure 33(b). Un autre effet contribue à créer une densité d'états dans le centre de la bande interdite, ce sont les liaisons pendantes. On montre en effet qu'il leur correspond des états en milieu de bande. On sait que ces états jouent un rôle majeur dans la durée de vie des porteurs et on utilise fréquemment la densité d'états au niveau de Fermi comme le premier indicateur de qualité des matériaux amorphes. Dans le silicium, les bons matériaux ont typiquement une densité d'états (profonds) de quelques $10^{15} \text{cm}^{-3} \text{eV}^{-1}$. Bien que l'interaction Si-Si soit a priori la même dans le cristal et dans l'amorphe, on observe une grande différence dans la largeur de bande interdite (1,1eV dans le cristal et 1,75eV dans l'amorphe pour le silicium) et une forte dépendance entre le contenu en Hydrogène et E_g qui varie de 1,4eV à 1,8eV lorsque le contenu en hydrogène varie de 0 à 18%. On observe également, un changement important dans l'absorption optique qui révèle la disparition de la règle de sélection en k . Celle-ci n'a plus lieu de s'appliquer puisque k n'est plus un bon nombre quantique du fait de l'absence d'invariance par translation.

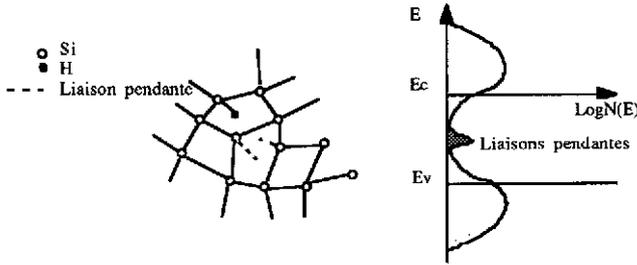


Figure 33: (a) Le réseau continu aléatoire, (b) Densité d'états dans le silicium amorphe

9.1.2 Etats localisés et délocalisés

Que le milieu soit ordonné ou non, on peut toujours imaginer que l'on ait résolu le modèle des liaisons fortes pour une valeur grande mais finie de N et que l'on ait trouvé N fonctions d'onde, combinaisons linéaires des N fonctions d'onde atomiques correspondant à un même état quantique. Ces fonctions d'onde s'étendent dans tout le solide et semblent donc délocalisées. Cependant l'analyse fine de telles fonctions d'onde /87/ a amené à préciser cette notion et à introduire une énergie critique, le seuil de mobilité E^*_c , au dessus de laquelle les fonctions d'onde sont délocalisées. Dans ce qui suit, nous confondrons ce seuil de mobilité et le bord inférieur E_c de la bande de conduction, et nous dirons donc que les états de queue de bande sont localisés, tout comme d'ailleurs les états profonds dus à des impuretés ou aux liaisons pendantes.

9.1.3 Mécanismes de transport

L'existence des états localisés de queue de bande perturbe fortement les mécanismes de conduction. En effet les porteurs peuvent être piégés dans ces états avec une probabilité d'autant plus grande qu'il s'agit d'états proches de E_c . Une fois piégés, ils peuvent soit être réémis thermiquement dans la bande de conduction, soit sauter par effet tunnel vers un autre état de queue de bande proche (dans l'espace et en énergie). Ce dernier mécanisme, dit de "hopping", est prédominant à basse température, mais on le considère comme négligeable à la température ordinaire. Le transport s'effectue donc, à la température selon le modèle illustré par la figure 34 qui correspond au modèle de multi-piégeage /88/.

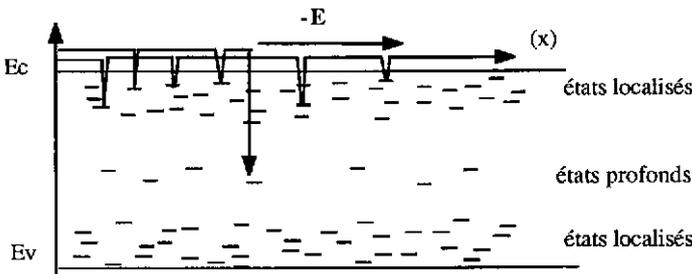


Figure 34 : Le transport électronique dans le modèle de piégeage multiple.

Puisque les porteurs ne se déplacent que lorsqu'ils sont dans la bande de conduction (ou plus précisément, au dessus du seuil de mobilité) on voit que leur mobilité moyenne ou mobilité "de dérive" est diminuée par rapport à la mobilité de bande de conduction par un facteur qui est simplement la fraction de leur temps passé dans la bande de conduction, soit :

$$\mu_d = \mu \frac{t_c}{t_c + t_p} \tag{60}$$

(t_c est le temps passé dans la bande de conduction et t_p le temps total passé dans les pièges)

Ce facteur dépend de la température et on voit que la mobilité est thermiquement activée, puisque la probabilité de piégeage à l'énergie E_p est $P_p(E_p) = v \sigma(E_p) N(E_p)$, qui ne dépend de T qu'à travers v , alors que la probabilité de dépiégeage dépend exponentiellement de la température : $P_{dep}(E_p) = n_0 \exp(-(E_c - E_p)/kT)$. Une autre conséquence est que les porteurs qui se sont piégés à une profondeur dans la bande interdite très supérieure à kT ont peu de chances d'être réémis. Si on injecte un paquet d'électrons en $z = 0$, au temps $t = 0$, on peut calculer à l'aide du modèle de multipiégeage comment évolue ce paquet. A basse température, le résultat est très différent du transport avec diffusion dans un cristal ; en effet le paquet s'étale dans l'espace de façon dissymétrique, son front correspondant aux électrons qui n'ont jamais été piégés, et la queue aux électrons piégés profondément. On dit que le transport est *dispersif*. A la température ordinaire cependant, et dans les conditions usuelles, on peut considérer le transport comme *non dispersif*. Dans ce cas, on fait souvent l'approximation que tout se passe comme s'il y avait diffusion avec un coefficient de diffusion effectif $D_d = \mu_d kT/q$. Le piégeage profond est traité comme la perte d'une fraction des porteurs et pris en compte par une durée de vie de piégeage profond. Ces approximations sont d'une validité très limitée et il faudrait en principe analyser de façon détaillée chaque situation. Cela reste à faire pour les détecteurs.

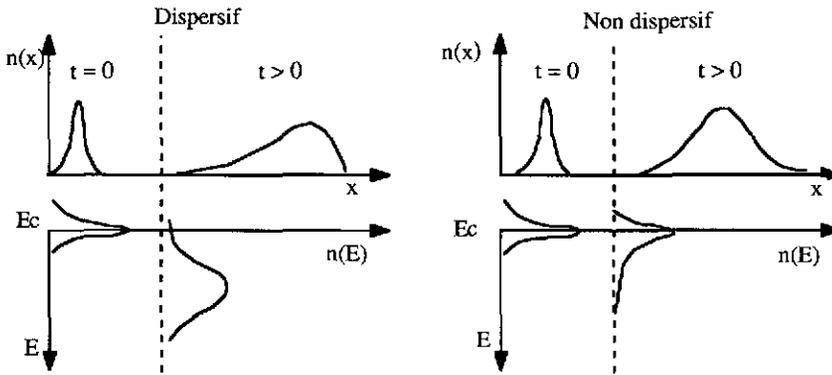


Figure 35 : transport dispersif et non dispersif.

Valeurs des mobilités et durées de vie dans le silicium amorphe hydrogéné à 300°K :

$$\begin{aligned} \mu_e &= 1 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} & \tau_e &= 10^{-5} \text{ s} \\ \mu_h &\approx 0,1 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} & \tau_h &= 10^{-7} \text{ s} \end{aligned}$$

9.1.4 Jonctions

Alors que les états de queue de bande contrôlent le transport, les états profonds contrôlent la courbure de bande d'une façon un peu analogue aux impuretés dopantes. (ceci ne s'applique en toute rigueur qu'aux situations de faible injection qui intéressent les détecteurs) Considérons un milieu intrinsèque. Le niveau de Fermi se trouve proche du milieu de bande interdite et les états de piège situés en dessous de $E_f - kT$ sont pratiquement tous occupés. Dans cette situation d'équilibre, le milieu est évidemment électriquement neutre. Au voisinage d'une interface quelconque, ou en présence de champ et à l'équilibre, les bords de bande se déplacent par rapport au niveau de Fermi, le déplacement au point d'abscisse z , $\Delta E(z)$, étant égal à $-qV(z)$ à une constante près. Pour un déplacement vers le bas, $\Delta E(z) < 0$, les pièges profonds, compris entre E_f et $E_f + \Delta E(z)$, se remplissent et deviennent négatifs. Pour un déplacement vers le haut, au contraire, les pièges compris entre E_f et $E_f - \Delta E(z)$ se vident et deviennent positifs. On se rappelle que la densité d'états profonds est de l'ordre de quelques $10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$, alors que la densité de porteurs intrinsèques à 300°K n'est que de quelques 10^6 cm^{-3} . Un très faible déplacement $\Delta E(z)$, de 10meV par exemple, entraîne donc l'occupation, ou au contraire l'ionisation de 10^{13} cm^{-3} charges. On voit par conséquent que le mécanisme de courbure de bande au voisinage d'une jonction restera contrôlé par les impuretés dopantes dans le cas de forts dopages ($> 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) et de faibles courbures. Dans le cas de matériaux quasi-intrinsèques et/ou de fortes courbures, au contraire, la

courbure de bande sera d'abord contrôlée par la densité de pièges chargés. On peut alors écrire l'équation de Poisson pour le potentiel :

$$\Delta V(z) = - \frac{\rho_p(z)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (61)$$

où $\rho_p(z)$ désigne la densité de charges piégées. En approximant la distribution de Fermi par son expression à 0°K et la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi par une distribution constante : $N(E-E_f) = N^0$, on voit que le potentiel varie exponentiellement avec la variable d'espace. En effet :

$$\Delta V(z) = q \frac{N^0 V(z)}{\epsilon \epsilon_0} \quad \text{soit} \quad V(z) = V_0 \exp \left(- \sqrt{q \frac{N^0}{\epsilon \epsilon_0}} z \right) + \text{Const} \quad (62)$$

Le raisonnement ne s'applique qu'à l'équilibre ou au voisinage de celui-ci et il indique que les zones de charge d'espace ont une queue exponentielle, dont la longueur caractéristique est la longueur de Debye (26bis) équivalente à une densité de dopants $N_D = N^0 kT / q$. /89/

La structure de base des détecteurs est la diode p-i-n. En effet la technique d'élaboration permet de réaliser cette structure aussi facilement que la diode p-n, et comme nous l'avons vu au §4, la structure p-i-n permet d'obtenir une zone active, où règne un champ électrique qui s'étend dans toute l'épaisseur de la couche i. Quelle est la distribution du potentiel électrique dans une structure p-i-n amorphe sous forte polarisation inverse? Pour répondre à cette question il faut étudier la cinétique de remplissage des pièges hors équilibre thermodynamique. Ceci peut se faire en étendant le modèle de Shockley-Read au cas d'une distribution continue de pièges /90/. Dans le cas d'un matériau quasi-intrinsèque et en négligeant les densités de porteurs libres, on trouve que le matériau reste partout neutre et se comporte donc comme un intrinsèque cristallin. En fait, le matériau non dopé standard est légèrement de type n et ceci ne semble pas dû à une pollution résiduelle. Le même modèle prédit alors que les pièges situés entre le niveau de Fermi à l'équilibre et le milieu de la bande interdite deviennent chargés (positivement dans le cas d'un matériau n). Dans le matériau standard, tout se passe alors comme pour un matériau dopé n, avec une densité de dopage équivalente de l'ordre de $(E_{fn} - E_g) \cdot N_0$ soit quelques 10^{14} charges par cm^{-3} , ce qui conduit à une largeur désertée de l'ordre de quelques microns pour 1 Volt. A notre connaissance il n'existe pas de publication examinant ce problème en détail. Le résultat de calculs numériques a été publié /91/, mais les hypothèses de la modélisation ne sont pas explicitées. Par ailleurs, on peut penser que le modèle de Shockley-Read qui décrit un équilibre local entre piégeage et dépiégeage n'est pas suffisant à fort champ électrique (au voisinage des interfaces) où des mécanismes d'injection ou de transition bande à bande par effet tunnel doivent intervenir.

Le courant inverse dans les p-i-n sous forte polarisation inverse n'a pas non plus fait l'objet d'analyse détaillée. Les arguments qui suivent constituent une tentative d'analyse qui n'a pas été confrontée de façon complète aux résultats expérimentaux. Comme on appliquera toujours une polarisation très élevée, on peut penser que dans les structures qui ont été utilisées jusqu'ici, le courant de fuite est dû à deux contributions : un courant de génération et un courant d'injection. Si on évalue le taux de génération comme au §4, soit $g = q n_i / 2\tau$ avec $n_i = 10^6 \text{cm}^{-3}$ et $\tau \approx 10^{-6} \text{s}$ on trouve un courant de génération de 10^8 charges par cm^2 pour $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur, soit 10pA/cm^2 , pratiquement négligeable. Les courants de fuite observés sont beaucoup plus élevés (200nA/cm^2 dans /92/). On peut donc penser qu'il s'agit de courants liés à l'injection de porteurs à travers les électrodes et qui peuvent s'expliquer par l'extrême finesse des zones p^+ ou n^+ . Prenons le cas d'un matériau n^+ de résistivité $10^{-3} \Omega \text{cm}$. Ceci correspond une densité de centres dopants de 10^{16}cm^{-3} . Pour une couche de 30nm d'épaisseur, cela correspond à 300 centres par μm^2 , ou encore un atome dopant pour une surface de $600 \times 600 \text{Å}^2$. Au niveau des porteurs une telle barrière apparaît sans doute comme une passoire! De fait le courant inverse obtenu avec des couches dopées plus épaisses est plus proche de 1nA/cm^2 . Pour des couches i très épaisses, de $300 \mu\text{m}$ par exemple, le courant de génération évalué ci-dessus atteindrait 3nA/cm^2 et serait dominant.

9.2 Techniques d'élaboration

De très nombreuses techniques d'élaboration ont été expérimentées. C'est la technique de décomposition du silane par plasma radio-fréquence et ses variantes qui restent les seules à permettre d'obtenir un matériau de bonne qualité. C'est donc cette technique, qui dérive directement de celle proposée par Carlson /93/ qui est utilisée dans l'industrie. De nombreuses autres méthodes ont cependant été étudiées, mais ne permettent pas d'obtenir un matériau de qualité équivalente. Citons l'évaporation sous vide suivie d'une post-hydrogénation, la décomposition thermique d'un gaz porteur, la pulvérisation cathodique.

9.2.1 Plasma RF

Elle est très simple dans son principe : le gaz porteur, le silane SiH_4 pour le silicium amorphe, est introduit dans une enceinte où règne une pression de 10 à 10mtorr. Une décharge est réalisée dans le gaz en établissant un champ électrique à 13,5MHz entre deux électrodes. (Figure 36)

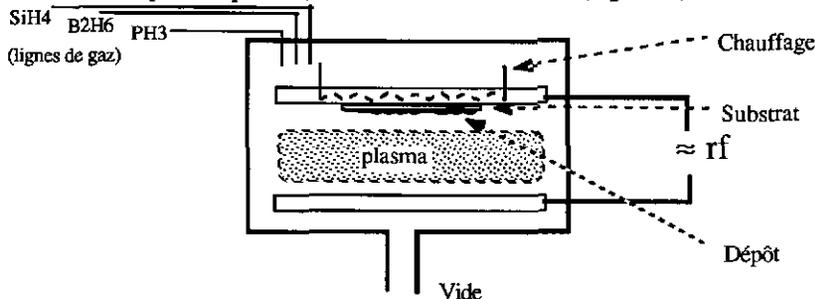


Figure 36 : Principe de l'élaboration du silicium amorphe hydrogéné par plasma RF

Les électrons du gaz dissocient les molécules de silane et produisent des ions et des radicaux SiH_3 , SiH_2 , SiH qui condensent sur un substrat porté par l'une des électrodes et maintenu à une température constante de l'ordre de 250°C. Sous cette apparente simplicité se dissimule en fait un ensemble de processus complexes qui ont été très étudiés depuis 1976 et qui sont compris pour l'essentiel. Les principales sections efficaces de dissociation ont été étudiées en fonction de l'énergie des électrons. Le bilan de ces réactions (Figure 37) a également été établi. Les réactions à la surface de la couche sont aussi complexes : on admet aujourd'hui que le processus qui conduit à la formation d'un bon matériau est l'accrochage de radicaux SiH_3 sur la surface tapissée d'hydrogène. L'incorporation se fait avec émission d'un ou de deux molécules d'hydrogène. Les radicaux SiH_2 peuvent aussi être incorporés dans la couche mais conduisent à un matériau peu dense, de mauvaise qualité. Les conditions de puissance RF, de température, de pression et la forme de la chambre à plasma influent sur le matériau. En particulier, la forme de la chambre joue sur le potentiel d'autopolarisation qui détermine l'énergie cinétique des ions. On a pu montrer qu'une énergie cinétique de quelques dizaines d'eV est nécessaire pour réaliser un bon matériau. Avec trop d'énergie les radicaux gravent la couche en formation, avec trop peu d'énergie, ils se fixent là où ils touchent la couche ce qui tend à former une couche poreuse.

REACTIONS DE SURFACE

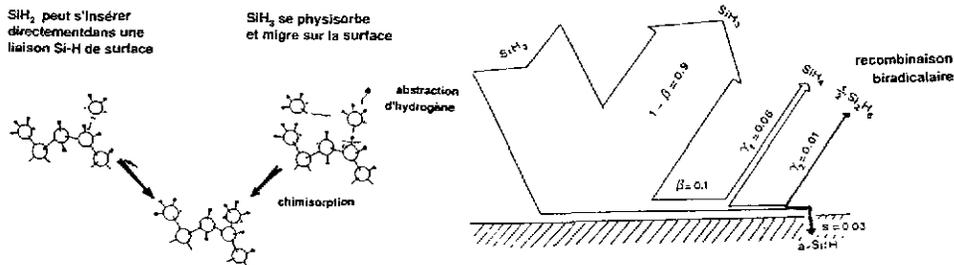


Figure 37 : Mécanismes de dissociation du silane (a) et d'interaction entre la couche et les radicaux (b)

Le dopage s'effectue simplement en introduisant dans le réacteur, en même temps que le silane, un autre gaz dopant. On utilise en particulier les hydrures tels que la Phosphine PH_3 pour le dopage n et le diborane B_2H_6 pour le dopage p. Les cinétiques de décomposition de ces gaz et d'incorporation des radicaux dans la couche sont cependant différentes de celles du silane et le dopage par le Bore n'est pas complètement compris. On constate que le nombre d'atomes introduits est très supérieur au nombre de centres dopants et que les qualités électroniques du matériau dopé sont inférieures à celles du matériau

intrinsèque /94/. Diverses autres techniques de dopage ont été étudiées soit à partir d'autres gaz porteurs comme le triméthylbore, soit à partir d'autres éléments comme le Gallium ou l'aluminium. On a également utilisé le Fluor en complément de l'hydrogène pour passiver le matériau. Aucune de ces variantes n'apparaît comme clairement supérieure.

On dépose suivant les mêmes principes une large gamme de matériaux différents comme le Carbone adamantin, le Germanium et surtout tous les alliages Si / Ge (bande interdite de 1,1 à 1,8eV) à partir du silane et du germane, Si / C (bandes interdites de 1,8 à 2,5 eV) à partir du silane et du méthane, ou encore Si / N à partir du silane et de l'ammoniac. Dans chaque cas il faut reprendre complètement la détermination des paramètres optimum de dépôt.

9.2.2 Paramètres de dépôt typiques :

- Pression : 10 à 100mtorr
- Température : de 150 à 250°C
- Vitesse de dépôt : de 0,3 à 3µm/heure
- Plasma RF : 13,5MHz, puissance quelques Watts par dm³

Substrats : le verre est le plus utilisé. L'inox est également employé industriellement ainsi que des films plastiques. En laboratoire on utilise aussi la silice, le silicium etc...La basse température de dépôt autorise pratiquement tous les substrats. Pour utiliser le substrat comme électrode, on le recouvre d'une couche de métal évaporé, 1000 à 2000 Å de chrome par exemple. Dans le cas de dispositifs optoélectroniques, on utilise souvent le substrat de verre comme fenêtre d'entrée. On réalise alors une électrode transparente en le revêtant d'une couche de quelques microns d'un oxyde semiconducteur transparent dégénéré comme SnO₂ ou encore l'oxyde d'indium et d'étain (ITO). Ces couches sont déposées préalablement par des techniques connues depuis longtemps par les verriers.

9.2.3 Machines de dépôt

De nombreuses structures de machines ont été réalisées et répondent à différentes exigences. Dans les machines industrielles, on cherche à couvrir de grandes surfaces avec une bonne uniformité (quelques %). Des surfaces de 30 x 30 ou 40 x40 cm² sont usuelles. Quelques machines sont beaucoup plus grandes (50 x 90cm²). Dans ces machines les substrats occupent pratiquement toute la surface de paroi pour limiter les pertes de silane. Certaines machines sont des multichambres disposées en ligne. Les substrats défilent dans les différentes chambres, chacune affectée à un type de dépôt (p, n ou i). Outre l'intérêt d'un processus continu, ces machines offrent l'avantage de ne jamais mélanger les différents gaz dopants dans la même chambre. Les machines de laboratoire visent plutôt à garantir une excellente propreté chimique, par un pompage poussé, un bon dégazage et une conception spécifique de l'alimentation en gaz, ainsi qu'à faciliter les processus de dépôt complexes par l'automatisation. Dans le réacteur ARCAM (Figure 38) utilisé pour produire nos détecteurs /95/, trois chambres à plasmas indépendantes normalement affectées aux matériaux i, p et n, sont disposées à 120°C dans une enceinte circulaire commune, isotherme. Un porte-substrats rotatif peut amener l'un quelconque parmi six substrats pour fermer l'une des trois chambres. (Un seul plasma est allumé à la fois). Un circuit de pompage spécial associé à la possibilité de dégazer toute l'enceinte assure de bonnes conditions de non-contamination.

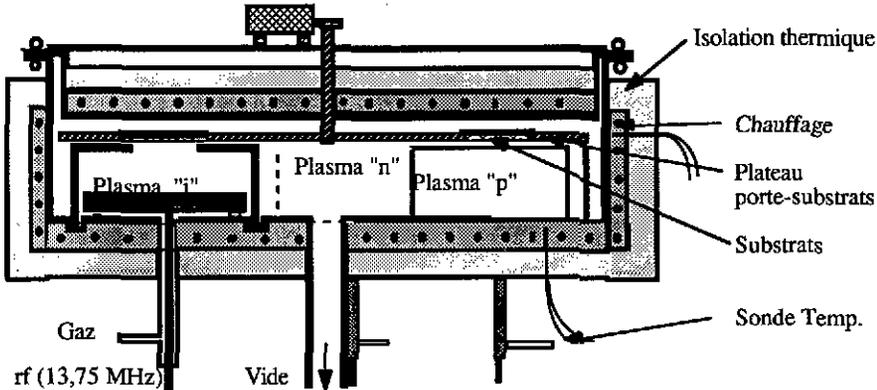


Figure 38 : le réacteur ARCAM

9.3 Résultats

Les résultats obtenus jusqu'ici concernent tous des particules ionisantes, alphas et protons. Mais le comportement des dispositifs avec des photons ou des électrons lents est bien connu et il n'y a aucune raison pour que l'extrapolation aux particules au minimum d'ionisation ne soit pas correcte. (Cf§9.4)

9.3.1 premiers résultats

Ils ont été obtenus par une collaboration Berkeley-Xerox 1986 /96-97/ utilisant des structures p-i-n sur verre recouvert de chrome, de 2 à 10 µm d'épaisseur et des alphas de 5,5 MeV. Des diodes Schottky ont aussi été essayées avec de moins bons résultats. Ces premiers résultats (Figure 39) présentaient deux aspects intrigants : 1/ la charge collectée croît linéairement avec la polarisation et 2/ la charge collectée est indépendante de l'épaisseur. Le premier point semblait contradictoire avec le fait que l'on considérait que des p-i-n photovoltaïques de 1µm étaient capables de collecter la plus grande partie des paires créées dans leur épaisseur, ce que l'on vérifiait couramment en constatant que le photocourant saturé très rapidement sous polarisation inverse, vers une valeur à peine supérieure à celle du mode photovoltaïque. Le deuxième point confirmait en quelque sorte la contradiction et de plus suggérait qu'il était inutile de développer des couches plus épaisses pour améliorer la détection.

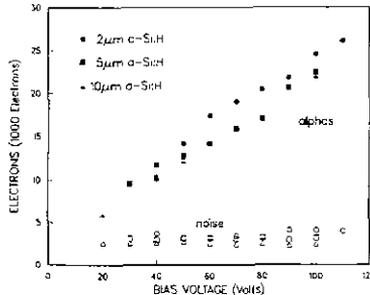


Figure 39 : Charge collectée en fonction de la polarisation pour différentes épaisseurs de dispositifs /96/

9.3.2 comportement en fonction de l'ionisation

Des résultats analogues ont été obtenus à l'Ecole Polytechnique /98/ avec des p-i-n de 3 à 4 µm réalisés avec le réacteur ARCAM. Pour tenter d'éclaircir le paradoxe précédent, nous avons choisi de travailler à épaisseur fixe et de faire varier l'ionisation des particules incidentes. Cette étude a été complétée en collaboration avec l'Université de Montreal /99/ en étendant le domaine d'ionisation vers le bas jusqu'à 7,5KeV/µm (protons de 12 MeV).

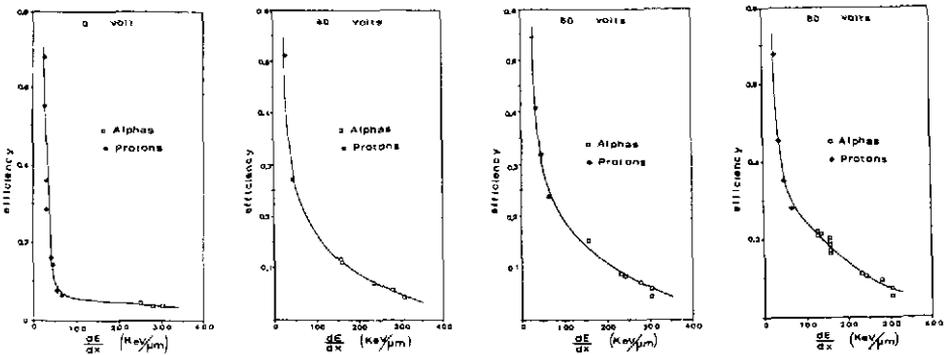


Figure 40 : Efficacité de collection en fonction de l'ionisation pour différentes polarisations /99/. L'ensemble de ces résultats met en évidence une très forte dépendance, en fonction de l'ionisation, de l'efficacité η, définie comme le rapport de la charge collectée sur la charge attendue dans une p-i-n parfaite, soit :

$$\eta = \frac{Q_{coll}}{Q_{th}} \quad \text{avec} \quad Q_{th} = \frac{q}{\epsilon_p} \left(\frac{dE}{dx} d \right) \quad (63)$$

(voir §5 et 6 la définition des notations) On constate que l'efficacité se rapproche de un, pour les plus faibles ionisations, mais peut tomber à 0,1 pour des alphas lents.

9.3.3 analyse du fonctionnement

Deux types de mécanismes peuvent être invoqués pour expliquer la non-linéarité du signal en fonction de l'ionisation et la décroissance de cette non-linéarité à très forte polarisation. Le premier est du type charge d'espace, c'est à dire concerne la modification du champ électrique dans le dispositif par les paires électron-trou créées par la particule incidente, c'est donc un effet plasma (§6) dont l'occurrence pour des ionisations relativement faibles s'explique par la faible valeur du coefficient de diffusion dans le silicium amorphe. Le second est lié à la recombinaison et au piégeage profond. Les deux ne sont malheureusement pas indépendants. De façon schématisée, on peut imaginer le mécanisme suivant : supposons le champ électrique constant et la diffusion des porteurs négligeable. Alors, électrons et trous dérivent en sens inverse dans le champ électrique et génèrent ainsi un champ antagoniste. La collection des charges se ralentit, le trapping profond et la recombinaison peuvent devenir dominants. La mise en oeuvre de ce modèle est fortement dépendante du profil de champ électrique dans le dispositif dont on prévoit qu'il est loin d'être constant. Le profil de potentiel que l'on prévoit dans une p-i-n, compte tenu du fait que la zone i est en fait faiblement n, tend à favoriser l'accumulation des électrons vers l'interface n-i et par contre assure un balayage efficace des trous. Une analyse détaillée est en cours et on peut seulement dire qu'il semble possible d'expliquer les résultats sur la base de ce modèle. Remarquons enfin que l'évaluation quantitative de l'efficacité de collection suppose que l'on connaisse précisément l'énergie moyenne de création de paires ϵ_p . L'application de la formule de Klein donne $\epsilon_p \approx 6\text{eV}$. Les mesures actuelles sont en accord avec une telle prédiction, mais demandent à être précisées.

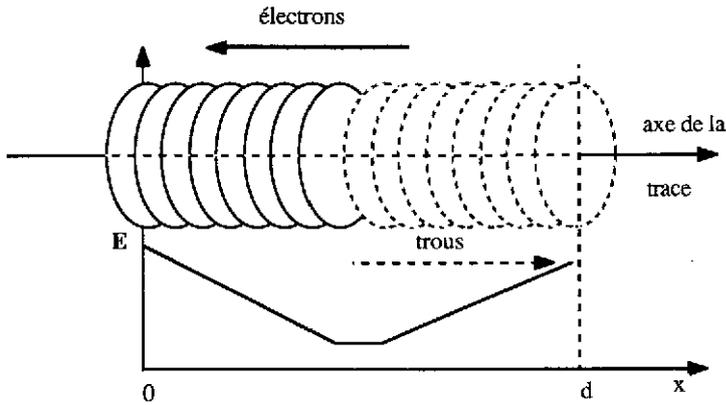


Figure 41 : effet plasma dans le silicium amorphe

9.4 Détection du minimum d'ionisation

On remarque que l'efficacité de collection remonte brutalement vers 1 pour les faibles ionisations. Il y a tout lieu de penser que toutes les charges peuvent être collectées pour les particules au minimum d'ionisation. Cependant des mesures réalisées avec des électrons de très basse énergie montrent que la charge collectée n'atteint pas la saturation même pour de très fortes polarisations /100/. (Figure 42). Ceci pourrait suggérer l'intervention d'un autre phénomène, la recombinaison géminée : les paires créées au seuil de l'énergie de création de paires restent faiblement liées et ne sont séparées que si le champ électrique est assez intense. Ce phénomène a été observé dans beaucoup de semiconducteurs amorphes

/101/. Cet effet entrainerait une dépendance de ϵ_p en fonction du champ électrique et serait surtout sensible dans les zones à faible champ électrique.

EBIC Collection efficiency versus polarization

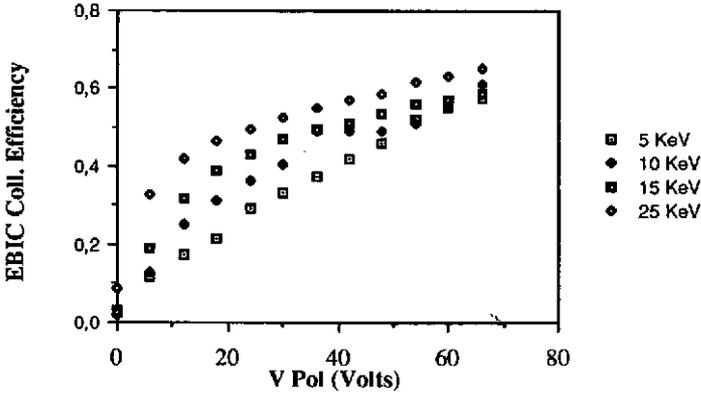


Figure 42 : efficacité de collection en fonction de la polarisation pour des électrons de très basse énergie.

Faisant abstraction de cette éventualité, on peut reprendre les arguments du §6 et évaluer le rapport signal sur bruit pour des particules au minimum et pour différentes géométries de détecteur. En prenant l'hypothèse pessimiste que le courant de fuite reste de l'ordre de 200nA/cm^2 , on trouve pour le rapport signal sur bruit en fonction du rapport w/L de l'épaisseur de la couche w au côté de l'élément détecteur L , les résultats donnés par la Figure 43.

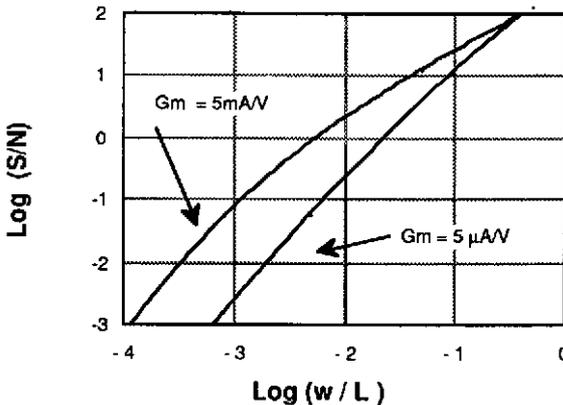


Figure 43 : le rapport signal sur bruit en fonction du rapport w/L de l'épaisseur de la couche au côté de l'élément détecteur pour deux types de FET préamplificateurs.

On voit que pour un bon FET, on obtient un rapport signal sur bruit supérieur à 10 dès que $w/L > 0,1$. Pour un FET de gain $5\mu\text{A/V}$, ce qui est réalisable en silicium amorphe, on trouve $w/L > 0,05$. Dans les deux cas on conclut qu'une taille de pixel de l'ordre de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ et une épaisseur de couche de $50\mu\text{m}$ doit permettre la détection du minimum d'ionisation. Le bruit en $1/f$ est négligé dans cette évaluation, mais des mesures de bruit faites sur nos dispositifs montrent que cette conclusion ne devrait pas être modifiée.

9.5 Perspectives

A partir des conclusions ci-dessus deux voies de développement peuvent être envisagées. La première consiste à réaliser des couches épaisses, de l'ordre de $300\mu\text{m}$, pour retrouver des performances en sensibilité analogues à celles des détecteurs actuels en silicium monocristallin. C'est la voie que nous

appelons de substitution du silicium cristallin. L'autre voie consiste à utiliser les possibilité du silicium amorphe pour réaliser des détecteurs à grand nombre de pixels.

9.5.1 substitution au silicium cristallin

La technologie plasma autorise la réalisation de couches de bonne qualité de plusieurs centaines de microns /102/. Pour obtenir un champ suffisant dans toute l'épaisseur, on peut compenser la couche i par un léger dopage au Bore de façon à obtenir un matériau quasi-intrinsèque. Il n'est pas sûr que l'on réussisse alors à conserver la qualité du matériau et en particulier la durée de vie. Une autre approche, autorisée par les techniques de couches minces, consiste à alterner les dopages pour maintenir le champ électrique autour d'une valeur moyenne élevée et sensiblement constante (Figure 44). On évite ainsi le problème du champ critique qui limite l'épaisseur maximum utilisable dans les détecteurs cristallins (§8). Si l'on part d'un matériau non dopé, donc en fait n-, on peut alterner de très minces couches p pour contrôler le champ.

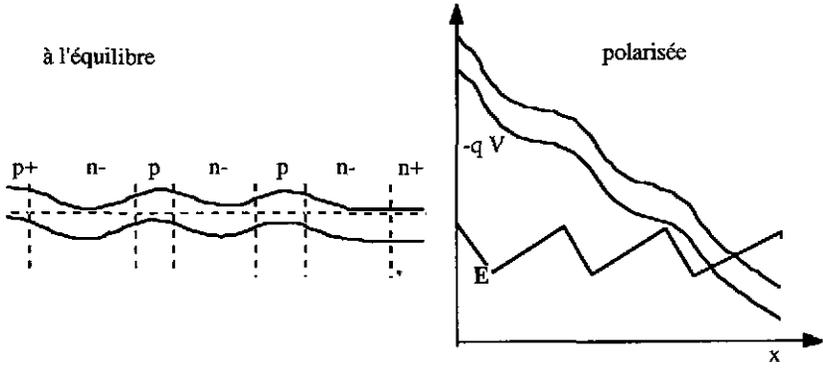


Figure 44 : Une possibilité pour réaliser des structures épaisses (100-300µm) en contrôlant le champ électrique.

L'effort de développement pour mettre au point de telles structures sur de grandes surfaces n'est probablement pas à négliger. Le silicium amorphe est un matériau contraint et on constate en général des problèmes de pelage pour les grandes épaisseurs. Par ailleurs, le coût final de telles couches est difficile à évaluer.

9.5.2 détecteurs "pixellisés"

La technique d'élaboration des semiconducteurs amorphes, conjuguée avec les techniques standard de la microélectronique permet de réaliser des dispositifs électroniques de grande surface comportant de grandes quantités (10⁴ à qq10⁶) de composants actifs. En particulier, on sait réaliser facilement des transistors à effet de champ. Leurs caractéristiques sont certes, inférieures à celles de transistors classiques, en terme de gain ou de rapidité, mais elles peuvent leur être supérieures sur d'autres plans (courant on/off, tension source/drain) /103/. L'emploi de ces composants en "micro-électronique de grande surface" ne fait que commencer, néanmoins on peut s'inspirer de dispositifs existants pour concevoir des détecteurs réalisables dans l'état actuel de la technique. Un écran plat de télévision utilise un FET par pixel pour commander la charge des capacités commandant chaque pixel à cristaux liquides.(Figure 45a) On peut imaginer un dispositif similaire dans lequel chaque élément est un détecteur p-i-n de petite surface élémentaire (de 10x10 à 1000x1000µm²) auquel est associé un transistor MOSFET préamplificateur. La lecture se ferait par ligne et colonne, et dans un premier temps pourrait être réalisée dans une technologie hybride, par exemple en rapportant sur le détecteur des circuits intégrés, de façon analogue à ce qui s'est fait pour les lecteurs optiques linéaires. Une telle structure est tout à fait semblable à celles qui sont en cours de développement pour produire des capteurs optiques bidimensionnels au format A4. L'effort de développement et les moyens exigés pour le conduire à bien sont considérables et excèdent probablement ceux que peut déployer la Physique des Hautes Energies. La détection des rayons X /115/ pour les applications médicales et industrielles a des chances de constituer un type d'application intermédiaire, motivant pour les industriels et plus proche des besoins de la recherche. Bien entendu, de nombreuses autres structures sont possibles, de type CCD /103/d par exemple.

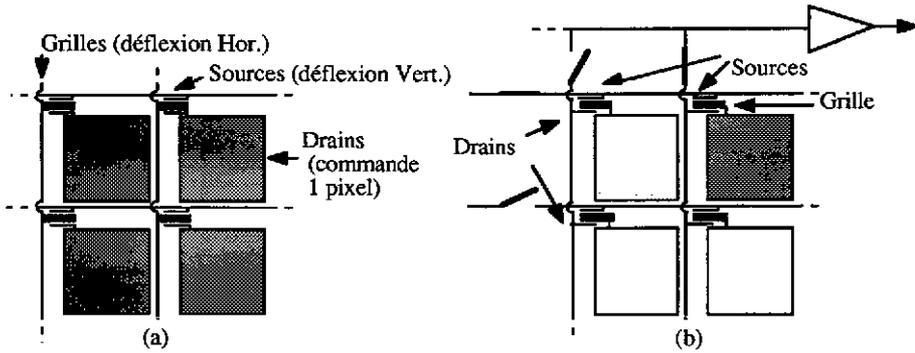


Figure 45 : La structure d'un écran à cristaux liquides (a) et un détecteur de structure similaire (b).

9.5.3 multicouches

Les dispositifs précédents ne tirent pas ou peu de profit de ce qui peut être la plus riche des potentialités des couches minces, à savoir celle de réaliser des structures verticales complexes en empilant des couches constituées de matériaux différemment dopés ou même de matériaux différents. Une telle possibilité n'existe pas avec les matériaux cristallins et dans les détecteurs usuels les couches dopées sont nécessairement en surface. Il existe cependant des techniques d'épitaxie, qui permettent de faire croître sur un cristal des couches de matériaux différents, mais seuls des matériaux présentant un bon accord de maille cristalline peuvent être associés et la technique reste extrêmement délicate. Plus récemment on a même réussi à réaliser des super-réseaux dont l'une des propriétés est de permettre de façonner des couches avec des caractéristiques de bande interdite et de transport électronique qui n'existent dans aucun matériau naturel. Ces techniques ouvrent la possibilité de nouveaux dispositifs, mais au prix d'une difficulté de réalisation extrême. La possibilité d'élaborer des dispositifs photodétecteurs présentant une amplification interne élevée, les photomultiplicateurs solides, est l'une de celle qui suscite le plus d'efforts /104//105/. Ces dispositifs (les APD, ou Avalanche Photodiode Devices ou encore les Stair-Case Photomultipliers) utilisent des couches alternées de matériaux III-V à bandes interdites différentes pour obtenir des décrochements abrupts de la bande de conduction tels qu'un électron puisse y acquérir sur une longueur de collision inélastique une énergie suffisante pour produire par ionisation par choc une paire électron-trou. Même avec un coefficient de multiplication α modeste à chaque interface, on peut obtenir un coefficient de multiplication considérable en empilant un grand nombre de couches. Le coefficient de multiplication dépend alors du nombre de couches N comme α^N et la polarisation n'est plus un paramètre critique comme dans les diodes à avalanche.

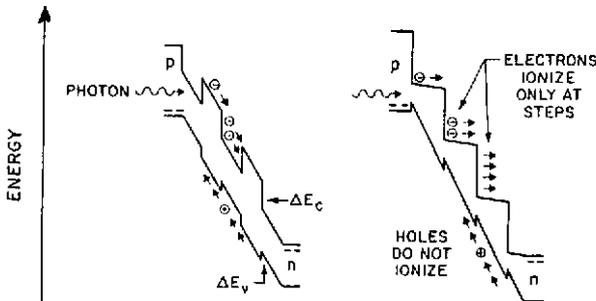


Figure 46 : Photomultiplicateurs solides à base de super-réseaux épitaxiés.

La réalisation de structures équivalentes par une technologie de couches minces amorphes a été récemment démontrée. Le dispositif décrit dans /106/ est une photodiode de 0,5 micron constituée d'un empilement de 20 couches alternées de a-Si:H et a-Si/C:H. Un gain allant jusqu'à 200 a pu être obtenu sous une polarisation de 20V (Figure 47(a)). Ce dispositif ne pose aucun problème vraiment critique de

réalisation, contrairement aux structures épitaxiées. Il n'y en effet pas de problème d'accord de maille et la gamme de matériaux que l'on sait produire est beaucoup plus variée. Par contre, le fonctionnement de ces multicouches amorphes n'est pas complètement compris ; en effet on considère souvent que la longueur de collision inélastique est trop courte pour permettre un coefficient de multiplication intéressant, si bien que les résultats obtenus posent des problèmes profonds touchant aux mécanismes de la conduction dans les milieux désordonnés. Si ces résultats se confirment comme il est probable, on doit pouvoir réaliser des couches de grande surface, dotées d'un coefficient de multiplication élevé, puisque l'épaisseur de la structure (et par conséquent le nombre d'interfaces) n'est pas limitée à une fraction de micron.

D'autres structures verticales, plus classiques sont d'ailleurs possibles : ainsi des transistors bipolaires n-p-n ou n-p-i. Un exemple de réalisation, avec un gain $\beta = 5$, peut être trouvé dans la référence /107/ (Figure 47(b)).

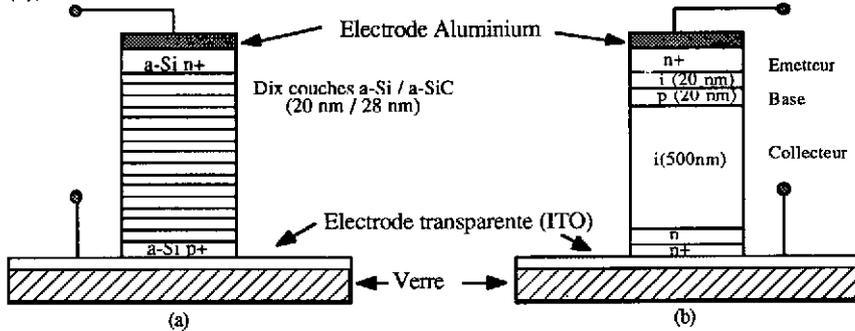


Figure 47 : Photomultiplicateur (a) et phototransistor (b) à base de semiconducteurs amorphes /106,107/.

Contrairement aux détecteurs "pixellisés" qui exigent pour leur réalisation la maîtrise des techniques de micro-lithographie en grande surface, ces structures ne demandent pas de moyens différents des réacteurs actuels comme l'ARCAM.

9.6 Conclusion

Après dix ans de développement, les semiconducteurs amorphes sont déjà utilisés dans de nombreux dispositifs électroniques de grande surface. La possibilité de les employer en détection a été démontrée et de nombreuses voies sont ouvertes pour produire des détecteurs solides sans équivalent existant. Leur mise au point exigera encore beaucoup d'efforts, et pour l'instant ce sont les applications industrielles qui servent de moteur à ce développement. Il est sans doute trop tôt pour envisager leur utilisation dans des expériences, mais il faut dès maintenant apprendre à employer ces semiconducteurs et à approfondir certains aspects de leur physique qui sont plus spécifiques de la détection des particules.

10 CONCLUSIONS

Les détecteurs à semiconducteurs connaissent depuis le début des années 80 un renouveau dû à la rencontre avec les techniques de la micro-électronique et au besoin de détecteurs à localisation très précis en Hautes Energies. Parallèlement, les techniques de couches minces ont fait leur apparition avec les semiconducteurs amorphes. D'un côté comme de l'autre, il reste beaucoup à faire pour répondre à la demande des grands détecteurs futurs, et pour y parvenir il faudra conjuguer une recherche de haut niveau sur les nouveaux matériaux semiconducteurs et un fort potentiel de développement technologique. Le but de ce cours était d'inciter à un nouvel effort de recherche. Mais il ne faudra pas oublier que des moyens technologiques importants sont aussi nécessaires. Une "joint venture" avec l'industrie est peut être la solution.

Remerciements

L'auteur tient à remercier A.Karar pour sa collaboration à la rédaction et la préparation de ce texte.

REFERENCES

- /1/ Taylor, J.M., *Semiconductor particle Detectors*, Butterworth, London (1983)
- /2/ Cavallari G., E.H.M.Heijne, P.Jarron, P.Lazeyras and M.Musso, Solid state detectors used for the Cern Neutrino flux monitoring, Proceedings of the Nuclear Science Symposium, San Francisco (1977)
- /2/b Heijne E.H.M., et al., IEEE trans. Nucl. Sci., NS 27 (1980) 272
- /3/ Equer B., M. Primout, Les détecteurs semiconducteurs en physique des particules, Gif 85, Ecole d'Été de Physique des Particules, Clermont-Ferrand, Ed. IN2P3 (1985)
- /4/ Damerell C.J.S., Developments in Solid State Vertex Detectors, *SLAC Summer Institute 1984*, Pub. Rutherford Lab.) (1984) RAL 84-123
- /5/ Leo W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, (1988)
- /5/b Charpak G., F. Sauli, High-resolution electronic particle detectors, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 34 (1984) 285-349
- /6/ Mathieu H., *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Masson, (1987)
- /7/ Sapoval B., *Matériaux semiconducteurs*, Ed. Ecole Polytechnique, 1982
- /8/ Smith R.A., *Semiconductors*, 2nd Ed. Cambridge Univ. Press (reprinted 1979)
- /8/b Phillips J.C., *Bonds and Bands in Semiconductors*, Academic Press (1973)
- /9/ Sze S.M., *Physics of semiconductor devices*, J.Wiley, 2nd Ed (1981)
- /10/ Grove A.S., *Physique et technologie des dispositifs à semiconducteurs*, Dunod (1971)
- /11/ Wacker-Chemitronic GmbH, *Semiconductors Materials*, Documentation Technique
- /12/ Cizek T.F., Silicon material quality and throughput : the high and the low, the fast and the slow, *SERI preprints for the 20th IEEE photovoltaic specialists conference*, (1988)
- /13/ Kemmer J. W. Wagner, Study of ion implanted Si pn-junction detectors with heavy ions, Preprint, (1980)
- /14/ Rawlings K.J., The generation lifetime in high resistivity silicon, Nuclear Inst. and Meth., A 260 (1987) 201-209
- /15/ Fontanelli F., P. Ramella, S. Vitale, Charge collection in partially depleted silicon detectors, Nuclear Inst. and Meth., A 269 (1988) 603-606
- /16/ Shaw M.P., Properties of junctions and barriers, Handbook on Semi-conductors, Vol. 4, *Device physics*, Ed. T.S. Moss, North-Holland (1981)
- /17/ Knoll G.F., *Radiation detection and measurement*, J. Wiley (1979)
- /18/ Henck R., Détecteurs au silicium pour électrons et rayons X - principes de fonctionnement, fabrication et performance, J. Microsc. Spectrosc. Electron., Vol. 9 (1984) 131-133
- /18/b Inter technique, Département Instrumentation et systèmes Nucléaires, Documentation technique
- /18/b Markevich N., I. Gertner, J. Felsteiner, Low energy X-ray and gamma spectroscopy using silicon PIN photodiodes, Nuclear Inst. and Meth., A 269 (1988) 219
- /19/ Laugier A., Les Photopiles solaires, Techniques et Documentation
- /20/ Liatard E. et al., Détection de produits de fission à l'aide de cellules photovoltaïques, Nuclear Inst. and Meth., A 267 (1988) 231
- /21/ Chern J.H., P. Yang, P. Pattnaik, J.A. Seitchik, Alpha-particle induced charge transfer between closely spaced memory cells, TI Engineering Journal, (1985) 33-49
- /21/b Shur M., K. Lee, R. Choe, E. Berger, Charge collection by drift during single particle upset, IEEE transactions on Nuclear Science, Vol. NS-33 n° 5 (1986) 1140-1146
- /22/ Madden T.C. and G.L. Miller, A particle detector providing charge gain by means of a form of local transistor action, *Semiconductor Nuclear Particle Detectors and Circuits*, Ed W.L. Brown et al, Publ. 1593 Nat. Ac. Sciences, Washington (1969) 314
- /23/ Equer B., A. Karar, Emploi des capacités MOS en détection de particules, Rapport interne, Collège de France, LPC 86-18 (1986)
- /24/ Bailey R., C.J.S. Damerell, R.L. English, A.R. Gillman, A.L. Lintern, S.J. Watts, F.J. Wickens First measurement of efficiency and precision of CCD detectors for high energy physics, Nuclear Inst. and Meth., 213 (1983) 201-215
- /25/ Lemonier M., Etude des possibilités d'utilisation des CCD en détection des électrons, Thèse Paris (1984)
- /26/ Nicollian H.E. and J.R. Brew - *MOS Physics and technology*, J.Wiley (1982)
- /27/ Ciarlo D.R., MOSFET detector evaluation, IEEE Trans. on Nuclear Sci., (1974)
- /27/b Kalibjian R., D. Ciarlo et al., Time resolved X-ray detection using MOS detectors, IEEE Trans. on Nuclear Sci., 19-3 (1972) 339
- /27/c Ensell G., A. Holmes-Siedle, L. Adams, Thick oxide pMOSFET dosimeters for high energy radiation, Nuclear Inst. and Meth., A 269 (1988) 655

- /28/ Bruschi M., P. Calonaci, G. Poggi, N. Taccetti, High count rate particle spectroscopy with silicon surface-barrier detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 267 (1988) 171
- /29/ Particle Data Group, Review of particle properties, *Physics Letters* 170B (1986)
- /30/ Chu W.K., Energy loss of charged particles, *Material characterization using ions beams*, Thomas/Cachard, NATO Publ. (1976)
- /31/ Jackson J.D., *Classical Electrodynamics*, J.Wiley, 2nd Ed. (1975)
- /32/ Landau L. and E.Lifchitz, *Théorie du champ*, MIR, Moscou
- /33/ Crispin A., G.N. Fowler, Density effect in the ionization energy loss of fast charged particles in matter, Review of modern Physics, Vol. 2 n° 3 (1970) 290-316
- /34/ Klein C.A., Bandgap dependence and related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors, *J. Appl. Phys.* 39, 2029 (1968) 2029-2038
- /34/b Fiebiger J.R., R.S.Muller, Pair-Production in Silicon and Germanium Bombarded with low-Energy Electrons, *Journal Appl. Phys.*, Vol. 43 n° 7 (1972) 3202-3207
- /35/ Shockley W., *Solid State Electronics*, 2 (1961) 35
- /36/ Van Roosbroek W., Theory of the yield and Fano factor of electron-hole pairs generated in semiconductors by high energy particles, *Phys.Rev.* 139,5A (1965) 1702
- /38/ Everhart T.E. and P.H.Hoff, Determination of Kilovolt Electron Energy Dissipation vs Penetration distance in Solid Materials, *J. Appl. Phys.* 42,5837 (1971)
- /39/ Egerton R.F., *Electron Energy-Loss Spectroscopy in the electron microscope*, Plenum press, New-York, 1986
- /40/ Leamy H.J., Charge collection scanning electron microscopy, *Journal Appl. Phys.*, Vol 53 n° 6 (1982) R51-R80
- /41/ Litke A. et al., A silicon strip vertex detector for the MARK II experiment at the SLAC linear collider, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 265 (1988) 93
- /42/ Hancock S. et al., Energy loss and energy-straggling of protons and Pions in the momentum range 0.7 to 115 GeV/c, CERN-DD/83/14, (To appear in *Physical Rev. A.*) (1983)
- /43/ Hancock S. et al., Energy loss distributions for single particles and several particles in a thin silicon absorber, CERN-DD/83/20, To appear in *Nuclear Inst. and Meth.*, (1983) 1-19
- /44/ Allison W., J. Cobb, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 30 (1980) 253
- /45/ Hall G., *Nucl. Instr. and Meth.*, 220 (1984) 356
- /46/ Andersen H.H. and J.F. Ziegler, Stopping and ranges of ions in Matter, Vol 3 Hydrogen Stopping Powers and Range in all elements, Pergamon Press 1980
- /46/b Littmark U., J.F. Ziegler, Stopping and ranges of ions in matter, *Handbook of range distributions for energetic ions in all elements*, Vol. 6, Pergamon Press (1980)
- /46/c Ziegler J.F., The stopping and ranges of ions in matter, *Handb. Stopping cross sections for energetic ions in all elements*, Vol. 5, Pergamon Press (1980)
- /47/ Tove P.A., W. Seibt, Plasma effects in semicond. detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, 51 (1967) 261-269
- /47/b Seibt W., K.E. Sundström, P.A. Tove, Charge collection in silicon detectors for strongly ionizing particles, *Nuclear Inst. and Meth.*, 113 (1973) 317-324
- /48/ Finch E.C., An analysis of the causes of the pulse height defect and its mass dependence for heavy-ion silicon detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, 113 (1973) 41-49
- /49/ Buckingham M.J., Noise in electronic devices and systems, *Ed. Ellis Horwood*, (1983)
- /50/ Graffeul J., G. Blasquez, Caractérisation des matériaux et des composants semiconducteurs au moyen de mesures de bruit de fond, *Acta Electronica*, 25 n° 3 (1983) 261-279
- /50/b Van der Ziel A., Noise in solid-state devices and lasers, *Proc. of the IEEE*, Vol. 58 n° 8 (1970)
- /51/ Van der Ziel A., Unified presentation of 1/f noise in electronic devices : fundamental 1/f noise sources, *Proc. of the IEEE*, Vol 76 n° 3 (1988)
- /52/ Nicholson P.W., *Nuclear Electronics*, John Wiley (1974)
- /53/ Ramo S., *Proc. IRE*, 27 (1939) 584
- /54/ Vandamme L.K.J., R. Alabedra, M. Zommitti, 1/f noise as a reliability estimation for solar cells, *Solid state electronics*, Vol. 26 n° 7 (1983) 671-674
- /55/ Rodot M., *Les matériaux semiconducteurs*, Dunod, 1965
- /55/b *Handbook on semiconductors*, Vol 3, Materials, Properties and preparation, Ed.S.P.Keller, North-Holland, 1982
- /56/ Siffert P., Détecteurs à semiconducteurs. Progrès récents, Congrès de la Soc. Française de Physique (1980)
- /57/ Lund J.C., F.Olschner, F.Sinclair and M.R.Squillante, Indium Phosphide Particle Detectors for Low Energy Solar Neutrino Spectroscopy, Internal Report, Radiation Monitoring Devices, Watertown, MA 02171.
- /58/ Olschner F., J.C.Lund, F.Sinclair, G.Entine, InP Semiconductor Neutrino Detector, Six Quaterly Technical Report, Radiation Monitoring Devices Inc, Watertown, MA 02171, (1987)

- /59/ Gibbons J.F., Ion Implantation, Handbook on Semi-conductors, Vol. 3, *Materials, properties and preparation*, Ed. S.P. Keller, North-Holland (1980)
- /60/ Dabrowski A.J. et al., Advantages and limitations of n-type low resistivity cadmium telluride detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, 170 (1978) 25-30
- /60/b Dabrowski A.J. et al., R. Triboulet, Y Marfaing, n-type cadmium telluride surface barrier nuclear detectors, *Revue de Phys. appliquée*, T. 12 (1977) 297
- /61/ Martini M., G. Ottaviani, Ramo's theorem and the energy balance equations in evaluating the current pulse from semiconductor detectors, *Nuclear Inst. and Meth.* 67, (1969) 177-178
- /61/b Cavalleri G., E. Gatti, G. Fabri, V. Svelto, Extension of Ramo's theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, 92 (1971) 137-140
- /62/ Barnett A.M. et al, Efficient silicon-film solar cells on low cost substrates, *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I.Solomon, B.Equer and P.Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 149-155
- /63/ Heijne E., P. Jarron Silicon microstrip detectors, a new tool for high energy physics, CERN/EF 81-16, (1981)
- /64/ Rougeot H., G. Roziere, B. Driard, Intensified solid-state detector for light pulse barycenter reconstruction, *Advances in Electronics and Electron Physics*, Vol. 64A (1985) 123-132
- /65/ Hyams B. et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 205 (1983) 99
- /65/b Amendolia S.R. et al., A Ge-Si active target for measurement of short lifetimes, *Nuclear Inst. and Meth.*, 226 (1984)
- /65/c England J.B.A., B.D. Hyams, L. Hubbeling, J.C. Vermeulen, P. Weilhammer, Capacitive charge division read-out with a silicon strip detector, *Nucl. Instr. and Meth.*, 185 (1981) 43
- /66/ Heijne E.H.M., P. Jarron, Silicon detector development in Europe, *Europ. Org. Nuclear Research*, CERN/EF 88-15
- /67/ Heijne E.H.M., P. Jarron, A low noise CMOS integrated signal processor for multi-element particle detectors, *Europ. Org. Nuclear Research*, CERN/EF 88-5
- /67/b Jarron P., M. Goyot, *Nuclear Inst. and Meth.*, 226 (1984) 156-162
- /68/ Proceedings of the Workshop on Silicon Pixel Detectors, Leuven, (1988), to be published in NIM
- /69/ Borer K., et al., Construction and performance of a 1m² silicon detector in UA2, *Nuclear Inst. and Meth.*, A253 (1987) 548-557
- /69/b Coon D.D., L.Z. Liu, Position resolution in silicon sampling calorimeters, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 251 (1986) 457-460
- /70/ Beynon J.D.E., and D.R.Lamb, *Charge Coupled Devices and their applications*, Mac-Graw Hill (1980)
- /71/ Watts S.J., CCD vertex detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 265 (1988) 99
- /72/ Esser L.J.M., F.L.J. Sangster, Charge transfer devices, *Handbook on semiconductors*, 4 *North-Holland Pub.* (1981)
- /73/ Berger J.L., M. Blamoutier, J.L. Coutures, P. Descure, Y. Thenoz, Les dispositifs à transfert de charge, *Revue Technique TH-CSF*, Vol. 12 n° 1 (1980)
- /74/ Fanet H., *Techniques d'échantillonnage, dans cet ouvrage*
- /75/ Glasser J., F. Chazallet, *Les capteurs d'image à l'état solide*, *Compte-rendus conf. CIAME* (1984) 339
- /76/ Gatti E., P. Rehak, J.T. Walton, Silicon drift chambers -first results and optimum processing of signals, *Nuclear Inst. and Meth.*, 226 (1984) 129-141
- /77/ Callaghan W.T., Crystalline silicon Photovoltaic arrays : a final summary of flat-plate solar array project work, *7th E.C. Solar Energy Conference*, Ed. A.Goetzberger, W.Palz and G.Willeke, D.Reidel Pub (1987) 792-799
- /78/ Takahashi K., M. Konagai *Amorphous silicon solar cells*, North Oxford Acad. (1983)
- /79/ Mott N.F., E.A. Davies, *Electronic processes in non-crystalline materials*, Clarendon press (1979)
- /80/ Ogier J., *Bl.Soc. Chim.* 8, (1879), 116
- /81/ Chittick R.C., *J.Non-cryst.Solids* 3 (1970), 255
- /82/ Spear W.E. and P.G.Lecomber, *Solid State Comm.*, 17 (1975) 1193
- /83/ Carlson D.E and C.R.Wronski, *Appl.Phys.Lett.*, 29 (1976) 602
- /84/ Lecomber P.G., Non-photovoltaic Applications of Amorphous Silicon, *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I.Solomon, B.Equer and P.Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 1229-1234
- /85/ Carlson D.E., *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I.Solomon, B.Equer and P.Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 635
- /86/ Le Contellec M., F.Maurice, J.Richard, B.Vinouze and F.Richou, *Proceedings of the 12th ICALS*, *Jour. of Non-cryst. Solids* 97&98 (1987), 297.

- /87/ Cf /79/
- /88/ Tiedje T., Informations about band-tails states from time-of-flight experiments., *Semiconductors and semimetals*, Vol 21, Part C (1984)
- /88/b Rose A., A simple classical approach to mobility in amorphous materials, *Physics of Disordered Materials*, Ed. Adler, Fritsche, Ovshinsky
- /89/ Solomon I, T. Diel, Influence of interface charges on transport measurements in amorphous silicon films, *Le Journal de Physique*, T.39 (1978) 1241-1246
- /90/ Simmons J.G. and G.W. Taylor, *Phys. Rev. B*, (1971), 502
- /91/ Kaplan S.N., I. Fujieda, V. Perez-Mendez, S. Quesheri, W. Ward, and R. Street, London Conference on Position Sensitive Detectors, London (1987) London Conference on Position Sensitive Detectors (1987)
- /92/ Equer B., A. Karar, Effect of primary ionization in amorphous silicon detectors, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 271 (1988) 574-584
- /93/ Carlson D.E and C.R. Wronski, *Appl. Phys. Lett.*, 29 (1976) 602
- /95/ Roca i Cabarrocas, B. Equer, J. Huc, A. Lloret and J.P.M. Schmitt, Plasma Optimisation for intrinsic and doped a-Si:H films, 7th Proc. 7th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conf., Ed. A. Goetzberger, W. Palz and G. Willeke, Reidel (1987)
- /96/ Kaplan S.N., J.R. Morel, T.A. Mulera, V. Perez-Mendez, G. Schnurmacher and R. Street, Detection of charged particles in amorphous silicon layers, *IEEE Trans. Nuclear Sci.*, NS33, N°1, (1986), 351
- /97/ Perez-Mendez V., J.R. Morel, S.N. Kaplan and R. Street, Detection of charged particles in amorphous silicon layers, *NIM* 252, (1986), p478
- /98/ Equer B., and A. Karar, Amorphous semiconductors for particle detection : Physical and technical limits and possibilities, Proc. of the Workshop on Silicon pixel detectors, (Juin 1988) to be published in *Nucl. Instr. and Methods*.
- /99/ Dubeau J., et al., Response of a-Si:H detectors to protons and alphas, *Amorphous Silicon Technology*, MRS Symposium Proceedings Vol 118, Ed. A. Madan, (1988), 439-444
- /100/ B. Equer, A. Karar, S. Najar, J. Andreu, Variable energy EBIC analysis of p-i-n devices, *Proceedings of the 8th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conference*, Ed. I. Solomon, B. Equer and P. Helm, Kluwer Academic Publisher, (1988), p 908-913
- /101/ Noolandi J., Stochastic Theory of electron-hole transport and Recombination in Amorphous Materials, *Kinetics of non homogeneous process*, Gordon/Freeman
- /102/ Curtins H., N. Wyrsh, A.V Shah, *Electronics Letters*, 23, (1987) p 228
- /103/ Thomson M.J., Thin film transistors for large area electronics, *J. Vac. Sci. Technol.*, B 2 (4) (1984)
- /103/b Brunst G., H. Harms, J. Ashworth, et al., a-Si:H TFTs and their application in linear image sensors, *Proc. of the 12th int. conf. on amorphous and liquid semicond.* (1987) 1343
- /103/c Snell A.J., P.G. Lecomber, K.O. Mackenzie, W.E. Spear, A. Dohman, The characteristics and properties of optimized a-Si FETs and their applications in integrated image sensors, Proc. of the Tenth Int. Conf. on Amorphous and liquid semiconductors, Tokyo, (1983) 1190
- /103/d Kishida S., et al, Application of a-Si:H in CCDs, *Proc. of the 10th Int. Conf. on amorphous and liquid semiconductors*, (1983) 1281
- /104/ Capasso F., Physics of avalanche photodiodes, *Semicond. and semimetals.*, Ed. W.T. Tsang, Academic Press, Vol 2 (1985)
- /105/ Capasso F., Band-gap engineering for new photonic and electronic devices, *Nuclear Inst. and Meth.*, A 265 (1988) 112-119
- /105/b Brennan K., Theory of the doped quantum well superlattice APD : a new solid-state photomultiplier, *IEEE journal of quantum electronics*, Vol. QE-22 n° 10 (1986) 1999-2016
- /106/ Shin-Cherng Jwo, Meng-Tsang Wu, Yean-Kuen Fang, Yu-Wen Chen, Jyh-Wong Hong, and Chun-Yen Chang, Amorphous Silicon/Silicon Carbide Superlattice Avalanche Photodiodes, *IEEE Transactions on Electron Devices* Vol 35,8(1988)1279-1282
- /107/ Wu B.S., Chun-Yen Chang, Yean-Yuen Fang, R.H. Lee, Amorphous Silicon Phototransistor on a Glass Substrate, *IEEE trans. on electron devices*, Vol. ED 32 n° 11, (1985) 2192-2196
- /108/ Hopfker W.K. et al., The checker board counter : a semiconductor dE/dx detector with position indication, *IEEE Trans. Nucl. Science* NS-13, Nr 3 (1966) 208
- /109/ Amendolia S.R. et al., A multi electrode silicon detector for high energy experiments, *Nuclear Inst. and Meth.*, 176 (1980) 457-460
- /110/ Heijne E.H.M., et al., A silicon surface barrier microstrip detector designed for high energy, *Nuclear Inst. and Meth.* 178, (1980) 331-343
- /111/ Heijne E., P. Jarron, A fast high resolution hodoscope using silicon microstrip detectors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS 29 (1982) 2

- /111/ Sakamoto M., J. Okumura, Y. Kajiwara, H. Uchida, S. Kaneko, High speed and high resolution ISO A4 size amorphous Si:H contact linear image sensor, IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology, Vol. CHMT-7 n° 4 (1984) 429-433
- /112/ Kemmer J., Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process, Nuclear Inst. and Meth., 169 (1980) 499-502
- /112/b Kemmer J., Improvement of detector fabrication by the planar process, Nuclear Inst. and Meth., 226 (1984) 89-93
- /113/ Nakamura M., Y. Tomita, K. Niwa, T. Kondo, Radiation damage test of silicon multistrip detectors, Nuclear Inst. and Meth., A 270 (1988) 42
- /113/b Ohsugi T. et al., Radiation damage in silicon microstrip detectors, Nuclear Inst. and Meth., A 265 (1988) 105
- /113/c Wittenburg K., Radiation damage PIN-photodiodes, Nuclear Inst. and Meth., A 270 (1988) 56
- /114/ Tove P.D., K. Falk, Pulse formation and transit time of charge carriers in semicond. detectors, Nuclear Inst. and Meth., 51 (1967) 261-269
- /114/b Tuzzolino A.J., Two-dimensional position sensing Si detectors : current and charge pulse characteristics, Nuclear Inst. and Meth., A 270 (1988) 157
- /115/ Mochiki K., K.Hasegawa and S.Namatame, Amorphous silicon Position-sensitive Detector, NIM A273 (1988) 640-644
- /116/ Schneider U., B. Schröder, F. Finger, The creation of Metastable Defects in a-Si:H films by high dose irradiation with keV-Electrons, *Amorphous and liquid semiconductors*, (1987) 1-4
- /116/b French I.D., A.J. Snell, P.G. Lecomber, The effect of gamma irradiation on amorphous silicon field effect transistors, Journal Appl. Phys. A 31, (1983) 19-22

PRINCIPES ET TECHNIQUES DE CALORIMETRIE

R. Wigmans

CERN, Genève, Suisse

CONTENTS**1. INTRODUCTION****2. CALORIMETERS FOR DETECTING EM SHOWERS***2.1 Calorimetry at very low energies**2.2 Mechanisms of energy loss in high-energy em showers**2.3 Em shower characteristics**2.4 Homogeneous em shower detectors**2.5 Sampling calorimeters***3. READOUT TECHNIQUES FOR SAMPLING CALORIMETERS***3.1 Plastic scintillators**3.2 Charge collection**3.2.1 Silicon**3.2.2 Liquid media**3.2.3 Wire chamber readout***4. CHARACTERISTICS OF HADRON SHOWERS***4.1 General properties**4.2 Introduction to the optimization of hadron calorimetry***5. EFFECTS OF e/h ON THE PERFORMANCE OF HADRON CALORIMETERS****6. THE CALORIMETER RESPONSE TO THE SHOWER COMPONENTS***6.1 The procedure of calculating e/h* *6.2 The response to high-energy electron and photon showers**6.3 The response to nuclear γ 's**6.4 The non-em shower part**6.5 The response to ionising hadrons*

6.6 *The response to soft neutrons*

6.7 *The e/h signal ratio*

6.8 *Alinearities at low energy*

7. THE ENERGY RESOLUTION OF HADRON CALORIMETERS

8. OUTLOOK

1. INTRODUCTION

Experimental particle physicists study the fundamental structure of matter by making fast particles collide with each other, and by analyzing the reaction products. Ideally, one would like to know the 4-vectors of all the particles produced in these processes as accurately as possible. For many years the bubble chamber, still unsurpassed in accuracy, was the major experimental tool. The overwhelming majority of the known particles and resonances have been discovered in bubble chamber experiments.

In order to be able to study more rare processes one started using other techniques, based on a digitized recording of experimental data, in order to speed up the analysis, but yet trying to approach as much as possible the accuracy of bubble chambers. In particular, charm and beauty studies have taken advantage of this approach. The experimental setup consisted of (usually many) detector planes recording the passage of charged particles, for which a wide variety of techniques were employed. In addition, converters for γ 's, an absorber allowing muon identification, and a magnetic field for momentum analysis were standard items.

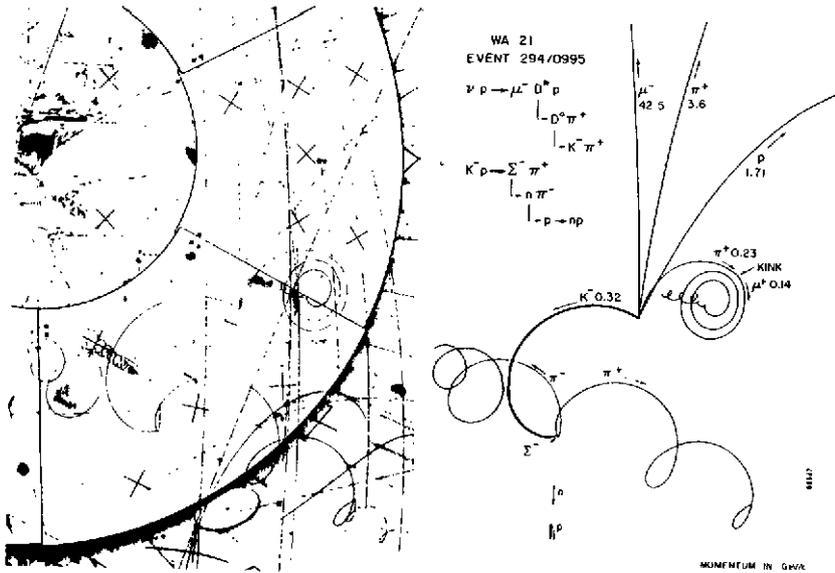
In the last decade, a different class of detectors have gradually become more and more important. We call them calorimeters, or total absorption detectors. Basically, a calorimeter is a block of matter, in which the particle that is to be measured interacts, and deposits all its energy in the form of a shower of decreasingly lower-energy particles. The block is made such that a certain (usually small and hopefully constant) fraction of the initial particle energy is transformed into a measurable signal (light, electrical charge).

Multiton calorimeters play a key role in almost any big experiment currently running or being prepared at high-energy colliding beam machines, in fixed-target neutrino or heavy-ion scattering, and in nucleon decay experiments. This will a *fortiori* be true for experiments at a future supercollider, which will be rather useless without powerful calorimetry.

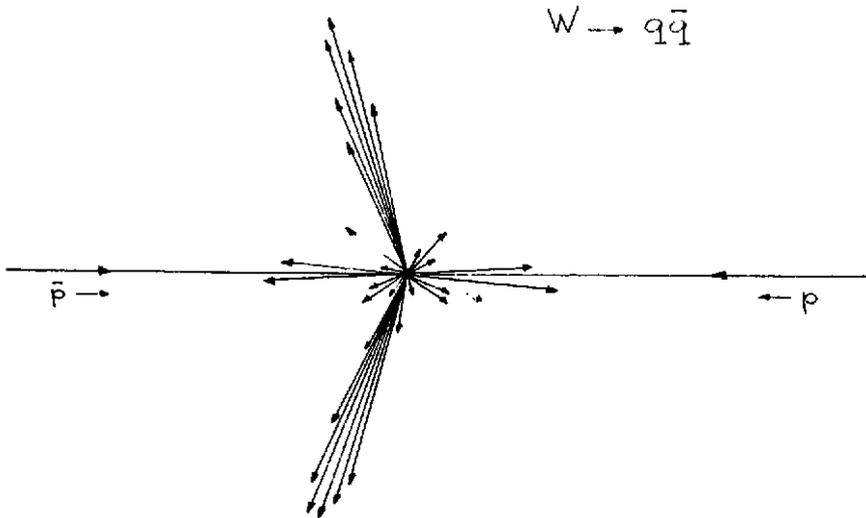
The reasons for this development can be divided into two classes. Firstly, there are reasons related to the *calorimeter properties*:

- a) Calorimeters are sensitive to both charged and neutral particles.
- b) Owing to differences in the characteristic shower patterns some crucial particle identification is possible (hadron/electron/muon/neutrino separation).
- c) Since calorimetry is based on statistical processes, the measurement accuracy improves with increasing energy. For magnetic spectrometers, the accuracy of the momentum measurement $\Delta p/p$ can only be kept the same at the expense of enlarging the detector proportional to \sqrt{p} .
- d) The calorimeter dimensions needed to contain showers increase only slightly with the energy ($\log E$), which means that even at the highest energies envisaged one can work with a rather compact instrument (cost!).
- e) Calorimeters are fast; response times better than 100 ns are very well feasible, which is important if the detector has to operate in a high rate environment.
- f) They don't require a magnetic field for energy measurements.
- g) They can be segmented to a very high degree, which allows a precise measurement of the direction of the incoming particles.

Secondly, there are reasons related to the *physics* that one wants to study. In the bubble chamber era the interest was focused on *hadron* physics. The 4-vectors of all individual final state particles were important in order to see whether a combination of these were decay products of a new type of hadron (fig. 1). Nowadays, experimental physics has penetrated deeply inside the *quark* level. Imagine a heavy particle, e.g. a *W*-boson, that decays into a quark and an antiquark, e.g. $u\bar{d}$ (fig. 2). Because of the large mass difference, the quark and antiquark are given an enormous kinetic energy. In a process called fragmentation they "dress" themselves into bunches of hadrons, which are called *jets*. Each jet may contain ~ 10 particles. In order to measure the properties of the new particle we first of all have to recognize these jets as such. If we want for example to determine the particle's mass, the total energy carried by the particles in



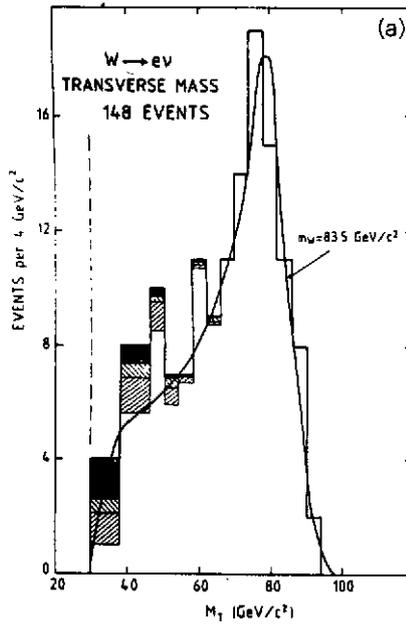
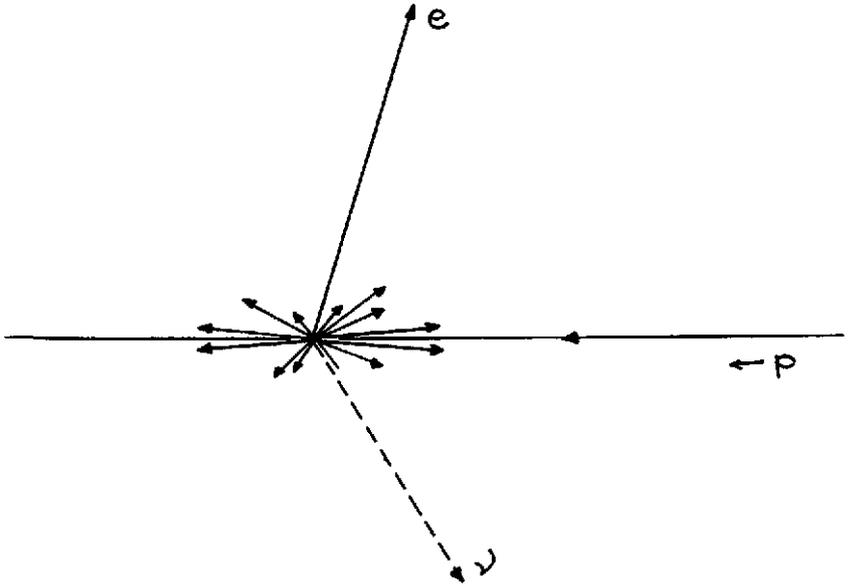
1. Example of an event recorded in a bubble chamber, revealing the production of a charmed meson.



2. Production of a W -boson decaying in a quark-antiquark pair, at the CERN $p\bar{p}$ collider.

the jet, and the jet direction have to be measured. To first order, the properties of the individual particles that constitute the jet are not important.

The new particle may also decay leptonically. If it is charged, this implies the production of a very energetic neutrino, which will *not* contribute to the calorimeter signal. However, because of the disturbed transverse energy balance the ν can be easily recognized, and its properties determined. In this way the W vector bosons were discovered in $p\bar{p}$ collisions at CERN (fig. 3).



3. The discovery of the W -boson, through the missing E_T characteristic for the $W \rightarrow e\nu$ decay mode, at the CERN $p\bar{p}$ collider.

These examples illustrate that the emphasis has clearly shifted from a precise measurement of the 4-vectors of all *individual* reaction products to more *global* event characteristics like missing (transverse) energy, total transverse energy, jet production, etc. Calorimeters are extremely well suited for this purpose. They can make sense out of the very discouraging forest of tracks that (electronic) bubble chambers would yield in the TeV era (fig. 4). Moreover, they can make this sense within 100 ns. This is perhaps the most crucial advantage offered by calorimeters.

The cross sections at e.g a multi-TeV *pp* supercollider are such that new physics may be expected in at maximum 10^{-8} of all collisions, probably even several orders of magnitude less (fig. 5). That is why the design luminosity of these machines is so high. Calorimeters are unique in their capability of reducing the primary event rate of 100 MHz down to a level that can be handled by the readout and data recording electronics (~ 1 Hz), while retaining all those events that might contain signatures of new physics.

Being so crucial for their successes, it is clear that experiments will want to have the best possible calorimetry. In order to achieve this goal, a detailed understanding of the factors that limit the performance of calorimeters is required. These notes are intended as an introduction to this very exciting and challenging field, which rapidly develops. They are certainly not meant as a review of past and ongoing activities.

We will mainly concentrate on *sampling* calorimeters, because of their importance for future high-energy experiments. Nevertheless, we will also briefly treat fully sensitive devices, in section 2. In this section, calorimeters for detecting electromagnetic (em) showers are discussed. We examine the physics processes relevant to em shower development, and the factors that limit the performance of em calorimeters. Section 3 is devoted to readout techniques for sampling calorimeters. In sections 4 - 7 hadron calorimeters are discussed. We examine the physics processes relevant to hadron shower development, their consequences for the calorimeter signals, and the possibilities for optimizing the performance of hadron calorimeters. In section 8 an outlook on future developments is given.

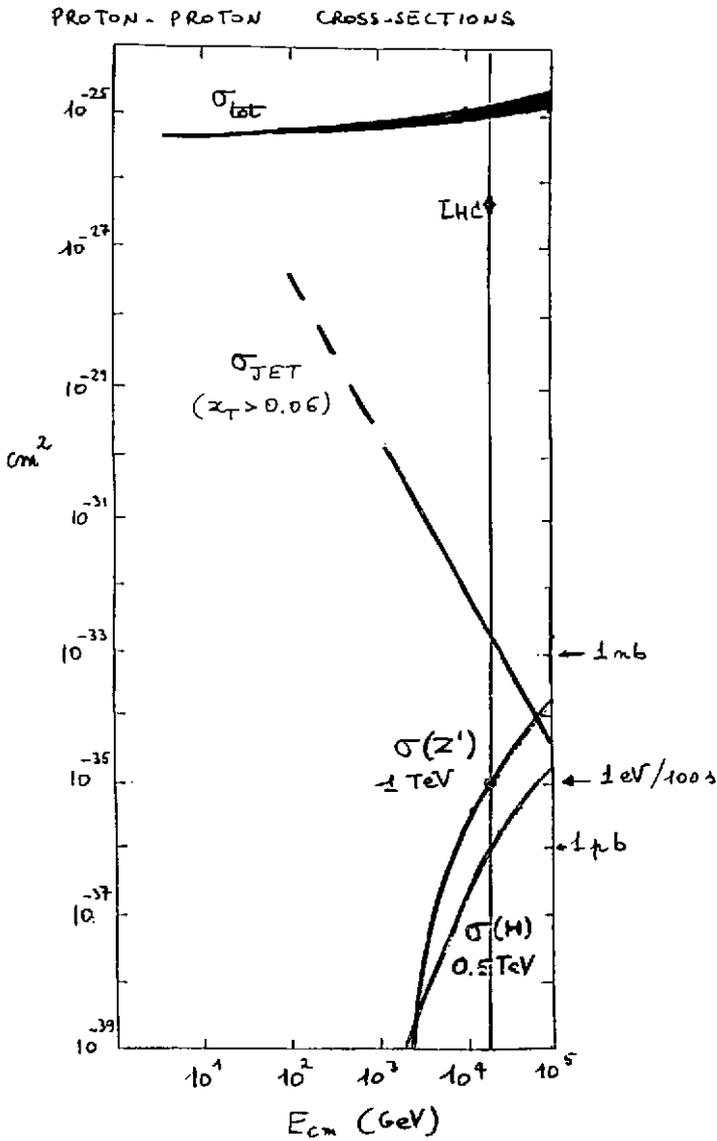
For those who want to get more familiar with the subject, we can strongly recommend the excellent paper by Fabjan^[1], which contains a lot of complementary information, and also an extensive bibliography.

NA 35 $^{16}\text{O} + \text{Pb}$ SEPTEMBER 1986

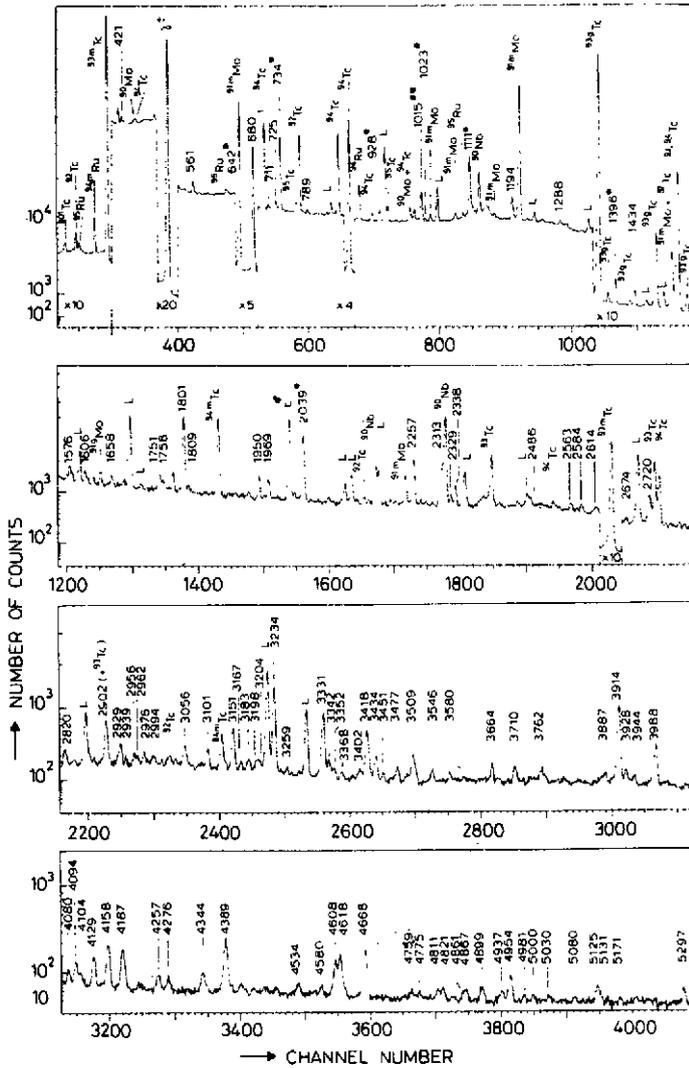


CERN - SPS E_{BEAM} 3200 GeV

4. Streamer chamber picture of a collision between a 3.2 TeV ^{16}O ion and a tungsten nucleus at rest. The picture does *not* show the few hundred neutral particles also produced in this interaction.



5. The total cross section and the jet-jet cross section as a function of the center-of-mass energy, in pp collisions.



6. A complicated nuclear γ spectrum measured with a large Ge(Li) crystal.

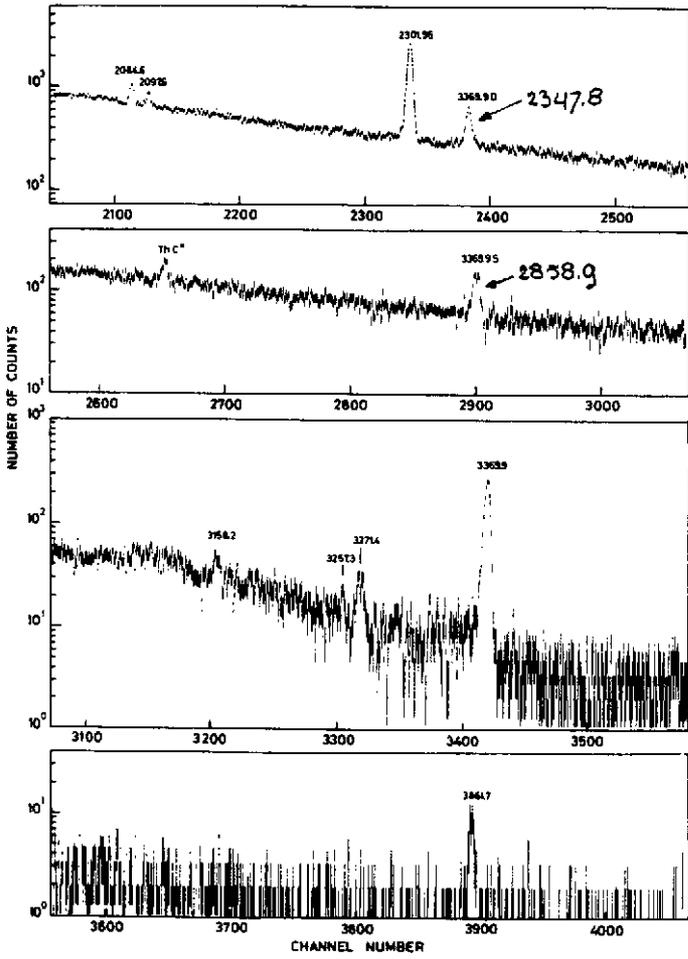
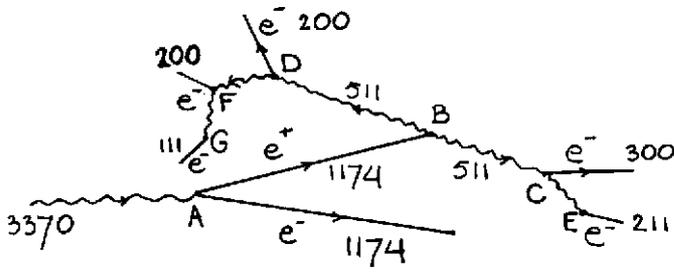
2. CALORIMETERS FOR DETECTING ELECTROMAGNETIC SHOWERS

2.1 Calorimetry at very low energies

Calorimeters for detecting electromagnetically interacting particles have been used since more than half a century in *nuclear physics* experiments. The best results are obtained with semiconductor devices like high-purity Ge, Ge(Li) and Si(Li) crystals. In such detectors an electric field is set up across the semiconducting medium, that has a low conductivity. Usually this low conductivity region is the charge-depletion region in a semiconductor diode operating at reverse bias. When a charged particle passes through the semiconductor, electron-hole pairs are created in it. The charges are separated by the electric field, and the resulting electrical signal can be measured.

One advantage of these detectors is that it takes very little energy to create one electron-hole pair, only 2.9 eV in Ge. The signal of a 1 MeV particle fully absorbed in the crystal will, therefore, consist of some 350,000 electrons. The energy resolution is determined by the statistical fluctuations in this number, which gives $\sigma/E = 0.17\%$, at 1 MeV. Such good resolutions are indeed observed in practice. Since the number of electron-hole pairs is proportional to the energy of the incoming particle, the resolution σ/E varies with E as c/\sqrt{E} , i.e. it improves with increasing energy. This is clearly what one observes with this type of detector. The largest Ge crystals used in practice have a sensitive volume of $\sim 100 \text{ cm}^3$. They are used as nuclear γ detectors. An example of their impressive resolving power is shown in fig. 6.

Although the energy of these γ 's is only a few MeV, they will already develop simple showers in the crystal. The sequence of processes through which the γ 's of a particular energy are absorbed and contribute to the corresponding peak, may be very different from event to event. An example of such a sequence is given in fig. 7. A γ of 3370 keV enters the detector and converts into an electron-positron pair. Both particles get a kinetic energy of 1174 keV (point A), the remaining energy is going into the mass of the e^+ and e^- . The electron loses its kinetic energy by creating electron-hole pairs in the semiconductor and stops inside the detector; and so does the positron. When the positron is stopped, it annihilates with an electron, thus releasing the energy $E = M_{e^+e^-}$ in the form of two γ 's of 511 keV each (B). The γ 's undergo Compton scattering (C,D), in which part of the energy is transferred to an electron and part into a new γ . The electrons lose their energy as described, the γ 's may either undergo another Compton scattering (F), or give photo-electric effect in which the full γ -energy is transferred to an electron (E,G). This is only one example out of an infinite number of different possibilities.



7. Shower development by few-MeV nuclear γ 's. In small semiconductor crystals, leakage effects may occur (see text).

For events that contribute to the peaks, the whole sequence has taken place inside the sensitive detector volume. Especially in smaller crystals, leakage phenomena may occur. This is shown by the γ -spectrum in fig. 7. Either one or both 511 keV γ 's from our example may escape the detector. This will lead to peaks at energies lower by 511 and 1022 keV. And if they don't escape, some of the tertiary or higher order γ 's might, leading to a continuous background.

Although this example in itself has no importance for applications in high-energy physics experiments, it nicely illustrates some aspects of calorimetry that are also relevant for our purpose: Shower development, the effect of fluctuations on the signal distribution, leakage.

Other detectors used for nuclear γ detection are based on the creation of scintillation light, e.g. NaI(Tl) crystals. When the molecules are excited by a charged particle that traverses the crystal, they fall back in their ground state by emitting photons with a wavelength in or near the visible spectrum. The crystals are read out with a device that transforms the photons in an electrical signal, e.g. through the photo-electric effect as in photomultipliers.

It is already much more complicated to understand the signal from such detectors than for the semiconductors discussed before. The following complications arise:

- i) The scintillation photons are not mono-energetic but cover a broad spectrum.
- ii) The sensitivity of the photocathode is strongly wavelength dependent.
- iii) Only a fraction of the photons reach the photocathode. The rest is either absorbed inside the crystal, or refracted out of it. These effects strongly depend on the detector geometry and on the position where the scintillation photons are produced.

As a consequence, the fluctuations in the signal (*i.e.* in the number of photo-electrons) will be much larger than the fluctuations in the number of photons released in the primary processes. And if the fluctuations in the signal are dominated by other factors than the statistical fluctuations in the primary processes, there is also *a priori* no reason to expect that the energy resolution σ/E will improve as c/\sqrt{E} with increasing energy.

This is confirmed by experimental results. Measurements on 8 keV X -rays yielded $\sigma/E \approx 15\%$. If we assume that this result is dominated by fluctuations in the primary processes, this means that on average ~ 40 photo-electrons are observed. In other words, it takes ~ 200 eV of the primary particle to create one photo-electron. For 1 MeV γ 's, one should therefore expect on average 5000 photo-electrons, which would yield $\sigma/E = 1.4\%$. Yet, the best resolutions obtained at this energy are at least three times worse than that.

2.2 Mechanisms of energy loss in high-energy em showers

We now change our energy units from eV, keV and MeV to GeV and TeV, still far away from the unit that has given its name to our detectors ($1 \text{ cal} \approx 2.6 \times 10^7 \text{ TeV}$).

In fact, most of the energy loss mechanisms relevant to high-energy em showers were already mentioned in the previous subsection: Ionization for electrons and positrons, pair production, Compton scattering and photo-electric effect for photons. There is only one more, be it crucial mechanism that comes in at higher energies: *Bremsstrahlung*.

When they pass through matter, electrons and positrons may radiate photons as a result of the Coulomb interaction with the nuclear electric field. These photons have an exponentially falling energy spectrum that in principle extends to the electron energy, but in general the emitted photon carries only a small fraction of this energy. In this process, the electron itself undergoes a (usually small) change in direction. The deviation depends on the angle and the energy of the emitted photon, which in turn depend on the strength of the Coulomb field, i.e. on the Z of the absorber medium. This is called multiple scattering.

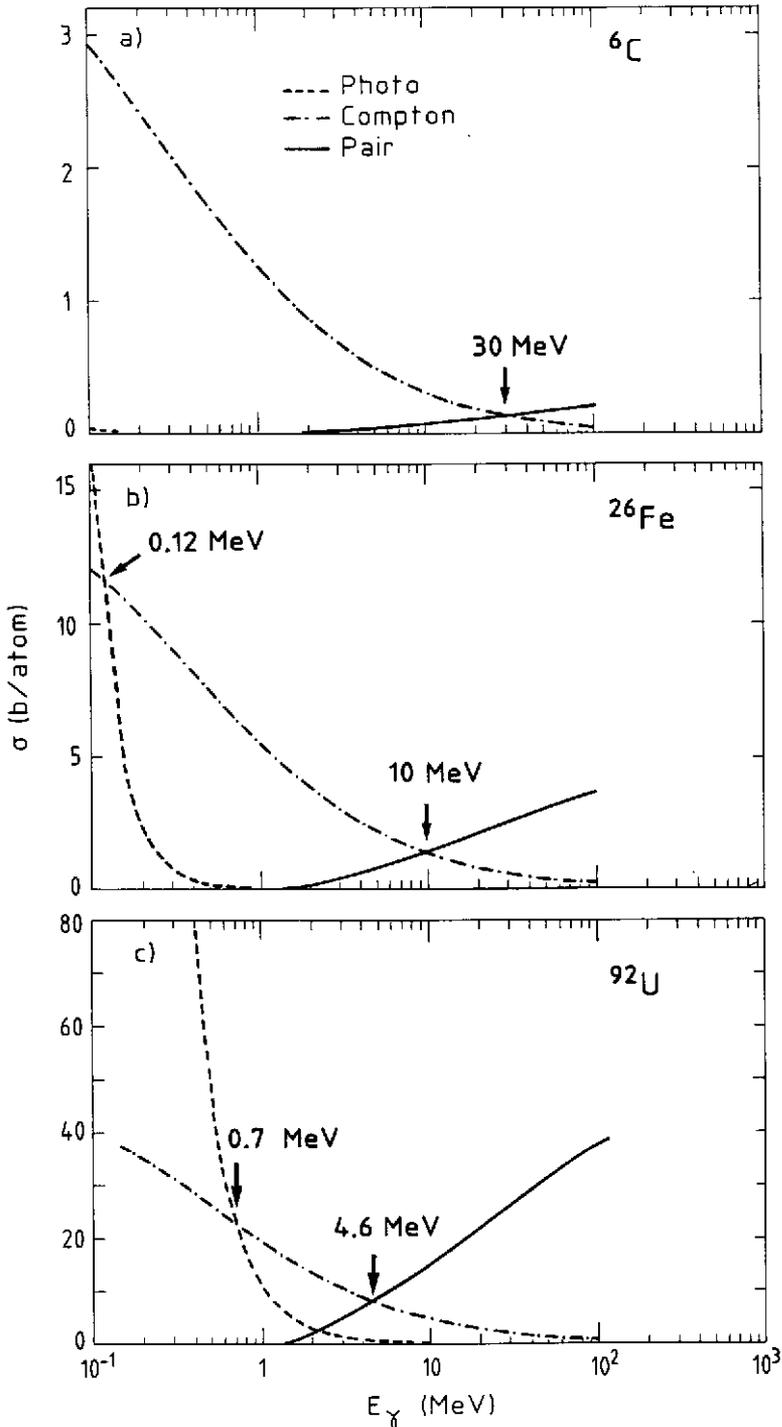
Bremsstrahlung is by far the principle source of energy loss by electrons and positrons at high energies. As a consequence, high-energy em showers are very different from the ones discussed so far (fig. 7), since an important multiplication of shower particles occurs. A primary GeV-type electron may radiate on its way through the detector say a thousand photons. The ones faster than 5 - 10 MeV will create e^+e^- pairs. The fast electrons and positrons from this process will in turn lose their energy by radiation as well, etc., etc. The result is a shower that may consist of thousands of different particles, electrons, positrons and photons (see fig. 8). The overwhelming majority of these particles are very soft. The average energy of the shower particles is obviously a function of the age of the shower, or the depth inside the detector: The farther the shower has developed, the softer the spectrum of its constituents becomes.

The energy loss mechanisms are governed by the laws of quantum electrodynamics^[2] one of the best established theoretical frameworks in physics. They primarily depend on the electron density of the medium in which the shower develops. Since the number of atoms per unit volume is within a factor of ~ 2 the same for all materials in the solid state, this density is roughly proportional to the (average) Z of the medium.

Figures 9 and 10 show the results of calculations on the energy loss mechanisms for photons and electrons, as a function of energy, in three materials with very different Z -values: Carbon ($Z = 6$), iron ($Z = 26$) and uranium ($Z = 92$)^[3,4]. At high energies, beyond $\sim 100 \text{ MeV}$, pair production by photons and energy loss by radiation



8. Impression of the development of (the early part of) an em shower, as recorded by the Big European Bubble Chamber filled with neon/hydrogen. The fast γ 's produce e^+e^- pairs (the V-type tracks on the picture), the soft ones are Compton-scattered (the single tiny corkscrews).



9. The cross sections for pair production, Compton scattering and photo-electric effect, as a function of the photon energy, in carbon, iron and uranium.

dominate in all cases, but at low energies the differences between the various materials are considerable. Both the energy at which Compton scattering starts dominating pair production by photons, and the energy at which ionization losses become more important than Bremsstrahlung, are strongly material dependent: They are roughly inversely proportional to Z .

These conditions determine the so-called *critical energy* (ϵ_c), i.e. the point where no further particle multiplication occurs in the shower. Above this energy, γ 's produce on average more than one charged particle (pair production), and electrons lose their energy predominantly by creating new γ 's. Below ϵ_c , γ 's produce only one electron each, and these electrons do not produce new γ 's themselves.

Figure 9 also shows that the contribution of photo-electric effect is extremely Z -dependent ($\sigma \sim Z^5$). In carbon, it does not play any role at all, while in uranium it is the dominating process below 0.7 MeV.

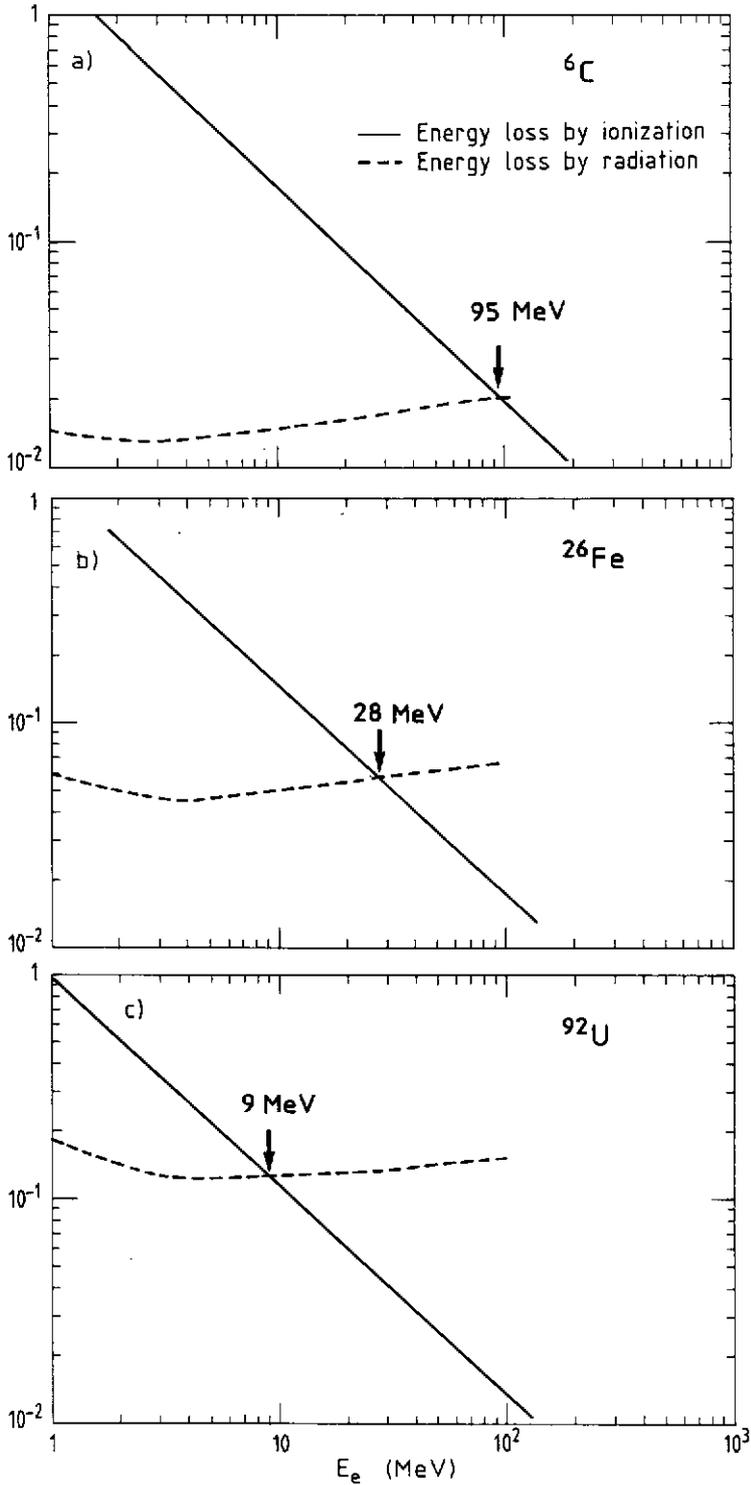
From the information in figs. 9 and 10 one can already imagine what the longitudinal shower profile will look like. If one would measure the number of e^+ and e^- as a function of depth in the detector, one would first find a rather steep rise, owing to the multiplication. This will continue up to the depth at which the average particle energy equals ϵ_c . Beyond that point no further multiplication will take place, and due to the fact that more and more electrons are stopped, the total number of remaining particles slowly decreases.

The positrons will predominantly be found in the early shower part, i.e. before the maximum is reached. Showers in high- Z materials will contain more positrons than in low- Z materials, because positron production continues until lower energies. The average energy of the shower particles will also be lower in high- Z materials, since radiation losses dominate until lower energies. These effects will turn out to have interesting consequences.

Owing to the fact that the underlying physics is well-understood and relatively simple, the em shower development can be simulated in great detail by Monte-Carlo techniques. One program, EGS4^[6] has emerged as the world-wide standard for this purpose. It is extremely reliable, provided it is used in the right way, and in the following sections several results of it will be shown.

2.3 Em shower characteristics

Since the em shower development is primarily determined by the electron density in the absorber medium, it is to some extent possible and in any case convenient to describe



10. The fractional energy loss by radiation and ionization, as a function of the electron energy, in carbon, iron and uranium.

the shower characteristics in a material-independent way. The units that are frequently used to describe the characteristic shower dimensions are the *radiation length* (X_0 , for the longitudinal development) and the *Molière radius* (ρ_M , transverse).

The radiation length is defined as the distance L over which a high-energy (> 1 GeV) electron loses on average 63.2% ($1-1/e$) of its energy to Bremsstrahlung. It almost equals (7/9) the average distance that very high-energy photons travel before converting into an e^+e^- pair. The Molière radius is defined through the ratio of X_0 and the critical energy, usually taken as the energy at which electrons lose equal amounts of energy through ionization and radiation (fig. 10). For rapid calculations, the following relations approximately hold:

$$X_0 \approx 180A/Z^2 \text{ (g/cm}^2\text{)} \text{ and } \rho_M \approx 7A/Z \text{ (g/cm}^2\text{)}$$

Expressed in these quantities, the shower development is approximately material-independent. Figure 11 shows the longitudinal development of a 10 GeV electron shower in Al, Fe and Pb, as obtained with EGS4 simulations. The profile is as expected from the discussion in sect 2.2. Globally, it scales indeed with X_0 . The differences between the various materials can be understood too. The radiation length is defined for GeV-type particles and, therefore, does not take into account the peculiarities occurring in the MeV region. The shift of the shower maximum to greater depth for high- Z absorbers is a consequence of the fact that particle multiplication continues until lower energies. And the slower decay beyond this maximum is due to the fact that lower-energy electrons still radiate.

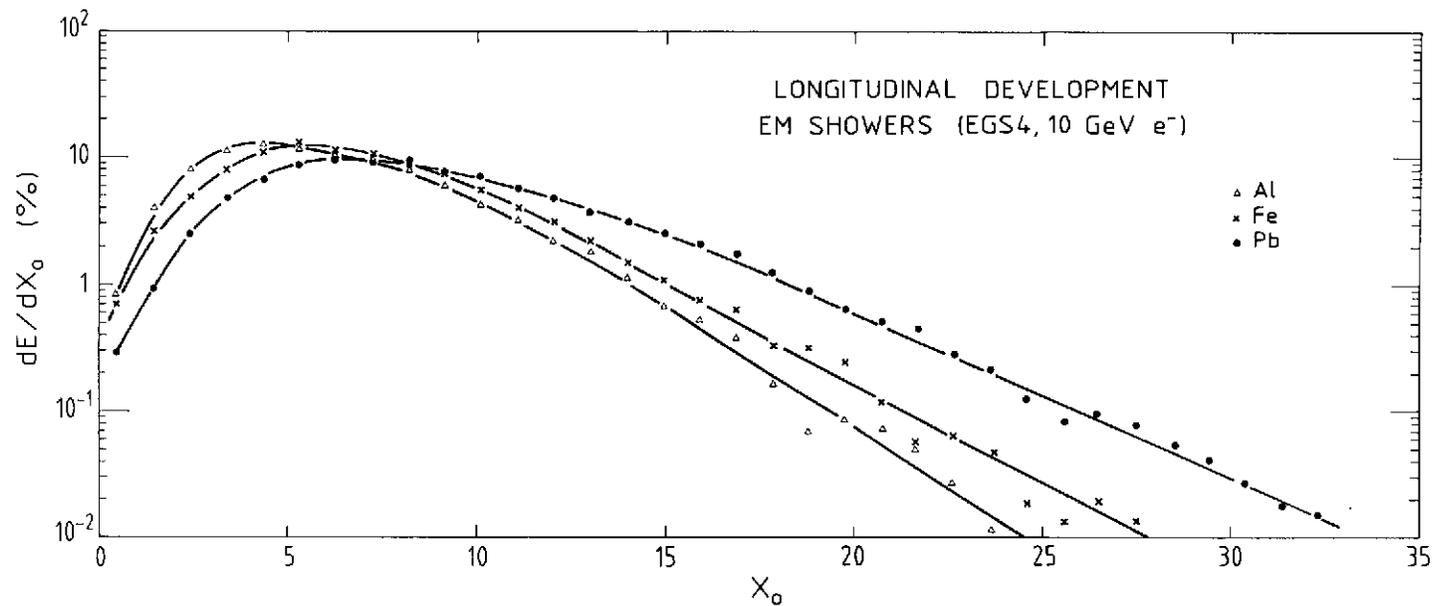
These data and EGS4 results at other energies can be reasonably fit by the formula

$$N = N_0 L^a \exp(-bL)$$

where a and b depend on Z , and a in addition on E . The shower maximum is defined by a/b and is proportional to $\log E$.

Figure 11 shows that it takes $\sim 25X_0$ to absorb these showers for at least 99%. This corresponds to 14 cm Pb, 44 cm Fe, or 220 cm Al. If the energy is increased, only very little extra material is needed to achieve the same containment. A 20 GeV photon will travel on average 9/7 radiation length before converting into an e^+e^- pair of 10 GeV each. It therefore takes only an extra $1.3 X_0$ to contain twice as much energy.

The radiation length is, strictly speaking, defined for infinite energy, it has no meaning in the MeV energy range. We just showed that ~ 15 cm lead absorb 20 GeV photon showers for more than 99%, while everybody knows that it takes more than that to make a proper shielding for a strong ^{60}Co source, that emits 1.3 MeV γ 's. The reason for this is clear from fig. 9. The total cross section around the region where Compton scattering



11. The longitudinal development of a 10 GeV electron shower in aluminium, iron and lead. Results of EGS4 calculations.

takes over from pair production is considerably lower than at very high energies, particularly in high- Z materials. As a consequence, the mean free path of few-MeV photons in lead is ~ 3 cm, or $\sim 5X_0$!

The lateral spread of an em shower is caused by two effects:

- a) Electrons move away from the axis by multiple scattering.
- b) Bremsstrahlung photons in the energy region where the total cross section is minimal may travel quite far from the shower axis, in particular if they are emitted by electrons that themselves travel under a considerable angle with this axis.

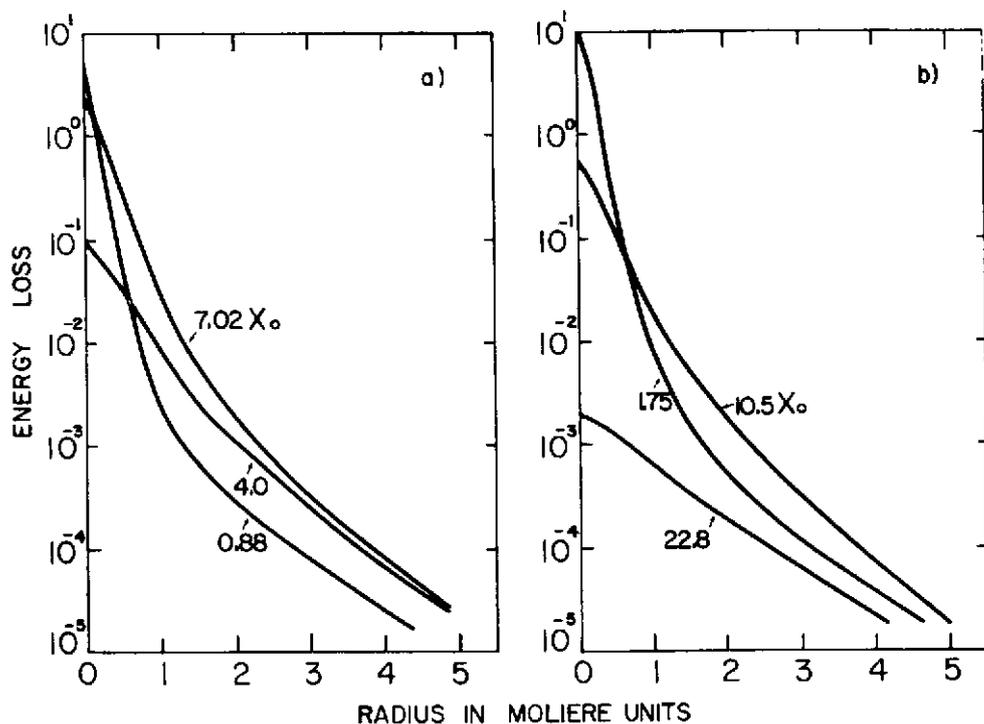
The first process will dominate in the early stages of the shower development. The second process can be expected to become important beyond the shower maximum and, for reasons just given, particularly in high- Z media. This is confirmed by EGS4 calculations^[7]. Figure 12 shows the lateral distribution of the energy deposited by an em shower in lead, at various depths. The two components can be clearly distinguished (note the logarithmic vertical scale). The radial profile shows a pronounced central core surrounded by a "halo". The central core disappears beyond the shower maximum. Similar calculations in aluminium showed that the radial profile, expressed in ρ_M units, is indeed more narrow than in lead. Like the radiation length, also the Molière radius does not take into account the peculiarities occurring in the MeV region.

Figure 12 shows that em showers are very narrow, especially in the first few radiation lengths. The Molière radius of lead is ~ 1.7 cm. With a sufficiently fine-grained calorimeter, the showering particle can therefore be localized with a precision of ~ 1 mm.

2.4 Homogeneous em shower detectors

The fully sensitive calorimeters that have been used as em shower counters are all based on the detection of light. The NaI(Tl) crystals discussed in sect. 2.1 were also used for this purpose. For 1 GeV showers an energy resolution $\sigma/E = 0.9\%$ was measured, with a $24 X_0$ (60 cm) long crystal. For shower detection this is an excellent result, but it confirms the tendency already noticed for nuclear γ 's, that the energy resolution does not improve with increasing energy as c/\sqrt{E} , but more slowly. Based on the 5% resolution typical at 1 MeV one would have expected $\sigma/E \approx 0.2\%$ at 1 GeV in case of a c/\sqrt{E} behaviour.

Another frequently used crystal detector based on scintillation light is bismuth germanate (BGO). It is popular because of its short radiation length (1.1 cm) and its good mechanical properties (unlike NaI(Tl), it is not hygroscopic). The energy resolution for a sufficiently large detector will, expectedly, be similar to NaI(Tl). Also here, the fluctu-



12. The lateral distribution of the energy deposited by a 1 GeV em shower in lead, at various depths. Results of EGS4 calculations.

ations in the primary processes by which the light is created, are by no means limiting the calorimeter performance.

This is different for *lead glass* counters (a mixture of PbO and SiO_2). They are based on the detection of Čerenkov light produced by the electrons and positrons from the shower. Particles travelling at a velocity lower than the velocity of light in the absorber will *not* emit this light, and therefore the lead glass detects only the shower electrons with a kinetic energy larger than ~ 0.7 MeV. This means that at maximum only $1000/0.7 \sim 1400$ photons will be produced per GeV shower energy, and that the resolution σ/E can not become better than $\sim 3\%$ at 1 GeV because of fluctuations in this number. If in addition losses in the *detection* of these photons occur, the resolution will further deteriorate.

Geometrical losses are in this case much less important than for scintillation light. The Čerenkov photons are emitted at a fixed angle with respect to the direction in which the electrons move, while scintillation light is isotropically emitted. Absorption of Čerenkov photons by the crystal itself will play a role, but in practice about half of them can be detected by the photocathode.

The energy resolution of em calorimeters based on the detection of Čerenkov light is clearly limited by fluctuations in the shower development, which determine the number of Čerenkov photons produced. This contribution to the energy resolution σ/E scales as c/\sqrt{E} . For detectors that are sufficiently large to contain the shower, it is the dominating contribution. For lead glass, one has found¹⁶¹ $\sigma/E \approx 5\%/\sqrt{E}$ for em showers in the energy range 1 - 20 GeV. In this result, and in all the other ones written similarly in the following, E is expressed in GeV.

2.5 Sampling calorimeters

Sampling calorimeters are devices where the energy is measured in a number of sensitive layers interspersed by passive absorber. The usual configuration is a stack of many plates of a dense metallic absorber, interleaved with planes of active material. The signals are obtained from these planes, for which a variety of choices exist. These are subject of sect. 3. Sampling calorimeters are much cheaper than the homogeneous ones we discussed, and thus they can be sufficiently large to avoid shower leakage, and to cover the full solid angle in a collider experiment.

In these calorimeters, one measures the ionization loss of shower particles that traverse (part of) an active layer. This represents a small, but for em showers (on average) fixed fraction of the total energy of the particle that generated the shower. This *sampling fraction* is to first order roughly equal to the mass ratio of the active and passive materials in the calorimeter. For calorimeters with solid or liquid active media it is usually somewhere in the 1% - 10% range, for detectors with gaseous readout it is considerably lower, $\sim 10^{-4}$.

Of all the different active media used in sampling calorimeters, none is based on the detection of Čerenkov light. There is an obvious reason for this. In sect. 2.4 it was shown that per GeV shower energy at maximum only ~ 1400 Čerenkov photons are produced. If we now have a calorimeter with a sampling fraction of 1%, on average only 14 photons would be produced in the active layers, leading to a ridiculously large contribution of photon statistics to the energy resolution.

This illustrates why active media in sampling calorimeters should be based on abundant primary processes. In practice they are all using either scintillation light or direct charge production, e.g. by ionization, as the source of signals. These processes occur at least 10^6 times per GeV deposited shower energy (see sect. 2.1). In spite of this large number, (photo-)electron statistics may well be a non-negligible factor contributing to the energy resolution, since large reduction factors apply. For a sampling calorimeter with scintillator readout, 1000 photo-electrons per GeV is already considered a very good

result, which would contribute $\sim 3\%/\sqrt{E}$ to the energy resolution σ/E . The reduction of a factor $10^3 - 10^4$ comes in this case from the combined effects of sampling fraction, and a very low efficiency of scintillation light reaching the photocathode (geometry, absorption).

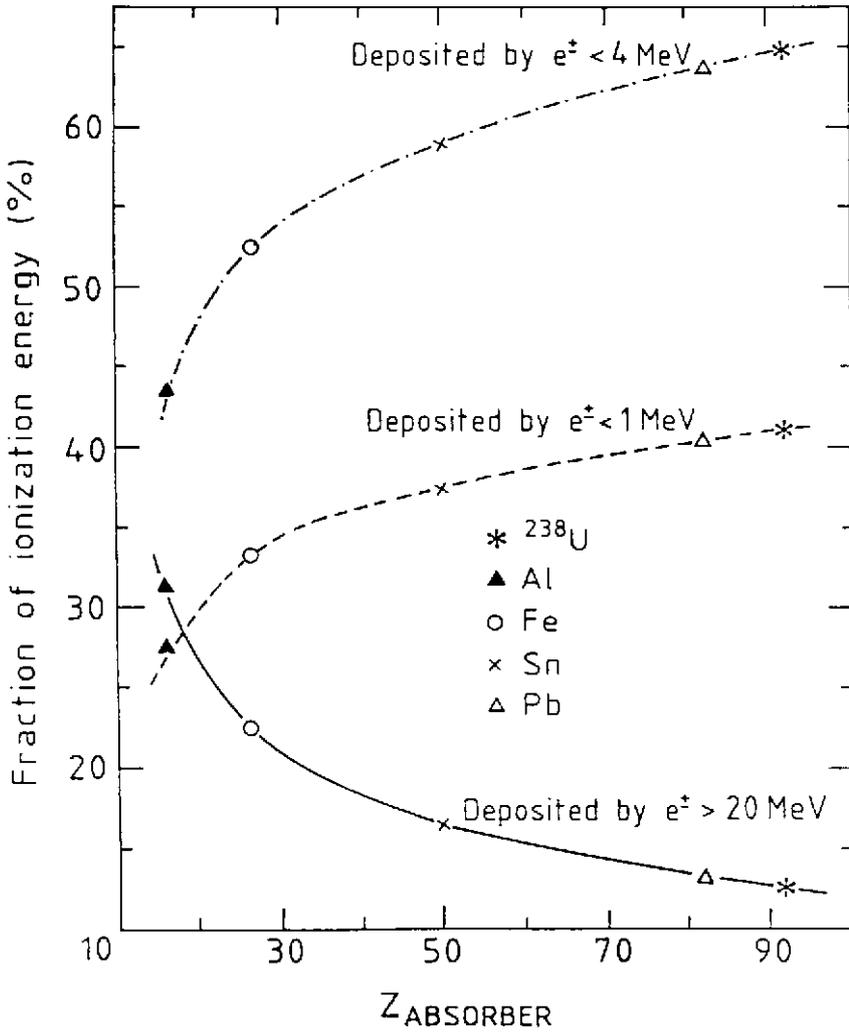
An effect of the same type occurs in calorimeters with wire chamber readout. These detect the direct ionization charge via gas amplification. Because of the very small sampling fraction, only ~ 100 out of the primary $\sim 10^6$ ionization processes per GeV are taking place in the sensitive layers, yielding a $10\%/\sqrt{E}$ contribution to the energy resolution. In practice the contribution will even be larger than that, since the number of ionizations N in the active layers is very asymmetrically distributed (Landau tail), and hence the σ_{RMS} of the distribution is considerably larger than \sqrt{N} .

The major contribution to the energy resolution of calorimeters with *non-gaseous* readout has a different origin, i.e. the fluctuations in the number of charged shower particles that contribute to the signal. These are called *sampling fluctuations*. In order to evaluate their effect, we will distinguish two kinds of particles:

- a) Those created in the absorber layers and crossing the boundary with the active layers.
- b) Those created in the active layers themselves.

By far most particles through which the shower energy is deposited in the calorimeter are *electrons*. Simulations with EGS4 have shown that per GeV em energy on average only 65 positrons are created, via $\gamma \rightarrow e^+e^-$, in high- Z materials like Pb and U. In low- Z materials this number is even lower (see sect. 2.3). In the soft shower part, below the critical energy, considerable numbers of soft electrons are produced, through Compton scattering and photo-electric effect. Figure 13 is illustrative in this respect. It shows which fraction of the shower energy of a 10 GeV electron is deposited through ionization by particles below or above a certain threshold energy. Particles with a kinetic energy below 1 MeV account for a considerable fraction, ranging from $\sim 25\%$ in Al to $\sim 40\%$ in high- Z materials like Pb and U. If we assume that these particles carry on average 0.5 MeV, this leads to 500 - 800 particles per GeV shower energy, almost exclusively electrons. In practice there will be even *more* particles than that, since the electron energy spectrum is not flat but (exponentially) increasing at lower energy.

In a sampling calorimeter, most of the soft shower electrons will *not* contribute to the signal, because of their short range. For example, the range of a 1 MeV electron in uranium is only 0.4 mm, and for a 0.1 MeV electron it is only 0.02 mm. Therefore, in a sampling calorimeter with 3 mm uranium plates more than 80% of the 1 MeV electrons produced in the absorber layers will *not* manage to reach a sensitive plane, and even more than 99% of the 0.1 MeV electrons.



13. The fraction of the energy of a 10 GeV electron shower, that is deposited through ionization by electrons and positrons slower than 1 or 4 MeV, or faster than 20 MeV, as a function of the Z -value of the calorimeter absorber. Results from EGS4 Monte-Carlo simulations.

The fraction of the soft shower electrons produced in the *absorber layers*, which do reach the active planes is inversely proportional to the thickness of the absorber layers, to a very good approximation. Only for very thin (< 1 mm) absorber plates deviations will occur.

The soft shower electrons produced in the *active layers* will all contribute to the calorimeter signal. The fraction of the total number of soft shower electrons that they represent depends on the sampling fraction: If the absorber plates are made thicker, or the active plates thinner, the number of soft shower electrons generated in the active planes decreases proportionally.

The number of soft shower electrons contributing to the calorimeter signal is, therefore, in both cases inversely proportional to the thickness of the absorber plates (t_{abs}). The part produced in the active planes is in addition *proportional* to the thickness of these planes. The fluctuations in the number of soft shower electrons detected by the active planes give a contribution to the calorimeter energy resolution that thus can be written as

$$\sigma_{\text{samp}}/E = c\sqrt{t_{\text{abs}}/E}$$

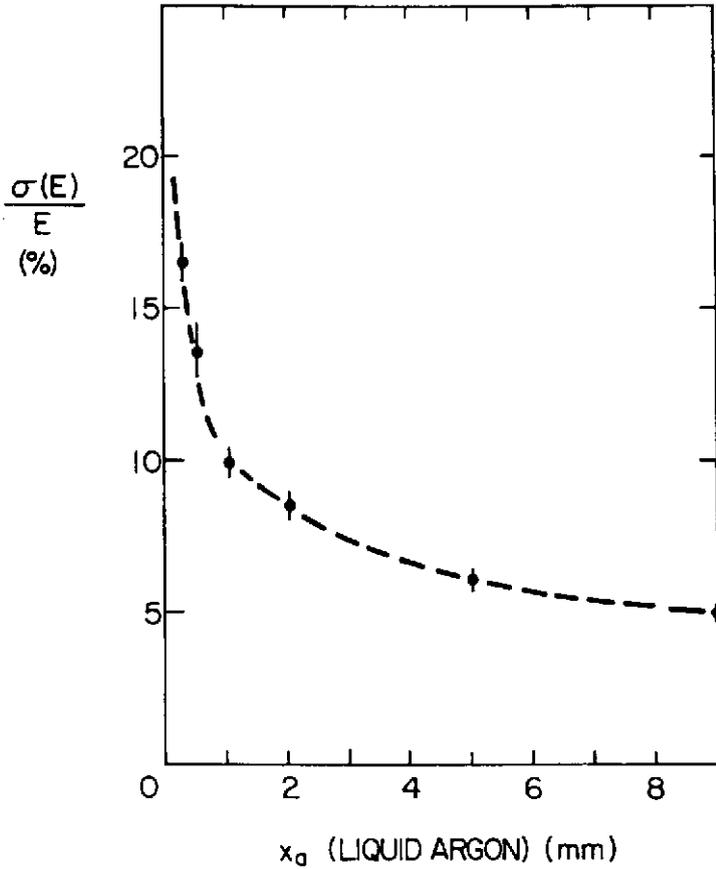
for a particular combination of active and passive media, and a fixed thickness of the active planes. From the numbers given above it is clear that in practical calorimeters, the number of these electrons will not exceed a few hundred per GeV shower energy, and thus the fluctuations will be at least 5 – 10% at 1 GeV.

The contribution of the *fast* shower particles to the sampling fluctuations will show somewhat different characteristics. These particles are predominantly produced in pairs ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). This means that the fluctuations in their numbers are given by $\sqrt{N/2}$ rather than by \sqrt{N} . As indicated before, their number is small compared to the soft electrons. Their contribution to the signal may be somewhat enhanced by the fact that they may traverse *several* active planes, particularly if the absorber layers are thin ($< 1X_0$). The contribution of fluctuations in their number to the energy resolution will only scale with $\sqrt{t_{\text{abs}}}$ if $t_{\text{abs}} > 1X_0$, and is independent on the thickness of the active layers.

Summarizing, we have three classes of shower particles, which contribute very differently to the sampling fluctuations:

- 1) The fast particles, whose range is longer than the sampling distance. The contributions of fluctuations in their number to the energy resolution is affected by the e^+e^- correlation (Z -dependent, see fig. 9), and is much weaker dependent on the thickness of the passive layers than for the other components.
- 2) Soft (incompletely sampled) shower electrons generated in the passive layers. Their contribution to the energy resolution scales with $\sqrt{t_{\text{abs}}}$ and is independent on the thickness of the active layers.

- 3) Soft shower electrons generated in the active layers. Their contribution to the energy resolution scales with $\sqrt{t_{\text{abs}}}$ for a fixed thickness of the active planes t_{act} , and with $\sqrt{1/t_{\text{act}}}$ for a fixed t_{abs} .



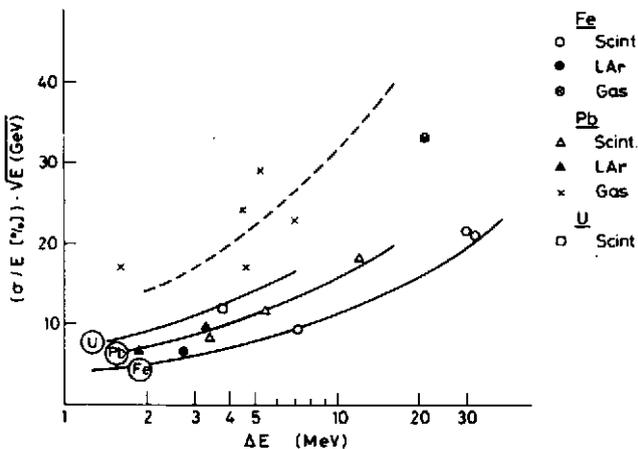
14. Energy resolution vs thickness of the active layers for 1 GeV electron showers in a Fe/LAr sampling calorimeter.

The number of particles in 1) is limited by default. The number of particles in 2) is limited because the electron range cuts off the contribution of the very soft component. The number of particles in 3) is *potentially* much larger than in the other categories, since the low-energy cut-off value is much lower than for 2). A cut-off occurs here only if the γ 's that *generate* the electrons can no longer escape from the absorber.

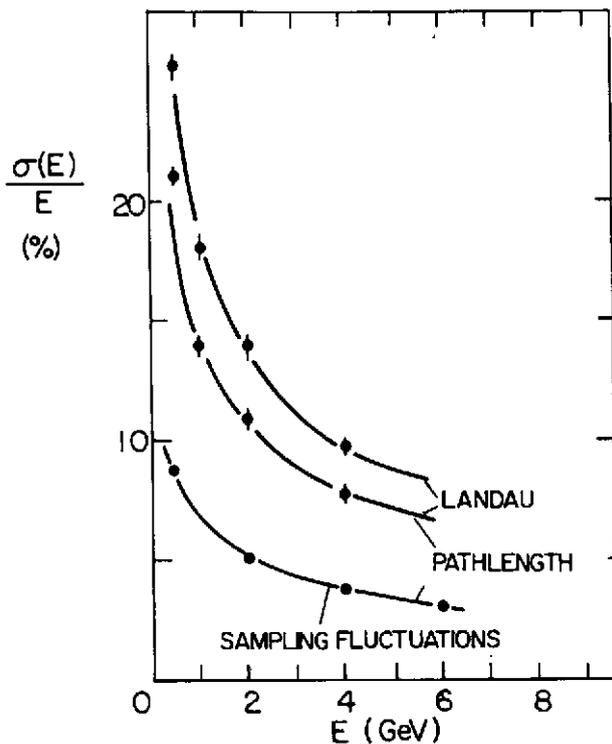
The sampling fluctuations, *i.e.* the fluctuations in the *total number* of shower particles observed in the active planes, depend on the relative contribution of these three categories to the signal of a given calorimeter. This is very calorimeter-dependent. Let us illustrate this with a few examples.

- i) In iron/liquid-argon (LAr) calorimeters, shower electrons produced in the LAr are the dominating contribution to the signal. This can be concluded from fig. 14 . The energy resolution is to a good approximation proportional to $\sqrt{1/t_{act}}$, which is characteristic for this component.
- ii) This is completely different in calorimeters with gaseous active layers. Owing to the very small sampling fraction, very few γ 's will undergo interactions in the gas. Only particles produced in the absorber contribute to the signal. As a consequence, the *number* of detected shower particles per GeV is much smaller than in the previous example, and the fluctuations correspondingly larger. This is confirmed experimentally, since the energy resolution of calorimeters with gaseous readout is always found to be considerably worse than when dense active layers interleave the same absorber plates (fig. 15), although part of this effect is due to other phenomena, *e.g.* Landau fluctuations.
- iii) A similar effect occurs when the calorimeter consists of high- Z absorber plates and low- Z active planes. The production of soft shower electrons in the active planes is then strongly reduced by the photo-electric effect, for which the cross section is proportional to Z^5 . The soft shower photons will, therefore, almost exclusively interact in the absorber layers. As a consequence, the energy resolution for em showers in lead and uranium calorimeters is worse than for iron calorimeters, at the same sampling fraction, which is indeed observed in practice (fig. 15).

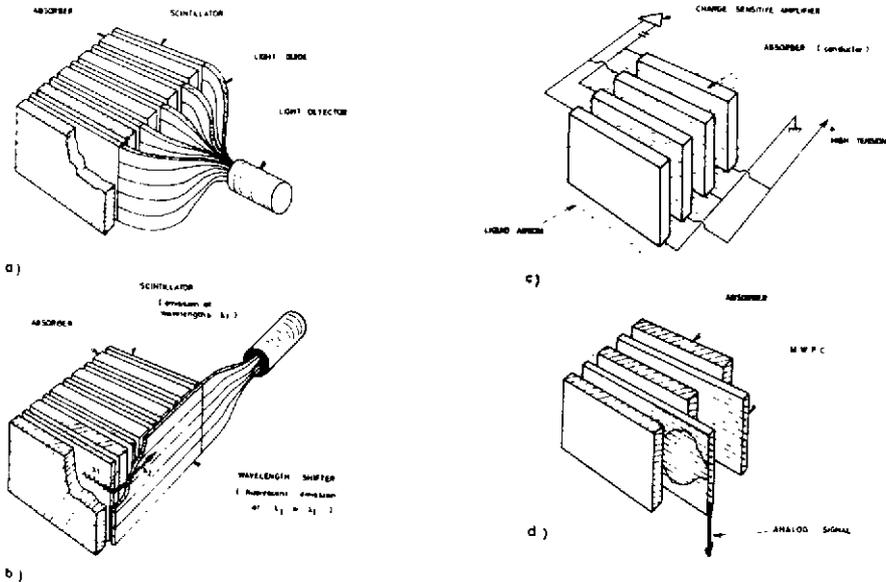
These examples illustrate that the energy resolution of sampling calorimeters is a complicated matter, for which no simple formulae can be given. They also illustrate that computer simulations with EGS4 will only give reliable results, if the energy deposition by the soft shower component is treated correctly, *i.e.* if cut-off values in the keV region are used.



15. Measured values of the energy resolution for electrons with different sampling calorimeters; ΔE is the energy loss by a minimum ionizing particle in a single sampling layer.



16. The contribution of sampling, Landau and path length fluctuations to the energy resolution for em showers in a gas sampling lead calorimeter. Results of calculations from ref. 9.



17. Schematic representation for frequently used calorimeter readout techniques: Scintillator plates individually coupled to a photomultiplier (a). Scintillator plates read out by WLS plates (b). Charge produced in an electron-transporting medium (e.g. LAr) collected at electrodes (c). Charge produced in a gas, amplified internally, and detected on suitable readout wires (d).

The fluctuations in the number of shower particles contributing to the signal give certainly a major contribution to the energy resolution of sampling calorimeters. In a more refined treatment, one should also consider the fluctuations in the energy that individual electrons deposit in the active layers. Such fluctuations will occur because of the angular distribution of the electrons travelling through the gaps. In calorimeters with dense active layers, the effect of these path length fluctuations is generally small, because the range of the electrons that dominate the signal is compatible to the thickness of a typical active layer, so that the angle at which the electron traverses the plane makes little difference to the signal.

This is different for calorimeters with gaseous active media, where electrons travelling in the active plane may give signals that are very much larger than particles crossing the plane perpendicularly. Figure 16 shows the results of calculations by Fisher^[9] on the various contributions to the energy resolution of gas sampling em calorimeters. Also in calorimeters with very thin non-gaseous active layers like Si, the contribution of path length fluctuations to the energy resolution is probably not negligible. The typical thickness of 0.2 mm Si corresponds to the range of ~ 0.2 MeV electrons, well below the effective cut-off value for electrons generated in the absorber and penetrating the active layers, so that the angular distribution of these electrons is important for the calorimeter signal.

3. READOUT TECHNIQUES FOR SAMPLING CALORIMETERS

For the active layers in sampling calorimeters, both for detecting em and hadronic showers, a variety of possibilities exist, which we briefly review in this section. The choice for using either one of these options in a particular calorimeter will be imposed by the requirements on the calorimeter performance. These requirements frequently concern:

- a) The energy resolution.
- b) The signal linearity, as a function of energy.
- c) The signal uniformity: The signal should, ideally, *not* depend on the spatial position of the detected particle.
- d) The position resolution, intimately linked to the readout *granularity*.
- e) The hermeticity: The fraction of the solid angle which is occupied by support structures and other "dead" elements, rather than by the sensitive detector volume.
- f) The rate capability, crucial at hadron colliders (see fig. 5).
- g) The radiation resistivity of the active material.
- h) The electronic stability, and possibilities for calibrating the detector.
- i) The capability of operating in a magnetic field.
- j) The compactness.

The relative importance of these requirements depends on the type of accelerator, and on the energy domain that is covered. Cost aspects are frequently a limiting boundary condition.

Energy resolution and signal linearity of hadron calorimeters are a major item in the next sections. We will keep the other mentioned requirements in mind when discussing the various readout options below.

All active media applied so far in sampling calorimeters are based on the detection of either scintillation light or electrical charge induced by the charged shower particles in the active detector planes.

3.1 Plastic scintillators

Scintillating plastic has become very popular as active medium in sampling calorime-

ters. The material is cheap and allows a simple and compact construction. In addition, the signal readout technology is easy and reliable. Most systems consist of a sandwich structure of absorber plates interleaved with scintillator sheets. The light is read out through wave length shifter (WLS) plates, which run perpendicular to the sampling layers and which are optically coupled to a device that transforms the light in an electrical signal, e.g. a photomultiplier (fig. 17 b). The scintillation light travels through internal reflection to the edge of the plate, crosses a thin air gap, is absorbed and reemitted at a longer wave length, better matched to the sensitivity of the photocathode, to which it continues its journey under 90° through internal reflection in the WLS plates.

This scheme replaces the cumbersome and expensive structures in which each individual scintillator plate is optically coupled to a photomultiplier (fig. 17 a), and minimizes the dead space. The prize to pay for this advantage concerns the number of detected photons. Photo-electron statistics is usually marginal in such devices (sect. 2.5).

Another important advantage of scintillator readout concerns the rate capability. The response time of plastic scintillators is extremely short, and time resolutions of a few ns can be achieved for shower detection. The main *disadvantages* compared to other systems concern the granularity, the signal uniformity and, at least for some types of scintillator, the radiation sensitivity.

A very interesting new development is the use of scintillating *fibres* instead of sheets. The fibres are embedded in a metal matrix, and are running parallel to each other, roughly in the direction of the particles that one wants to detect. This scheme offers major advantages concerning almost all the points mentioned in the list of requirements^[10] and may well turn out to be the ultimate calorimeter configuration.

3.2 Charge collection

The charge produced by the passage of charged shower particles may be collected from solids, liquids or gases.

3.2.1 Silicon

The mechanism of charge creation in semiconductor devices was outlined in sect. 2.1. Silicon layers have been successfully used as active material in small em sampling calorimeters. The specific advantages of this technique concern the compactness, the granularity, the signal uniformity and stability, and the rate capability.

The Si layers are very thin (< 0.5 mm), permitting the construction of extremely

compact devices ($X_0 < 4$ mm). They can be segmented to a very high degree (cf. strip detectors), hence offering the ultimate localization of showers. Silicon is approximately as fast as scintillation counters, but it is more stable than these.

The disadvantages of the inherent small sampling fraction were already discussed in sect. 2.5. Other disadvantages concern the large cost of a full size Si sampling calorimeter, and the vulnerability of Si to neutrons which cause lattice dislocations.

Nevertheless, Si is being considered as one of the options for a hadron calorimeter at a supercollider experiment⁽¹¹⁾.

3.2.2 Liquid media

The other detectors discussed in this section detect ionization charge. Liquid media can only detect this charge in an ionization chamber mode, i.e. without any internal signal amplification (fig. 17 c). In order to be effective, one needs a liquid in which the electrons released by the ionised atoms or molecules may drift freely over sufficiently long distances (cm), given an electric field of adequate strength. Inert elements are suited for this purpose (that's why they are inert), provided that the level of electron-absorbing impurities (e.g. O_2) is sufficiently low. Liquid argon is the best known example, the oxygen concentrations should be kept at less than 1 ppm, which is no major problem in practice.

The specific advantages of LAr concern the long-term operating stability, owing to the absence of radiation damage. Like Si, it can be finely segmented, and the response is uniform to better than $\sim 1\%$. The weak points of this technique concern the hermeticity, a consequence of the fact that the detector has to be cryogenically operated, and the rate capability. The latter problem is common to all techniques based on electrons drifting over macroscopic distances. The charge collection time is larger than 100 ns, most frequently ~ 1 μ s in such devices.

More recently, liquids have been developed which offer similar advantages as LAr, but can be operated at room temperature, thus avoiding the dead space taken by the cryogenics, and the related problems with hermeticity. They carry code names like TMS, 2,2,4,4 TMP, Neopentane, 2,2 DMB, etc. Their feasibility remains yet to be demonstrated in a large scale experiment. The tolerable impurity level is orders of magnitude lower than for LAr, requiring space-type technology for production (ultra-high vacuum, etc.). The signal-to-noise ratio, already a non-negligible problem for LAr, is worse by at least a factor of 5 in these liquids. In terms of energy resolution and signal linearity, they offer a *potential* advantage relative to LAr (sect. 6,7).

3.2.3 Wire chamber readout

Wire chambers serving as active elements in sampling calorimeters can be operated in a *proportional* or a *saturated* (Geiger, streamer, flash tube) mode (fig. 17 d). The ionization charge is internally amplified through avalanche development, and detected on sense wires. Like for liquid media and Si, a very good spatial resolution can be achieved. Another advantage of this technique is the low cost.

The disadvantages concern the energy resolution (see sect. 2.5), a consequence of the extremely small sampling fraction, and the rate capability. The devices operating in a saturated mode ("digital" calorimeters or quantimeters) suffer in addition from quite severe signal alinearities. One charged particle causes an insensitive region along the struck wire, which prevents nearby particles from being detected.

Much more information about calorimeter readout technology is given in the paper by Fabjan⁽¹⁾.

4. CHARACTERISTICS OF HADRON SHOWERS

4.1 General properties

Conceptually, the calorimetric energy measurement of hadron showers is the same as for em showers, but the large variety of possible interaction processes complicates the detailed understanding of the calorimeter response.

When a high-energy hadron penetrates a block of matter, it will at some point interact with one of the nuclei in this block. In this process, usually mesons are produced (π , K , etc). Some other fraction of the particle energy is transferred to the nucleus. The excited nucleus will release this energy by emitting a certain number of nucleons, and in a later stage γ 's, and lose its kinetic (recoil) energy by ionization. The particles produced in this reaction (mesons, nucleons, γ 's) may either lose their energy by ionization or induce new reactions in turn, and so a shower develops.

The calorimeter signal is the result of all the charged particles produced in this process, which ionise the active calorimeter layers. The much larger variety of interaction processes implies much larger fluctuations in the shower development compared to purely em showers, and therefore it is no surprise that the energy resolution for calorimetric hadron detection is worse.

Since the hadronic shower development is (for an important part) based on *nuclear* interactions, its dimensions are governed by the *nuclear interaction length* λ_{int} . The interaction probability is determined by the fraction of a two-dimensional plane occupied by atomic nuclei; if we assume that the number of atoms per unit volume is material independent, λ_{int} will scale with the nuclear radius, *i.e.* as $A^{1/3}$. Figure 18 shows the results of measurements that give a good impression of the longitudinal and lateral development of 300 GeV π^- showers in uranium. The profiles look very similar to em showers (figs. 11,12), be it that the scale is very different. In this example it takes ~ 80 cm to contain the pion shower at the 95 % level, while 10 cm would be sufficient for electrons at the same energy.

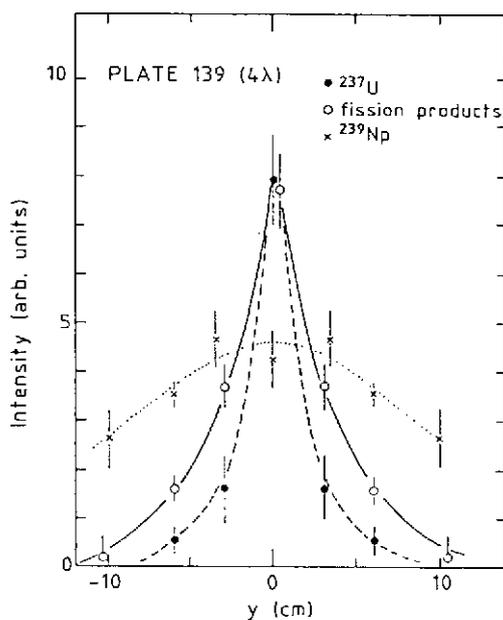
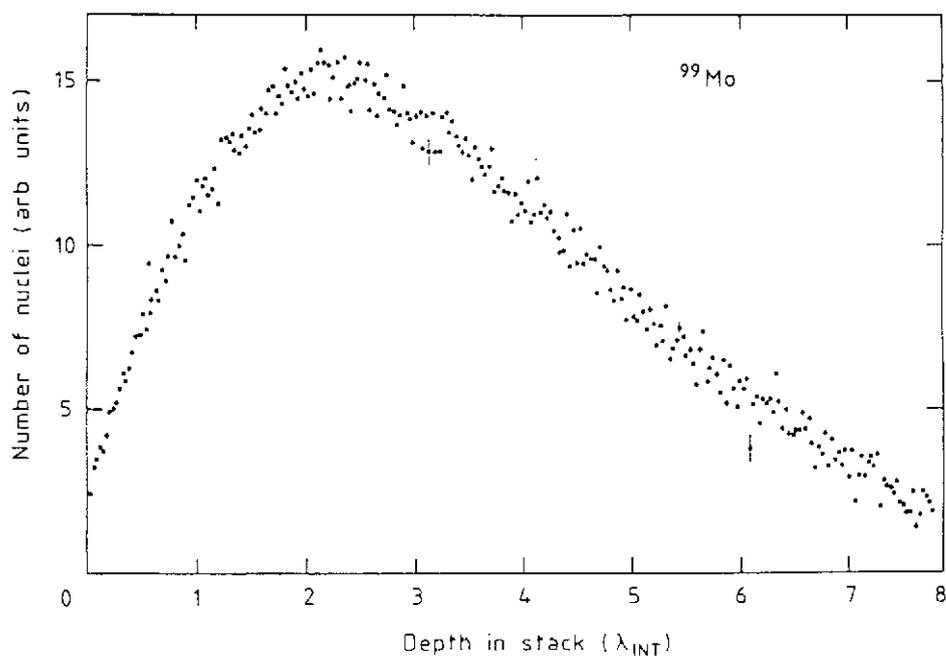
The leakage as a function of the detector depth is shown in fig. 19, for hadron energies ranging from 5 to 210 GeV. It turns out that the detector size needed to contain *e.g.* more than 99% of the shower energy increases only very slightly with the energy, from $6 \lambda_{\text{int}}$ at 5 GeV to $9 \lambda_{\text{int}}$ at 210 GeV.

One may use the differences in the characteristic energy deposit for *particle identification*. The separation between electromagnetically interacting particles (e, γ, π^0) and hadrons works best for high- Z materials. This is illustrated in fig. 20 where the ratio between λ_{int} and X_0 is given as a function of Z , showing an almost linear dependence. Figures 21 and 22 show examples of e/π separation based on the longitudinal and lateral shower information, respectively, obtained with a uranium/plastic-scintillator calorimeter^[14]. The lateral cell-size was 20×20 cm². The lateral distinction between electrons and pions would of course become much more pronounced if this cell-size would be reduced to a few Molière radii, *e.g.* 5×5 cm².

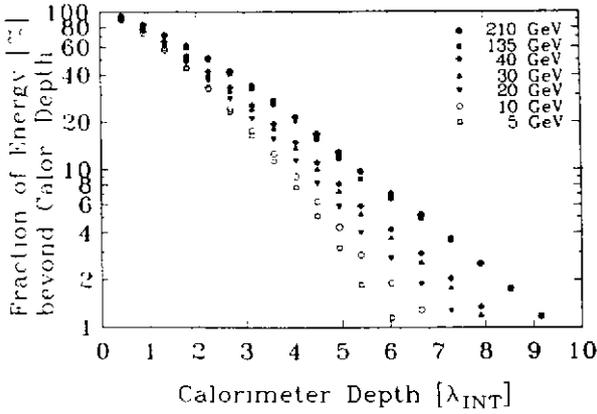
4.2 Introduction to the optimization of hadron calorimetry

Calorimeters for the detection of electromagnetically interacting particles (e, γ) are well understood and can be reliably simulated in great detail by Monte-Carlo techniques (*e.g.* EGS4). This is by no means the case for hadron calorimeters. To date there exists no computer program that is capable of simulating the complete development of a hadronic cascade and predicting reliably the response of a given calorimeter to it. As a consequence, progress in this area of detector technology had to proceed on a trial-and-error basis for a long time. Many results obtained in this process were considered extremely confusing.

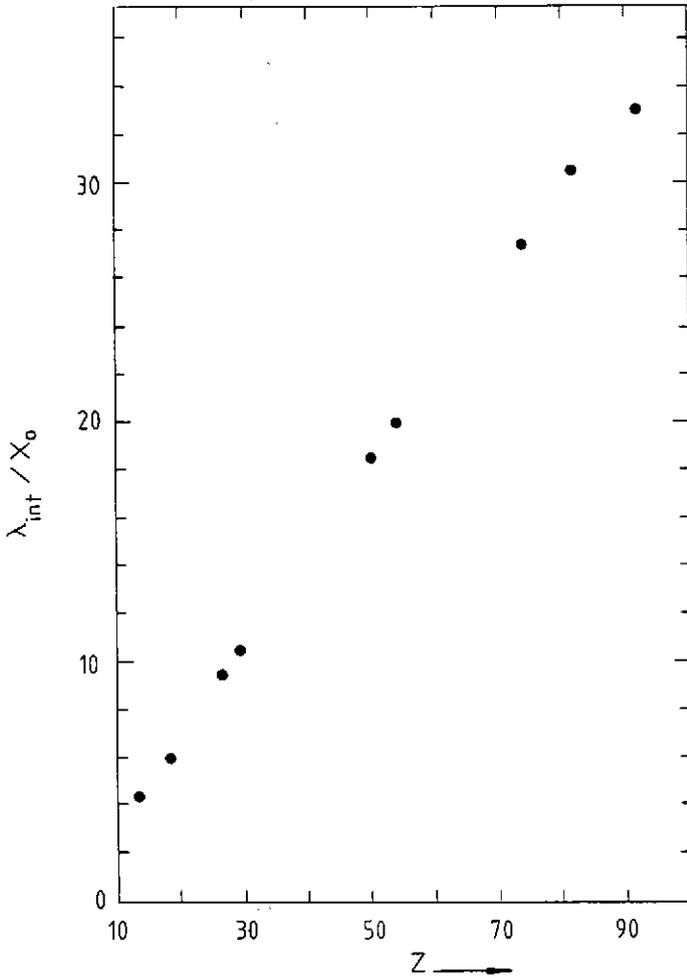
The crucial role of the so-called e/h signal ratio for the energy resolution was already recognized in the early days of hadron calorimetry^[15]. The R807 group at CERN demonstrated that energy resolutions of $35\%/\sqrt{E}$ could be achieved for hadron detection



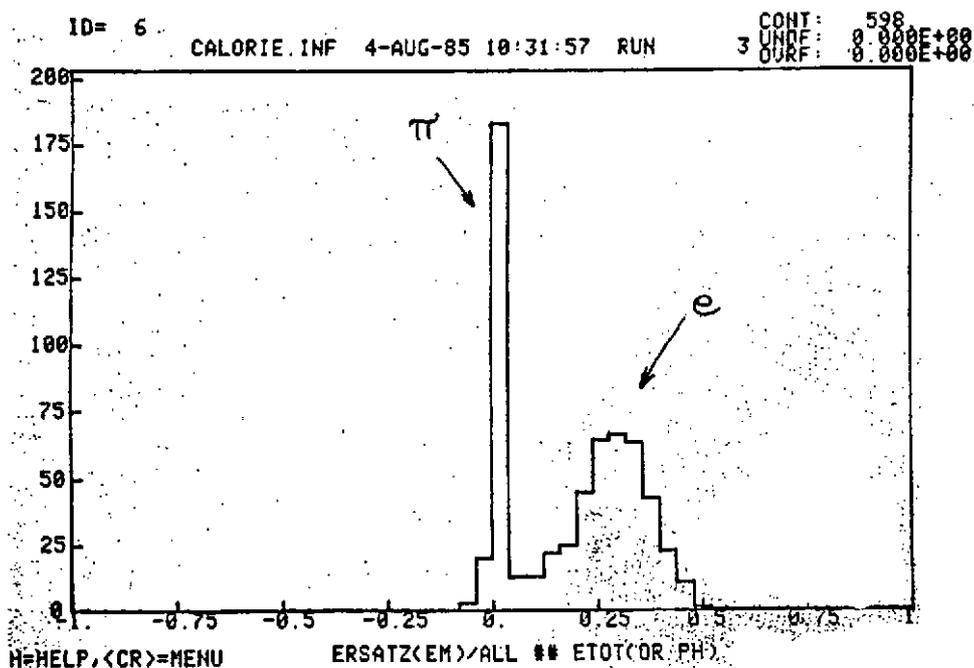
18. Longitudinal and lateral shower profiles for 300 GeV π^- interacting in a block of uranium, measured from the induced radioactivity. Data from ref. 12.



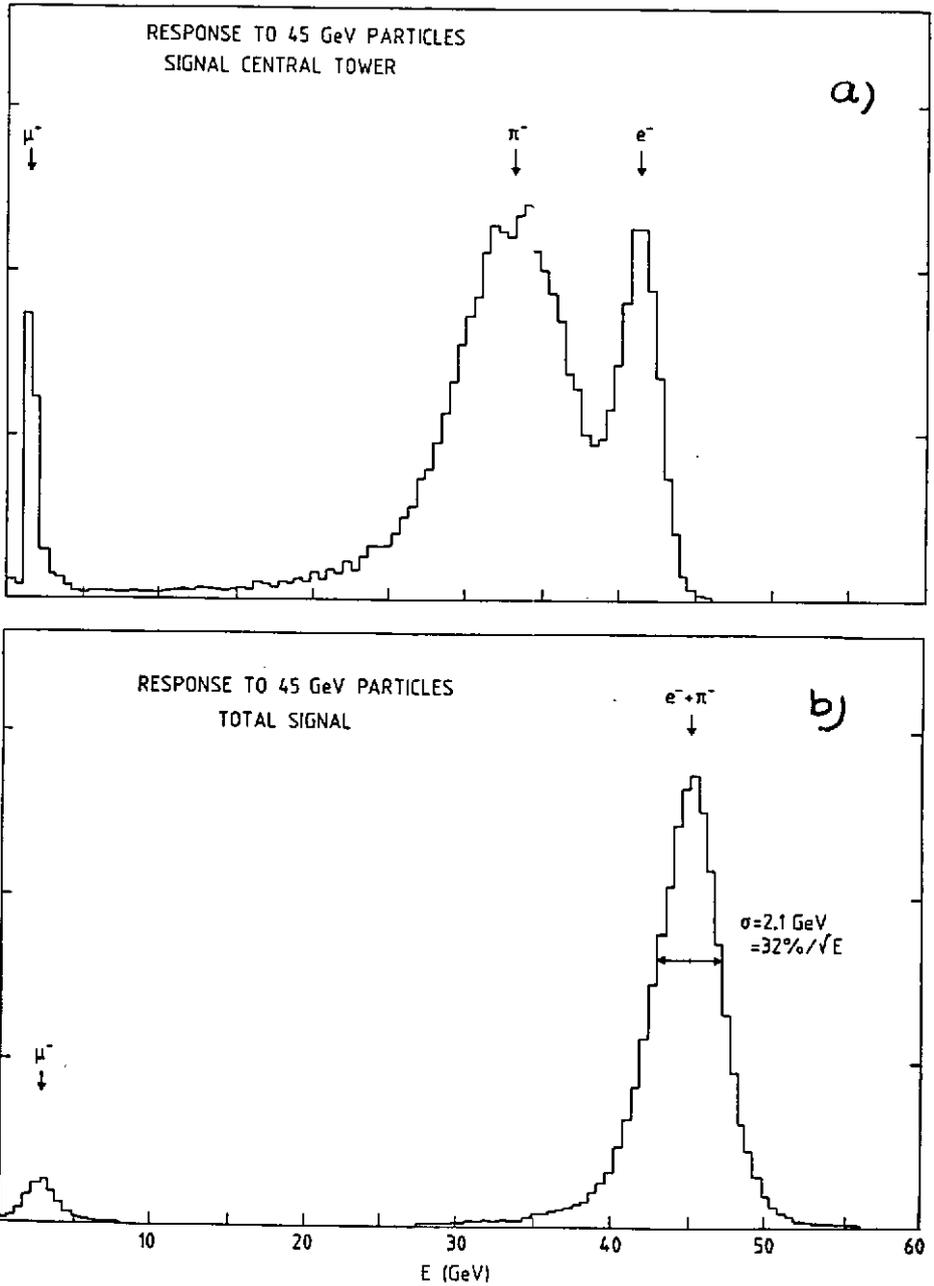
19. The leakage as a function of the detector depth, for pions from 5 - 210 GeV, measured in a uranium/plastic scintillator calorimeter. Data from ref. 13.



20. The ratio of the nuclear interaction length and the radiation length as a function of Z .



21. Electron /pion separation from longitudinal shower information. The distribution of the fraction of the signal recorded in the first 6 X_0 of a uranium/plastic-scintillator calorimeter, for a mixed e/π beam. Data from HELIOS^[14].



22. Electron/pion separation from lateral shower information. The signal recorded in the central $20 \times 20 \text{ cm}^2$ tower (a) and the total signal (b) of a uranium/plastic-scintillator calorimeter, for a mixed e/π beam at 45 GeV. Data from HELIOS^[14]

with their uranium/plastic-scintillator sandwich calorimeter, which had an e/h ratio close to the desired value 1.0^[16]. Measurements performed by HELIOS recently showed that the energy resolution of this detector scales with $E^{-\frac{1}{2}}$ up to the TeV regime, and that deviations from signal linearity are negligible over 3 orders of magnitude in energy^[14].

Measurements performed with non-compensating ($e/h \neq 1$) devices, however, showed considerable deviations from linearity, and energy resolutions σ/E that do not improve as $E^{-\frac{1}{2}}$ with increasing energy^[17]. The constant term that has to be introduced in order to describe the energy resolution is typically 5 % and, therefore, dominates the result at energies beyond 100 GeV, where the new physics has to be found.

However, the use of ^{238}U as absorber material is by no means a guarantee for superior performance. Prototype tests by SLD and D0, using liquid argon readout, gave disappointing results, to the extent that SLD even abandoned the idea of using uranium and switched to a lead absorber that gave results of similar quality. Also the combination uranium/plastic-scintillator turned out not to be magic: WA78 found overcompensation ($e/h \approx 0.8$) and rather poor energy resolutions^[18]. On the other hand Brückmann *et al.* from the ZEUS Collaboration, who basically copied the HELIOS design for their prototype studies, found equally good performance^[19].

Recently, understanding of hadron calorimetry has considerably improved. We systematically investigated in detail the response of a sampling calorimeter to the various components of a hadron shower^[20]. It turned out that the calorimeter performance in terms of energy resolution and signal linearity is crucially determined by its response to the abundantly present soft neutrons in the shower. The presence of a considerable fraction of hydrogen atoms in the readout medium is essential for the best possible performance. Firstly, this allows one to tune e/h to the desired value (1.0) by choosing the appropriate sampling fraction. And secondly, the efficient neutron detection via recoil protons in the readout medium itself reduces considerably the effect of fluctuations in binding energy losses at the nuclear level, which dominate the intrinsic energy resolution. The confusing experimental results mentioned before were quite nicely reproduced in this study.

In these notes, the theoretical framework that lead to this improved understanding is briefly described. In section 5, we will discuss how the e/h value affects the calorimeter performance. In section 6, we describe how the properties of the passive and active calorimeter materials determine its e/h value. In section 7, the factors that determine the energy resolution of practical calorimeters are examined.

5. EFFECTS OF e/h ON THE PERFORMANCE OF HADRON CALORIMETERS

Since calorimetry is based on statistical processes, the measurement accuracy increases with energy, contrary to tracking detectors based on momentum analysis in a magnetic field. This is a very attractive feature. When a particle develops a shower in a block of matter that we call a sampling calorimeter, some fraction of its energy is transformed into a measurable signal, usually a pulse of electrical charge. This pulse is the result of all the charged particles generated in the shower development, that traverse and ionise the active layers of the detector. The energy resolution for detecting the original particle is determined by the fluctuations occurring in this process, which affect the size of the resulting signal. Amongst these we mention

- a) Sampling fluctuations, due to the fact that only a (small) fraction of the energy is deposited in the active layers and, therefore, contributes to the calorimeter signal. It has been shown¹⁰⁾ that if this fraction is larger than $\sim 1\%$, the effect is dominated by fluctuations in the total number of gap crossings by charged particles generated in the shower. Therefore, the contribution of this source of fluctuations is, to first order, for a given absorber material proportional to the square root of the thickness of the absorber plates, and insensitive to the type and thickness of the active layers. The latter part of this statement is not correct if the active layers are so thin (expressed in g/cm^2), that the statistical fluctuations in the number of ionization processes per gap crossing become important. This is for example the case for gaseous media, where Landau and path length fluctuations dominate those mentioned before. In *electromagnetic* sampling calorimeters, sampling fluctuations are the major contribution to the energy resolution.
- b) Fluctuations in the fraction of the energy deposited in the form of ionizing particles. These effects usually dominate the energy resolution of *hadron* calorimeters. An obvious component comes from incomplete shower containment, i.e. from secondary particles like μ, ν, n, K_L^0 , etc. that (partly) escape detection. A somewhat less obvious, but usually far more important source of fluctuations comes from the energy losses at the nuclear level. The energy needed to release the nucleons and nucleon aggregates like α -particles that are bound in atomic nuclei, is lost for detection. The fraction of the initial hadron energy spent in this way is considerable, up to $\sim 40\%$ on average for the non-electromagnetic part of hadron showers in high- Z elements. Due to the enormous variety of possible nuclear interactions, the fluctuations about this number are a major contribution to the energy resolution of hadron calorimeters.

The latter class of effects has no equivalent in electromagnetic showers. This has consequences for calorimetric hadron detection. Firstly, the signal distribution for hadrons of energy E will be broader than for electromagnetic showers at the same energy, because of the larger fluctuations. Secondly, the average response (signal per unit of energy) will have a different value for electromagnetic and hadronic showers ($e/h \neq 1$). Because of the losses mentioned before, the latter will in general be smaller ($e/h > 1$).

In the development of a shower generated by a high-energy hadron some fraction (f_{em}) of the energy is usually spent on the production of π^0 's and η 's. A hadron shower, therefore, has in general an electromagnetic (em) and a non-electromagnetic component. Because of the reasons just given, the calorimeter response to these components will be different (see fig. 23). The fluctuations in f_{em} are large and non-Gaussian. Moreover, $\langle f_{em} \rangle$ increases (logarithmically) with energy. If $e/h \neq 1$, this has the following consequences for the calorimeter performance:

- i) The fluctuations in f_{em} give an additional contribution to the energy resolution.
- ii) Because of the non-Gaussian nature of the fluctuations in f_{em} the energy resolution σ/E will not improve as $E^{-\frac{1}{2}}$ with increasing energy.
- iii) The signal distribution for mono-energetic hadrons (the *line shape*) is not Gaussian.
- iv) The calorimeter signal is not proportional to the hadron energy (a linearity).
- v) The measured e/h signal ratio is energy dependent.

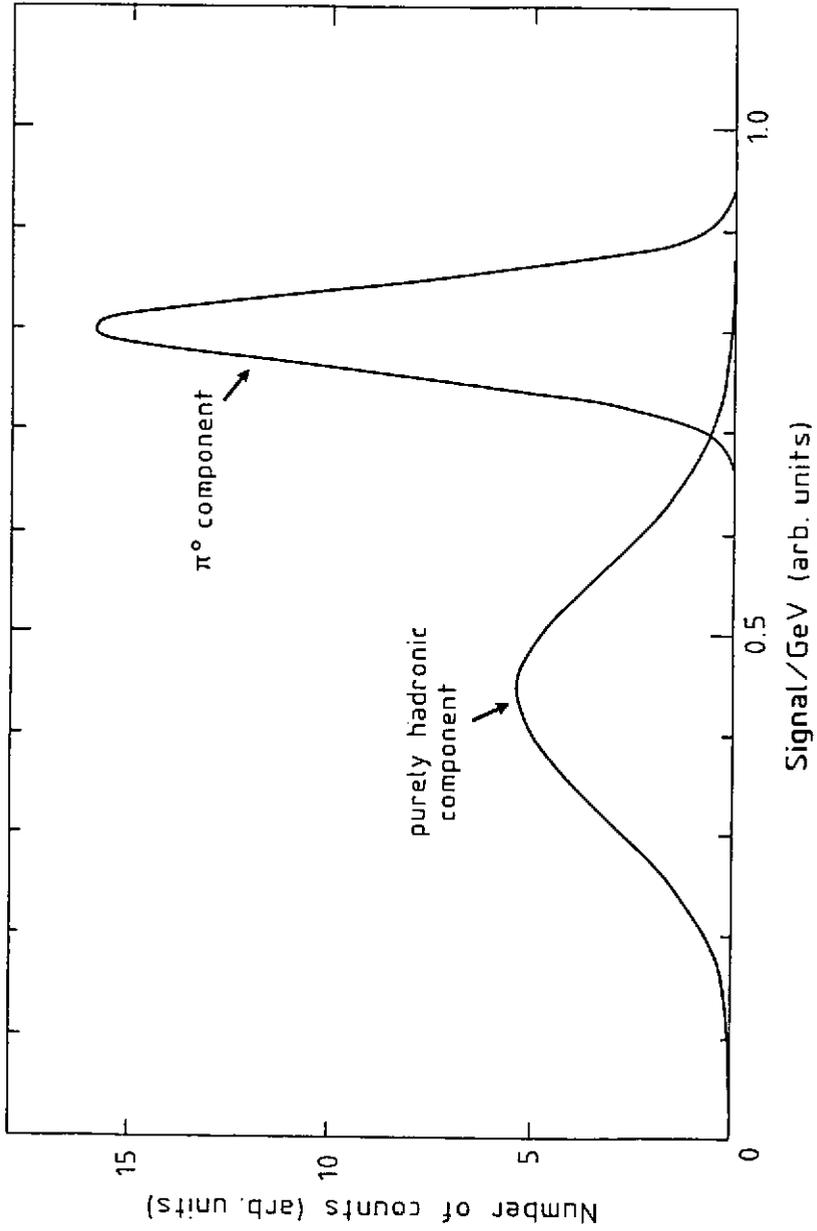
All these effects have been experimentally observed. This is illustrated by fig. 24, which shows experimental data on calorimetric hadron detection with an iron/plastic-scintillator ($e/h \approx 1.4$) calorimeter^[17], and with uranium/plastic-scintillator^[14] ($e/h = 1$). The energy resolution obtained with iron is much worse than for uranium and it does not scale as $E^{-\frac{1}{2}}$. The calorimeter response for iron rises with energy, and consequently the e/h signal ratio decreases as the energy is increased. Such effects are absent for uranium.

To avoid the confusion caused by the latter effect, we prefer to use the energy-independent quantity e/h^{intr} , given by the ratio of the mean values of the two curves in fig. 23. The relation between e/h^{intr} and e/h is given by

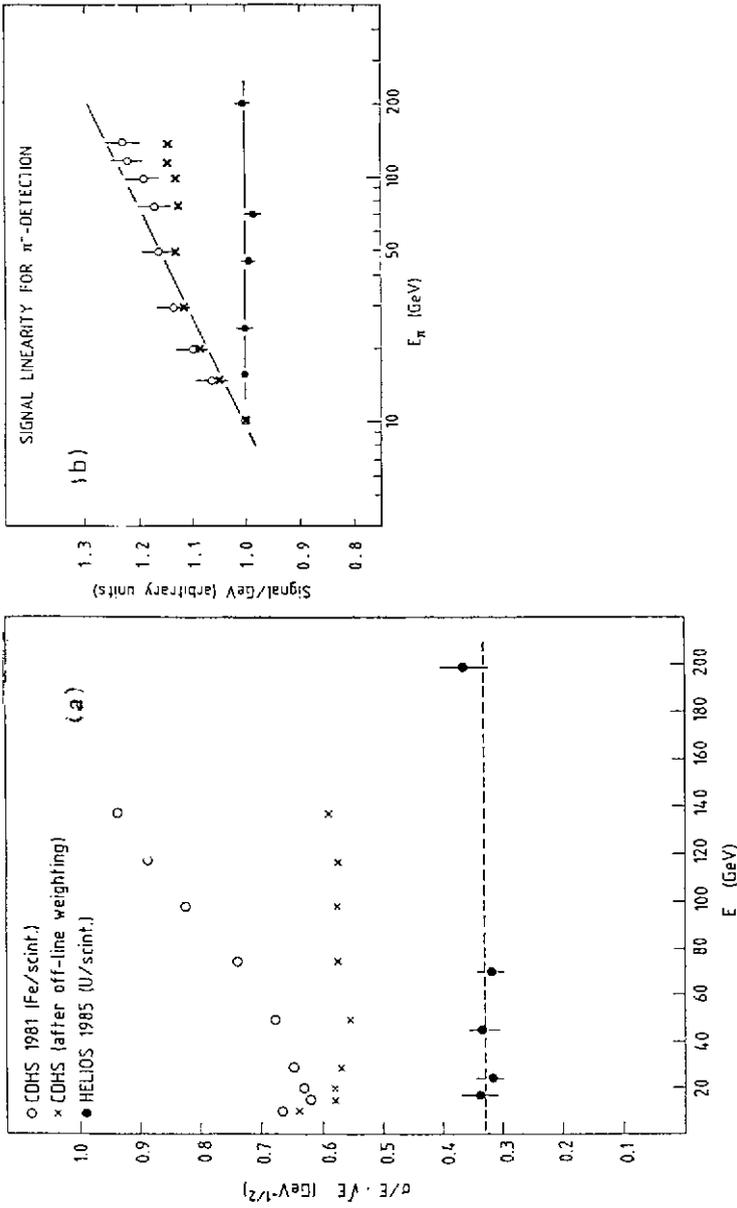
$$e/h(E) = \frac{e/h^{intr}}{1 - \langle f_{em}(E) \rangle [1 - e/h^{intr}]}$$

where

$$\langle f_{em}(E) \rangle = 0.1 \ln E(\text{GeV})$$



23. The calorimeter response to the em and non-em components of a hadron shower.



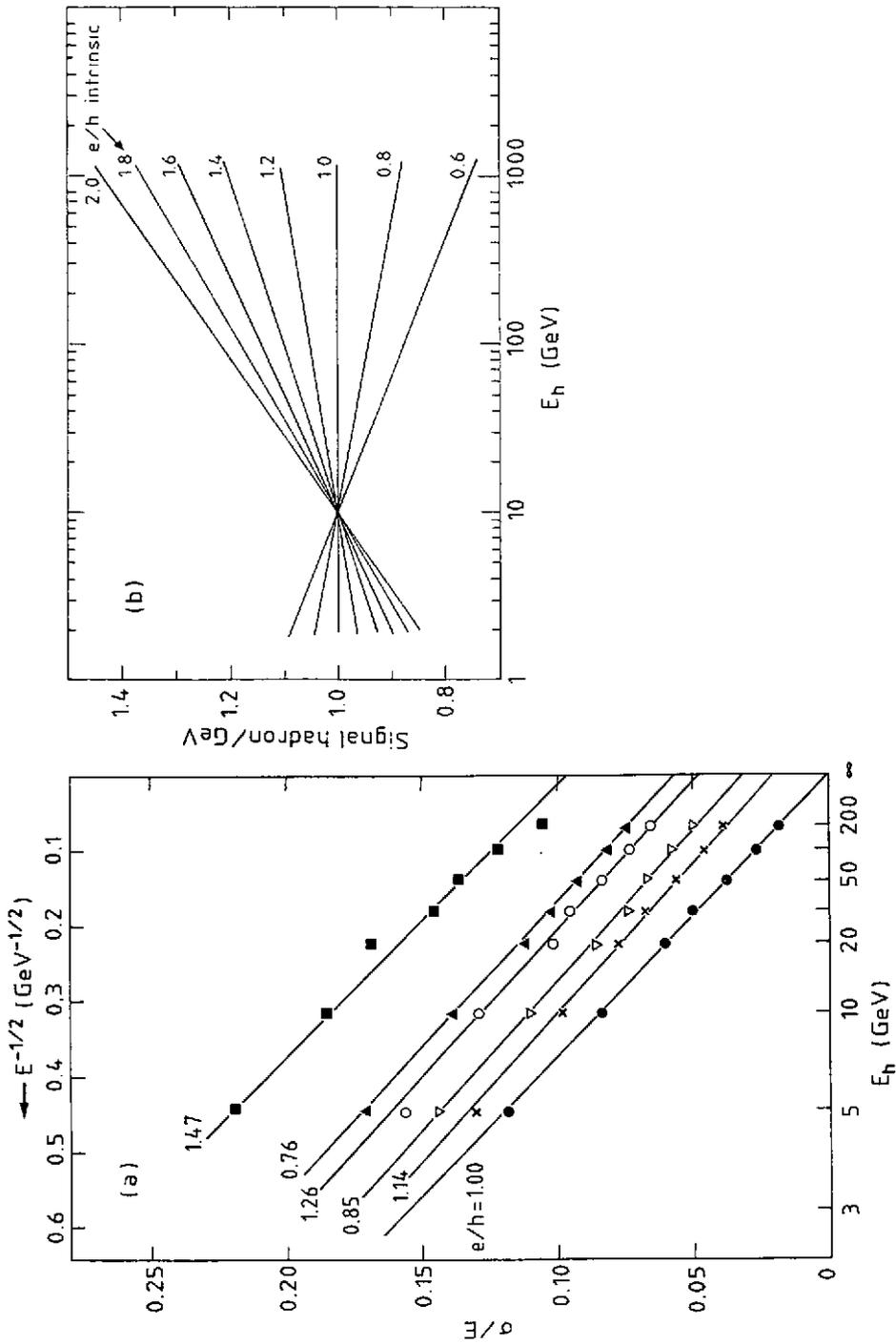
24. Experimental data obtained with an iron/plastic-scintillator calorimeter (the open circles), and with uranium/plastic-scintillator (full circles). The crosses represent the off-line weighted iron results. Data are given on energy resolution (a) and linearity (b) as a function of energy.

is a reasonable approximation in the energy range 10 - 100 GeV^[21]. At 10 GeV, where e/h ratios are frequently given, the difference between the measured e/h value and e/h^{intr} is usually small, less than 10%.

We investigated the effects of $e/h \neq 1$ on the calorimeter performance with a very simple Monte Carlo simulation, making some reasonable assumptions on the widths of the distributions in fig. 23, on $\langle f_{\text{em}}(E) \rangle$, and on the fluctuations in $f_{\text{em}}(E)$. The results are given in fig. 25, where curves for the energy resolution and the calorimeter response are plotted for various values of $e/h(10 \text{ GeV})$. The data on the energy resolution are plotted using an abscissa linear in $E^{-\frac{1}{2}}$. This shows that the deviation from $E^{-\frac{1}{2}}$ scaling can be very reasonably described as a constant term, the value of which is determined by e/h . This figure makes it very clear that, in particular at high energies, the value of e/h^{intr} is crucial for the energy resolution that can be obtained. For the CDHS calorimeter ($e/h = 1.36$ at 10 GeV), the resolution σ/E does not become better than $\sim 7\%$, even at the highest energies. For calorimeters with $e/h^{\text{intr}} = 1$, the energy resolution will continue to improve with increasing energy, until limitations due to instrumental effects become important. HELIOS have experimentally shown that energy resolutions close to 1% are feasible for such devices^[14].

If $e/h = 1$, the contribution of fluctuations in f_{em} to the energy resolution are eliminated. It has been advocated that there are other ways to (partly) achieve this goal. The em and non-em shower components have very different characteristic dimensions, particularly in high-Z absorber materials. If the calorimeter is sufficiently finely segmented one might, therefore, determine f_{em} on an event-by-event basis and hence eliminate, at least partly, the effects of fluctuations in this number. The CDHS Collaboration developed an algorithm for this purpose, with which they were able to restore $E^{-\frac{1}{2}}$ scaling for the energy resolution of single pion detection in their very fine-grained detector (read out every 7 radiation lengths in depth)^[17]. Unfortunately, alinearities of $\sim 10\%$ remained after this procedure, which involved energy-dependent weighting factors (see fig. 24). This means that the procedure will probably not work (as well) for the detection of jets, where the showers generated by individual hadrons overlap, and where the number of jet particles and their energy is not a priori known. In any case, these methods have never been experimentally demonstrated to improve the resolution under such conditions.

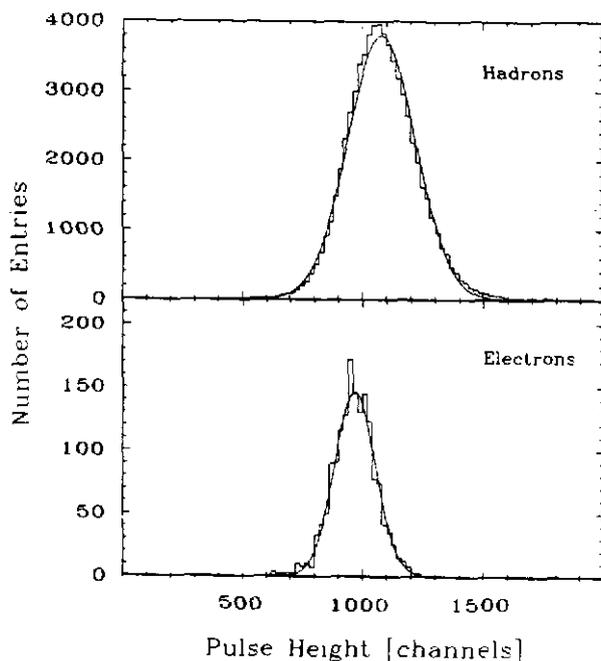
Apart from the signal alinearities and the degradation of the energy resolution, $e/h \neq 1$ has another, probably even more dramatic consequence for the calorimeter performance. The non-Gaussian line shape will cause severe problems if one wants for example to trigger on transverse energy^[21]. It will be practically impossible to unfold the steeply falling E_T distribution (fig. 5) and the line shape. Moreover, severe trigger biases are likely to occur: If $e/h > 1$ (< 1), one will predominantly select events



25. Monte Carlo simulation of the effects of $e/h \neq 1$ on the energy resolution and signal linearity of hadron calorimeters.

that contain little (a lot of) em energy from π^0 's. This is illustrated by fig. 26, which shows pulse height distributions for hadrons and electrons, measured with the overcompensating WA78 calorimeter^[12]. The curves represent Gaussian fits to the data. The hadron pulse height distribution clearly shows deviations of the Gaussian shape, which are typical for the fluctuating π^0 content of the shower.

Because of these reasons, we think that a calorimeter with $e/h^{\text{intr}} = 1$ has essential advantages, which cannot be compensated for by a very fine-grained readout in case $e/h \neq 1$. We will now examine which factors determine the e/h signal ratio, and how this ratio is affected by the properties of the calorimeter materials.



26. Pulse height distribution for 30 GeV pions and electrons in an overcompensating uranium/plastic-scintillator calorimeter ($e/h = 0.8$). The curves represent Gaussian fits. Data from ref. 13.

6. THE CALORIMETER RESPONSE TO THE SHOWER COMPONENTS

6.1 The procedure of calculating e/h

In this section we will investigate the calorimeter response to the various components of a hadron shower. For a particular type of secondary particles, the signal will be determined by two factors:

- i) The fraction of the energy used to ionise the active layers.
- ii) The ionization density in these layers. Saturation effects may reduce the signal from densely ionizing particles, e.g. soft protons, considerably.

We distinguish the following classes of secondary particles:

- a) High-energy photons and electrons from π^0 and η decay, that form the em shower component.
- b) Ionizing hadrons (charged pions, kaons, protons, etc.).
- c) Soft neutrons.
- d) Soft γ 's from nuclear deexcitation.

As a scale for the calorimeter signal, the response to a minimum-ionizing particle (mip) will be used. The fraction of the energy deposited by such a particle in the active layers of a given sampling calorimeter is called the sampling fraction f_{samp} , and can be calculated immediately from the mean dE/dx value's for mip's in the calorimeter materials:

$$f_{\text{samp}} = \frac{dE/dx[1 \text{ readout layer}]}{dE/dx[1 \text{ readout} + 1 \text{ absorber layer}]}$$

In practical calorimeters f_{samp} amounts to about 5 – 10% for plastic scintillator or liquid argon (LAR) readout, $\sim 1\%$ for Si and $\sim 10^{-4}$ for wire chambers.

Relating the responses of the 4 mentioned types of particles to mip's, one can schematically write the e/h signal ratio as follows

$$e/h^{\text{intr}} = \frac{e/\text{mip}}{f_{\text{ion}} \text{ ion}/\text{mip} + f_{\text{n}} \text{ n}/\text{mip} + f_{\gamma} \text{ } \gamma/\text{mip}}$$

where f_{ion} , f_{n} and f_{γ} are the average fractions of the energy in the non-em component, that are deposited in the form of ionizing hadrons, neutrons and nuclear γ 's. We will now discuss the various terms of this expression.

6.2 The response to high-energy electron and photon showers (e/mip)

The signal from an em shower is the result of the ionization of the active layers by all the electrons and positrons generated in the shower development, which traverse these layers. Naïvely, one might therefore expect that this signal is equal to the one from muons traversing the detector, which lose an amount of energy $\Delta E = E_{\text{em}}$. This is in practice usually not the case. Experimentally, one observes that in calorimeters with

high- Z absorber material, the em signal is considerably suppressed with respect to mip's ($e/mip < 1$). If the Z -values of the active and passive media are about equal, like in Fe/LAr, e/mip is close to 1.

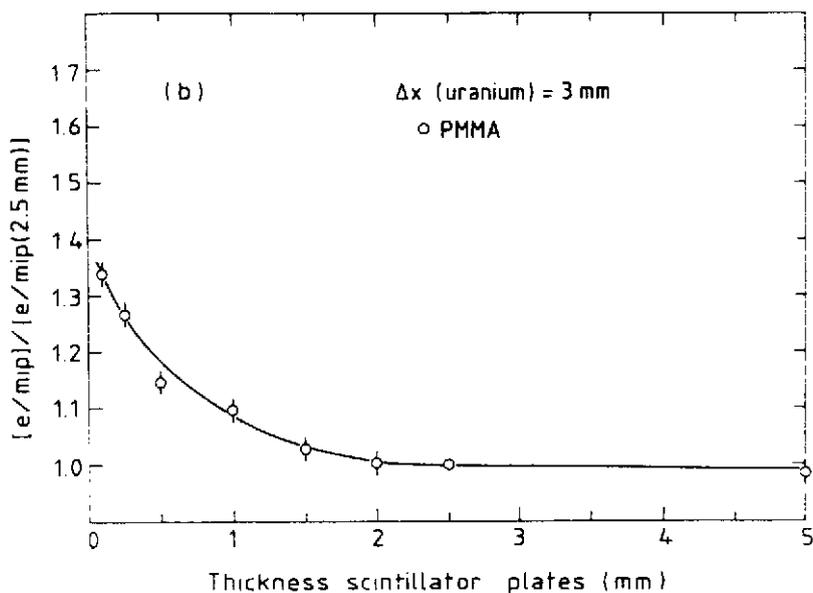
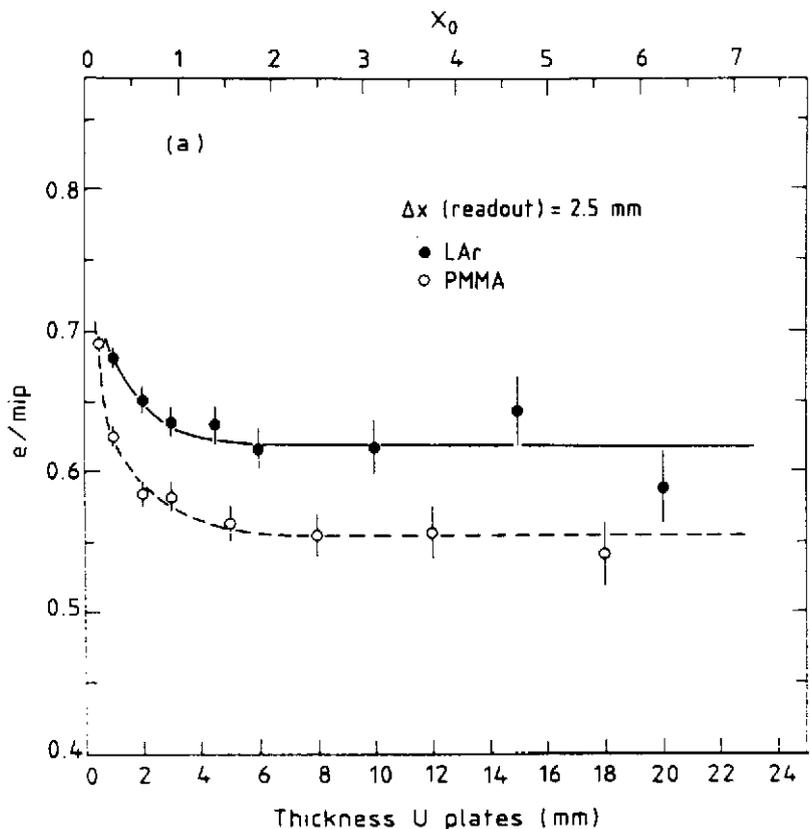
For historical reasons these phenomena are usually called transition effects, since it was assumed that they should be attributed to mechanisms affecting the shower composition at the boundary between layers of materials with different Z . This is not true.

The explanation of the transition effects is closely linked to the way in which soft γ 's ($E_\gamma < 1$ MeV) that are generated in large numbers in an em shower, are absorbed in a mixture of materials. At these low energies, the photo-electric effect is an important mechanism. The cross section for this process is proportional to Z^5 , while the ionization cross section for charged particles is to first order proportional to Z . In a calorimeter consisting of high- Z absorber material and low- Z active layers, the soft γ 's will, therefore, almost exclusively interact with absorber atoms. Only if the interaction occurs sufficiently close to a boundary can the photo-electron produced in this process contribute to the measured signal. To illustrate this point, it can be mentioned that the mean range of a 1 (0.1) MeV electron in uranium is only 0.4 mm (20 microns). As a result, the calorimeter response to an em shower is suppressed with respect to mip's.

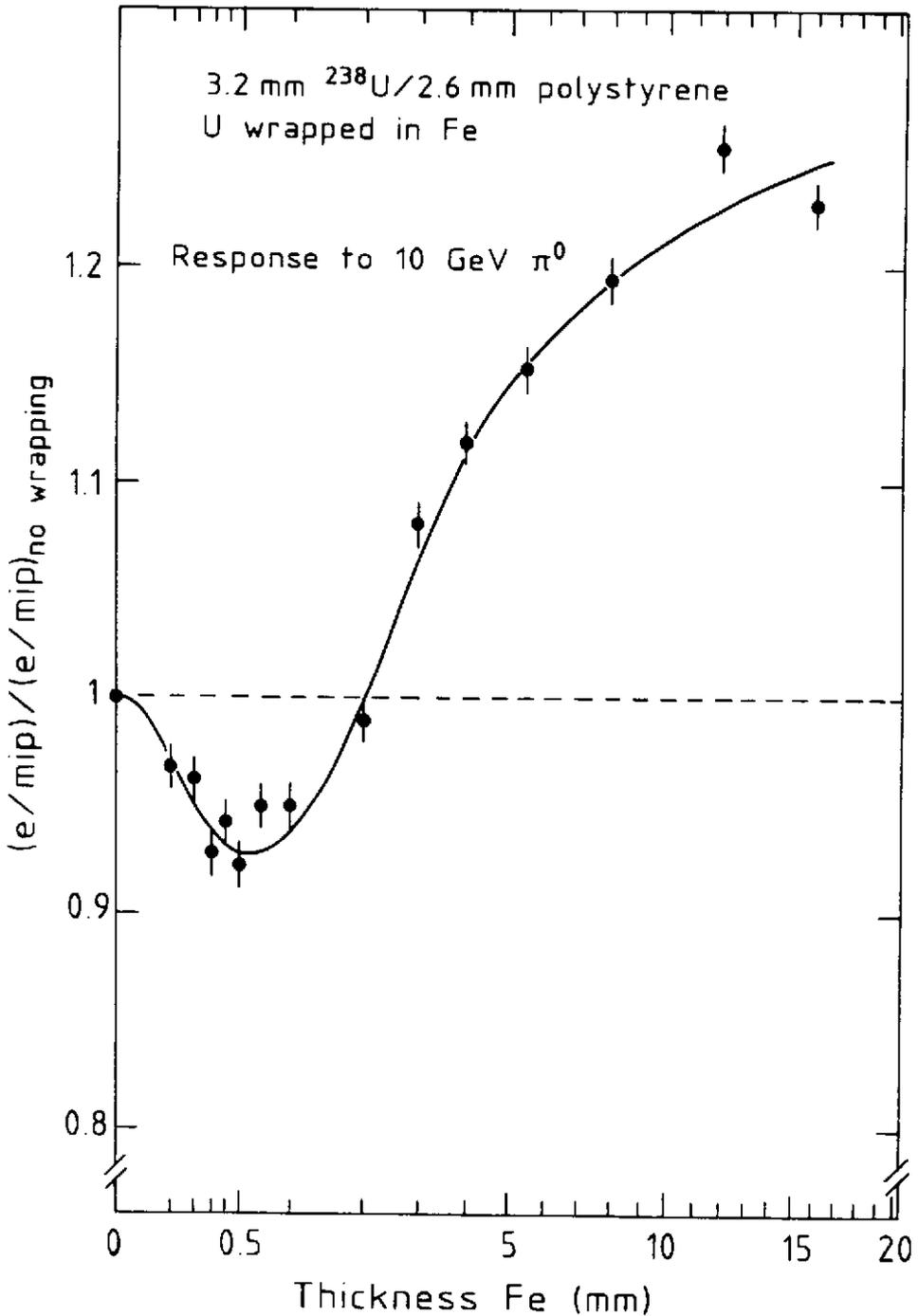
Analysis of shower simulation data from EGS4 clearly support this conclusion. Needless to say that for obtaining accurate results, the program should be run with cut-off values that are sufficiently low to correctly describe the peculiarities of the energy deposition by the soft shower component. Although we are dealing with very soft particles, the total amount of energy carried by them is considerable. The evolution of the computer time needed for the simulation when lowering the cut-off values for E_γ and E_e , is already an indication for this. Figure 13 shows that in lead or uranium calorimeters $\sim 40\%$ of the total energy of a 10 GeV em shower is deposited through ionization by particles softer than 1 MeV, in which energy region the photo-electric effect is the dominating process.

For what concerns the response of high- Z sampling calorimeters, em showers consist of two rather well-separable components: The hard part (> 1 MeV), that can be reasonably described as a bunch of mip's, and the soft part (< 1 MeV) for which the detector is less efficient. This has some quite interesting consequences for (hadron) calorimetry, all of which are confirmed by EGS4 calculations:

- a) The e/mip ratio changes with the depth of the shower, since the relative contribution of both components is a function of depth: The shower gets softer as the depth increases. In a longitudinally segmented calorimeter, calibrated with muons, the energy deposited by an electromagnetic shower in individual segments will be wrongly measured if the shower exceeds a segment boundary, although the total energy may be correct.



27. The e/mip signal ratio as a function of the thickness of the active (a) and passive (b) layers, for uranium calorimeters. Results from EGS4 calculations.



28. The effect of stainless steel wrapping of the absorber plates on the e/mip value of a uranium/plastic-scintillator calorimeter. The vertical scale is normalized to the case where no steel is applied. Results from EGS4 calculations.

- b) One can tune the e/mip , and hence the e/h value to a certain extent, since the relative contribution of the soft component to the calorimeter signal depends on the thickness of the absorber layers and also on the thickness of the active layers (see fig. 27). This can be understood as follows. Only photo-electrons produced close to a boundary contribute to the signal. If they manage to reach the active layers they are usually so soft that they do not penetrate very far. If either the absorber or the readout thickness is decreased, the "effective" boundary region becomes a larger fraction of the calorimeter as a whole and, therefore, the calorimeter response is increased. These effects are mainly important for very fine sampling.
- c) In a high- Z calorimeter one may further reduce e/mip by inserting a low- Z foil in between the active and passive layers. This prevents photo-electrons produced in the high- Z material from reaching the active layers. This is illustrated in fig. 28, where the results of EGS4 calculations on a uranium/plastic-scintillator calorimeter are shown. The uranium plates are wrapped in stainless steel, the thickness of which is varied. This wrapping decreases the "intrinsic" e/mip ratio by at maximum $\sim 8\%$ at 0.5 mm Fe. If the wrapping material is made thicker than that, interactions by the shower particles in iron will become more and more important, and tend to increase e/mip because $Z_{Fe} \ll Z_U$.

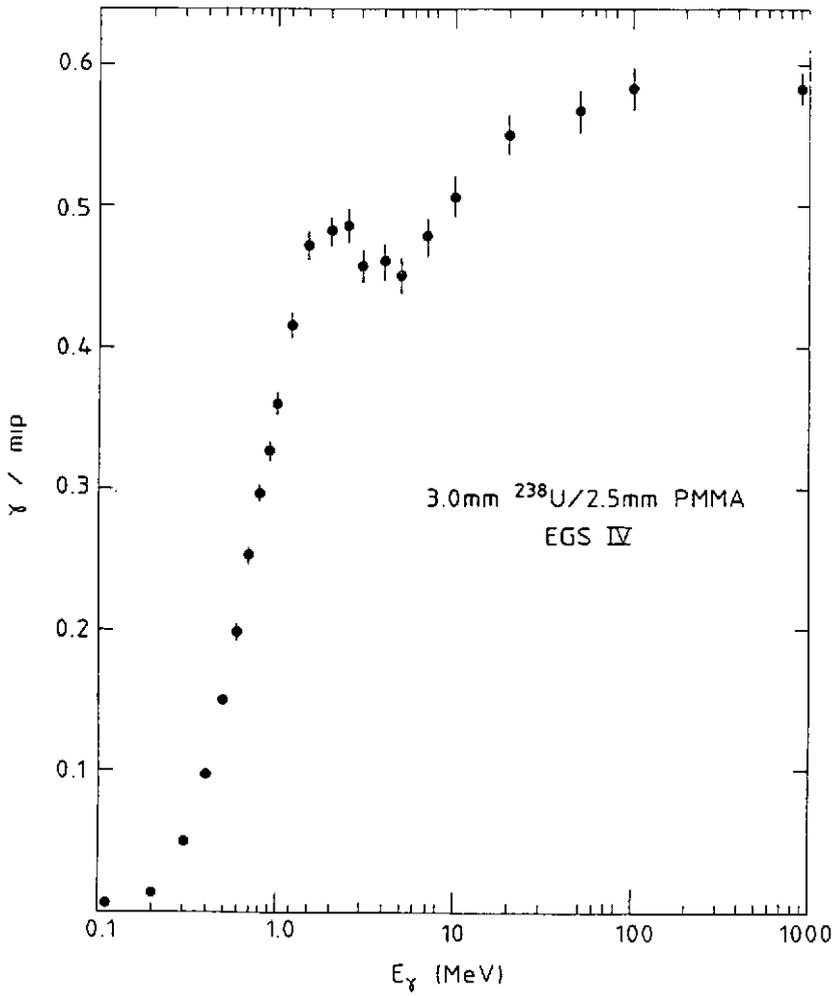
The detector inefficiency for the soft component of em showers in high- Z materials is an important ingredient for compensation, since it brings the em response closer to the non-em one. As we shall see later it is, however, not enough.

6.3 The response to nuclear gamma's (γ/mip)

In the non-em part of hadronic shower development large numbers of γ 's are produced from nuclear deexcitation. Their energy spectrum depends on the characteristic nuclear level structure of the nuclides involved. In general, the vast majority of these γ 's have an energy below 2 MeV.

In the previous subsection we saw that the transition effects observed for high-energy em showers are caused by the reduced detection efficiency for the soft γ shower component. The calorimeter signal suppression for nuclear γ 's will, therefore, even be stronger than for these showers. This is confirmed by EGS4 calculations.

Since the mean photo-electron range is extremely energy-dependent, the detection efficiency decreases sharply below 1 MeV (fig. 29). At 0.511 MeV, the energy of the very abundant e^+ annihilation γ 's, the signal is already reduced by a factor 7 compared



29. The γ/mip signal ratio as a function of E_γ , for a uranium/plastic-scintillator calorimeter. Results from EGS4 calculations.

Early example of the nuclear interaction of a π -meson of energy 3.8 BeV

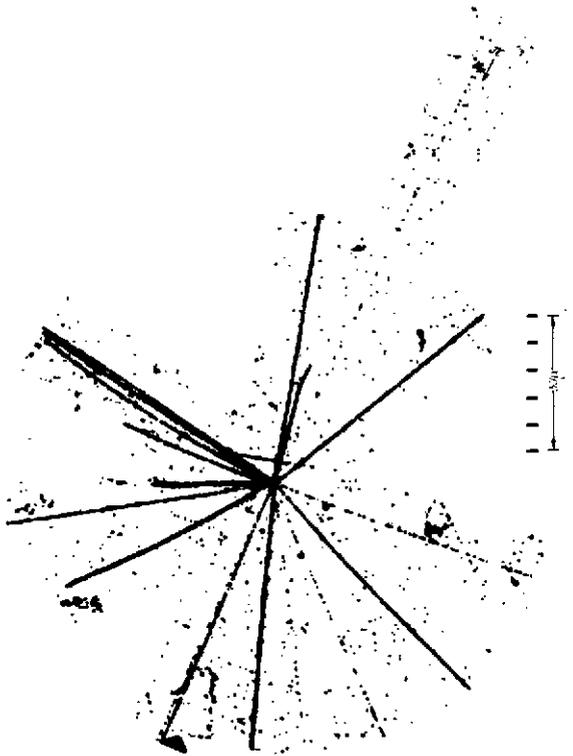


PLATE II-9

Ilford G5 emulsion

Loek and V. G. (1952), unpublished

A π -meson of energy 3.8 BeV, emitted from a disintegration of type 7-10 μ , produces a secondary disintegration of type 18-17. It is probable, but not established, that several of the lightly ionising secondary particles are π -mesons.

30. A nuclear reaction induced by a 3.8 GeV pion in an emulsion.

to mip's, for the calorimeter in this example (HELIOS). The γ/mip signal ratio needed for the computation of e/h is sensitively dependent on the γ energy spectrum. For the measured spectrum of ^{238}U fission γ 's, that was used throughout the calculations, we found γ/mip to be ~ 0.4 in uranium calorimeters, versus 0.6 for e/mip . The EGS4 calculations showed that also the other effects found for em showers (figs. 27,28) were enhanced for a nuclear γ -ray spectrum.

Nuclear fission is an important source of nuclear γ 's in uranium calorimeters. We measured that in the non-em part of hadron showers on average ~ 10 fissions per GeV are generated^[12]. In each fission, on average 7.4 MeV is released in the form of prompt γ 's^[22]. Other processes like inelastic neutron scattering and thermal neutron capture further increase the fission-related nuclear γ component to a considerable fraction of the initial particle energy. The use of uranium absorber in hadron calorimeters was originally advocated because of this extra energy, which was assumed to make up for the inevitable losses in the non-em part of the shower (compensation)^[23]. The reduced efficiency for detecting these γ 's limits the effect of this, however, to the extent that the condition $e/h^{\text{intr}} = 1$ can not be achieved in U/LAr calorimeters.

6.4 The non-em shower part ($f_{\text{ion}}, f_n, f_\gamma$)

The analysis of the calorimeter signal from em showers has taught us an important lesson, that is also relevant for understanding the details of the response to the non-em part. The lesson is, that the signal is decisively determined by the peculiarities of the processes occurring at the very last stages of the shower development. Although the energy is very low, the number of particles is so large that a considerable fraction of the total energy is deposited through these processes.

In the last stages of the development of the non-em shower part the production of pions, kaons, etc. is energetically impossible. It turns out that even at very high energies, the contribution of such particles to the calorimeter signal is small: Typically, only 10 – 15% of the non-em energy is deposited through ionization by charged pions. An easy way to see this is by realizing that charged pions lose on average only ~ 0.2 GeV per nuclear interaction length through ionization of the medium that they traverse. A 100 GeV pion that produces in its first interaction 10 other charged pions will, therefore, have lost only $\sim 2\%$ of its energy when the secondary pions undergo strong interactions. The average pion multiplicity in these secondary interactions is probably something like 2 – 3 (adding another 4 – 6% to the dE/dx loss). In further generations new pion production becomes rapidly negligible.

The remaining 85–90% of the shower energy is spent on nuclear processes. It is used to release nucleons and nucleon aggregates from atomic nuclei (binding energy losses), and to give kinetic energy to the reaction products. Usually the nuclei also emit γ 's in these processes (see section 6.3). Apart from these γ 's, protons and neutrons may contribute to the calorimeter signal. The range of the nucleon aggregates and of the recoiling target nuclei is so small that their kinetic energy is virtually lost for detection.

Figure 30 shows a typical example of a reaction induced by a low-energy (3.8 GeV) pion, as measured in an emulsion. The struck nucleus virtually explodes, releasing at least 13 protons or (maybe some) nucleon aggregates (the densely ionising tracks). The many neutrons also produced in this event are not visible on the picture.

The way in which the protons and neutrons lose energy and contribute to the calorimeter signal is very different. The vast majority of the protons will lose their complete kinetic energy by ionization (see fig. 30). Only the fast component ($E_{\text{kin}} > 100 \text{ MeV}$) may cause new nuclear reactions to occur at a non-negligible level. The neutrons *exclusively* lose kinetic energy through strong interactions. In these reactions new neutrons, protons and γ 's may be produced, and additional binding energy lost. In particular the fast neutrons produced in the initial phase of the shower may develop quite complicated showers themselves.

The numerical details of the nuclear reaction mechanisms which are important for our purpose (e.g. nuclear spallation) are extensively discussed in ref. 20. Here we only give the main conclusions. The neutron multiplicity in hadron showers developing in a material ($Z \gg 1$) is much larger than the proton multiplicity, particularly if Z is large. This has two reasons:

- a) More neutrons than protons are available in the target nuclei.
- b) At low energies the nuclear Coulomb barrier will prevent protons from escaping.

In the reactions that start the "nuclear" phase of the shower development, more kinetic energy will therefore be carried away by neutrons than by protons. Most of this kinetic neutron energy will, however, be lost as nuclear binding energy in a series of subsequent reactions, in which the neutron multiplicity increases considerably, and in which also some new protons may be produced. In each nuclear reaction on average 2–3 MeV is released in the form of nuclear γ 's.

At some stage in the shower development the neutrons have degraded so much in energy, that they cannot release any more new protons from target nuclei. For high- Z absorbers this is the case below $E_n^{\text{kin}} \approx 20 \text{ MeV}$. What we need to know at this point in order to be able to compute e/h^{intr} (see sect. 6.1) are the fraction of the non-

em energy deposited through ionization by protons (the major component of f_{ion}), the remaining kinetic neutron energy (f_n), and the total number of nuclear reactions (needed for f_γ). Nuclear γ 's have only eaten up 2 – 3% of the energy at this stage. The other components depend obviously on the Z of the absorber material. Roughly one may say that $f_{\text{ion}} \approx Z/A$, while f_n varies from 8% for Fe to 15% for ^{238}U . The rest of the energy is invisible (binding energy, target recoil, nucleon aggregates). The contribution of nuclear fission in uranium becomes mainly important beyond this point in the shower development, i.e. for $E_n < 20$ MeV, because that is where the neutron multiplication and the energy gain from this process count most.

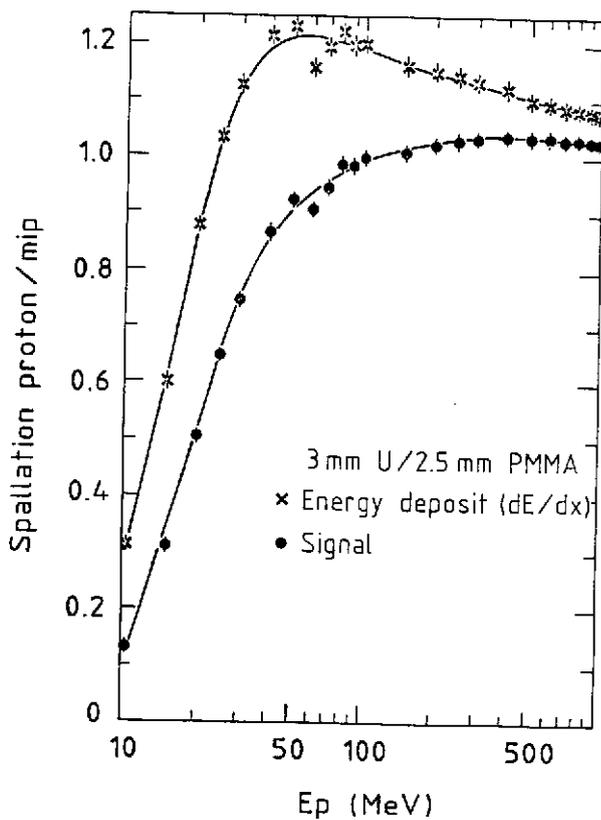
6.5 The response to ionizing hadrons (ion/mip)

As was shown in the previous subsection, this shower component is dominated by protons (70 – 75%). The remaining contribution comes from pions, kaons, etc. These were considered mip's. The calorimeter signal ratio p/mip may deviate from 1 because of the following reasons:

- i) The range of the spallation protons is limited (3 mm in U at 40 MeV, see also fig. 30). Sampling inefficiencies for the soft part of the spectrum decrease the p/mip value.
- ii) The sampling fraction (see sect. 6.1) for non-relativistic particles may be very different from the mip value. The magnitude of this effect is very energy- and Z -dependent. Especially for high- Z absorbers p/mip may considerably increase.
- iii) Saturation or recombination effects in the readout material reduce the response for densely ionizing particles, and hence the p/mip value.
- iv) Multiple scattering of very soft protons decreases p/mip if $Z_{\text{abs}} \gg Z_{\text{readout}}$.

The combined effect of all these phenomena was investigated with a Monte-Carlo program. The ion/mip signal ratio turned out to depend on the material combination, on the proton energy spectrum, on the saturation properties of the readout material, and on the thickness of the active layers. The first three effects are obvious from $i - iv$, the last effect is presumably due to the fact that if the thickness of the active layers is increased, a larger fraction of the protons will stop inside them and hence produce a relatively small signal compared to the amount of energy deposited (saturation).

An example of the results is given in fig. 31. This figure illustrates the energy dependence and the saturation effects. For practical calorimeters with saturating readout materials (plastic scintillator, LAr), ion/mip signal ratios were found in the range 0.85 – 1.0. For a non-saturating medium like Si the response would be $\sim 15\%$ larger.



31. The energy deposit and the calorimeter signal for stopping protons relative to mip's, as a function of the proton energy, for a 3 mm U / 2.5 mm plastic scintillator calorimeter.

6.6 The response to soft neutrons (n/mip)

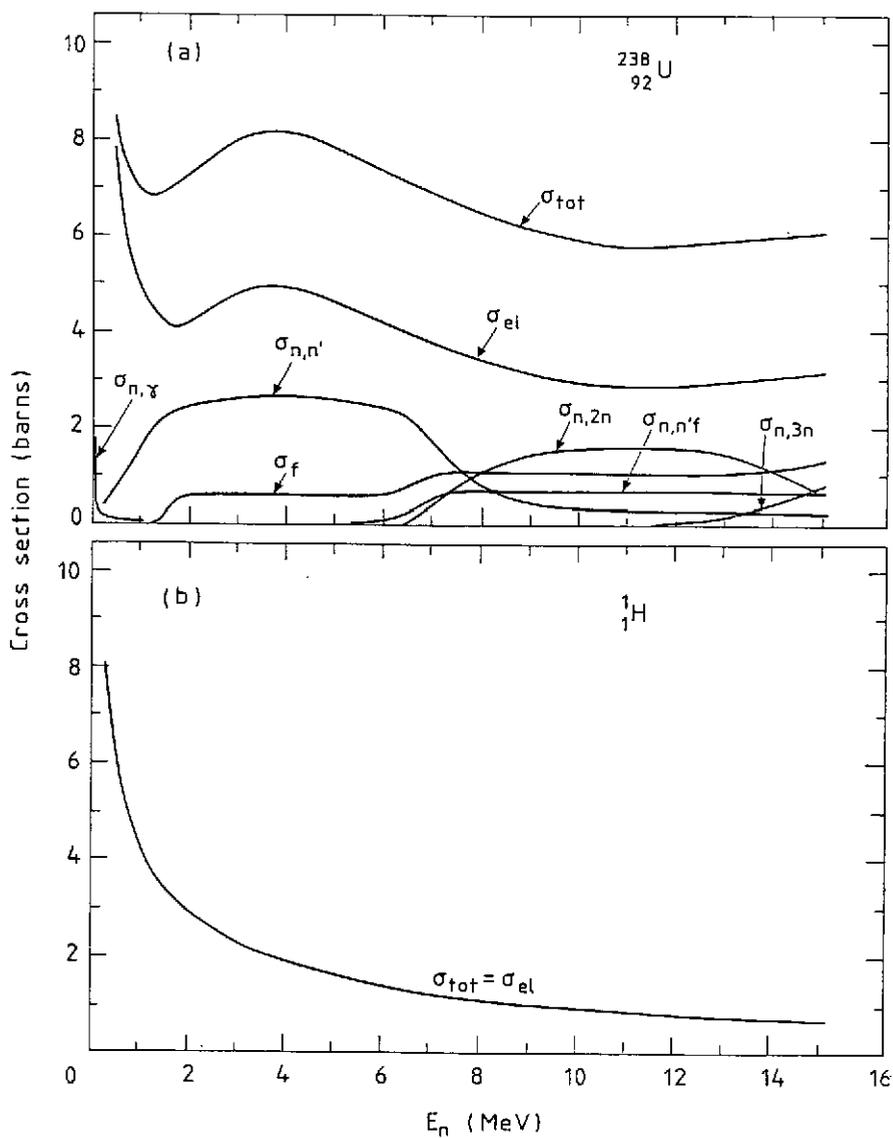
Soft neutrons are the most interesting shower component, and the most crucial one for the calorimeter response. In the previous subsections we saw that the calorimeter response to the other shower components depends on rather global material properties, like Z_{abs} . In order to be able to properly evaluate the neutron contribution, we have to go rather deeply into nuclear physics details. Nuclear level structures and cross sections for individual reactions are important for the result.

For example, the fact that the first excited state in the "double magic" nucleus ^{208}Pb lies as high as 2.6 MeV above the ground state level (which prevents inelastic neutron scattering below this energy), makes that the e/h ratio for a Pb/plastic-scintillator calorimeter would change considerably if the isotopes ^{204}Pb , ^{206}Pb , and ^{207}Pb , which can be excited by neutrons down to 0.6 MeV, would not be present. Small impurities with anomalously large cross sections for certain neutron-induced reactions, like Cd, may also have a large impact.

Fortunately, neutron scattering is one of the most systematically studied areas in physics. The wealth of existing experimental information allows to calculate rather precisely how the neutrons will lose their kinetic energy in a given calorimeter. Figure 32 shows cross sections, which are relevant for the calculations of neutron transport in a uranium/plastic-scintillator calorimeter. Proton production off uranium nuclei does no longer occur at these low neutron energies. However, the neutrons can still multiply themselves, through $(n,2n)$ or $(n,3n)$ reactions where additional binding energy is lost, or through nuclear fission. The latter process may occur down to $E_n^{kin} \approx 1.5$ MeV. In inelastic scattering kinetic neutron energy is converted into γ 's, but also the probability for this process sharply decreases below 2 MeV.

The last step in the neutron's lifetime as a free particle is capture. In this process, the energy that was needed to liberate the neutron from the nuclear field, is gained back and emitted by the capturing nucleus in the form of γ 's. The cross section for this process is only considerable when the neutron is practically thermalized. The dominating process to get rid of the last 1 – 2 MeV is elastic scattering. The cross section for this process is very large, more than 4 b (mean free neutron path less than 5 cm). However, the energy loss per collision is very small, 1/239 on average. The reaction products, recoiling target nuclei, are undetectable.

The situation changes completely if the calorimeter also contains hydrogen, in the readout material. Hydrogen is well-known to be very efficient in thermalizing neutrons. In each elastic collision, on average half of the kinetic neutron energy is transferred. At 1 MeV the cross section for this process is 4 b, which corresponds to a mean free neutron



32. The cross sections for neutron-induced reactions on ^{238}U (a) and hydrogen (b) nuclei.

path of ~ 5 cm in polystyrene, and ~ 4 cm in TMP. The reaction products of this process are recoil protons. These are produced inside the active layers, and contribute *directly* to the calorimeter signal, i.e. they are not sampled like mip's. The range of 1 MeV protons in polystyrene is $22 \mu\text{m}$ and, therefore, in practice the kinetic energy of protons produced in this way will almost *completely* be deposited in the active calorimeter layers.

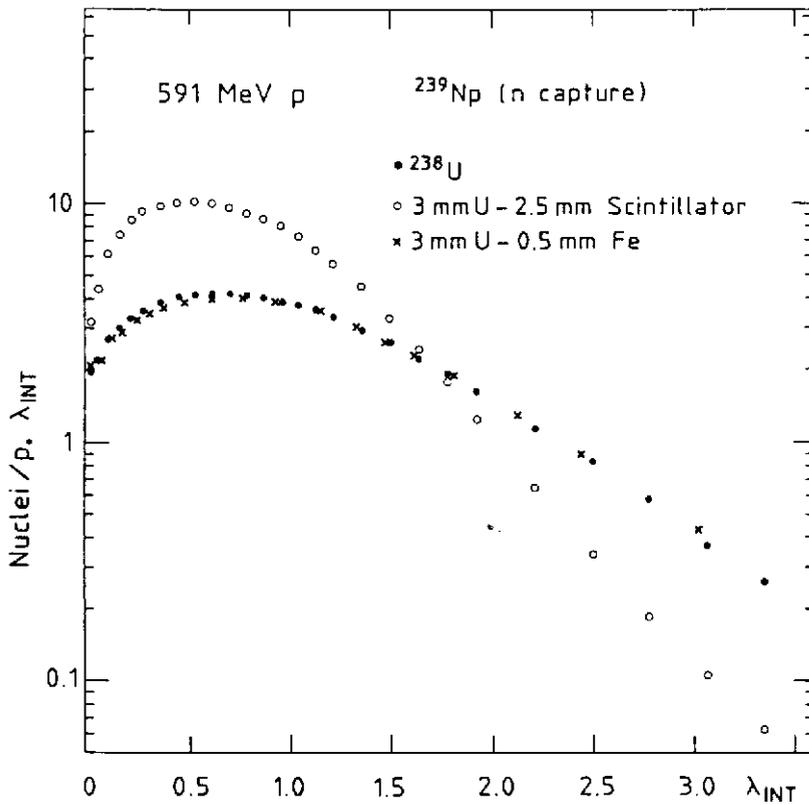
In calorimeters that contain hydrogen atoms, neutron-proton scattering is a very important source of energy loss, because at low energies there is almost no competition from other processes. This may be concluded from an experimental study on the distribution of radioactive nuclides produced by the neutrons from hadron showers^[12]. Figure 33 shows the longitudinal distributions of ^{239}Np , produced from thermal neutron capture by ^{238}U , in different uranium calorimeter configurations. It turned out that the distribution in uranium/plastic-scintillator is very different from the ones in uranium calorimeters not containing hydrogen. The neutrons were much faster thermalized in the scintillator case and, therefore, must have lost a considerable fraction of their kinetic energy in elastic collisions with hydrogen nuclei. The reduced number of fissions measured in the scintillator calorimeter supports this conclusion as well.

We studied the transport of the soft neutron shower component in a given calorimeter structure with a Monte-Carlo program, that contained all the relevant information on the nuclear physics: The cross sections for all possible reactions in the absorber and readout materials, the energy transfer in these reactions, the physics on fission neutrons and γ 's, etc. Since the recoil protons are very densely ionizing, the saturation characteristics of the readout materials are of crucial importance. We used Birk's law to convert from energy to signal (L):

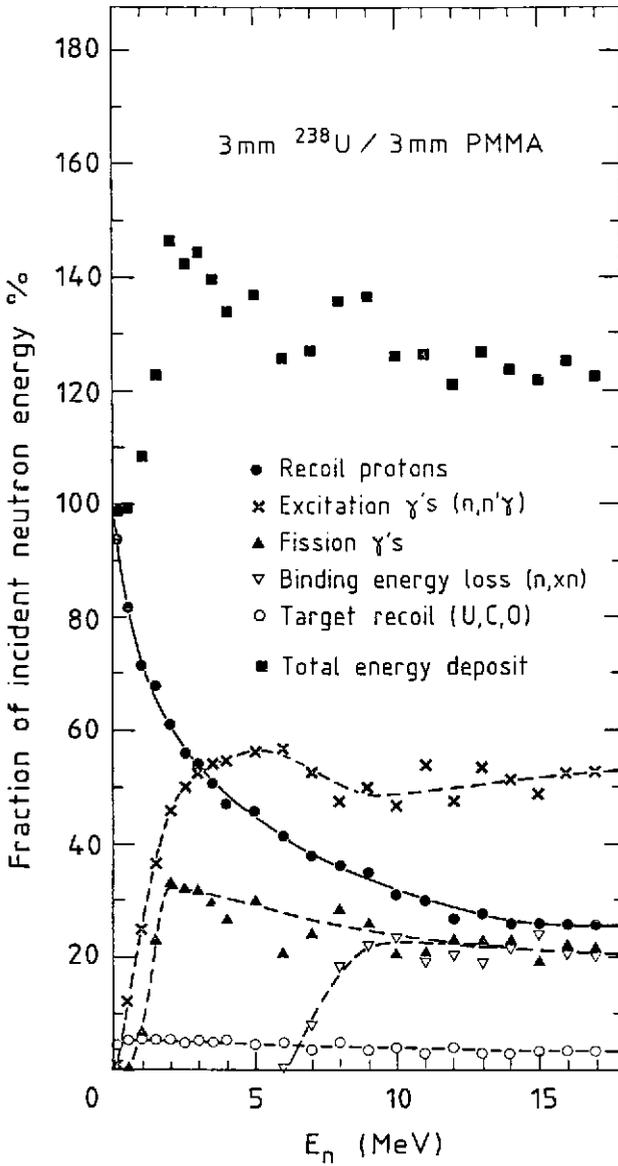
$$L/E = \left[\int_0^{z_{\text{max}}} \left(1 + kB \frac{dE}{dx} \right) dx \right]^{-1}$$

The values of the saturation constant kB are such that this meant a reduction of a factor 4 – 5 for materials like LAr and plastic scintillator. Essential for the results was also the input neutron spectrum. We used a linear combination of two Maxwell distributions to account for the soft evaporation and fission neutrons on the one hand, and for the degraded spallation neutrons on the other hand. The validity of these assumptions was checked and found in excellent agreement with all the experimental data from the neutron-induced activation analysis mentioned before^[12].

Figure 34 shows an example of the results, for a 3 mm U/3 mm plastic-scintillator calorimeter. Below 4 MeV, more than half of the kinetic neutron energy is converted into recoil protons, and below 1 MeV even more than 70%. The remaining part of the energy is converted into γ 's (inelastic scattering, fission) and invisible forms (binding



33. The longitudinal distributions of ^{239}Np nuclei (from neutron capture in ^{238}U), produced by hadron showers in various calorimeter configurations.



34. The various forms in which the kinetic neutron energy is deposited in a 3 mm U/3 mm plastic-scintillator calorimeter. Because of fission contributions, the total energy can be larger than 100%.

energy, target recoil). Note that the sampling fraction, i.e. the part of the energy that mip's deposit in the active layers, amounts to only $\sim 10\%$ for this calorimeter. The recoil protons will therefore substantially contribute to the calorimeter signal.

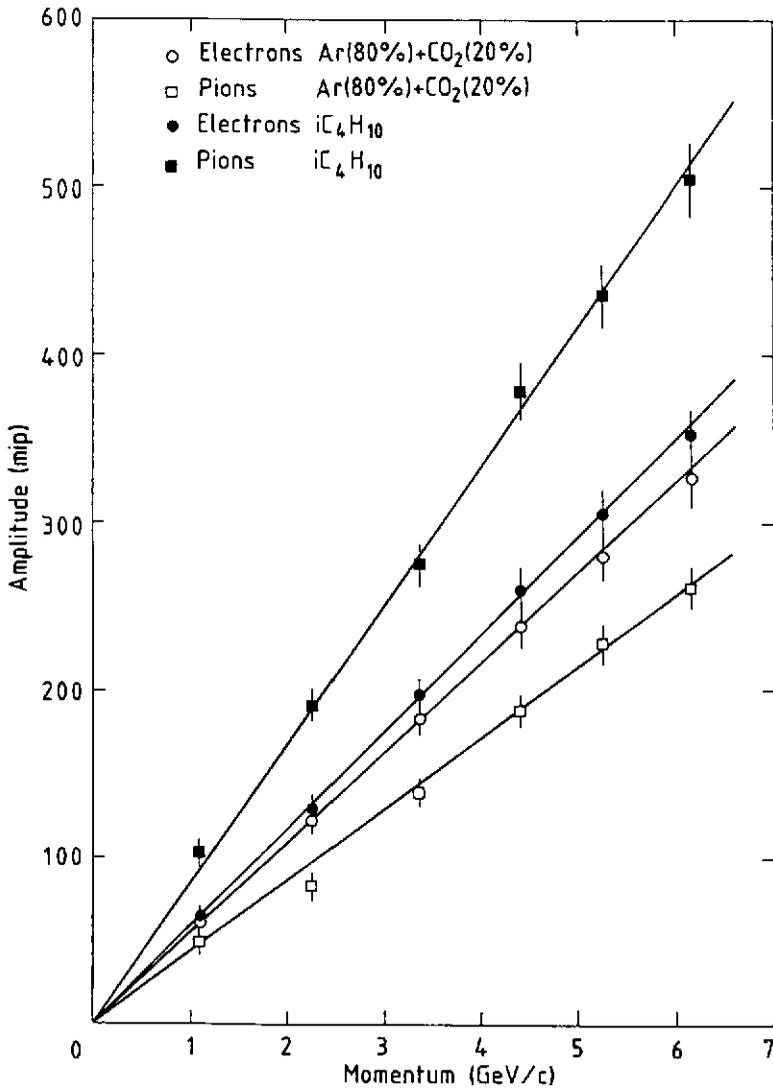
A nice example to illustrate this comes from the L3 Collaboration, who tested uranium calorimeters with proportional wire chamber readout^[24]. When using isobutane (containing hydrogen) the hadronic response was found to be about twice as high as for Ar/CO₂ (no hydrogen), while the electron response was almost gas-independent (see fig. 35). The difference is due to $n - p$ scattering. Similar differences occur between plastic-scintillator (containing hydrogen) and LAr (no hydrogen) readout. These are smaller than for gaseous media because of saturation effects, but yet considerable.

The Monte-Carlo studies revealed another very interesting effect. It turned out that the n/mip signal ratio, or the relative contribution of recoil protons to the calorimeter signal, is sensitively dependent on the sampling fraction for mip's (f_{samp} , see sect. 6.1). If f_{samp} gets smaller, n/mip increases; if f_{samp} gets larger, n/mip decreases. This can be understood as follows.

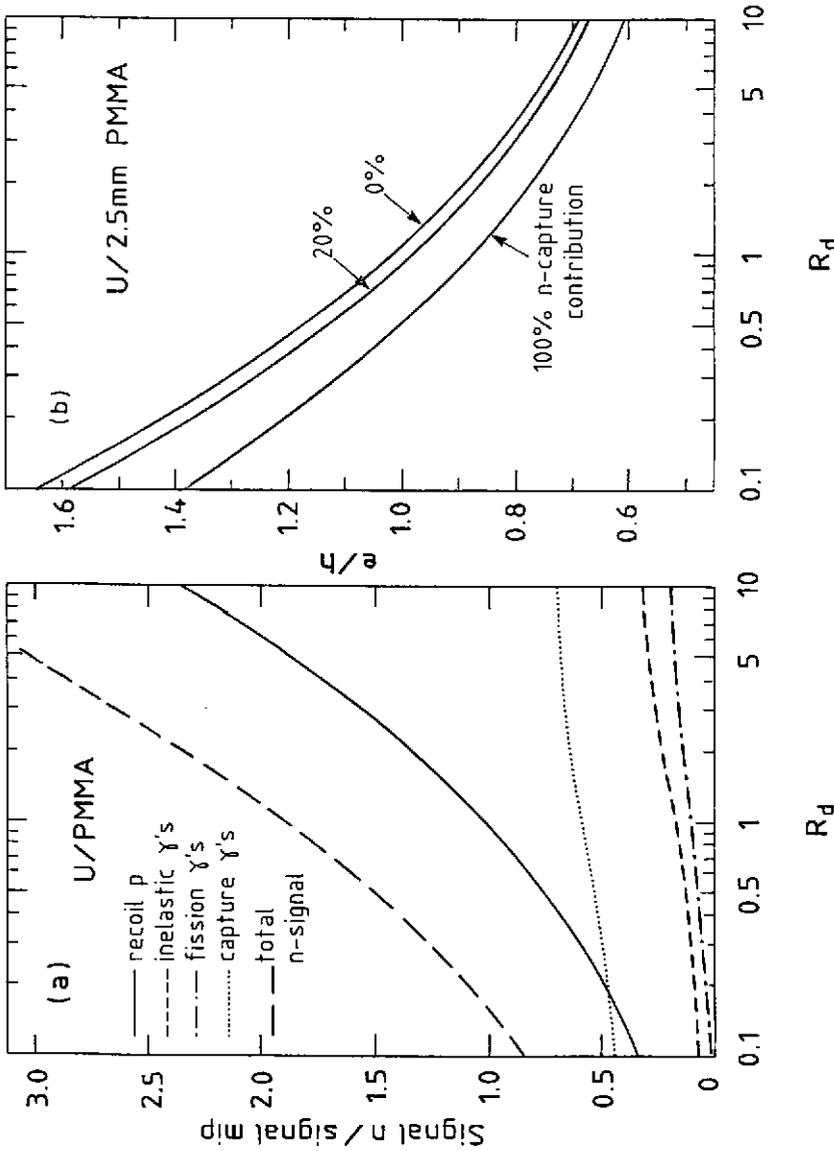
If the thickness of the absorber plates is increased, the signal from mip's will decrease proportionally. The energy transferred to recoil protons in the active layers by the neutrons is *not* sampled. We saw before that at low neutron energies, there is almost no alternative for this process and, therefore, the fraction of the neutron energy deposited in this form decreases much slower than the mip signal. In other words, if the sampling fraction is decreased, the n/mip signal ratio and hence the total non-em calorimeter response increases, and the e/h signal ratio decreases. The sampling fraction is, therefore, a crucial parameter for the performance of hadron calorimeters with hydrogenous readout.

Figure 36 shows some results of the calculations, for uranium/plastic-scintillator calorimeters. Instead of the sampling fraction, we used the more practical variable R_d , defined as the ratio of the thicknesses (in mm) of the passive and active calorimeter layers; R_d is approximately inversely proportional to f_{samp} . In fig. 36a the n/mip signal ratio is given as a function of R_d . The neutron signal is split up in its various contributing components. The dominating recoil proton contribution strongly increases with R_d . The consequences of this for the calorimeter performance are of decisive importance, because of the relatively large contribution of the soft-neutron shower component to the calorimeter signal. In the case of the compensating HELIOS calorimeter^[16,14] ($R_d = 1.2$), these neutrons contribute almost 40% to the total non-em part of the signal, and for the overcompensating WA78 detector^[18] ($R_d = 2 - 3$) even 50%.

Figure 36a also shows that the neutrons do not only contribute to the calorimeter signal through recoil protons, but also through the γ 's that they produce by fission,



35. The response of a uranium gas-sampling calorimeter to pions and electrons, for different gases. Data from ref. 24.



30. The signal ratio n/mip split up in its components, for U/plastic-scintillator calorimeters, as a function of the ratio of the thicknesses of passive and active layers R_d (a). The signal ratio e/l as a function of R_d , assuming that 0%, 20% or 100% of the γ 's released in thermal neutron capture contribute to the calorimeter signal (b).

inelastic scattering and capture. This contribution is limited because of the small γ/mip signal ratio (sect. 6.3). Nevertheless, a considerable fraction of the energy is deposited in this form, in particular through the neutron capture process. We measured that in uranium ~ 50 neutrons/GeV are produced in the non-em shower part^[12]. If these are all captured, 240 MeV/GeV is released as capture γ 's. Their contribution to the calorimeter signal depends on the capture cross section, on the calorimeter size and, since thermalization is a slow process, on the signal integration time (see fig. 37).

Figure 36b shows the sensitivity of the e/h signal ratio to the fraction of the neutrons that contribute to the signal through capture (f_{capt}). Calculations by Brückmann^[26] indicate that in 100 ns, a typical gate time for scintillator readout, $f_{capt} \approx 20\%$. Measurements on the evolution of the e/h signal ratio as a function of the gate time clearly confirmed the predicted effect^[14,10]. For LAr readout, the signal integration time is usually longer ($\sim 1\mu s$) and, therefore, f_{capt} may be up to $\sim 80\%$ for sufficiently large detectors.

6.7 The e/h signal ratio

The e/h signal ratio was calculated in the way described in sect. 6.1. It was shown in sect. 6.2 - 6.6, that the results depend on a large number of factors, of which we recall:

- a) The Z of the active and passive media (e.g for e/mip , γ/mip , f_{ion} , f_n).
- b) The hydrogen content of the active medium (n/mip).
- c) The saturation properties (kB value) of the active medium (ion/mip , n/mip).
- d) The nuclear level structure of the absorber (n/mip).
- e) The size of the detector ($f_{capt} \rightarrow f_\gamma$).
- f) The cross section for thermal neutron capture in the absorber (f_γ).
- g) The signal integration time (f_γ).
- h) The thickness of the passive layers (e/mip , γ/mip).
- i) The thickness of the active layers (e/mip , γ/mip , ion/mip).
- j) The sampling fraction (n/mip).

Because of the interesting consequences of the latter effect, e/h curves are presented as a function of the sampling fraction, or rather R_d , for a fixed choice of the readout thickness (figs. 36b, 38). These figures show that the e/h signal ratio for uranium calorimeters with hydrogenous readout decreases rather sharply with increasing R_d , i.e. with increasing absorber plate thickness. The e/h ratio can therefore be tuned through the sampling fraction, and for the hydrogenous materials shown (various plastic scintillators, TMP) an ideal sampling fraction ($e/h = 1$) exists.

The sensitivity of the e/h ratio to the sampling fraction depends on two factors:

- i) The fraction of hydrogen atoms in the active medium. Since TMP contains more hydrogen atoms than plastic scintillator, the e/h signal ratio of TMP calorimeters is more sensitive to changes in the sampling fraction.
- ii) Saturation of the active medium. Less saturation causes a larger sensitivity, and consequently leads to a larger optimal sampling fraction. This is illustrated in figure 38, where the predictions for TMP readout are given for two different kB values. Contrary to plastic scintillator, the kB value has not been measured for soft protons in TMP, so far. The figure shows that this is a crucial parameter for the calorimeter performance.

For calorimeters with non-hydrogenous active layers (e.g. LAr, Si), the effect of the sampling fraction on the relative contribution of neutrons to the calorimeter signal (fig. 36a) is absent. The fact that e/h rises for small R_d values is caused by the effect of the absorber layer thickness on the electromagnetic response (fig. 27). It turned out that the e/h ratio depends quite sensitively on the contribution of captured neutrons to the hadronic calorimeter signal (sect. 6.6), which can be tuned through the signal integration time. Nevertheless, it looks as if the compensation condition cannot be reached for LAr. For Si readout it might just be possible. The difference between LAr and Si comes from the fact that Si does not saturate in detecting the spallation protons (sect. 6.5) and, therefore, gives a larger response to the non-em shower component.

The calculations were performed for infinitely large detectors. We investigated how sensitive the predictions are with respect to the various assumptions that went into the calculations. In fact fig. 36b is an example of this. Other uncertainties concern f_{ion} , f_n and the spallation proton spectrum (sect. 6.4, 6.5). It turned out that these uncertainties concerning details of the hadronic shower development may considerably affect the absolute value of the vertical scale, but *not* the variation of e/h with the sampling fraction, nor the difference between the various active materials. Therefore, the absolute e/h signal ratio for a given absorber/readout combination cannot be predicted from scratch more accurately than to within 5 – 10%, but one reliable experimental measurement will make possible a reliable prediction of the optimal configuration.

The experimental results obtained with uranium calorimeters so far seem to support this conclusion. In particular, the predicted trend of a decreasing e/h ratio for increasing R_d in the case of scintillator readout is experimentally very well confirmed. The same is true for the differences between scintillator and LAr. Experimental results for TMP and Si readout are unfortunately still lacking.

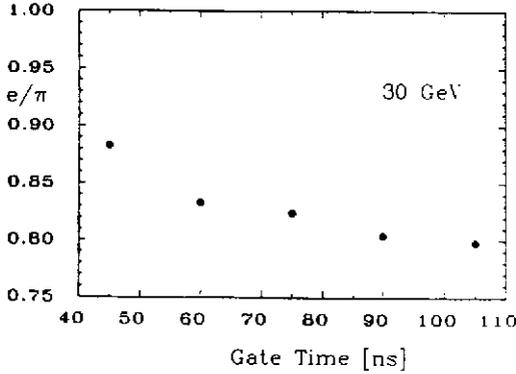


Figure 37

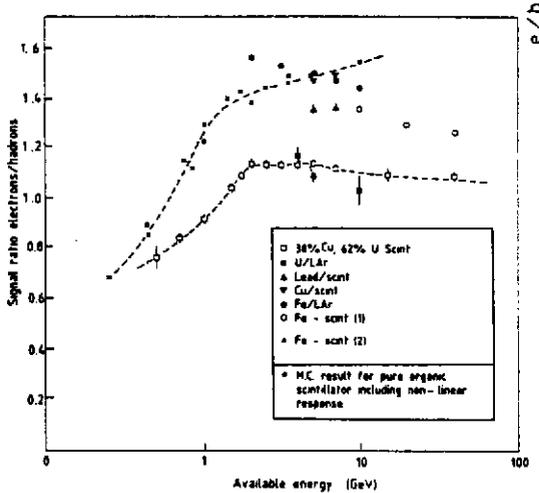


Figure 39

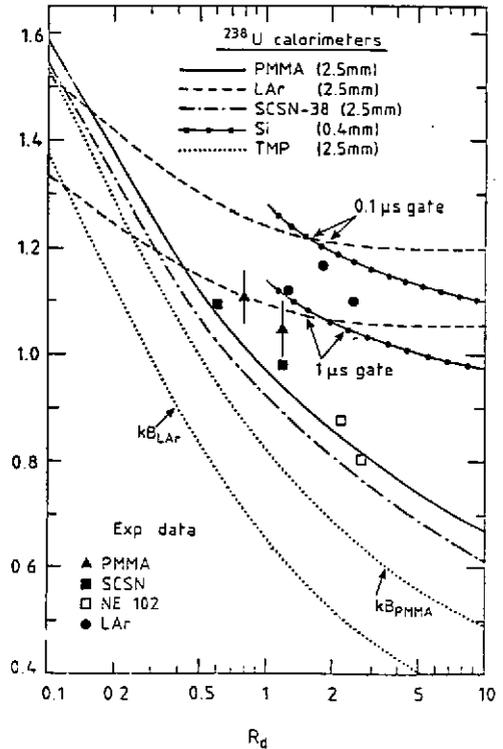


Figure 38

37. The e/h signal ratio as a function of the signal integration time. The decrease is due to an increase of the hadronic signal. Data from ref. 13.

38. The signal ratio e/h for uranium calorimeters employing different readout materials, as a function of the ratio of the thicknesses of absorber and readout layers. Results of experimental measurements are included.

39. The ratio of the em to hadronic response as a function of energy, for various calorimeter configurations.

We also did extensive calculations for calorimeters with Pb or Fe absorber. The lead results are most interesting. The differences with uranium mainly concern the amount of energy carried by the soft-neutron component, because of the absence of fission and because of the fact that the Pb nucleus is less neutron-rich than uranium. Figure 36a shows that this can be compensated for by choosing a smaller sampling fraction (larger R_d). This increases n/mip and hence brings the contribution of neutrons to the calorimeter signal at the appropriate level. Again, this trick works only for hydrogenous readout materials. For scintillator, e/h was predicted to become 1.0 for $R_d \approx 4$, i.e. if the lead plates are made 4 times as thick as the scintillator plates.

In sect. 6.6 we saw that γ 's from thermal neutron capture represent a considerable fraction of the total hadronic energy, since it is by emitting these γ 's that the nuclei render the binding energy lost when the neutrons were released. In plain lead calorimeters the contribution of this process to the signal will be negligible. The cross section for (n, γ) reactions is 0.17 b, against 2.7 b for uranium. This corresponds to a mean free path of ~ 180 cm for a thermal neutron in lead (8 cm in U). Cadmium has a capture cross section of 2450 b. If one would add $\sim 1\%$ Cd to the lead, thermal neutrons would be efficiently captured. This would in particular be interesting for LAr calorimeters with a long signal integration time. Also in U/LAr one might profit from adding a little Cd, since the energy released in neutron capture by Cd (9.0 MeV) is almost twice as large as in ^{238}U (4.8 MeV).

The calculations showed that even Fe calorimeters could be made compensating, at very small sampling fractions. Experimental data from the WA1 Collaboration seem to support this conclusion^[17,20].

A final word should be said about homogeneous hadron calorimeters. The mechanisms that are described in this section and that make compensating calorimeters possible, are based on the fact that we are dealing with *sampling* calorimeters: Only a (small) fraction of the shower energy is deposited in the active layers, and by carefully tuning variables one may equalize the em and non-em response. This does not work for homogeneous devices, like the fully sensitive liquid argon tank proposed by Ypsilantis^[26]. In the non-em shower part inevitably losses will occur that cannot be compensated for, e.g. the binding energy required to release protons or nucleon aggregates from their nuclear environment. The e/h^{intr} signal ratio will, therefore, always have to be larger than 1.0 for such devices.

6.8 Alinearities at low energy

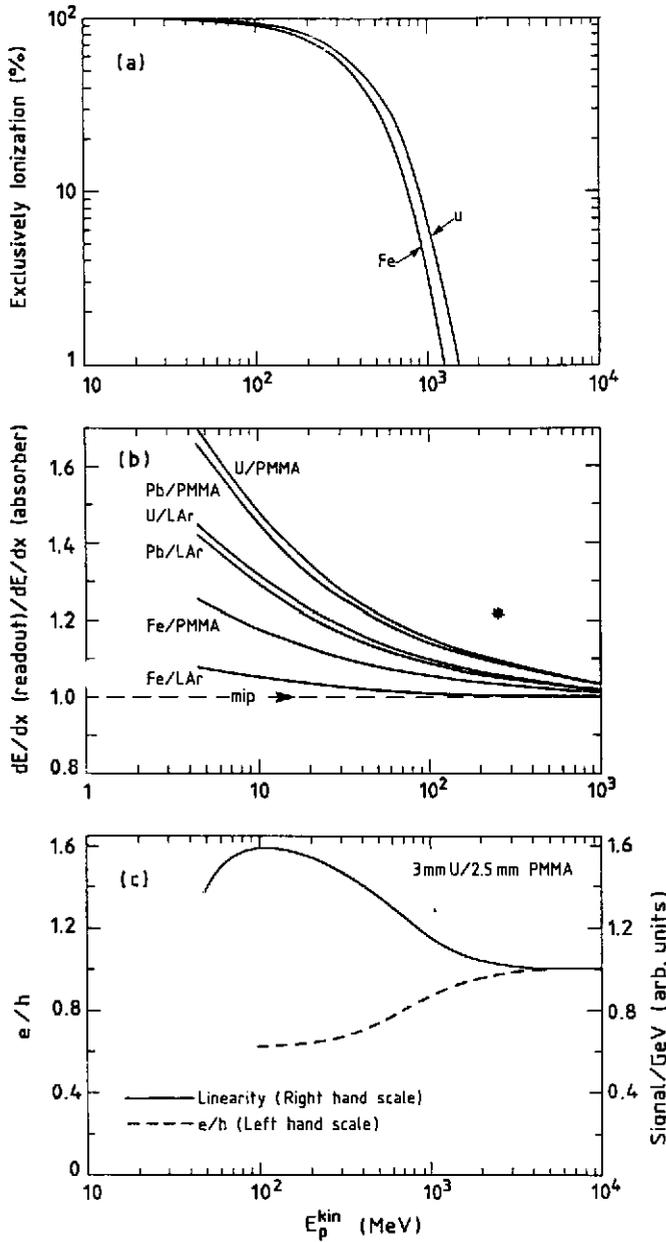
In sect. 5 we showed that deviations from $e/h = 1$ cause the calorimeter signal to be *not* proportional to the hadron energy. However, also for *compensated* calorimeters signal alinearities are unavoidable. They occur at low energies, typically for $E_{\text{hadr}} < 2$ GeV.

In sect. 6.1 we saw that e/mip is considerably smaller than 1.0 for calorimeters with high- Z absorber material. If such a calorimeter is made compensating, the *hadronic* signal will thus be considerably reduced with respect to the signal from *mip*'s too. At low energy, however, the probability that charged hadrons lose their energy *without* undergoing strong interactions, and the corresponding (binding energy) losses, increase rapidly. In that case, they deposit their energy by ionization alone, like *mip*'s. The h/mip signal ratio will go up, and the e/h signal ratio down; the response to hadrons thus increases at low energy.

This is very clearly confirmed by experimental data. Figure 39 shows the e/h signal ratio as a function of energy, for various calorimeter configurations. A very clear decrease in this ratio, i.e. an increase in the response to hadrons, is observed below ~ 2 GeV.

These effects can be calculated in a straightforward way, with the help of the tables from ref. 27. In fig. 40 a, the probability that *no* inelastic nuclear interactions occur is given for protons, as a function of the kinetic proton energy. This curve is only weakly material-dependent. Below ~ 1 GeV, more than 10% of the protons will lose their energy exclusively by ionization. Figure 40 b shows the sampling fraction for low-energy protons, i.e. the fraction of the energy deposited in the active planes, assuming that they lose their total kinetic energy by ionization. This sampling fraction depends on the energy and on the calorimeter configuration, and is in any case larger than for *mip*'s: The signal ratio h/mip is larger than 1 for protons stopped in this way.

In fig. 40 c the information from figs. 40 a and 40 b is combined, for a 3 mm U/2.5 mm plastic-scintillator calorimeter. For the fraction of the protons that *do* interact strongly, $e/h = 1$ is assumed; for the remaining fraction the results from fig. 40 b are taken, corrected for the saturation of the readout medium. The figure shows both the calorimeter response to protons, and the e/h signal ratio. The experimental results (fig. 39) are nicely reproduced. The hadronic response rises up to $\sim 60\%$ at $E_p^{\text{kin}} = 0.1$ GeV. Below this energy, the effect of protons not reaching the first active plane comes in and no signal remains.



40. Signal linearities at low energy for compensating calorimeters (calculated). The probability that protons do not inelastically interact before ranging out (a). The fraction of the ionization energy deposited in the active layers by non-interacting protons, in various calorimeter configurations (b). The e/h signal ratio (left hand scale) and the response to protons (right hand scale) in a uranium/plastic-scintillator calorimeter (c).

7. THE ENERGY RESOLUTION OF HADRON CALORIMETERS

After having discussed the e/h signal ratio and the factors that determine its value, we now return to the aim of this paper, i.e. trying to understand the energy resolution of hadron calorimeters, and the factors that limit their performance in this respect. The energy resolution of a hadron calorimeter with separate passive and active layers is determined by four factors:

- 1) Sampling fluctuations.
- 2) Detector imperfections.
- 3) Deviations from $e/h^{\text{intr}} = 1$.
- 4) The intrinsic energy resolution.

The sampling fluctuations were already discussed in sect. 2.5. Fabjan *et al.*^[23] have measured their contribution to the energy resolution of Fe/LAr and U/LAr hadron calorimeters. The results are usually quoted as^[21]

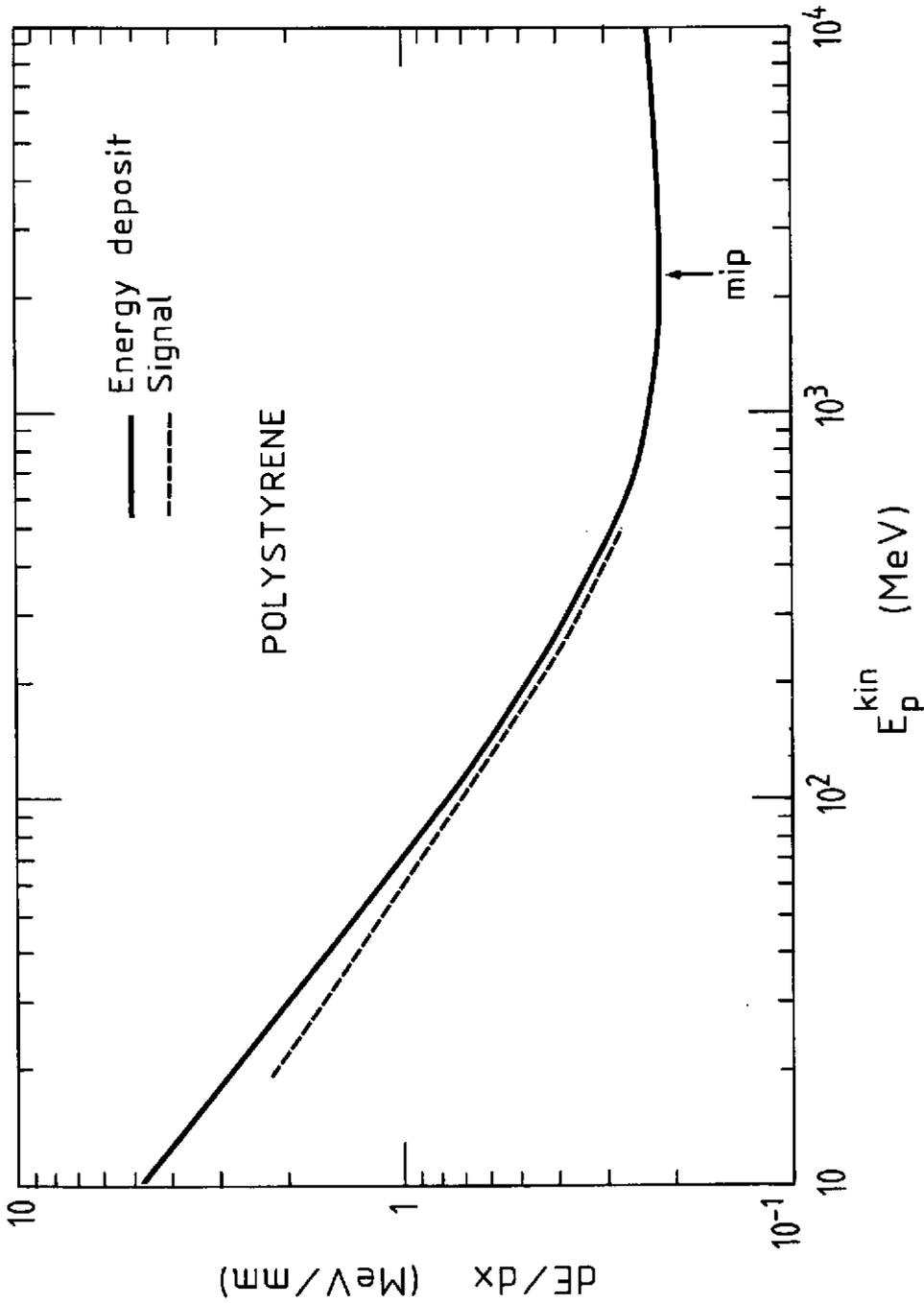
$$\sigma_{\text{samp}}/E = 0.09 \sqrt{\frac{\Delta E(\text{MeV})}{E(\text{GeV})}}$$

where ΔE is the energy deposited by a mip in one sampling layer. The sampling fluctuations, i.e. the fluctuations in the number of particles contributing to the calorimeter signal, are larger than for em showers in the same calorimeter. The number of *different* particles contributing to the *hadronic* signal is smaller because of two effects:

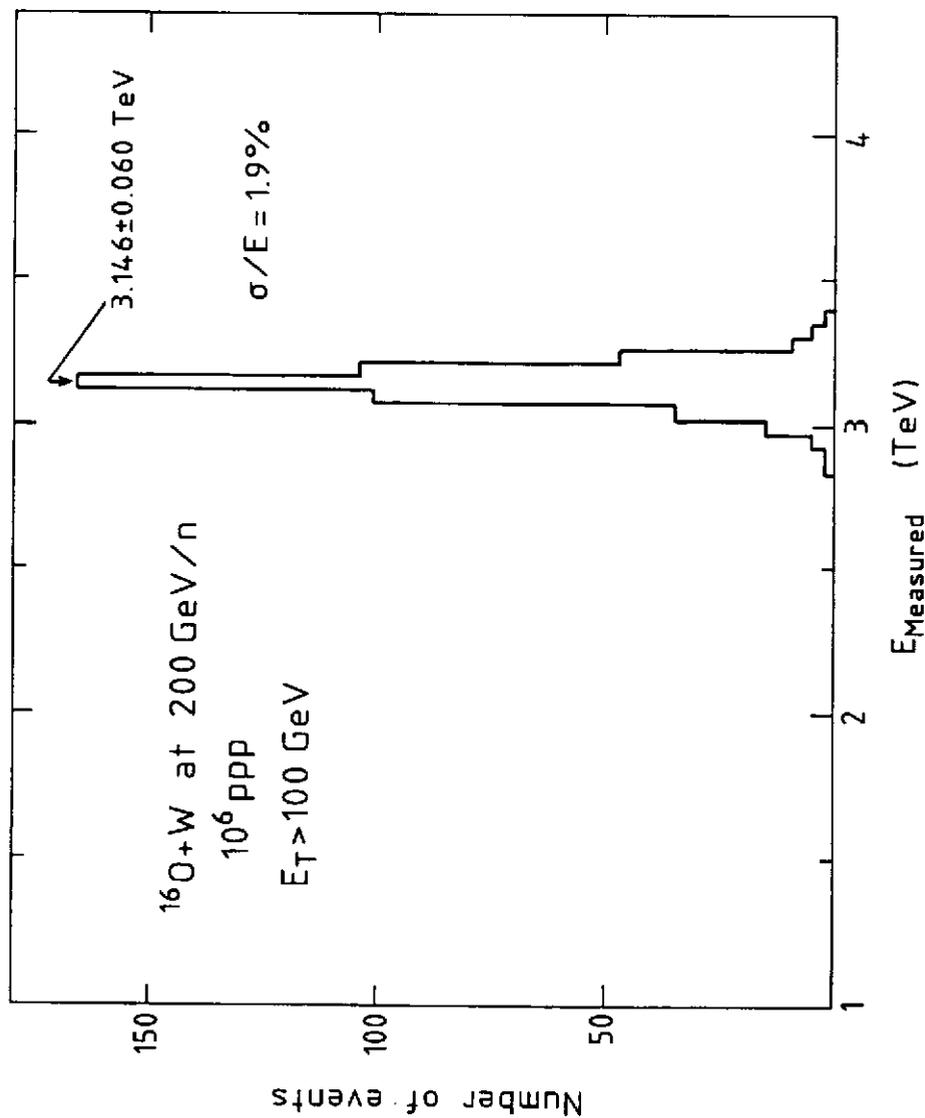
- a) Individual particles may traverse many planes before strongly interacting (pions, fast protons).
- b) The average energy deposited by individual particles in the active planes is larger. At a given (low) energy, protons traversing an active plane will give a much larger signal than electrons (fig. 41).

In addition, the proton component in the shower will suffer from an equivalent of path length fluctuations (see sect. 2.5): Since these protons are very non-relativistic particles, the dE/dx loss, and hence the signal, is strongly energy dependent (fig. 41). The measurements cannot distinguish this effect from sampling fluctuations.

Detector imperfections will cause deviations from $1/\sqrt{E}$ scaling, and therefore limit the high-energy performance. It is believed that for well-designed calorimeters their contribution can be limited to $\sigma/E \approx 1\%$. Recently, HELIOS measured $\sigma/E \approx 1.9\%$ for the total energy distribution of reaction products from $^{16}\text{O} + \text{W}$ collisions at 3.2 TeV, at running conditions (fig. 42)^[14]. This impressive result supports the previous statement. In our calculations we assumed the detectors to be perfect.



41. The ionization energy loss of protons traversing a thin polystyrene plate, and the saturation-corrected signal, as a function of the kinetic proton energy.



42. The total energy distribution for the reaction products from $^{16}\text{O} + \text{W}$ central collisions at 3.2 TeV, measured with the HELIOS uranium/plastic-scintillator calorimeter.

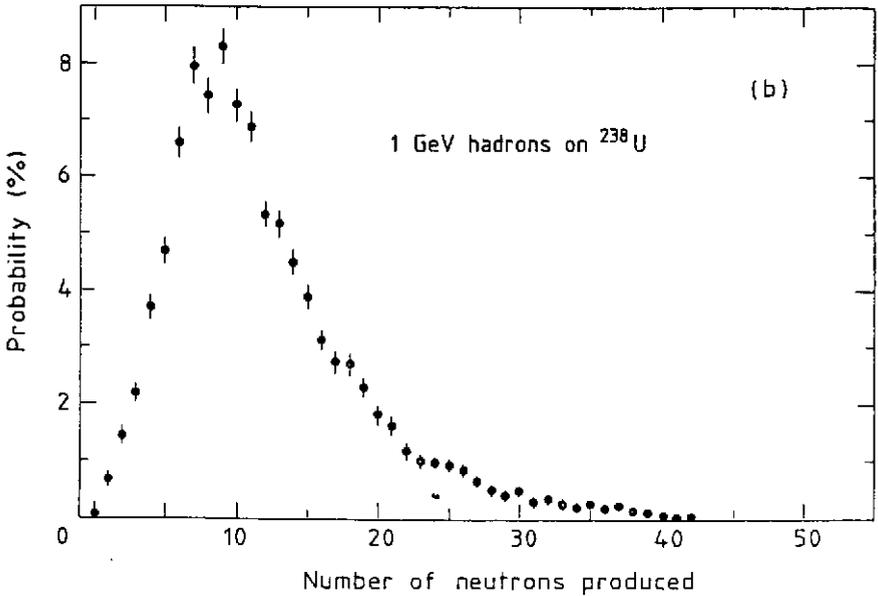
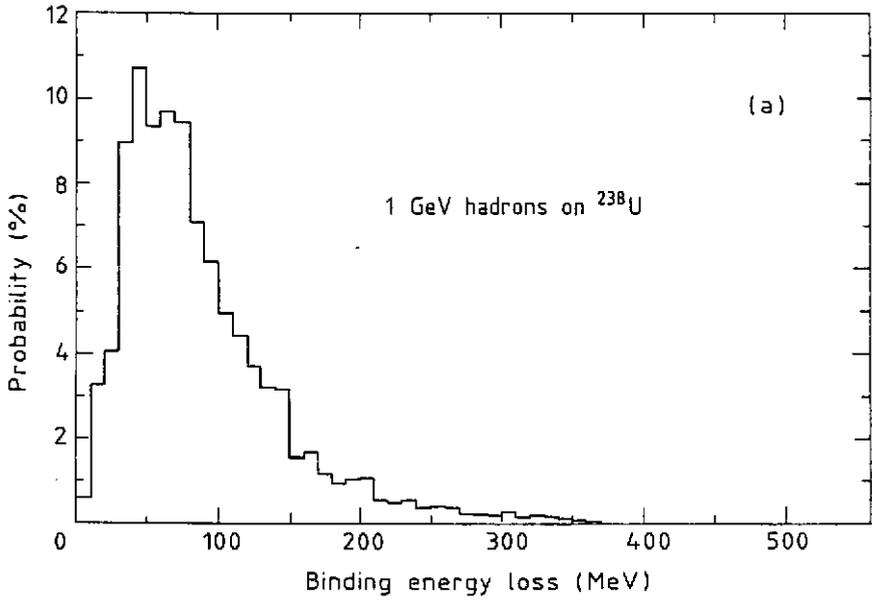
As was shown in sect. 5, deviations from $e/h^{\text{intr}} = 1$ contribute a constant term to the energy resolution σ/E . The value of this constant may be obtained from fig. 3a. In this section we will concentrate on the part that remains, i.e. on the intrinsic energy resolution for compensating calorimeters.

In hadron showers, a considerable fraction of the non-em energy is spent on nuclear binding energy losses, on average up to $\sim 40\%$ in high- Z materials. The fluctuations about this average are huge. This is illustrated in fig. 43a, where the binding energy lost in the various reactions that may occur when 1 GeV protons hit ^{238}U nuclei, is given. The total binding energy loss in a hadron shower (ΔB) is a convolution of many distributions of this type. We estimated that the contribution of event-to-event fluctuations in ΔB to the energy resolution amounts to $(30 - 35\%)/\sqrt{E}$, if the effects of neutron- and γ -detection are neglected. However, these effects are very important.

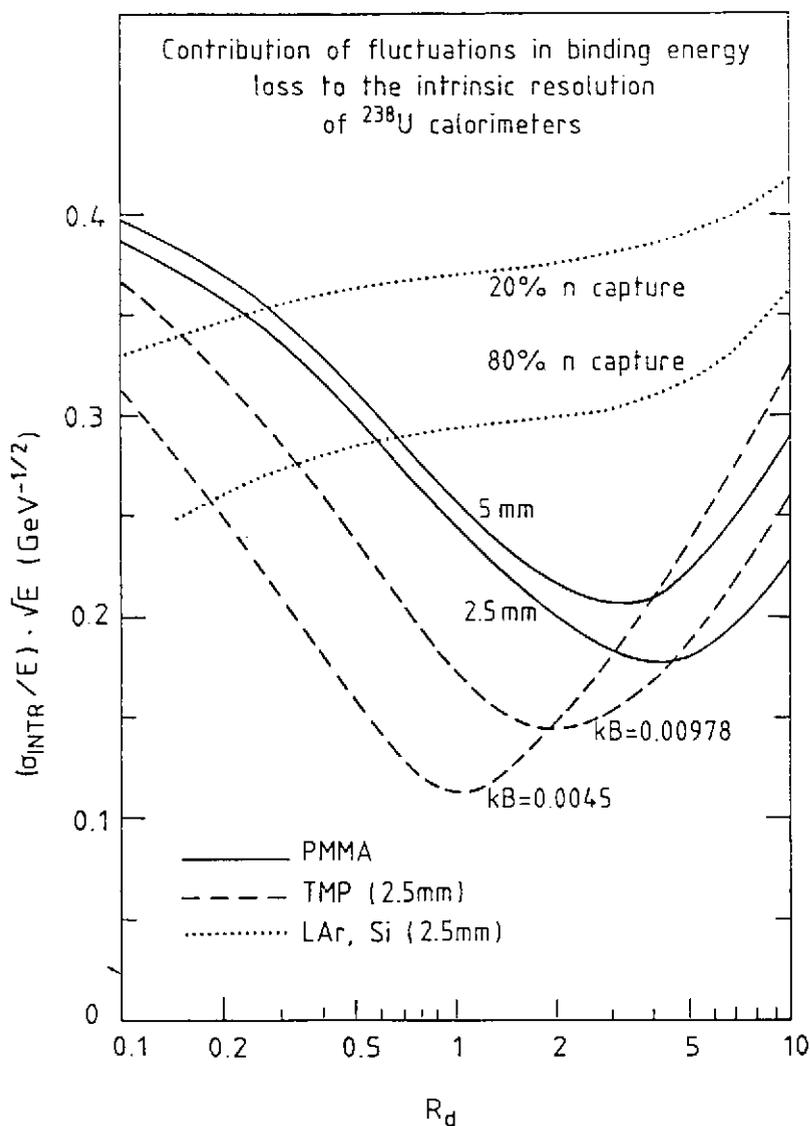
The total kinetic energy carried by neutrons (E_n^{tot}) is evidently correlated with ΔB (see fig. 43). A relatively large binding energy loss means that a relatively large fraction of the hadron energy is transferred to neutrons as well; detection of these particles corrects, at least partially, for the relatively small signal from ionizing particles in the event concerned, and vice versa. If the neutrons are detected with a good energy resolution themselves, i.e. if there is a strong correlation between E_n^{tot} and the neutron contribution to the calorimeter signal, the intrinsic resolution due to fluctuations in ΔB may be considerably reduced.

The energy resolution for neutron detection was studied with the same Monte Carlo package that was used to calculate the n/mip signal ratio (sect. 6.6). By transporting many neutrons through a given calorimeter structure, the signal distribution for a fixed E_n^{tot} was obtained. It turned out that the correlation between E_n^{tot} and the neutron contribution to the calorimeter signal may considerably improve, if elastic $n-p$ scattering in the active calorimeter layers occurs. The degree of correlation depends on the same factors that determined the n/mip signal ratio, i.e. on the hydrogen content, the kB value, and the sampling fraction. In addition, the thickness of the layers is important for the detection of the γ component.

With these results we calculated the total intrinsic energy resolution, assuming perfect correlation between ΔB and E_n^{tot} . The validity of this assumption breaks down at low E and/or low Z_{abs} . Results for uranium calorimeters are given in fig. 44. This figure shows that the intrinsic energy resolutions for practical detectors with hydrogenous read-out material are considerably better than for LAr or Si, and may be as low as $20\%/\sqrt{E}$ for compensating calorimeters (note that the minima in the curves do not coincide with $e/h = 1$). The same conclusion holds for calorimeters with other absorbers.



43. The binding energy lost in spallation reactions induced by 1 GeV hadrons on ^{238}U nuclei (a), and the number of neutrons produced in such reactions (b). Results of calculations described in ref. 20.



44. The contribution of fluctuations in nuclear binding energy loss to the intrinsic resolution of various types of uranium calorimeters, as a function of the ratio of the thicknesses of the passive and active layers.

This yields a new and independent argument in favour of hydrogenous readout material: The energy resolution of a U/Si calorimeter, even if this combination can be made compensating, will be inferior to plastic-scintillator or TMP calorimeters with $e/h = 1$.

The total hadronic energy resolution was computed as

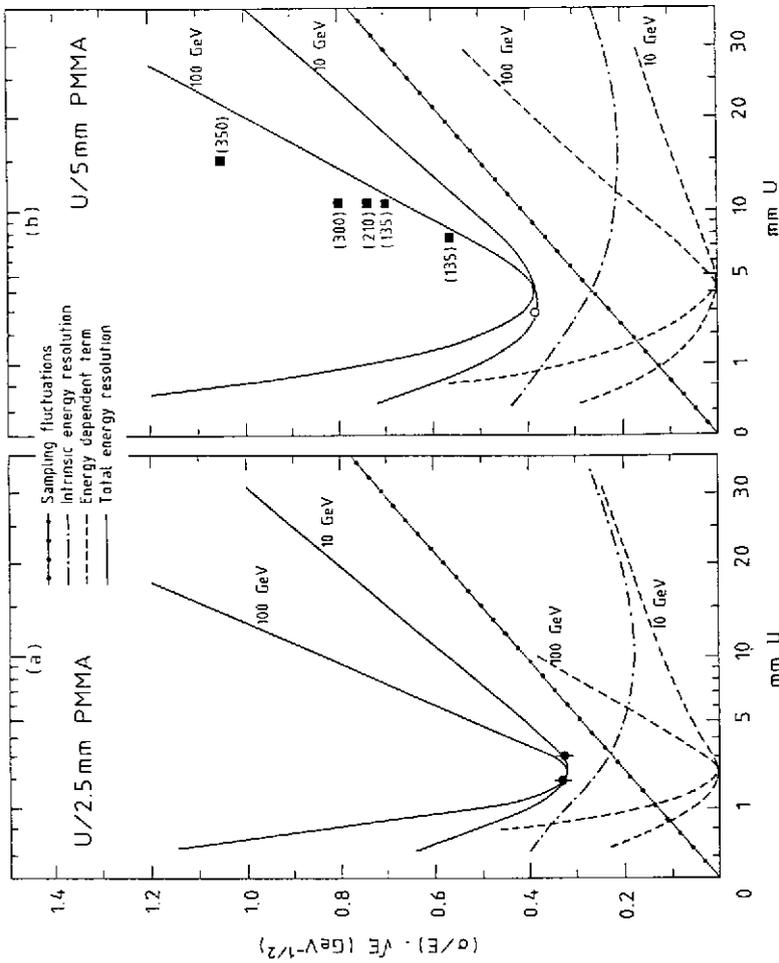
$$\sigma/E = \sqrt{\frac{a_0^2 + a_1^2 \times t_{\text{abs}}}{E}} + b$$

The intrinsic resolution (a_0) and the sampling fluctuations (a_1 , see sect. 2.5), are added in quadrature. The constant term b vanishes for $e/h = 1$, and causes σ/\sqrt{E} to be energy dependent in other cases. Figures 45-47 show some results of the calculations. Many more results are given in ref. 20. The figures show σ/\sqrt{E} for 10 and 100 GeV, and the various contributions to it, for calorimeters with a given thickness of the active layers, as a function of the thickness of the absorber layers. The abscissa is plotted linear in the square root of the latter, which yields a straight line for the contribution of sampling fluctuations. Experimental results are included in the figures.

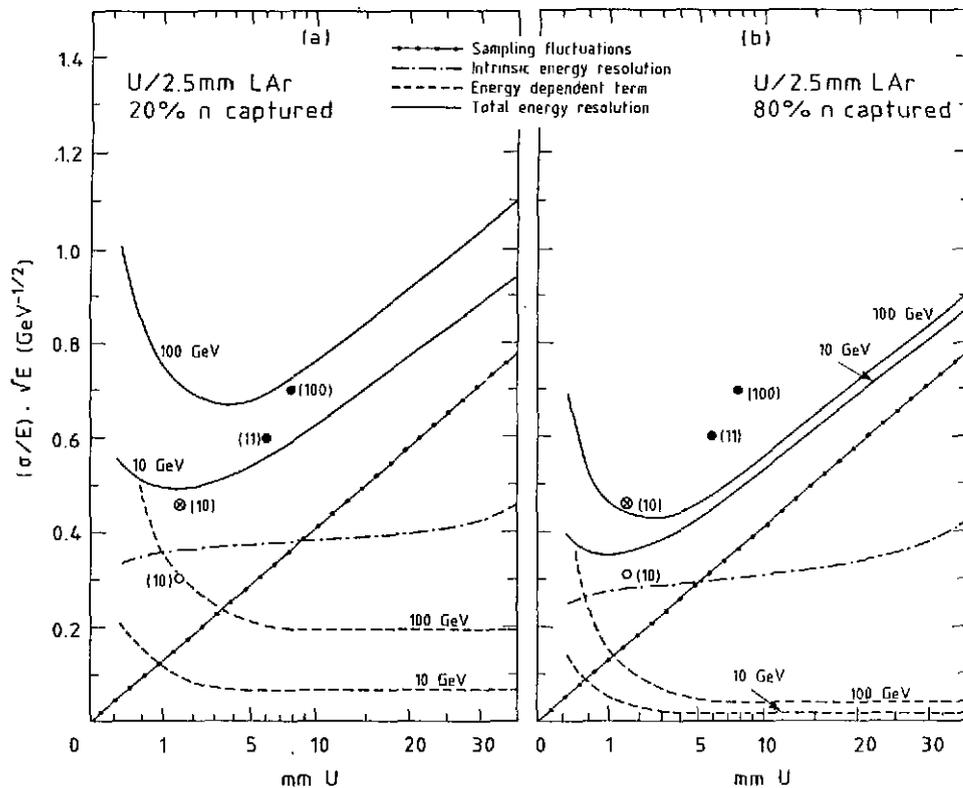
Figure 45 concerns uranium calorimeters with PMMA (polymethyl metacrylate, a plastic scintillator) readout. The total energy resolution reaches a minimum value for an absorber thickness close to the one for which $e/h = 1$. This is certainly true at high energies. At low energies, effects of sampling fluctuations and intrinsic contributions may slightly shift the optimal plate thickness. The curves for the total energy resolution at 10 and 100 GeV have a common point if $e/h = 1$: σ/E scales as c/\sqrt{E} , with $c = 0.32$ and 0.38 for 2.5 mm and 5 mm scintillator, respectively. These numbers are in good agreement with experimental values reported^[16,14,24]. The results obtained by the WA78 Collaboration for non-optimal configurations^[10] confirm the predicted violation of c/\sqrt{E} scaling.

In fig. 46 results for U/LAr calorimeters are given. As for the e/h signal ratio, two cases were considered, $f_{\text{capt}} = 0.20$ and 0.80, respectively (see sect. 6.7). The predictions are rather sensitive to this parameter. If f_{capt} is increased, the energy resolution improves and σ/\sqrt{E} becomes less energy dependent. Since $e/h \neq 1$ for all configurations, σ/\sqrt{E} will always increase with E . The experimental results are in better agreement with the low f_{capt} value. The small size of the test calorimeters with which they were obtained is likely to be (partly) responsible for this.

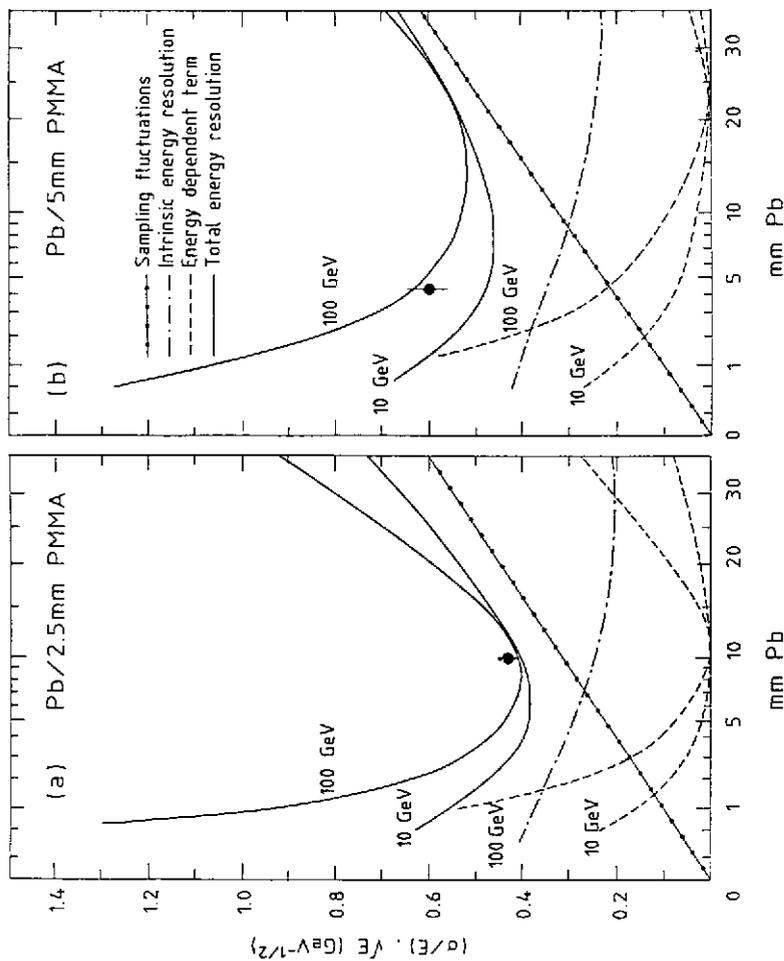
Figure 47 shows results for lead/plastic-scintillator calorimeters. As was discussed in sect. 6.7, this combination can be made compensating if the absorber layers are ~ 4 times as thick as the readout layers. Inspired by this prediction, Kötzt *et al.* from the ZEUS Collaboration tested a 10 mm Pb/2.5 mm plastic scintillator calorimeter^[20] They



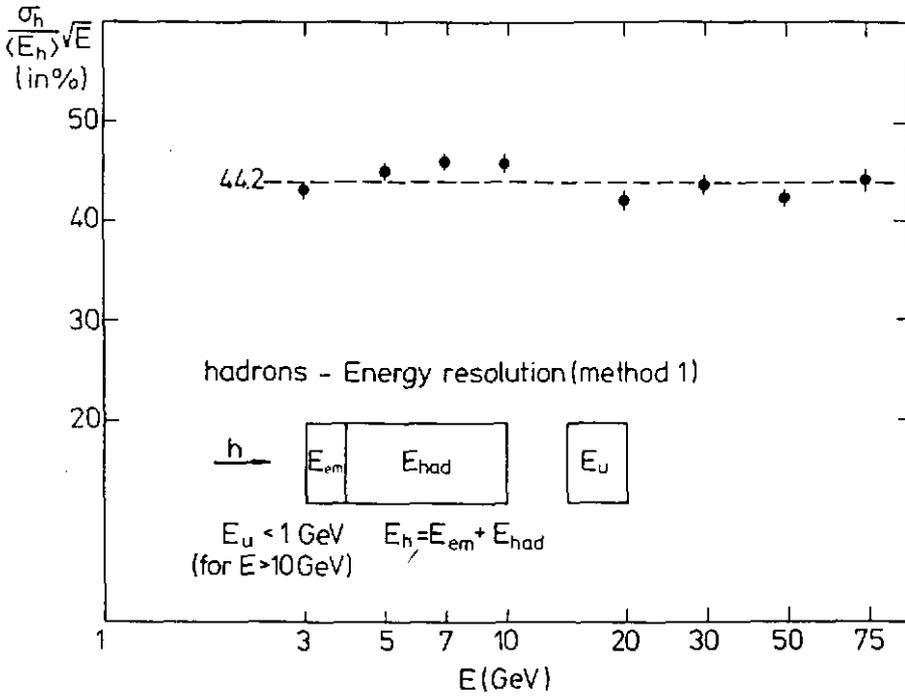
45. The total energy resolution and the various factors contributing to it, for detection of 10 and 100 GeV hadrons in U/PMMA calorimeters, as a function of the uranium plate thickness. The thickness of the scintillator plates amounts to 2.5 mm (a) or 5 mm (b). The numbers in brackets denote other energies at which experimental results were reported.



46. The total energy resolution and the various factors contributing to it, for detection of 10 and 100 GeV hadrons in U/Lar calorimeters, as a function of the uranium plate thickness. The liquid argon gap is 2.5 mm wide. The calculations assume that 20% (a) or 80% (b) of the thermalized neutrons are captured in the detector and contribute to the calorimeter signal.



47. The total energy resolution and the various factors contributing to it, for detection of 10 and 100 GeV hadrons in Pb/PMMA calorimeters, as a function of the thickness of the lead plates. The thickness of the scintillator plates is 2.5 mm (a) or 5 mm (b).



48. The hadronic energy resolution σ/\sqrt{E} as a function of E , measured with a 10 mm Pb/2.5 mm plastic-scintillator calorimeter. Data from ref. 29.

measured an energy resolution σ/E of $44\%/\sqrt{E}$ for pion detection, scaling with $1/\sqrt{E}$ over the whole energy range they scanned (3 – 75 GeV), while $41\%/\sqrt{E}$ was predicted (see fig. 48). This is a remarkable result. Earlier, the same collaboration measured a considerably worse resolution ($60\%/\sqrt{E}$, fig. 47b) for a lead/plastic-scintillator calorimeter with a 4 – 5 times larger sampling fraction⁽²⁶⁾ (4 – 5 mm Pb/5 mm scintillator). According to common wisdom, thicker absorber and thinner scintillator plates should have considerably deteriorated this result. Instead, an enormous improvement was observed, in agreement with our predictions.

8. OUTLOOK

The quality of experiments at a future supercollider will primarily be determined by the quality of the calorimetry. The calorimeters will have to deliver the information needed for reducing the event rates by ~ 7 orders of magnitude, while retaining those containing signatures of possible new physics. One will want to have the best possible calorimetry for that purpose. Energy resolution is an important issue in this respect, although by far not the only one. Three recent developments mark the considerable progress in this field:

- i) The excellent energy resolutions measured by the HELIOS Collaboration at very high energies ($\sigma/E < 2\%$ at 3.2 TeV).
- ii) The experimental demonstration of a compensating lead calorimeter, with $\sigma/E = 43\%/\sqrt{E}$.
- iii) The fact that ii) confirmed a theoretical prediction.

The first result implies that one may successfully aim for hadron calorimetry at the 1% precision level, for experiments at a multi-TeV machine. The second result shows that this goal can be achieved without uranium. The third result means that we understand how to achieve this goal.

In order to reach this level of precision, the calorimeter should have $e/h^{\text{intr}} = 1$ to within $\sim 5\%$. This is definitely possible for four combinations: U/plastic-scintillator, Pb/plastic-scintillator, U/warm-liquid and Pb/warm-liquid. In all these cases energy resolutions $\sigma/E \approx 30\%/\sqrt{E}$ seem possible for practical detectors. Compensation can probably also be reached for U/LAr if a substantial fraction (more than 10%) of methane can be added, and for U/Si if the silicon is sandwiched between thin foils of hydrogenous material, e.g. polyethylene⁽¹⁴⁾. The energy resolution is expected to be considerably

worse for these combinations, $\sim 50\%/\sqrt{E}$. In the first case this is due to the small sampling fraction (thick U-plates) needed, in the second case the absence of the effects that compensate for fluctuations in the nuclear binding energy loss limit the energy resolution^[10].

An essential condition for achieving good energy resolutions is also that the calorimeter structure be the same throughout the complete sensitive volume. The energy resolution of the U/TMP calorimeter being built by the UA1 Collaboration^[11] will, expectedly, not nearly be as good as the HELIOS and ZEUS ones, if only because of the fact that it is longitudinally subdivided into sections with very different sampling fractions (i.e. e/h^{intr} values).

Another important criterion for choosing a particular calorimeter will be compactness. In this respect it is interesting to remark, that the effective nuclear interaction length ($\lambda_{\text{int}}^{\text{eff}}$) of compensating uranium and lead calorimeters using the same readout are practically the same, because of the quite different sampling fractions needed for compensation. In spite of its much larger density, uranium does not give any advantage in this respect. If only because of the well-known disadvantages of uranium, the lead alternatives deserve to be thoroughly explored^[10]. For plastic scintillator, $\lambda_{\text{int}}^{\text{eff}}$ amounts to ~ 20 cm. For TMP, $\lambda_{\text{int}}^{\text{eff}}$ depends sensitively on the kB saturation constant, but is likely to be considerably larger than 20 cm. Silicon readout yields the most compact devices ($\lambda_{\text{int}}^{\text{eff}} \approx 15$ cm for U/Si).

Other important selection criteria concern the hermiticity, granularity, charge collection time, radiation resistance and calibration of the candidate calorimeter. The latter may well turn out to be the major limiting factor in the era of high resolution calorimetry.

Hadron calorimetry has become a mature scientific activity. The R&D activities needed for designing future detectors will get a solid basis.

REFERENCES

- 1) C.W. Fabjan, *Calorimetry in High Energy Physics*, CERN-EP/85-54.
- 2) Y.S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* **46** (1974) 815.
- 3) E. Storm and H.I. Israel, *Nucl. Data Tables* **7** (1970) 565.
- 4) L. Pages *et al.*, *Atomic Data* **4** (1972) 1.

- 5) W.R. Nelson, H. Hirayama and D.W.O. Rogers, The EGS4 Code System, SLAC Report 165 (1985).
- 6) M. Aguilar-Benitez *et al.*, Particle Properties Data Booklet (1986) 78.
- 7) T. Yuda, Nucl. Instr. and Meth. **73** (1969) 301.
- 8) U. Amaldi, Phys. Scripta **23** (1981) 409.
- 9) G. Fisher, Nucl. Instr. and Meth. **156** (1978) 81.
- 10) P. Jenni *et al.*, The High Resolution Spaghetti Hadron Calorimeter, NIKHEF-H/87-07 (1987).
- 11) T. Akesson *et al.*, Detection of Jets with Calorimeters at Future Accelerators, Proc. of the Workshop on Physics at Future Accelerators, La Thuile and CERN (1987); CERN-EP/87-88.
- 12) C. Leroy, Y. Sirois and R. Wigmans, Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 4.
- 13) M.G. Catanesi *et al.*, Hadron-, Electron-, and Muon Response of a Uranium-Scintillator Calorimeter, preprint DESY 87-027 (1987).
- 14) T. Akesson *et al.*, Performance of the Uranium/Plastic Scintillator Calorimeter for the HELIOS Experiment at CERN, CERN-EP/87-111.
- 15) C.W. Fabjan and W.J. Willis, in Proceedings of the Calorimeter Workshop, Batavia Illinois (1975), p. 1, M. Atac, ed.
- 16) T. Akesson *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A241** (1985) 17.
- 17) See for example H. Abramowicz *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **180** (1981) 429.
- 18) M. de Vincenzi *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A243** (1986) 348.
- 19) H. Brückmann and H. Kowalski, The Dependence of Calorimeter Responses on the Gate Width, DESY, Hamburg, ZEUS - Internal Note 86 / 026 (1986).
- 20) R. Wigmans, On the Energy Resolution of Uranium and Other Hadron Calorimeters, CERN-EP/86-141 (1986), accepted for publication in Nucl. Instr. and Meth.
- 21) C.W. Fabjan and T. Ludlam, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **32** (1982) 335.
- 22) V.M. Gorbachev, Y.S. Zamyathin and A.A. Lbov, Nuclear Reactions in Heavy Elements, a Data Handbook (Pergamon Press, London, 1980).
- 23) C.W. Fabjan *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **141** (1977) 61.

- 24) Y. Galaktionov *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A251** (1986) 258.
- 25) H. Brückmann, Hadron Sampling Calorimetry, preprint DESY/86-155 (1986).
- 26) T. Ypsilantis, Proc. of the Int. Conf. on Advances in Experimental Methods for Colliding Beam Physics, SLAC (1987).
- 27) J.F. Janni, Atomic Data and Nuclear Data Tables **27** (1982) 147-529.
- 28) J. Engelen and H. Tiecke, Performance of a Hadron Test Calorimeter for the ZEUS Experiment, preprint NIKHEF-H/86-18 (1986).
- 29) E. Bernardi *et al.*, Performance of a Compensating Lead-Scintillator Calorimeter, preprint DESY 87-041 (1987).
- 30) R. Wigmans, Signal Equalization and Energy Resolution for Uranium/Silicon Hadron Calorimeters, to be published.
- 31) see M. Albrow *et al.*, Performance of a Uranium/Tetramethylpentane Electromagnetic Calorimeter, CERN-EP/87-55 (1987).

LES COMPTEURS CHERENKOV : APPLICATIONS ET LIMITES POUR L'IDENTIFICATION DES PARTICULES. DEVELOPPEMENTS ET PERSPECTIVES

J. Séguinot

Collège de France, 11 place Marcellin Berthelot, F-75005 Paris, France

Résumé: Après un rappel des propriétés fondamentales de la radiation Cherenkov et des milieux radiatifs, l'application de cette radiation pour l'identification des particules est étudiée et les limites de la séparation discutées. Les divers types de compteurs Cherenkov et leurs performances sont décrits. Une grande partie du cours est consacrée aux développements de la technique du «Ring Imaging Cherenkov» et de ses perspectives auprès des futurs collisionneurs hadroniques.

Abstract: After recalling the fundamental properties of Cherenkov radiation and of radiative media, the application of this radiation for the identification of particles is studied and the limitations on particle separation are discussed. The various types of Cherenkov counters as well as their performance are described. A large part of the course is devoted to the developments of the 'Ring-Imaging Cherenkov' technique and to the perspectives for its use at the future hadron colliders.

CHAPITRE I : INTRODUCTION

1. L'IDENTIFICATION DES PARTICULES ET DES IONS LOURDS RELATIVISTES

La radiation Cherenkov est une émission de lumière détectable, dont l'importance fondamentale est de permettre l'identification des particules par une détermination de leur masse, tout particulièrement à haute énergie où sa contribution est unique. Pour cette raison, depuis sa découverte il y a environ 50 années, l'effet Cherenkov a engendré un extraordinaire développement de détecteurs, les compteurs Cherenkov, qui sont étudiés dans ce cours.

Puisque la mesure directe de la masse m est impossible pour des particules stables, deux variables cinématiques, dont une fonction de m , sont nécessaires pour la déterminer. Le tableau I.1 donne quelques exemples de combinaisons cinématiques utilisées en physique nucléaire et en physique des particules. Chacune de ces techniques a ses limites cinématiques à l'intérieur desquelles elle est appropriée. En physique des particules, une des variables est toujours l'impulsion p . La seconde variable cinématique naturelle est par conséquent la vitesse βc de la particule.

Pour une particule isolée, la précision dm/m avec laquelle m est déterminée est

$$\begin{aligned} \frac{dm}{m} &= \frac{1}{m} d\left(\frac{p}{\gamma\beta}\right) = \gamma^2 \frac{d\beta}{\beta} + \frac{dp}{p} \\ &= \frac{1}{\beta^2} \frac{d\gamma}{\gamma} + \frac{dp}{p} \end{aligned} \quad (I.1)$$

Pour les couples de particules les plus courantes, de masse m_1 et m_2 :

	$\mu-\pi$	$\pi-K$	$K-p$	$\Sigma-\Xi$
$\frac{m_2 - m_1}{m_1}$	0,86	2,55	0,903	0,103

Tableau I.1
Les diverses méthodes de détermination de la masse d'une particule

Variables cinématiques	Techniques expérimentales	Applications
p/v	Déflexion magnét./Temps de vol, cpteurs Cherenkov	Phys. particules Phys. nucl. HE
E/v	Parcours/Temps de vol	Phys. nucléaire
p/(dE/dx)	Déflexion magnét./Chambre à projection temp. (TPC)	Phys. particules p < qqes GeV/c
p/(E/m)	Déflexion magnét./Radiation de transition	Phys. particules (ident. électrons)
p/E	Déflexion magnét./Parcours	Phys. nucléaire Phys. particules à BE

E = énergie
 p = $\beta\gamma m$ = impulsion
 $\beta = v/c$, $\gamma = \text{facteur de Lorentz} = (1 - \beta^2)^{-1/2}$
 $\frac{dE}{dx}$ = ionisation spécifique

Ces valeurs montrent, par comparaison avec la relation (I.1), qu'une résolution $\Delta p/p$ modeste ($\Delta p/p \approx 10\%$ ou, par exemple, $\Delta p/p^2 < 1\%$ pour une séparation π -K) est suffisante pour identifier une particule, l'erreur $\Delta m/m$ étant généralement dominée largement par le terme $\gamma^2 (\Delta\beta/\beta)$.

On calcule aisément que

$$m_2^2 - m_1^2 = p^2 \frac{\Delta\beta (\beta_1 + \beta_2)}{(\beta_1\beta_2)^2},$$

ou, avec une bonne approximation,

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{m_1, m_2} \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2}. \tag{I.2}$$

La figure I.1 montre la variation calculée de $\Delta\beta/\beta$ comme une fonction de p pour divers couples de particules afin d'illustrer les résolutions nécessaires à leur séparation.

La mesure de la vitesse des particules par la mesure du temps de vol τ sur une distance L ($\tau = L/\beta c$) permet d'obtenir une résolution

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Delta\tau}{L} \beta c. \tag{I.3}$$

Pour une distance L = 1 m et une résolution exceptionnelle $\Delta\tau = 50$ ps, la relation (I.3) donne $\Delta\beta = 1,5 \times 10^{-2} \beta^2$. Une telle résolution permettrait, suivant la figure I.1 la séparation π -K à environ 3 GeV/c et à seulement 800 MeV/c pour une séparation avec 4,2 déviations standard [$n_\sigma = (m_K - m_\pi)/\Delta m = 4,2$] correspondant à une probabilité de 1% d'identifier un K comme un π . Ces résultats montrent bien les limitations de la technique.

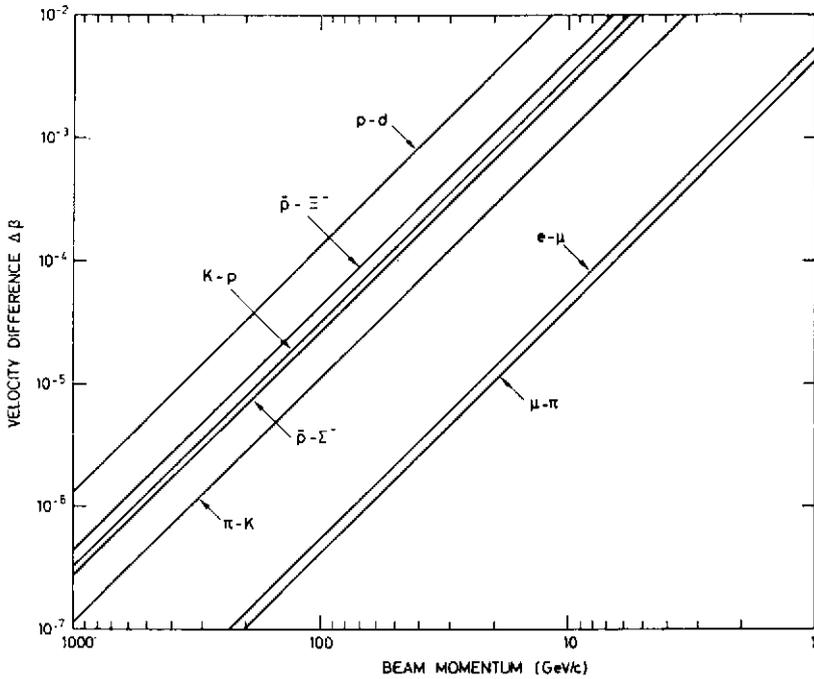


Fig. I.1 Variation de la différence de vitesse $\Delta\beta$ en fonction de l'impulsion p pour divers couples de particules.

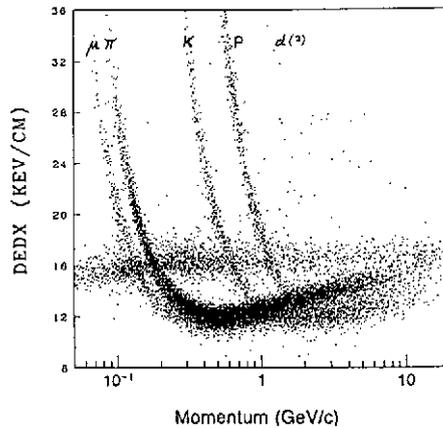


Fig. I.2 Variation de l'ionisation spécifique dE/dx mesurée avec la TPC de Berkeley en fonction de l'impulsion.

L'identification des particules par la mesure de l'ionisation spécifique dE/dx associée à la mesure de l'impulsion est illustrée par la figure I.2. Les résultats ont été obtenus avec la chambre à projection temporelle (TPC) de Berkeley [1]. Ils sont commentés dans le cours de F. Sauli. La figure montre clairement que la séparation ne peut être étendue que jusqu'à quelques GeV/c grâce à la légère remontée relativiste de la perte d'énergie.

L'importance de la radiation Cherenkov est de permettre la mesure de la vitesse des particules chargées dans l'intervalle $10^{-7} < \Delta\beta < 10^{-2}$ de la figure I.1, et par conséquent d'assurer l'identification des particules à très haute énergie. C'est une mesure unique.

D'autre part, la radiation Cherenkov, qui est sensible à la charge Ze de la particule, offre en physique nucléaire la possibilité d'identifier des ions lourds relativistes.

① 2. HISTORIQUE

L'observation par Mme Curie, dès 1910, d'une émission de lumière bleutée dans des solutions concentrées transparentes de radium est bien antérieure à la compréhension du phénomène. Les premiers tests, qui furent effectués par Mallet entre 1926 et 1929 par des observations visuelles ou photographiques, montrèrent que le spectre d'émission de cette lumière était continu, contrairement aux spectres de lignes caractéristiques de la fluorescence largement étudiée pendant cette période. Aucune explication du phénomène ne fut alors proposée. Ce sont les travaux exhaustifs de Cherenkov [2], entre 1934 et 1938, qui fournirent une description de la radiation qui porte son nom et lui valurent le prix Nobel de Physique en 1938. Ses travaux sont remarquables par leur simplicité, et par l'accord des résultats obtenus avec la théorie dérivée de l'électromagnétisme classique, proposée par Frank et Tamm [3] en 1937. Ginsburg [4], en 1940, donna une théorie quantique de l'effet Cherenkov.

Les développements expérimentaux utilisant les propriétés de la radiation décollèrent seulement à partir de 1947 avec l'avènement du *photomultiplicateur*. La première proposition, par Getting [5], d'un système optique pour focaliser la lumière Cherenkov date de la même année. Ce n'est qu'en 1951 que Jelley [6] détecta pour la première fois des particules chargées individuelles, dans un radiateur d'eau au moyen de photomultiplicateurs, et que fut proposé, par Mather et Marshall [7], l'emploi de compteurs Cherenkov pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires auprès d'accélérateurs. En 1953, Ascoli [8] observa l'émission de lumière dans un gaz et, pour la première fois, Galbraith et Jelley [9] détectèrent dans le ciel des impulsions de lumière générées par des rayons cosmiques.

La contribution de cette nouvelle technique fut déterminante pour la découverte de l'antiproton, en 1955, par Chamberlain, Segré, Wiegand et Ypsilantis [10], grâce à l'emploi des premiers compteurs Cherenkov différentiels à radiateur liquide. Les premiers compteurs différentiels gazeux pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires avec une résolution $\Delta\beta = 10^{-4}$ apparurent en 1961, mais c'est Meunier [11] qui poussa leur développement aux limites extrêmes des raffinements de l'optique. En 1962, il réalisa le premier compteur différentiel liquide optiquement corrigé et partiellement achromatique, appelé compteur DISC [12] (pour l'anglais Differential Isochronous Self-Collimating), avec une résolution $\Delta\beta = 5 \times 10^{-3}$ à 5 GeV/c, et en 1964 un compteur DISC gazeux [13] avec lequel il obtint une résolution $10^{-7} < \Delta\beta < 10^{-6}$.

En 1977, l'auteur et Ypsilantis [14] effectuèrent les premiers essais de photodétecteurs dans l'ultraviolet, utilisant la *photo-ionisation* de vapeurs organiques pour détecter la *radiation Cherenkov UV* au moyen de chambres proportionnelles multifils pour la localisation des photo-électrons, et mesurer la *vitesse de particules individuelles* sur de grandes surfaces et dans un *grand angle solide*. Cette méthode est connue sous le nom de technique RICH (pour Ring Imaging Cherenkov technique ou compteurs Cherenkov à focalisation annulaire).

Depuis, la technique a été largement développée. Utilisée pour la première fois dans une expérience au FNAL en 1981-1983 par Charpak, Sauli et leurs collaborateurs [15], pour la séparation π -K à 200 GeV/c, la technique trouve actuellement son application la plus spectaculaire pour l'identification des particules entre 1 et 30 GeV/c, sur des surfaces de détection de 50 m² environ, auprès des collisionneurs électron-positon LEP au CERN [16] et SLC à Stanford [17], et son développement se poursuit pour les futurs collisionneurs hadroniques à très hautes énergies (LHC au CERN, SSC aux États-Unis) et à haut taux d'interactions (10^8 s^{-1}), pour obtenir une séparation π -K jusqu'à 2 à 300 GeV/c.

Ce sont les développements expérimentaux des cinquante années depuis les travaux de Cherenkov qui seront discutés.

CHAPITRE II : LES BASES DE LA TECHNIQUE

1. LA RADIATION CHERENKOV ET SES PROPRIÉTÉS

Le lecteur intéressé par une étude détaillée de la radiation Cherenkov, de sa découverte et de ses propriétés, devrait consulter l'excellent et fondamental ouvrage de synthèse de Jelley [18], duquel sont extraites certaines parties du présent chapitre.

1.1 La formation de la radiation Cherenkov

1.1.1 Description phénoménologique de la radiation

Supposons qu'un électron lent traverse un milieu diélectrique, transparent et dense (fig. II.1a), suivant la trajectoire AB. A un instant particulier dans le temps, le champ électrique de l'électron, localisé en P, distord les atomes du milieu en formant des dipôles élémentaires. Le milieu devient ainsi polarisé. L'orientation indiquée du dipôle est évidemment une fonction de la charge de la particule incidente et serait opposée si celle-ci était un proton. Lorsque l'électron s'est déplacé en P', les atomes distordus en P retournent à leur état initial. Ainsi, lorsque la particule traverse le milieu, chaque élément ΔL de la trajectoire reçoit une brève impulsion électromagnétique (e.m.). Cependant, il y a symétrie totale, azimutale et longitudinale, du champ de polarisation, de sorte qu'il n'existe aucun champ électrique résultant à grande distance de la trajectoire; par conséquent, aucune radiation n'est émise.

Si maintenant l'électron se déplace rapidement, avec une vitesse comparable à celle de la lumière dans le milieu (fig. II.1b), le comportement est tout à fait différent. Dans ce cas, le champ électrique de polarisation conserve une symétrie azimutale autour de la trajectoire, et il existe un champ dipolaire résultant le long de la trace, qui sera apparent même à de grandes distances de la trajectoire. Chaque élément ΔL émettra ainsi une brève impulsion électromagnétique. Il y aura une radiation répartie sur une bande de fréquences correspondant aux différentes composantes de Fourier de cette impulsion.

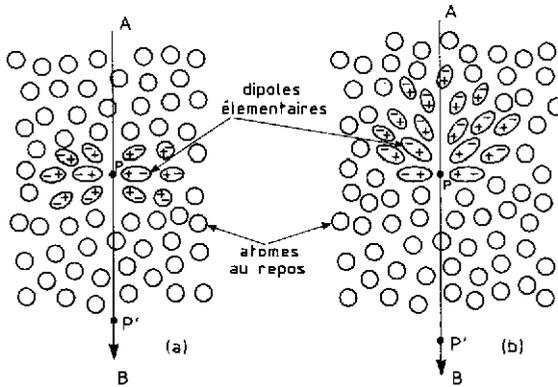


Fig. II.1 Principe de la polarisation d'un milieu diélectrique par le passage d'une particule chargée négativement a) à basse vitesse, b) à haute vitesse.

1.1.2 La relation Cherenkov

Dans le cas général, les ondes sphériques émises par chaque élément de la trajectoire interfèrent destructivement, de sorte qu'en un point distant l'intensité du champ résultant est encore nulle. Cependant, si la vitesse de la particule est plus grande que la vitesse de la lumière dans le milieu, il est possible que ces ondes deviennent en phase; ainsi, en un point d'observation distant de la trajectoire, il y aurait un champ résultant. Ceci est facilement compris en observant la construction de Huygens (fig. II.2), qui montre qu'il y

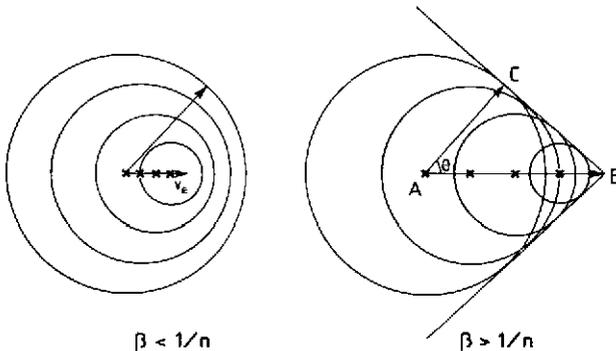


Fig. II.2 Construction de Huygens pour illustrer la cohérence des ondes sphériques émises lorsque la vitesse de la particule est supérieure à c/n .

a interférence constructive des ondes radiées en chaque point de la trajectoire lorsque la particule traverse le segment AB avec la vitesse βc , dans le même temps $\Delta\tau$ que l'onde se propage de A à C avec la vitesse c/n ($c =$ vitesse de la lumière dans le vide, $n =$ indice de réfraction du milieu).

L'onde de choc qui est formée est émise à l'angle θ , défini par la relation

$$\cos \theta = \frac{AC}{AB} = \frac{(c/n) \Delta\tau}{\beta c \Delta\tau},$$

ou

$$\boxed{\cos \theta = \frac{1}{\beta n}} \quad (\text{II.1})$$

Cette relation est connue comme la *relation Cherenkov*.

Remarques:

- i) Il y a cohérence des ondes radiées si la longueur de la trajectoire est plus grande que la longueur d'onde λ . Autrement, il y a diffraction, et la lumière est distribuée dans un intervalle angulaire $\delta\theta \approx \lambda/L \sin \theta$ au lieu d'apparaître *seulement* à l'angle θ donné par la relation Cherenkov.
- ii) La relation Cherenkov est théoriquement un phénomène d'onde de choc e.m., similaire aux émissions de front d'ondes acoustiques émises par un avion supersonique.

Conséquences de la relation Cherenkov:

- i) Pour un indice de réfraction n fixé il y a un seuil $\beta_{\min} = 1/n$ au-dessous duquel il n'y a aucune radiation émise. Au seuil ($\theta = 0$), le facteur de Lorentz est

$$\gamma_s = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (\text{II.2})$$

et pour $\beta = 1$ ($\gamma^{(\infty)}$), l'angle θ tend vers un maximum $\theta_{\max} = \arcsin(1/n)$.

- ii) La radiation Cherenkov existe dans les domaines visible et UV de la lumière pour lesquels $n > 1$. Elle est exclue dans les longueurs d'onde des rayons X, puisque $n < 1$, mais il peut alors y avoir émission de micro-ondes ($0,01 < \lambda < 1$ cm) en l'absence de bandes d'absorption.

1.1.3 La formation du cône Cherenkov et les vecteurs polarisation

La figure II.2 a été tracée dans un plan seulement. Il y a évidemment une complète symétrie de l'émission de la lumière autour de l'axe de propagation de la particule, *suivant un cône d'angle θ* à partir de chaque élément de la trajectoire (fig. II.3).

La polarisation est telle que le vecteur champ électrique \vec{E} est partout normal à la surface du cône et le vecteur champ magnétique \vec{H} tangent à cette même surface.

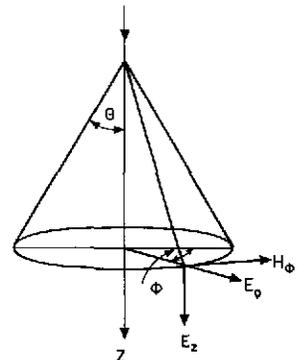


Fig. II.3 La formation du cône Cherenkov et les vecteurs polarisation

Remarques:

L'effet Cherenkov ne doit pas être confondu avec une radiation d'excitation ou de recombinaison associée avec l'ionisation causée par la particule, ni confondu avec la radiation bremsstrahlung due à l'accélération de la particule lorsqu'elle rentre dans le champ électrostatique du noyau atomique. La radiation Cherenkov résulte des propriétés macroscopiques du milieu, alors que le bremsstrahlung dépend de la structure microscopique du matériau.

Enfin, la radiation Cherenkov doit être dissociée de la radiation de transition, qui résulte des effets de transition aux surfaces limites du milieu radiatif, et qui sont complémentaires.

1.2 L'intensité de la radiation

D'après la théorie électromagnétique de Frank et Tamm [3], le nombre de photons N_{ph} émis dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ pour un élément de longueur de trajectoire dL est

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL d\lambda} = 2\pi \alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}, \tag{II.3}$$

- avec α = constante de structure fine ($\approx 1/137$),
- Ze = charge de la particule,
- λ = longueur d'onde de la radiation,
- $\cos \theta$ = $1/\beta n$.

Le nombre N_{ph} est proportionnel à Z^2 . Cette propriété, soulignée dans le chapitre I, est utilisée en physique nucléaire pour l'identification des noyaux. Pour $Z = 1$, en milieu solide, on calcule aisément que l'énergie radiée entre 200 et 600 nm par une particule de $\beta = 1$ est d'environ 1 keV/cm, soit 1% environ de l'énergie perdue par ionisation.

Relations utiles importantes:

- i) Energie d'un photon de longueur d'onde λ :

$$E_{ph} = h\nu = h \frac{c}{\lambda} = 2\pi \hbar \frac{c}{\lambda},$$

soit

$$E_{ph} \text{ (eV)} = \frac{1240}{\lambda \text{ (nm)}}. \tag{II.4}$$

- ii) Nombre de photons émis par intervalle d'énergie dE ,

$$\begin{aligned} \frac{d^2N_{ph}}{dL dE} &= \frac{d^2N_{ph}}{dL d\lambda} \frac{d\lambda}{dE} \\ &= \frac{\lambda^2}{2\pi \hbar c} \frac{d^2N_{ph}}{dL d\lambda}, \end{aligned}$$

soit, en utilisant la relation (II.3):

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL dE} = \frac{\alpha Z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta.$$

ou

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL dE} = 370 Z^2 \sin^2 \theta. \tag{II.5}$$

Pour θ (ou n) fixé,

$$\frac{d^2N_{ph}}{dL d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2}$$

alors que

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL dE} \propto \text{cst.}$$

Pour cette raison il est rationnel d'exprimer le nombre de photons émis par eV d'intervalle d'énergie.

Le tableau II.1 donne quelques exemples d'émission par électronvolt et centimètre de trajectoire pour une particule ($Z = 1$) à $\beta = 1$, pour des radiateurs gazeux, liquides et solides.

Tableau II.1
Angle Cherenkov maximum et nombre de photons émis pour quelques radiateurs gazeux, liquides et solides

Milieu	n	θ (°)	N_{ph} ($eV^{-1} \cdot cm^{-1}$)
Hélium	1,000035	0,48	0,026
Air	1,000283	1,36	0,208
Isobutane	1,00127	2,89	0,941
Freon	1,233	35,8	126,6
Eau	1,33	41,2	160,8
Quartz	1,46	46,7	196,4
BGO	2,15	62,3	290

2. LA MESURE DE LA VITESSE DES PARTICULES PAR LA MESURE DE L'ANGLE CHERENKOV

La *discrimination de l'intensité de la radiation* est une méthode généralement inutilisable pour mesurer β . L'intensité varie avec $\sin^2 \theta = 1 - (1/\beta^2 n^2)$, mais la *faible quantité de lumière* qui peut être détectée conduit généralement à de *larges fluctuations statistiques*, et par conséquent à de grandes erreurs dans la détermination de la vitesse.

L'angle d'émission θ de la lumière n'est pas sujet à des fluctuations statistiques et dépend uniquement de n et de β . La mesure de θ est par conséquent une *méthode précise pour mesurer β* puisque la fluctuation de l'intensité affecte l'efficacité de la détection mais pas sa précision: c'est une *situation expérimentale unique*.

En fait les milieux radiatifs, ou *radiateurs*, sont *dispersifs*: L'indice de réfraction n variant avec l'énergie des photons E, l'angle d'émission $\theta = \arcsin [1/\beta n(E)]$ et l'intensité de la radiation (fig. II.4) varient dans l'intervalle d'acceptance en énergie ΔE du détecteur de photons (photodétecteur).

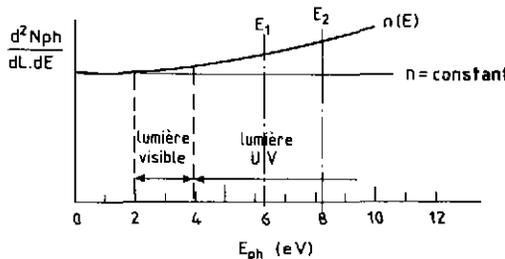


Fig. II.4 Variation du nombre de photons émis par unité de longueur de radiateur et d'énergie des photons, en fonction de leur énergie.

La dispersion $\Delta\theta$ de l'angle Cherenkov des photons détectés détermine l'erreur chromatique des compteurs Cherenkov. La minimisation de cette erreur, proportionnelle à l'acceptance ΔE , est un compromis avec l'intensité détectée.

2.1 Les limites de la méthode pour la séparation des particules

La figure II.5 montre, pour un radiateur gazeux, la variation de l'angle Cherenkov normalisé $\theta_n = \theta/\theta_{\max}$ en fonction du facteur de Lorentz normalisé $\gamma_n = \gamma/\gamma_s$ (θ_{\max} = angle Cherenkov maximum pour $\beta = 1$, γ_s = facteur de Lorentz au seuil) pour des π , K et p. Pour tous les gaz à p_{atm} ($n - 1 \ll 1$), l'angle Cherenkov est petit. Par conséquent,

$$\theta_{\max} \approx \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{1/2} = \frac{1}{\gamma_s}$$

Près du seuil d'émission de la radiation, le pouvoir de séparation est très élevé, même si l'on impose un seuil effectif de détection en fixant un nombre minimum de photons détectés pour reconstruire et mesurer l'angle θ .

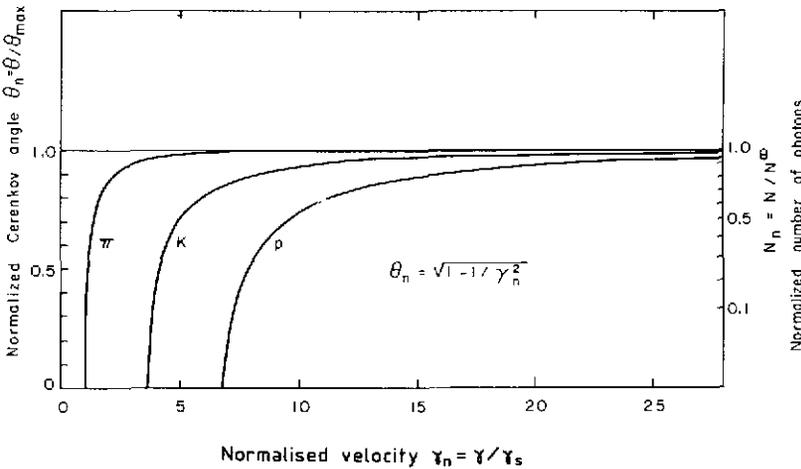


Fig. II.5 Variation de l'angle Cherenkov normalisé $\theta_n = \theta/\theta_{\max}$ en fonction du facteur de Lorentz normalisé $\gamma_n = \gamma/\gamma_s$ pour des π , K et p.

A l'opposé, lorsque $\gamma \rightarrow \infty$, ce qui limite la méthode c'est la résolution $\Delta\theta$ nécessaire pour séparer les courbes θ_π , θ_K et θ_p , laquelle est déterminée par la contribution quadratique des diverses sources d'erreur. Par photon détecté,

$$(\Delta\theta)_1 = \left[\sum_i (\Delta\theta_i)^2 \right]^{1/2}$$

où $\Delta\theta_i$ sont les erreurs chromatique [$\Delta\theta_{\text{ch}}(\Delta E)$], optique ($\Delta\theta_{\text{op}}$) et de reconstruction ($\Delta\theta_{\text{geom}}$) du photodétecteur.

Pour N photons détectés, l'erreur est réduite à

$$\Delta\theta_N = \frac{1}{\sqrt{N}} (\Delta\theta)_1$$

2.2 Facteur de mérite N_0 d'un détecteur

Le nombre total N de photons détectés est proportionnel à l'acceptance $\Delta E = E_2 - E_1$ du photodétecteur. Il est défini par la relation

$$\text{où } N = N_0 L \sin^2 \theta, \quad (\text{II.6})$$

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_Q(E) \pi_i[\epsilon_i(E)] dE$$

est le *facteur de mérite* du détecteur. On suppose $Z = 1$; L est la longueur de la trajectoire dans le radiateur (cm), ϵ_Q l'efficacité quantique de la conversion photon-électron du photodétecteur, et ϵ_i sont les efficacités de transmission des photons à travers les milieux [réflectivité du miroir (ϵ_M), transmission du milieu radiatif (ϵ_T), ...].

Si l'on définit

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_Q \pi_i(\epsilon_i) dE,$$

alors,

$$N_0 = 370 \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \bar{\epsilon} \Delta E. \quad (\text{II.7})$$

Exemple:

Avec $\epsilon_Q = 0,4$, $\bar{\epsilon}_M = 0,9$, $\bar{\epsilon}_T = 0,8$,

$$N_0 \cong 120 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}.$$

Plus généralement, le tableau II.2 ci-dessous donne l'ordre de grandeur du facteur de mérite qui peut être obtenu pour les divers types de photodétecteurs en ne considérant que leur efficacité quantique sur l'intervalle ΔE .

Tableau II.2
Facteur de mérite N_0 pour divers types de photodétecteurs

	Photomultiplicateurs		Photo-ionisation dans les gaz
Fenêtre	Verre	Quartz, (photocathode de bialcali)	Quartz, CaF ₂ , MgF ₂
ΔE (eV) Radiation	2 - 3.2 Visible	2 - 6 Visible + UV	5.5 - 9 UV
N_0 (cm ⁻¹)	50	120 à 150	60 à 150 suivant ΔE partiel

2.3 Isochronisme de la radiation Cherenkov

Dans un milieu dispersif, les trains d'ondes sont étalés de la façon illustrée à la figure II.6. La durée Δt de l'impulsion de lumière observée le long d'une ligne parallèle à la trajectoire de la particule, à une distance d de cet axe, est donnée par

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{d}{\beta c} \left[\sqrt{\beta^2 n^2(E_2) - 1} - \sqrt{\beta^2 n^2(E_1) - 1} \right], \\ &= \frac{d}{\beta c} (\text{tg } \theta_2 - \text{tg } \theta_1). \end{aligned}$$

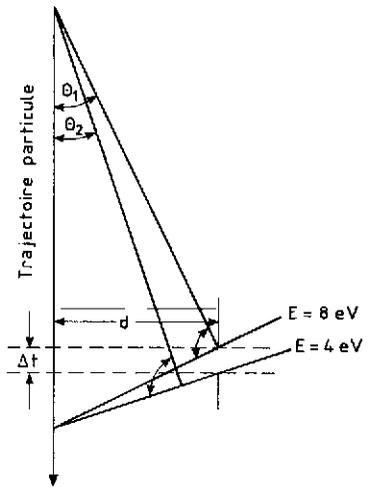


Fig. II.6 La durée de l'impulsion de lumière dans un milieu dispersif.

Exemple:

Une particule à $\beta = 1$ traversant un radiateur d'argon à pression atmosphérique (gaz très dispersif):

$$\theta_2 (4 \text{ eV}) = 1^\circ 341 \quad \text{et} \quad \theta_1 (8 \text{ eV}) = 1^\circ 496 .$$

Pour $d = 1 \text{ m}$,

$$\Delta t = 9 \times 10^{-12} \text{ s} .$$

La radiation est pratiquement isochrone.

2.4 Formation en image de la radiation Cherenkov

2.4.1 Principe de la formation en image annulaire ou «Ring Imaging Technique»

Roberts [19] a proposé le principe de la technique qui est illustrée sur la figure II.7. Le miroir et le détecteur sont sphériques et centrés sur la cible. Le détecteur est localisé dans le plan focal du miroir au rayon $R_D = R_M/2$ (focale: f).

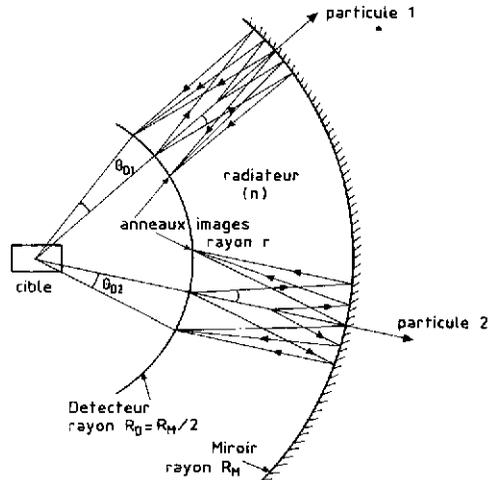


Fig. II.7 Principe de la formation en image annulaire de la radiation Cherenkov (Ring Imaging Cherenkov technique) dans le plan focal d'un miroir sphérique du rayon R_M .

Une particule qui traverse le radiateur gazeux entre le détecteur et le miroir avec une vitesse $\beta > 1/n$ émet une radiation Cherenkov à l'angle θ , qui est focalisée suivant un anneau image de rayon r .

Au premier ordre, pour $R_M \gg r$, $\theta_D = \theta$ et

$$r = f \operatorname{tg} \theta. \quad (\text{II.8})$$

Si le centre image est connu, r est calculable pour chaque photon détecté; sinon le centre image et le rayon image moyen doivent être simultanément déterminés, en recherchant le cercle le mieux adapté aux données expérimentales par une méthode de moindres carrés. Connaissant l'indice de réfraction n du milieu, on en déduit,

$$\beta = \frac{1}{n \cos \bar{\theta}} \cong \frac{1}{n \sqrt{1 - r^2/f^2}}$$

si $\bar{\theta} \cong r/f$.

2.4.2 Propriétés de l'optique classique

Théorème:

Des particules parallèles de même vitesse produisent la même image (fig. II.8).

Expérimentalement, si la focale est grande, le détecteur est correctement approximé par un plan.

Corollaire:

Deux particules parallèles ont toujours le même centre image.

Conséquence:

Le centre d'une image détermine uniquement la direction de la particule et non sa position: si α est l'angle de la trajectoire par rapport à l'axe optique, le centre image est déplacé de $\Delta = f \operatorname{tg} \alpha$.

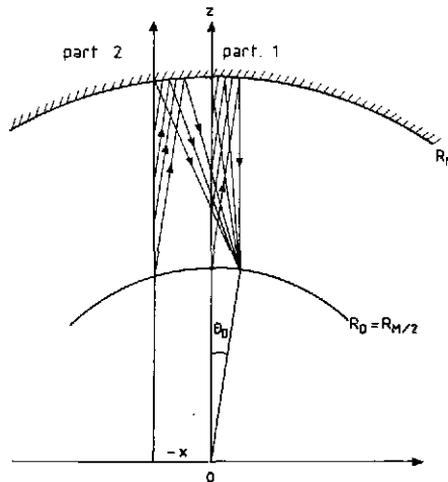


Fig. II.8 Illustration des conséquences des propriétés de l'optique classique: deux particules parallèles de même vitesse produisent la même image.

2.4.3 Radiateurs solides ou liquides minces

Si l'émission de lumière dN_{ph}/dL d'une particule chargée est suffisamment grande (radiateur solide ou liquide), il est possible de déterminer l'angle Cherenkov en projetant la lumière émise d'un radiateur mince sur la surface d'un photodétecteur placé à une certaine distance (fig. II.9). Connaissant la trajectoire de la

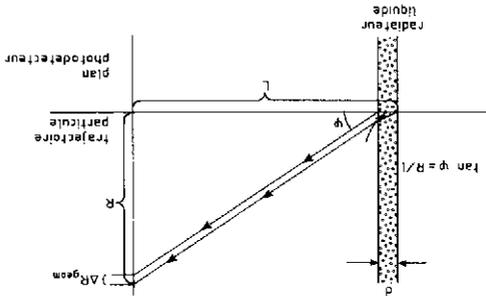


Fig. II.9 Production d'une image en anneau par la lumière émise d'un radiateur liquide ou solide mince, projetée sur la surface d'un photodétecteur: principe de la focalisation proche («proximity focusing»).

particule, en mesurant l'impact de la lumière on détermine l'angle Cherenkov θ avec une précision $\Delta\theta$ limitée par la valeur finie du rapport d/l de l'épaisseur d du radiateur au bras de levier l . C'est le principe des compteurs dits à focalisation proche («proximity focusing»).

L'erreur géométrique $\Delta\theta$ tend vers zéro si l'on adjoit au radiateur un miroir focalisant. Cette méthode est utilisée dans les compteurs différentiels pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires (voir chapitre III).

2.5 Résolution $\Delta\beta/\beta$ d'un détecteur et pouvoir séparateur

2.5.1 Résolution $\Delta\beta/\beta$

Puisque $\beta = 1/n \cos \theta$ [relation (II.1)],

$$\frac{d\beta}{\beta} = \operatorname{tg} \theta d\theta.$$

Utilisant la relation (II.6), on en déduit que pour chaque photon détecté

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_1 = \sqrt{\frac{N_0 L}{N}} \beta n \Delta\theta_1.$$

Pour N photons détectés, si le centre image est connu,

$$\Delta\theta_1 \rightarrow \frac{\sqrt{N}}{\Delta\theta_1}$$

et s'il doit être reconstruit,

$$\Delta\theta_1 \rightarrow \frac{\sqrt{N-2}}{\Delta\theta_1}.$$

Pour N grand,

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^N = \frac{\beta n \sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1} \quad \text{et} \quad \left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)^N = \frac{\gamma^2 z \beta^3}{\gamma^2 z \beta^3 n \Delta\theta_1} \sqrt{N_0 L}.$$

2.5.2 Pouvoir séparateur

Pour deux particules de masse respective m_1 et m_2 et d'impulsion p ,

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)_{m_1, m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2} \quad (1.2)$$

Par conséquent,

$$\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2} = \frac{\beta n}{\sqrt{N_0 L}} \Delta\theta_1,$$

et

$$p^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1}.$$

Si, à l'impulsion p , la quantité $(\theta_{m_1} - \theta_{m_2})/\Delta\theta_1$ représente le nombre de déviations standard n_σ pour éviter que la particule de masse m_1 soit identifiée comme une particule de masse m_2 , l'impulsion limite correspondante p_{m_1, m_2} est donnée par la relation

$$p_{m_1, m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1}. \quad (\text{II.10})$$

Pour un radiateur gazeux, $\beta n \cong 1$ et

$$p_{m_1, m_2}^2 \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2 n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1}.$$

Exemple:

La séparation π -K dans un faisceau de 100 GeV/c, avec $n_\sigma = 4,2$, soit 1% de probabilité pour un π d'être identifié comme un K, au moyen d'un radiateur gazeux de 1 m de longueur et un facteur de mérite du détecteur $N_0 = 100 \text{ cm}^{-1}$ implique que l'erreur $\Delta\theta_1$ par photon détecté soit inférieure à 260 μrad .

3. DÉTERMINATION DE L'IMPULSION DES PARTICULES

L'identification des particules nécessite une mesure de l'impulsion avec une résolution modeste (voir chapitre I). Si l'on connaît la masse des particules après identification, inversement on peut recalculer l'impulsion.

Puisque $p = \beta\gamma m$,

$$\begin{aligned} \frac{dp}{p} &= \frac{d\beta}{\beta} + \frac{d\gamma}{\gamma} = \left(1 - \frac{1}{\beta^2\gamma^2}\right) \frac{d\gamma}{\gamma} \\ &= \frac{1}{\beta^2} \frac{d\gamma}{\gamma}. \end{aligned}$$

Par conséquent, l'erreur Δp avec laquelle l'impulsion est déterminée par la mesure de l'angle Cherenkov est, en utilisant les relations (II.9):

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\beta^2} \frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\gamma^2\beta}{\sqrt{N_0 L}} n \Delta\theta_1,$$

ou

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p^2}{\beta m^2} \frac{n \Delta\theta_1}{\sqrt{N_0 L}}. \quad (\text{II.11})$$

Par comparaison, l'erreur obtenue en utilisant un spectromètre magnétique est donnée par la relation classique

$$\frac{\Delta p}{p} = p \text{ (GeV/c)} \frac{(\Delta\theta)_{\text{def}}}{0,3 BL}, \quad (\text{II.12})$$

avec $\Delta\theta_{\text{def}}$ = l'erreur sur la mesure de l'angle de déflexion,

B = le champ magnétique (T),

L = la longueur de la trajectoire (m).

On peut montrer que dans certaines conditions expérimentales, en particulier à moyenne énergie, l'erreur (II.11) peut être inférieure à l'erreur (II.12).

4. LES MILIEUX RADIATIFS OU RADIATEURS

4.1 Choix d'un radiateur

Le choix d'un radiateur est caractérisé par

- a) Son facteur de Lorentz au seuil,

$$\gamma_s = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

(n = indice de réfraction du milieu);

- b) Sa transparence optique sur l'intervalle $\Delta E = E_2 - E_1$ d'acceptance en énergie du photodétecteur, laquelle détermine le facteur de mérite N_0 [relation (II.6)] du compteur; et
c) Sa dispersion chromatique Δn , qui contribue à l'erreur $\Delta\theta$ de reconstruction de l'angle Cherenkov.

On peut classer grossièrement les radiateurs en quatre intervalles d'indice de réfraction:

- i) $1 < n < 1,12$ ($\gamma_s > 2,147$)

Radiateurs:

- Gazeux au-dessous du point critique;
- Liquides cryogéniques tels que He II ($n = 1,031$), Ne ($n = 1,099$) ou H₂ ($n = 1,11$), difficilement exploitables sauf cas particuliers (voir chapitre III);
- Solide de silica aerogel, $n = 1,031$, transparent uniquement à la lumière visible.

- ii) $1,12 < n < 1,35$ ($1,49 < \gamma_s < 2,15$)

Radiateurs liquides constitués principalement par des fluorocarbones (T_{eb} = température d'ébullition)

- A basses températures

CF₄: $T_{eb} = 146$ K, n (7 eV) = 1,237,

C₂F₆: $T_{eb} = 195$ K, n (7 eV) = 1,248,

C₄F₁₀: $T_{eb} = 265$ K, n (7 eV) = 1,276;

- A température ambiante

C₃F₁₂: $T_{eb} = 303$ K, n (6,5 eV) = 1,262;

C₆F₁₄: $T_{eb} = 329$ K, n (6,5 eV) = 1,278.

- iii) $n > 1,33$ ($\gamma_s < 1,52$)

Radiateurs liquides, essentiellement transparents à la lumière visible ou au proche UV [eau ($n = 1,33$), alcool ($n = 1,38$), glycérine ($n = 1,47$) ou divers mélanges, et les hydrocarbures (propane, butane, isobutane, ...)].

- iv) $n > 1,46$ ($\gamma_s < 1,37$)

Radiateurs uniquement solides, transparents à la lumière visible [verre ($n \cong 1,51$) ou plastiques, ...] et à la lumière UV [quartz fondu, n (7 eV) = 1,59; cristaux de CaF₂, n (7 eV) $\cong 1,52$ et de NaF, n (7 eV) = 1,41; ...].

Dans ce dernier cas, pour une particule entrant à incidence normale, la radiation Cherenkov est totalement réfléchi à l'intérieur. Pour cette raison, ces radiateurs sont utilisables uniquement à incidence oblique.

4.2 Transmission des radiateurs dans l'UV

La figure II.10a montre la transmission caractéristique de radiateurs solides utilisables dans l'UV. La figure II.10b, dans un système de coordonnées γ_s, E_{ph} , indique l'énergie maximum de transmission des photons: en traits pleins pour les gaz (dans les conditions NTP, normales de température et pression) et liquides chauds connus, et en traits interrompus pour les liquides cryogéniques.

Cette dernière représentation souligne l'importance de l'hexafluorocarbure C₆F₁₄ aux basses énergies, pour des compteurs Cherenkov à focalisation annulaire utilisant la radiation UV (compteurs RICH), étant donné la difficulté technique considérable d'emploi des liquides cryogéniques.

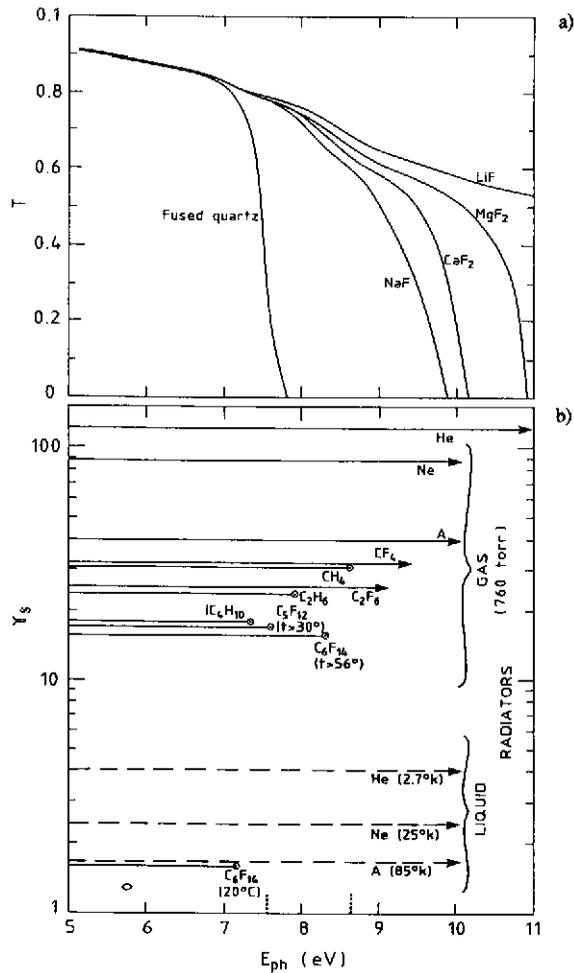


Fig. 11.10 a) Transmission caractéristique de radiateurs solides dans l'UV. b) Limites de la transmission dans l'UV et facteur de Lorentz au seuil γ_s pour i) les radiateurs liquides, cryogéniques et chauds, les plus connus, ii) les radiateurs gazeux les plus importants, dans les conditions normales de température et de pression.

4.3 La dispersion des milieux radiatifs

L'indice de réfraction des milieux radiatifs s'exprime par la relation de Lorentz-Lorenz,

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \alpha f(E) \tag{II.13}$$

où $f(E)$ est la réfractivité molaire et

$$\alpha = \left(\frac{4\pi}{3} R_B A \right) \frac{\rho \text{ (densité)}}{M \text{ (poids mol.)}}$$

$$\alpha = 0,3738 \text{ (cm}^3\text{)} \frac{\rho \text{ (g} \cdot \text{cm}^{-3}\text{)}}{M \text{ (g} \cdot \text{mole}^{-1}\text{)}} \tag{II.14}$$

ou, pour un gaz parfait

$$\alpha = 0.3738 \frac{p \text{ (atm)}}{R T \text{ (K)}} ; \tag{II.15}$$

R_B = rayon de Bohr, A = nombre d'Avogadro, R = constante de Rydberg = $82,06 \text{ (cm}^3 \cdot \text{atm)} / (\text{K} \cdot \text{mole})$.
 La réfractivité molaire $f(E)$ est décrite par un développement de Sellmeier à 1 ou 2 pôles:

$$f(E) = \frac{F_A}{E_A^2 - E^2} + \frac{F_B}{E_B^2 - E^2}, \tag{II.16}$$

où E_i est l'énergie d'un oscillateur de force $\sqrt{F_i}$.

Remarques:

- i) Comme $f(E)$ est indépendant de la phase du milieu, connaissant, par exemple, $n(E)$ dans la phase liquide, les relations (II.14) et (II.15) permettent de calculer l'indice dans la phase gazeuse, et réciproquement.
- ii) Pour un gaz,

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \propto p$$

et $n - 1 \ll 1$; par conséquent,

$$n - 1 \propto p.$$

- iii) Pour un milieu dispersif idéal, l'absorption est nulle et $n = \sqrt{\epsilon}$, où ϵ est la constante diélectrique du milieu. Au voisinage des bandes d'absorption, ϵ est complexe, et sa partie imaginaire caractérise l'absorption.

La dispersion d'un milieu radiatif dn/dE peut s'écrire, en dérivant la relation (II.13),

$$\frac{dn}{dE} = \alpha \frac{(n^2 + 2)^2}{6n} \frac{df}{dE}. \tag{II.17}$$

Le tableau II.3 donne pour divers gaz nobles, selon Langhoff et Karplus [20], les valeurs des constantes du développement de Sellmeier, optimisées aux données expérimentales, ainsi que les valeurs calculées pour 1 atm à 20 °C de $(n - 1) \times 10^6$ et de la dispersion $(dn/dE) \times 10^6 \text{ (eV}^{-1}\text{)}$ entre 4 et 9 eV.

Par opposition à He et Ne, on voit que N_2 , Ar, Kr et surtout Xe sont des gaz très dispersifs.

La variation $n(E)$ de l'indice de réfraction des fluorocarbones liquides (C_nF_{2n+2}), cryogéniques ou chauds, a été mesurée par l'auteur et Ypsilantis [21] entre 5 et 7 eV (fig. II.11). Dans cet intervalle d'énergie, il est visible que $n(E)$ est bien décrit par une relation linéaire:

$$n_{liq} = a + bE. \tag{II.18}$$

Le paramètre b qui caractérise la dispersion $\Delta n \text{ (eV}^{-1}\text{)}$ est indépendant de l'énergie dans l'intervalle mesuré.

Le tableau II.4 résume les caractéristiques principales (ρ , M , T_{cb}) de ces liquides, les paramètres a et b , et l'indice de réfraction à 7 eV. A partir de ces valeurs, on peut en déduire aisément l'indice de réfraction en phase gazeuse au moyen des relations (II.13) à (II.15):

$$\left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)_{gaz} = \left(\frac{p}{RT} \right)_{gaz} \left(\frac{M}{\rho} \right)_{liq} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)_{liq}. \tag{II.19}$$

Le tableau II.5, enfin, donne les constantes du développement de Sellmeier pour des cristaux de NaF, de CaF_2 et de quartz fondu. A noter que les deux derniers correspondent au développement de $f(E) = n^2 - 1$.

Tableau II.3

Paramètres du développement de Sellmeier [20], et valeurs calculées en fonction de l'énergie, de l'indice de réfraction et de la dispersion à 1 bar et 20° C, pour l'hydrogène et les gaz nobles

Molécule	H ₂	He	Ne	N ₂	Ar	Kr	Xe
E _A (eV)	12,888	22,389	17,419	13,414	13,084	11,50	8,885
E _B (eV)	20,250	40,412	45,501	26,216	24,217	17,789	25,358
F _A (eV ²)	638,899	451,532	278,088	921,282	791,680	851,667	813,157
F _B (eV ²)	653,340	788,718	3625,882	3659,598	3793,994	4034,683	10960,59
(n-1) × 10 ⁶ pour E (eV) =							
4	138	33	63,7	290	274	421	708
5	145	33,5	64,6	300	284	442	765
6	155	34,1	65,8	315	297	471	862
7	169	34,9	67,3	334	315	513	1063
8	190	35,8	69,2	360	341	578	1710
9	221	36,9	71,6	399	379,6	690	
(dn/dE) × 10 ⁶ (eV ⁻¹) pour E (eV) =							
4	6,2	0,42	0,8	8,9	8,4	17,4	4,5
5	8,5	0,54	1,29	12,1	11,4	24,2	72
6	11,9	0,67	1,33	16,4	15,6	34,7	132
7	16,8	0,83	1,69	22,4	21,6	51,4	307
8	24,9	1,0	2,14	31,5	30,9	82,3	1388
9	38,6	1,20	2,71	45,7	46	48,1	

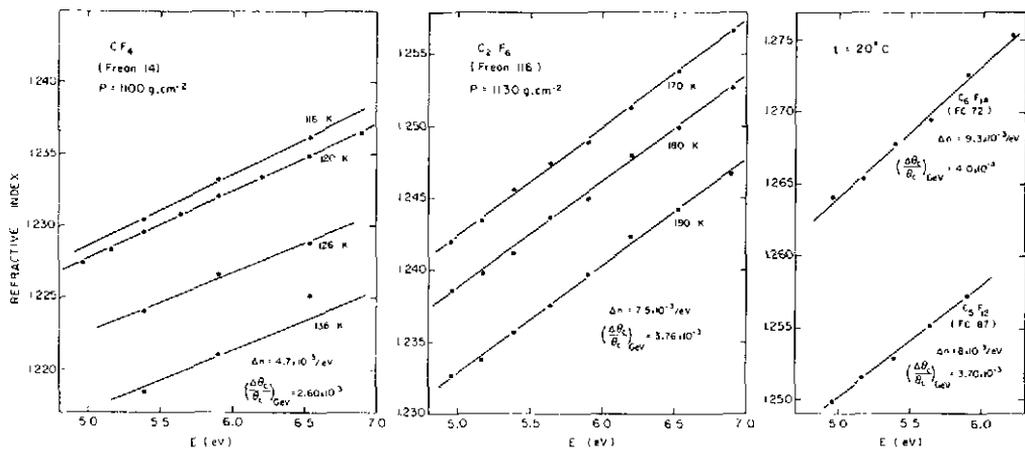


Fig. II.11 Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'énergie des photons pour les fluorocarbures liquides cryogéniques, à diverses températures, et chauds.

Tableau II.4

Température d'ébullition (T_{eb}), densité (ρ) et indice de réfraction $n = a + bE$
des fluorocarbones liquides cryogéniques et chauds

Liquide	CF ₄	C ₂ F ₆	C ₄ F ₁₀	C ₅ F ₁₂	C ₆ F ₁₄
T_{eb} (K)	146	195	265	303	329
M (g)	88	138	238	288	338
ρ_{liq} (g·cm ⁻³)	1,603	1,608	1,594	1,63	1,68
a	1,2039	1,1956	1,2037	1,2109	1,2177
b ($\times 10^3$)	4,75	7,46	10,25	7,85	9,28
n (7 eV)	1,2372	1,2478	1,2754	1,2658	1,2827

Tableau II.5

Paramètres du développement de Sellmeier des cristaux les plus utilisés

f(E)	Cristaux	E _A	E _B	F _A	F _B	Source
$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$	NaF	10,435	18,275	2,5764	57,788	Hampstead et al. ^{a)}
$n^2 - 1$	CaF ₂	12,350	24,667	71,855	345,36	Harshaw ^{b)}
$n^2 - 1$	Quartz	10,666	18,125	46,411	228,71	Inconnue

a) M. Hampstead, J. Chauveau, G. Comby, J. Séguinot et T. Ypsilantis, soumis à Nucl. Instrum. Methods (1989).

b) Catalogue Harshaw Chemical Company, Solon, Ohio (1988).

5. LES COMPTEURS CHERENKOV — CLASSIFICATION

Les compteurs Cherenkov se composent d'un *radiateur*, solide, liquide ou gazeux, transparent, dont l'indice de réfraction est choisi en fonction de l'intervalle $\Delta\beta$ à β pour lequel il doit fonctionner, équipé généralement d'une *optique* focalisante ou non («proximity focused»), et couplé à un *photodétecteur* sensible ou non à la position du point d'impact des photons.

5.1 Classification

Un compteur qui détecte les particules au-dessus d'un seuil fixé γ_s , sans mesurer l'angle Cherenkov (fig. II.12a) est exploité comme un *compteur à seuil*.

Un compteur sensible à la radiation émise sur un petit intervalle $\Delta\theta$ à θ est connu comme *compteur différentiel* (fig. II.12b). La sélection, qui est obtenue au moyen d'un diaphragme placé devant les photodétecteurs, n'est possible que pour les très faibles acceptances angulaires des faisceaux secondaires de particules.

Finalement, si un compteur différentiel est corrigé pour les aberrations optique et chromatique (fig. II.12c), il est connu comme *compteur DISC* (Differential Isochronous Self Collimating).

Ces compteurs de la première génération sont équipés exclusivement de photomultiplicateurs sensibles dans le visible ou (et) l'UV. Leur étude fait l'objet de la deuxième partie de ce cours (chapitre III).

Un *compteur conçu pour mesurer l'angle Cherenkov de chaque photon détecté avec une large acceptance dans l'espace de phase* des particules à identifier est appelé *détecteur RICH* (Ring Imaging Cherenkov).

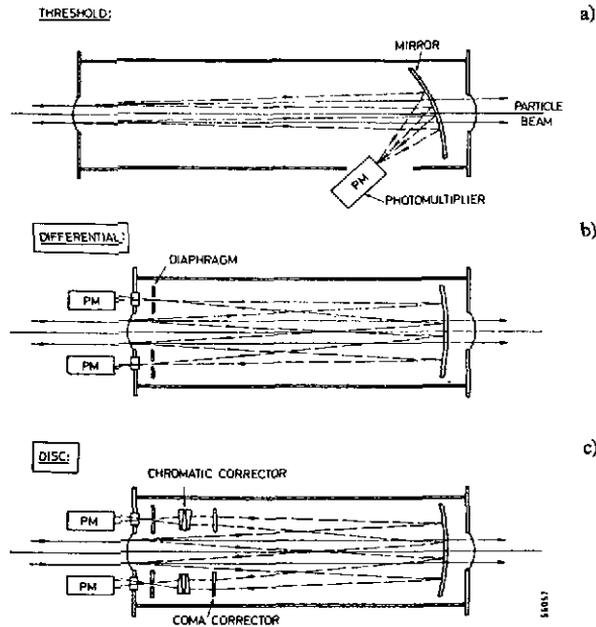
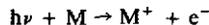


Fig. II.12 Principe des divers types de compteurs Cherenkov utilisés pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires: a) compteur à seuil, b) compteur différentiel, c) compteur différentiel corrigé pour les aberrations optique et chromatique (DISC: Differential Isochronous Self-Collimating).

Jusqu'à l'avènement des chambres proportionnelles multifils dans les années 70, créées puis développées principalement par G. Charpak et F. Sauli, les seules techniques de détection utilisaient, comme pour les précédents compteurs, des photocathodes solides (bialcali ou trialcali) sous vide, sensibles à l'émission visible de la radiation Cherenkov (2 à 3,2 eV), associées à des intensificateurs d'image pour la localisation [22, 23]. La technique est peu efficace ($\epsilon_Q \approx 0,1$) et elle est inutilisable pour de grandes surfaces. Ce qui a été proposé en 1977 par Ypsilantis et l'auteur [14], c'est d'utiliser la fraction de l'émission UV dont les énergies sont supérieures au seuil E_s de la photo-ionisation des molécules d'une vapeur organique,



qui est combinée avec des gaz transparents comme Ar, He, et surtout CH_4 , pour permettre la détection et la localisation des photo-électrons créés par le développement d'avalanches d'électrons dans des détecteurs multifils (CPM: chambre proportionnelle multifils) ou à plaques parallèles (PPAC: «Parallel-Plate Avalanche Chamber»).

Les agents organiques les plus utilisés sont la triéthyle amine (TEA, $E_s = 7,5$ eV) et surtout le tetrakis diméthyle amino-éthylène (TMAE, $E_s = 5,5$ eV) dont les efficacités quantiques ϵ_Q sont élevées: $(\epsilon_Q)_{\max} \approx 0,4$ à $0,6$.

La figure II.13 illustre le principe de la technique qui est développée dans le chapitre IV de ce cours. La figure montre comment des anneaux de photo-électrons sont obtenus en focalisant les photons UV émis dans le gaz par un miroir sphérique ou en laissant se propager les photons émis dans un radiateur liquide mince. La technique utilisée pour obtenir ces images est celle de la projection en temps des images sur un détecteur multifils (TPC, pour «Time Projection Chamber») qui permet d'obtenir une très grande granularité, sans ambiguïté de reconstruction, pour déterminer les angles Cherenkov des photons détectés. Les images montrées sur la figure II.13b ont été obtenues par le passage de $50 \pi^-$ de $10 \text{ GeV}/c$ perpendiculairement au photodétecteur. Pour cette raison, les images du radiateur liquide sont des anneaux dont la largeur reflète l'incertitude due à la largeur finie du radiateur et à sa dispersion chromatique.

La technique permet de couvrir un large intervalle d'impulsions sur un grand angle solide. Elle nécessite cependant, par opposition aux compteurs «classiques», un temps de retard pour la réponse, imposé par la

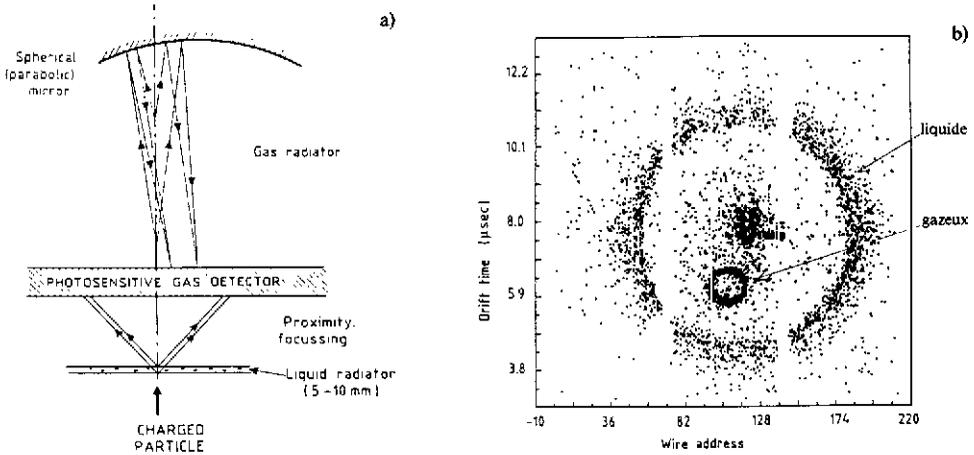


Fig. 11.13 a) Principe d'un compteur RICH utilisant un radiateur gazeux focalisé et un radiateur liquide mince. b) Images typiques obtenues avec ce compteur par $50 \pi^-$ colinéaires de 10 GeV/c qui ont traversé le photodétecteur perpendiculairement. Le grand anneau est produit par le radiateur liquide.

«lecture» des détecteurs puis la reconstruction des événements, laquelle peut être effectuée en temps réel en quelques microsecondes ou, ultérieurement, lors de l'analyse générale.

La technique RICH s'est développée rapidement dans les dix dernières années et marque une évolution déterminante dans le concept de l'identification des particules. Une grande partie de ce cours lui est consacrée.

6. QUALITÉ DE L'IMAGE ET ERREURS DE MESURE

6.1 Radiateurs gazeux avec optique focalisante à miroir sphérique ou parabolique

Pour tous les gaz à p_{atm} , $\gamma_s > 15$ et puisque $n - 1 \ll 1$, l'angle Cherenkov θ_{max} pour $\beta = 1$ est simplement,

$$\begin{aligned} \theta^{(\infty)} = \theta_{max} &= \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}} \\ &= \sqrt{2(n - 1)} \end{aligned} \tag{II.20}$$

et

$$\gamma_s = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} = \frac{1}{\sqrt{2(n - 1)}} = \frac{1}{\theta^{(\infty)}}$$

L'erreur $\Delta\theta/\theta$ due à l'approximation commise à $\beta = 1$, est inférieure à 2×10^{-3} , puisque $n - 1 < 2 \times 10^{-3}$ pour tous les gaz à 1 bar.

6.1.1 Erreur chromatique

L'erreur $\Delta\theta$ sur l'angle Cherenkov pour un photo-électron reconstruit, due à la dispersion chromatique Δn , se dérive simplement de la relation Cherenkov, $\cos \theta = 1/\beta n$:

$$\Delta\theta_{ch} = \frac{\Delta n}{n \operatorname{tg} \theta}, \tag{II.21}$$

relation qui peut encore s'écrire sous la forme

$$\Delta\theta_{ch} = \frac{\Delta n^{(\infty)}}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}} \tag{II.22}$$

où

$$\Delta\theta_{\text{ch}}^{(\infty)} = \frac{\gamma_s}{n^2} \Delta n \approx \gamma_s \Delta n$$

est la valeur de $\Delta\theta_{\text{ch}}$ pour $\gamma = \infty$.

Compte tenu des relations (II.20),

$$\left(\frac{\Delta\theta_{\text{ch}}}{\theta}\right)^{(\infty)} = \gamma_s^2 \Delta n = \frac{\Delta n}{2(n-1)}. \quad (\text{II.23})$$

Pour une *distribution uniforme* des photo-électrons dans l'intervalle ΔE , la valeur la plus probable de l'erreur Δn est,

$$\sigma_n = \frac{dn}{dE} \frac{\Delta E}{\sqrt{12}}, \quad (\text{II.24})$$

et l'erreur chromatique (II.23) s'écrit

$$\left[\frac{(\sigma_{\theta})_{\text{ch}}}{\theta}\right]^{(\infty)} = \frac{1}{2(n-1)} \frac{\Delta E}{\sqrt{12}} \frac{dn}{dE}. \quad (\text{II.25})$$

Le tableau II.6 donne pour comparaison, à 7 eV, 1 atm et 20 °C, les caractéristiques essentielles des gaz nobles les moins dispersifs (He, Ne), des fluorocarbones transparents (CF₄, C₂F₆, C₃F₁₂) et des alcanes les

Tableau II.6
Contribution de la dispersion chromatique à l'erreur de reconstruction de l'angle Cherenkov
pour les principaux radiateurs gazeux, à $\gamma = \infty$

Gaz	$(n-1) \times 10^6$ (E = 7 eV) ^{a)}	γ_s	$\frac{1}{2(n-1)} \frac{dn}{dE} \times 10^2$ (eV ⁻¹)	$(\sigma_{\theta})_{\text{ch}}^{(\infty)}$ ($\mu\text{rad} \cdot \text{eV}^{-1}$)	$\left[\frac{(\sigma_{\theta})_{\text{ch}}}{\theta}\right]^{(\infty)} \times 10^3$ (eV ⁻¹)
He	34,9	120	1,2	28,6	3,4
Ne	67,3	86	1,25	42,1	3,6
Ar	315	39,9	3,4	248	9,90
N ₂	334	38,7	3,35	250	9,7
Kr	513	31,2	5,0	463	14,5
Xe	1063	21,7	10,0	1332	28,9
CF ₄ ^{b)}	488	32	1	90,2	2,9
C ₂ F ₆	793	25	1,45	167	4,2
C ₃ F ₁₂ (40 °C)	1750	17	1,45	247	4,20
CH ₄	510	31	4,8	447	13,9
C ₄ H ₁₀	1500	18	5,35	855	15,4

a) $p = 1$ atm, $T = 20$ °C, réponse uniforme du photodétecteur entre 6,5 et 7,5 eV.

b) Ces valeurs, dérivées des mesures en phase liquide [21], ne sont pas en accord avec un développement de Sellmeier à 1 pôle, $F(E) = 6772,2/[(19,7)^2 - E^2]$ donné par Wemple [in J. Chem. Phys. 5 (1977) 2151].

plus usuels (CH₄, C₂H₆, C₄H₁₀). Les valeurs ont été calculées à partir des constantes et relations données dans le paragraphe 4.3 ci-dessus, pour les gaz nobles et les fluorocarbones.

Ce tableau montre la qualité des fluorocarbones comme radiateurs, en particulier du CF₄ qui est avec l'hélium le meilleur candidat pour la séparation des particules à très haute énergie.

6.1.2 Aberrations optiques

Pour un miroir sphérique, la localisation du plan focal à la distance $f = R_M/2$ ($R_M =$ rayon du miroir) est valable seulement

- i) Pour de petites valeurs du paramètre d'impact x de la particule, défini par $x = \delta/R_M$, où δ est la distance de la trajectoire de la particule au centre du miroir, et
- ii) Pour de faibles incidences de la lumière par rapport au miroir.

L'analyse quantitative des aberrations optiques a été faite par Ypsilantis [24], qui a montré que la pleine largeur de la résolution optique peut s'exprimer par le développement

$$\left(\frac{\Delta\theta}{\theta}\right)_{opt} = (n - 1) \sqrt{3} \oplus \frac{\sqrt{4.2(n - 1)}}{7} x \oplus x^2 \oplus \dots, \tag{II.26}$$

où \oplus signifie qu'il s'agit d'une somme quadratique.

Pour $x = 0$, $(\Delta\theta/\theta)_{opt} = (n - 1) \sqrt{3}$; pour x grand, $(\Delta\theta/\theta)_{opt}$ croît comme x^2 au-delà de $x > 0,04$ si $n \leq 1,002$.

La figure II.14 donne la variation de $(\Delta\theta/\theta)_{opt}$ en fonction de x pour $n = 1,002$, et montre que, pour $\gamma = \infty$ et $x > 0,07$, les aberrations optiques dominent l'erreur chromatique.

Pour des configurations de détecteur avec de plus grandes valeurs du paramètre d'impact, des miroirs paraboliques devraient être utilisés.

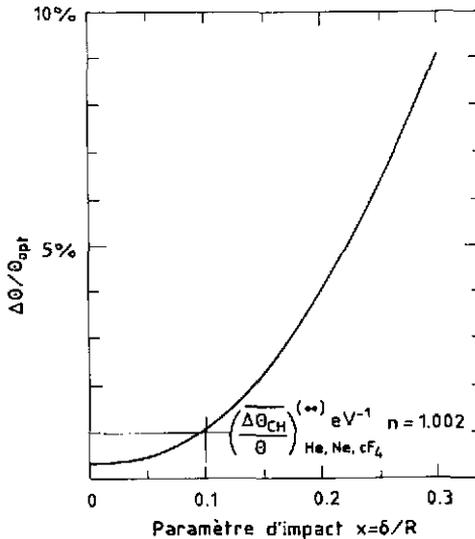


Fig. II.14 Variation de l'erreur optique relative totale $(\Delta\theta/\theta)_{opt}$ pour un miroir sphérique en fonction du paramètre d'impact x .

6.1.3 Erreur géométrique due à la granularité du photodétecteur

Pour un photodétecteur correctement optimisé, l'erreur $(\sigma_\theta)_{geom}$ due à la granularité finie du détecteur devrait être inférieure à l'erreur chromatique $(\sigma_\theta)_{ch}$. Si s est la dimension de la cellule de mesure, cette condition est remplie lorsque

$$(\sigma_\theta)_{geom} = \frac{s}{f \sqrt{12}} < (\sigma_\theta)_{ch} \tag{II.27}$$

($f =$ focale du miroir).

Par exemple, pour le CF₄, $(\sigma_\theta)_{\text{th}}^{(p)} = 106 \mu\text{rad} \cdot \text{eV}^{-1}$ à 7 eV; des cellules de 1 mm nécessiteraient par conséquent une focale $f > 2,7$ m pour satisfaire la relation (II.27).

Il doit être noté que l'erreur géométrique (II.27) concerne la qualité de l'image et contribue à l'erreur de reconstruction de l'angle Cherenkov, qui est beaucoup plus complexe [25]. En effet, reconstruire l'angle Cherenkov nécessite la connaissance du point d'émission du photon, qui est inconnu. Dans la théorie du «Ring Imaging» on suppose le photon émis au milieu de la trajectoire de la particule dans le radiateur, ce qui détermine une erreur de reconstruction dont l'estimation analytique complexe dépasse les limites de ce cours. Des exemples seront montrés cependant dans le chapitre IV.

6.1.4 Effet d'un champ magnétique et de la diffusion multiple

Lorsque le radiateur est placé dans un champ magnétique, la trajectoire de la particule est déviée et son image distordue de la façon illustrée à la figure II.15. La déviation $\Delta\theta_{\text{mag}}$, pour une particule d'impulsion p traversant un radiateur de longueur L dans un champ magnétique dont la composante B_T est perpendiculaire à la trajectoire de la particule, est

$$\Delta\theta_{\text{mag}} = 0,3B_T \frac{L}{p}, \tag{II.28}$$

mais la moyenne $\langle\Delta\theta\rangle$ sur l'image est réduite par un facteur $2/\pi$.

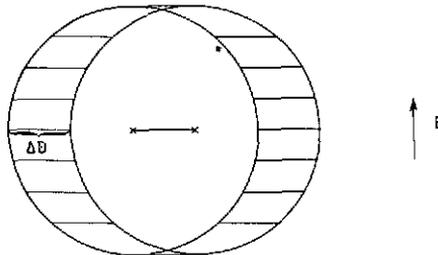


Fig. II.15 Illustration de la façon dont l'anneau Cherenkov est perturbé lorsque la particule traverse un champ magnétique.

L'effet de la diffusion multiple est généralement négligeable:

$$\sigma_\theta \text{ (dm)} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{0,15}{p} \frac{\sqrt{Z}}{\sqrt{X_0}} dZ = \frac{0,10}{p} \frac{\sqrt{L}}{\sqrt{X_0}},$$

où X_0 est la longueur de radiation du radiateur.

A 1 bar, $X_0(\text{He}) = 5,66 \times 10^5$, $X_0(\text{Ne}) = 3,44 \times 10^4$, $X_0(\text{CF}_4) = 9,25 \times 10^3$, $X_0(\text{C}_2\text{F}_6) = 5,95 \times 10^3$, $X_0(\text{C}_5\text{F}_{12}) = 3,03 \times 10^3$.

6.1.5 Limite de la séparation lorsque la résolution est seulement déterminée par les aberrations chromatiques

Pour une impulsion fixée p , la quantité

$$n_\sigma = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\Delta\theta_1/\sqrt{N}},$$

où θ_1 et θ_2 sont les angles d'émission des photons pour des particules de masse respective m_1 et m_2 , et $\Delta\theta_1$ est l'erreur de mesure pour un photo-électron, représente le nombre de déviations standard avec lequel la particule 1 serait identifiée comme la particule 2 pour N points détectés sur l'image. La valeur limite de l'impulsion ainsi définie est donnée par la relation (II.10), que nous rappelons:

$$p_{w_{1,m_2}}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\Delta\theta_1}. \tag{II.10}$$

Si l'erreur $\Delta\theta_1$ est seulement limitée par les aberrations chromatiques [relation (II.22)]

$$\Delta\theta_1 = \Delta\theta_{ch} = \frac{\Delta\theta_{ch}^{(\infty)}}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}}$$

$$\Delta\theta_1 = \frac{1}{\gamma_s} \frac{(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}}$$

et

$$p_{m_1, m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2 n_\sigma} \frac{\gamma_s}{\beta n} \left(1 - \frac{\gamma_s^2}{\gamma^2}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{N_0 L}}{(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}}$$

Pour $\gamma \gg \gamma_s$ et pour un gaz ($n - 1 \ll 1$),

$$p_{m_1, m_2}^2 \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2 n_\sigma} \gamma_s \frac{\sqrt{N_0 L}}{(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}} \tag{II.29}$$

Suivant la relation (II.25), la valeur la plus probable de l'erreur $(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}$ tend vers

$$\left(\frac{\sigma_{\theta_{ch}}}{\theta}\right)^{(\infty)} = \frac{1}{2n - 1} \frac{\Delta E}{\sqrt{12}} \frac{dn}{dE}$$

pour une acceptation uniforme en énergie du photodétecteur sur l'intervalle ΔE . Pour une acceptation triangulaire sur le même intervalle,

$$\left(\frac{\sigma_{\theta_{ch}}}{\theta}\right)^{(\infty)} = \frac{1}{2n - 1} \frac{\Delta E}{\sqrt{24}} \frac{dn}{dE}$$

Si l'on fixe le nombre de points N sur l'image,

$$N \cong N_0 L (\theta^{(\infty)})^2 = \frac{N_0 L}{\gamma_s^2}$$

et la relation (II.29) peut s'écrire

$$p_{m_1, m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2 n_\sigma} \gamma_s^2 \frac{\sqrt{N}}{(\sigma_{\theta_{ch}}/\theta)^{(\infty)}}, \tag{II.30}$$

ou encore

$$p_{m_1, m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2 n_\sigma} \gamma_s \frac{\sqrt{N}}{(\sigma_{\theta_{ch}})^{(\infty)}}$$

Remarques:

i) Puisque N (ou N_0) et $(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}$ varient comme ΔE , l'impulsion maximum pour la séparation des particules varie comme $\Delta E^{-1/4}$. On améliore donc lentement le pouvoir séparateur en diminuant ΔE :

$$p(\Delta E = 1 \text{ eV})/p(\Delta E = 2 \text{ eV}) = 1,19.$$

ii) Par contre, la relation (II.30) montre qu'il faut chercher à augmenter γ_s et garder N constant en augmentant la longueur du radiateur.

Conclusion

Le meilleur gaz est celui pour lequel $\gamma_s^2/(\Delta\theta_{ch}/\theta)^{(\infty)}$ est maximum.

Exemple:

Soit un photodétecteur dont l'acceptance est de $7 \pm 0,5$ eV. Si l'on fixe $N = 10$ points-image reconstruits, on obtient pour l'argon, l'hélium, le CH_4 et le CF_4 (à NTP) les résultats donnés dans le tableau II.7 pour $n_o = 4,2$ (1% probabilité de mauvaise identification) en supposant $N_0 = 50 \text{ cm}^{-1}$.

Tableau II.7

Comparaison des limites de la séparation qui peuvent être obtenues pour divers gaz si 10 photoélectrons sont reconstruits, en supposant $N_0 = 50 \text{ cm}^{-1}$. L est la longueur de radiation nécessaire.

Gaz	$(n-1) \times 10^6$ (E = 7 eV)	γ_s	$\frac{dn}{dE} \times 10^6$ (eV ⁻¹)	$\left[\frac{(\sigma_\theta)_{ch}}{\theta} \right]^{(\infty)}$	$\frac{\gamma_s^2}{[(\sigma_\theta)_{ch}/\theta]^{(\infty)}}$	$(p_{lim})_{\tau, K^a}$ (GeV/c)	L (m)
Ar	300	41	20	1×10^{-2}	1,68	120	1,68
He	33	123	0,8	$3,5 \times 10^{-3}$	30,3	505	10,6
CH_4	510	31	49	$1,4 \times 10^{-2}$	0,7	76	0,96
CF_4	488	32	10	3×10^{-3}	3,4	170	1,0

a) pour $n_o = 4,2$.

D'une façon générale, à γ_s constant (et longueur égale de radiateur) les fluorocarbones sont meilleurs que les alcanes. En particulier, comme le montre le tableau II.7, le CF_4 est bien meilleur que le CH_4 .

L'hélium est très bon à très haute énergie pour la séparation des particules dans un faisceau, mais il est inutilisable, avec des détecteurs RICH, pour des expériences sur collisionneurs, car il nécessite des radiateurs de grande longueur. Il peut être mélangé au CF_4 pour augmenter γ_s et permettre ainsi l'obtention d'un bon compromis entre pouvoir séparateur et longueur de radiateur.

6.2 Radiateurs solides (ou liquides) focalisés**6.2.1 Erreur chromatique**

Les radiateurs liquides (ou solides) focalisés sont utilisés dans des compteurs différentiels pour la séparation des particules à basse énergie dans des faisceaux secondaires. La figure II.16 montre la géométrie d'un tel compteur équipé d'un miroir sphérique de focale f.

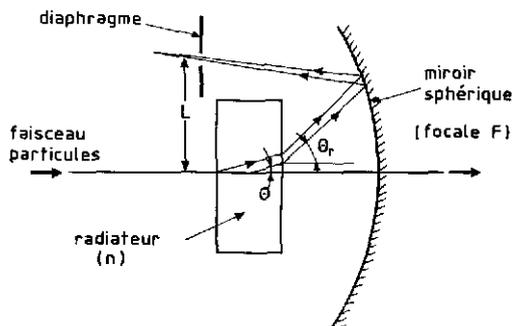


Fig. II.16 Principe d'un compteur différentiel focalisé à radiateur solide ou liquide, pour la séparation des particules de basse énergie.

Le rayon image r est

$$r = f \operatorname{tg} \theta_r$$

où θ_r , l'angle Cherenkov θ après réfraction, est obtenu par la relation

$$n \sin \theta = \sin \theta_r .$$

On en déduit

$$\sin \theta = \frac{r}{n} \frac{1}{\sqrt{f^2 + r^2}} .$$

En l'absence d'une optique correctrice des aberrations chromatiques, l'indice de réfraction est indéterminé. L'angle Cherenkov reconstruit θ_{rec} pour un photo-électron est calculé en utilisant l'indice moyen \bar{n} sur l'acceptance du photodétecteur:

$$\sin \theta_{\text{rec}} = \frac{r}{\bar{n}} \frac{1}{\sqrt{f^2 + r^2}} .$$

Par conséquent,

$$\sin \theta_{\text{rec}} = \frac{n}{\bar{n}} \sin \theta = \frac{1}{\beta \bar{n}} \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} .$$

En dérivant, on obtient

$$\begin{aligned} \cos \theta_{\text{rec}} d\theta_{\text{rec}} &= \frac{1}{\beta} \frac{n}{\bar{n}} \frac{dn}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \\ &= \frac{1}{\bar{n}} \frac{dn}{\sin \theta} . \end{aligned}$$

L'erreur chromatique,

$$\begin{aligned} \Delta\theta_{\text{ch}} &= \frac{n}{\bar{n}^2} \frac{\Delta n}{\sin \theta_{\text{rec}} \cos \theta_{\text{rec}}} \\ &= \frac{\beta^2 n}{\operatorname{tg}^2 \theta_{\text{rec}}} \Delta n \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

est ainsi $\beta^2 n^2$ fois l'erreur chromatique calculée pour un radiateur gazeux focalisé [relation (II.21)]. Elle peut être exprimée facilement sous la forme

$$\Delta\theta_{\text{ch}} = \Delta\theta_{\text{ch}}^{(\infty)} \frac{1 - (1/\gamma^2)}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}}$$

où

$$\Delta\theta_{\text{ch}}^{(\infty)} = \gamma_s \Delta n .$$

Pour une *distribution uniforme des photons dans l'intervalle* ΔE , la valeur la plus probable σ_n de la dispersion Δn est [relation (II.24)]:

$$\sigma_n = \frac{\Delta E}{\sqrt{12}} \frac{dn}{dE} ,$$

qui détermine l'erreur chromatique la plus probable:

$$\sigma_{\theta_{\text{ch}}} = \sigma_{\theta_{\text{ch}}}^{(\infty)} \frac{1 - (1/\gamma^2)}{[1 - (\gamma_s^2/\gamma^2)]^{1/2}} \quad \text{et} \quad \sigma_{\theta_{\text{ch}}}^{(\infty)} = \frac{\gamma_s}{\sqrt{12}} \frac{dn}{dE} \Delta E . \quad (\text{II.32})$$

6.2.2. Limite de la séparation

La limite de la séparation entre deux particules de masse m_1 et m_2 respectivement, est obtenue à partir de la relation (II.10):

$$p_{m_1, m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2\beta n n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{(\sigma_\theta)_{ch}} \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2n n_\sigma} \frac{\sqrt{N_0 L}}{\sigma_{\theta ch}^{(\infty)}}, \quad (\text{II.33})$$

lorsque la résolution est seulement limitée par les aberrations chromatiques.

Pour les liquides les moins dispersifs comme l'hexafluorocarbone C_6F_{14} (tableau II.4), $n(E) = 1,2177 + 0,00928E$, $\gamma_s = 1,6$ et $\sigma_{ch}^{(\infty)} = 4,3 \text{ mrad} \cdot \text{eV}^{-1}$. Utilisé pour un compteur différentiel de 1 cm d'épaisseur, équipé de photomultiplicateurs ($2,5 < E < 7 \text{ eV}$, $N_0 \cong 100 \text{ cm}^{-1}$), le C_6F_{14} permettrait d'obtenir une séparation π -K jusqu'à 3 GeV/c seulement avec $n_\sigma = 4,2$ déviations standard. Cette limite peut être améliorée en utilisant une optique qui corrigerait partiellement les aberrations chromatiques. Cette technique sera discutée dans le chapitre III.

6.3 Radiateurs liquides (solides) minces non focalisés («proximity focused») pour détecteurs RICH

On considère à la figure II.17 le cas général d'un radiateur mince d'épaisseur L (5 à 10 mm suivant l'intensité de la lumière émise) de C_6F_{14} liquide, contenu dans un récipient avec des fenêtres de quartz d'épaisseur $q/2$. Le photodétecteur, placé à la distance D , est séparé du volume de transmission (indice $n \cong 1$) par une seconde fenêtre de quartz, d'épaisseur $q/2$. L'origine du système de coordonnées est placé au centre du radiateur.

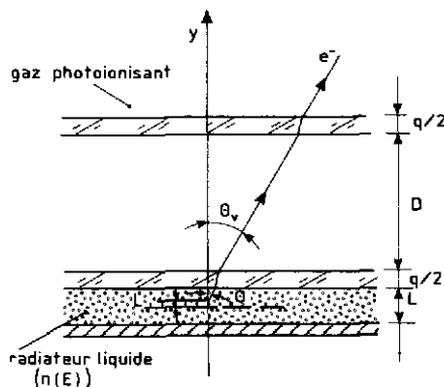


Fig. II.17 Géométrie d'un compteur RICH à focalisation proche.

On considère le cas le plus simple où la particule traverse le radiateur normalement, suivant la direction y , pour obtenir des anneaux images dans le plan x, z du photodétecteur. Le cas général d'une incidence oblique est traité dans la réf. [26].

Soit θ, ϕ les angles Cherenkov polaire et azimutal d'émission d'un photon par rapport à la trajectoire de la particule ($\phi = 0$ coïncidence avec l'axe z). Un calcul direct de la propagation du photon avec réfraction aux surfaces limites donne, pour les coordonnées x, z du photon converti à la distance y (la propagation du photon dans le volume photosensible du détecteur dépend de la section efficace photo-absorptive du gaz, voir chapitre IV):

$$z = r \cos \phi \quad \text{et} \quad x = r \sin \phi$$

où r est le rayon image du photon:

$$r = \left(\frac{L}{2} - \ell \right) \text{tg } \theta + q \text{tg } \theta_q + \left(y - \frac{L}{2} - q \right) \text{tg } \theta_v \quad (\text{II.34})$$

$$n \sin \theta = n_q \sin \theta_q = \sin \theta_v$$

$$\cos \theta = (\beta n)^{-1}$$

avec ℓ = distance variable d'émission du photon le long de la trajectoire dans le radiateur ($0 < \ell < L$),
 θ_v = angle d'émission dans le gaz ($n \cong 1$).

Ces équations peuvent être résolues pour θ, ϕ en fonction de n et ℓ et des quantités mesurées x, y, z . Les angles reconstruits θ_{rec}, ϕ_{rec} sont obtenus en prenant des valeurs moyennes, $n = \bar{n}$, $n_q = \bar{n}_q$, et en supposant le photon émis au milieu du radiateur, $\ell = \bar{\ell} = L/2$. Ainsi,

$$z = r \cos \phi_{rec} \quad \text{et} \quad x = r \sin \phi_{rec} \tag{II.35}$$

et

$$r = \frac{L}{2} \operatorname{tg} \theta_{rec} + \frac{q \sin \theta_{rec}}{\sqrt{(\bar{n}_q/\bar{n})^2 - \sin^2 \theta_{rec}}} + \frac{[y - (L/2) - q] \sin \theta_{rec}}{\sqrt{\bar{n}^2 - \sin^2 \theta_{rec}}}.$$

Pour le cas limite où $L \rightarrow 0, q \rightarrow 0$,

$$r = \frac{y \sin \theta_{rec}}{\sqrt{(1/\bar{n}^2) - \sin^2 \theta_{rec}}}.$$

On en déduit aisément

$$\sin \theta_{rec} = \frac{r}{\bar{n} d} \quad \text{et} \quad \cos \theta_{rec} = \frac{1}{\bar{n}} \sqrt{\bar{n}^2 - \frac{r^2}{d^2}} \tag{II.36}$$

avec $d^2 = x^2 + y^2 + z^2 = r^2 + y^2$.

6.3.1 Erreur chromatique

L'erreur chromatique se déduit de la dérivation par rapport à n de la relation (II.36) qui n'a aucune dépendance explicite avec n (seulement \bar{n}). En fait, la dépendance avec n est implicite à travers les variables mesurées R et r (ou x, y, z), c'est-à-dire à la génération. Par conséquent,

$$\cos^2 \theta = \frac{1}{\beta^2 n^2} = \frac{1}{n^2} \left(n^2 - \frac{r^2}{d^2} \right),$$

ou

$$\frac{r^2}{d^2} = n^2 - \frac{1}{\beta^2}.$$

En substituant cette valeur dans la relation (II.36),

$$\cos^2 \theta_{rec} = 1 - \frac{1}{\bar{n}^2} \left(n^2 - \frac{1}{\beta^2} \right).$$

On obtient l'erreur chromatique en dérivant cette expression

$$\frac{d\theta_{rec}}{dn} = \frac{\beta^2 n}{\operatorname{tg} \theta_{rec}}, \tag{II.37}$$

qui est équivalente à celle obtenue avec un radiateur focalisé (relation II.31). L'augmentation par un facteur $\beta^2 n^2$ de l'erreur chromatique obtenue avec un radiateur gazeux focalisé $(n \operatorname{tg} \theta)^{-1}$ est essentiellement due à l'effet de la réfraction.

6.3.2 Erreur géométrique due à l'épaisseur finie du radiateur

Pour un radiateur mince non focalisé, l'épaisseur finie détermine une erreur sur l'angle Cherenkov, puisque l'origine du point d'émission du photon est inconnue.

L'estimation de cette erreur est obtenue par dérivation de l'équation (II.34):

$$-d\ell \operatorname{tg} \theta + \left(\frac{L}{2} - \ell \right) d(\operatorname{tg} \theta) + \left(y - \frac{L}{2} - q \right) d(\operatorname{tg} \theta_v) = 0.$$

Le second terme est négligeable par rapport au troisième et $q \ll y - (L/2)$. Par conséquent,

$$d\ell \operatorname{tg} \theta = \left(y - \frac{L}{2} \right) d(\operatorname{tg} \theta_v).$$

Puisque $n \sin \theta = \sin \theta_v$,

$$d\theta_v = n \frac{\cos \theta}{\cos \theta_v} d\theta$$

et

$$\frac{d\theta}{d\ell} = \frac{\beta}{y - (L/2)} \operatorname{tg} \theta \cos^3 \theta_v,$$

ou encore,

$$\frac{d\theta}{d\ell} = \frac{\beta}{y - (L/2)} \operatorname{tg} \theta [1 - n^2 \sin^2 \theta]^{3/2}, \tag{II.38}$$

qui peut aussi s'écrire

$$\frac{d\theta}{d\ell} = \frac{\beta}{y - (L/2)} (\beta^2 n^2 - 1)^{1/2} (1 - n^2 + \beta^{-2})^{3/2}. \tag{II.39}$$

L'erreur est inversement proportionnelle au bras de levier et nulle à la réflexion totale ($n^2 \sin^2 \theta = 1$).

6.3.3 Erreur géométrique due à l'indétermination du point de conversion du photon

L'erreur $\Delta\theta/\Delta y$, due à l'incertitude sur la profondeur d'absorption du photon dans le gaz, est déduite de la dérivation par rapport à y de l'équation (II.34).

Après approximation ($q = \ell = 0$),

$$\frac{L}{2} d(\operatorname{tg} \theta) + \operatorname{tg} \theta_v dy + \left(y - \frac{L}{2} \right) d(\operatorname{tg} \theta_v) = 0,$$

on calcule aisément que

$$\frac{d\theta}{dy} = \frac{1}{\beta} \frac{(\beta^2 n^2 - 1)^{1/2}}{y - (L/2)} (1 - n^2 + \beta^{-2}). \tag{II.40}$$

6.3.4 Erreur géométrique due à la résolution du photodétecteur

Comme précédemment, on obtient cette erreur en dérivant par rapport à r :

$$dr = \frac{L}{2} d(\operatorname{tg} \theta) + \left(y - \frac{L}{2} \right) d(\operatorname{tg} \theta_v),$$

d'où

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{1}{y - (L/2)} (1 - n^2 + \beta^{-2})^{3/2}. \tag{II.41}$$

6.3.5 Limites de la séparation π -K et K-p

Soit, par exemple, un compteur RICH constitué d'un radiateur liquide de C_6F_{14} de 1 cm d'épaisseur, d'un photodétecteur utilisant le TMAE comme agent photosensible, placé à 10 cm du radiateur et dont la précision de reconstruction $\sigma_y = \sigma_{rec} \approx 1$ mm.

L'acceptance en énergie moyenne $\overline{\Delta E}$, compte tenu de la transmission du radiateur, est comprise entre 6,1 et 7,1 eV ($\bar{n} = 1,279$) et $N_0 = 60 \text{ cm}^{-1}$ à $\gamma^{(\infty)}$ [26].

Les erreurs chromatique (II.32) et géométriques (II.39) à (II.41) sont respectivement,

$$(\sigma_{\theta})_{\text{ch}}^{(\infty)} = 4,3 \text{ mrad},$$

$$(\sigma_{\theta})_y^{(\infty)} = 3,1 \text{ mrad},$$

$$(\sigma_{\theta})_{\text{rec}}^{(\infty)} = 2,3 \text{ mrad},$$

$$(\sigma_{\theta})_{\ell}^{(\infty)} = 5,3 \text{ mrad (en prenant } \sigma_{\ell} = L/\sqrt{12} = 2,9 \text{ mm)}$$

et l'erreur totale est

$$\sigma_{\theta}^{(\infty)} = \left(\sum_i \sigma_{\theta_i}^2 \right)^{1/2} = 7.85 \text{ mrad}.$$

La séparation ainsi obtenue, pour $n_{\sigma} = 4,2$ [relation (II.10)], est de 4,5 GeV/c et 7,6 GeV/c pour π -K et K-p respectivement.

Une discussion approfondie de cette technique, avec des illustrations, est donnée dans le chapitre IV.

CHAPITRE III : LES COMPTEURS CHERENKOV A SEUIL ET DIFFÉRENTIELS

1. INTRODUCTION

1.1 La détection des photons

Les compteurs Cherenkov classiques, à seuil ou différentiels, utilisent uniquement des photomultiplicateurs (PM) comme détecteurs de photons. Le tableau III.1 résume les caractéristiques qui peuvent être atteintes. La valeur du facteur de mérite N_0 qui est indiquée n'est pas corrigée pour la transmission du radiateur ni pour la réflectivité du miroir, qui sont spécifiques à la construction d'un compteur.

La dernière ligne du tableau concerne l'emploi de convertisseurs de longueur d'onde ou WLS (pour «wavelength shifter»), qui permettent de réduire considérablement le coût du photodétecteur, pour un N_0 égal ou supérieur à celui obtenu avec un PM équipé d'une fenêtre de MgF_2 .

Tableau III.1
Facteur de mérite N_0 pour divers types de PM

Type de PM		ΔE (FWHM) (eV)	N_0 (cm^{-1})
Fenêtre	Photocathode		
Verre	Bialcali	2 à 4	50 à 60
Quartz fondu	Bialcali	2 à 6	100 à 150
	Multialcali	2 à 7	200 à 250
	Cs-Te	~ 4 à 7	~ 100
MgF_2	Cs-Te	6 à 10	150
Verre + WLS	Bialcali	3 à 10	150 à 250

La technique consiste à déposer sous vide, sur la face extérieure de la fenêtre en verre d'un PM, une couche mince ($\leq 1 \mu\text{m}$ ou 10^4 \AA) d'un matériau scintillant dans l'UV. Les WLS les plus utilisés sont le salicylate de sodium, le tétraphényl butadiène (TPB) et surtout le p-terphényl (PT) [27]. La radiation UV absorbée dans ces couches provoque l'excitation d'états moléculaires qui, en se désexcitant spontanément (ps), réémettent isotropiquement, avec une efficacité quantique de 100%, de la lumière visible qui peut être détectée par un PM à fenêtre de verre. Une acceptance de 3 à 10 eV peut ainsi être obtenue avec une réponse uniforme pour des radiateurs gazeux transparents (Ar, He, Ne, CF₄) dans lesquels le PM est placé pour éviter toute limitation de la transmission optique par l'emploi d'une fenêtre additionnelle.

Une bonne efficacité de détection d'un photo-électron individuel est essentielle pour optimiser le facteur de mérite N_0 . La série des PM du type Quantacon (RCA) ou équivalents, pour lesquels le facteur de multiplication de la première anode (Ga-As-P) est au moins égal à 4, permet d'obtenir un spectre d'amplitude des impulsions anodiques avec un maximum au-delà du bruit, assurant une bonne discrimination signal/bruit. Pour cette raison leur emploi est recommandé spécialement pour les compteurs Cherenkov différentiels.

1.2 Acceptance d'un compteur Cherenkov dans l'espace de phase

L'acceptance A , dans l'espace de phase, d'un compteur Cherenkov avec focalisation est définie par le produit de l'émission du faisceau et de l'acceptance en impulsion Δp ,

$$A = K S \Delta \Omega \Delta p, \quad (\text{III.1})$$

où K = facteur résultant de l'intégration,

S = surface du photodétecteur,

$\Delta \Omega$ = angle solide sous-tendu par les particules qui sont détectées.

Pour un compteur différentiel, cette acceptance est très faible puisque la particule est détectée uniquement si la lumière passe au travers d'une fente annulaire à l'angle θ_0 avec une acceptance $\Delta \theta_0$ (voir chapitre II, § 5). On calcule dans ce cas que $\theta_0 \Delta \Omega = \pi/4 (\Delta \theta_0)^2$.

Par contre, pour un compteur à seuil, il suffit que la lumière Cherenkov frappe la surface du photodétecteur. Pour cette raison l'acceptance peut être grande.

2. LES COMPTEURS CHERENKOV A SEUIL

Ils détectent des particules de vitesse $\beta > \beta_0 = 1/n$.

En principe, l'angle d'émission Cherenkov, c'est-à-dire l'indice de réfraction du radiateur, est choisi de façon que l'efficacité de détection $1 - \epsilon$ atteigne une valeur acceptable. Si le nombre de photo-électrons détectés N n'est pas trop élevé (près du seuil) la distribution de N est poissonnienne,

$$P(N) = \frac{e^{-\bar{N}} (\bar{N})^N}{N!},$$

où

$$\bar{N} = N_0 L \sin^2 \theta \quad \text{et} \quad \epsilon = P(0) = e^{-\bar{N}}.$$

Pour obtenir $\epsilon = 10^{-2}$ ou 10^{-3} il faut que $\bar{N} = 4,6$ et $6,9$ respectivement.

Il y a deux applications importantes des compteurs à seuil,

- i) La séparation des particules à moyennes et hautes énergies.
- ii) En physique nucléaire, la séparation des noyaux suivant leur charge Ze .

2.1 La séparation des particules

La séparation de la particule de masse m_1 (fig. III.1) est obtenue en ajustant l'indice de réfraction n du radiateur de façon à être au seuil de la particule de masse m_2 et assurer une très bonne efficacité de détection de la particule m_1 . Séparer la particule m_2 nécessite un deuxième compteur, réglé au seuil de m_3 , pour détecter les particules m_1 et m_2 . De cette façon il est possible d'identifier chaque particule avec une simple logique électronique. Cette technique est couramment utilisée dans les faisceaux non séparés de π , K et p . Puisque

$$\sin^2 \theta = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} = \frac{N}{N_0 L}$$

et

$$p = m\beta\gamma = \frac{m\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$$\sin^2 \theta = \frac{n^2 - 1}{n^2} - \frac{m^2}{p^2 n^2}.$$

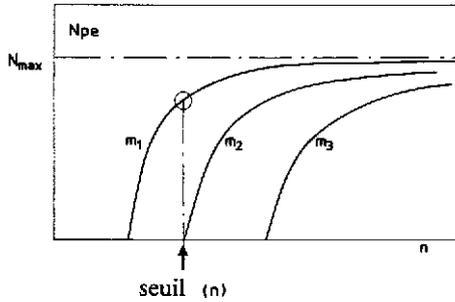


Fig. III.1 Principe de l'ajustement d'un compteur Cherenkov gazeux à seuil pour obtenir la séparation de la particule de masse m_1 .

Pour un ajustement du compteur au seuil de la particule m_2

$$\sin^2 \theta_1 = \frac{n^2 - 1}{n^2} - \frac{m_1^2}{p^2 n^2} \quad \text{et} \quad \sin^2 \theta_2 = 0 = \frac{n^2 - 1}{n^2} - \frac{m_2^2}{p^2 n^2}.$$

Par conséquent, on a

$$n^2 - 1 = \frac{m_2^2}{p^2} \quad \text{et} \quad \sin^2 \theta_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2 n^2}, \tag{III.2}$$

relations qui définissent les conditions d'opération du compteur.

Pour un compteur à gaz ($n - 1 \ll 1$), les relations (III.2) s'écrivent,

$$n - 1 \cong \frac{m_2^2}{2p^2} \quad \text{et} \quad \theta_1^2 \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2} = \frac{N}{N_0 L} \cong 2\Delta\beta_{m_1, m_2}.$$

Les paramètres de construction d'un compteur gazeux à seuil doivent donc être choisis de façon que

$$\langle \theta \rangle = \left(\frac{N}{N_0 L} \right)^{1/2} \ll \frac{(m_2^2 - m_1^2)^{1/2}}{p}, \tag{III.4}$$

avec

$$L \geq \frac{N}{N_0} \frac{p^2}{m_2^2 - m_1^2}.$$

En pratique, on construit un compteur de façon que

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta} \right)_{m_1, m_2} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2} \geq n_\sigma \left(\frac{N}{2N_0 L} \right),$$

où le nombre de déviations standard $n_\sigma \geq 3$.

2.1.1 Compteurs à seuil avec radiateur solide ou liquide

La figure III.2 montre le principe du compteur Cherenkov à seuil et sélection de vitesse qui fut utilisé, en 1955, pour la découverte de l'antiproton dans un faisceau de particules non séparé de 1 GeV/c au Bevatron de Berkeley [10]. Il consiste en un radiateur de quartz fondu ($n = 1,458$), d'épaisseur 6.4 cm. La lumière Cherenkov émergente était transmise au moyen de miroirs sur trois PM. Le premier jeu de trois miroirs pouvait être déplacé et ajusté suivant la direction du faisceau pour permettre une sélection de la vitesse β des particules entre 0,75 et 0,78. La logique électronique imposait que deux PM sur trois soient touchés pour rejeter le bruit [$\epsilon_{det}(\beta) = 0,97$]. Historiquement ce compteur est célèbre. Depuis, beaucoup de compteurs ingénieux de ce type ont été construits, utilisant ou non une focalisation optique au moyen d'un miroir cylindrique, sphérique, ou même de lentilles de Fresnel. Leur revue, fastidieuse, n'apporterait pas d'informations utiles.

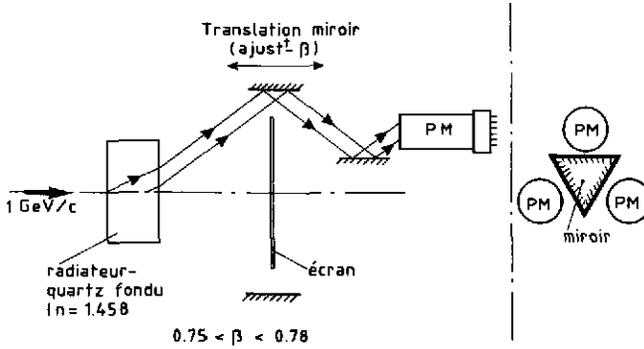


Fig. III.2 Principe du compteur Cherenkov à sélection de vitesse utilisé pour la découverte de l'antiproton [10].

2.1.2 Compteurs à réflexion totale (compteurs dits de type Fitch)

Une variante intéressante des compteurs à radiateur solide (ou liquide) est cependant montrée sur la figure III.3. C'est un compteur de type Fitch [28], du nom de son auteur. Il consiste à utiliser les propriétés de la réflexion totale interne qui est obtenue pour une incidence normale des particules lorsque $n \sin \theta \geq 1$, soit $\beta^2 \geq (n^2 - 1)^{-1}$ [ou $\gamma^2 \geq (n^2 - 1)/(n^2 - 2)$]. Pour des particules de vitesse $\beta = 1$ cette condition est remplie lorsque $n \geq \sqrt{2}$. Pour des particules telles que $1/n < \beta < 1/(n^2 - 1)^{1/2}$, la lumière sort du radiateur et peut être détectée classiquement. Au-delà de cette limite, la lumière est réfléchiée dans le radiateur et, après plusieurs réflexions internes, elle peut être détectée à la périphérie du radiateur.

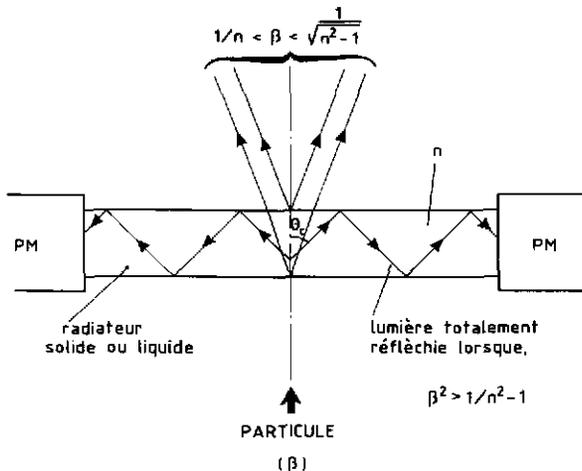


Fig. III.3 Principe du compteur à réflexion totale, ou compteur Fitch [28].

Ce compteur est connu comme un compteur à *réflexion totale*; il fut utilisé à basse énergie pour identifier les π et K dans des faisceaux non séparés.

2.1.3 Les compteurs à seuil gazeux

Les compteurs à seuil gazeux sont les plus intéressants à étudier pour illustrer la technique de la séparation des particules. En effet on peut varier expérimentalement l'indice de réfraction du radiateur par un ajustement de la pression et, de cette façon, mesurer la résolution des compteurs et déterminer leur facteur de mérite N_0 .

La figure III.4a montre l'exemple d'un compteur de 5 m de longueur, fonctionnant avec de l'hélium à pression atmosphérique, dans un faisceau secondaire de 50 GeV/c à Serpoukhov [29]. La lumière est focalisée par un miroir sphérique, de 60 cm de distance focale, sur un seul PM avec fenêtre de quartz.

La figure III.4b montre la variation de l'efficacité de détection en fonction de la pression pour différentes valeurs du gain du PM, ou de N_0 . La forme de la courbe au seuil est affectée par la dispersion chromatique, la dispersion en impulsion, et surtout la fluctuation statistique du nombre moyen \bar{N} de photo-électrons émis par la photocathode. La résolution $\Delta\beta$ peut être déterminée à partir de ces courbes, par la variation de l'indice de réfraction, lorsque N varie entre 0 et 1 ($1 - \epsilon = 1 - e^{-1} = 0,63$). On trouve $\Delta\beta = 6,5 \times 10^{-6}$. Puisque $\Delta\beta = (\theta^2)/2 = N/2N_0L$ [relation (III.3)] et $N = 1$, on en déduit $N_0 = 154 \text{ cm}^{-1}$. La différence $\Delta\beta = (m_K^2 - m_\pi^2)/2p^2$ entre π et K à 50 GeV/c est $4,47 \times 10^{-5}$, soit une séparation avec 7 déviations standard.

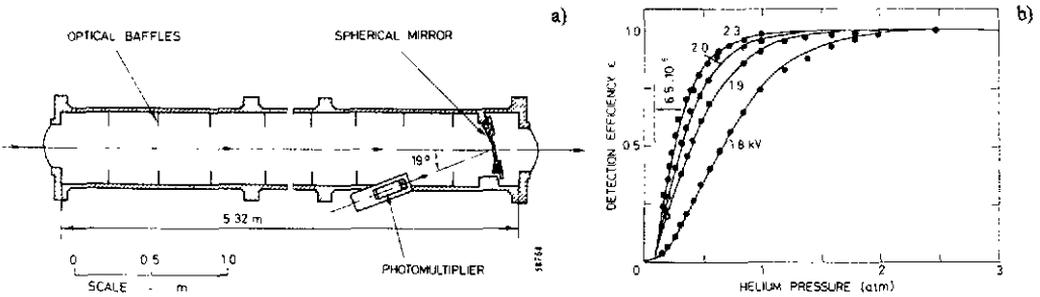


Fig. III.4 a) Un compteur Cherenkov à seuil utilisé auprès de l'accélérateur de Serpoukhov [29]. b) Courbes de pression obtenues dans un faisceau de π^- de 50 GeV/c. L'efficacité de détection est montrée pour différentes valeurs du gain du PM.

La figure III.5 montre une courbe de pression [$(1 - \epsilon)$ en fonction de p] obtenue avec le compteur précédent, rempli de CO_2 ($n - 1 = 433 \times 10^{-6}$ à 1 bar et 3,5 eV), dans un faisceau non séparé de 20 GeV/c, qui illustre bien l'effet de seuil de la détection.

La limitation de la résolution de ce type de compteurs est due au bruit du PM et principalement aux rayons δ produits dans le radiateur par des particules au-dessous du seuil. Cette contribution (environ quelques %) est éliminée par l'emploi de deux compteurs en coïncidence.

De nombreux types de compteurs à seuil ont été construits pour séparer des particules secondaires émises dans des interactions (expériences sur cibles fixes). Ces compteurs, qui doivent couvrir souvent de grandes acceptances, sont moins performants que les compteurs à seuil utilisés dans les faisceaux, et par

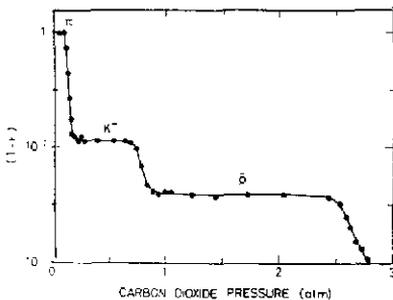


Fig. III.5. Courbe de pression obtenue avec le compteur de la figure III.4, dans un faisceau non séparé négatif de 20 GeV/c. Le bruit de fond au-dessous du niveau des \bar{p} est d'environ 10^{-6} .

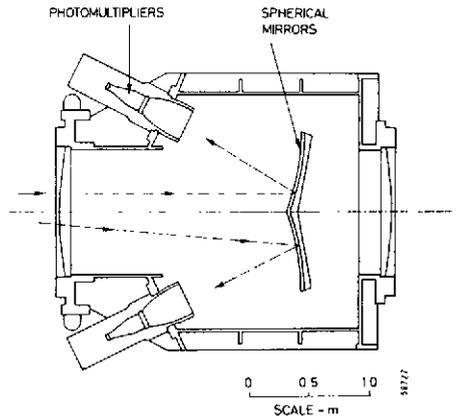


Fig. III.6 Exemple d'un compteur Cherenkov à seuil multicellulaire [30].

conséquent beaucoup moins intéressants à étudier pour illustrer la technique. Leur conception est toujours basée sur une segmentation du volume (fig. III.6 [30]), pour des raisons évidentes de collection de la lumière, et pour permettre la détection de plusieurs particules dans l'état final. De très nombreuses descriptions peuvent être trouvées dans les publications, de compteurs dont la surface a atteint jusqu'à 10 m^2 [31].

2.2 La séparation des noyaux en physique nucléaire

En physique nucléaire, l'identification des noyaux nécessite une mesure de leur masse et de leur charge Z_e .

La mesure de la charge est usuellement obtenue par la mesure de l'ionisation spécifique dE/dx dans une chambre à ionisation, ou par la mesure de la scintillation. Pour des ions relativistes (quelques GeV par nucléon) ces solutions sont inapplicables, en particulier la scintillation, à cause des effets de saturation à haut Z .

La mesure de la masse, par la mesure de l'impulsion (spectromètre magnétique) et de la vitesse, implique pour cette dernière une bonne résolution $\Delta\beta$ puisque les différences de masses sont faibles. Pour des ions relativistes de 1 à 2 GeV/u $\Delta\beta$ devrait être de l'ordre de 10^{-4} , une valeur inaccessible aux mesures de temps de vol. Pour ces raisons, les compteurs Cherenkov sensibles à β et Z^2 sont particulièrement attractifs.

La figure III.7 montre une très bonne application du compteur Fitch utilisé pour l'expérience HISS à Berkeley [32], qui permet l'identification de noyaux jusqu'à $Z = 26$.

L'intérêt de ce compteur pour cette application est de limiter l'acceptance à des noyaux pour lesquels $\beta > (n^2 - 1)^{-1/2}$, condition pour la réflexion totale interne, et de permettre une mesure de l'intensité de la radiation Cherenkov. Entre 1 et 2 GeV/nucléon ($0,88 < \beta < 0,95$), l'intensité de la lumière dépend principalement de Z^2 et peu de $\sin^2 \theta$, pour n proche de 1,5. Dans cette expérience deux compteurs en série sont utilisés pour améliorer la réjection. Le premier est en verre (BK7W, $n = 1,51$, $\beta_s = 0,8838$) et le second en quartz ($n = 1,46$, $\beta_s = 0,9401$) de 3 ou 6 mm d'épaisseur.

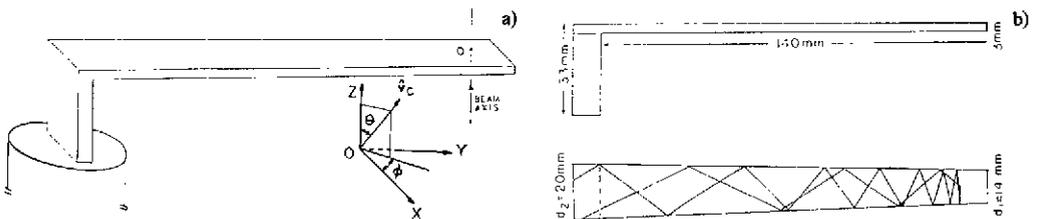


Fig. III.7 Diverses vues d'un compteur Cherenkov à réflexion totale utilisé pour la séparation des noyaux à Berkeley [30]. Les trajets de rayons optiques sont dessinés pour montrer l'effet de la forme tronconique du radiateur de quartz. L'épaisseur du radiateur est constante à $\pm 10 \mu\text{m}$ et l'angle avec les faces adjacentes est réalisé avec une grande précision ($90^\circ \pm 0,05^\circ$).

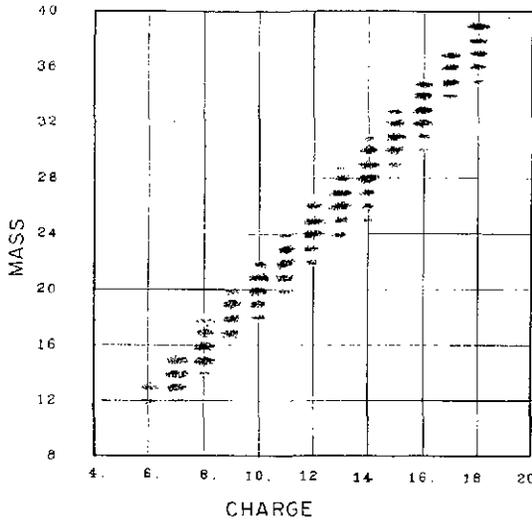


Fig. III.8 Distribution de la masse en fonction de la charge des noyaux, obtenue avec le compteur de la figure III.7. La résolution σ_m est 0,05 A/Z.

La figure III.8 montre le remarquable résultat qui a été obtenu. La résolution σ_m sur la mesure de la masse est $\sigma_m = 0,05 A/Z$ en unités de masse. Typiquement, avec 6 mm de quartz les auteurs ont obtenu $N_0 = 84 \text{ cm}^{-1}$ et une résolution $\sigma_\beta \approx 2 \times 10^{-4}$ à $\beta = 0,93$ et $Z = 26$.

3. LES COMPTEURS DIFFÉRENTIELS

Les compteurs différentiels ont été conçus et développés principalement par Meunier et al. Le lecteur intéressé par cette technique trouvera dans la revue de Litt et Meunier [11] tous les détails et références complémentaires intéressants. Les illustrations de ce chapitre sont extraites de cette publication.

Un compteur différentiel (voir fig. II.11b) est conçu pour sélectionner des particules dont la vitesse est comprise dans l'intervalle $\beta \pm (\Delta\beta/2)$. La radiation Cherenkov émise à l'angle θ est focalisée pour former dans le plan focal d'un miroir sphérique (focale: f) un anneau image de rayon $r = f \text{ tg } \theta$ dont la largeur est déterminée par les aberrations optiques et surtout chromatiques discutées au paragraphe 6 du chapitre II. La lumière est filtrée par un diaphragme circulaire, de rayon r et d'ouverture Δr , derrière lequel sont placés plusieurs photomultiplicateurs. Une logique électronique impose qu'un nombre fini de PM soient touchés simultanément pour rejeter le bruit de fond et optimiser la résolution:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\beta} d \left(\frac{1}{n \cos \theta} \right) = \text{tg } \theta \Delta\theta = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2}, \tag{III.5}$$

où $\Delta\theta$ est l'acceptance définie par l'ouverture du diaphragme.

La résolution est toujours meilleure pour de petits angles, choisis en faisant un compromis avec l'inefficacité de détection ϵ , puisque $\epsilon = \exp(-N_0 L \sin^2 \theta)$.

3.1 Compteurs différentiels à radiateur liquide ($\beta, < 2,2$) partiellement corrigés

Ces compteurs, utilisés uniquement pour la séparation des particules dans des faisceaux secondaires, sont connus comme compteurs DISC.

Ils permettent une sélection de la vitesse des particules avec une résolution $10^{-3} < \Delta\beta < 10^{-2}$, soit par une variation de l'indice (le liquide est interchangeable), soit par une variation de la distance focale obtenue par le déplacement d'une lentille prismatique annulaire, ou axicon (fig. III.9), qui compense partiellement la dispersion chromatique du radiateur (propriété de l'axicon). Le compteur [33] de la figure III.9 est équipé d'un miroir sphérique de 25 cm de distance focale. La lumière focalisée est filtrée par un diaphragme derrière lequel sont placés quatre PM.

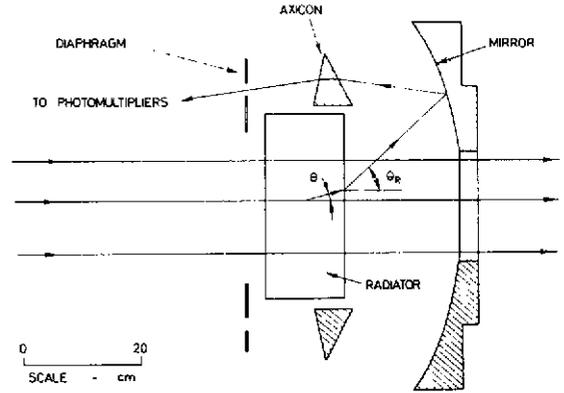


Fig. III.9 Optique d'un compteur différentiel achromatique à radiateur liquide construit au CERN [33].

Le rayon image est

$$r = f \operatorname{tg} \theta_{\text{ref}}$$

où l'angle θ_{ref} , l'angle Cherenkov après réfraction, est donné par

$$\sin \theta_{\text{ref}} = n \sin \theta . \tag{III.6}$$

Par conséquent,

$$\sin^2 \theta_{\text{ref}} = n^2 \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) .$$

En différentiant, on obtient

$$2 \sin \theta_{\text{ref}} \cos \theta_{\text{ref}} d\theta_{\text{ref}} = 2 \frac{d\beta}{\beta^3} ,$$

d'où la résolution:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\beta^2}{2} \sin 2\theta_{\text{ref}} \Delta\theta_{\text{ref}} , \tag{III.7}$$

où $\Delta\theta_{\text{ref}}$ est l'acceptance angulaire du diaphragme.

Les différents liquides qui ont été utilisés sont le pentane ($0,83 < \beta < 0,88$), l'eau ($0,85 < \beta < 0,94$) et le fluorocarbure FC75 ($0,91 < \beta < 0,97$), l'intervalle $\Delta\beta$ indiqué étant couvert par le déplacement de l'axicon.

L'acceptance $\Delta\theta_{\text{ref}}$ du compteur est choisie en ajustant le diaphragme d'ouverture variable. Pour $\Delta\theta_{\text{ref}} \approx 10$ mrad, la résolution en vitesse $\Delta\beta/\beta$ devient approximativement $4,4 \times 10^{-3}$ à $\beta = 0,984$ pour un radiateur de FC75 ($n = 1,28$). Cette valeur correspond à une séparation π -K limitée à $p = [m_2^2 - m_1^2]/2(\Delta\beta/\beta)^{1/2} = 5$ GeV/c ou 2,5 GeV/c pour 4,2 déviations standard (1% probabilité de mauvaise identification). La divergence angulaire du faisceau, lorsqu'elle domine la dispersion chromatique, détermine l'acceptance $\Delta\theta_{\text{ref}}$.

A basse énergie la diffusion multiple contribue à la résolution,

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \operatorname{tg} \theta \Delta\theta_{\text{dm}} = \frac{15n}{p} \sqrt{\frac{N}{N_0 X_0}}$$

(X_0 = longueur de radiation).

Des compteurs différentiels avec des radiateurs d'hydrogène liquide ($n = 1,11$) ou de deutérium liquide ($n = 1,13$) ont été réalisés [34].

3.2 Compteurs différentiels à radiateur gazeux

La séparation des particules à haute énergie implique des résolutions $\Delta\beta/\beta \ll 10^{-5}$ qui peuvent être atteintes avec des radiateurs gazeux. La diffusion multiple et la perte d'énergie sont généralement négligeables, de sorte que la principale contribution à l'erreur $\Delta\beta$ des compteurs différentiels gazeux est la dispersion chromatique du radiateur (chapitre II, § 6).

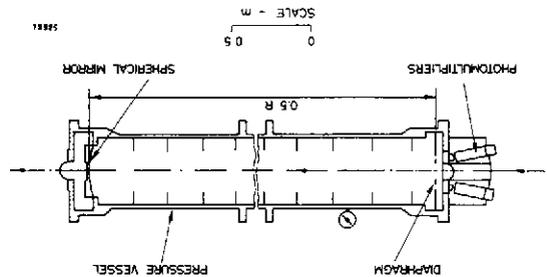
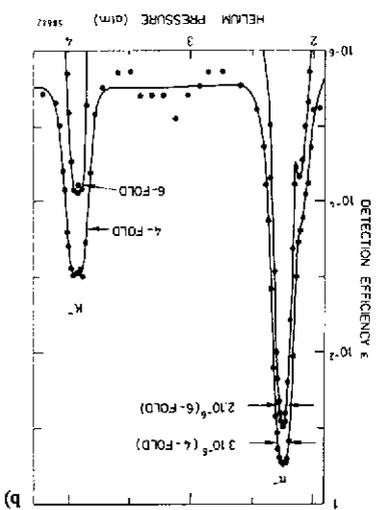


Fig. III.10 a) Un compteur différentiel à gaz (He) de 10 m de longueur réalisé à Serpoukhov. b) Courbes typiques de pression, obtenues dans un faisceau non séparé de 45 GeV/c, pour quatre ou six PM touchés en coïncidence.



La figure III.10a montre l'exemple d'un compteur [35] de 10 m de longueur fonctionnant avec de l'hélium à 2,2 bar ($\gamma_s = 83$ ou $\theta^{(e)} \approx 12$ mrad). Le compteur est équipé de six PM. Avec un facteur de mérite $N_0 \approx 150 \text{ cm}^{-1}$ le nombre moyen de photo-électrons détectés est $\bar{N} = N_0 L (\theta^{(e)})^2 = 21,6$ à $\gamma = \infty$.

Les courbes de pression obtenues dans un faisceau non séparé de 45 GeV/c, en imposant qu'au moins quatre et six PM soient touchés, sont montrées sur la figure III.10b. La largeur des courbes pour une sélection π ou K dépend du nombre N_{PM} imposé de PM touchés, mais la résolution en vitesse est uniquement définie par la pente de la courbe, qui est indépendante de N_{PM} .

L'efficacité de détection est une fonction de N_{PM} :

$$\epsilon_d = \left(1 - e^{-N/N_{PM}} \right)^{N_{PM}}$$

Pour $\bar{N} = 21,6$ et $N_{PM} = 4$ ou 6, $\epsilon_d = 0,982$ ou $0,847$ respectivement, en accord avec les résultats expérimentaux pour la détection des pions confirmant la valeur de N_0 .

La résolution $\Delta\beta/\beta$ attendue pour un compteur dominé par la dispersion Δn du radiateur est

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\theta}{\text{tg } \theta} \Delta\theta_{ch} = \theta \Delta\theta_{ch} \approx \frac{\Delta\theta_{ch}}{\gamma_s}$$

où [relation (I.31)]:

$$\Delta\theta_{ch} = \frac{n \text{ tg } \theta}{\Delta n} \approx \gamma_s \Delta n$$

Par conséquent,

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \approx \Delta n = \frac{d\beta}{dE} \Delta E$$

Pour l'hélium à 2,2 bar (sélection des π) et $2 < B < 6$ eV, dn (eV)/dE = $2,2 \times 5 \times 10^{-7} = 1,1 \times 10^{-6} \text{ eV}^{-1}$ (tableau II.3). L'erreur la plus probable attendue est

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta} \right)_{rms} = \sigma_n = \frac{dn \Delta E}{dE} = 1,3 \times 10^{-6}$$

pour une réponse uniforme des PM sur l'intervalle ΔE . Cette valeur est en accord avec celle obtenue expérimentalement en mesurant la pente de la variation de l'efficacité de détection avec la pression d'hélium (fig. III.10b).

L'impulsion maximum à laquelle on peut séparer des particules m_1 et m_2 avec n_σ déviations standard est donnée par la relation (II.30):

$$p_{m_1, m_2}^2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2 n_\sigma} \sqrt{N}$$

où N est le nombre de photo-électrons détectés. On calcule pour $n_\sigma = 4,2$ et $N = 4$ et 6 , $p = 202$ et 224 GeV/c respectivement pour la séparation π -K.

Des compteurs à gaz optiquement corrigés (achromatiques) de type DISC ont été développés pour les très hautes énergies et une faible divergence angulaire du faisceau, mais surtout pour la séparation des hypérons; par conséquent, dans des faisceaux où le spectre de masses est très large et l'acceptance en impulsion Δp plus élevée que celle utilisée pour les faisceaux classiques, afin d'en augmenter l'intensité.

L'exemple d'un tel compteur [36], fonctionnant dans un faisceau d'hypérons du CERN à 20 GeV/c, est montré à la figure III.11. La longueur du radiateur est de 30 cm seulement, puisque la vie moyenne du Σ^- , par exemple, est de 57 cm, à 20 GeV/c. Pour cette raison il est utilisé à 10 bar de SF₆ ($\theta = 120$ mrad, $\gamma_s = 8,35$, pour $n = 1 = 727 \times 10^6$ à 1 bar et 3,5 eV). Le système de correction optique est constitué par un triplet de lentilles en SiO₂ et NaCl, qui peut être déplacé suivant l'axe optique pour sélectionner la vitesse β entre 0,993 et 1. La résolution $\Delta\beta/\beta$ de ce compteur est d'environ 5×10^{-5} .

La variation du taux de comptage du compteur en fonction de la pression, montrée en figure III.12, prouve sa capacité à sélectionner des Σ^- et des Ξ^- dans un flux de π^- , respectivement 10⁴ et 10⁵ fois plus élevé.

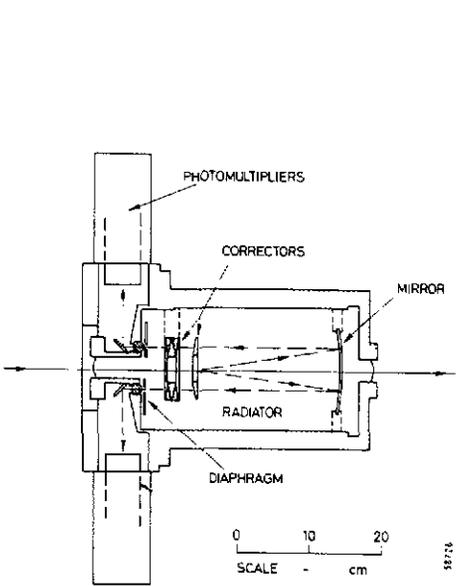


Fig. III.11 Un compteur DISC utilisé dans un faisceau d'hypérons de 20 GeV/c au CERN [36].

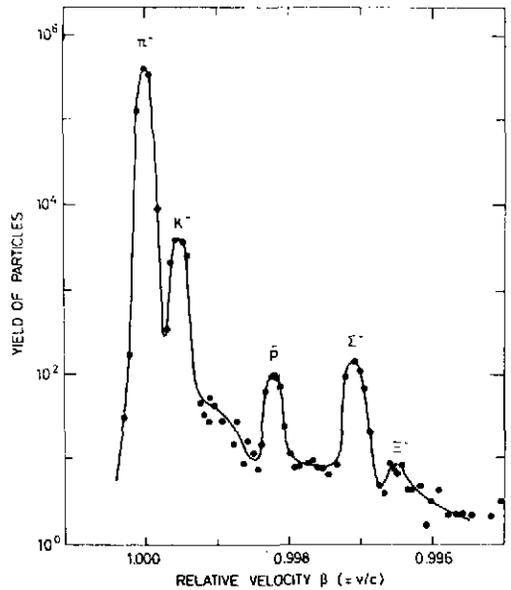


Fig. III.12 Courbe de pression obtenue avec le compteur DISC de la figure III.11.

L'exemple d'un compteur DISC, utilisé à très haute énergie [37] au CERN et au FNAL, est montré à la figure III.13. Le radiateur, de 5 m de longueur, est rempli d'hélium à 3 bar [$\gamma_s = 40,8$, $(\theta)^{(so)} = 24,5$ mrad].

La résolution du compteur, limitée par l'acceptance de la fente ($\Delta r = 0,1$ mm), est donnée par

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \text{tg } \theta \Delta\theta \cong \theta \frac{\Delta r}{f} \cong 5 \times 10^{-7} \cong \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p^2 n_\sigma}$$

Elle permet la séparation π -K avec $n_\sigma = 4,2$ jusqu'à 230 GeV/c, mais la divergence du faisceau est limitée à 20 μ rad, restreignant sévèrement l'emploi de tels compteurs.

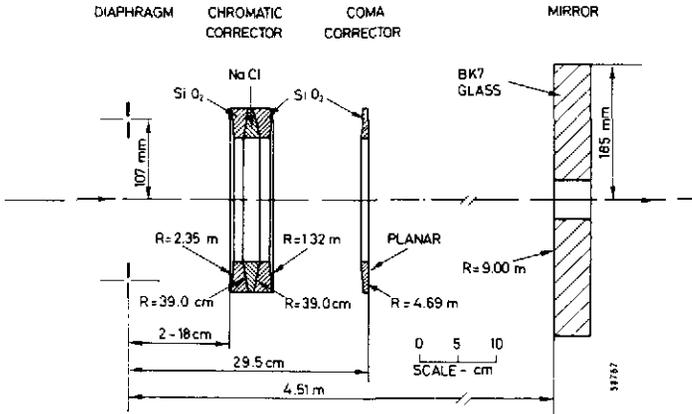


Fig. III.13 Optique d'un compteur DISC à gaz utilisé dans des faisceaux de quelques centaines de GeV/c au FNAL et au CERN [37].

Nous verrons dans le chapitre IV que les compteurs RICH permettent d'obtenir d'aussi bons résultats, avec une meilleure efficacité de détection, pour une très large acceptation dans l'espace de phase.

CHAPITRE IV : LES DÉTECTEURS RICH

Les détecteurs RICH^{*} se développent depuis environ 10 années, principalement pour l'identification des hadrons en physique des hautes énergies.

La technique a été utilisée pour des expériences au FNAL [15] et au CERN [38]. Elle est proposée pour de nombreuses expériences et trouve actuellement une application spectaculaire avec les expériences DELPHI (Detector for Electron-Lepton-Photon-Hadron Identification) au LEP (CERN) et SLD (Stanford Linear Detector) au SLAC (Stanford).

Les bases de la technique, la théorie élémentaire de la formation en image de la radiation Cherenkov et l'étude des erreurs avec lesquelles l'angle Cherenkov peut être reconstruit, ont été discutées dans le chapitre II. Leur connaissance est implicite pour cette dernière partie.

1. LES PHOTODÉTECTEURS

La technique RICH utilise des photodétecteurs dans l'UV, conçus pour obtenir une localisation bi- (ou tri-) dimensionnelle des photons avec une *résolution* et une *granularité* suffisantes pour ne pas dominer les autres sources d'erreur, et supporter un taux de comptage approprié aux conditions expérimentales.

A cause du principe même de la méthode, le photodétecteur est séparé du milieu radiatif (radiateurs gazeux) ou transmissif (radiateurs solides ou liquides minces) par une fenêtre transparente aux UV (quartz fondu, cristaux de CaF₂, MgF₂, NaF) dans l'intervalle d'énergie des photons compris entre E₁ (seuil de la photo-ionisation) et E₂ (limite supérieure de la transmission UV) dans lequel il est sensible.

La détection d'un photon est obtenue par sa conversion en électron dans le milieu gazeux du photodétecteur, qui *peut être* choisi pour que sa transparence détermine la limite supérieure E₂ de la photo-ionisation, limitant ainsi les aberrations chromatiques (voir § 6 du chapitre II). Le gaz utilisé doit être également choisi pour permettre une *multiplication du photo-électron primaire* par le développement d'une *avalanche d'électrons* dans le gaz au moyen de chambres multifils (CPM) ou à plaques parallèles

*) Le premier sigle, CRID (pour Cherenkov Ring Imaging Detector), donné par les auteurs de la technique a été gardé par le groupe qui construit le SLD à Stanford.

multi-étages (MSAC: MultiStep Avalanche Chamber, ou PPAC: Parallel-Plate Avalanche Chamber) pour en assurer efficacement la détection puis la reconstruction.

Les photodétecteurs fonctionnent généralement à la pression atmosphérique, condition nécessaire pour couvrir de grandes surfaces de détection avec des fenêtres qui, à l'exception du quartz fondu, sont fragiles.

1.1 Les convertisseurs

Comme convertisseur photon \rightarrow électron dans l'UV, on peut utiliser soit l'effet photo-électrique sur des photocathodes solides, soit, pour la génération actuelle des photodétecteurs, la *photo-ionisation* de vapeurs organiques.

Le tableau IV.1 donne la liste des convertisseurs les plus connus avec leurs caractéristiques essentielles.

Tableau IV.1
Les principaux convertisseurs connus et leurs propriétés physiques

Molécule	Formule	T_{fus} (°C)	T_{eb} (°C)	E_1 (eV)	P_0 à 300 K (Torr)	$\Delta H/R$ (K)	σ_a (Mb)	$\epsilon_0(E)$		Fenêtre	État
								E (eV)	ϵ_0		
Iodure de césium	CsI			7,5	$< 10^{-5}$		300 ^{a)}	7	$\leq 0,05$	CaF ₂	Solide, stable dans l'air
TMBI	C ₂ [(CH ₂ (CH ₂))N] ₄			5,41	inc.			7	0,50	Quartz fondu	
Éthanol	C ₂ H ₅ OH	-117,3	78,5	10,4	47	5564	inc.	11,5	0,23	LiF ou MgF ₂	Liquide
Acétone	CH ₃ (CO)CH ₃	-93,4	56,2	9,69	250,7	3743	inc.	11	0,23	"	"
Benzène	C ₆ H ₆	5,5	80,1	9,24	101,8	4219	16	10,5	0,50	"	"
TEA	(C ₂ H ₅) ₃ N		88,5	7,5	73,2	4299	9,7	8,2	$\approx 0,33$	CaF ₂	
TMAE	C ₂ [(CH ₃) ₂ N] ₄	-4	177	5,36	0,50	6372	38	6,5 8,3	0,32 0,51	Quartz fondu	
DMA	(CH ₃) ₂ NH	-92	6,9	8,3			inc.	9,2	0,20	CaF ₂	Gazeux à NTP
TMA	(CH ₃) ₃ N	-117	2,9	7,9			3	8,6	0,27	CaF ₂ ou MgF ₂	

a) t_a en angströms.

Notes: TMBI = tétraméthyl-bimidazol-dinylidène; TEA = triéthyl amine; TMAE = tetrakis-diméthyl amino-éthylène; DMA = diméthyl aminé; TMA = triméthyl amine.

T_{fus} et T_{eb} = températures de fusion et d'ébullition resp.; E_1 = potentiel d'ionisation; p (Torr) = $p_0 \exp[(\Delta H/R)(1/300) - (1/T)]$.

Inc. = valeur inconnue.

1.1.1 Les photocathodes

Les efficacités quantiques des photocathodes solides semi-transparentes ou réfléchives (fig. IV.1) de pentacène ($E_1 = 6,7$ eV) ou d'iodure de césium CsI ($E_1 = 7,5$ eV) sont élevées dans le vide [ϵ_0 (CsI) $\approx 0,5$ pour $8 < E < 9$ eV] [39], mais n'atteignent que quelques pour cent lorsqu'elles sont dans un gaz à pression atmosphérique [40]. Elles ne sont pas compétitives avec la photo-ionisation dans les gaz.

Cependant, de nouveaux développements sur des photocathodes liquides (ou solides) condensées de type réfléchif ont été entrepris [41] qui permettent d'espérer de nouvelles possibilités d'utilisation si elles sont confirmées.

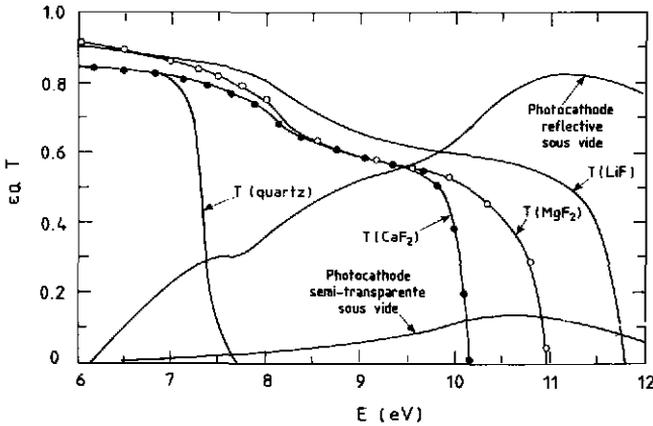


Fig. IV.1 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du photon d'une photocathode de CsI, reflective ou semi-transparente dans le vide [39], comparée à la transmission de fenêtres en quartz, CaF₂, MgF₂ et LiF.

1.1.2 La photo-ionisation dans les gaz

La photo-ionisation d'un atome libre ou d'une molécule,



est obtenue en mélangeant, à la pression partielle p , une vapeur organique (ou un gaz) photosensible au gaz choisi pour l'amplification par avalanche électronique. Ce gaz, dit porteur, est généralement du CH₄ ou un mélange CH₄ + C₂H₆, CH₄ + iC₄H₁₀, CH₄ + He, ...

Lorsque l'agent organique photosensible est liquide à la pression atmosphérique, la saturation du gaz porteur à la pression de vapeur saturante p est effectuée par bullage du gaz porteur dans le liquide. La température du bulleur T_b (à laquelle le liquide doit être maintenu) est fixée par sa dépendance de p , donnée par la relation de Clausius-Clapeyron:

$$p = p_0 \exp \left[\frac{\Delta H}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_b} \right) \right], \tag{IV.1}$$

où ΔH (J · mole⁻¹) est la chaleur de vaporisation (à pression constante) du liquide, R est la constante des gaz parfaits (= 8,3143 J · mole⁻¹ · K⁻¹) et $T_0 = 300$ K.

Le tableau IV.1 donne, pour chacune des molécules inventoriées, le seuil d'ionisation E_1 , la pression de vapeur saturante p_0 à $T_b = 300$ K, $\Delta H/R$, et la section efficace moyenne de photo-absorption σ sur l'intervalle E_2-E_1 , qui détermine le libre parcours moyen des photons par la relation de définition,

$$\ell_{ph} = \frac{1}{n\sigma}, \tag{IV.2}$$

où n est la densité moléculaire du gaz. Pour un gaz parfait, $n = p/KT$ ($K =$ constante de Boltzmann = 1,036 mm · Torr · Mb · K⁻¹), d'où

$$\ell_{ph} \text{ (mm)} = \frac{1,036T \text{ (K)}}{p \text{ (Torr)} \sigma \text{ (Mb)}}.$$

Une molécule dont le seuil de photo-ionisation E_1 est bas permet une réduction des aberrations chromatiques dues à la dispersion de l'indice de réfraction (§ 6 du chapitre II), et augmente le choix des radiateurs transparents; d'autre part, lorsqu'il est possible d'utiliser du quartz ($E_2 = 7,8$ à 8 eV) pour les fenêtres au lieu de cristaux de CaF₂ ou MgF₂, le coût de la construction est réduit.

Pour absorber 95% de la radiation Cherenkov, il faut que l'épaisseur du photodétecteur soit supérieure à $3\ell_{ph}$. Si, d'autre part, ℓ_{ph} est grand et l'incidence des photons importante, il en résulte une erreur de

Fig. IV.2 Illustration de l'effet de parallaxe lorsqu'un photon pénètre avec une grande incidence θ dans le volume de conversion et que son parcours dans le gaz photosensible avant conversion est largement dispersé (ΔR correspond à la variation apparente du rayon image).

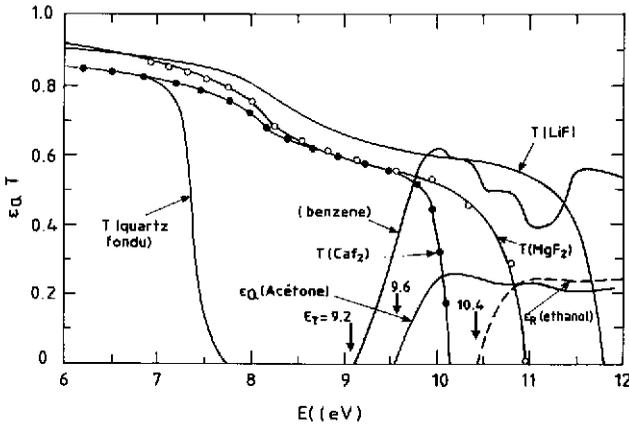
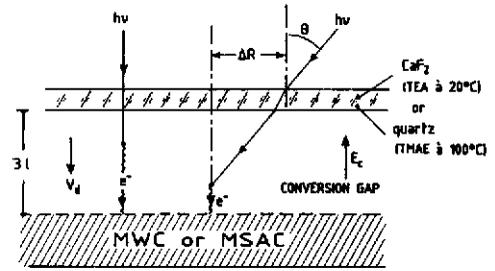


Fig. IV.3 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du photon du benzène, de l'acétone et de l'éthanol, comparée à la transmission des cristaux habituellement utilisés pour les fenêtres.

parallaxe (fig. IV.2) qui peut dominer toutes les autres sources d'erreur. Pour être corrigée, cette erreur nécessite une mesure de la profondeur du point de conversion du photon (reconstruction tridimensionnelle), qui complique l'instrumentation.

Si v_d est la vitesse de migration (ou dérive) des électrons dans le gaz du volume de conversion, le rapport $3l_{ph}/v_d$ détermine la dispersion maximum du temps de collection des photo-électrons et, par conséquent, le pouvoir de séparation d'événements successifs dans le temps. Ce paramètre peut être déterminant pour le choix d'une molécule lorsqu'un détecteur RICH doit être utilisé dans un environnement à haut taux d'interactions.

Pour toutes les raisons qui viennent d'être discutées, il y a toujours une recherche de molécules non électro-négatives avec un faible seuil d'ionisation, une haute efficacité quantique et une pression de vapeur saturante élevée.

Le benzène, l'acétone et l'éthanol (fig. IV.3) ont des pressions partielles élevées, mais leur seuil d'ionisation est respectivement à 9,2, 9,8 et 10,4 eV, ce qui nécessite des fenêtres de LiF et de MgF₂, très coûteuses, fragiles et, pour le LiF, hygroscopiques. D'autre part, peu de gaz sont utilisables comme milieu radiatif, et seuls l'argon et l'hélium peuvent être employés comme gaz porteur, déterminant des conditions expérimentales difficiles pour la stabilité de fonctionnement des détecteurs et l'efficacité de détection.

Le benzène ($\bar{\epsilon}_Q \approx 0,5$) fut la première molécule testée [14, 42].

La triméthyle amine (TMA) et la diméthyle amine (DMA) sont gazeux dans les conditions normales de température et pression. Leur seuil E_I est (fig. IV.4) respectivement de 8,1 et 8,4 eV, supérieur à l'énergie de coupure du quartz (7,8 à 8 eV). Seul le TMA est utilisable avec du CH₄ comme gaz porteur, et permet d'obtenir de très bonnes conditions d'opération des détecteurs (§ 1.2.1). L'efficacité quantique maximum ainsi obtenue est modeste [$(\epsilon_Q)_{max} = 0,28$] et la faible acceptation en énergie ($\Delta E \approx 0,5$ eV, largeur totale à mi-hauteur du spectre) limite les aberrations chromatiques et le facteur de mérite propre $N_0 = 370 \int_{E_1}^{E_2} \epsilon_Q dE$ à 54 cm^{-1} [25].

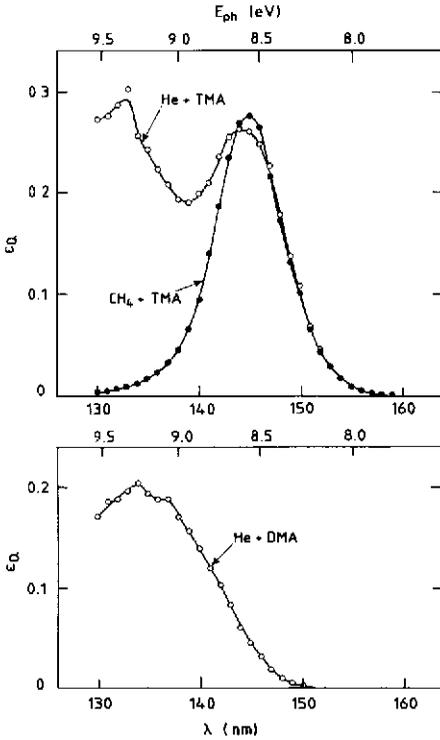


Fig. IV.4 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du TMA et du DMA lorsque l'He ou le CH₄ est utilisé comme gaz porteur.

Comme le souligne le tableau IV.1, le TEA et surtout le TMAE sont les molécules organiques actuellement les plus intéressantes, et par conséquent les plus utilisées, en raison de leur efficacité quantique élevée.

1.1.2.1 Le TEA

Le TEA a un seuil d'ionisation de 7,5 eV (fig. IV.5) et nécessite par conséquent des fenêtres de CaF₂. Les radiateurs possibles (fig. IV.6) sont gazeux (Ar, He, Ne, CF₄, C₂F₆) ou solides (CaF₂, NaF) pour des incidences obliques des particules.

Le grand intérêt du TEA est sa tension de vapeur élevée [43]. Suivant la relation (IV.1) et les paramètres du tableau IV.1, la pression de vapeur saturante est de 55 Torr à 20 °C ($p_0 = 73,2$ Torr à 300 K). La section efficace de photo-absorption [44] est montrée en fonction de l'énergie à la figure IV.7. Elle est en moyenne de 9,7 Mb dans l'acceptance en énergie des photons lorsque le CH₄ est utilisé comme gaz porteur, assurant un libre parcours moyen des photons de 0,56 mm à 20 °C. Pour ces conditions, $v_d \cong 10 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ et le rapport $3l_{ph}/v_d$ (la dispersion maximum du temps de collection des photo-électrons) qui est obtenu est inférieur à 20 ns. Le TEA permet donc le fonctionnement de photodétecteurs rapides à la température ambiante, *caractéristique qui est très importante*.

La variation de l'efficacité quantique, qui est montrée à la figure IV.5, a été obtenue par deux mesures indépendantes [45, 55], mais infirmée par deux autres mesures [46, 47] qui prédisent respectivement $\epsilon_Q = 0,43$ à 8,2 eV et 0,47 à 8,45 eV. Les trois premières mesures ont été effectuées classiquement, au moyen de monochromateurs auxquels ont été couplés des chambres à ionisation, la calibration du flux de lumière avec l'énergie étant obtenue par la mesure d'une substance organique dont la variation $\epsilon_Q(E)$ est connue. Ces mesures ont été normalisées respectivement au benzène (et cis-2-butane), au TMAE, et au NO. La quatrième mesure [47] a été faite par des chimistes, à une seule énergie, par actinométrie.

Les tests effectués avec des détecteurs RICH [48] déterminent, par comptage du nombre de photons détectés, le facteur de mérite N_0 expérimental et par conséquent, *a posteriori*, un facteur de normalisation de l'efficacité quantique relative pour optimiser les résultats expérimentaux à la valeur calculée N_0 . Les analyses publiées ont généralement été interprétées comme étant compatibles avec une efficacité quantique maximum à 8,1 eV de 0,4 à 0,45. Toutefois, ces mesures sont délicates, l'efficacité de détection des

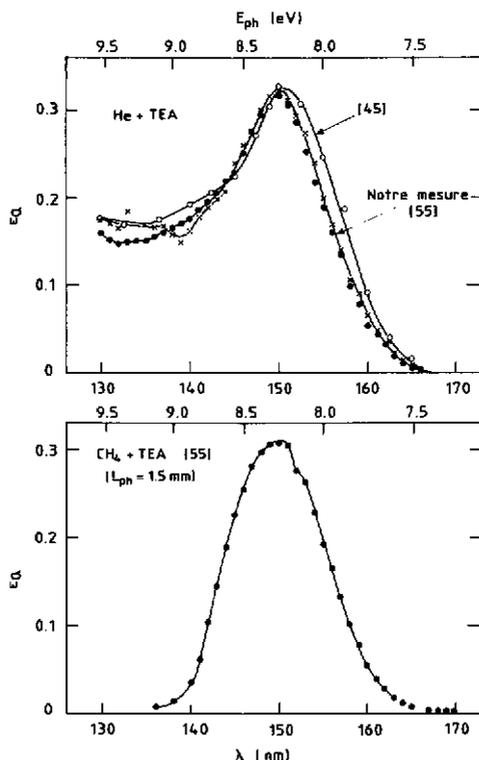


Fig. IV.5 Variation de l'efficacité quantique avec l'énergie du photon du TEA lorsque l'He ou le CH_4 est utilisé comme gaz porteur selon les mesures des réf. [14] et [45].

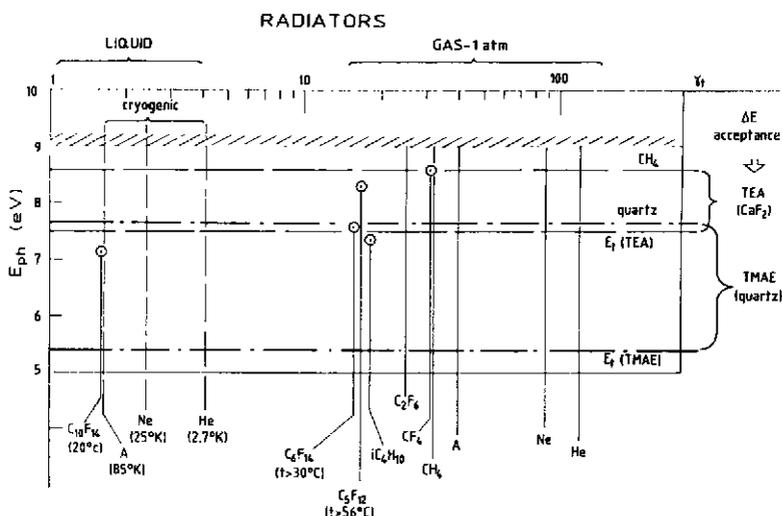


Fig. IV.6 Radiateurs liquides et gazeux utilisables avec le TEA et le TMAE, lorsque le facteur de Lorentz au seuil γ_s est fixé.

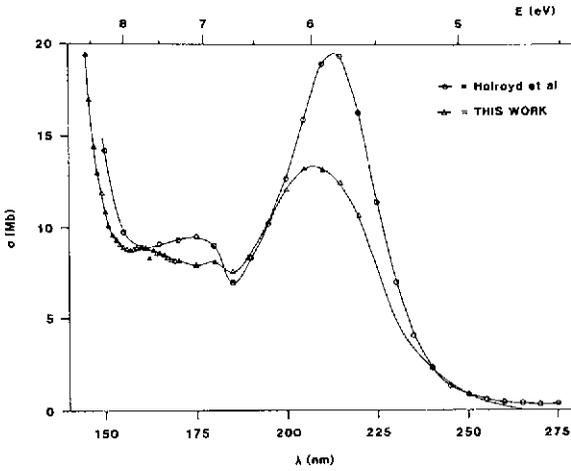


Fig. IV.7 Variation de la section efficace totale pour l'absorption des photons dans le TEA en fonction de l'énergie du photon.

photo-électrons souvent mal connue, et les corrections de transmission importantes. De nouveaux tests sont prévus pour clarifier la situation expérimentale.

Le N_0 qui peut être obtenu pour la variation $\epsilon_Q(E)$ montrée à la figure IV.5 est $370 \int_{7,5}^9 \epsilon_Q(E) dE$, soit $84,5 \text{ cm}^{-1}$. Avec un bon miroir (réflectivité 0,8 à 8 eV) et un radiateur transparent il est ainsi possible d'obtenir $N_0 \approx 65 \text{ cm}^{-1}$.

Un inconvénient important du TEA est la sensibilité du facteur de mérite N_0 à la transparence des milieux radiatifs ou transmissifs, fortement dépendante des vapeurs de H_2O et surtout de O_2 . En effet, la variation de la section efficace de photo-absorption de l' O_2 [49] est de l'ordre de 10 Mb sur l'intervalle d'acceptance du TEA mélangé au CH_4 (fig. IV.8).

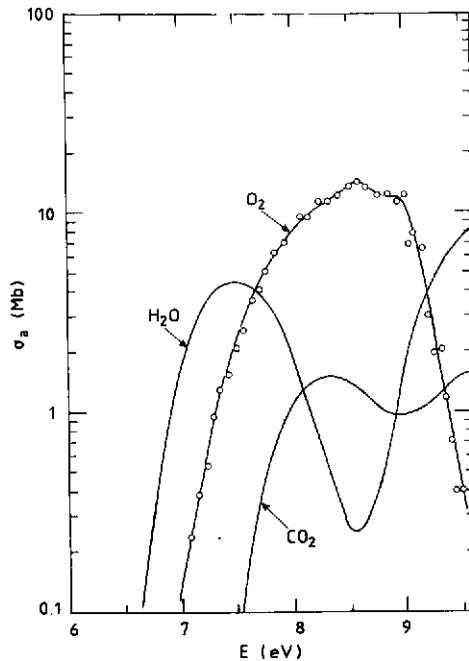


Fig. IV.8 Variation de la section efficace totale pour l'absorption des photons en fonction de l'énergie pour O_2 , H_2O et CO_2 .

Pour 1 m de parcours dans un radiateur contenant 10 ppm d'O₂, le libre parcours moyen des photons [relation (IV.3)] à 20 °C est d'environ 4 m, soit une transmission $T = e^{-\ell/\ell_0} = e^{-1/4} = 0,78$. Pour cette raison le TEA exige une grande pureté des gaz employés comme radiateur et des enceintes métalliques dégazées.

1.1.2.2 Le TMAE

Le TMAE a un seuil d'ionisation à 5,5 eV, le plus faible connu, et une efficacité quantique ϵ_Q élevée [50] (fig. IV.9). C'est le seul agent photo-ionisable inventorié permettant l'emploi, pour les fenêtres, du quartz fondu, matériau résistant et bon marché, et un grand choix de radiateurs solides, liquides et gazeux (fig. IV.6). De plus, le TMAE permet l'utilisation de CH₄, C₂H₆ et iC₄H₁₀ comme gaz porteur; ce dernier, limitant l'acceptance en énergie des photons à 7,4 eV, améliore la stabilité de fonctionnement des détecteurs (§ 1.2.1).

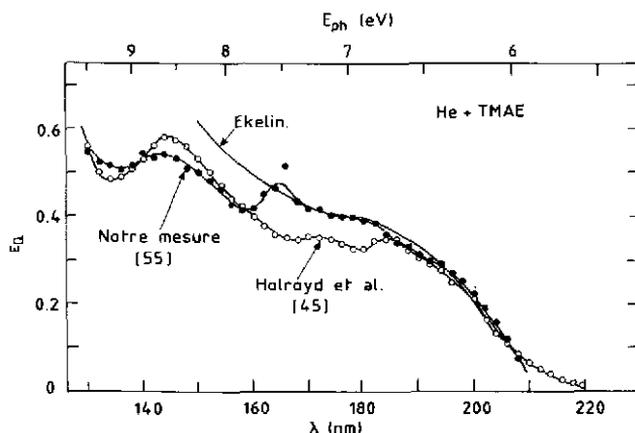


Fig. IV.9 Variation de l'efficacité quantique du TMAE avec l'énergie du photon suivant les mesures des réf. [45] et [55]. La mesure de la réf. [55] est une mesure relative, normalisée à 190 nm, ainsi que celle de Ekelin [Thèse, Royal Institute of Technology, Stockholm (1981)].

Contrairement à ce qui a été discuté pour le TEA, il n'existe qu'une seule mesure en valeur absolue de $\epsilon_Q(E)$ [45]. La mesure de la réf. [55] est une mesure relative normalisée à la précédente à 6,5 eV. L'accord obtenu sur l'ensemble du spectre est bon. Ces mesures sont en outre compatibles avec la détermination du N_0 de compteurs RICH (voir par exemple la réf. [26]).

L'inconvénient du TMAE est sa faible tension de vapeur [43]. En effet, en utilisant la relation (IV.1) avec les paramètres du tableau IV.1 ($p_0 = 0,50$ Torr à 300 K, $\Delta H/R = 6372$), on obtient $p = 0,30$ Torr à 20 °C.

Le libre parcours moyen des photons peut s'exprimer, en partant des relations (IV.2) et (IV.3) pour une énergie fixée E , par l'équation,

$$\ell_{ph} = \ell_0 \exp \left[- \frac{\Delta H}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (IV.4)$$

où

$$\ell_0 = \frac{KT}{p_0 \sigma(E)}.$$

La validité de cette relation a été vérifiée expérimentalement, à 6,2 eV, jusqu'à 90 °C [26], indiquant qu'il n'y a aucune dissociation moléculaire du TMAE. Les auteurs ont trouvé $\ell_0 = 18,9$ mm, avec cependant une valeur de $\Delta H/R = 5614$, très différente de celle indiquée précédemment. La figure IV.10 montre la variation de $\mu = 1/\ell_{ph}$ (coefficient d'absorption) en fonction de l'énergie, pour trois températures (28, 50, 80 °C) renormalisées à 6,2 eV suivant la relation (IV.4) pour $T = 300$ K [26], et comparées à la mesure de la référence [45]. Le bon accord qui est observé semble indiquer que le TMAE utilisé dans les diverses mesures n'est jamais pur, malgré les cycles de purification auxquels on le soumet avant utilisation. Les impuretés contenues dans le TMAE sont très volatiles, et augmentent sa pression partielle apparente, mais seraient peu

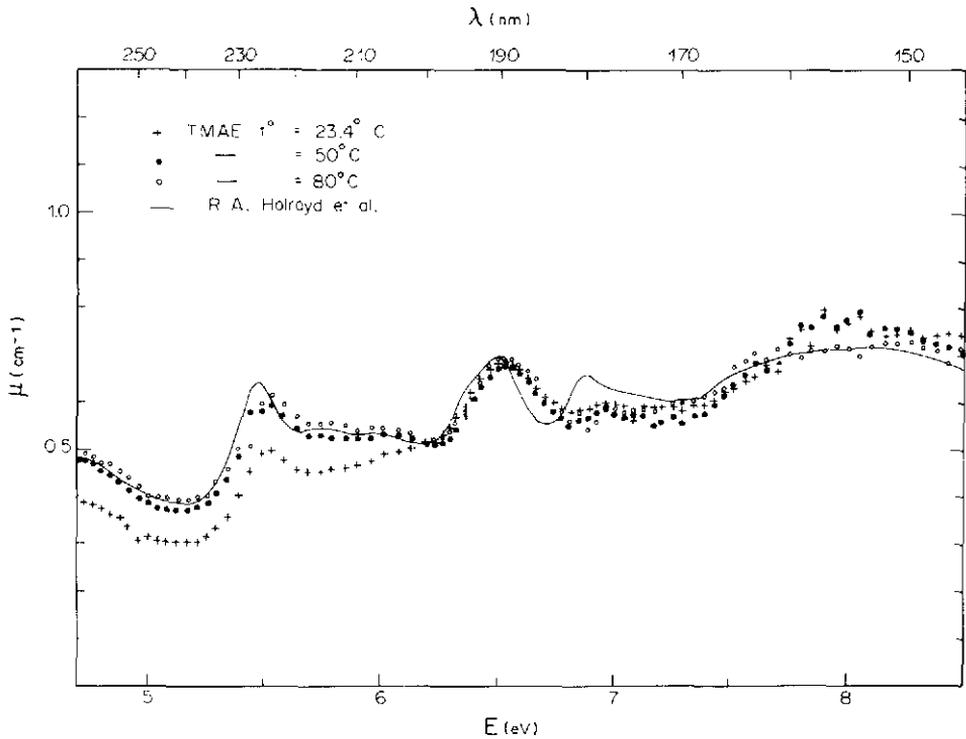


Fig. IV.10 Variation du coefficient d'absorption du TMAE $\mu = 1/l_{pn}$ (cm^{-1}) avec l'énergie du photon, pour une température du bulleur de 23, 50 et 80 °C, normalisé à $T = 300$ K.

photo-absorptives. Pour cette raison, il est difficile d'extraire des mesures une valeur précise de la section efficace $\sigma(E)$. Sa valeur moyenne entre 5,5 et 7,5 eV est d'environ 38 Mb.

Pour obtenir une dispersion du temps de collection des photo-électrons équivalente à celle obtenue avec le TEA à 20 °C dans le CH_4 , le bulleur de TMAE devrait être maintenu à 100 °C et le détecteur à une valeur supérieure pour éviter la condensation du TMAE. De telles conditions rendent évidemment la construction du détecteur très difficile pour contrôler les effets de la dilatation thermique.

Par comparaison avec le TEA, les détecteurs qui utilisent le TMAE sont par contre peu sensibles à la contamination des radiateurs en O_2 , mais le sont davantage à la vapeur d'eau (fig. IV.8). Un autre désavantage majeur du TMAE est sa très grande réactivité chimique avec l' O_2 , qui nécessite sa manipulation en atmosphère inerte et un très bon rinçage des détecteurs de façon que le taux d' O_2 soit de l'ordre de 1 ppm.

Il existe deux qualités de quartz fondu, le Tetrasil SEH et le Tetrasil B, pour lesquels l'énergie maximum transmise des photons est respectivement de 7,8 eV et 8,05 eV. Ils permettent, avec un bon miroir (réflectivité = 0,90) et un radiateur gazeux transparent, d'obtenir respectivement des valeurs de N_0 de 150 cm^{-1} et de 105 cm^{-1} .

1.1.2.3 TEA ou TMAE: importance du choix pour la séparation des particules

Le tableau IV.2 permet de faire une comparaison de la limite supérieure en impulsion qui peut être atteinte avec du TEA et du TMAE, ce dernier dans diverses conditions expérimentales, en supposant que les aberrations chromatiques soient dominantes. Dans les deux exemples donnés, la dispersion chromatique qui est utilisée correspond à une valeur moyenne pour les gaz les moins dispersifs [He , Ne , CF_4 , C_2F_6 (voir § 6.1 du chapitre II)], sans tenir compte des valeurs du CF_4 qui doivent être confirmées.

La conclusion importante qui apparaît dans le tableau est que, pour un radiateur donné, l'impulsion limite est indépendante du choix. Par contre le nombre de photo-électrons détectés avec le TMAE et le

Tableau IV.2
 Limites de la séparation π -K avec TEA et TMAE,
 déterminées uniquement par les aberrations chromatiques

Convertisseur	TEA	TMAE		
		Quartz Tetrasil		
Fenêtre	CaF ₂	SEH	B	
Gaz porteur	CH ₄	CH ₄ ou CH ₄ + C ₂ H ₆	CH ₄ + C ₄ H ₁₀	
E ₁ - E ₂ (eV)	7,5-9	5,5-8,05	5,5-7,8	5,5-7,4
ΔE^a (eV)	0,7	1,6	1,3	0,9
N ₀ (cm ⁻¹)	65	150	105	60
1 ^{er} exemple: radiateur CF ₄ ($\gamma_s = 32$); L = 1 m				
$[(\sigma_\theta)_{ch}/\theta] \times 10^3$ (eV ⁻¹)	~ 4,7	3,4	3,4	3,4
$(\sigma_\theta)_{ch}$ (μ rad)	103	170	138	96
K _c ^b $\times 10^6$	1,28	1,39	1,35	1,29
(p _{lim}) π,K ^c (GeV/c)	144	138	140	143
N ^d	6,3	14,6	10,2	5,9
s ^e (μ m)	360	590	480	330
2 ^e exemple: radiateur CF ₄ + He ($\gamma_s = 50$); L = 4 m				
$(\sigma_\theta)_{ch}$ (μ rad)	65,8	109	88,4	61,2
K _c ^b $\times 10^6$	0,41	0,45	0,43	0,39
(p _{lim}) π,K ^c (GeV/c)	255	243	249	261
N ^d	10,4	24	16,8	9,6
s ^e (μ m)	0,91	1,51	1,22	0,85

- a) Acceptance ΔE définie par la largeur à mi-hauteur de $\epsilon_Q(E)$ entre E₁, seuil de l'ionisation, et E₂, coupure de la fenêtre ou du gaz porteur.
 b) $K_c = [n(\sigma_\theta)_{ch}]/\sqrt{N_0 L}$.
 c) $p_{lim} = (m_K^2 - m_e^2/2 n_\sigma K_c)$. Ces valeurs sont obtenues avec $n_\sigma = 4,2$.
 d) $N = N_0 L/\gamma_s^2$ (nombre de photoélectrons).
 e) $s = \sqrt{12}(\sigma_\theta)_{ch} L$ (dimension d'une cellule de mesure).

quartz Tetrasil SEH est deux fois plus élevé qu'avec le TEA, et le gain sur la dimension de la cellule de mesure est dans le rapport 1,61, et donc 2,6 sur le nombre de cellules.

Ces résultats soulignent l'intérêt de la recherche de nouvelles molécules photosensibles, avec un faible seuil d'ionisation et une tension de vapeur élevée; en effet, un nombre plus grand de photo-électrons clarifie l'identification des images; d'autre part, l'augmentation de la dimension de la cellule de mesure facilite la construction et diminue les coûts de l'électronique.

1.2 La détection des photo-électrons

Il y a deux approches expérimentales pour la détection des photo-électrons.

Historiquement, la première démarche fut, suivant les travaux de Charpak et Sauli, la recherche de hauts gains ($g > 10^6$) dans le développement des avalanches d'électrons au moyen de détecteurs multi-étages (MSAC) [51]. Le principe de ces détecteurs^{*)}, constitués d'un étage de préamplification PA ($g \approx 10^3$) et de

*) Pour plus de détails, le lecteur peut se référer au cours de F. Sauli dans ce même ouvrage.

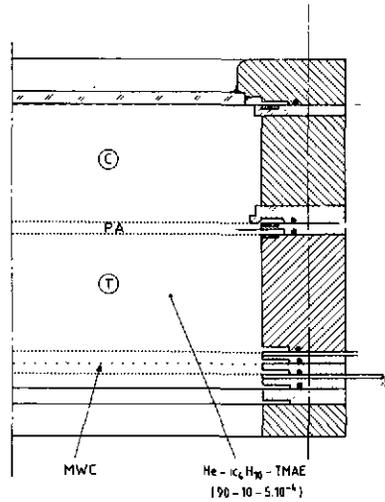


Fig. IV.11 Constitution d'une chambre multi-étages (MSAC) utilisée comme photodétecteur: C est l'étage de conversion des photons, PA l'étage de préamplification ($g = 10^3$), T l'étage de transfert et MWC est une chambre multifils classique.

transfert T, suivi par une chambre proportionnelle multifils (CPM) est montré à la figure IV.11. La méthode facilite la détection du signal induit sur le fil touché et les cathodes de la CPM, dû au mouvement des ions positifs créés dans l'avalanche autour du fil, en utilisant des circuits électroniques d'amplification et de discrimination relativement usuels. Cependant, la construction de ce type de détecteur est assez complexe et son utilisation délicate pour de grandes surfaces.

Ultérieurement il fut prouvé qu'un simple étage de CPM utilisant du CH_4 avec du TEA ou du $\text{CH}_4 + i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (ou C_2H_6) avec du TMAE était pleinement efficace pour détecter des photo-électrons isolés avec une électronique associée à relativement bas bruit [52].

En effet, lorsque la chambre fonctionne dans la région proportionnelle (E/p faible: $E =$ champ électrique, $p =$ pression de gaz), la probabilité d'obtenir, pour un électron initial, n électrons dans l'avalanche est:

$$P(n, \bar{n}) = \frac{1}{\bar{n}} e^{-n/\bar{n}}, \tag{IV.5}$$

où \bar{n} est la multiplicité moyenne. Lorsque E/p augmente, on observe le développement d'un pic (fig. IV.12). La probabilité $P(n)$ est alors décrite par une distribution de Polya:

$$P(n, \bar{n}) = \frac{m}{\bar{n}} \frac{\Gamma(m)}{\Gamma(m-n)} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^{m-1} \exp\left(-m \frac{n}{\bar{n}}\right), \tag{IV.6}$$

où m est un paramètre, fonction du gaz et du gain, compris entre 1 et 2, dont la variance diminue plus ou moins rapidement suivant le gaz. Pour $m = 1$, la probabilité (IV.6) est purement exponentielle et identique à (IV.5). La position du pic par rapport au seuil électronique de détection et la variance déterminent l'efficacité de détection.

Le méthane (CH_4), pur ou mélangé à d'autres hydrocarbures comme l'éthane (C_2H_6) et surtout l'isobutane ($i\text{C}_4\text{H}_{10}$), est très bon pour le comptage d'un photo-électron comparé à l'argon ou à l'hélium.

Le facteur m de la distribution (IV.6) dépend de la multiplicité dans les premières collisions de l'avalanche. Dans un étage de préamplification à plaques parallèles le champ électrique est constant. Par conséquent, l'énergie moyenne acquise par les électrons entre les collisions est, en première approximation, constante sur la longueur de l'avalanche. Dans une CPM, au contraire, le gradient du champ électrique varie plutôt exponentiellement dans la région du développement de l'avalanche. Pour cette raison, l'énergie entre collisions augmentant rapidement, on attend une valeur de m plus élevée.

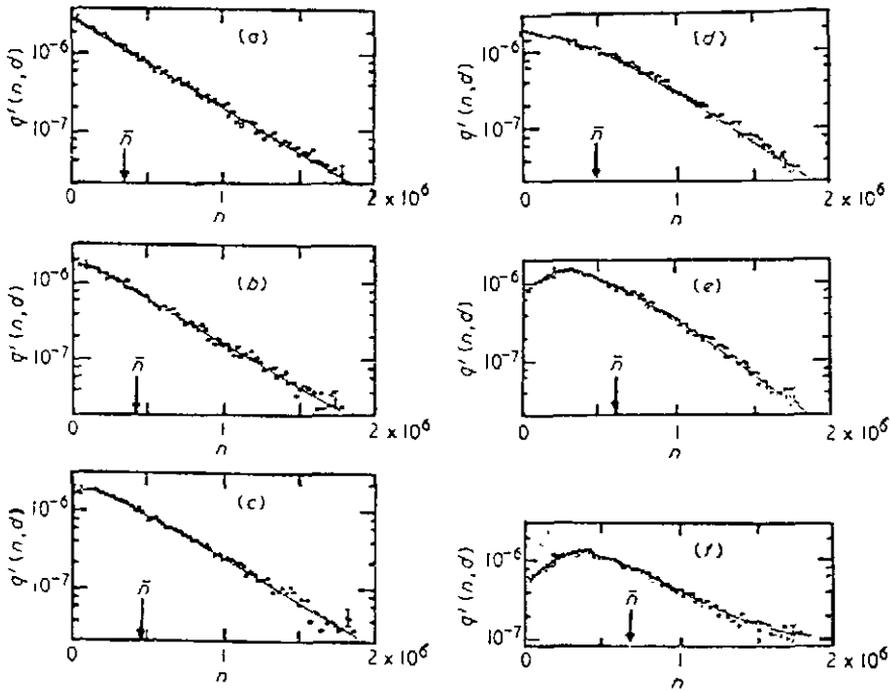


Fig. IV.12 Distribution du nombre d'électrons créés dans des avalanches, pour du méthane, lorsque la valeur de E/p ($V \cdot cm^{-1} \cdot Torr^{-1}$) augmente: a) 48,2, b) 51,3, c) 78,9, d) 120, e) 156, f) 218 [selon H. Genz, Nucl. Instrum. Methods 112 (1973) 83].

1.2.1 Limitation du gain des détecteurs: les photo-électrons secondaires

Durant le processus de développement de l'avalanche, les niveaux atomiques du carbone, de l'azote, et de l'hydrogène du méthane, éthane ou isobutane, sont excités par collision et se dé-excitent rapidement par émission isotropique de photons. Les photons de l'hydrogène ont 10,2 eV (raie Lyman α) tandis que les photons du carbone ont 7,94, 7,48 et 6,43 eV [53], et ceux de l'azote 8,3 eV.

La raie Lyman α est fortement absorbée dans le CH_4 ; par contre, les photons du carbone et de l'azote qui se propagent dans le gaz peuvent créer des électrons secondaires, soit par effet photo-électrique sur les surfaces cathodiques, soit, plus probablement, par ionisation du gaz photosensible. Ces électrons sont collectés sur le même fil anodique ou les fils voisins, suivant le parcours des photons dans le gaz, et génèrent de nouvelles avalanches. L'intensité α ne des photons émis dans une avalanche est proportionnelle à la charge développée ne ($e = 1,6 \times 10^{-4} fC$, $\alpha = 0,048 fC^{-1}$ pour les trois raies d'excitation du carbone émises dans le rapport 3 : 5 : 3 [54]).

Lorsque le gain du détecteur est augmenté et que le taux α ne de photons convertis est plus grand que 1, l'avalanche est entretenue, générant une décharge corona. Pour cette raison, le *fonctionnement des CPM avec une vapeur photosensible est limitée en gain*. Le TEA, sensible uniquement à la raie du carbone à 7,94 eV, et surtout le TMA qui ne peut être ionisé que par la raie de faible intensité de l'azote (fig. IV.13), sont donc intéressants. Le TMAE dans l'isobutane est également favorable, puisque seule la première raie peut créer des photo-électrons secondaires. Dans le CH_4 pur, l'emploi du TMAE limite le gain à environ 5 à 7×10^5 , alors qu'avec du TEA des gains de 2×10^6 peuvent être obtenus.

Lorsque des photo-électrons secondaires sont détectés sur des fils voisins, la reconstruction du point de conversion initial est plutôt améliorée par la détermination du barycentre des cellules de mesure touchées. Par contre, lorsque des photo-électrons secondaires sont détectés sur des fils non adjacents, ils contribuent à la statistique des photons Cherenkov détectés (fig. IV.14), faussant la détermination du facteur de mérite N_0 vrai et dégradant la résolution avec laquelle l'angle Cherenkov est reconstruit. Lorsque enfin la particule chargée traverse le détecteur, elle crée une grande quantité de paires d'ions qui produisent une large tache image incompatible avec la reconstruction de l'image Cherenkov. Il est donc essentiel de limiter la

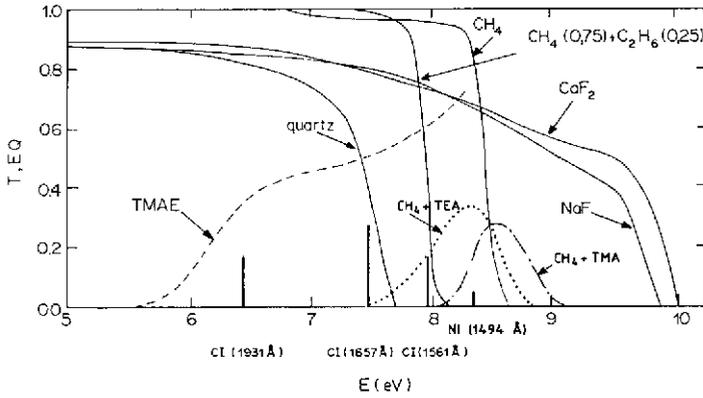


Fig. IV.13 Position en énergie des raies d'excitation atomique du C et de N₂ par rapport à la photo-ionisation du TEA, du TMA et du TMAE lorsque du CH₄ est utilisé comme gaz porteur.

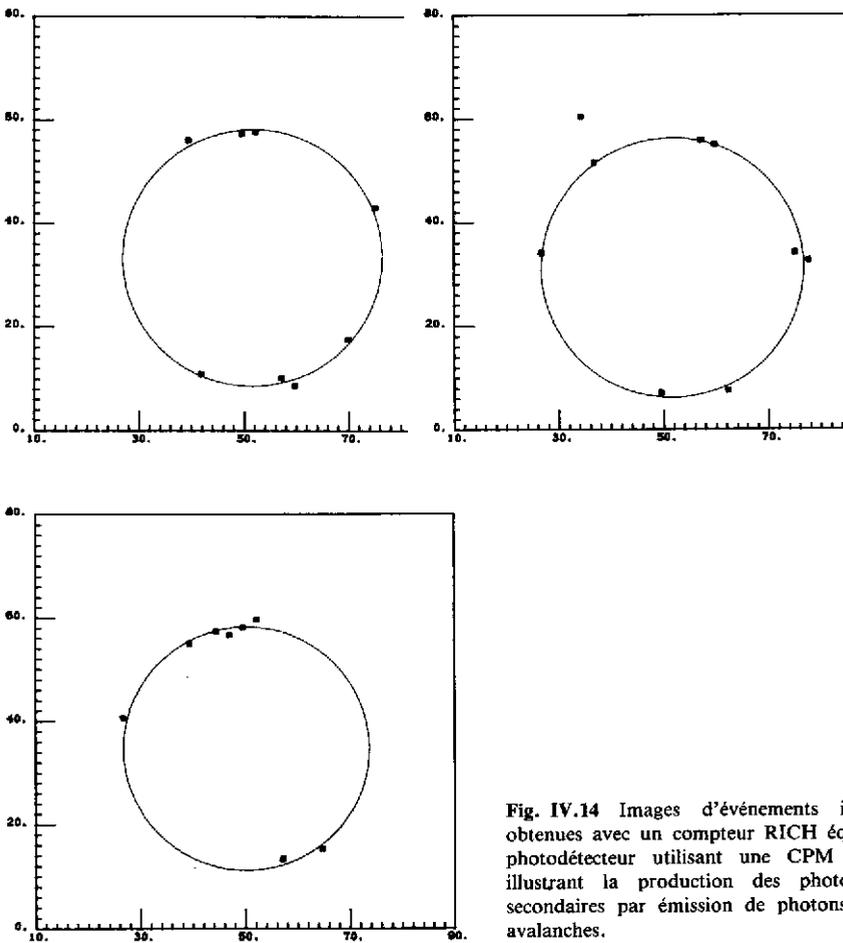


Fig. IV.14 Images d'événements individuels obtenues avec un compteur RICH équipé d'un photodétecteur utilisant une CPM classique, illustrant la production des photo-électrons secondaires par émission de photons dans les avalanches.

production des photo-électrons secondaires, qui est fortement dépendante du libre parcours moyen des photons dans le gaz. Pour cette raison le TEA et le TMA, pour lesquels un libre parcours moyen inférieur à 0,5 mm est obtenu à la température ambiante, permettent l'opération de photodétecteurs rapides sans difficultés [55].

1.2.2 Les divers types de détecteurs de photo-électrons

1.2.2.1 La chambre multi-étages (MSAC)

Dans une MSAC, le gain total est divisé en deux étages (fig. IV.11). Si l'étage de transfert (T) a une épaisseur supérieure à $3\ell_{ph}$, les photons émis depuis la CPM ne peuvent atteindre le volume de conversion (C); ils ionisent alors le gaz du volume de transfert et de la CPM. Après collection, les photo-électrons secondaires génèrent des avalanches dont le gain est celui de la CPM, donc insuffisant pour qu'ils soient détectables et entretiennent le processus. Pour cette raison, on peut atteindre des gains supérieurs à 10^6 ou même 10^7 .

Le fonctionnement de ces détecteurs est cependant délicat pour de grandes surfaces, car les champs électriques de surface élevés favorisent les émissions de champ et par suite les claquages.

1.2.2.2 Les CPM à un seul étage utilisant le TMAE

Historiquement, les détecteurs constitués d'un simple étage de chambre proportionnelle ont été largement développés [56] pour être utilisés sur des photodétecteurs de grande surface avec TMAE, qui seront décrits dans un prochain paragraphe. Le libre parcours moyen des photons étant limité à 10 mm environ pour que les détecteurs fonctionnent à une température raisonnable ($\sim 40^\circ\text{C}$), des CPM ont été réalisées qui utilisent des cloisons entre les fils anodiques pour réduire l'angle solide dans lequel les photons peuvent se propager et créer des électrons secondaires.

Un exemple d'un tel détecteur est montré à la figure IV.15. La diaphonie entre fils a été réduite d'un facteur 10, limitant à moins de 10% la probabilité de détecter un photo-électron secondaire. Les cloisons en

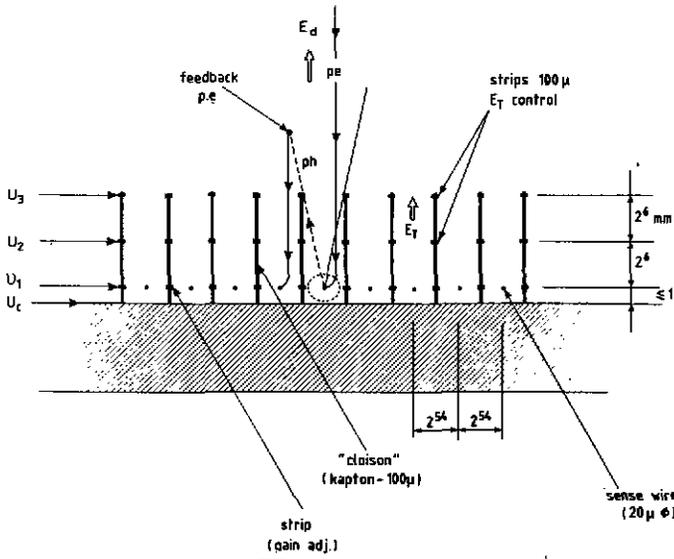


Fig. IV.15 Exemple d'une chambre avec cloisons pour photodétecteur.

Kapton ou alumine portent plusieurs pistes conductrices dont les potentiels contrôlent le gain et la migration des photo-électrons vers le fil d'anode. La cathode de ces détecteurs peut être segmentée en bandes pour permettre la mesure d'une deuxième coordonnée, transversale aux fils.

Le détecteur «mini-tubes» [54] montré à la figure IV.16 comporte des cathodes cylindriques, faites en acier inoxydable ($\varnothing_{ext} = 2,5$ mm, épais. = 0.25 mm). La fente supérieure, de 0,8 mm de largeur, limite radicalement l'angle solide vers l'extérieur. Les tubes sont coupés tous les 5 mm et assemblés pour former

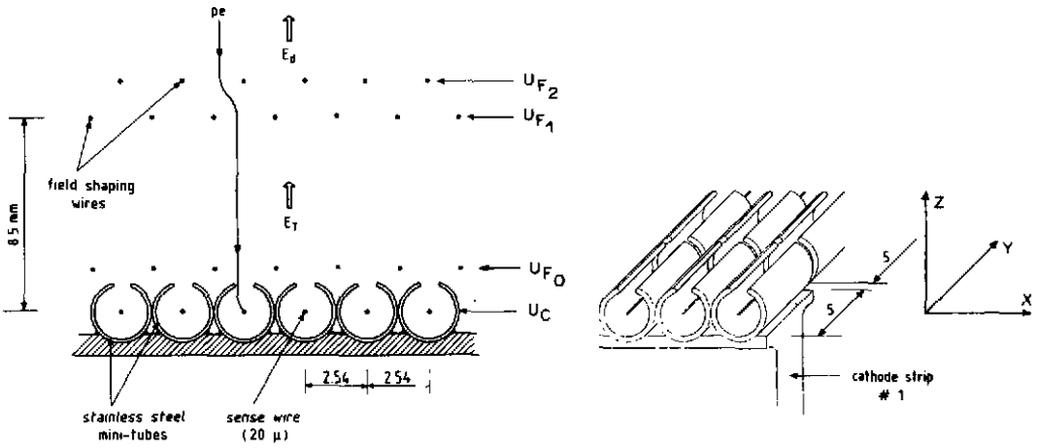


Fig. IV.16 Exemple d'une chambre avec des mini-tubes comme cathodes utilisée pour le prototype du «barrel» RICH de l'expérience DELPHI (LEP).

des bandes cathodiques. Le grand angle solide soutenu par les tubes maximalise le signal cathodique induit, et par conséquent l'efficacité de détection. Les deux plans de fils F₁ et F₂ forment le champ électrique de dérive pour focaliser les photo-électrons à travers la fente ou, au contraire, bloquer leur transfert en exerçant une fonction de «porte» contrôlée électroniquement.

Ce type de détecteur a fonctionné avec fiabilité sur de longues périodes avec le prototype du «barrel» RICH de l'expérience DELPHI (LEP), qui sera décrit plus loin.

1.2.3 L'électronique de détection

Les signaux induits sur les fils ou bandes cathodiques sont détectés au moyen d'une chaîne électronique analogique qui comprend en série, un préamplificateur (PA), un amplificateur (A) et un discriminateur (D). Le signal de sortie s(t) de la chaîne d'amplification est calculable par la convolution,

$$s(t) = \int_0^t i(t - \tau) v(\tau) d\tau, \tag{IV.7}$$

lorsque le PA est sensible au courant induit i(t) développé par l'avalanche (PA de type transrésistance), v(t) étant la réponse de la chaîne à une fonction δ de courant. Classiquement,

$$i(t) = \bar{q} \frac{C}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{t + t_0}, \tag{IV.8}$$

où \bar{q} est la charge moyenne développée dans l'avalanche, $\epsilon_0 = 8,85 \text{ pF/m}$, C est la capacité du fil anode par unité de longueur. Le temps $t_0 \approx 1 \text{ ns}$ est une constante qui dépend de la géométrie du détecteur et des caractéristiques du gaz,

$$t_0 = \frac{\pi \epsilon_0 r_0^2}{\mu^+ C V_0}$$

[r_0 (cm) = rayon du fil d'anode, $\mu^+ = 1,48 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ = mobilité des ions positifs, V_0 (V) = potentiel entre anode et cathodes pour une CPM symétrique].

La réponse de la chaîne d'amplification à une fonction δ de courant est décrite par une relation de la forme

$$v(t) = K \frac{t}{\tau_0} e^{-t/\tau_0}, \tag{IV.9}$$

où K est une constante qui dépend du gain de la chaîne et τ_0 est la constante de temps de la réponse [v(t) est maximum pour $t = \tau_0$].

Pour $\tau_0 = 10$ ns on calcule que le maximum de $s(t)$ est obtenu à environ $t \cong 20$ ns (~ 10 ns pour $\tau_0 = 5$ ns). La fraction $\Delta q/q$ de la charge développée à cet instant est

$$\frac{\Delta q}{q} = \frac{1}{q} \int_0^{t_{\max}} i(t) dt = \frac{C}{4\pi\epsilon_0} [\ln(t + t_0)]_0^{t_{\max}}$$

et représente environ un tiers de la charge totale de l'avalanche.

Si en première approximation, et pour faciliter le calcul, on suppose que la distribution de la charge dans les avalanches après filtrage par l'électronique est de type Furry,

$$p(q) = \frac{1}{\bar{q}} e^{-q/\bar{q}},$$

l'efficacité de détection est alors donnée simplement par

$$\epsilon = \int_{q_s}^{\infty} \frac{1}{\bar{q}} e^{-q/\bar{q}} dq = e^{-q_s/\bar{q}},$$

où q_s , la charge équivalente au seuil du discriminateur vue par la source, est généralement ajustée à trois fois la valeur r.m.s. du bruit à l'entrée du PA. Pour $q_s = 6 \times 10^3$ électrons (2×10^3 électrons de bruit équivalent à l'entrée) et $\epsilon = 98\%$, on trouve que la charge moyenne \bar{q} est équivalente à 3×10^5 électrons, soit, pour $\tau_0 = 10$ ns, un gain moyen du détecteur d'environ 10^6 .

Ce résultat est aisément obtenu avec du TEA dans du CH_4 , mais il est proche du gain maximum avec du TMAE. Les résultats expérimentaux sont cependant plus favorables, car la distribution réelle du gain pour ces valeurs n'est plus exponentielle.

2. LES DÉTECTEURS RICH LENTS A PROJECTION TEMPORELLE

Deux classes distinctes de photodétecteurs peuvent être considérées. Les photodétecteurs lents qui sont étudiés dans ce paragraphe constituent la classe actuelle la plus large. Ils ont été conçus dès 1981 pour réaliser des détecteurs RICH de grande surface à un coût modéré. Ils utilisent le principe de la chambre à projection temporelle (TPC) et, pour cette raison, le temps de dispersion pour la collection des électrons est supérieur à quelques microsecondes.

2.1 Principe de la méthode

La figure IV.17 montre le principe d'un photodétecteur à dérive des images. Les photo-électrons créés dans le volume de conversion sont dérivés vers une CPM, dans un champ électrique homogène et uniforme E_d parallèle à la fenêtre.

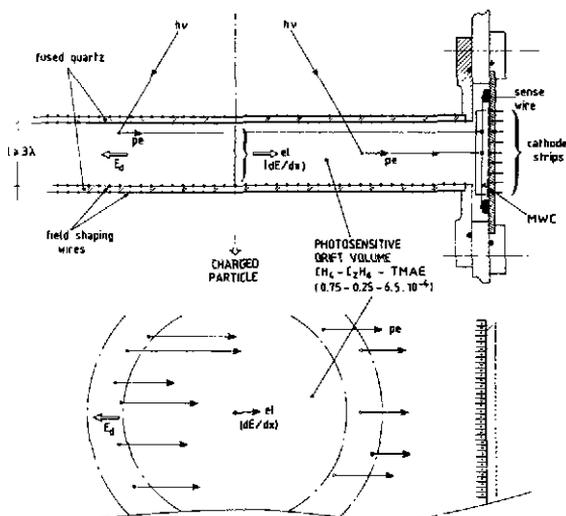


Fig. IV.17 Principe d'un détecteur RICH lent utilisant la méthode de la projection temporelle des images (TPC) sur de longues distances.

L'adresse du fil touché et la mesure associée du temps de dérive permettent une *reconstruction bidimensionnelle inambiguë* des images qui peuvent se recouvrir en cas d'événements multiparticules.

Ces détecteurs sont bien adaptés aux expériences sur les collisionneurs e^+e^- LEP au CERN et SLC à Stanford, pour lesquels l'intervalle de temps entre interactions successives est respectivement de 25 μ s et 6 à 8 ns. Dans ce but ils ont été largement développés, en particulier au CERN [57] avec l'emploi du TMAE à température modérée (30 à 35 °C) et du quartz. Dans ce cas, une reconstruction tridimensionnelle est nécessaire afin de corriger les erreurs de parallaxe pour les incidences obliques des photons, la profondeur du point de conversion étant facilement obtenue par la lecture du plan cathodique de la CPM, divisé en bandes étroites, ou par la mesure de la division de charge sur des fils d'anode résistifs [17].

Pour obtenir un champ électrique uniforme, les diélectriques qui constituent les parois du volume de dérive, y compris les fenêtres, doivent être polarisés parallèlement à la direction de dérive au moyen de fils de champ placés de chaque côté de leur épaisseur (fig. IV.17). Les fils situés dans un plan normal à l'axe de dérive sont à un même potentiel distribué linéairement sur la longueur.

Une source importante d'erreur de reconstruction, due à des distorsions du champ électrique, provient de la formation d'une composante transversale du champ électrique, créée par la charge d'espace des ions positifs qui sont générés dans la CPM par les avalanches et migrent ensuite dans le volume de dérive. Pour supprimer cet effet, les fils de champ F_1 et F_2 du détecteur (fig. IV.16) sont pulsés de façon que les photo-électrons images des événements sélectionnés soient transmis vers la CPM pendant une durée égale au temps maximum de dérive; après ce temps, le transfert en retour vers le volume de dérive des ions positifs, qui ont une mobilité environ 10^3 fois plus petite ($\mu^+ \approx 1,5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), sera bloqué.

2.2 Avantages et limites de la méthode

Si le champ électrique de dérive est uniforme et homogène dans le volume de conversion, les erreurs de reconstruction des images Cherenkov sont déterminées par la diffusion des électrons dans le gaz et la granularité du détecteur.

Dans un système de coordonnées cylindriques ($r, r\phi, z$) pour lequel les axes z et r sont alignés respectivement avec la direction du champ et des fils du détecteur, les erreurs de mesure sont:

$$\sigma_z = [(\sigma_t v_d)^2 + (\sigma_L^2 \bar{z}_d)]^{1/2},$$

$$\sigma_{r\phi} = \left[\left(\frac{s^2}{12} \right) + (\sigma_T^2 \bar{z}_d) \right]^{1/2},$$

$$\sigma_r = \left[\left(\frac{w^2}{12} \right) + (\sigma_T^2 \bar{z}_d) \right]^{1/2},$$

Ici, s est l'espacement entre les fils, w la largeur des bandes cathodiques, $\bar{z}_d = (2/3) z_{\text{max}}$ la distance moyenne de dérive, σ_T et σ_L les coefficients de diffusion transversal et longitudinal, v_d la vitesse de dérive, et σ_t la résolution sur la mesure du temps de dérive.

Pour de faibles distances de dérive, la résolution est limitée par la granularité du détecteur, mais, pour de grandes distances, comme le montre l'exemple ci-dessous du détecteur RICH de DELPHI, où $z_{\text{max}} = 1,70 \text{ m}$, c'est la diffusion des électrons qui est dominante.

Le mélange $\text{CH}_4 + \text{C}_2\text{H}_6$ est favorable ($\sigma_T = \sigma_L = 180 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-1/2}$ pour $E_d = 0,6 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$). Le CO_2 est le meilleur gaz du point de vue de la diffusion, mais il n'est pas transparent au-dessus de 7 eV. L'argon, à l'opposé, est le plus mauvais ($\sigma_L = 7 \sigma_T = 4 \text{ mm} \cdot \text{cm}^{-1/2}$).

Utilisant, pour l'exemple de DELPHI, $\sigma_T = \sigma_L \approx 180 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-1/2}$, $s = 2,54 \text{ mm}$, $w = 5 \text{ mm}$, $\bar{z}_d = 1 \text{ m}$, $v_d = 10 \text{ ns}$, on trouve les erreurs suivantes:

$$\sigma_z = [(0,63)^2 + (1,79)^2]^{1/2} = 1,90 \text{ mm},$$

$$\sigma_{r\phi} = [(0,73)^2 + (1,79)^2]^{1/2} = 1,93 \text{ mm},$$

$$\sigma_r = [(1,44)^2 + (1,79)^2]^{1/2} = 2,31 \text{ mm},$$

qui sont en effet nettement dominées par la diffusion des électrons ($\sigma_L \sqrt{\bar{z}_d} = 1,79 \text{ mm}$) en l'absence d'inhomogénéités du champ électrique.

La méthode est par contre économique du point de vue de la construction, spécialement pour l'électronique. Pour l'exemple précédent, avec des convertisseurs digitaux du temps de dérive (TDC) de 10 bits (1024 pas de profondeur), il y a 5×10^5 cellules de mesure pour $2,16 \text{ m}^2$ de détecteur avec seulement 500 canaux électroniques.

2.3 Une illustration de la technique: le «barrel» RICH de DELPHI

Le détecteur (fig. IV.18) a été proposé pour la séparation π -K-p entre 0,3 et 35 GeV/c [16]. Pour couvrir cet intervalle, le barrel RICH combine un radiateur liquide (1 cm C_6F_{14} , $\gamma_s = 1,6$) et un radiateur gazeux à la pression atmosphérique (C_3F_8 , $\gamma_s = 16,8$), localisés de part et d'autre d'un même volume de dérive rempli d'un mélange gazeux de CH_4 (0,75) + C_2H_6 (0,25) + TMAE.

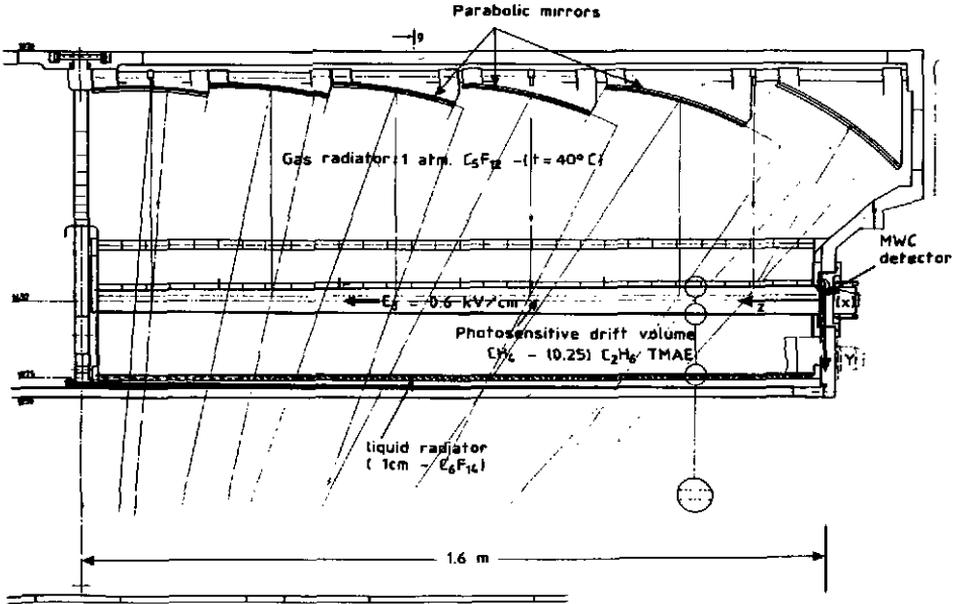


Fig. IV.18 Coupe longitudinale du projet du «barrel» RICH de DELPHI.

Le détecteur, de forme annulaire, est placé autour de la TPC de l'expérience. Les rayons intérieur et extérieur sont respectivement de 1,28 et 1,97 m, et la longueur active est de $2 \times 1,60 \text{ m}$ pour couvrir un angle polaire de $2 \times 48^\circ$ par rapport au plan central. Dans la direction ϕ , le détecteur est divisé en 24 secteurs azimutaux identiques, chacun couvrant un élément $\Delta(\phi) = 38 \text{ cm}$ au rayon 1,45 m (voir fig. IV.18). Les volumes de dérive et les radiateurs liquides sont équipés de fenêtres de quartz fondu. La distance du radiateur au volume de dérive (épaisseur 5 cm) est de 12 cm. La lumière Cherenkov du radiateur gazeux est focalisée avec des miroirs sphériques et paraboliques de 45 cm de distance focale dans le volume de dérive.

Les photo-électrons qui sont créés dans le volume photosensible dérivent dans un champ électrique axial homogène de 0,6 kV/cm, parallèlement à un champ magnétique $B_z = 1,2 \text{ T}$, vers le détecteur multifils (espacement entre fils = 2,54 mm) monté à l'extrémité du volume de dérive. Le temps de dérive maximum est de 25 μs environ.

La figure IV.19 montre une comparaison des erreurs qui contribuent à la détermination de l'angle Cherenkov, pour une incidence normale des particules et $z = 1 \text{ m}$, en fonction du facteur de Lorentz γ , pour les radiateurs liquide et gazeux (isobutane à p_{atm}). L'erreur repérée «Detector ($\sigma_{r_0}, \sigma_r, \sigma_z$)» est dérivée des valeurs discutées dans le précédent paragraphe.

On observe que les erreurs sont bien distribuées pour le radiateur liquide. Par contre, pour le radiateur gazeux l'erreur de reconstruction (granularité du détecteur et diffusion des électrons) est largement dominante sur l'erreur chromatique et géométrique due à l'incertitude sur le point d'émission du photon. Cette observation montre que la technique est inadaptée pour la séparation aux très hautes énergies.

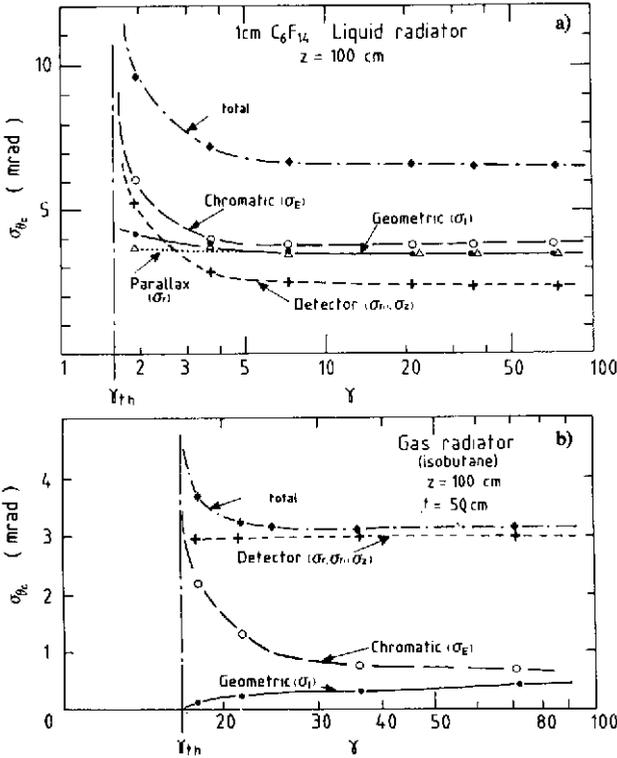


Fig. IV.19 Contribution des erreurs de reconstruction ($\sigma_z, \sigma_r, \sigma_{ra}$), de l'erreur chromatique (ici σ_E) et de l'erreur géométrique (σ_l) à la résolution σ_θ de reconstruction de l'angle Cherenkov, en fonction du facteur de Lorentz γ , pour a) le radiateur liquide à incidence normale et 1 m de dérive, et b) le radiateur gazeux.

La figure IV.20 illustre en conséquence le pouvoir de séparation π -K, K-p du détecteur en fonction de l'impulsion, défini par le nombre de déviations standard $n_\sigma = [(\theta_1 - \theta_2)/\sigma_{\theta_1}]\sqrt{N}$ avec lequel la particule 1 serait identifiée comme la particule 2. Pour $n_\sigma = 4,2$ (1% de fausse identification) la séparation π -K est obtenue jusqu'à 20 GeV/c. Par contre, il existe entre 6 et 9 GeV/c une mauvaise séparation K-p.

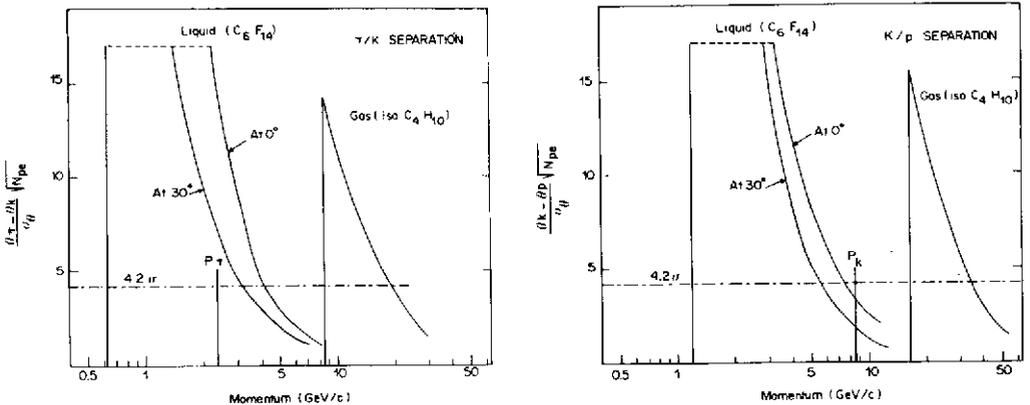


Fig. IV.20 Performance estimée du baril RICH de DELPHI pour l'identification π -K-p en fonction de l'impulsion.

2.4 Le prototype du barrel RICH

2.4.1 Description du détecteur

Lorsque le détecteur RICH pour DELPHI fut proposé en 1981, c'était un défi technique difficile, car aucune mesure de dérive d'électrons sur d'aussi longues distances n'avait été effectuée. Pour cette raison, un prototype (fig. IV.21 et IV.22) fut construit en 1983 pour en étudier la faisabilité et les performances. Ce paragraphe est consacré à ce premier grand détecteur qui marque une étape importante dans le développement de la technique.

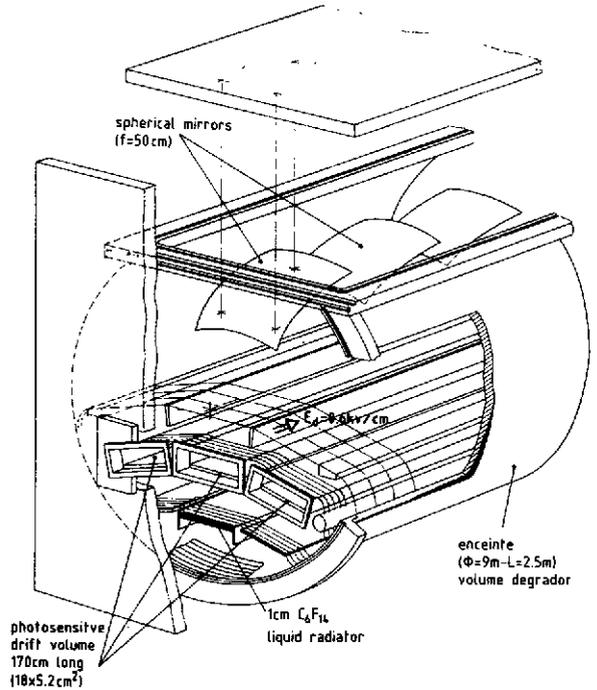


Fig. IV.21 Vue en perspective du prototype du barrel RICH.

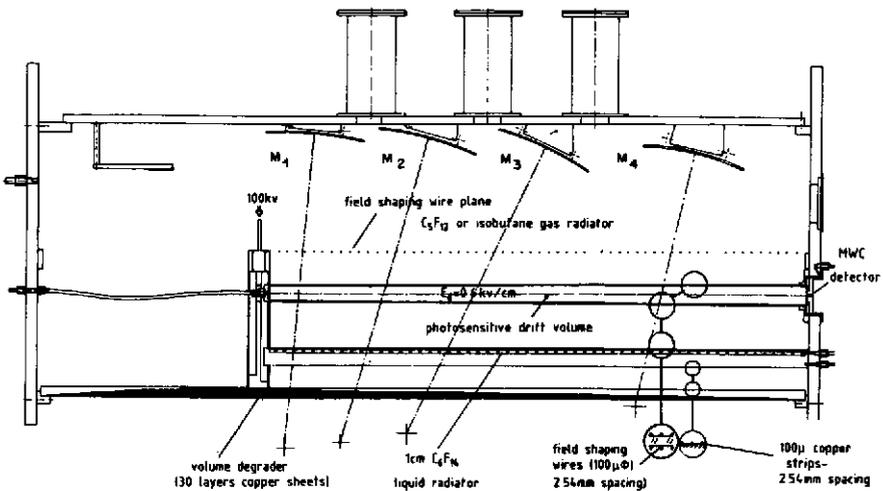


Fig. IV.22 Coupe longitudinale du prototype du barrel RICH, mettant en évidence la configuration électrostatique du détecteur.

Le prototype a la même configuration que le détecteur final, mais il ne couvre que 25° en azimut. Il consiste en trois volumes de dérive de 170 cm de longueur, avec une section intérieure de $18,5 \times 5,2 \text{ cm}^2$; il ne comporte qu'un seul radiateur liquide (à 15 cm du volume de dérive central, voir fig. IV.21), et une seule rangée de miroirs, trois sphériques et un parabolique. L'ensemble est monté dans un cylindre de 90 cm de diamètre intérieur et 2,5 m de longueur.

Un très grand soin a été apporté à la réalisation de la configuration électrostatique du détecteur pour obtenir un champ électrique axial uniforme et homogène, de 0,6 kV/cm, à l'intérieur des volumes de dérive. Ce résultat fut obtenu par une distribution précise des lignes équipotentielles tous les 2,54 mm, sur toutes les surfaces le long de la direction de dérive, comme le montrent les figures IV.22 et IV.23. Pour la même raison, l'enceinte extérieure a été construite pour réaliser une dégradation linéaire du potentiel en z , $r\phi$ et r vers la masse, afin d'éviter toute perturbation. Cette dégradation est réalisée par un empilement de 30 feuilles de cuivre de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, espacées par 0,8 mm de fibres de verre imprégnées de résine époxy polymérisée sous vide. La longueur de ces feuilles augmente linéairement en z à partir de l'extrémité du tube de dérive ($z = 170 \text{ cm}$, $V = -100 \text{ kV}$), et en $r\phi$ à partir du plan de fils supérieur vers la masse. La surface intérieure de l'enceinte, comme le montre la figure IV.24, est elle-même couverte d'un circuit imprimé en Kapton portant des lignes équipotentielles distribuées en z , au pas de 2,54 mm, et en $r\phi$, pour suivre le contour des feuilles de cuivre.

Pour obtenir une bonne homogénéité du champ électrique, toutes les lignes équipotentielles—de tous les composants—sont connectées ensemble sur un même distributeur de potentiel, visible sur la photographie de la figure IV.23, refroidi par circulation d'un fluorocarbure liquide (FC75).

Les volumes de dérive ont, suivant la direction r , la forme d'un prisme tronqué ouvert vers la chambre multifils de façon que les photo-électrons créés près des fenêtres dérivent en s'en écartant.



Fig. IV.23 Photographie de l'intérieur de l'enceinte, montrant la distribution des lignes équipotentielles et leur alimentation à partir du diviseur de potentiel au moyen de connexions flexibles en Kapton. La pièce centrale en aluminium, visible sur la photographie, est portée à -100 kV .

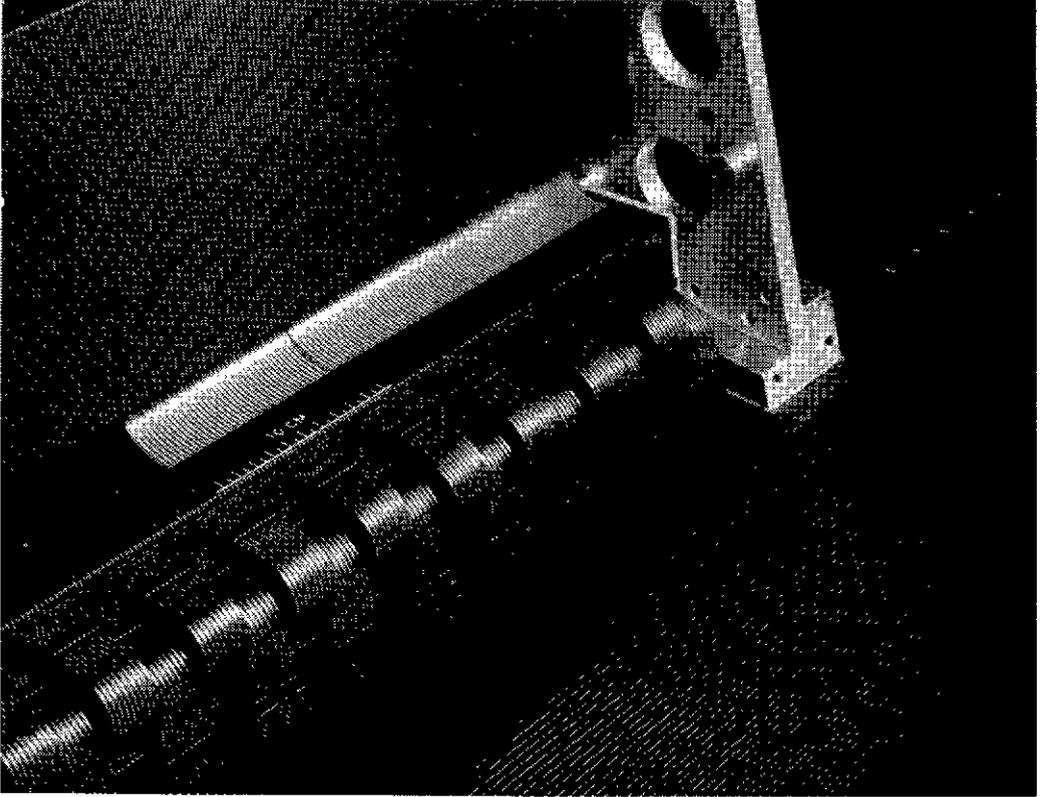


Fig. IV.24 Photographie de l'ensemble des trois volumes de dérive montés à l'intérieur de l'enceinte. Seul le volume de dérive central est équipé sur cette face de cinq fenêtres de quartz, correspondant aux miroirs du radiateur gazeux. Les faces opposées des trois volumes de dérive sont constituées uniquement de quartz.

Ils sont alimentés individuellement avec le mélange gazeux CH_4 (0,75) + C_2H_6 (0,25) + TMAE ($T = 35^\circ\text{C}$) au moyen d'une distribution transversale (sur toute la longueur du volume) et non pas axiale, afin d'éviter une circulation laminaire du gaz qui ne permettrait pas un bon balayage des surfaces pour éliminer les impuretés électronégatives absorbées, comme l'oxygène, dont le taux doit être maintenu au-dessous de 1 à 2 ppm. L'ensemble du détecteur est thermiquement isolé et chauffé à 40°C . Tous les fluides, liquide (C_6F_{14}) et gazeux, des radiateurs et volumes de dérive (gaz porteur) sont soigneusement nettoyés par circulation au travers de cartouches d'Oxisorb (trioxyde de chrome + silica gel) et de filtres moléculaires pour éliminer les impuretés photo-absorptives des radiateurs et électronégatives des volumes de dérive.

2.4.2 Réponse du détecteur: quelques résultats expérimentaux significatifs

La figure IV.25 montre des images typiques d'événements superposés obtenues dans des conditions expérimentales différentes, après dérive sur de longues distances. Les images d'événements individuels, montrées sur la figure IV.26, sont caractéristiques des valeurs moyennes du nombre de photo-électrons détectables à $10\text{ GeV}/c$, soit environ respectivement 21 et 12 pour les radiateurs liquide et gazeux (isobutane). On remarquera l'excellent rapport signal sur bruit, ainsi que la contribution de la radiation Cherenkov émise dans le quartz des fenêtres.

La figure IV.27 montre les distributions de l'angle Cherenkov reconstruit pour chaque photo-électron détecté, obtenues après une dérive des images de 86 cm , avec et sans correction de l'erreur de parallaxe. Les images ont été dans ce cas sélectionnées en utilisant la porte électrostatique de transfert des charges vers la CPM, pour supprimer la charge d'espace des ions positifs. On observera l'importance attendue de la correction pour le radiateur liquide, qui permet de réduire la résolution σ_θ de 20 à 11 mrad .

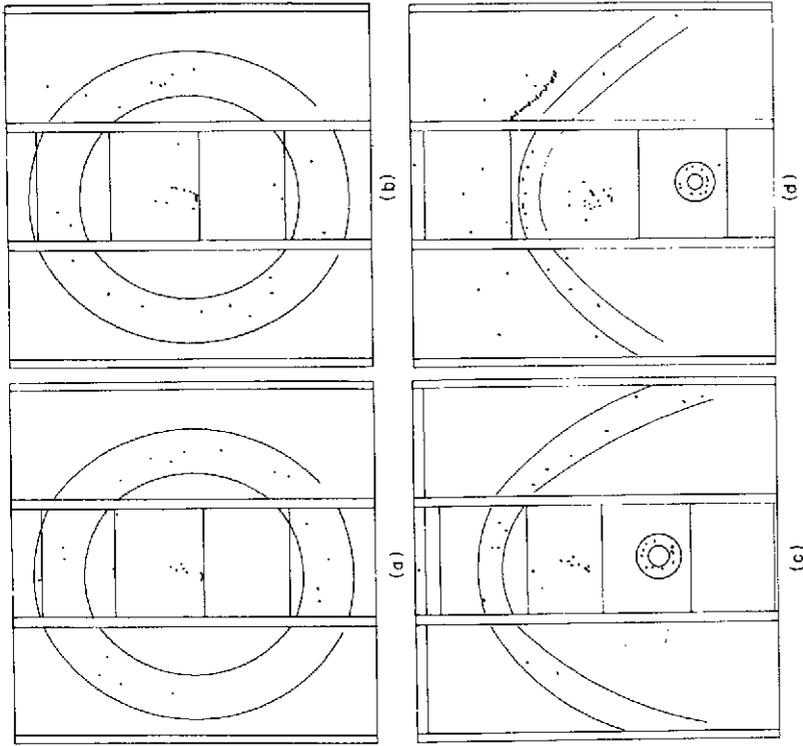


Fig. IV.26 Projections typiques d'événements individuels, pour lesquelles le nombre de photo-électrons détectés est proche de la valeur moyenne.

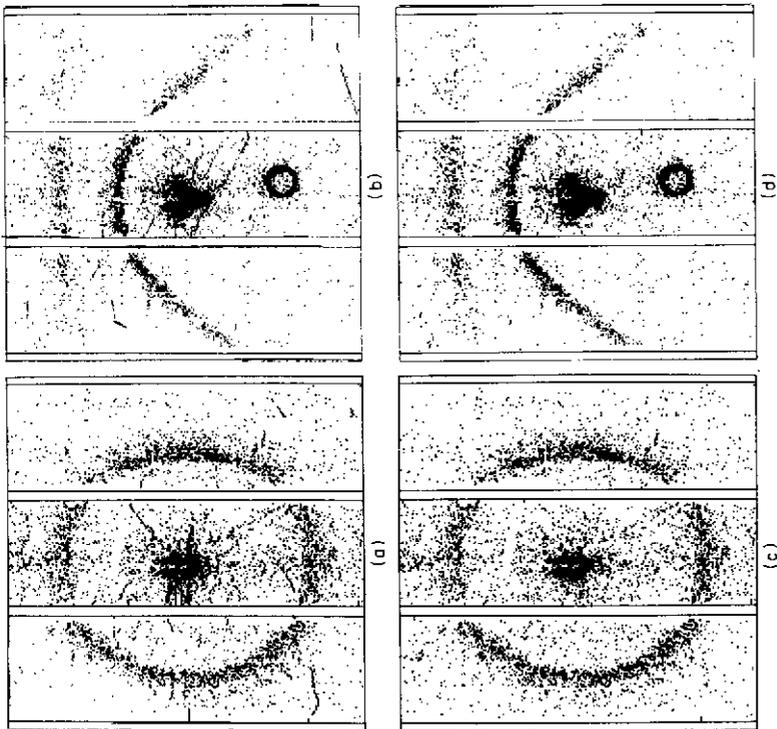


Fig. IV.25 Projections images typiques, obtenues par superposition des données de $200 \pi^-$ de $10 \text{ GeV}/c$ à incidence normale et b) à incidence oblique par rapport au radiateur liquide. Les figures c) et d) sont dérivées des précédentes, après élimination à l'analyse des traces d'ionisation des particules chargées. La forme en U de l'impact du faisceau est due aux photo-électrons secondaires et à l'effet de temps mort de l'électromique.

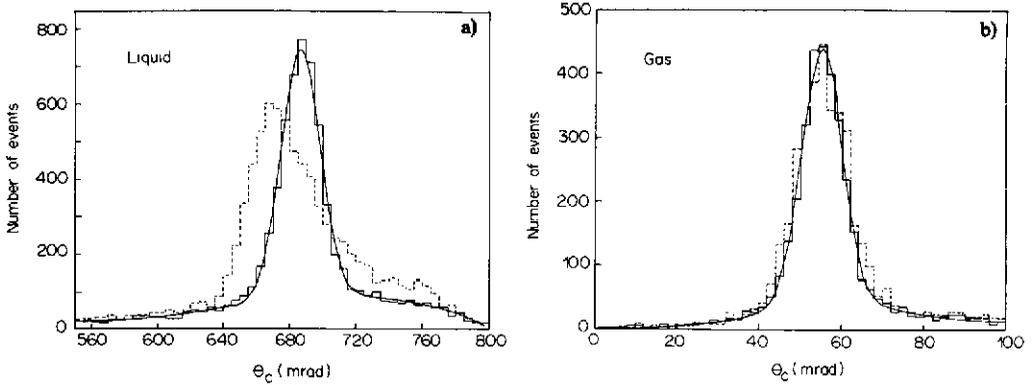


Fig. IV.27 Distributions typiques de l'angle Cherenkov, obtenues, sans espace de charge des ions positifs dans les volumes de dérive, avec (ligne continue) et sans (ligne pointillée) correction pour l'erreur de parallaxe pour a) le radiateur liquide à $z_d = 86$ cm et b) le radiateur gazeux. Les courbes tracées sont les gaussiennes les mieux adaptées aux distributions expérimentales.

Le nombre de photons Cherenkov détectés est déduit de ces distributions après soustraction du bruit de fond. Les valeurs précédemment rapportées correspondent à un N_0 de 65 cm^{-1} pour le radiateur liquide et environ 95 cm^{-1} pour le radiateur gazeux d'isobutane à $\gamma = \gamma_s$. Pour $\gamma_{(\infty)}$ cette dernière valeur tombe à environ 80 cm^{-1} , car des photo-électrons très proches sur le cercle image ne peuvent plus être séparés à la détection.

La variation de la résolution σ_θ avec la distance de dérive est montrée sur les figures IV.28 et IV.29 pour les deux radiateurs, et comparée à une simulation Monte Carlo de la réponse du détecteur. Il est clairement visible de nouveau que l'effet de la charge d'espace a une contribution très importante sur la résolution; comme on s'y attendait, celle-ci est d'autant plus importante que la distance de dérive est grande. En l'absence de charge d'espace, la variation prévue par la simulation due à la diffusion des électrons reproduit bien les résultats expérimentaux. L'écart systématique observé est la conséquence calculable de l'incertitude avec laquelle était connu l'angle d'incidence des particules par rapport au détecteur lors des mesures.

Les tests ont encore montré que l'atténuation du nombre de photo-électrons détectés avec la distance de dérive était compatible avec un libre parcours moyen des électrons dans le gaz supérieur à 10 m.

Ces résultats ont prouvé que la technique RICH associée à de longues dérives était bien comprise et développée pour être appliquée à des détecteurs de grande surface, mais qu'elle était très difficile. Le lecteur intéressé trouvera une étude détaillée de ce travail dans les références [26] et [54].

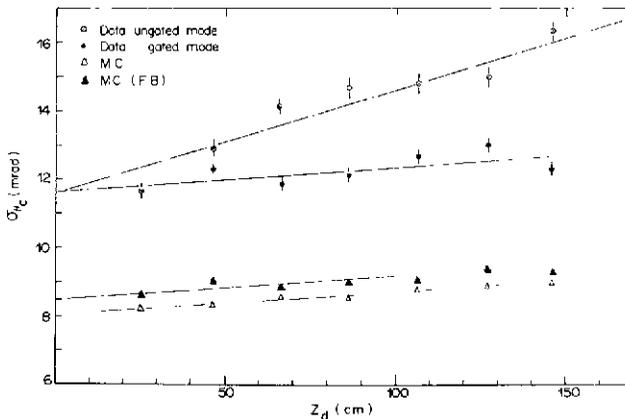


Fig. IV.28 Variation de la résolution σ_θ avec la distance de dérive z_d obtenue pour le radiateur liquide à incidence normale, avec et sans charge d'espace des ions positifs, comparée à une simulation Monte Carlo du fonctionnement du détecteur.

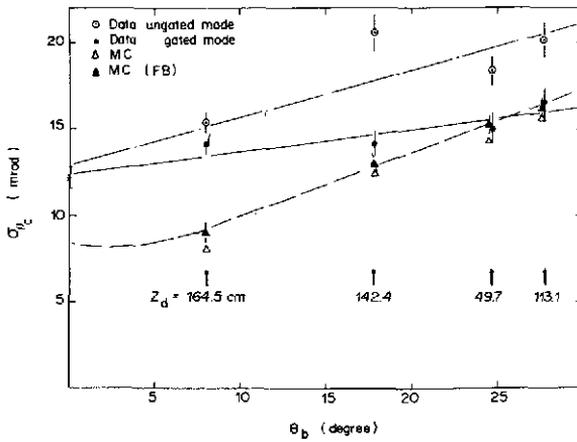


Fig. IV.29 Variation de la résolution σ_θ avec la distance pour le radiateur gazeux, suivant les mêmes spécifications que celles de la figure IV.28.

2.4.3 Les difficultés majeures de la technique

Les résultats très succincts qui ont été montrés précédemment ont été obtenus après deux ans et demi de mise au point, au cours desquels de nombreuses difficultés sont apparues concernant la résolution avec laquelle l'angle Cherenkov peut être reconstruit et le facteur de mérite du détecteur. Les plus importantes sont brièvement discutées dans ce paragraphe pour souligner les limites de la technique.

2.4.3.1 Homogénéité et uniformité du champ électrique de dérive

Les tests systématiques qui furent effectués montrèrent que la résolution spatiale de reconstruction du point de conversion d'un photon était dominée principalement par l'espace de charge due aux ions positifs qui sont générés dans la CPM. Une illustration évidente de cet effet est donnée à la figure IV.30 qui montre

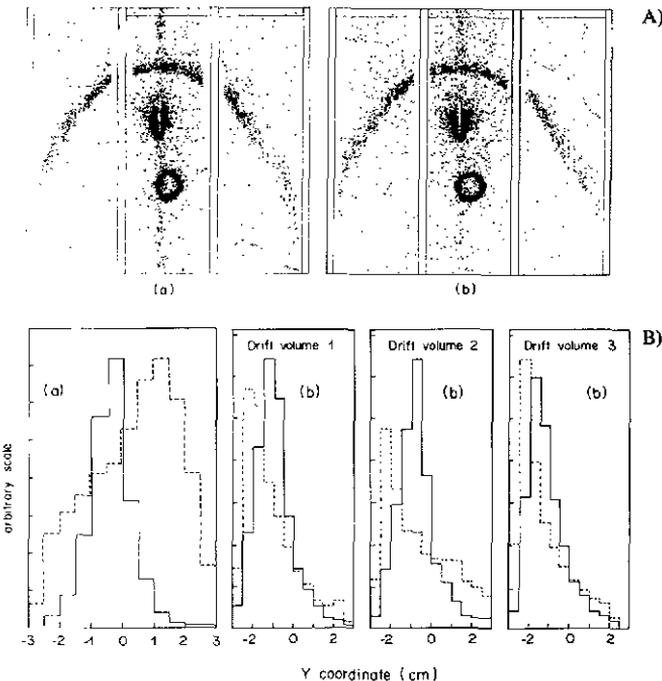


Fig. IV.30 a) Projections superposées de 200 images de π^- de 10 GeV/c des radiateurs liquide et gazeux, obtenues après une dérive de 142 cm: (A) avec contribution de l'espace de charge des ions positifs, (B) sans espace de charge, en utilisant une «porte» électronique pour le transfert des photo-électrons vers la CPM. b) Distributions expérimentales suivant la direction y (ou r) dans les conditions de la figure a): (A) pour le radiateur gazeux, (B) pour le radiateur liquide. Les histogrammes en ligne continue sont obtenus lorsqu'il y a présence d'une charge d'espace dans les volumes de dérive.

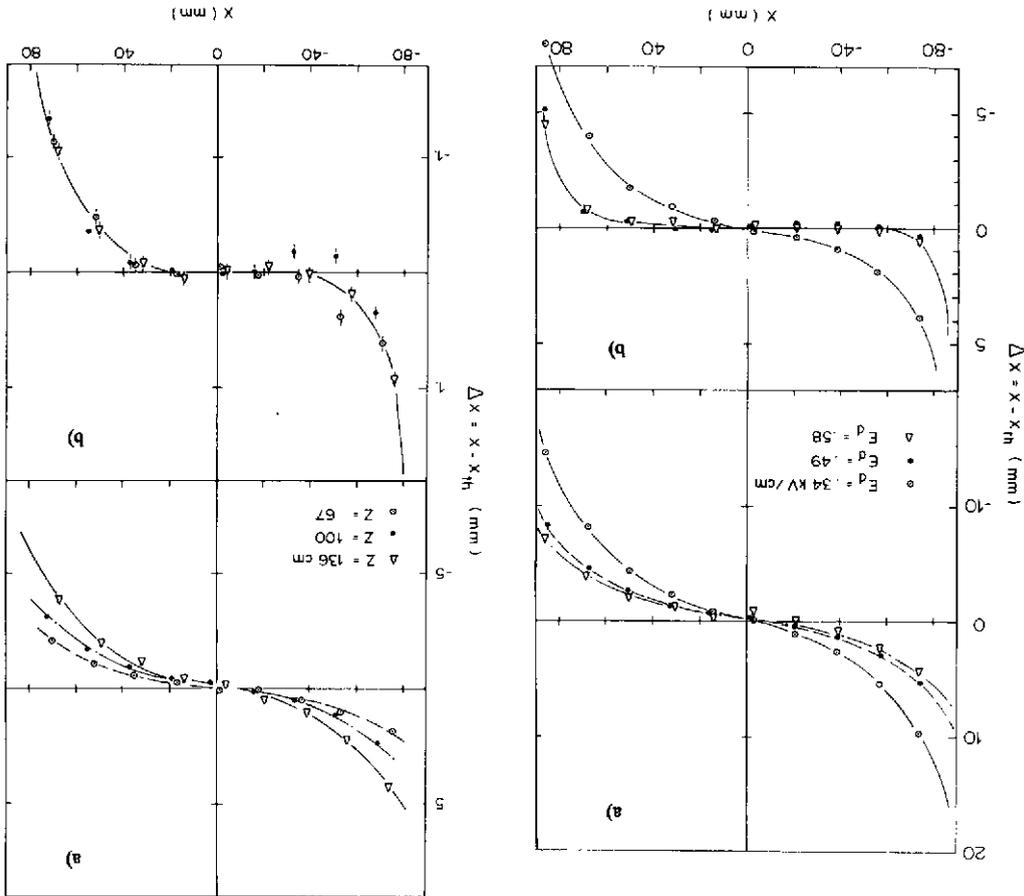


Fig. 14.31 Déviation $\Delta x = x_m - x$ en fonction de x_m pour plusieurs distances à $E_d = 0,58$ kV/cm, a) avec et b) sans contribution de la charge d'espace des ions positifs.

une comparaison de projections d'images lorsque la CPM fonctionne avec et sans blocage du transfert des charges entre les volumes de dérive et les détecteurs durant les périodes de temps mort. Une déformation apparaît distinctement dans l'image du radiateur gazeux sur la projection $z, r\phi$. L'effet est spectaculaire dans l'histogramme de la projection en r qui est obtenu par la lecture des bandes cathodiques des CPM. Il montre que les photo-électrons dévient en se rapprochant du plan médian du volume de dérive. L'importance de l'effet dépend du taux de particules de bruit de fond qui traversent le détecteur et de l'importance des microdécharges corona qui sont générées par la très haute tension dans le volume gazeux du détecteur. Il a été démontré que l'on pouvait de cette façon très facilement focaliser totalement les photo-électrons dans le plan central en augmentant artificiellement le bruit de fond.

Les limites de la résolution spatiale, qui peuvent être atteintes dans la direction x ($r\phi$) après élimination des charges d'espace, sont montrées sur les figures 14.31 et 14.32.

On remarquera que pour maintenir au-dessous de 1 mm la précision de la reconstruction il faut perdre un espace de 10 mm de chaque côté du volume de dérive. La déviation résiduelle, en l'absence de charge d'espace, est indépendante de la distance de dérive et, pour cette raison, résulte des effets des charges déposées à la surface des parois. Cette observation justifie la forme en prisme tronqué des volumes de dérive dans la direction r , pour que les électrons s'écartent des fenêtres en dérivant.

En dépit de ces précautions, il a été mis en évidence une erreur systématique de reconstruction suivant la direction radiale r , illustrée sur la figure 14.33, qui montre que pour le radiateur liquide l'angle

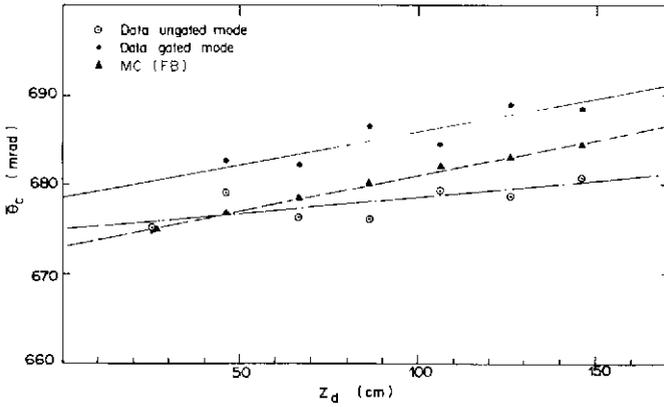


Fig. IV.33 Variation de l'angle Cherenkov moyen en fonction de la distance z_d obtenue avec le radiateur liquide, prouvant la non-colinéarité de la direction de la dérive avec celle du champ électrique.

Cherenkov moyen reconstruit varie linéairement avec la distance de dérive. Un résultat similaire, mais de sens opposé, est obtenu avec le radiateur gazeux. Il fut ainsi prouvé, comme le démontre la simulation Monte Carlo, que les électrons déviaient avec un angle de 4,8 mrad par rapport à l'axe géométrique du tube. Pour obtenir un tel résultat, il suffit que les lignes équipotentielles qui sont placées sur les fenêtres, de chaque côté du volume de dérive, soient systématiquement déplacées de 0,2 mm pour ne plus former un plan normal à l'axe géométrique du tube. C'est une précision de construction extrêmement difficile à réaliser, qui prouve la difficulté de la technique et justifie de nouveau la forme des volumes de dérive, pour éviter que les électrons créés près des fenêtres ne soient perdus.

L'uniformité du champ électrique de dérive a été vérifiée par une mesure du temps de dérive des électrons en fonction de la distance. Les déviations qui ont été observées par rapport à une variation linéaire sont inférieures à 2%, quelle que soit la distance.

Pour le mélange CH_4 (0,75) + C_2H_6 (0,25) + TMAE utilisé, la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion longitudinale mesurés sont respectivement $6,30 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ et $179 \mu\text{m} \cdot \text{cm}^{-1/2}$ pour un champ électrique de $0,58 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, en très bon accord avec les valeurs publiées.

2.4.3.2 Le libre parcours moyen des électrons dans le gaz de dérive

Le second problème majeur qu'il fallut résoudre au cours de la mise au point du prototype est l'absorption des électrons durant leur migration, due à l'électronégativité du mélange gazeux.

Pour être acceptable, le libre parcours moyen λ des électrons doit être plus grand que 10 m pour que la transmission $e^{-z/\lambda}$ soit meilleure que 0,85 pour $z = 1,70 \text{ m}$. Ce résultat ne fut obtenu avec le prototype (fig. IV.34) qu'après avoir réduit la contamination en O_2 à moins de 1 ppm, uniformément dans le volume,

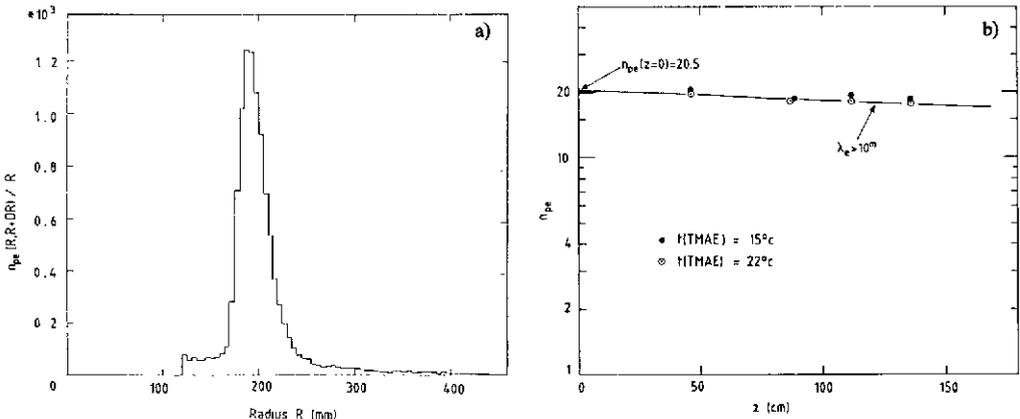


Fig. IV.34 a) Distribution du rayon des photo-électrons reconstruits dans les images du radiateur liquide pour une incidence normale par rapport au radiateur. b) Variation du nombre de photo-électrons détectés avec la distance de dérive après nettoyage des gaz porteurs et lavage du TMAE.

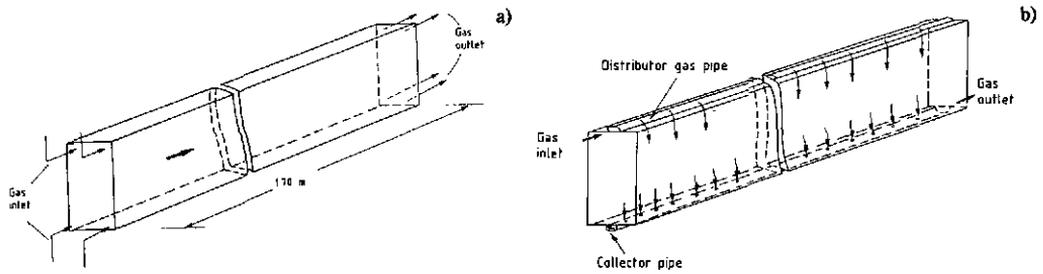


Fig. IV.35 a) Principe de la distribution longitudinale du gaz dans les volumes de dérive. b) Principe de la distribution transversale du gaz qui permet un très bon dégazage des surfaces.

et nettoyé soigneusement le TMAE pour éliminer tous les résidus d'oxydation électronégatifs (solubles dans l'eau) par une séparation de phase après lavage en atmosphère inerte avec de l'eau tridistillée et dé-ionisée.

Il apparut rapidement que même l'utilisation d'un gaz porteur du TMAE parfaitement nettoyé ne garantissait pas une grande valeur de λ si le dégazage des surfaces et le balayage du volume de dérive n'étaient pas effectués de façon homogène. Il a été ainsi montré qu'un balayage longitudinal (fig. IV.35a), qui entraîne un écoulement laminaire et par conséquent une vitesse de circulation nulle en surface, ne permettait pas une désorption suffisante de l'oxygène des parois. Pour cette raison, λ dépendait du point d'émission et de la valeur du champ électrique, et pouvait être nul près des surfaces. Il fallut modifier la distribution longitudinale pour une circulation transversale, comme il est montré à la figure IV.35b, pour obtenir une distribution uniforme de λ .

2.5 Les détecteurs à lecture optique ou chambres à images

Ce type de détecteur, largement discuté dans le cours de F. Sauli, est ici très brièvement décrit pour compléter cette revue des techniques de détection de la radiation Cherenkov.

La figure IV.36a montre le principe d'une chambre à image [58], basé sur la détection de la lumière émise dans les avalanches. Le photodétecteur est une chambre multi-étages de type PPAC, remplie avec un mélange Ar, TEA ou TMAE, ou plus généralement Ar + 2 à 3% CH₄ + TMAE. La lumière de scintillation de l'argon (raie Lyman α à 120 nm) émise durant le développement des avalanches, excite les molécules de TEA ou TMAE dont la fluorescence est émise à 280 et 490 nm respectivement. Pour de hauts gains ($\geq 10^7$), la lumière émise dans le dernier étage est détectable par une caméra de télévision standard, couplée à un intensificateur d'image, ou par une caméra équipée d'une lecture par CCD («charge coupling device»).

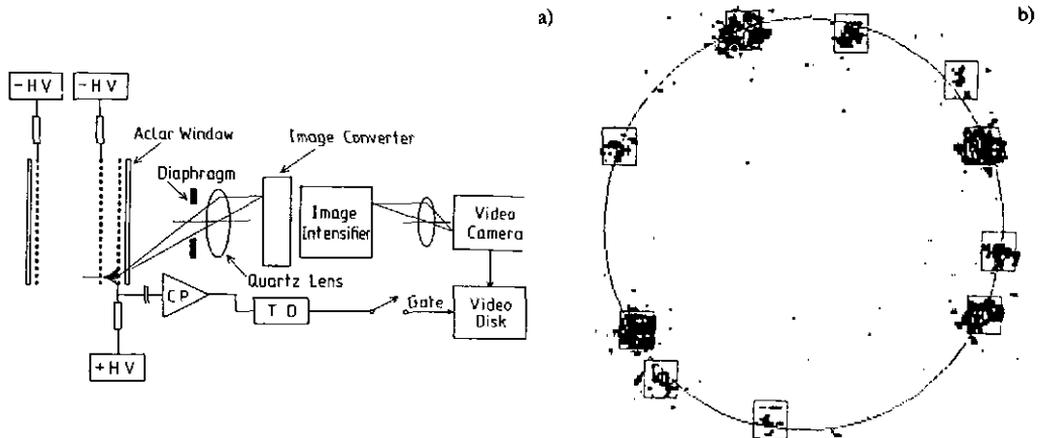


Fig. IV.36 a) Principe de la détection des photons émis dans les avalanches au moyen d'une caméra de télévision et d'un amplificateur de brillance. b) Image typique enregistrée puis reconstruite, obtenue avec un radiateur gazeux focalisé.

La lecture étant très lente (quelques ms), la chambre doit être équipée d'une grille de transfert entre les étages de préamplification et d'amplification pour éviter des superpositions d'images. De plus, le détecteur doit fonctionner à basse pression pour réduire l'ionisation des particules chargées traversant la chambre.

La figure IV.36b montre l'exemple d'une image ainsi obtenue. La précision de localisation d'un photo-électron est de l'ordre de 2 mm en prenant le barycentre de chaque tache image. Le pouvoir de séparation entre photons voisins est visiblement très médiocre. La méthode est intéressante par sa simplicité, mais ses applications sont très limitées.

3. LES DÉTECTEURS RICH RAPIDES

Les détecteurs RICH sont dits rapides lorsqu'ils sont conçus de façon que la dispersion du temps de collection (ou de dérive) Δt_d des photo-électrons soit déterminée uniquement par l'absorption des photons ($\Delta t_d \approx 3\lambda/v_d$). Pour cette raison, ces détecteurs ont un couplage direct entre le volume de conversion et le détecteur de photo-électrons (fig. IV.37), et la dispersion Δt_d peut varier entre 20 ns et 1 μ s suivant la vapeur photosensible utilisée et sa tension de vapeur (§ 1.1). Le détecteur de photo-électrons peut être une CPM, une MSAC ou une PPAC.

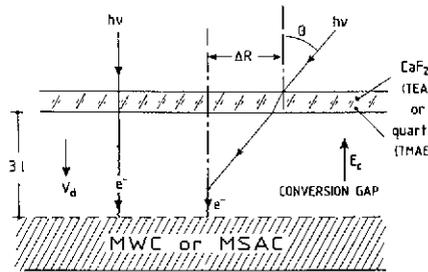


Fig. IV.37 Principe d'un détecteur RICH rapide.

La reconstruction bidimensionnelle de l'image projetée est obtenue soit par la lecture des fils et des cathodes segmentées en bandes étroites, soit par la lecture du plan cathodique inférieur divisé en damier. Cette dernière méthode permet une reconstruction sans ambiguïté des images d'événements multiparticules (de type jet); elle est par conséquent bien adaptée à la réalisation de détecteurs pour les expériences avec cible fixe et pour les futurs collisionneurs hadroniques (SSC ou LHC). Par contre, ces détecteurs nécessitent de nombreux canaux électroniques pour la détection et la lecture et, pour cette raison, leur développement n'est devenu possible que récemment, avec l'avènement de l'électronique intégrée (VLSI) de faible coût.

3.1 Le premier détecteur RICH rapide utilisé dans une expérience

Un détecteur RICH rapide fut construit en 1982, pour une expérience au FNAL par une collaboration CERN-Saclay-Stony Brook [59]. Prévu pour une séparation π -K-p au-dessus de 200 GeV/c, ce détecteur utilisait un radiateur d'hélium à pression atmosphérique ($\gamma_s = 120$), de 16 m de longueur, et des miroirs sphériques de 8 m de distance focale. Quatre photodétecteurs de 20×20 cm² étaient utilisés dans le plan focal des miroirs. Équipés de fenêtres de CaF₂ chacun de ces détecteurs était constitué d'un volume de conversion de 6 mm d'épaisseur, suivi d'une chambre de type MSAC; ils utilisaient un mélange He + TEA ou He + CH₄ + TEA. La reconstruction de l'image était effectuée par trois projections indépendantes, obtenues par la lecture, d'une part, des fils d'anode (1,3 mm d'espacement) et, de l'autre, de bandes cathodiques de 5 mm de largeur, orthogonales entre elles et placées à 45° par rapport aux fils.

Les coordonnées fournies par la lecture analogique des bandes cathodiques étaient obtenues par la détermination du centre de gravité des charges induites avec une précision submillimétrique ($\sigma < 0,4$ mm). Cependant, comme le montre la figure IV.38, la méthode entraînait des ambiguïtés de reconstruction, limitant à 5 le nombre maximum de photo-électrons qui pouvaient être reconstruits.

La figure IV.39 montre une superposition des images de 100 pions de 200 GeV/c, obtenue avec un temps de résolution de 50 ns. Le nombre moyen N de photo-électrons par pion est de 4,8, correspondant à un facteur de mérite $N_0 = N \gamma_s^2/L = 43$ cm⁻¹. Ce résultat, modeste par rapport à la valeur théorique attendue ($N_0 \approx 75$ cm⁻¹), souligne la difficulté de la technique. La direction de la particule étant connue par les chambre proportionnelles utilisées pour la mesure de l'impulsion, le rayon image est calculable même pour un seul photo-électron puisque le centre image est déterminé.

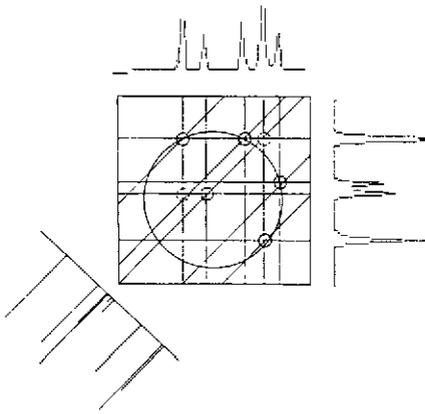


Fig. IV.38 Exemple de reconstruction d'une image pour un événement avec quatre photons et de la trace de la particule incidente à partir de trois projections. Deux photo-électrons « fantômes » apparaissent (indiqués en pointillé), mais, dans ce cas, peuvent être éliminés après analyse des diverses combinaisons.

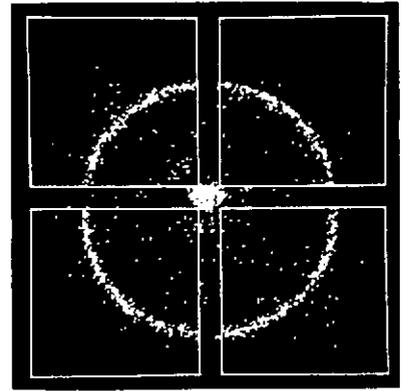


Fig. IV.39 Exemple d'anneau Cherenkov obtenu par la superposition des images de π^- de 200 GeV/c avec un radiateur d'hélium de 8 m de distance focale [15]. La tache du faisceau est visible au centre.

La figure IV.40 montre une distribution du rayon image, obtenue à 200 GeV/c avec un mélange $\text{CH}_4 + \text{He} + \text{TEA}$, qui correspond à une séparation $\pi-K$ avec environ 6 déviations standard. Ce bon résultat est cependant très loin de la valeur calculée en considérant la dispersion chromatique comme unique source

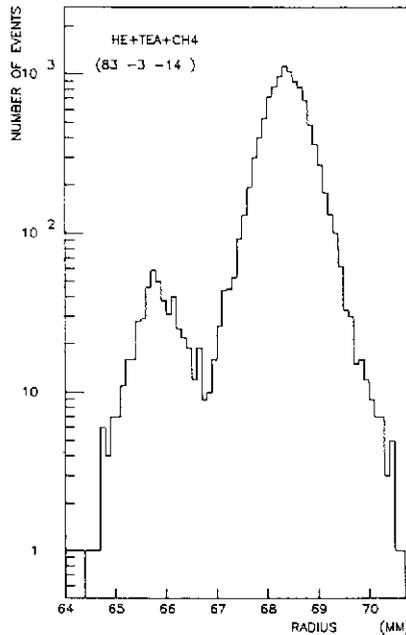


Fig. IV.40 Distribution du rayon image pour des K^- (pic de gauche) et des π^- à 200 GeV/c, obtenue avec le détecteur RICH de la réf. [15].

d'erreur. En effet, pour l'hélium à 8,2 eV (énergie au maximum de l'efficacité quantique) $dn/dE = 1,04 \times 10^{-6} \text{ eV}^{-1}$ et $n - 1 = 36,1 \times 10^{-6}$ (voir tableau II.3). Suivant la relation (II.25),

$$\left[\frac{(\sigma_\theta)_{\text{ch}}}{\theta} \right]^{(\infty)} = 4,2 \times 10^{-3} \text{ eV}^{-1},$$

soit environ 3×10^{-3} ($\Delta E = 0,7 \text{ eV}$) avec l'emploi du CH_4 . Cette dernière valeur donne [relation (II.29)], pour 200 GeV/c,

$$n_\sigma = \frac{m_k^2 - m_\pi^2}{2K_c p^2} \approx 30,$$

avec

$$K_c = \frac{[(\sigma_\theta)_{\text{ch}}/\theta]^{(\infty)}}{(\gamma_s \sqrt{N_0 L})} = 9,3 \times 10^{-8}$$

pour $N_0 = 43 \text{ cm}^{-1}$ et $L = 16 \times 10^2 \text{ cm}$. La résolution spatiale σ qui donnerait la même erreur est

$$\sigma = f(\sigma_\theta)_{\text{ch}} = \frac{f}{\gamma_s} \left[\frac{(\sigma_\theta)_{\text{ch}}}{\theta} \right]^{(\infty)} \approx 0,2 \text{ mm}$$

pour $f = 8 \times 10^3 \text{ mm}$. Le calcul montre clairement que les sources d'erreurs optique et géométrique sont mal déterminées et dominantes.

Pour augmenter le nombre de photo-électrons reconstruits, Charpak et Sauli ont testé en 1984 un photodétecteur du même type, mais avec un volume de conversion de 50 mm d'épaisseur pour augmenter le libre parcours moyen des photons [60]. En utilisant, par exemple, un mélange He (0,90) + $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (0,10) + TMAE (5×10^{-4}), une vitesse de dérive de $2 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ est obtenu dans le volume de conversion avec un champ électrique de $0,6 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, ce qui permet de répartir l'arrivée des photo-électrons sur la CPM dans un intervalle de 2,5 μs . En effectuant une corrélation dans le temps des informations anode-cathode par une mesure du temps de migration, 4 à 5 photo-électrons peuvent être reconstruits toutes les 50 ns. De la sorte, 120 photo-électrons peuvent être reconstruits, si l'on tient compte de l'absorption exponentielle dans le gaz, mais avec une perte importante du pouvoir de séparation entre les événements successifs.

Un détecteur similaire, mais fonctionnant avec une basse pression d'isobutane, a été développé par Breskin et al. [61]. Des gains de l'ordre de 10^7 ont été atteints. En utilisant une lecture des plans de fils cathodiques orthogonaux au moyen de lignes à retard, une résolution spatiale de l'ordre du millimètre a été obtenue. La méthode est économique, mais ne permet pas la reconstruction d'images d'événements complexes. Le fonctionnement à basse pression permet une augmentation du gain et limite l'ionisation des particules chargées, mais accroît sévèrement les contraintes mécaniques pour les fenêtres, si de grandes surfaces doivent être réalisées.

3.2 Les détecteurs RICH rapides du futur

La séparation des particules aux très hautes énergies auprès des futurs collisionneurs hadroniques impose de sévères contraintes de résolution spatiale (tableau IV.2) pour reconstruire l'impact des photons dans le photodétecteur.

Pour un gaz avec un facteur de Lorentz au seuil $\gamma_s \approx 50$ et un radiateur de 4 m de longueur, les diverses hypothèses discutées montrent qu'une cellule de mesure de 1 mm^2 environ déterminerait une erreur égale à celle due aux aberrations chromatiques. Au LHC, la conception géométrique des détecteurs la plus simple serait sphérique. En supposant que les photodétecteurs soient placés au rayon 2 m, la surface totale de détection serait d'environ 50 m^2 , et nécessiterait par conséquent 50 millions d'éléments de détection, un nombre prohibitif pour un détecteur 4π mais acceptable pour un angle solide limité. Une plus modeste granularité de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ diminuerait le nombre de cellules d'un facteur quatre et l'impulsion limite pour la séparation π -K de 250 GeV/c serait réduite à 210 GeV/c.

Puisque des taux d'interactions de l'ordre de 10^8 s^{-1} sont prévus, et que l'intervalle de temps entre croisements successifs des faisceaux est de 15 ns, les détecteurs devront avoir une dispersion du temps de collection $\Delta t_c < 15 \text{ ns}$, valeur qui est aisément obtenue avec le TEA à 20 °C (§ 1.1.2.1).

Si d'autre part un facteur de réjection de 10^4 est obtenu pour la sélection des événements intéressants, le taux des données à acquérir sera de 10^4 s^{-1} , soit un événement toutes les 100 μs . Pour obtenir une efficacité de 90% pour l'acquisition des données, celle-ci devra se faire en moins de 10 μs sans traitement. Le temps nécessaire pour obtenir la sélection d'un bon événement devrait être compris entre 0,5 et 1 μs . Par

conséquent, un temps de stockage de l'information du même ordre sera nécessaire pour effectuer la corrélation par coïncidence, avec une résolution de 10 à 15 ns. Ce temps de stockage devra être obtenu soit en dérivant les images dans le gaz, soit en retardant électroniquement les impulsions de détection.

3.2.1 Le choix du photodétecteur

Une PPAC fonctionnant à la pression atmosphérique, avec un plan anode divisé en damier (fig. IV.41) est, *a priori*, une solution attractive puisqu'elle évite l'emploi de fils d'anode fragiles.

Le signal négatif qu'elle détecte, étant obtenu par la collection des électrons créés dans les avalanches, est plus rapide que le signal positif détecté par une CPM, induit par les ions positifs migrant vers la cathode. Des détecteurs de ce type ont été récemment testés avec succès [62], mais peu d'expérience est acquise. Les détecteurs de grande surface présentent des difficultés techniques évidentes si l'on veut minimiser les décharges électriques. D'autre part, ils nécessitent une assez grande épaisseur de gaz. Pour cette raison, ils sont sensibles à l'ionisation des particules chargées et devraient utiliser des mélanges gazeux à forte concentration d'hélium.

Le photodétecteur de la figure IV.42 est une CPM avec lecture du damier de la cathode. Le volume de gaz de la chambre est aussi utilisé comme volume de conversion. L'épaisseur totale du gaz est de 1,8 mm et

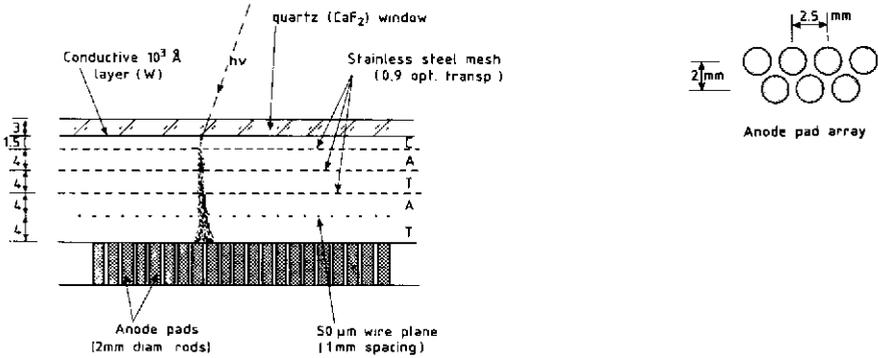


Fig. IV.41 Exemple d'une chambre à multi-étages de type PPAC (Parallel-Plate Avalanche Chamber) avec anode de collection en damier, utilisée comme photodétecteur rapide avec du TEA comme vapeur photo-ionisante dans du CH₄, ou du TMAE à 100 °C avec un mélange CH₄ + C₂H₆.

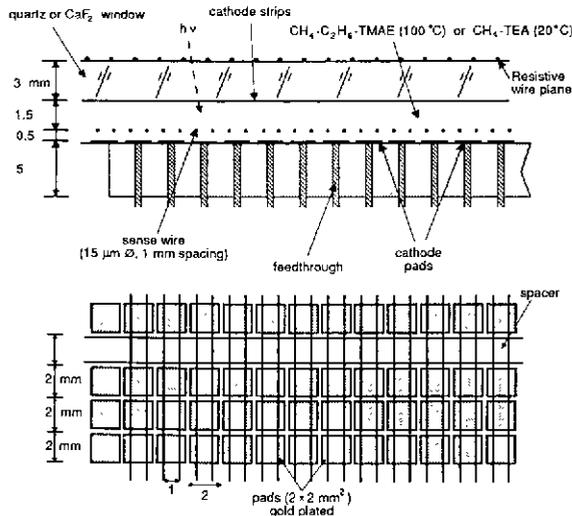


Fig. IV.42 Exemple d'un photodétecteur rapide utilisant une CPM classique avec lecture du plan cathodique divisé en damier.

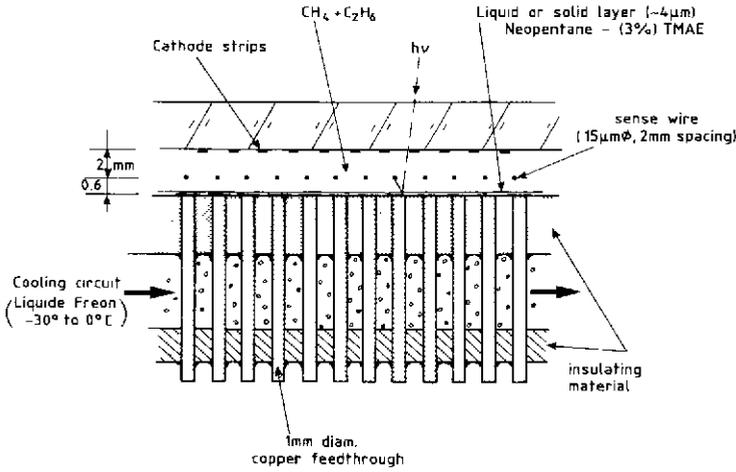


Fig. IV.43 Exemple d'un possible photodétecteur utilisant une photocathode solide de NP + (3%) TMAE, obtenue par condensation à -30°C .

la distance anode-cathode de 0,6 mm (des espaceurs sont montés tous les 10 cm) de façon à augmenter le couplage, et par conséquent le signal induit. Avec du TEA à 20°C , l'épaisseur totale du détecteur correspond à 3 longueurs d'absorption λ des photons, et la distance entre la fenêtre de CaF_2 et l'anode à 2λ . Cette géométrie minimise la dispersion du temps de collection des photo-électrons à $2\lambda/v_a$, ainsi que la longueur de la trajectoire de la particule dans le gaz. Il a été montré [55] que pour des valeurs de $\lambda \leq 0,6$ mm la production des photo-électrons secondaires, due à l'émission de photons par excitation atomique du carbone (§ 1.2.1), ne nécessitait pas l'emploi de cloisons entre fils et que des gains de l'ordre de 5×10^6 pouvaient être obtenus sans perte de résolution spatiale. La construction de ces détecteurs est facile et leur tenue sous tension électrique est excellente. De plus, les fils d'anode, utilisés avec une discrimination à haut niveau des signaux induits, peuvent aider à la sélection de la multiplicité des particules chargées secondaires.

Une variante de ce dernier type de détecteur est à l'étude; elle est montrée à la figure IV.43. Elle consiste à obtenir, par cryopompage à la surface de la cathode, une photocathode solide constituée d'un mélange de TMAE dans le néopentane (NP) [41]. Les résultats des mesures indiquent que des efficacités quantiques aussi élevées qu'en phase gazeuse pourraient être obtenues. Ceci est dû à la grande mobilité et à la longue vie moyenne des électrons dans le NP, qui garantissent que le photo-électron créé dans le volume peut dériver jusqu'à l'interface solide-gaz. Comme le NP a une affinité électronique V_0 positive, il y a transfert spontané des photo-électrons dans le gaz. Pour une photocathode solide de NP contenant une fraction molaire $F(\%)$ de TMAE ($\sigma \cong 40 \text{ mb}$, $\rho = 0,7 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$), $\lambda = 4,3 \mu\text{m}/F\%$. La mobilité des électrons dans le NP étant de $80 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $v_a = 8 \times 10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$; pour 3λ , la dispersion du temps total de collection Δt_d est de 16,1 ns/F%. Ainsi, pour maintenir $\Delta t_d \cong 10 \text{ ns}$ il faut que F soit seulement de 1,6%, une valeur qui est facilement obtenue.

L'intérêt de ce type de détecteur est très important, car il permettrait l'emploi du quartz pour les fenêtres, un plus large choix de radiateurs, avec un minimum d'aberrations chromatiques.

3.2.2 Une application de la technique RICH rapide

Les figures IV.44 et IV.45 montrent respectivement la coupe longitudinale et transversale partielle d'un détecteur RICH rapide proposé pour séparer les particules à basse énergie [63]. Il est destiné à être utilisé auprès d'un collisionneur e^+e^- , de haute luminosité ($\sim 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), conçu pour réaliser une usine de mésons B [64]. La machine fonctionnant à la fréquence de 10 MHz, le détecteur RICH doit être assez rapide pour éviter le recouvrement d'une interaction e^+e^- ($f \cong$ quelques hertz) par un événement du bruit de fond. L'identification des particules devant être effectuée à basse énergie, le détecteur est équipé de radiateurs de NaF (10 mm d'épaisseur) exploités dans le mode de focalisation proche.

Les photodétecteurs utilisent le TEA à 20°C ; ils sont constitués, comme il a été décrit précédemment, de CPM (1,3 mm d'espacement des fils) avec une lecture du plan cathodique par éléments de seulement $5 \times 7 \text{ mm}^2$ (7 mm suivant la direction du fil). Cette dimension de cellule relativement grande a été choisie pour

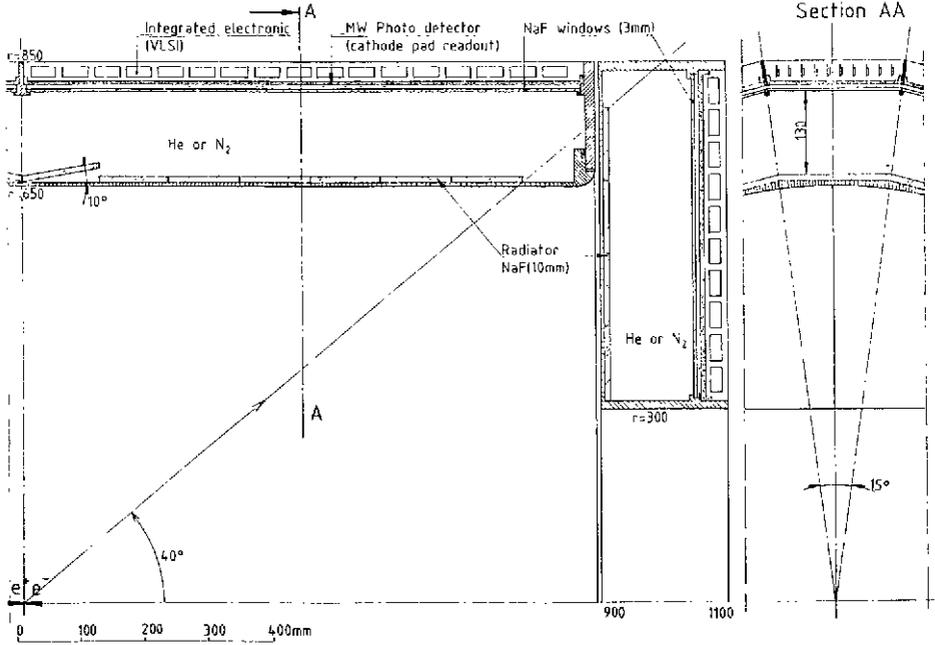


Fig. IV.44 Un quatrième de la section longitudinale du détecteur RICH rapide prévu pour l'identification des particules, jusqu'à 2,5 GeV/c, auprès d'un collisionneur e^+e^- conçu pour une «usine» de production de mesons B [64].

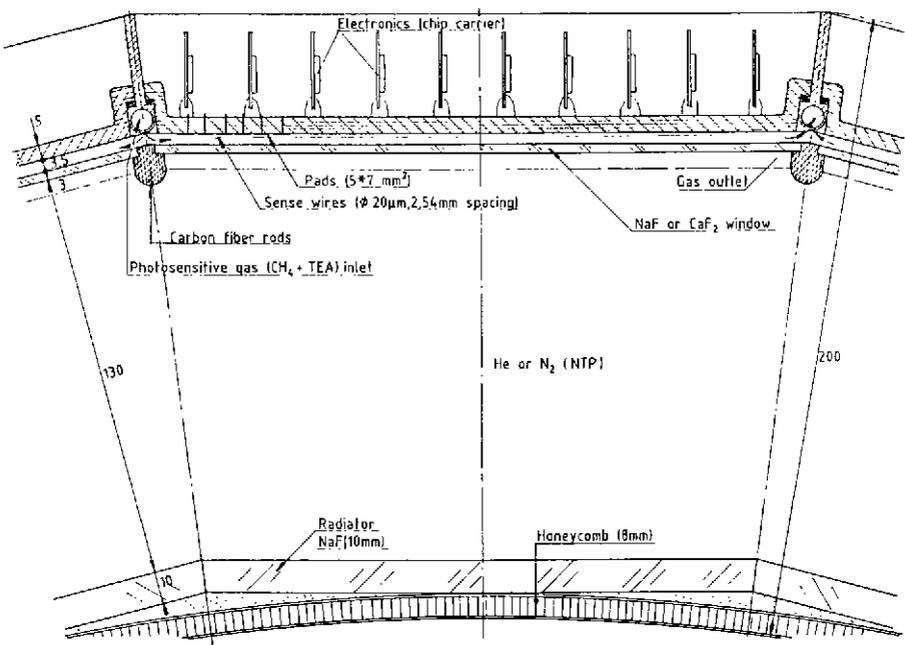


Fig. IV.45 Coupe transversale du détecteur de la figure IV.43, mettant en évidence le montage des radiateurs de NaF et de l'électronique intégrée (VLSI) sur la face arrière des photodétecteurs.

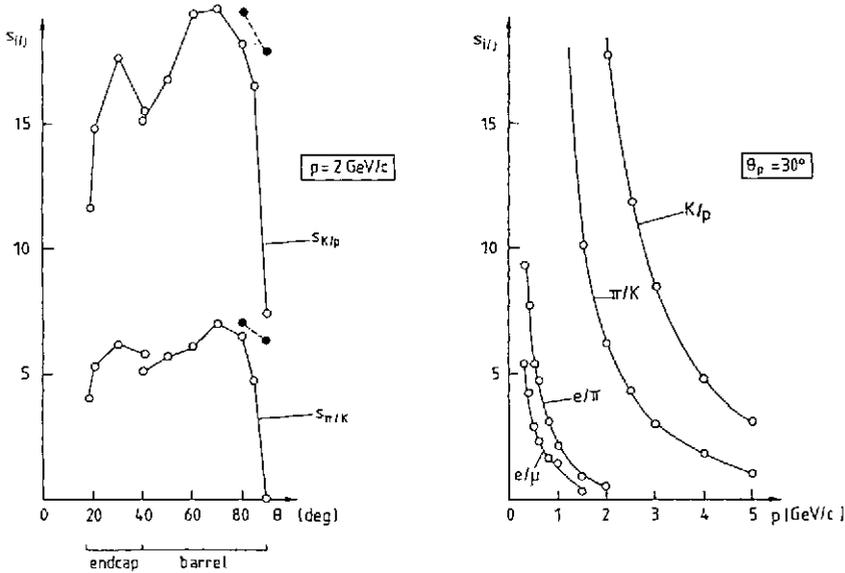


Fig. IV.46 Limites du pouvoir de séparation du détecteur de la figure IV.44. S_{ij} exprime le nombre de déviations standard $(\theta_i - \theta_j)/\sigma_\theta$ avec lequel la particule i est séparée de la particule j .

que l'erreur géométrique de reconstruction soit inférieure ou égale à celle due aux aberrations chromatiques, qui est importante dans l'intervalle d'énergie d'ionisation du TEA. Le pouvoir séparateur est montré à la figure IV.46. Bien que les dimensions du détecteur (notées sur les dessins) soient modestes, ce projet, actuellement en cours de préparation, représente environ 4×10^5 canaux électroniques. Comme l'indiquent les figures, l'électronique de détection et de lecture sera intégrée (VLSI), et directement implantée et distribuée sur la face arrière des photodétecteurs. De cette façon, seules 24 lignes de données et de contrôle (sous forme de fibres optiques) relieront le détecteur au système central d'acquisition, réduisant au minimum les connexions. Dans ce but, deux «chips» sont actuellement en cours de développement dans le groupe de microélectronique du Laboratoire Rutherford [65]: un chip de 8 canaux, en technologie bipolaire, pour la détection (amplification-discrimination), et un chip de 16 canaux, en technologie CMOS, pour la lecture des cellules touchées après sélection d'un bon événement. Le temps de lecture d'un événement sera de quelques microsecondes seulement. Ce détecteur est actuellement le plus avancé de la technique.

Remerciements

L'auteur remercie son ami et collègue T. Ypsilantis pour les quatorze années de collaboration fructueuses qu'ils ont déjà eues. Ce cours est un témoignage de sa gratitude.

L'auteur tient également beaucoup à remercier Madame S. Vascotto. Sans sa compétence, ses conseils et sa patience, ce manuscrit ne serait jamais paru. Ses collaboratrices, Mesdames M. Veyrat et I. Forrat ont édité ce texte avec célérité, compétence et gentillesse. Merci pour leur excellent travail ainsi que pour celui de Mesdames F. Rollinger et M. Glomet qui ont effectué le travail d'illustration et de mise en page.

RÉFÉRENCES

- [1] H. Aihara et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-30** (1983) 63.
- [2] P.A. Cherenkov, *Phys. Rev.* **52** (1937) 378, et *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **20** (1938) 651, **21** (1938) 116 et 319.
- [3] I. Frank et I. Tamm, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **14** (1937) 107.
- [4] V.L. Ginsburg, *Zh. Fiz. SSSR* **2** (1940) 441 et *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **10** (6) (1940) 589.
- [5] I.A. Getting, *Phys. Rev.* **71** (1947) 123.
- [6] J.V. Jelley, *Proc. Phys. Soc.* **A64** (1951) 82.
- [7] R.L. Mather, *Phys. Rev.* **84** (1951) 181.
J. Marshall, *Phys. Rev.* **81** (1951) 81.
- [8] A. Ascoli Belzanelli et R. Ascoli, *Nuovo Cimento Series* **9**, **10** (9) (1953) 1345.
- [9] W. Galbraith et J.V. Jelley, *Nature* **171** (4347) (1953) 349.
- [10] O. Chamberlain, E. Segré, C. Wiegand et T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **100** (1955) 947.
- [11] J. Litt et R. Meunier, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **23** (1973) 1.
- [12] R. Meunier et al., *Nucl. Instrum. Methods* **17** (1962) 1 et 20.
- [13] P. Duteil et al., *Rev. Sci. Instrum.* **35** (1964) 1523.
- [14] J. Séguinot et T. Ypsilantis, *Nucl. Instrum. Methods* **142** (1977) 377.
- [15] Ph. Mangeot et al., *Nucl. Instrum. Methods* **216** (1983) 79.
H. Glass et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-30** (1983) 30.
- [16] DELPHI Technical Proposal, CERN/LEPC/83-3, 83-86 (1983) et DELPHI Progress Report, CERN/LEPC/84-16 (1984).
- [17] SLD Design Report, SLAC-273 (1984).
- [18] J.V. Jelley, *Cherenkov radiation and its applications* (Pergamon Press, Oxford, 1958).
- [19] A. Roberts, *Rev. Sci. Instrum.* **31** (1960) 579.
- [20] P.W. Langhoff et M. Karplus, *J. Opt. Soc. Amer.* **59** (1969) 863.
- [21] J. Séguinot et T. Ypsilantis, en préparation.
- [22] A. Roberts, *Nucl. Instrum. Methods* **9** (1960) 55.
R. Giese et al., *Nucl. Instrum. Methods* **88** (1970) 83.
- [23] B. Robinson, *Phys. Scr.* **23** (1981) 716.
- [24] T. Ypsilantis, *Phys. Scr.* **23** (1981) 370.
- [25] J. Séguinot et T. Ypsilantis, *The Cherenkov Ring Imaging Technique*, article en préparation pour ICFA Annual Review.
T. Ypsilantis, présenté au Symposium on Particle Identification at High Luminosity Hadron Colliders, Batavia, 1989.
- [26] R. Arnold et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A270** (1988) 289.
- [27] P. Baillon et al., *Nucl. Instrum. Methods* **126** (1975) 12.
- [28] V. Fitch et R. Motley, *Phys. Rev.* **101** (1956) 496.
- [29] S.P. Denisov et al., *Nucl. Instrum. Methods* **85** (1970) 101.
- [30] H.H. Williams et al., *Nucl. Instrum. Methods* **105** (1972) 483.
- [31] D. Bartlett et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A260** (1987) 55.
- [32] J.P. Dufour et al., *Nucl. Instrum. Methods* **A241** (1985) 491.
- [33] R. Meunier et al., réf. [12].
F. Binon et al., *Nucl. Phys.* **B33** (1971) 42 et *Nucl. Instrum. Methods* **154** (1978) 455.
- [34] D.S. Ayres et al., préirage Livermore UCRL-18565 (1968).
- [35] S.P. Denisov et al., *Nucl. Instrum. Methods* **92** (1971) 77.
- [36] J. Badier et al., *Phys. Lett.* **39B** (1972) 414.
- [37] R. Meunier, *NAL Summer Study Report SS/170* (1970), p. 85.
Voir aussi réf. [13].

- [38] R.J. Apsimon et al., Nucl. Instrum. Methods **A421** (1985) 339; préirage CERN-EF/86-23 (1986); IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-33 (1986) 122 et NS-34 (1987) 504.
- [39] G.R. Carruthers, Appl. Opt. **14** (1975) 1667.
- [40] J. Séguinot, J. Tocqueville et T. Ypsilantis, résultats non publiés.
- [41] V. Peskov et al., Nucl. Instrum. Methods **A269** (1988) 149.
- [42] J.C. Person, J. Chem. Phys. **47** (1965) 2553.
- [43] D.F. Anderson, Nucl. Instrum. Methods **A270** (1988) 416.
- [44] B. Lund-Jensen et al., Photosensitive molecules for RICH detectors: TEA and TMAE, soumis à Nucl. Instrum. Methods (1989).
- [45] R.A. Holroyd et al., Nucl. Instrum. Methods **A261** (1987) 440.
- [46] A. Goechlich et al., Rev. Sci. Instrum. **58** (1987) 701.
- [47] D. Salomon et A.A. Scala, J. Chem. Phys. **62** (1975) 1469.
- [48] G. Charpak et al., Nucl. Instrum. Methods **164** (1979) 419.
J. Séguinot et al., Nucl. Instrum. Methods **173** (1980) 283.
T. Ekelöf et al., Phys. Scr. **23** (1981) 718.
G. Charpak et al., Nucl. Instrum. Methods **180** (1981) 387.
Ph. Mangeot et al., réf. [15].
B. Lund-Jensen et al., réf. [44].
- [49] R. Goldstein et al., J. Opt. Sci. Amer. **56** (1966) 765.
- [50] B. Cetinkaya et al., Chem. Comm. (1971) 1370.
Y. Nakati et al., Chem. Phys. Letters **9** (1971) 615; Bull. Chem. Soc. Japan **45** (1972) 1299 et **47** (1974) 3001.
D.E. Anderson, Nucl. Instrum. Methods **178** (1980) 125 et IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28 (1981) 842.
- [51] G. Charpak et F. Sauli, Phys. Lett. **78B** (1978) 523.
- [52] T. Ekelöf et al., réf. [48].
- [53] H.D. Morgan et J.E. Mentall, J. Chem. Phys. **60** (1974) 4734.
- [54] R. Arnold et al., Nucl. Instrum. Methods **A270** (1988) 255.
- [55] J. Séguinot et T. Ypsilantis, en préparation.
- [56] R. Arnold et al., Nucl. Instrum. Methods **A252** (1986) 188.
- [57] E. Barrelet et al., Nucl. Instrum. Methods **200** (1982) 219.
L.O. Eek et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-31 (1984) 949.
Voir également R. Arnold et al., [54] et [56].
- [58] A. Breskin et al., préirage Rehovot WIS-87/68, présenté à la conférence on Position-Sensitive Detectors, Londres, 1987.
G. Charpak et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-35 (1988) 483.
- [59] R. Bouclier et al., Nucl. Instrum. Methods **205** (1983) 403.
- [60] F. Sauli et G. Charpak, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 (1985) 663.
- [61] A. Breskin et al., Nucl. Instrum. Methods **220** (1983) 349; IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 (1985) 504; Nucl. Instrum. Methods **A252** (1986) 488.
- [62] P. Fisher et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-35 (1987) 432.
- [63] R. Arnold et al., Nucl. Instrum. Methods **A273** (1988) 466.
- [64] Proposal for an electron-positron collider for heavy flavour particle physics and synchrotron radiation, préirage Institut Paul Scherrer, PR-8809 (1988).
- [65] La description de ces «chips», développés par J. Alsford, M. Bramhall et M. French, du groupe de microélectronique de P. Sharp (Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Angleterre), pourra être trouvée dans un papier de J. Séguinot et al., en préparation pour le Symposium on Particle Identification at High-Luminosity Hadron Colliders, Batavia, 1989.



TRANSITION RADIATION

L. Fayard

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Bât. 200, F-91405 Orsay
Cedex, France

Résumé : Le principe du rayonnement de transition est décrit. On montre des applications dans le domaine du visible et dans les rayons X.

Abstract : The principles of Transition-Radiation are described. Some applications of Optical and X-ray Transition Radiation are shown.

I - INTRODUCTION

A radiation is produced when a charged particle passes through the interface between two media having different dielectric properties. This radiation -*Transition radiation*- has been predicted in 1944 by V. Ginzburg and I. Frank^[1]. It is produced in transmission *and* in reflection. It has been observed for the first time in 1959 by Goldsmith and Jelley^[2]. The radiation produced in reflection by 1 - 5 MeV (kinetic energy) protons entering a metal surface was detected in the optical range.

In 1959 Garibyan^[3] and Barsukov^[4] showed that for relativistic particles the total intensity of the radiation (integrated over all angles and frequencies) produced in transmission on an interface is proportional to $\gamma = E/m$. This opened up wider perspectives for the creation of "transition counters" used for determination of relativistic particle energies. It was suggested in 1958^[5] to add the radiations of several interfaces. The proportionality to γ of the intensity was then measured in 1970^[6]. In the mid 70's transition radiation started to be used also for beam diagnostics^[7].

II - GENERAL FORMULAS AND PROPERTIES OF TRANSITION RADIATION

For detailed computations the reader should consult references^[8-11].

II.1 - General formula for normal incidence

Let us consider the radiation produced by a unit charge particle of velocity $\vec{v} = \beta \vec{c}$ going from medium 1 (with permittivity ϵ_1) to medium 2 (ϵ_2). The differential intensity I_1 in reflection is given by :

$$\frac{dI_1}{d\Omega d\hbar\omega} = \alpha \beta^2 \frac{\sqrt{\epsilon_1}}{\pi^2} \sin^2 \theta_1 \cos^2 \theta_1 \times \left[\frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1) \left(1 - \beta^2 \epsilon_1 + \beta \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1} \right)}{\left(1 - \beta^2 \epsilon_1 \cos^2 \theta_1 \right) \left(1 + \beta \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \sin^2 \theta_1} \right) \left(\epsilon_2 \cos \theta_1 + \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_1^2 \sin^2 \theta_1} \right)} \right]^2 \quad (2.1)$$

where θ_1 (see figure 1) is between 0 and $\pi/2$. The differential energy in transmission $dI_2/d\Omega d\hbar\omega$ is given (for θ_2 between 0 and $\pi/2$) by the same formula *with* $\theta_1 \rightarrow \theta_2$, $\epsilon_1 \Leftrightarrow \epsilon_2$, $\beta \rightarrow -\beta$. The

polarisation of the radiation is parallel to the observation plane (plane defined by the normal to the interface and \vec{n}). Finally we note that this formula is deduced using *classical* electrodynamics and that we have done $\mu_1 = \mu_2 = 1$.

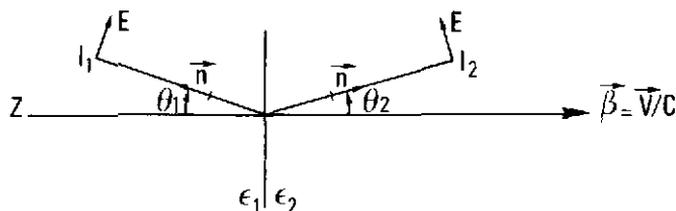


Fig. 1 - Crossing a boundary of two media by a unit charge

II.2 - Formulas for oblique incidence

They are more complicated. They can be found in ref^[8, 11, 12]. A notable difference is that parallel and perpendicular polarisations are present in this case.

II.3 - Transition vacuum-medium. Physical interpretation

Let us consider (fig. 2) a particle going at normal incidence from a medium ($\epsilon_1 = \epsilon$) to the vacuum ($\epsilon_2 = 1$). We have, from (2.1)

$$\frac{dI_2}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{\alpha\beta^2 \sin^2\theta \cos^2\theta}{\pi^2 (1 - \beta^2 \cos^2\theta)^2} \left| \frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})}{(\epsilon \cos\theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})(1 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})} \right|^2 \quad (2.2)$$

which is equal to :

$$\begin{aligned} \frac{dI_2}{d\Omega d\hbar\omega} &= \frac{\alpha^2 \beta^2}{4\pi^2} \sin^2\theta \left| \frac{1}{1 - \beta \cos\theta} + \frac{r''}{1 + \beta \cos\theta} - \frac{f''}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta}} \right|^2 \\ &= \frac{\alpha^2 \beta^2}{4\pi^2} \sin^2\theta |D + R + T|^2 \end{aligned} \quad (2.3)$$

where $r'' = (\epsilon \cos\theta - \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta}) / (\epsilon \cos\theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})$ and $f'' = (1 + r'') / \sqrt{\epsilon}$ are the reflection and refraction Fresnel coefficients^[13, 14] for parallel polarisation. We see that the intensity is given by the sum of the three waves D, R and T. We can note that the pole of T includes Cerenkov radiation (when $\beta n > 1$). This pole corresponds to $1 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta} = 0 = 1 - \beta \sqrt{\epsilon} \sqrt{1 - \sin^2\theta'}$ which gives $\cos\theta' = \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon}} = \frac{1}{\beta n}$, the usual Cerenkov formula.

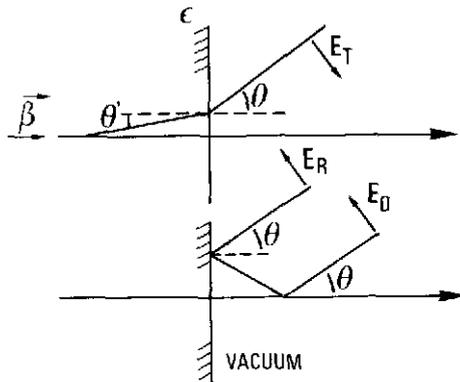


Fig. 2 - Field generated by a particle crossing a boundary of two media

II.4 - Non relativistic limit

In the case of normal incidence of a particle going from the vacuum to a medium the intensity detected in the vacuum at an angle θ (fig. 3a) is given by

$$dI_1 / d\Omega d\eta \omega = (\alpha \beta^2 \sin^2\theta / \pi) \cdot B$$

where

$$B = |(\epsilon - 1) \cos\theta / (\epsilon \cos\theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2\theta})|^2.$$

For a perfect conductor ($\epsilon \rightarrow \infty$) B is equal to 1. For an oblique incidence we have $dI_1 / d\Omega d\eta \omega = (\alpha \beta_z^2 \sin^2\theta / \pi) \cdot B$ where β_z is the component of $\vec{\beta}$ along the normal \hat{z} . We can note that in all cases the field \vec{E} is in the plane (\hat{z} , $\vec{\beta}$). This polarisation property was used already in the original work of Goldsmith and Jelley^[2].

II.5 - Length of the formation zone

The concept of the radiation formation zone and its size L_f are of great importance for transition radiation^[15, 16]. Let us consider (fig. 3b) a particle moving at velocity $\vec{v} = \vec{\beta} c$ in a medium with refractive index $n = \sqrt{\epsilon}$ and emitting waves at angle θ . Let at the moment $t = 0$ the source be at a point A and the phase of the wave emitted by it in direction \vec{k} be equal to ϕ_A . We define the formation time t_f as the time after which the phase of the wave ϕ_B emitted at a point B in the same direction \vec{k} differs from the phase of the wave ϕ_A emitted at point A by 2π . The phase factor of the wave has the form $\exp i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$. As it is clear from figure 3b.

$$|\phi_A - \phi_B| = |kL_f \cos\theta - \omega t_f| = \left| \frac{\omega n}{c} v t_f \cos\theta - \omega t_f \right| \tag{2.4}$$

since the size of the formation zone is $L_f = v t_f$. It follows from (2.4) that :

$$L_f = v t_f = \frac{(v \sqrt{\epsilon} / c) \lambda}{|1 - (v/c) \sqrt{\epsilon} \cos\theta|} \tag{2.5}$$

where λ is the wave length $\lambda = 2\pi c / (\sqrt{\epsilon} \omega)$. We see that for interesting cases ($\cos\theta \sim 1, \sqrt{\epsilon} \sim 1, v/c \sim 1$) we have $L_f \gg \lambda$.

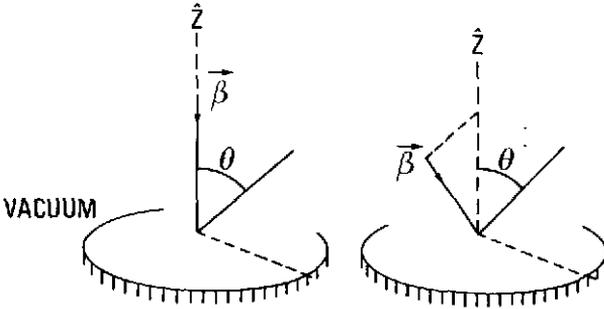


Fig. 3a - A particle going from vacuum to medium

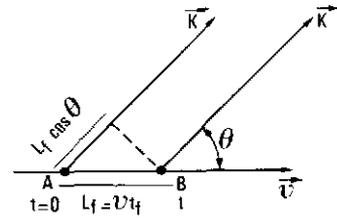


Fig. 3b - The length L_f of the radiation formation zone

II.6 - The Wartski Interferometer

The intensities I_1 and I_2 of transition radiation emitted on the two interfaces of figure 4a by a particle at normal incidence are deduced from (2.1).

$$\frac{dI_2}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{4\pi^2} \sin^2\theta_2 \left| \frac{1}{1 - \beta\cos\theta_2} + \frac{r''}{1 + \beta\cos\theta_2} - \frac{f''}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{1 - \beta\sqrt{\epsilon} - \sin^2\theta_2} \right|^2 \tag{2.6}$$

$$\frac{dI_1}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{4\pi^2} \sin^2\theta_1 \left| \frac{1}{1 + \beta\cos\theta_1} + \frac{r''}{1 - \beta\cos\theta_1} - \frac{f''}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{1 + \beta\sqrt{\epsilon} - \sin^2\theta_1} \right|^2$$

If we are interested in the optical range of the spectrum (where ϵ is notably different from 1) produced by relativistic particles at small angles we have $\beta \approx 1 - 1/(2\gamma^2), \cos\theta \approx 1 - \theta^2/2$. Only the first term for dI_2 and the second term for dI_1 contributes significantly. So $dI_1 \propto dI_2 \propto \alpha^2 / (\theta^2 + 1/\gamma^2)^2$. The total intensity dI_{TOT} sum of the radiations dI_2 (reflected on the medium ϵ) and dI_1 is different from $dI_1 + |r''|^2 dI_1$ due to the *interference* terms. We then have, setting $\theta = \theta_1 = \theta_2$.

$$\frac{dI_{TOT}}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{\alpha^2 \beta^2 \sin^2\theta |r''|^2}{4\pi^2} \left(\frac{1}{1 - \beta\cos\theta} \right)^2 |1 - e^{-i\varphi}|^2 \tag{2.7}$$

where $\varphi = 2\pi L/L_f$ and $|1 - e^{-i\varphi}|^2 = 4 \sin^2 \varphi/2$. We have a standard study of interference fringes (see ref. 13, chap. 7) apart that the phase difference is $2\pi L/L_f$ instead of $2\pi L/\lambda$. The length of the formation zone in the vacuum L_f plays the role of the wavelength λ . The *order of interference* p is defined by $\varphi/2 = p\pi$ and p is equal to

$$p = \varphi/2\pi = L/L_f = \frac{L}{\lambda\beta} (1 - \beta \cos \theta_p) = \frac{L}{2\lambda} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta_p^2 \right) = p_0 + \frac{L}{2\lambda} \theta_p^2 \text{ with } p_0 = \frac{L}{2\lambda\gamma^2}$$

The angular radii of the intensity maxima (p integer) and minima (p half integer) are given by

$$\theta_p \approx [(2\lambda/L) (p - p_0)]^{1/2} \tag{2.8}$$

These interference fringes were first observed by Wartski and coworkers^[7,11] at Saclay using an electron beam of energy between 35 and 72 MeV ($68.5 < \gamma < 140.9$). The optical transition radiation was emitted on the boundaries between vacuum and aluminium foils. The experimental arrangement was similar to figure 4b. When the particles are relativistic it can be shown that the high directivity radiation is emitted around the direction of the particle and around the direction of specular reflection. Formulas (2.7) and (2.8) are still valid for the case of figure 4b. This method can also be used in order to estimate the beam energy and the angular spread of the beam.

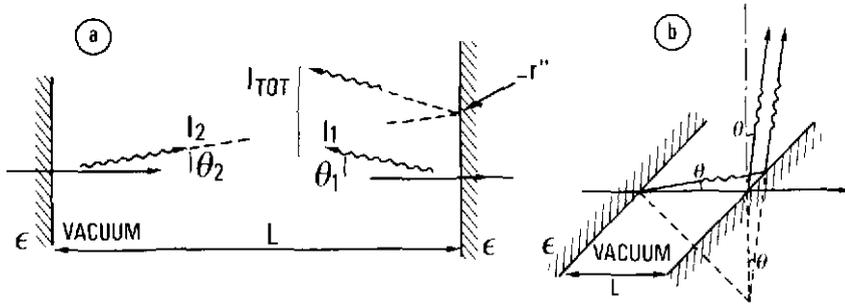


Fig. 4 - Two parallel foils

II.7 - Optical Transition Radiation Diagnostics for Beams

Transition radiation has been used in order to measure the beam profile of the CERN-SPS^[17]. The small duration of the transition radiation will be used to determine the length of the short ($\tau \sim 10^{-11}$ s) electron bunches produced by the lasertron in Orsay^[18, 19]. A new emphasis has been recently^[20] put on measurement of emittance of electron beams.

III - SEPARATION OF RELATIVISTIC CHARGED PARTICLES

The transition radiation counter, for ultra relativistic particles with a multifoil radiator and an X-ray detector is very useful in high energy physics (see ref.^[21] for example). The analysis of the parameters of such counters is then of great importance. Detailed studies can be found in ref.^[8,9,14,22-27] and only the main results are presented here.

In this chapter we will consider that the frequency ω of the radiation is much larger than the Plasma frequencies ω_p of the materials where $\hbar \omega_p \approx 28.8 \text{ eV} \times \sqrt{\frac{Z\rho}{A}}$ with ρ being the density in g cm^{-3} . In this limit it is possible to use the formula $\epsilon \approx 1 - \omega_p^2/\omega^2$.

III.1 - Comparison of Forward and Backward Radiations

Let us consider the radiations produced in the vacuum at an angle θ from the trajectory by a particle at normal incidence on a medium with a permittivity ϵ . I_1 and I_2 are the backward and forward radiations. Using (2.3) one finds :

$$\frac{dI_2}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{4\pi^2} \sin^2\theta \left| \frac{1}{1 - \beta\cos\theta} + \frac{r''}{1 + \beta\cos\theta} - \frac{f''}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{1 - \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2\theta}} \right|^2 \tag{3.1}$$

$$\frac{dI_1}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{\alpha^2 \beta^2}{4\pi^2} \sin^2\theta \left| \frac{1}{1 + \beta\cos\theta} + \frac{r''}{1 - \beta\cos\theta} - \frac{f''}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{1 + \beta\sqrt{\epsilon - \sin^2\theta}} \right|^2$$

These equations are similar to (2.6) but now we are interested in the X-ray part of the spectrum instead of the optical part and $\epsilon \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ is around 1. So if dI_1 has still a significant contribution from only its second term, the first and third term of dI_2 contributes. This difference will explain why the main part of the energy emitted by ultrarelativistic particles is in the forward direction. The backward radiation has the approximate form :

$$\frac{dI_1}{d\Omega d\hbar\omega} \approx \frac{\alpha}{\pi^2} \left(\frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right)^2 \frac{\theta^2}{(\theta^2 + 1/\gamma^2)^2} \tag{3.2}$$

Integrating I_1 over angles and frequency one finds^[9] $I_1 \sim (2\alpha/15\pi) \cdot \omega_p \ell n \gamma$. This total intensity has a logarithmic dependance on the particle energy. For the forward radiation we find :

$$\frac{dI_2}{d\Omega d\hbar\omega} \approx \frac{\alpha\theta^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{\theta^2 + 1/\gamma^2} - \frac{1}{\theta^2 + 1/\gamma^2 + \omega_p^2/\omega^2} \right)^2 \tag{3.3}$$

The distribution of $(1/I_2) \cdot dI_2/d(\gamma\theta)$ is shown on figure 5a. It can be shown that the most probable angle has the value $\theta_{mp} \approx 1/\gamma$ and that the root-mean-squared angle has the value $\theta_{rms} = \langle \theta^2 \rangle^{1/2} \approx [(1/\gamma^2) + (\omega_p^2/\omega^2)]^{1/2}$ which may be much larger than θ_{mp} if $\omega < \gamma\omega_p$. Integrating formula (3.3) over angles one finds :

$$\frac{dI_2}{d\hbar\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \left(1 + 2 \frac{\omega^2}{\omega_{cr}^2} \right) \cdot \ell n \left(1 + \frac{\omega_{cr}^2}{\omega^2} \right) - 2 \right\} \tag{3.4}$$

where $\omega_{cr} = \gamma\omega_p$. The emitted forward energy integrated over frequencies is equal to $I_2 = \alpha\gamma \hbar\omega_p/3 = \alpha \hbar\omega_{cr}/3$. It is proportional to the particle energy. $dI_2/d\hbar\omega$ is shown in figure 5b for the example of a boundary vacuum-polypropylene ($\hbar\omega_p = 21$ eV). One can see that about 90 % of the intensity is obtained for frequencies between ω_{cr} and $\omega_{cr}/100$. ω_{cr} is a frequency cut-off, the necessary condition for having significant yield being $\omega \leq \omega_{cr}$.

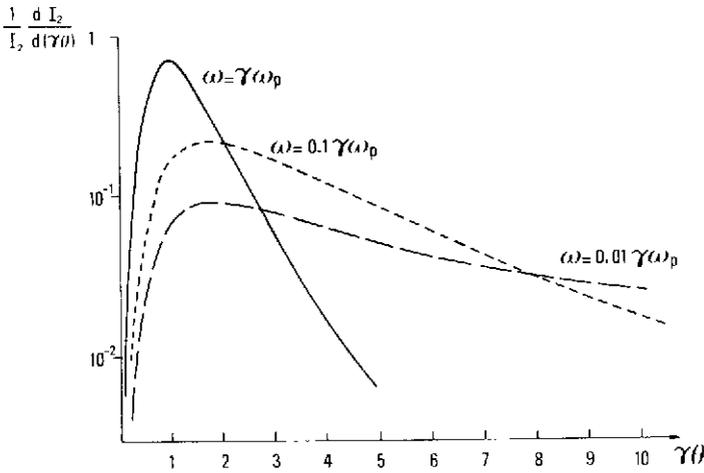


Fig. 5a - Differential distribution of the forward intensity as a function of $\gamma\theta$ for different frequencies of the radiation

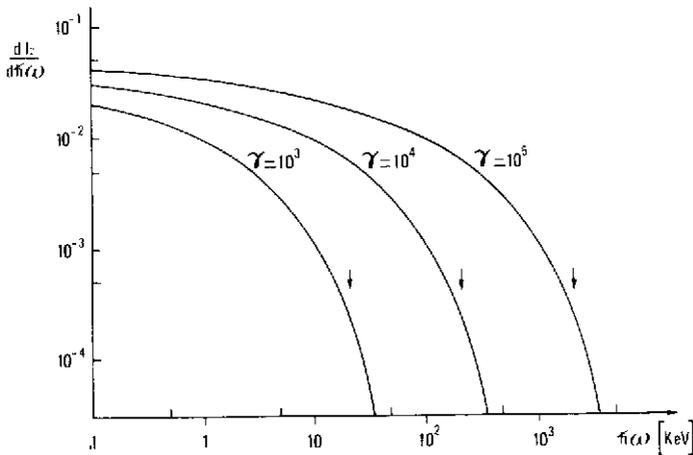


Fig. 5b - Intensity of the forward radiation at several values of γ for polypropylene ($\hbar \omega_p = 21\text{eV}$). The arrows are at $\gamma \hbar \omega_p$

III.2 - General formulas at oblique incidence

It has been shown by Garibyan^[28] that formula (3.3) holds for oblique incidence provided θ is now the angle between the radiation and the direction of the particle. If we consider a transition between 2 media with plasma frequencies ω_{p1} and ω_{p2} the generalisation of (3.3) is for the forward radiation.

$$\frac{dI_1}{d\Omega \hbar \omega} \approx \frac{\alpha \theta^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{\theta^2 + 1/\gamma^2 + \omega p_2^2/\omega^2} - \frac{1}{\theta^2 + 1/\gamma^2 + \omega p_1^2/\omega^2} \right)^2 \quad (3.5)$$

The total intensity is given by $I = (\alpha \gamma \hbar \omega p_1/3) \cdot (1 - \omega p_2/\omega p_1)^2 / (1 + \omega p_2/\omega p_1)$. If $\omega p_2 \ll \omega p_1$, one gets :

$$\theta_{mp} \approx \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega p_2^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad \text{and} \quad \theta_{rms} \approx \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{\omega p_1^2}{\omega^2} \right)^{1/2}$$

III.3 - Transition radiation produced by a single foil

Let us consider the case of a foil of thickness ℓ_1 (along the direction of the particle) and plasma frequency ωp_1 in a medium of plasma frequency $\omega p_2 \ll \omega p_1$. The intensity of the radiation is equal to :

$$\frac{dI}{d\Omega \hbar \omega} (\text{foil}) = \frac{dI}{d\Omega \hbar \omega} (\text{surface}) \cdot F \quad (3.6)$$

where F is the *interference term*. If we neglect the absorption this term is equal to $|1 - e^{-\sigma_1}|^2$ where $\varphi_1 = 2\pi \ell_1/Lf_1$, Lf_1 being the length of the formation zone in the foil. But we have absorption. It means that $\epsilon_1 \approx 1 - \omega p_1^2/\omega^2$ has a *small* imaginary part which can be neglected when computing the intensity of a single surface. But it will contribute in absorbing the radiation produced at the entrance of the foil. F is then equal to $|1 - e^{-\sigma_1 - i\varphi_1}|^2 = 4 e^{-\sigma_1} [\text{sh}^2(\sigma_1/2) + \sin^2(\varphi_1/2)]$ with $\sigma_1 = \ell_1/2 L_{A1}$, L_{A1} being the *intensity absorption length*.

If one neglects the absorption F is proportional to :

$$\sin^2(\varphi_1/2) = \sin^2 \left[(\ell_1 \omega/4) \cdot (\theta^2 + 1/\gamma^2 + \omega p_1^2/\omega^2) \right]$$

Neglecting θ^2 and $1/\gamma^2$ in front of $\omega p_1^2/\omega^2$ one gets $\sin^2(\varphi_1/2) \approx \sin^2(\ell_1 \omega p_1^2/4\omega)$. We have some *frequency maxima* $\bar{\omega}_n$ such that $\ell_1 \omega p_1^2/4\bar{\omega}_n = \pi/2 + n\pi$

$$\bar{\omega}_n = \frac{\ell_1 \omega p_1^2}{2\pi} \frac{1}{(1 + 2n)}, \quad n \text{ integer} \quad (3.7)$$

Due to absorption the important maximum is $\bar{\omega}_0$. One has an other *frequency cut-off* $\omega_c = \pi \bar{\omega}_0$ which is *independent of γ* but a function of the thickness ℓ_1 of the foil. Generally for high γ this frequency cut-off is smaller than the single foil cut-off ω_{cF} . Figure 6a shows the exact computation^[22] of the differential energy spectrum produced on a single foil of polypropylene neglecting absorption. The frequencies $\bar{\omega}_n$ are clearly visible. Figure 6b shows the intensity per interface for a single interface and a single foil (still neglecting absorption). One sees for the single foil case a linear rise (I) followed by a logarithmic rise (II) for $\gamma \gg \gamma_c$ where $\gamma_c = \ell_1 \omega p_1/2$ has been defined by the equation $\gamma_c \omega p_1 = \omega_c$. Below γ_c the intensity of a foil is equal to twice the intensity of an interface : the average (on θ, ω) of $\sin^2\varphi_1/2$ is $1/2$.

We can note finally that this "formation-zone effect" producing in particular the frequencies $\bar{\omega}_n$ has been seen in the X-ray domain by several experiments^[26,29].

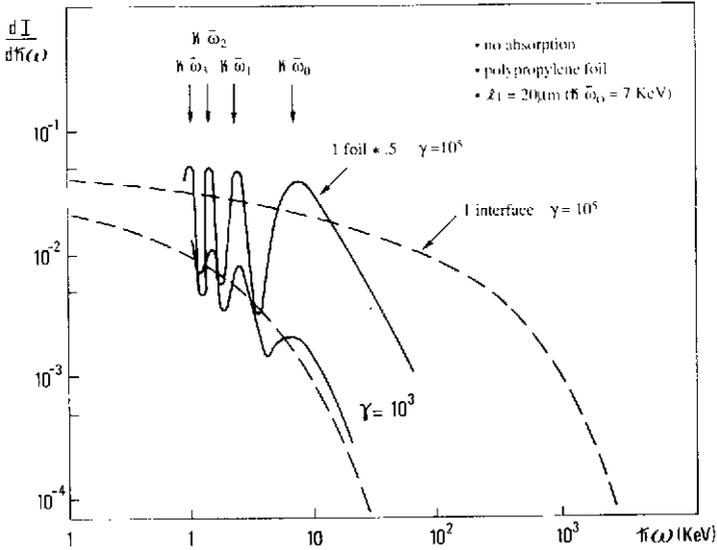


Fig. 6a - Intensity of the forward radiation for 1 foil (* .5) and 1 interface

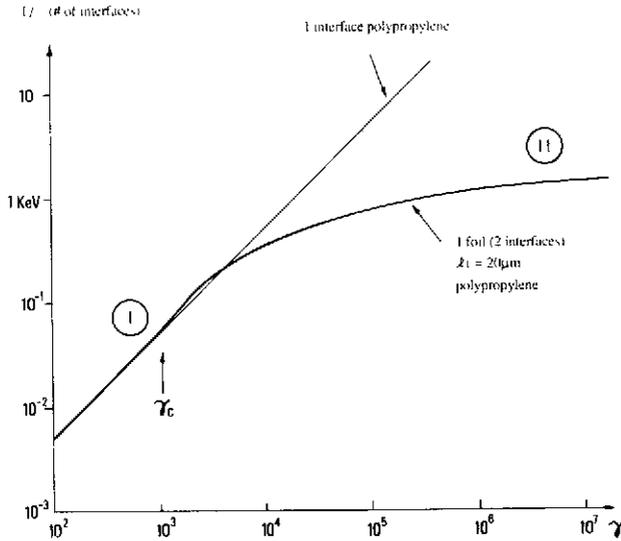


Fig. 6b - Total intensity of the forward radiation divided by the number of interfaces

III.4 - Transition radiation produced by a periodic radiator

We consider now a radiator of N foils of thickness λ_1 separated by distances λ_2 (λ_1 and λ_2 are measured along the trajectory of the particle). The plasma frequencies of the foil and gap materials are ω_{p1} and ω_{p2} respectively. Usually we have $\omega \gg \omega_{p1} \gg \omega_{p2}$. The intensity of the forward radiation produced by a unit charge particle crossing the periodic radiator is :

$$\frac{dI}{d\Omega d\hbar\omega}(\text{radiator}) = \frac{dI}{d\Omega d\hbar\omega}(\text{surface}) \cdot F \tag{3.8}$$

• F , the multiple interference term is equal to $4e^{-\sigma_1} e^{-(N-1)\sigma_{12}} F_1 F_{12N} / F_{12}$

where $F_1 = \text{sh}^2(\sigma_1/2) + \sin^2(\varphi_1/2)$ $F_2 = \text{sh}^2(\sigma_2/2) + \sin^2(\varphi_2/2)$
 $F_{12N} = \text{sh}^2(N\sigma_{12}/2) + \sin^2(N\varphi_{12}/2)$

We have $\varphi_2 = 2\pi \ell_2 / L f_2$ $\sigma_2 = \ell_2 / 2L_{A2}$ $\varphi_{12} = \varphi_1 + \varphi_2$ $\sigma_{12} = \sigma_1 + \sigma_2$

$L f_2$ is the length of the formation zone in the gap material and L_{A2} is the intensity absorption length in this material. The terms $F_1 F_{12}$ and F_{12N} are oscillating, the angular spacing between the oscillations being respectively $\Delta\cos\theta_1 = \lambda/\ell_1$, $\Delta\cos\theta_{12} = \lambda/(\ell_1 + \ell_2)$, $\Delta\cos\theta_{12N} = \lambda/N(\ell_1 + \ell_2)$. The ratio F_{12N}/F_{12} for large N produces sharp peaks^[30-32] with a spacing $\Delta\cos\theta_{12} = \lambda/(\ell_1 + \ell_2)$.

• For large N we can usually make the approximation $e^{-(N-1)\sigma_{12}} F_{12N}/F_{12} = 2\pi N_{\text{eff}} \sum_m \delta(\varphi_{12} - 2m\pi)$ with $N_{\text{eff}} = (1 - e^{-2N\sigma_{12}}) / (1 - e^{-2\sigma_{12}})$.

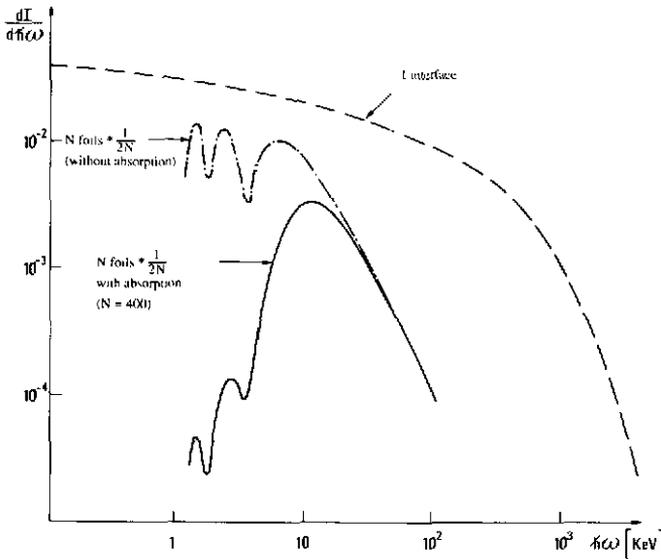


Fig. 7a - Intensity of the forward radiation (divided by the number of interfaces) for $\ell_1 = 20 \mu\text{m}$ $\hbar\omega_1 = 21 \text{ eV}$ (polypropylene $\ell_2 = 180 \mu\text{m}$ $\hbar\omega_2 = .27 \text{ eV}$ (helium)

• Using this formula the integration of $dI/d\Omega d\hbar\omega$ over angles can be easily done^[26] and the differential intensity as a function of $\hbar\omega$ is shown in figure 7a for a typical 8 cm radiator. We note that we still see, neglecting absorption the peaks $\bar{\omega}_0, \bar{\omega}_1, \bar{\omega}_2, \dots$ (coming from F_1). If absorption is included only the peak at $\bar{\omega}_0$ stays. Figure 7b shows the intensity per interface for the same radiator.

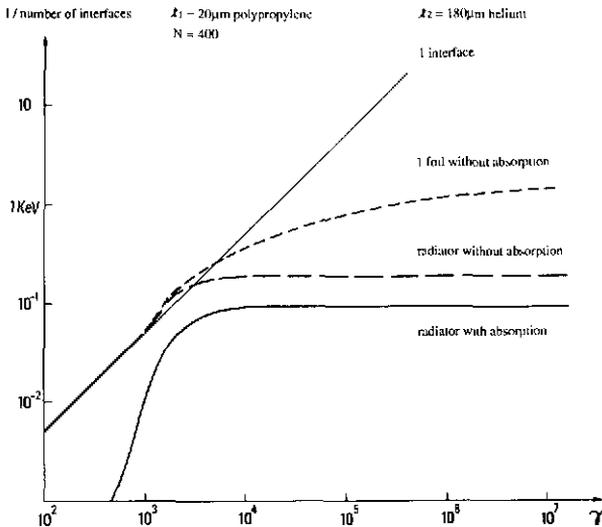


Fig. 7b - Total forward intensity

III.5 - Optimisation of a detector. Miscellaneous

• Generally a transition radiation detector is used in order to sign electrons and reject hadrons (UA2', DØ, H1, ...) [21] but it can also be used in order to sign pions and reject electrons (NA31). In the first case we define the rejection $R = \epsilon_e / \epsilon_\pi$ where ϵ_π is the pion contamination and ϵ_e the efficiency for electrons. R is a function of ϵ_e via the cuts applied on the measured informations of the n_{ch} chambers.

• The "best" rejection is based on the identification function distribution, by the maximum likelihood principle

$$F = \prod_{i=1}^{n_{ch}} F_i^\pi / F_i^e$$

where $F_i^\pi (F_i^e)$ is the probability that a pion (electron) produces an event with the same information in the chamber # i.

• When we are designing a detector usually the total length D is fixed and we have to optimize all the parameters, the first one being n_{ch} the number of sets (radiator + chamber used for detection of the X-rays) in order to have the best rejection. Doing so we have to take into account the ionisation produced by the charged particle in the chambers and a possible dispersion of ℓ_2 ; $\sigma(\ell_2)$ [33]. It can be done in a simulation program [34]. As an example the optimisation of the UA2' transition radiation detector for a length $D \sim 20$ cm gives 2 radiators of 77 mm, each one followed by a Xenon chamber of 23 mm. The dependance of the rejection electron vs pion as a function of other parameters is shown in figure 8 [35]. One sees that, for instance the rejection is very sensitive to ℓ_1 .

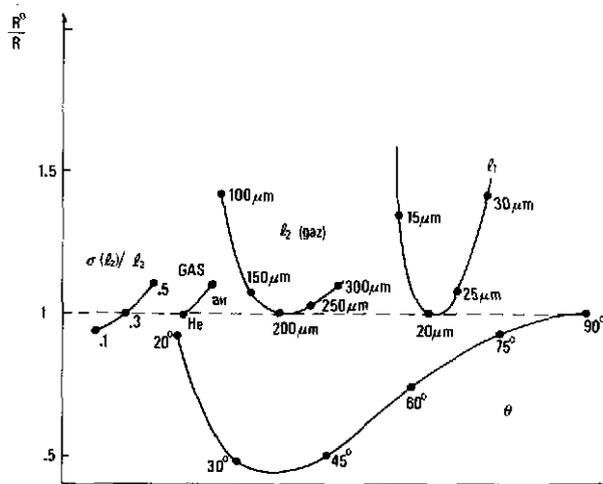


Fig. 8 - Ratio of the (simulated) rejection to pions of the UA2 detector R_0 for a standard set of parameters ($l_2 = 200 \mu\text{m}$, $l_1 = 20 \mu\text{m}$, $\theta = 90^\circ$, $\sigma(l_2)/l_2 = .3$, gas = helium) divided by R , rejection for the parameter considered. The rejections are defined at an electron efficiency of 80 %. l_1 and l_2 are the thickness at normal incidence and θ is the incidence angle.

- Flash ADC's are often used in the electronics of the Xenon chamber. We can then have a good knowledge of F^π and F^e defined above. Unfortunately the gain-using Flash ADC - in rejection is smaller^[36] than it was originally^[37] thought.
 - The X-rays are produced at a finite angle $\theta^{tr} \approx \omega_p/\omega$. It is unfortunately almost always impossible (see however ref. ^[38,39]) to detect this finite angle in a non magnetic detector.
 - The gas in the chamber is usually mainly Xenon (high Z). For the radiator a low Z material is chosen^[40] Li, Be (the best ones) or polypropylene (cheaper and safer).
 - The multiple scattering angle in the radiator is approximately given by $\theta d \sim 21/p(\text{MeV}) \sqrt{X/X_0}$ where X is the radiation length of the radiator. In the case of UA2' for $X/X_0 = .017$ and $p = 10 \text{ GeV}$ we have $\theta d \sim 0.2 \text{ mrad} < \theta^{tr} \sim 0.5 \div 1 \text{ mrad}$.
 - Very often e^+e^- conversion pairs are used in detectors in order to test them.
- Neglecting the difference of time arrival of the e^+ and e^- the response is proportional to

$$\langle |1 - e^{-ikd'}|^2 \rangle = \langle 2 - 2 \cos\left(\frac{\omega d'}{c}\right) \rangle = \langle 2 - 2 \cos(2\pi d'/\lambda) \rangle$$

where d' is the difference of the path lengths of the radiations produced by the e^+ and e^- . In the UA2' detector for example the typical separation at the entrance of the radiator of the e^+ and e^- pair produced by a photon of 15 GeV is $70 \mu\text{m}$ (neglecting multiple scattering) so $d' \sim 70 \mu\text{m} \cdot \theta^{tr} \sim 5 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$. Since $d' \gg \lambda \sim 6 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}$ we have $\langle \cos(2\pi d'/\lambda) \rangle \approx 0$ and the response of the pair is *twice* the response of an electron^[41,14].

IV - CONCLUSIONS- FUTURE

Apart from applications described above (beam diagnostics, particle identification) there are other applications of Transition Radiation like the measure of $n(\omega)$ ^[42]. Transition radiation has also been proposed as an X-ray lithography source^[27-43]. The next generation of accelerators like LHC and SSC may still use Transition Radiation^[21-44] which is good for energies up to more than 200 GeV in addition to calorimetry for electron identification.

ACKNOWLEDGEMENTS

I thank all my colleagues of the Orsay-UA2 group. I also thank X. Artru and L. Wartski for very useful discussions.

REFERENCES

- [1] V. Ginzburg and I. Frank, *Zh.E.T.P.* **16** (1946) 15
(Partial translation in *Journal Phys. USSR* **2** (1945) 353)
- [2] P. Goldsmith and J.V. Jelley, *Phil Mag* **4** (1959) 836
- [3] G.M. Garibyan, *Zh.E.T.P.* **37** (1959) 527. (*Transl. Sov. Phys. JETP* **10** (1960) 372)
- [4] K.A. Barsukov, *Zh.E.T.P.* **37** (1959) 1106. (*Transl. Sov. Phys. JETP* **10** (1960) 787)
- [5] I.M. Frank, Nobel lecture 1958, Nobel lectures, Elsevier (1964)
- [6] L.C.L. Yuan et al., *Phys. Lett.* **31B** (1970) 603
- [7] L. Wartski et al., *J. Appl. Phys.* **46** (1975) 3644
- [8] M.L. Ter-Mikaelian, *High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, Wiley Interscience, New York (1972).
- [9] V.L. Ginzburg and V.N. Tsytovich, *Phys. Rep.* **49** (1979) 1, *Phys. Lett.* **79A** (1980) 16.
- [10] I.M. Frank, *Usp. Fiz. Nauk* **87** (1965) 189. (*Transl. Sov. Ph. Usp* **8** (1966) 729).
- [11] L. Wartski, thèse Université Paris-Sud, Orsay (1976).
- [12] J.C. Ashley, *Phys. Rev.* **155** (1967) 208.
- [13] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*, 3rd edition, Pergamon (1965)
- [14] J.D. Jackson, *classical electrodynamics*, 2nd edition, Wiley (1975)
- [15] V. Ginzburg, *Physique théorique et astrophysique*, Editions Mir (1978)
- [16] V. Ginzburg, *The lesson of Quantum Theory*, p.113, edited by J. de Boer et al., Elsevier (1986)
- [17] J. Bosser et al., *NIM A238* (1985) 45.
- [18] H. Bergeret et al., LAL SERA 87-285
- [19] A. Dubrovin, LAL SERA 88-110
- [20] R.B. Fiorito et al., European Particle Accelerator Conference, Rome (June 1988)
- [21] B. Dolgoshein, *NIM A252* (1986) 137
- [22] L. Durand, *Phys. Rev.* **D11** (1975) 89
- [23] M.L. Cherry et al., *Phys. Rev.* **D10** (1974) 3594

- [24] M.L. Cherry, Phys. Rev. D17 (1978) 2245
- [25] X. Artru et al., Phys. Rev. D12 (1975) 1289
- [26] C.W. Fabjan and W. Struczinski, Phys. Lett. 57B (1975) 483
- [27] M.A. Piestrup, IEEE Journ. on Quant. Electr. 24 (1988) 591
- [28] G.M. Garibyan, Zh.E.T. 38 (1960) 1814. (Transl. Sov. Phys., JETP 11 (1960) 1306)
- [29] P.J. Ebert et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 893
- [30] M.J. Moran et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1223
- [31] G.M. Garibyan et al., Zh.E.T.P. 66 (1974) 552. (Transl. Sov. Phys. JETP 39(1974) 265)
- [32] F. Feinstein, thèse Université d'Orsay (décembre 1987)
- [33] G.M. Garibyan et al., NIM 125 (1975) 133
- [34] I. Gavrilenko, private communication
- [35] I thank D. Froidevaux for producing this figure
- [36] See for instance R.D. Appuhn et al., NIM A263 (1988) 309, M. Holder and H. Suhr, NIM A263 (1988) 319
- [37] T. Ludlam et al., NIM 180 (1981) 413 ; C. Fabjan et al., NIM 185 (1981) 119
- [38] A. Alikhanian et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 635
- [39] M. Deutschmann et al. NIM 180 (1981) 409
- [40] W. Willis, Proc. of Intern. Conf. on Trans. Rad. (Erevan 1977)
- [41] I thank B. Mansoulié for a useful discussion on this subject
- [42] M. Moran, NIM B33 (1988) 18
- [43] X. Artru et al., Orsay
- [44] T. Akeson et al., CERN 88-02 (April 1988)

CRYOGENIC DETECTORS FOR PARTICLE PHYSICS

L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix

LAPP, B.P. 909, F-74019 Annecy-le-vieux Cedex, France

Abstract: A comprehensive introduction to cryogenic detector developments for particle physics is presented, covering conventional detectors cooled to low temperature (scintillators and semiconductors), superconductive and thermal sensitive devices, as well as the basics of cold electronics. After giving a critical overview of current work, we elaborate on possible new ways for further improvements and briefly evaluate the feasibility of the main proposed applications.

Résumé: Ce cours est une introduction générale aux développements récents sur les détecteurs cryogéniques pour la physique des particules. Il décrit les propriétés à basse température des détecteurs conventionnels (scintillateurs, semiconducteurs), ainsi que les systèmes supraconducteurs, les détecteurs thermiques et l'électronique refroidie. La présentation du panorama des travaux en cours est complétée par une discussion des améliorations possibles ainsi que par une brève évaluation de la faisabilité des expériences proposées.

1. INTRODUCTION

Several fashionable subjects in particle physics require high sensitivity detectors, dedicated to high precision measurement of low energy particles. Among the relevant physics issues are: electron neutrino mass [1], double β decays [2], solar neutrinos [3], cosmic, solar or laboratory-produced axions [4], galactic dark matter [5], cosmological neutrinos [6],... There may also exist weakly ionizing particles, such as magnetic monopoles [7], that would be difficult to detect by conventional techniques.

The growing prominence of this "new" physics in the context of contemporary science has triggered specific detector developments, aiming to satisfy the requirements of a particular experiment: small bolometers [8] or superconducting tunneling junctions (STJ) [9] to measure the mass of the electron neutrino; superheated superconducting granules (SSG) [10, 11, 12] and STJ [13] for solar neutrino detection; large bolometers [14, 15] for double β experiments; low temperature electromagnetic cavities [16, 17] for cosmic axions; SSG [18, 19], bolometers [14, 20] or ballistic phonon devices [21, 22] for dark matter searches; induction loops [21, 23] or SSG [24] for magnetic monopoles... All these techniques are based on the following properties of matter at low temperature:

a) Lower excitation energies. A single ballistic phonon has $E < \hbar\omega$ (Debye) < 0.1 eV, and is able to excite one or several quasiparticles in superconductors. In ordinary superconductors, the energy gap Δ for quasiparticle excitation lies in the range 10^{-6} - 10^{-3} eV [26], whereas high T_c materials ($T_c \approx 100$ K) [25] have $\Delta \approx 2 \times 10^{-2}$ eV. Thermal phonons have $E \approx kT \approx 10^{-5}$ eV at 0.1 K. Spin systems involving Kramers doublets can also produce excitation energies as low as 10^{-6} eV [15]. This is to be compared to the intrinsic semiconductor energy gap (≈ 1 eV), or to the energy of visible photons produced in scintillators (≈ 3 eV).

With elementary excitations in the range 10^{-6} - 10^{-5} eV, the energy dependent statistical component of energy resolution becomes very small. Optimal energy resolution is then mainly given by the read-out noise and thermal fluctuations of the detector.

b) The fast decrease of specific heats for dielectric crystals and semiconductors:

$$c(\text{lattice}) \approx a (T/\Theta_D)^3 \quad (1a)$$

$$c(\text{superconducting electrons}) \approx c \exp(-\Delta/kT) \quad (1b)$$

where $a \approx 234 n k$ (n = ion density) and Θ_D is the Debye temperature. Expression {1a} is actually not an exact one, and in practice a T -dependent Θ_D must be used. More detailed expressions for {1b} can be found in [26]. This sharp fall of specific heat at very low temperature makes possible thermal detection, where a small increase in temperature can be detected with the help of special thermometers. Normal electrons are less favored, since their heat capacity decreases only linearly with T .

c) At low temperature, thermal noise decreases for both detector and electronics. This may be crucial for the detection of very small signals and often determines the sensitivity threshold.

d) Low temperature phenomena provide specific signals (e.g. change in magnetization) or amplification effects (e.g. metastable phase transition in superconductors, latent heat release or quasiparticle multiplication). These effects can be the basic principle of some devices, or may provide a way to enhance the sensitivity of other detectors. Furthermore, a wide variety of superconductive materials and crystal heat absorbers is available and can be used as dedicated active targets. Then, a low temperature detector may prove useful even if its intrinsic performance is no better than that of $\text{NaI}(Tl)$ or ultrapure germanium.

However, several difficulties specific of cryogenic devices have to be solved before taking benefit of these features:

a) At very low temperature, relaxation processes are rather slow (e.g. quasi-particle or spin-lattice relaxation, electron-hole recombination, ballistic phonon thermalization, heat or radiation release by metastable states,...). Furthermore, electrons ($v \sim 10^6 \text{ cm s}^{-1}$), ballistic phonons ($v \sim 4 \cdot 10^5 \text{ cm s}^{-1}$), and, a fortiori, heat propagate much slower than light. This makes difficult to reach time resolution below several microseconds and in some cases rise times longer than 1 msec are reported. Nevertheless, the superconducting to normal phase transition has a very fast intrinsic time scale (10^{-12} s for elementary Cooper pair breaking) and luminescence still exists at very low temperature, as will be discussed later on.

b) To reach optimal performances, a considerable technological effort is required: temperature gradients may spoil uniformity in detector response; fluctuations in the mechanisms of energy conversion contribute to the energy resolution; Kapitza resistances must be kept as low as possible in order not to slower detector response; energy lost in irreversible mechanisms (e.g. Frenkel pairs created by α particles) must be taken into account, as well as energy trapping by long-lived electronic states (e.g. impurity levels); luminescence phenomena, if out of control, will further degrade energy resolution... All these problems are being dealt with in current developments.

c) Besides the eventual inconvenience of lengthy cooling and reheating procedures (particularly for large detector at very low temperature), cryogenic devices must exhibit good stability over thermal cycles.

Fig. 1 shows the T -dependence of the effective Θ_D for several semiconductors, whereas Fig. 2 exhibits the specific heat anomaly from electrons in a conventional superconductive material. Specific heats of high T_c superconductors are currently being studied. As an example, YBaCuO specific heat is exhibited in Fig. 3. The appearance of a peculiar "low T " term seems to be a common feature to several high T_c materials. Fig. 4 shows the thermal conductivity of a metal in both superconducting and normal phase, where the electron anomaly at $T < T_c$ reflects the fact that Cooper pairs are not entropy carriers. Heat propagation at quasi-equilibrium is governed by the coefficient $D = \kappa/c$, according to the usual diffusion equation, but for pure high quality crystals the concept of ballistic phonons plays a fundamental role. At very low temperature, the intrinsic lattice thermal conductivity is limited only by umklapp processes (where momentum is conserved up to a reciprocal lattice vector) [27], and increases exponentially in Θ_D/T . Then, the effective thermal conductivity is controlled by surface scattering, impurities and defects. Its T -dependence follows that of specific heat (T^3 law). For a perfect, infinite ionic crystal at $T = 0$, one would have $D = \infty$ and phonons would propagate ballistically at the speed of sound. Fig. 5 shows the T -dependence of κ for several isotopically pure LiF crystals of different sizes [28]. Below $T = 10$ K, the measured thermal conductivity is proportional to the crystal size, which provides evidence for linear (non-diffusive) propagation of unscattered phonons through the crystal.

An important question is the microscopic description of the energy degradation of an ionizing particle or a recoiling nucleus in the detector. A ionizing particle in a superconductor first produces excited electrons, which interact with other electrons and radiate phonons. Such phonons break Cooper pairs. After several levels of energy degradation ($\sim 10^{-10}$ s), an excess of $\sim 10^9$ quasiparticles per MeV has been produced. A detailed description can be found in [29]. Nucleus recoil has been studied in [30]. Further studies are required for each specific medium, to better understand the detector response as well as effects spoiling energy resolution.

The field of low temperature detectors for particle physics is a recent one, still at the stage of feasibility studies. However, in the last two years, encouraging results have emerged [31, 32, 33] as the development effort increases. Interesting new ideas have also been put forward, but there is still room for further innovation.

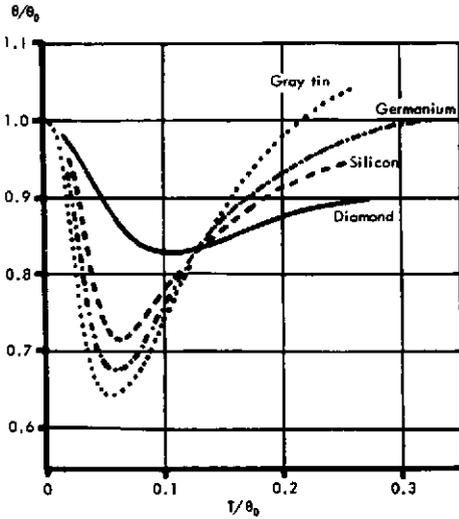


Fig. 1: T-dependence of the effective Debye temperature for several semiconductors. Diamond, silicon and germanium are often used as bolometers at very low T. From: E. Gopal, "Specific Heats at Low Temperature", Ed. Heywood 1966.

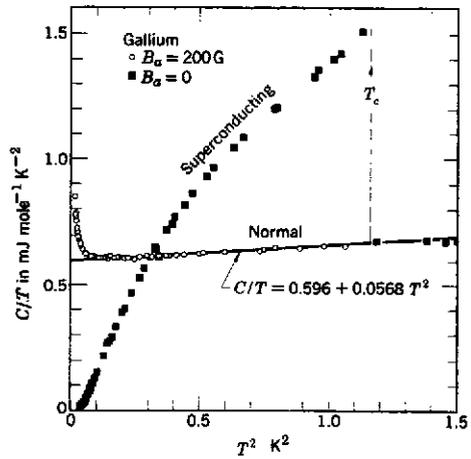


Fig. 2: Specific heat of gallium in both normal and superconducting phase. The linear T-dependence of normal electron heat capacity is to be compared to the exponential behavior of c (electrons) in the superconducting phase. From: C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", Ed. Wiley 1968.

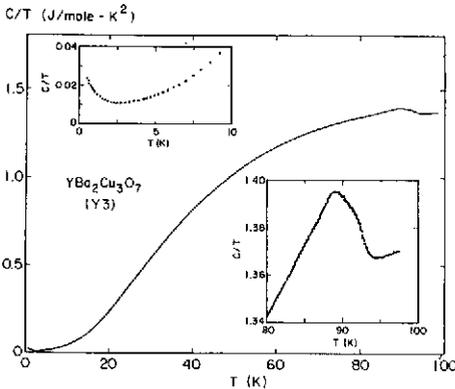


Fig. 3: Detail of the specific heat of a "high T_c " superconductor. From: R.A. Fischer, J.E. Gordon and N.E. Phillips, I.B.L. preprint (1988).

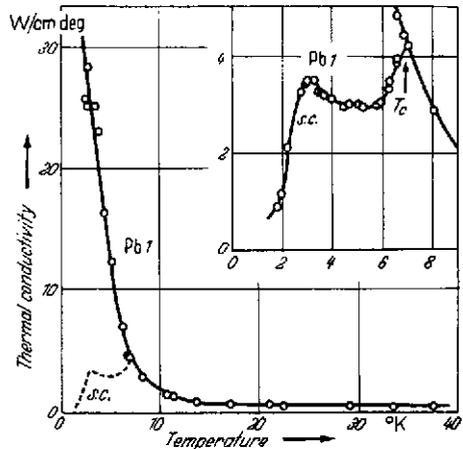


Fig. 4: Thermal conductivity of lead in both normal and superconducting phase. From: Handbuch der Physik, Ed. Springer-Verlag.

2. CONVENTIONAL DETECTORS AT LOW TEMPERATURE

2.1 Scintillators

Luminescence is not specifically a room temperature phenomenon. If a high light yield is the main requirement, together with the use of a specific target, thermal quenching [34, 35] may enforce the use of cryogenics. Several well known scintillators exhibit a higher light yield at low temperature, although such an improvement is accompanied by an increase of fluorescence decay time. Naively,

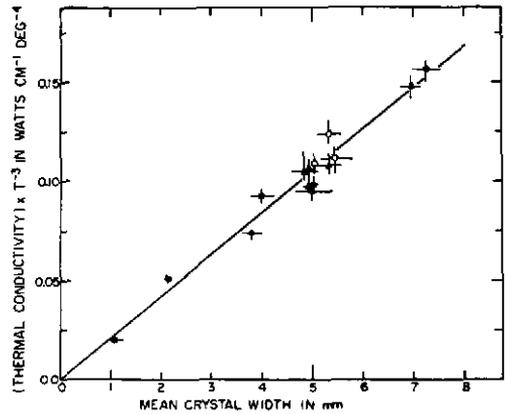
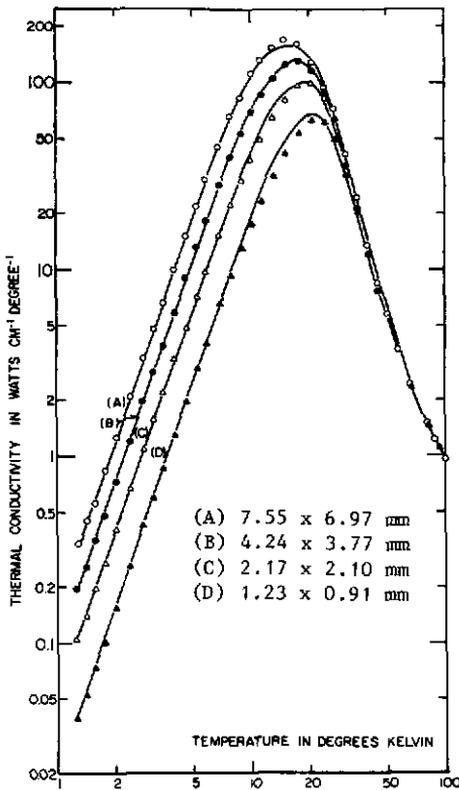


Fig. 5: Measured thermal conductivity of pure LiF crystals at low temperature. Left: T-dependence of κ for several crystal sizes. Above: size-dependence of the coefficient of the T^3 term at $T < 10$ K.

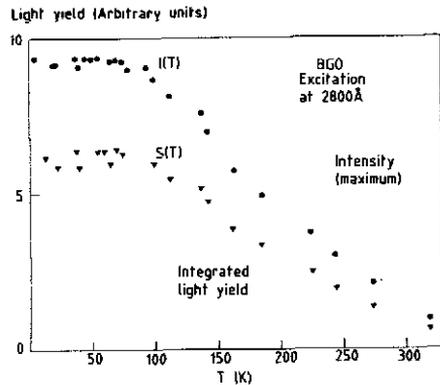
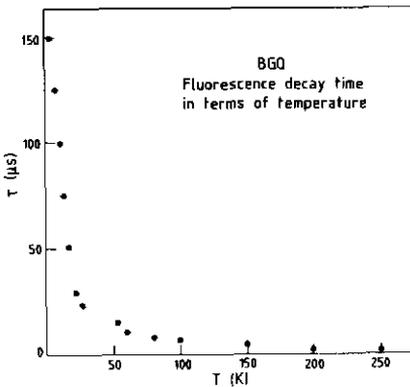


Fig. 6 (above): T-dependence of BGO light yield. From [37].

Fig. 7 (left): T-dependence of BGO fluorescence decay time. From [37].

one has [34]:

$$1/\tau = p_r + p_{nr} \tag{2}$$

where τ is the decay time, p_r the probability for radiative transitions and p_{nr} the probability of non-radiative de-excitation due to orbital band crossing [35]. As T decreases, each electron tends to remain in the lower level of its orbital band, and only radiative processes are allowed. This leads to the law:

$$\tau(T)/\tau(0) = \eta(T)/\eta(0) \tag{3}$$

where η is the fluorescence efficiency. However, expression (3) ignores exciton trapping by metastable states [36], originating from low lying vibrational modes (self-trapping), or from impurity levels

slightly below the usual band. Let $\Delta\epsilon$ be the energy difference between the fluorescent perturbed level and the metastable state (e.g. the lowest vibrational state of the band), and p_r' the decay time of the metastable level. At low T [37]:

$$1/\tau \approx (p_r' + p_r e^{-\Delta\epsilon/kT}) (1 + e^{-\Delta\epsilon/kT})^{-1} \quad (4a)$$

so that, for $kT \ll \Delta\epsilon$, one has: $\tau^{-1} \approx p_r'$. According to this description, the decay time tends to a constant at $T \rightarrow 0$, but its value can be significantly larger than that predicted by equation (3). Exciton trapping appears to be present in several well known scintillators, whose light yield increases or remains unchanged when going down in T . BGO light yield increases by a factor of 10 between $T = 300$ K and $T = 4$ K, whereas the decay time varies from 300 ns to 150 μ s. A fit to low temperature decay time for BGO and Bi^{3+} doped luminophores suggests a law similar to (4a):

$$\tau \approx (A + B e^{-\Delta\epsilon/kT})^{-1} \quad (4b)$$

with the values [37, 36]:

Crystal	A (s ⁻¹)	B (s ⁻¹)	$\Delta\epsilon$ (meV)
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	$5 \cdot 10^3$	$1.3 \cdot 10^5$	2.85
$\text{LaPO}_4(\text{Bi})$ 1%	$0.6 \cdot 10^3$	$3.05 \cdot 10^5$	2.09
$\text{YVO}_4(\text{Bi})$ 1%	$6 \cdot 10^3$	$2.65 \cdot 10^5$	1.03
CaWO_4	$5.2 \cdot 10^3$	$6.0 \cdot 10^4$	4.5

Fig. 6 exhibits the T -dependence of BGO light yield, whereas Fig. 7 shows the T -dependence of fluorescence lifetime. BGO transparency has also been found to improve at low temperatures [38]. For CaWO_4 [36], the light yield remains unchanged whereas τ increases from 20 μ s at room temperature to 200 μ s at $T = 4$ K. Recent measurements [39] with a well known tungstate scintillator, CdWO_4 , show a similar behavior down to 1.5 K. Rise times have not been measured in detail, but are expected to be considerably faster.

Even more interesting may be Ce^{3+} doped compounds. The fluorescence of YAG:Ce (a laser material [40]) was reported to decay in 16 nsec at room temperature [41], and in 60 ns at $T = 4.4$ K [42]. Detailed studies of Ce-doped crystals at low temperature are needed, including the commercially available GSO:Ce (Gd_2SiO_5 doped with Ce^{3+} [43]).

If a fast cryogenic scintillator sensitive to low energy particles can indeed be found, it may be possible to combine luminescence (giving fast timing) with thermal detection (giving energy resolution). This possibility will be dealt with in chapter 3. However, luminescence studies at very low temperature are far from being systematic, and very little information exists below 1 K. A full research program down to 100 mK or even lower T is required, in order to really evaluate the potentialities of scintillators as cryogenic detectors.

2.2 Semiconductor detectors.

Semiconductor detectors at room temperature exhibit already rather satisfying figures. Junction detectors of a few mm^2 have provided for decades ≈ 15 keV energy resolution (including thermal noise) on 5.47 MeV ^{241}Am α 's. More recently, larger detectors have been developed and they are often cooled to LN_2 temperature. A basic parameter characterizing the behavior of semiconductors is the number of carriers. In a pure intrinsic semiconductor (Si, Ge...), $n = p = n_i$ (intrinsic carrier density). n_i is given by the expression [44]:

$$n_i = 4.9 \times 10^{15} (m_{dh} m_{de} / m_0^2)^{3/4} M_c^{1/2} T^{3/2} \exp(-\epsilon_g/2kT) \quad (5)$$

where ϵ_g is the gap energy, M_c the number of equivalent minima in the conduction band, m_{dh} and m_{de} the "density of state" effective mass for holes and electrons, and m_0 the electron mass. A second basic parameter is the mobility μ , defined through the relation:

$$v_d = \mu E_{el} \quad (6)$$

where v_d is the drift velocity of carriers in the presence of an electric field E_{el} . The mobility in the presence of acoustic phonons varies as:

$$\mu_p \sim (m^*)^{-5/2} T^{-3/2} \quad (7)$$

where m^* is the carrier effective mass. Scattering with phonons can thus be suppressed by lowering the temperature. In intrinsic semiconductors, however, at very low T , the conductivity $\sigma = n\mu_n + p\mu_p$ is strongly damped by the fall in carrier population. Intrinsic semiconductor detectors (e.g. ultrapure germanium) are based on the excitation of a certain number of electrons from the valence band to the conduction band. This is a non-equilibrium process, where the signal must be collected before relaxation restores thermodynamical equilibrium. At low temperature, the population of quasiparticles decreases like $\exp(-e_g/kT)$, whereas the phonon population varies as usual like T^3 . In the absence of trapping energy levels, recombination is also damped by a factor $\exp(-e_g/kT)$. The interest of low temperatures is limited by: a) the intrinsic energy resolution, depending on the energy deposition and the semiconductor energy gap; b) carrier trapping by frozen impurities. Even if the carrier mean free path is very long and the electronic noise is set very low, the statistical energy resolution will be given by:

$$\Delta E \simeq (f E e)^{1/2} \quad (8)$$

where E is the deposited energy, e the effective carrier excitation energy and f the Fano factor [45], related to the amount of energy transmitted to phonons. Typical values of f are 0.13 for Ge and 0.15 for Si. Germanium ($e_g = 0.7$ eV) is operated at LN_2 temperatures giving $\approx 0.1\%$ energy resolution for ^{76}Ge double β experiments ($Q = 2.04$ MeV) [46], whereas InSb [47] ($e_g = 0.23$ eV) is operated down to 1.5 K for the detection of infrared photons. InSb is also favored because of its very high mobility ($8 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ at room temperature).

Intrinsic semiconductors have the advantage of being able to produce extremely low values of the energy gap. Some examples are: 0.0093 eV for Ge:Li (donor); 0.033 for Si:Li (donor); 0.045 for Si:B (acceptor); 0.0058 for GaAs:Si (donor). Doped semiconductors allow to obtain excellent figures in energy resolution for low energy particles (e.g. 150 eV FWHM energy resolution for Si:Li irradiated with 6 keV γ 's at LN_2 temperatures). However, because of doping impurities, it becomes more difficult to extract the carriers from a bulk sample. Neglecting phonon scattering, mobility in the presence of ionized impurities follows the law:

$$\mu_i \sim (m^*)^{-1/2} N_i^{-1} T^{3/2} \quad (9)$$

where N_i is the ionized impurity density. On the other hand, at higher temperatures acoustic phonon scattering becomes important. Thus, mobility is limited at low temperature by the dopant concentration or just the intrinsic impurity concentration, and at room temperature by thermal phonons. The main problem is therefore to optimize doping (or purity) and operating temperature. High resistivity is required to apply a high E_{el} without creating a large leakage current. But mobility must remain high, and carrier lifetime must be long enough. If the drift velocity and detector size are such that carriers cannot reach the electrodes in a time much shorter than their lifetime, important losses will appear and the detector performance will be degraded. This is the main difficulty to build large detectors with extrinsic semiconductors, and has led to the development of dedicated technologies [48].

Fig. 8 shows the carrier density of intrinsic Si as a function of temperature, whereas Fig. 9 exhibits the mobility of several semiconductors as a function of T for several impurity concentrations.

3. BOLOMETERS

In an insulating crystal at low temperature, an energy deposition E will lead to an increase in temperature that can be detected with a resistive thermometer (thermistor). Neglecting read-out noise and assuming that the deposited energy have been fully converted into heat, energy resolution is given by phonon thermal fluctuations [49]:

$$\Delta E_{rms} \simeq \zeta (C/k)^{1/2} kT \propto T^{5/2} M^{1/2} \quad (10)$$

where C is the heat capacity, k the Boltzmann constant and M the mass of the crystal. The heat capacity of the thermistor has been neglected, which may not be correct for small bolometers. The coefficient ζ depends on the details of detector architecture, but is often estimated to be in the range 1.5-2. Thus, a sizeable increase in detector mass can be compensated by a moderate decrease in temperature.

In practice, a considerable technological effort is required before reaching such an ideal scenario: some energy is trapped by impurities in long lived metastable states; scintillation light is also produced and may escape the detector; the thermistor specific heat does not follow a T^3 law and its heat capacity may dominate the detector one at very low T ; heavily ionizing particles (e.g. α 's) lose, also, energy in creating Frenkel pairs of dislocations... Finally, the development of linear low noise amplifiers for bolometric read-out is far from being a trivial problem.

The measurement of the v_e mass from the ^3H Kurie plot can be made with detectors smaller than 1 mm^3 . Energy resolution of 10 eV FWHM or less on 18.6 keV electrons is needed for such purposes.

A diamond bolometer (0.25 mm^3) at 1.3 K reached FWHM energy resolution of 36 keV on 5.5 MeV α particles [8], and at 100 mK a composite Si micro-calorimeter brought 17 eV FWHM resolution on 6 keV γ 's [50]. Fig. 10 shows the scheme of the Wisconsin-Goddard Si bolometer, whereas Fig. 11 exhibits spectra obtained with this device.

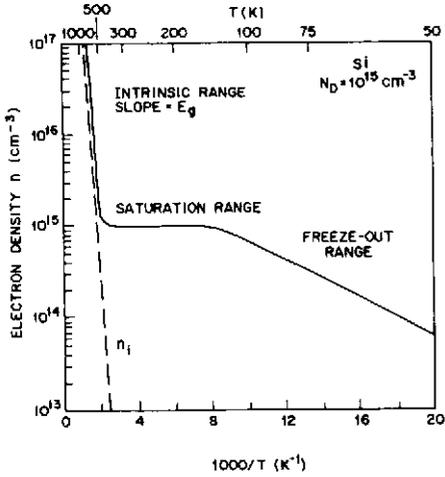


Fig. 8: Density of carriers for intrinsic silicon versus T . From [44]. Carrier population drops for T below $T \approx 120 \text{ K}$, due to the Boltzmann factor.

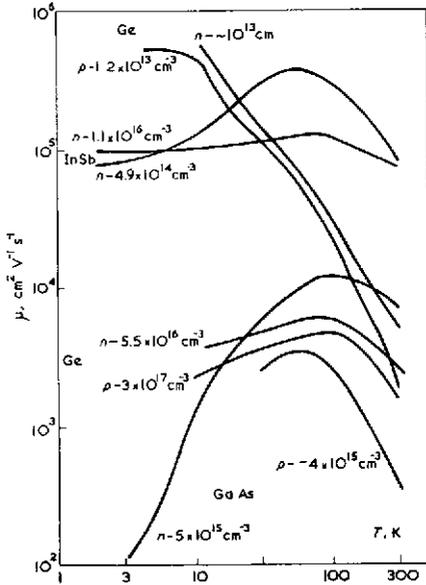


Fig. 9: T -dependence of carrier mobility for doped Ge, GaAs and InSb. From: B. Lengeler, Cryogenics 14, 439 (1974). Doped Ge and InSb exhibit particularly good low T behavior.

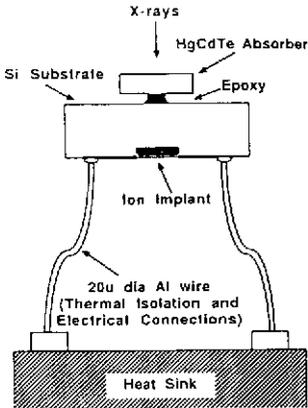


Fig. 10: The Si micro-calorimeter described in [50]. The ion implant is the main ingredient of the thermal sensor.

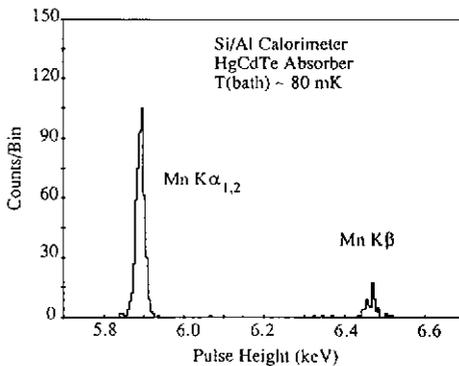


Fig. 11: Low energy γ spectra from [50], indicating ΔE (FWHM) $\approx 17 \text{ eV}$ from the width of the $\text{Mn } K_{\alpha}$ peak.

More recently, the study of large bolometers has also been undertaken. Using a 0.7 g germanium absorber at 44 mK, the Milano group [51] obtained 1% energy resolution on α particles from a ^{228}Ra source in radioactive equilibrium with its daughters. Furthermore, a previous high flux irradiation allowed to implant daughter nuclei in the crystal producing satellite peaks shifted upwards by 100 keV (Fig. 12a). As the implanted nuclei decayed, the satellite peaks disappeared and only single peaks from external α 's remained (Fig. 12b). The authors conclude that the bolometer was sensitive to nucleus recoil, as expected from the 50 keV energy resolution. Similar evidence had been previously reported from work with small bolometers [52].

A new idea is the so-called "magnetic bolometer" [15]. About half of the deposited heat is converted into very low energy spin excitations ($\sim 10^{-6}$ eV) of a Kramers doublet. A small change in the magnetization of the crystal can then be detected by a SQUID read-out. The authors report 30 keV equivalent noise at 400 mK with 5.5 MeV α 's on a 7.35 g sapphire absorber with a 135 mg YAG:Fb $^{3+}$ magnetic bolometer implanted on the sapphire. However, because of the above mentioned energy trapping by excitons, Frenkel pairs, and other effects, a direct check of energy resolution is required before evaluating the real performance of the detector.

In some applications, time resolution may be important for event identification and background rejection. Large bolometers are not fast detectors. The Milano bolometer gives rise times of the order of 200 μs and the one from [15] exhibits a 200 ms rise time. Perhaps bolometry should in some cases be combined with other detection techniques (luminescence?) in order to produce a primary fast signal as timing strobe. If light is used as a complementary signature, particle identification can be achieved through the heat-light ratio, where, for a given energy, nucleus recoil is expected to be less luminescent than ionizing particles. Although much more work on the subject is needed, the idea of combining thermal and photosensitive read-out in a single device would in principle allow to detect all the deposited energy, contrary to present scintillators. Some well-known luminophores (silicates, germanates, aluminates,...) have reasonably high Debye temperatures and would be well suited for this purpose. Ultrapure intrinsic semiconductors may eventually lead to composite-read-out devices, where besides the usual electrodes for carrier detection, a thermometer would measure the energy converted into heat. Again, particle identification would be achieved through the current/heat ratio.

Another point requiring careful study is the possible use of a superconducting absorber as the specific target (e.g. ^{100}Mo for double β experiments). Quasiparticle lifetime is then a crucial parameter to estimate the detector response. Fig. 13 shows the result of a theoretical calculation of τ_r (recombination time) and τ_s (thermalization time, associated to phonon scattering). It may often happen that, at low reduced temperature ($t = T/T_c$), quasiparticles have rather long lifetimes and reach ballistically the detector walls. In such case, one may attempt to collect them with electrodes implanted on the detector surface, while a thermometer measures the thermalized signal. A more orthodox alternative would be to incorporate such target elements in high Θ_D oxides, but it is not obvious that the purity level required for low background experiments can still be preserved.

To date, the main motivation for the development of large bolometers (100 g - 1 Kg) lies in neutrinoless double β decays [14], where energy resolution is crucial for background rejection, and dark matter searches through nucleus recoil [53], where sensitivity to energy deposition below 1 keV is required. More difficult, because of background, would be a solar neutrino experiment based on $\nu\text{-e}^-$ scattering using several tons of bolometric detector [20]. Applications at reactors would have to face similar problems.

4. SUPERCONDUCTING TUNNELING JUNCTIONS

Superconductors provide the unique possibility of producing diodes with about 10^{-3} eV current carrier excitation energy. Then, a statistical $N^{1/2}$ law (Poisson distribution) for energy resolution leads again to exceptional performances for the detection of low energy particles. In a STJ with a small bias voltage, quasiparticles and holes excited by incident radiation tunnel across a thin insulating layer separating two superconducting samples, and the current can be read with conventional low noise pre-amplifiers.

Usually, STJ are made of two metallic films separated by the insulating layer. A typical design can be seen in Fig. 14. STJ are not expected to be massive detectors, but new ideas have recently emerged (e.g. quasiparticle trapping, which also provides multiplication [13]) to incorporate bulk superconducting specimens.

The bias voltage creates a thermal current $I_{th} \propto \exp(-\Delta/kT)$ that can be lowered by working at low reduced temperature. In order to prevent Cooper pair tunneling (DC-Josephson current), a magnetic field parallel to the oxide barrier is applied. An incoming particle will excite mainly electrons of energy much larger than the gap Δ , but these electrons will later relax emitting phonons. At $t \ll 1$, phonons mainly excite quasiparticles, which can then tunnel across the junction or recombine. The expected energy resolution in a STJ follows the same expression as for the semiconductor, given by (8). Potentially, a Sn-SnO-Sn detector with $f \simeq 1$ and $\varepsilon \simeq \Delta \simeq 0.6$ meV, should reach 0.1% energy

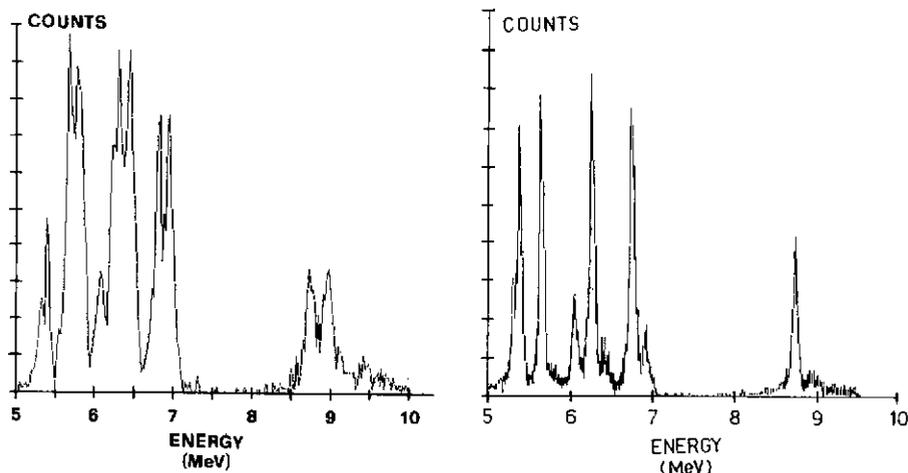


Fig. 12: Energy spectra of the Milano bolometer exposed to a ^{228}Ra source: a) with daughter nuclei inside the crystal; b) after the decay of implanted daughter nuclei.

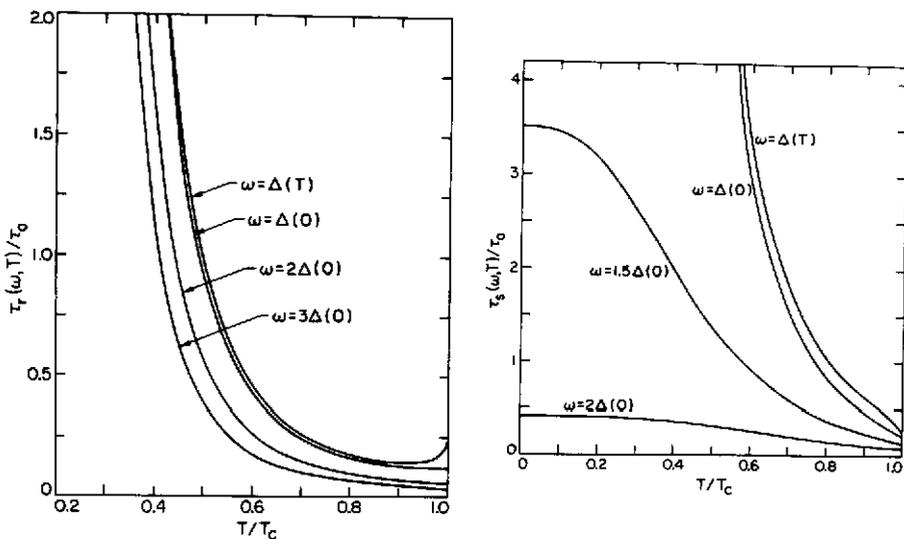


Fig. 13: Quasiparticle recombination time (left) and quasiparticle-lattice relaxation time (right), in terms of T and the quasiparticle energy ω . From: S.B. Kaplan et al., Phys. Rev. B14, 4854 (1976). τ_0 depends on the material used, but is larger for harder metals: $7.5 \cdot 10^{-11}$ s for Hg, $2.3 \cdot 10^{-9}$ s for Sn, $4.4 \cdot 10^{-7}$ s for Al.

resolution on 6 keV γ 's. Experimental results are not that good, but the SIN group claims [54] 48 eV FWHM resolution based on the width of the 5.89 keV ^{55}Mn K_α peak (Fig. 15), obtained with a Sn STJ operating at $T \approx 400$ mK. The Garching (TMU) group in turn reports [55] 88 eV resolution, determined from the energy difference between the K_β (6.49 keV) and K_α peaks (Fig. 16). A typical signal rise time from existing STJ is of the order of 15 μs .

Using materials with higher T_c , a low value of t can be reached at ^4He temperatures. An excellent result has recently been provided by a $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ Nb/Al/Al $_2$ O $_3$ /Al/Nb junction [56], reaching a 250 eV energy resolution for 6 keV γ 's at $T = 1$ K. If electronic noise can be lowered, the optimal energy resolution given by Poisson's law has been estimated to: ΔE (FWHM) ≈ 10 eV. Nb based junctions present the advantage of a better thermal stability and device life time. Although rather small with present technology, such junctions can be used for astrophysical purposes.

Apart from the detection of low energy γ rays, a possible use of small STJ would be neutrino mass measurements [9], but if larger devices can be made, they could be used [13] to detect low energy solar neutrinos through the ^{115}In Raghavan's reaction [57]. A ^{115}In detector may also be used for $\bar{\nu} \rightarrow \nu$ oscillation experiments at reactors.

STJ provide an interesting read-out for crystal phonon detectors, where ballistic phonons would be converted into quasiparticles. Since ballistic phonons propagate along the main crystallographic axis, it should be possible to extract information on the position of the event inside the crystal [21, 22]. This possibility has been recently demonstrated by the Garching (TMU) group [22] using three aluminum STJ implanted on one of the faces of a Si wafer, and moving the incident position of α particles on the other side of the crystal (Fig. 17a). Position information is seen to emerge from correlations between the signals observed at two different junctions (Fig. 17b). A parallel effort along similar lines is being pursued by the Stanford group [21].

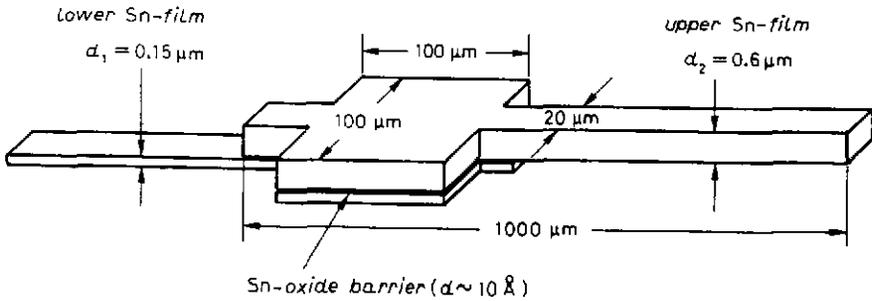


Fig. 14: A schema of STJ prepared at PSI (Villigen) [54].

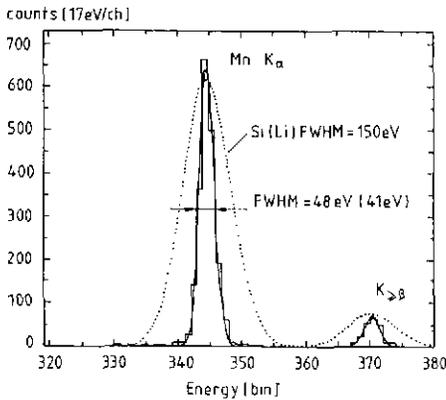


Fig. 15: Energy spectra from $E \approx 6$ keV γ rays obtained at PSI using a Sn STJ at $T \approx 400$ mK. Shown is, for comparison (dotted line), the best performance of a Si:Li semiconductor detector at LN_2 temperature.

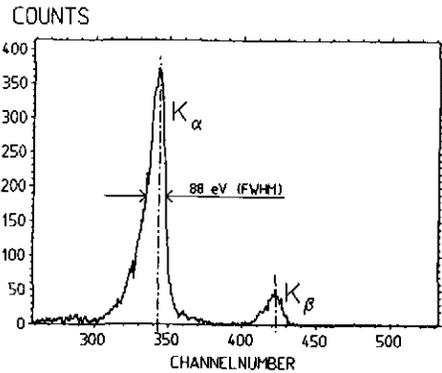


Fig. 16: Energy spectra for $E \approx 6$ KeV Mn γ rays obtained by the TMU (Garching) group using a Sn STJ at $T \approx 400$ mK.

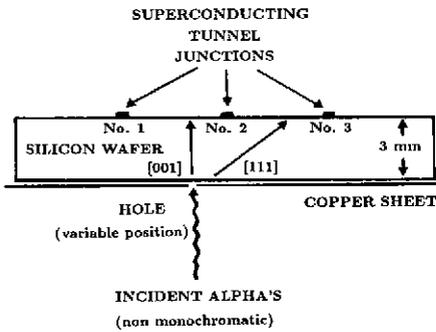


Fig. 17 a): Rough scheme of a set-up for ballistic phonon studies, based on work by the TMU (Garching) group. From the impact point selected through the hole position, phonons propagate following the main crystallographic axis and are collected by the STJ read-out implanted on the opposite side of the silicon wafer.

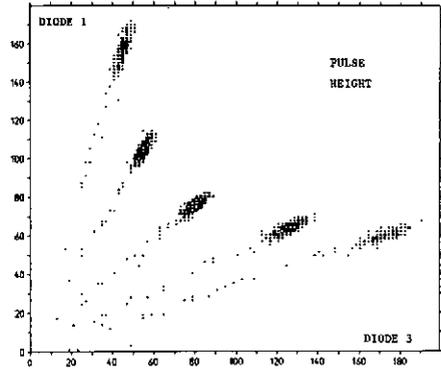


Fig. 17 b): Two-junction pulse height scatter plot, for several positions of the incident α particles on the lower face of the Si wafer. Correlations providing position information are clearly exhibited. Reported by F. von Feilitzsch et al. at the Bugey Workshop on Reactor Neutrino Physics, Sept. 88. The non-monochromatic spectrum of the ^{241}Am source used must be considered when evaluating energy resolution.

5. SUPERHEATED SUPERCONDUCTING GRANULES

A type I superconductor with low enough κ (the Ginzburg-Landau parameter) can exhibit metastable states (Fig. 18), due to the positive normal-superconducting interface energy. Type I samples may remain in the superconducting state for values of the external magnetic field larger than the critical field H_C (superheating). The superheated state has been obtained for pure metal microspheres of 1-400 μm diameter (Fig. 19). SSG detectors are usually prepared as a colloid of granules into some dielectric material, with read-out loops oriented in the plane normal to the applied magnetic field H_0 . The phase transition of one or several grains is thus detected through the disappearance of the Meissner effect. The flux variation produce a small current in the loop. Shape inhomogeneities, surface defects, as well as diamagnetic interactions, lead to a broad differential superheating curve is observed (Fig. 20), where dN/dH_0 is the number of granules changing state per unit increase of the applied magnetic field H_0 .

It was proposed long ago [58] to use SSG as a particle detector. The energy released by an incident particle, when converted into heat, would originate a fast transition of the grains where the interaction took place. Recently, progress has been made in the SSG real time read-out [59] and granules of sizes 10-400 μm have been shown to be sensitive to low energy sources down to 6 keV γ 's [60]. The observed sensitivity (Fig. 21, 22) can be theoretically understood and, when extrapolated to very small grains, gives encouraging figures: 1 μm diameter In grains at $T=200$ mK would be sensitive to about 300 eV with 80% efficiency, whereas Ga grains cooled to 100 mK would achieve a similar performance for 4 eV energy deposition. Unfortunately, even if these figures could be obtained in a realistic detection system, two types of experiments would still remain quite difficult:

- 1) It has been proposed [11] to use indium SSG as a detector for low energy solar neutrinos, exploiting the SSG potentiality in segmentation (crucial for background rejection). A X-Y current loop read-out (Fig. 23) would allow to segment a 4 ton indium detector into 10^7 elementary cells, with only 10^5 electronic channels. However, such an instrumentation would require 5 mm \times 1 m current loops, which makes extremely difficult to detect the signal produced by 116 keV secondaries.

- 2) Dark matter searches through nucleus recoil encounter an even more severe difficulty, since only single grain flips are usually expected. The device is seen as a threshold detector, without any energy resolution.

To cure both diseases, we have proposed a new operating principle, based on the concept of "amplification by thermal micro-avalanche" [12, 19]. Metastability allows for a positive latent heat in the superconducting to normal phase transition, due to the fact that an external magnetic field higher than H_C is involved in the process. The extra magnetic free energy stocked in superheating may then be large enough to change the thermal nature of the transition, which is endothermic at equilibrium.

In such case, the flip of a single granule will release heat which, together with the deposited energy, will be dispersed in the detector. If heat exchanges through the dielectric material are efficient enough (low Kapitza resistances), new flips will be produced which in turn release more latent heat. In such a scenario, with sufficiently small grains ($1 \mu\text{m}$ in diameter), a signal in magnetic flux $\Delta\Phi \propto E$ is expected even for a nucleus recoil. The appearance of extra flips will lead to an amplification effect (one or two orders of magnitude), which may solve the basic problems for a ^{115}In experiment. Time resolution is expected to be in the range 10-100 ns, for good heat diffusion and low Kapitza resistances.

Other applications would then be possible: double beta decays [61], X-ray imaging [62], dark matter searches through inelastic scattering with a ^{119}Sn target [19]. Furthermore, the dielectric material can provide an active target (hydrogen for dark matter searches [19])... However, if experimental evidence for global avalanches already exists [63], further work is required to evaluate the real performance of the micro-avalanche effect. Another crucial problem is large scale production of very small grains. ϕ_{mean} (average size) $\approx 25 \mu\text{m}$ tin granules are produced [64] at a rate of 5 kg/hour using a 40 kHz ultrasonic atomizer. A new development is underway in order to adapt the existing procedure to higher ultrasonic frequencies, up to 5 MHz according to the law [65]: $\phi_{\text{mean}} \propto f^{-2/3}$.

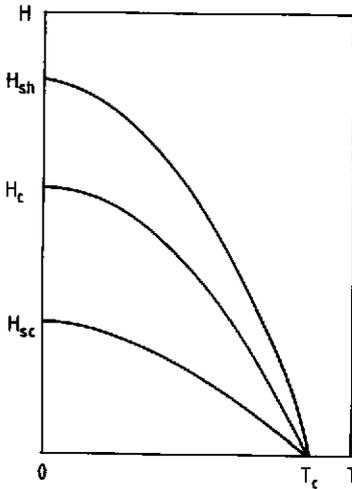


Fig. 18: Phase diagram of a type I superconductor incorporating metastable states. H_{sh} and H_{sc} are respectively the superheated and supercooled critical field.

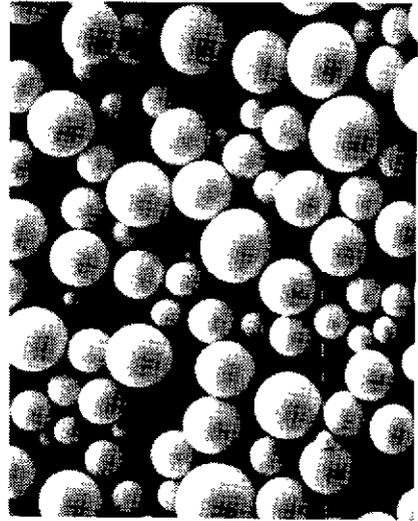


Fig. 19: Tin granules recently produced by EXTRAMET [64]. The mark is $10 \mu\text{m}$.

An independent application, using large grains, would be the detection of magnetic monopoles [24], where the flux tube injected by the monopole would destroy the superconductivity of many granules. The advantage of SSG would be a comfortable signal (several orders of magnitude larger than in induction experiments), a good background rejection due to the large grain size, and a measurement of speed and direction.

6. MICRO-KELVIN DEVICES

Nuclear cooling techniques [66] have been recently improved down to 10-20 μK . Studies of superfluid ^3He are performed down to 100 μK .

When a magnetic field is applied to a nuclear spin system, a level splitting is produced and the new levels are populated in a temperature-dependent way. If the applied field is increased isothermally, and the sample is then thermally decoupled from the outside world, a microkelvin device has been potentially created. Due to the very high specific heat of the nuclear spin system at very low temperature, most of internal energy has been stocked in the form of spin excitations. Lowering again the

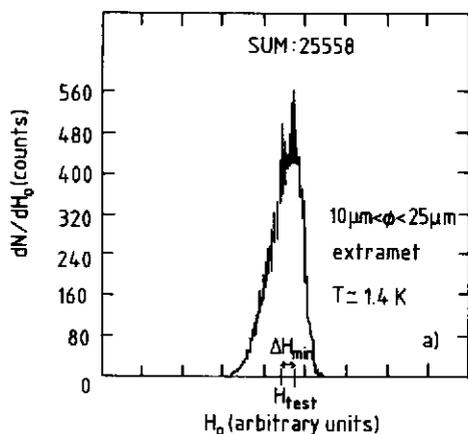


Fig. 20: A typical differential superheating curve for a tin SSG colloid. dN/dH_0 is the number of granules changing state per unit increase in applied magnetic field H_0 .

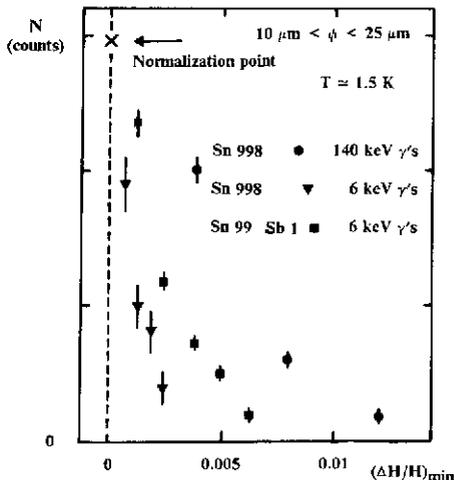


Fig. 21: Irradiation results for several tin SSG samples at ^4He temperature. N is the number of flips after a certain time, and $(\Delta H/H)_{\min}$ stands for a small sweep in H_0 setting an equivalent energy threshold. From the authors, in [33].

magnetic field, level splitting is removed taking away most of the internal energy of the sample. The nuclear spin system, cooled by demagnetization, pumps in turn energy from the electron gas from contact spin-flip interactions (spin-lattice relaxation). The heat absorption rate by the nuclear degrees of freedom is governed by the equation [66]:

$$dQ/dt = n A B^2 \tau^{-1} (T_n^{-1} - T_e^{-1}) \tag{11}$$

where n is the molar density, A the Curie constant, τ the spin-lattice relaxation time, T_n the nuclear temperature and T_e the electronic temperature. A commonly used material is copper, which has a reasonably short spin-lattice relaxation time: $\tau \approx 1 \text{ s } (T/K)^{-1}$, and a moderately high Curie constant: $A = 3.188 \cdot 10^{-6} \text{ J K } T^{-2} \text{ mol}^{-1}$. In this way, extremely low temperatures (down to 13 μK) are produced. Ultra-low temperature machines based on this principle exist in several laboratories: Julich [67], Tokyo [68], Helsinki [69], Bayreuth [70], and Lancaster [71].

Although it is too early to evaluate the relevance of such devices for practical detection purposes, the opening of a new technological window to the study of very low energy deposition must be acknowledged. Even in their present form, sub-millikelvin machines have been considered as a way to study galactic dark matter [72]. The basic idea is to use residual heat leaks to get bounds on two processes: i) single nucleus coherent scattering, where energy is transmitted as a single nucleus recoil [53]; ii) coherent 1-phonon scattering (involving several nuclei), which occurs for λ (wavelength) much larger than the basis vectors of the lattice structure. According to [72], process i) dominates for m (particle mass) $> 20 \text{ MeV}$, whereas process ii) manifests itself for $m < 20 \text{ MeV}$. Unfortunately, the obtained bounds are far away from realistic goals in the second region, which would be relevant to the detection of cosmological neutrinos.

The use of superfluid ^3He as a particle detector at $T \approx 100 \mu\text{K}$ has equally been considered [73], where a 1 eV energy deposition would excite $\approx 10^7$ quasiparticles. These quasiparticles consist of ^3He atoms and are therefore electrically neutral. No physical principle has been foreseen to build a realistic read-out for such excitations.

7. OTHER DEVICES

Energy deposited in superfluid ^4He at low temperature (100 mK) would create rotons ($\Delta/k = 8.65 \text{ K}$). A 200 keV electron from neutrino scattering is expected to originate $\approx 10^8$ elementary excitations, which will propagate ballistically in all directions. Some will hit the surface of the liquid and evaporate a sizeable number of helium atoms, that may be detected by bolometric techniques [74]. No experimental result exists yet on this technique, but a development is being carried on at Brown University.

If cryogenics can be successfully incorporated in high energy experiments, superconductive devices present potentially the advantage of an excellent radiation hardness, due to the stability of superconducting parameters with respect to defects, as compared to solid scintillators and semiconductors.

Thus, superconductors could be used as micro-vertex and very forward tagging detectors. CERMET devices [75], made of NbN films operating as flux flow detectors at 6 K, or superconducting β -Ga granules ($T_c = 5.9$ K) may be interesting possibilities. A vertex detector is being developed [76], based on the propagation of the hot spot created by and incident particle in a superconducting strip or wire biased by a current $I < I_c$. Current dissipation provides extra energy, at a power per unit volume $W_I = \rho J^2$, where J is the current density and ρ the normal state resistivity. The thermal energy absorbed by the medium is in turn: $W_M \approx c^2 \Delta T \kappa^{-1}$. If $W_I > W_M$, the hot spot propagates along the two directions of the one-dimensional sample and may lead to a high-resolution position detector. Hot spot propagation speed is $\approx 10^3$ m/s.

A successful application of cryogenic techniques is the use of low temperature electromagnetic cavities for the detection of galactic axions. In this case, low temperature ($T = 4.2$ K) is used to lower the resistance of a copper cavity and improve the quality factor $Q = (\omega_0 R C)^{-1}$, where ω_0 is the resonant frequency, and R, C the equivalent series resistance and capacity. It also allows for the use of a cold GaAs narrow band amplification stage. Superconducting materials are avoided, for they would lead to unwanted persistent currents. Due to the $\alpha\gamma$ coupling [4, 16], a galactic axion can turn into a photon in the presence of an intense electromagnetic field. Since galactic halo particles are expected to be non-relativistic ($v \sim 10^{-3} c$), $\alpha \rightarrow \gamma$ conversion would produce a narrow line, of energy $E \approx m_a$, and width $\Delta E/E \approx 10^{-6}$. In a low noise cavity, with an applied magnetic field B as large as possible, axion conversion would produce an electromagnetic signal of frequency $\nu = E/h \approx m_a/h$. The resonant frequency of the cavity can be tuned with the help of a sapphire rod (Fig. 24), allowing to explore a wider frequency range by successive scans. In this way, an active search is being carried out in the $f \approx 1$ GHz range, which corresponds to the value of the axion mass ($m \approx 10^{-5}$ eV) for which this particle may close the universe.

Present cosmic axions detectors have already been able [17] to put bounds only a factor of 50 below cosmological flux predictions [77, 4]. Such a far-reaching effort should certainly be pursued in order to check cosmological limits.

Finally, the use of induction loops for magnetic monopole detection is by now a running program where considerable technological skill has been developed. In the presence of magnetic charges, Faraday's law becomes:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + 1/c \partial \vec{B} / \partial t = 4\pi/c \vec{j}_m \tag{12}$$

where \vec{j}_m is the magnetic current density. A magnetic charge n (in Dirac units [78]), when passing through a superconducting loop of inductance L , will induce a dc current $i = 2n\Phi_0/L$, where Φ_0 is the flux quantum, $\Phi_0 = hc/2e \approx 2 \times 10^{-7}$ Gauss cm^2 . This current is rather small ($i \approx 2$ nA for $L = 1 \mu H$), but can be read by a SQUID (chapter 8, sect. 2). The main problem, in such experiments, is noise background coming from external electromagnetic signals (including earth's magnetic field fluctuations $\approx 10^{-3}$ gauss). To escape such backgrounds, gradiometric loops have been designed. Furthermore, superconducting lead can provide an active shield [21, 23], where the monopole will inject a flux tube $\Phi = 2n\Phi_0$, that can be detected by a scanning procedure. μ -metal is another possible shielding, although less powerful than lead. In such case, the gradiometric technique is pushed to its highest performance (e.g. Fig. 25) and coincidences are used [79, 80].

Induction loops have brought two well-known candidate events, which are not well established nor have been confirmed by subsequent runs. In spite of the high degree of noise rejection reached by prototypes of several m^2 , background problems are likely to grow with detector surface, due to the smallness of signals involved. It remains that no other detection technique is known allowing to: a) detect monopoles of any speed through an interaction derived directly from first principles; b) directly measure the monopole magnetic charge. This motivation appears strong enough to pursue the induction program in spite of all technical difficulties.

Non-superconducting induction devices producing transient responses are also being considered [81], and ~ 10 cm loops operating at LN_2 temperature have been built. High T_c superconductors may also be an interesting alternative, especially since the feasibility of YBaCuO SQUIDS has been demonstrated [82].

8. LOW TEMPERATURE ELECTRONICS

8.1 Conventional

The main motivations for the use of conventional electronics at cryogenic temperatures are the lower noise produced by random motion of current carriers (thermal noise), the increase of the transconductance, the lower power dissipation and signal distortion through transmission lines, the larger carrier

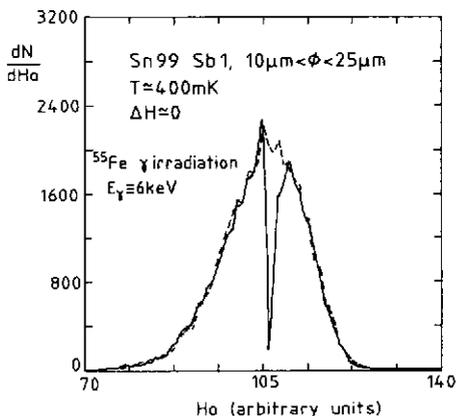


Fig. 22: Irradiation result for a $\text{Sn}_{99}\text{Sb}_1$ SSG sample at ^3He temperature. The granules missing in the irradiated differential superheating curve (full line), as compared to the non-irradiated one (dashed line), are those having changed state during an irradiation at $\Delta H_{\text{min}} = 0$, and were counted in real time during this period. From the authors, in [33].

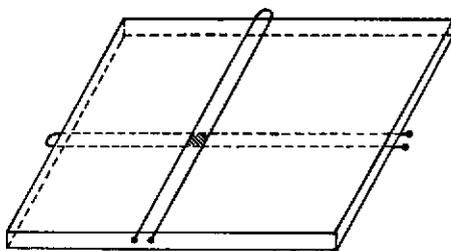


Fig. 23: A typical read-out principle for SSG detectors. Long current loops (read by conventional electronics) are deposited in X- and Y-planes between foils of SSG colloid. X-Y coincidence between two loops provides then position information with excellent accuracy.

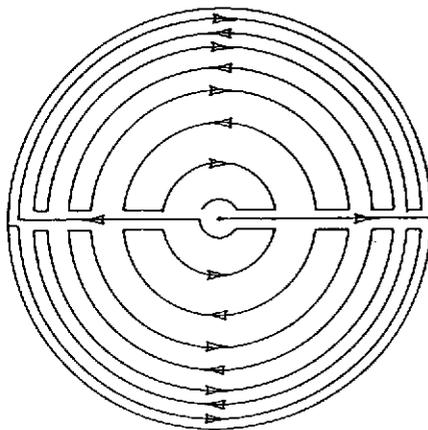
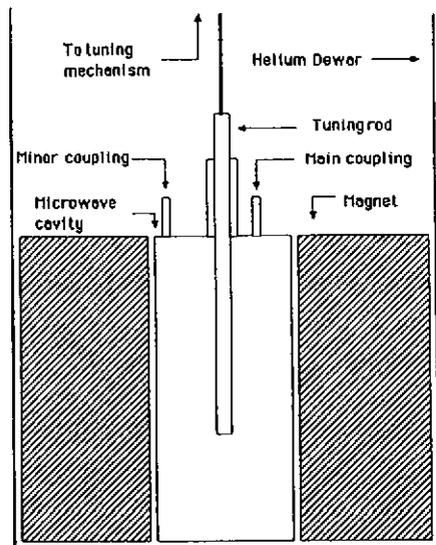


Fig. 25 (above): Basic design of a gradiometric low background induction loop for monopole detection. From [81].

Fig. 24 (left): Basic design of the cryogenic copper cavity BNL-Rochester-FNAL cosmic axion detector, from [17].

mobility leading to faster operating speed at a given capacitance, and the possible use of low gap, high mobility materials. The exponential fall of leakage currents is a crucial advantage when dealing with highly sensitive charge amplifiers.

However, decreasing the temperature leads to a reduction of the carrier population and, in the case of undoped silicium, to a complete "freeze-out" of the carrier at $T \approx 4$ K. Doping impurities lower the energy gap and improve low T carrier density, but increase in turn the number of trapping centers.

Thermal (Johnson) noise is the dominant component of electronic noise at high frequency, and

falls significantly at low T, according to the law:

$$e^2 = 4 KT\gamma/g_m \tag{13}$$

where g_m is the transconductance (Gain = $g_m R_L$, R_L is the load resistance) and $\gamma = 0.5-0.6$. Below some device-dependent frequency band, generation-recombination rate fluctuations provide the dominant (1/f) component (flicker noise), which, usually, decrease strongly with T. Fig. 26 shows the T-dependence of noise at all frequencies for a Ge FET and a GaAs FET. The low temperature behavior of several semiconductors is well described in Fig. 27, which shows the temperature dependence of conductivity for several materials. Si conductivity drops dramatically below 100 K, whereas n-InSb shows the best performance, with remarkable stability down to ⁴He temperatures. n-GaAs also shows good behavior at low T. The increase in electron mobility for low doping level semiconductors leads to an increase in JFET transconductance [83]. Fig. 28 shows the T-dependence of g_m for several commercially available devices, where scattering by ionized impurities appears to be of little significance down to T = 4 K.

Among the three main semiconductors families: silicon, germanium and Ga-As devices, only the last two remain operative at liquid He temperature (bipolar Si junction are even not usable at LN₂ temperature). The best overall signal over noise ratio for Si is obtained with JFET and MOSFET at 120 K. The following table shows some of the best results obtained so far [83, 84]. Going down from 4.2 K to 1.8 has not shown substantial variations.

Device	Noise nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	Transconductance mA/V	Frequency range MHz	Temperature K
Si-JFET	0.75	20.	0.03-50	77
Si-MOSFET	1.0	40.	≈ 1	77
Ge-FET	1.2	13.	0.1-1	4.2
Ga-As-FET	3.0	38.	≈ 1	77
"	0.55	"	≈ 10	"

8.2 Superconducting

B. Josephson [85] showed that Cooper pair tunneling across a superconductor-insulator-superconductor (SIS) junction in the presence of an applied dc voltage V has the form: $I = I_c \sin \phi$, where I_c is called the critical current and depends on T and junction structure. ϕ is the phase difference between the phase of the Cooper pair wave function on both sides of the junction,

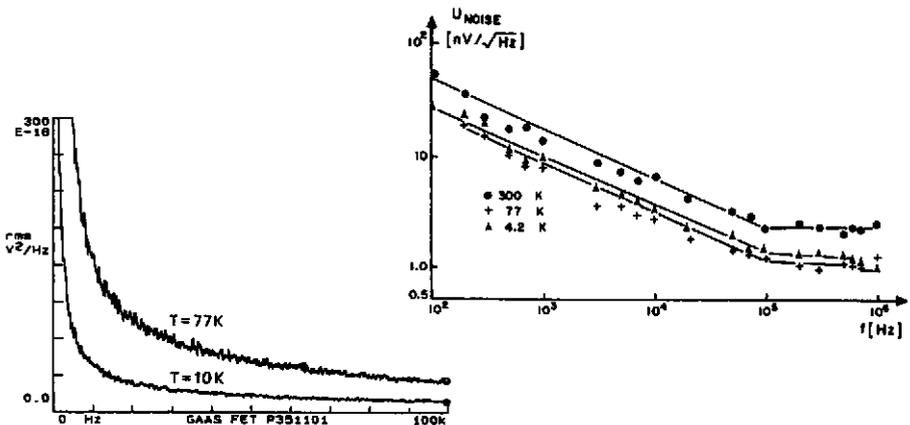


Fig. 26: Noise figure at several temperatures for a GaAs FET (left) from D. Camin et al. in [31], and for a germanium FET (right) from [83].

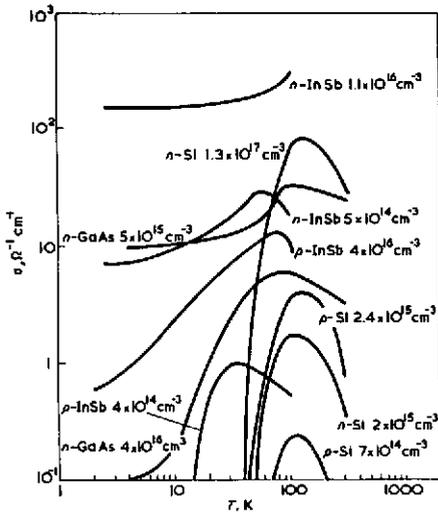


Fig. 27: T-dependence of conductivity for several semiconductor materials. From: B. Lengeler, Cryogenics 14, 439 (1974).

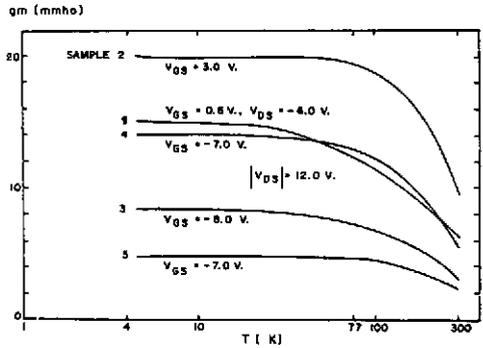


Fig. 28: T-dependence of transconductance for several commercially available FET, from [83]: 1) germanium TIX M12, channel p, operated in depletion mode; 2) silicon 2N 3797, n, depletion and enhancement; 3) Si 3N 160, p, enhancement; 4) Si MEM 517, p, enhancement; 4) Si MEM 520, p, enhancement.

and follows the law: $d\phi/dt = 2 eV/\hbar$ leading to an ac current of frequency $f_j = eV/\pi\hbar$. In a real circuit, the relevant equation is [86]:

$$I = I_c \sin \phi + G V + C dV/dt \tag{14}$$

where C is a capacitance representing the displacement current at the junction, and G a conductance accounting for quasiparticle tunneling and insulator leakage currents. Solving this equation, it is possible to obtain a characteristics of $\langle I \rangle$ in terms of $\langle V \rangle$. In the presence of an applied magnetic field, the characteristics is distorted through the relation:

$$I_c(\Phi) = I_c(0) | \sin(\pi\Phi/\Phi_0) / (\pi\Phi/\Phi_0) | \tag{15}$$

where Φ is the magnetic flux through the junction and Φ_0 the flux quantum. This distortion is the basic principle for the detection of RF signals in 1-junction detectors (RF SQUID).

More recently, dc SQUID have been developed based on a two-junction parallel array. In this case, a magnetic field perpendicular to the plane of the array causes a difference in the values of phase shifts through the two junctions. If ϕ_1 and ϕ_2 are the phase differences in junctions 1 and 2 taken in the same (parallel) direction, one has: $\phi_1 - \phi_2 = 2\pi \Phi/\Phi_0$, where Φ is now the flux through the surface surrounded by the circuit. If both junctions have the same I_c , the maximum total current through the parallel array becomes:

$$I_{T,c} = 2 I_c | \cos \pi\Phi/\Phi_0 | \tag{16}$$

The intensity modulation caused by the applied magnetic flux results in a modulation of the voltage across the SQUID. The equivalent flux noise of a dc SQUID can be made as low as [87]:

$$\epsilon/1\text{Hz} \approx 16 \text{ kT} (LC)^{1/2} \tag{17}$$

where ϵ is an energy equivalent to the magnetic flux noise $\delta\Phi$: $\epsilon = (\delta\Phi)^2/L$ and L the loop inductance. It must be noticed, however, that: a) $1/f$ noise appears at $f < 10 \text{ Hz}$; b) at $T < 1 \text{ K}$, the noise of the conventional amplifier following the SQUID is likely to become dominant.

Superconducting electronic devices are not substitutes of conventional semiconductor amplifiers. They are mainly very low noise, highly sensitive, low impedance detectors of electromagnetic signals. A stage of conventional electronics is then coupled to the SQUID output and eventually provides the high gain of the read-out. The appearance of high T_c superconductors opens the way to the design of very interesting hybrid devices [88], where superconducting junctions and semiconductor components may be integrated in a single chip, working at some temperature in the range 4 K-100 K.

9. CONCLUSION

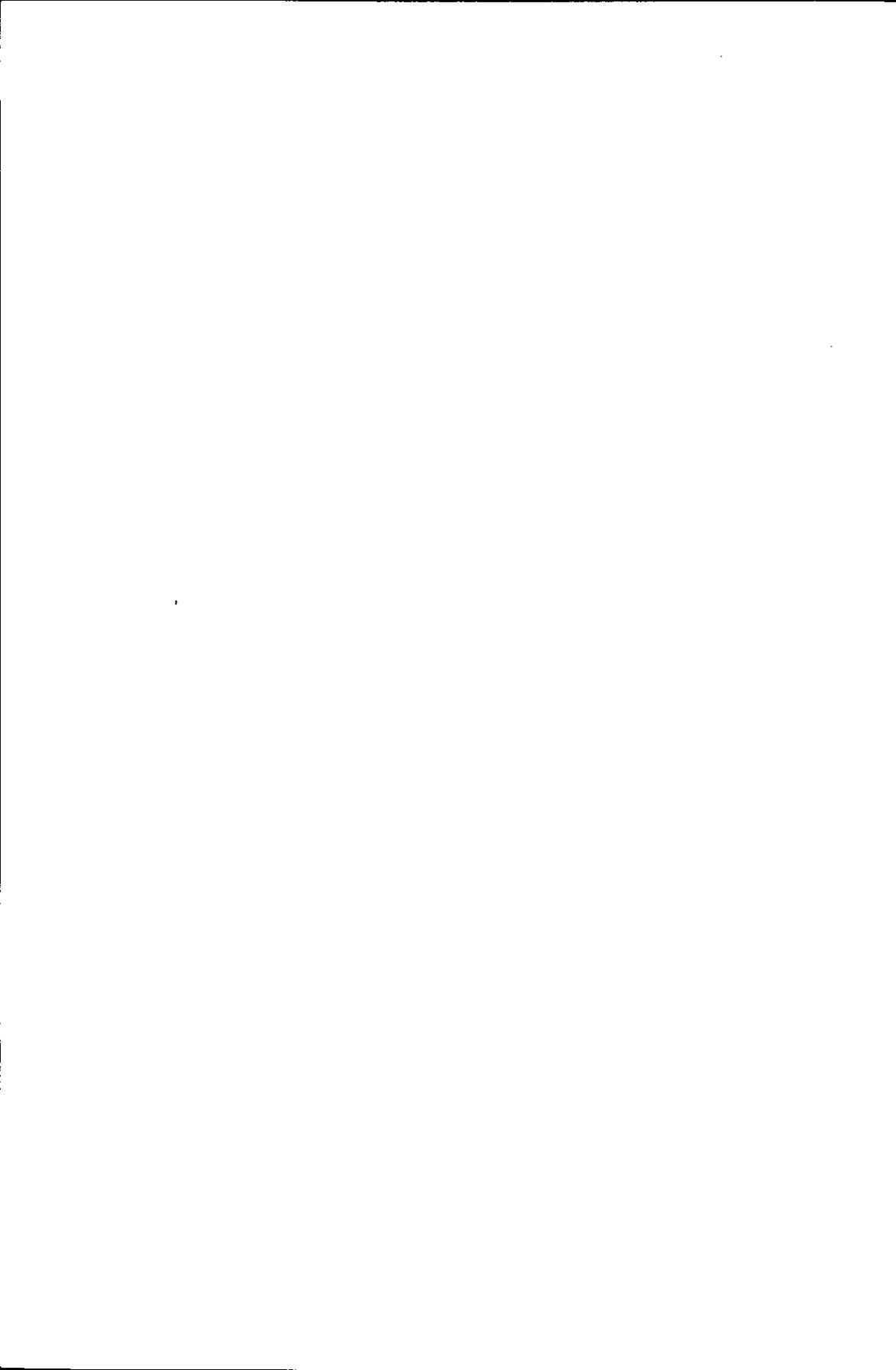
Cryogenic devices for particle detection are being developed in many laboratories, all over the world, as physics motivation is becoming more and more obvious and widespread. Recent progress on the basic understanding of cryogenic detectors is rather impressive, and particle irradiation results are encouraging. In the last two years, these developments have been successfully integrated into a new cross-disciplinary field, at the frontier between particle physics, astronomy and materials science. However, many new ideas remain to be tested, and important improvements are still necessary to evolve from workbench prototypes to real detectors.

In the meantime, some cryogenic detectors (induction loops for monopoles, electromagnetic cavities for cosmic axions, gravitational antennas,...) are being successfully operated by particle physicists and already demonstrate basic advantages of low temperature, such as low noise and high sensitivity.

References

- [1] See, for instance, "86 Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics", Ed. O. Fackler and J. Tran Thanh Van, Frontières 1986.
- [2] See, for instance, "New and Exotic Phenomena", Ed. O. Fackler and J. Tran Thanh Van, Frontières 1987.
- [3] See, for instance, "5th Force - Neutrino Physics", Ed. O. Fackler and J. Tran Thanh Van, Frontières 1988.
- [4] See, for instance, R. Peccei in [2] and references therein.
- [5] See, for instance, "Dark Matter", Ed. J. Audouze, Frontières 1988.
- [6] See, for instance, G. Gelmini, ISAS preprint 111/87/EP.
- [7] See, for instance, G. Giacomelli, Riv. Nuovo Cimento 7, 1 (1984).
- [8] N. Coron et al., Nature 314, 75 (1985).
- [9] F. Cardone and F. Celani in [33].
- [10] A. Drukier and L. Stodolsky, Phys. Rev. D30, 2295 (1984).
- [11] Rapport de la Jeune Equipe "Neutrino-Indium" du CNRS (ENS Paris, LPC College de France, Ecole Polytechnique, DPhPE Saclay, IP Strasbourg, LAPP Annecy), January 1987.
- [12] L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix in [2].
- [13] See, for instance, N. Booth et al. in [31].
- [14] E. Fiorini in [31].
- [15] M. Buhler and E. Umlauf, Europhys. Lett. 5, 297 (1988)
- [16] P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. 51, 1415 (1983).
- [17] S. de Panfilis et al. in [33].
- [18] A.K. Drukier, K. Freese and D. Spergel, Phys. Rev. D33, 3495 (1986).
- [19] L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix, in [5].
- [20] B. Cabrera, F. Wilczek and L. Krauss, Phys. Rev. Lett. 55, 25 (1985).
- [21] See, for instance, B. Cabrera in [32].
- [22] Th. Peterreins, F. Probst, F. von Feilitzsch, and H. Kraus, in [32].
- [23] D. Caplin in [2].
- [24] L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix, Proceedings of Underground Physics 85, Ed. II Nuovo Cimento (1986).
- [25] C. Chaillout in [33].
- [26] See, for instance, "Superconductivity", Ed. R. D. Parks, M. Dekker Inc. 1969.
- [27] See, for instance, N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, "Solid State Physics", Ed. Holt, Rinehart & Winston 1976.
- [28] P.D. Thatcher, Phys. Rev. 156, 975 (1967).
- [29] J.J. Chang and D.J. Scalapino, J. Low Temp. Phys. 31, 1 (1978).
C.C. Chi, M.M.T. Loy and D.C. Cronemeyer, Phys. Rev. b23, 124 (1981).
- [30] J. Lindhard et al. Kgl. Dan. Vidensk., Selsk., Mat. Fys. Medd., 33, 10 and 14 (1963).
- [31] "Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter", Ed. K. Pretzl, N. Schmitz and L. Stodolsky, Springer-Verlag 1987.
- [32] "Superconductive Particle Detectors", Ed. A. Barone, World Scientific Pub. 1987.
- [33] "Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter-II", Ed. L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix, Frontières 1988.
- [34] D. Curie, "Luminescence in Crystals", Methuen & Co. 1963.
- [35] G. Boulon, Revue Phys. Appl. 21, 689 (1986).
- [36] M.J. Treadaway and R.C. Powell, Journal Chem. Phys. 61, 4003 (1974).
- [37] R. Moncorge, Thesis Lyon 1976.
- [38] F. Rogemond, Thesis Lyon 1986.
- [39] B. Jacquier, in [33] and private communication.

- [40] J. Mares, Czech. J. Phys. B35, 883 (1985).
- [41] M.J. Weber, J. Appl. Phys. 44, 3205 (1973).
- [42] J. Mares, B. Jacquier, C. Pedrini and G. Boulon, Revue Phys. Appl. 22, 145 (1987).
- [43] K. Takagi and T. Fukazawa, Appl. Phys. Lett. 42, 43 (1983).
- [44] S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley & Sons 1981.
- [45] U. Fano, Phys. Rev. 70, 44 (1946); 72, 26 (1947).
- [46] D.O. Caldwell in [2].
- [47] See, for instance, "Semiconductors and Semimetals", Vol. 12 "Infrared Detectors II", Ed. R. K. Willardson and A.C. Bear, Academic Press 1977.
- [48] See, for instance, E.E. Haller and F.S. Goulding, in "Handbook of Semiconductors", Vol. 4, Ed. C. Hilsum, North-Holland 1981.
- [49] S.H. Moseley, J.C. Mather and D. Mc Cammon, J. Appl. Phys. 56, 1257 (1984).
- [50] D. Mc Cammon et al., Proc. 18th Conference on Low Temp. Phys., Kyoto 1987; Jap. J. Appl. Phys. 26, Suppl. 26-3.
- [51] A. Alessandrello, D.V. Camin, E. Fiorini and A. Giuliani, Phys. Lett. 202, 611 (1988).
- [52] H.H. Stroke et al., IEEE Trans. on Nucl. Sc. 33, 56 (1986).
- [53] M.W. Goodman and E. Witten, Phys. Rev. D31, 3059 (1985).
- [54] D. Twerenbold and W. Rothmund, A. Zehnder in [32].
- [55] Th. Peterreins, F. Probst, F. von Feilitzsch and H. Kraus, in [32].
- [56] P. Gare et al., ESA preprint (1988).
- [57] R.S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. 37, 259 (1976).
- [58] H. Bernas et al., Phys. Lett. 37, 359 (1967).
- [59] A. Kotlicki et al. in [31]; A. de Bellefon et al. in [33]; J. Boniface et al., in [33].
- [60] For a review of recent results and possible uses, see: L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix, in "Superconductive Particle Detectors" and in ref. [3]; K. Pretzl, same references.
- [61] P. Andreo, J. Garcia-Esteve and A.F. Pacheco, in ref [31].
- [62] C. Valette, G. Waysand, Orsay report (1976).
- [63] F. von Feilitzsch et al. in [31].
- [64] EXTRAMET, Zone Industrielle, Annemasse (Haute-Savoie), France.
- [65] E.G. Lierke and G. Griebhammer, Ultrasonics October 1967, p. 224.
- [66] See, for instance, G. Pickett, Rep. Prog. Phys. 51, 1295 (1988).
- [67] R.M. Mueller et al., Cryogenics 20, 395 (1980).
- [68] H. Ishimoto et al., J. Low Temp. Phys. 55, 17 (1984).
- [69] M. Huiku et al. J. Low Temp. Phys. 62, 433 (1986).
- [70] P. Smeibdl et al., Japan. J. Appl. Phys. 26, Suppl. 26-3, 1715 (1987).
- [71] D.I. Bradley et al., Cryogenics 22, 296 (1982).
- [72] T.O. Niinikoski, in Proc. "Rencontre sur la Masse Cachée dans l'Univers et la Matière Noire", Annecy July 8-10 1987, Ed. Annales de Physique (France), and in preparation.
- [73] G.R. Pickett, in [33].
- [74] R. Lanou, H. J. Maris and G. Seidel, in ref. [31].
- [75] S. King and G.G. Fritz in [33].
- [76] O. Liengme in [31] and in [32]; R.G. Wagner and K.E. Gray in [32].
- [77] M. Dine, W. Fischler and M. Schrednicki, Phys. Lett. 104B, 199 (1981).
- [78] P.A.M. Dirac, Proc. Royal Soc. London A133, 60 (1931).
- [79] S. Bermon et al., Phys. Rev. Lett. 53, 2067 (1984).
- [80] S. Somalwar, H. Frisch, J. Incandela and M. Kuchnir, Nucl. Inst. Meth. A226, 341 (1984).
- [81] See, for instance, J. Incandela, in ref. [3].
- [82] D. Robbes in [33].
- [83] S.S. Sesnic and G.R. Craig, IEEE Trans. Electron. Devices, ED-19, 933 (1972).
- [84] F. Celani, V. Gambardella, A. Giorgi, A. Sagesse, J. Cata and S. Pace in "Low Temperature Electronics and High Temperature Superconductors", Ed. S.I. Raider, R. Kirschman, H. Hayakawa and H. Ohta, The Electrochemical Society, Inc.
- [85] B. Josephson, Phys. Lett. 1, 251 (1962).
- [86] See, for instance, T. van Duzer and C.W. Turner, "Principles of Superconducting Devices and Circuits", Ed. Elsevier North Holland, New York 1969.
- [87] See, for instance, J. Clarke in Proc. XVII Int. Conf. on Low Temp. Phys., Karlsruhe 1984.
- [88] T. van Duzer, Cryogenics 28, 527 (1988).



LES DETECTEURS A GRAND ANGLE SOLIDE (BASSE ENERGIE)

D. L'Hôte

*Service de Physique Nucléaire, Moyenne Energie CEN Saclay,
F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

Résumé - Ce cours traite des détecteurs couvrant une part importante des 4π stéradians, utilisés dans des expériences à "basse" énergie (principalement en Physique Nucléaire). Leurs intérêts spécifiques sont discutés, puis sont présentés quelques éléments qui président à leur conception. Enfin, deux exemples de l'analyse physique des données de tels détecteurs sont donnés.

Abstract - This lecture deals with large solid angle detectors used in "low" energy experiments (mainly in Nuclear Physics). The reasons for using such detectors are discussed, and several basic principles of their design are presented. Finally, two examples of data analysis from such detectors are given.

1 - INTRODUCTION

Le titre de ce cours mérite précision. Par détecteurs à grand angle solide, nous entendons les détecteurs qui couvrent une fraction appréciable des 4π stéradians (disons, pour fixer les idées, plus de 10 %). Quand cette fraction est plus proche de 100 % que de 10 %, on les appelle aussi (parfois abusivement!) détecteurs 4π . "Basse énergie" signifie que nous nous limiterons aux détecteurs utilisés en Physique Nucléaire, ou dans certaines expériences actuelles qui se rattachent plutôt à la Physique des Particules à basse énergie et qui utilisent des techniques similaires à celles utilisées en Physique Nucléaire.

Nous présenterons essentiellement des détecteurs dits "électroniques", c'est-à-dire pour lesquels l'information fournie par le détecteur consiste en signaux électroniques et non en clichés photographiques comme c'est le cas pour les émulsions, chambres à étincelles ou à streamers ou chambres à bulles. Ces dernières méthodes permettent de réaliser des détecteurs à grand angle solide - et, de fait ont permis souvent la réalisation des premières expériences 4π dans de nombreux domaines - mais d'une part elles mettent en jeu des aspects techniques très spécifiques dont la présentation alourdirait trop ce cours, et d'autre part elles occupent une place limitée en raison du handicap que représente le dépouillement non automatique des clichés (signalons cependant certains travaux visant à automatiser complètement le

traitement d'images de caméras CCD /1/). Nous nous limiterons enfin au cas des détecteurs où chacune des particules émises lors d'une réaction est mesurée individuellement. Au paragraphe 2, nous dégagerons les raisons qui justifient la réalisation de détecteurs à grand angle solide, et au paragraphe 3 nous aborderons les éléments qui les caractérisent et les solutions techniques choisies pour leur construction. Finalement, au paragraphe 4 nous donnerons quelques exemples d'analyse physique des données de tel détecteurs.

Lorsqu'on passe en revue un certain nombre de détecteurs à grand angle solide à "basse énergie", on tombe sur une grande diversité d'appareils. Cette diversité tient à la grande dynamique sur l'énergie des particules à mesurer, aux différences sur les types de particules (fragments nucléaires lourds ; particules légères, hadrons et leptons ; gammas, etc...), ainsi qu'à la grande variété de domaines de physique couverts. Aussi, plutôt que de donner un panorama de tout ce qui existe, ce qui tiendrait de la zoologie, nous nous limitons à la présentation de quelques questions de base, que nous illustrons de plusieurs exemples. Cette grande diversité de détecteurs montre aussi qu'il faut se méfier des règles générales et absolues. Ce cours est donc à prendre comme une introduction à des concepts et questions du domaine plutôt que comme une série de préceptes à appliquer.

Dans tout ce qui suit, nous adopterons la convention (habituelle) que le repère de référence par rapport auquel on décrit le détecteur est : axe Oz suivant la direction du faisceau incident, le plan Oxy (ou $R\phi$) est le plan transverse, θ est l'angle d'un vecteur (vitesse \vec{v} , impulsion \vec{p} , etc... des particules sortantes) avec Oz et ϕ (azimut) est l'angle de la projection de ce vecteur sur le plan transverse avec Ox. Pour une particule d'impulsion $\vec{p}(p_x, p_y, p_z)$ on a donc :

$$p_x = p \sin\theta \cos\phi \quad , \quad p_y = p \sin\theta \sin\phi \quad \text{et} \quad p_z = p \cos\theta$$

2 - POURQUOI CONSTRUIT-ON DES DETECTEURS A GRAND ANGLE SOLIDE?

Soit à étudier la réaction :

$$p + c \rightarrow e + f + \dots \quad (2.1)$$

où p (projectile), c (cible, éventuellement absente si la réaction étudiée est une désintégration de p) sont les particules entrantes et e, f ... les particules sortantes à mesurer. Pour que la réalisation d'un détecteur à grand angle solide ait un sens, il faut qu'une des particules e, f, .. au moins soit émise dans un domaine angulaire assez large. Notons que dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, la plupart des expériences actuelles sont sur cible fixe (par opposition au cas des anneaux de collision). Dans certains cas, le repère du système mesuré peut cependant être proche de celui du laboratoire : par exemple, pour l'étude des désintégrations

du muon /2/, des annihilations $\bar{p}p$ /3/, ou de réactions induites par un projectile de masse très petite devant la cible, etc... Mais dans beaucoup de cas, les particules à mesurer sont émises préférentiellement à l'avant. Nous nous plaçons donc dans l'hypothèse d'une émission de particules dans un domaine d'angle solide assez large, mais qui peut être inférieur à 4π . L'utilisation d'un détecteur à grand angle solide se justifie alors a priori puisqu'il peut mesurer complètement l'état final (e, f,...) chaque fois que la réaction (2.1) se produit. Dans bien des cas cependant, on se contente d'un ou de quelques détecteurs à petit angle solide, éventuellement mobiles. Dans ces cas, on ne mesure qu'une partie des particules sortantes (souvent une seule), ou on ne les mesure toutes que pour une partie des réactions (2.1) (la partie où les particules sont émises aux angles θ , ϕ des détecteurs). Cette solution a en général l'avantage d'être moins lourde et moins coûteuse. Elle est souvent inévitable si l'on recherche une haute précision de mesure, par exemple pour les spectromètres magnétiques où des résolutions en impulsion de $\sim 10^{-4}$ ne peuvent être atteintes que dans un angle solide petit, typiquement quelques 10^{-4} de 4π). Elle est justifiée si l'information limitée obtenue permet d'étudier la physique à laquelle on s'intéresse, ou si, en utilisant la conservation d'énergie-impulsion, cette information suffit à connaître complètement l'état final.

Pour résumer les avantages fondamentaux des détecteurs à grand angle solide, on peut dire que : i) Ils sont caractérisés par une probabilité élevée de mesurer l'état final lorsque la réaction (2.1) se produit. Ceci permet d'améliorer - souvent de façon cruciale - la précision statistique des résultats, pour une intensité de faisceau, une épaisseur de cible et un temps d'expérience donnés. ii) Cette caractéristique se révèle d'autant plus indispensable que le nombre de particules à mesurer s'accroît. C'est le cas notamment des expériences que l'on souhaite aussi exclusives que possible (exclusif = on mesure complètement les paramètres p , θ , ϕ , masse ... de toutes les particules de l'état final).

Pour illustrer le cas i), nous citerons l'exemple de l'étude des désintégrations ou conversions interdites (ou rares) du muon /2/ auprès des "usines à pions". Dans ces dernières (TRIUMF (Canada) ; LAMPF, (E.U.) et le SIN en Suisse), des faisceaux de muons sont créés par désintégration des pions de faisceaux secondaires. Les muons sont stoppés dans une cible à raison de $\sim 10^5$ à quelques 10^6 /s. et l'on recherche d'éventuelles désintégrations dans des détecteurs à grand angle solide : $\mu \rightarrow e\gamma$ et $\mu \rightarrow e\gamma\gamma$ à LAMPF à l'aide de la "boîte de cristal" /4/ entourant des chambres à migration cylindriques /5/ ; $\mu \rightarrow eee$ à LAMPF, ainsi qu'au SIN à l'aide de "SINDRUM 1" /6/ ; et enfin, les conversions $\mu^-Z \rightarrow e^-Z$ ou $\mu^-Z \rightarrow e^+(Z-2)$ à l'aide de la chambre à projection temporelle (CPT, TPC en anglais...) de TRIUMF /7/ (fig. 1) (voir aussi le projet SINDRUM 2 /8/). Considérons ce dernier cas : l'état final consiste en un seul électron ou positron (Z représente le noyau dont la présence est nécessaire pour que la conversion se produise). Quant aux désintégrations autorisées, elles consistent

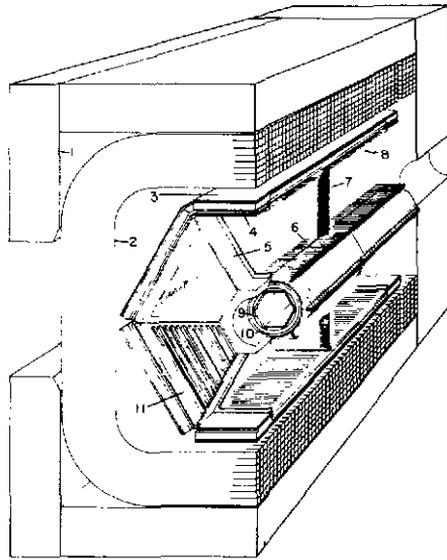


Fig. 1 - Vue en perspective éclatée de la chambre à projection temporelle de TRIUMF /77. Le faisceau est arrêté sur une cible au milieu du tube (10). Six secteurs (11) entourent le tube, chacun comportant sur ses faces avant et arrière (distances de 69 cm) 12 fils placés devant des cathodes segmentées et permettant chacun la mesure d'un point sur la trajectoire d'une particule. La plaque 7 et les fils (6 et 8) créent un champ électrique parallèle au faisceau. Les électrons produits par les particules dans le gaz migrent vers une des deux faces. Un champ magnétique parallèle au faisceau est produit par la bobine (2) associée à la culasse (1). Les scintillateurs (3 et 9) et les chambres planes (4) servent au déclenchement.

en $\mu \rightarrow e\nu$ et $\mu \rightarrow e\nu\gamma$ où on ne mesure aussi qu'un électron. Les conversions interdites sont caractérisées par l'énergie élevée du e^- ou du e^+ . Il est clair dans cet exemple que la limite supérieure sur la probabilité de conversion interdite (qui est le résultat fondamental de l'expérience et que l'on cherche à abaisser autant que possible) est inversement proportionnelle à l'angle solide du détecteur (pour un nombre de μ par seconde et un temps de mesure fixes).

Le cas ii) mérite développement. Pour mesurer N particules de l'état final nous pouvons utiliser - plutôt qu'un détecteur 4π - un ou plusieurs détecteurs à petit angle solide mesurant une ou plusieurs particules. Si ces détecteurs sont fixes nous ne mesurerons qu'une fraction f des réactions (2.1) : celle où les N particules passent dans les détecteurs (pour un détecteur 4π , $f=1$). Si ces détecteurs sont mobiles (i.e. on peut modifier les domaines angulaires en θ et ϕ qu'ils couvrent), nous pourrions mesurer toutes les configurations finales possibles de la réaction (2.1), mais il nous faudra, pour obtenir la même statistique qu'avec un détecteur 4π , multiplier le temps "d'exposition" de nos détecteurs par un facteur F égal au nombre de positions angulaires dans lesquelles il faudra placer les détecteurs pour mesurer toute les configurations finales possibles. F et f peuvent être évalués dans le cas d'une distribution finale isotrope de N particules identiques non corrélées à mesurer avec

N détecteurs sous-tendant un angle solide $\delta\Omega$ chacun et ne mesurant qu'une particule à la fois :

$$f = 1/F \approx (\delta\Omega/4\pi)^N N! \quad (2.2) \quad (2.2)$$

Pour établir cette formule, nous négligeons les corrélations de conservation d'énergie-impulsion (N grand). f devient vite très petit quand N augmente. Pour N=5, $\delta\Omega = 10^{-2}$ sr, on obtient 4×10^{-14} . Un détecteur à grand angle solide est donc indispensable dès que l'on doit mesurer en coïncidence plusieurs particules émises dans un large domaine angulaire. Le raisonnement doit cependant être modulé par le fait qu'un tel détecteur ne peut souvent fonctionner qu'à un taux de réaction par seconde relativement limité : il faut parfois utiliser une intensité de faisceau réduite en raison d'un temps mort non négligeable, ou du fait que le détecteur ne peut supporter qu'un taux de comptage limité.

Les cas où l'on veut mesurer plusieurs particules simultanément sont nombreux. L'information obtenue sur l'état final est plus riche que pour les expériences inclusives (où on ne mesure qu'une particule à la fois par réaction) car on mesure de plus les corrélations entre particules (cf. paragraphe 4). Citons tout d'abord l'étude systématique d'une ou de plusieurs voies finales d'une réaction donnée, par exemple $np \rightarrow pp\pi^-$ à l'aide d'ARCOLE /9/ à Saturne, ou $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi\pi\dots$ à LEAR (CERN) à l'aide par exemple d'"OBELIX" /10/. L'étude de particules instables et de résonnances (π^0 , K_S^0 , Δ , ρ , Λ , etc...), ou encore des états exotiques comme les "boules de glu" ou les "hybrides" dans $\bar{p}p$ à LEAR /3,10,11/) ou bien de noyaux instables (par exemple ${}^5\text{Li} \rightarrow p\text{ }{}^4\text{He}$ /12/) par leurs produits de désintégration est un autre exemple important (voir paragraphe 4.3). Citons également l'étude de mécanismes de réaction faisant intervenir un petit nombre de nucléons. Ainsi le nombre de nucléons qui interviennent dans l'absorption du γ dans la réaction $\gamma + A$ peut être étudié en mesurant en coïncidence les protons émis à l'aide du détecteur à grand angle solide /13/ de l'ALS (Saclay). Les expériences d'ions lourds font souvent appel aux détecteurs à grand angle solide. A basse énergie, l'étude des très hauts spins de noyaux excités est réalisée en mesurant en coïncidence des gammas de la cascade de désexcitation à l'aide de multidétecteurs à grand angle solide /14/ (fig. 2). A haute énergie (≥ 200 MeV par nucléon) l'état final contient un grand nombre (jusqu'à plusieurs centaines) de particules légères (p, n, d...). L'utilisation de détecteurs à grand angle solide comme la chambre à streamers /16/ et la Boule de Plastique /17/ (fig. 3) au Bevalac (E.U.), ainsi que Diogène /18/ (fig. 4) à Saturne pour mesurer les chargés, a permis, à partir des corrélations entre ces particules légères, d'accéder à une information nouvelle (voir paragraphe 4.2) inaccessible aux expériences inclusives. Aux énergies intermédiaires (~ 30 à ~ 150 MeV par nucléon) la mesure simultanée de fragments de différentes masses peut permettre de départager plusieurs modèles reproduisant tous les distributions inclusives en masse /19/. Enfin l'étude des corrélations à deux pions ou deux protons /20/ (interférométrie ou interaction dans l'état final)

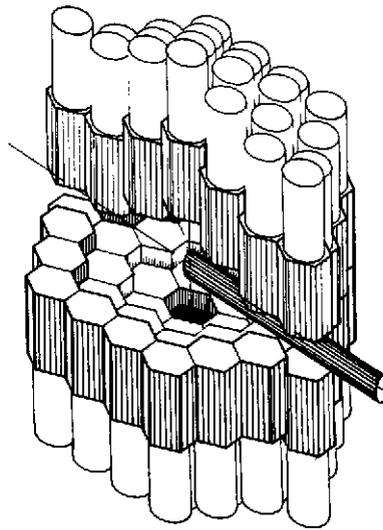


Fig. 2 - Le château de cristal /15/ utilisé au Tandem MP de Strasbourg pour la mesure des γ produits dans les collisions d'ions lourds entre 5 et 10 MeV par nucléon. Il est constitué de 74 compteurs BaF_2 hexagonaux disposés en 8 couronnes concentriques disposés de part et d'autre d'un plan horizontal contenant le faisceau. Dans une seconde configuration, les compteurs des deux couronnes externes sont utilisés comme anti-Compton autour de détecteurs germanium à haute résolution.

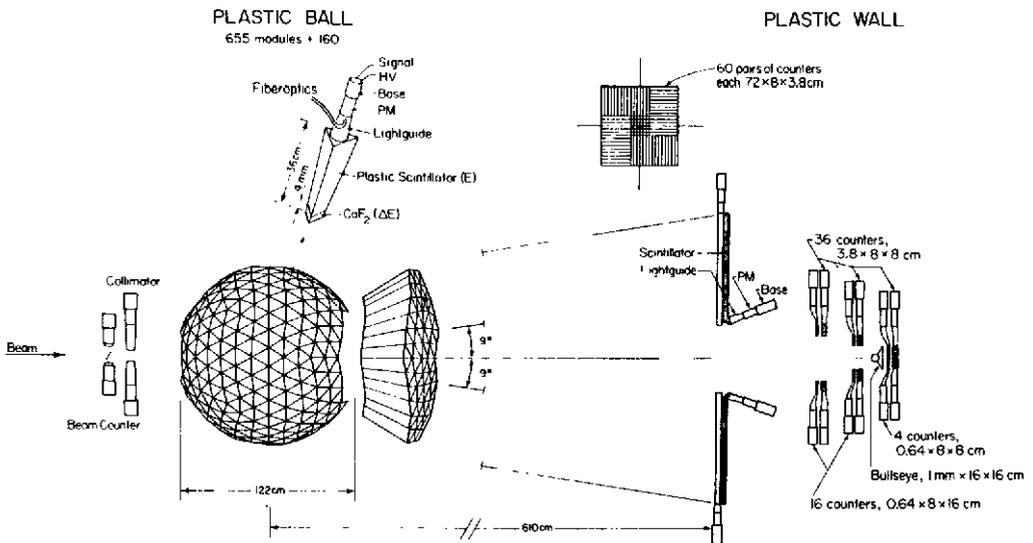


Fig. 3 - La Boule de Plastique /17/ destinée à la mesure des particules légères et chargées produites dans les collisions d'ions lourds relativistes. Elle est constituée de 815 télescopes triangulaires plastique (E) et CaF_2 (ΔE) (dont un est sorti sur la figure) disposés en sphère autour de la cible et couvrant $10 < \theta < 160^\circ$. Pour $10 < \theta < 30^\circ$, les triangles sont subdivisés en 4. Pour $\theta < 10^\circ$, les particules sont mesurées dans un mur de plastique (ΔE -temps de vol) présenté aussi de face sur la figure.

permet de déterminer des caractéristiques du système qui les a émis. Notons qu'un détecteur 4π mesurant N particules fournit $N(N-1)/2$ paires par collision alors qu'un ensemble de deux télescopes n'en fournit qu'une.

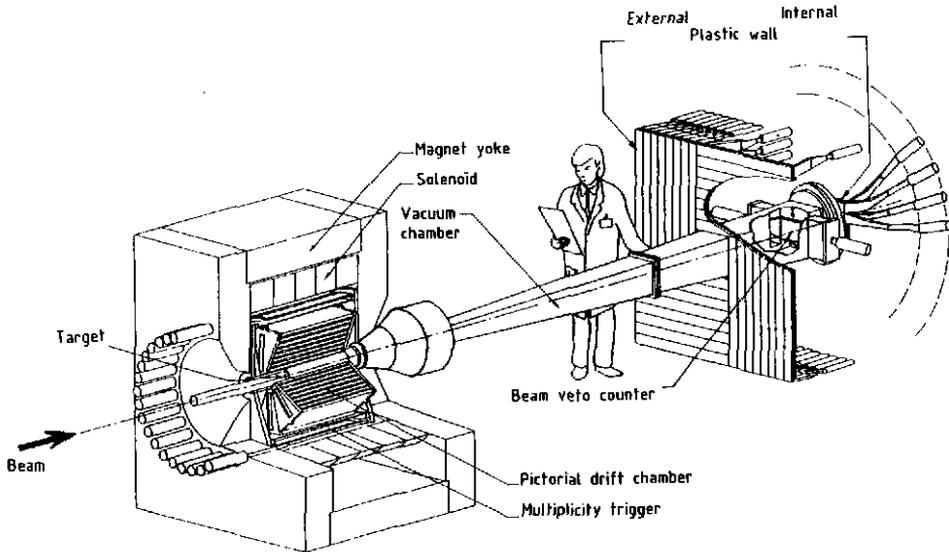


Fig. 4 - Dilogène, destiné à la mesure des particules légères et chargées produites dans les collisions d'ions lourds relativistes. A gauche, un ensemble cylindrique de chambres à dérive placées autour de la cible mesure les particules émises entre $\sim 20^\circ$ et 132° . Ces chambres sont placées dans un champ magnétique uniforme parallèle au faisceau et produit par le solénoïde associé à la culasse. Le déclencheur latéral est un tonneau de 30 lattes de scintillateur. A droite, le mur de plastique couvre les angles avant ($\theta < 6^\circ$).

3 - LES ELEMENTS QUI PRESIDENT A LA CONCEPTION D'UN DETECTEUR A GRAND ANGLE SOLIDE

3.1 Le détecteur idéal

Nous proposons ici une liste (non exhaustive!) des qualités, qui permettraient de définir un détecteur idéal [21]. Bien entendu, dans la pratique, il faut faire les choix et les compromis qui décideront dans quelle mesure telle ou telle qualité est nécessaire pour la physique à laquelle on s'intéresse, et compte tenu des moyens disponibles et des contraintes techniques. Le détecteur idéal devrait donc avoir :

a) Une acceptation angulaire aussi large que possible. Notons que l'acceptation dans l'espace de phase à N particules varie en première approximation comme l'acceptation à une particule à la puissance N . Les coupures en θ (voir point i) et en ϕ jouent souvent différemment pour la physique. Les zones mortes peuvent être des séparations entre modules, l'entrée et la sortie du faisceau, les zones d'émission parallèlement au champ dans un détecteur magnétique, etc...

b) Une bonne acceptation en énergie, charge et masse des particules, c'est-à-dire pouvoir mesurer ces paramètres dans des domaines aussi larges que possible. Un problème fréquent est celui de réduire les épaisseurs de matière à traverser pour atteindre la détection.

c) Une excellente résolution en angle (θ et ϕ) et en énergie ou impulsion. Pour p ou E , les résolutions sont souvent limitées (~ 1 à 10% LTMH) sur les détecteurs à grand angle solide. Nous utilisons ici le terme de résolution dans le sens de précision, à ne pas confondre avec le point suivant.

d) Un bon pouvoir de séparation angulaire (granularité) : pouvoir distinguer des particules émises à des angles proches.

e) Une bonne sélectivité (la sélection étant réalisée par le déclencheur, "trigger") pour les réactions que l'on veut mesurer et une bonne flexibilité dans le choix de ces réactions.

f) Un pouvoir d'identification élevé des charges Z et/ou masses m . Un problème difficile est celui où la dynamique en Z et m est grande (ions lourds), chaque technique disponible ne permettant pas de couvrir une gamme complète.

g) La possibilité de mesurer à la fois neutres (γ, n) et chargés.

h) Des procédures de calibration efficaces et rapides. Cette question peut s'avérer particulièrement importante pour un détecteur à grand angle solide car les "capteurs" (fils, bandes, "pads" sur les détecteurs gazeux, scintillateurs, photomultiplicateurs...) ainsi que les voies électroniques sont nombreux (de quelques dizaines à quelques milliers), et il est souvent indispensable d'automatiser les procédures de calibration.

i) Des performances (résolutions, granularité, ...) dont la dépendance en θ soit adaptée à la cinématique et à la physique. La plupart des expériences étant sur cible fixe, les particules émises à l'avant sont en général plus nombreuses et énergétiques que les autres. La géométrie du détecteur est souvent fortement influencée par la nécessité de mesurer principalement ces particules, ou principalement les particules émises à grand angle, ou les deux à la fois. L'acceptance d'un détecteur est parfois présentée dans le repère du centre de masse du système à mesurer plutôt que dans celui du laboratoire.

j) Un dépouillement aussi simple que possible. Cette question joue souvent un rôle important pour les détecteurs à grand angle solide en raison de la complexité aussi bien du détecteur lui-même que des événements à plusieurs particules qu'il mesure.

Par exemple, des coupures simples sur l'acceptance dans l'espace de phase à une particule peuvent entraîner des biais compliqués pour les événements à plusieurs particules. Un autre exemple est celui des détecteurs gazeux où le dépouillement nécessite une reconstruction des trajectoires qui devient complexe pour les hautes multiplicités. Pour que certaines limitations de l'appareillage n'aboutissent pas à des dépouillements trop lourds, l'utilisation d'un programme de simulation du détecteur au moment de sa conception se révèle précieuse. Si le détecteur ou les événements à mesurer dépassent un seuil minimal de complexité, une telle simulation devient indispensable. Si les corrections sur les événements mesurés sont trop complexes, on peut choisir d'y renoncer et de comparer les mesures à des prédictions théoriques modifiées par une simulation des biais d'acceptance, de granularité, etc... (utilisation du "filtre expérimental").

k) Souvent bien d'autres qualités. Par exemple la facilité de montage-démontage (intérêt des structures modulaires), l'encombrement, la durée de vie, la fiabilité, la tenue au bruit de fond (non physique), etc, etc...

l) Un taux d'acquisition aussi élevé que possible : pouvoir enregistrer le maximum d'événements intéressants par unité de temps. Cet aspect fondamental fait intervenir plusieurs caractéristiques du détecteur et de son électronique. Tout d'abord, le taux de comptage que peut supporter le détecteur est en général limité pour des raisons technologiques. Par exemple, dans une chambre à dérive on peut avoir des "empilements d'événements" (des particules d'un second événement traversent le détecteur alors que la migration des électrons produits par le premier événement n'est pas terminée) et de plus on a une limitation sur le taux de comptage due à la migration lente des ions positifs créant une charge d'espace d'autant plus gênante que le volume de migration est grand. Ensuite, la partie analogique de l'électronique peut aussi induire des limites, par exemple si les impulsions traitées occupent un temps non négligeable. La digitalisation de l'information, son pré-traitement et son stockage sur bande ou disque, enfin, peut prendre un certain temps qui peut limiter le taux d'acquisition. Ce dernier aspect joue souvent un rôle important pour les détecteurs à grand angle solide si des événements complexes sont à traiter. L'information par événement peut aller jusqu'à plusieurs milliers de mots (et même un Mbyte pour le projet de TPC au Bevalac de Berkeley /22/). Il est souvent important d'avoir recours à la réduction des données en ligne (par exemple suppression des zéros sur l'information CCD) afin de ne pas trop réduire le taux d'acquisition pour cause de stockage. Le traitement en ligne peut être accéléré par l'utilisation d'architectures parallèles. Enfin, la décision de déclenchement peut également contribuer au temps mort (i.e. le temps pendant lequel l'événement suivant ne peut pas être pris). On a parfois recours à plusieurs niveaux de déclenchement : un niveau rapide (typiquement quelques dizaines de ns) qui effectue un pré-tri, puis un niveau plus lent mais plus sélectif qui est activé beaucoup moins souvent que le premier niveau. Un

déclencheur à plusieurs niveaux est particulièrement justifié si l'on veut mesurer des événements à la fois complexes et rares.

3.2 Les techniques de base

Pour mesurer l'énergie E ou l'impulsion p ou la vitesse v d'une particule chargée et l'identifier (charge Z , masse m), les principales techniques sont : a) la mesure de trajectoire (courbure) dans un champ magnétique, qui donne p/Z ; b) la mesure de perte d'énergie ΔE (ou dE/dX) qui donne une relation entre Z et v (formule de Bethe-Bloch) ; c) l'arrêt complet (par interaction électromagnétique) dans un matériau qui donne E ; d) la mesure de v par temps de vol, ou parfois effet Cerenkov.

Deux de ces techniques au moins sont à utiliser simultanément. Le choix dépend des particules que l'on veut mesurer et de leur énergie. A "haute" énergie, la technique magnétique est souvent utilisée car le temps de vol impliquerait de très grandes dimensions et l'arrêt entraînerait des épaisseurs de matière élevées où (pour les hadrons) la probabilité d'interaction nucléaire faussant les mesures est élevée. La technique magnétique a aussi l'avantage de permettre la séparation des particules positives et négatives. A basse énergie, les techniques associant ΔE et/ou arrêt et/ou temps de vol deviennent plus indiquées : elles permettent en particulier de s'affranchir du problème de la direction privilégiée du champ magnétique et de celui de l'erreur sur la courbure due à la diffusion multiple.

Le choix des techniques de base peut être déterminé par d'autres critères que l'énergie. Par exemple, si l'on doit mesurer uniquement des leptons d'un signe donné, la technique magnétique aussi bien que l'arrêt peuvent s'envisager, en association avec le ΔE . Le choix peut alors être déterminé par exemple par le fait que l'on veuille ou non mesurer en même temps des gammas. La mesure des neutres fait appel au temps de vol (neutrons) ou à une technique qui s'apparente à l'arrêt des chargés (détecteur de gerbe pour les gammas). Cependant, une revue d'un certain nombre de détecteurs montre que le choix des techniques peut être déterminé par un grand nombre de critères spécifiques. Il est impossible de présenter tous les cas de figures, et, plutôt que de donner des règles générales obligatoirement trop formelles, nous allons passer en revue quelques exemples significatifs que nous classons en deux catégories selon que la méthode magnétique est utilisée ou non.

3.3 Les détecteurs magnétiques

Pour déterminer à la fois la courbure des trajectoires et les angles d'émission, une technique naturelle est de mesurer une série de points le long des trajectoires des particules courbées ou déviées par le champ magnétique. Les détecteurs gazeux sont bien adaptés pour cela puisqu'ils offrent peu de matière au passage des particules

et qu'ils permettent une localisation le long d'une trajectoire. L'identification est réalisée le plus souvent par une mesure de plusieurs dE/dx dans le gaz, éventuellement complétée par une mesure de temps de vol (MICHIE-FANCY /24/ par exemple) ou Cerenkov (projet SINDRUM 2 /8/ par exemple), etc... La fig. 5 (et 4) présente le principe de la mesure sur DIOGENE /18/ (principe proposé pour JADE /25/, et utilisé également sur OBELIX /10/ (ancien AFS /26/) et sur le détecteur interne du "Barril de Cristal" /11/ à LEAR, sur MICHIE /24/ à KEK, sur le projet de détecteur 4π à SIS /27/ (voir fig. 7), et sur plusieurs détecteurs de haute énergie /28/). Ce type de détecteur est un cas particulier de l'option : Bifaisceau|| fils multiplicateurs (\vec{B} = champ magnétique). La géométrie des cellules de migration (i.e. les volumes à l'intérieur desquels un électron migre vers un fil ou un plan de fils) est guidée par plusieurs facteurs /29/ : des cellules petites favorisent la séparation double-trace (meilleure granularité), réduisent le temps mort lié à la migration, permettent des taux de comptages plus élevés (effet des ions positifs), etc... Des cellules grandes sont plus faciles à réaliser mécaniquement, présentent moins de matière aux particules, impliquent moins de voies d'électronique, ce qui réduit le coût (mais nécessitent souvent une électronique multicoups), etc...

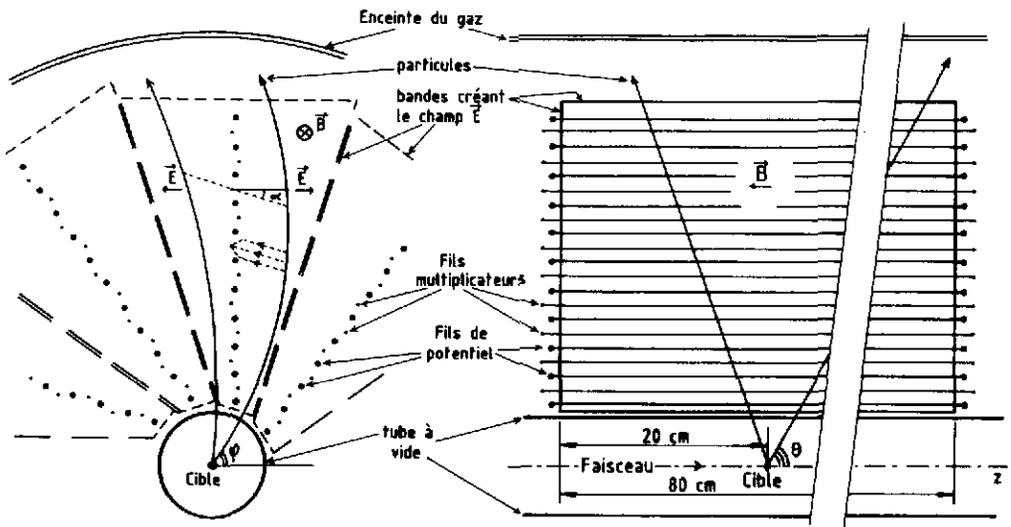


Fig. 5 - Projection transversale (à gauche) et longitudinale (à droite) schématique des chambres à dérive de Diogène. 10 Secteurs entourent la cible dont 3 sont représentés dans la vue de gauche. Le plan médian de chaque secteur est occupé par les fils et les pourtours par des bandes produisant le champ \vec{E} . Les électrons migrent suivant les lignes tiretées inclinées (présence de \vec{B}). La résolution sur leur distance de migration est $\sim 400 \mu\text{m}$ LTMH et la résolution longitudinale (en z, mesurée par division de charge) $\sim 1 \text{ cm}$, ce qui donne ~ 8 à 25% sur l'impulsion. La cible est décalée en z vers l'arrière pour améliorer l'acceptance aux petits θ .

En ce qui concerne la mesure de la coordonnée z le long des fils, la division de charge peut être remplacée par la technique des angles stéréo (décalage de la direction des fils), ou l'influence sur les cathodes, etc...

Une technique alternative à celle des chambres à migration est celle des chambres proportionnelles cylindriques utilisée notamment sur SINDRUM 1 /6/, ARCOLE /9/, ASTERIX /30/ (ancien DMI), le détecteur à grand angle solide de l'ALS /13/, et sur de nombreux détecteurs de particules élémentaires /21,23,28/ (fig. 6). Les chambres proportionnelles sont plus rapides (elles peuvent contribuer au déclencheur), supportent des taux de comptage plus élevés, n'ont pas le problème d'ambiguïté gauche-

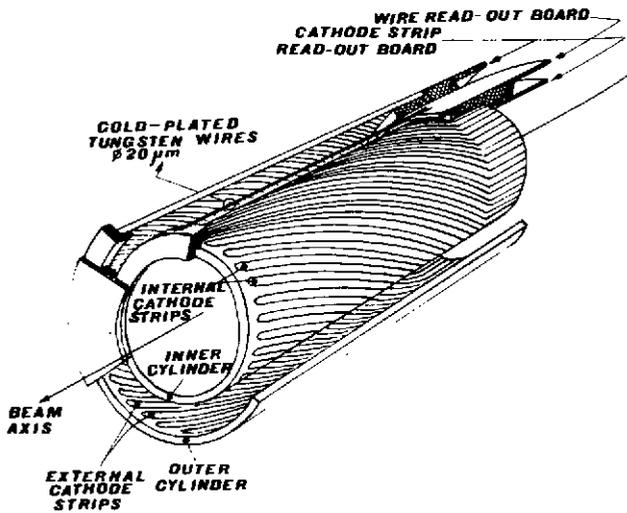


Fig. 6 - Un exemple de chambre proportionnelle cylindrique /31/. Elle est constituée d'un cylindre de fils d'anode tendu parallèlement au faisceau entouré de deux cylindres de cathodes constitués de bandes inclinées par rapport à la direction des fils (résolution en R_ϕ : $\sim 1-2$ mm LTMH, en z elle peut descendre à ~ 300 μm).

droite. En revanche, elles présentent plus de matière au passage des particules et nécessitent un plus grand nombre de fils. Leur résolution en z (mesurée par influence sur les cathodes) est en général meilleure que ce que donne la division de charge, mais la résolution en R_ϕ (dans le plan transverse) est moins bonne que celle que l'on obtient par mesure du temps de migration. Tout en gardant le faisceau, on peut réaliser la migration parallèlement à cette direction commune et tendre les fils sur les faces avant et/ou arrière, selon une direction perpendiculaire au faisceau. C'est ce qui est réalisé dans les CPT comme celle de TRIUMF /7/ (fig. 1). On peut atteindre sur les CPT de bonnes résolutions spatiales à la fois en R_ϕ et en z (disons, entre ~ 400 μm et ~ 4 mm LTMH) ; elles présentent peu de matière aux particules, permettent de discriminer plus facilement des traces proches en ϕ mais pas en θ ; et la migration n'y est pas déviée par \vec{B} . En revanche, elles impliquent en géné-

ral des temps morts plus élevés et la charge d'espace due aux ions positifs (qui limite le taux de comptage) y est plus importante. Cependant, pour ce dernier point, les CPT se prêtent bien à la technique des grilles déclenchables /7/ qui consiste à n'autoriser la multiplication proportionnelle que pour les événements intéressants. Par ailleurs, le coût de l'électronique d'une CPT peut être élevé en raison du grand nombre de "pads" (segments de cathode) placés derrière les fils. Enfin, signalons deux autres géométries de chambres : celle où le champ électrique est radial (chambre à projection en spirale /10,30/), et celle où les fils sont tendus radialement ("Helitron" de la réf. /27/).

Pour les détecteurs où \vec{B} est parallèle au faisceau, la résolution (précision) en impulsion est donnée par /32/ :

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \approx \frac{A \epsilon^2 p^2 \sin^2 \theta}{N L^4 B^2} + \frac{C \epsilon'^2}{N L^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \frac{D}{N X_0 B^2 L v^2 \sin \theta} \quad (3.1)$$

A, C et D sont des constantes, N le nombre de points mesurés le long de la trajectoire de la particule, L la longueur de projection de cette trajectoire dans le plan transverse, B le champ magnétique et v la vitesse de la particule. Le premier terme vient de la résolution en $R\phi(\epsilon)$, le second de la résolution en $z(\epsilon')$ et le troisième de la diffusion multiple dans le gaz. Des valeurs typiques de $\Delta p/p$ sont : ~ 2 à 20 % LTMH. Cette formule guide en partie le choix pour le nombre de fils (lié à N) à utiliser, ainsi que pour le champ magnétique et la taille (liée à L) du détecteur. Interviennent également les résolutions demandées sur θ , ϕ et la capacité d'identification (d'autant meilleure que l'on mesure beaucoup d'échantillons de dE/dX par particule). Le choix de l'électronique a une influence sur ϵ et ϵ' , ainsi que sur le pouvoir de séparation angulaire (cf. paragraphe 3.1.d). Dans les détecteurs à migration et à électronique multicoups, cette dernière caractéristique est en effet liée à la capacité à séparer deux impulsions proportionnelles proches en temps. Outre la résolution en impulsion, d'autres propriétés sont à considérer. Pour un détecteur cylindrique de diamètre D, de longueur l, à N points de mesure par trace, et fonctionnant à la pression P, on doit considérer l'acceptance angulaire qui peut être améliorée en accroissant l/D, ainsi que le pouvoir d'identification qui est d'autant meilleur que N et P sont grands (dE/dX dans le gaz ; la résolution en p joue également), ainsi que le pouvoir de séparation angulaire (séparation double-trace) qui est amélioré en accroissant D, N et l. La contrainte financière va dans le sens de réduire D, l, N et B et de travailler à $P = 1$ at.

Une grosse difficulté des détecteurs où \vec{B} est parallèle au faisceau est celle de l'acceptance à l'avant (et aussi parfois à θ proche de 180°). Lorsque θ devient petit, les particules sortent du détecteur par sa face avant sans avoir été beaucoup courbées par le champ magnétique, et sans qu'un nombre suffisant de points puissent être mesurés. Dans la formule (3.1), ceci se traduit par une diminution de L propor-

tionnellement à tge, diminution à laquelle se rajoute celle de N. On peut remédier à ce problème en allongeant le détecteur, mais au prix d'un accroissement important du coût de l'aimant et de la chambre. En outre une chambre adaptée aux particules émises transversalement est souvent inadaptée aux particules émises longitudinalement. On peut avoir recours à deux types de chambres, mais avec le problème de la matière à leur frontière. On peut aussi choisir d'ouvrir la culasse. Cette dernière (voir par exemple fig. 4) comporte souvent des faces avant et arrière très fermées afin de rendre \mathcal{B} aussi homogène que possible et de faciliter ainsi les reconstructions de trajectoires. Mais ces faces représentent une quantité de matière importante qui arrête, freine ou dévie les particules. Sur le projet de détecteur 4π de SIS /27/ (fig. 7), cette culasse est franchement ouverte (voir aussi OBELIX /10/) et les trajectoires des particules à l'avant sont mesurées dans trois chambres cylindriques à fils radiaux. Une mesure de courbure en partie dans le champ de fuite de l'aimant (la faible courbure est compensée par la longueur de trajectoire), associée à un temps de vol et un dE/dX dans le mur permettent une mesure d'impulsion avec une précision attendue inférieure à 6 % LTMH pour les protons.

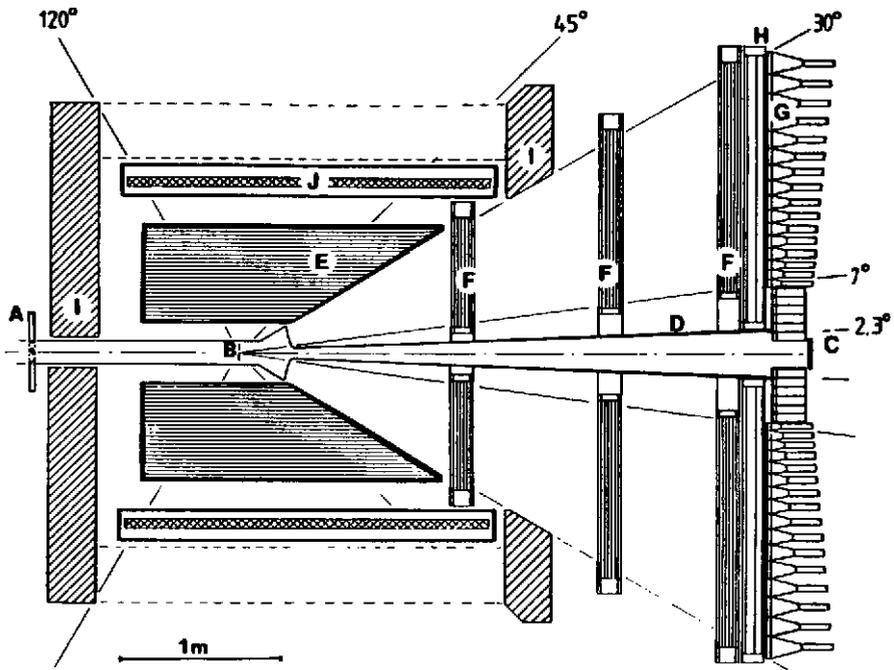


Fig. 7 - Le projet de détecteur à grand angle solide de SIS /27/ pour l'étude des collisions d'ions lourds relativistes. La cible B est entourée d'un cylindre de chambres à migration E placé dans le champ magnétique produit par la bobine J associée à la culasse I. Pour $7^\circ < \theta < 30^\circ$, les particules sont mesurées à l'aide des trois chambres F et du mur G. Des détecteurs de gammas peuvent être ajoutés à l'extérieur de la bobine.

On peut aussi choisir de mettre \vec{B} perpendiculaire au faisceau. Ceci a été proposé par exemple pour étudier les collisions d'ions lourds au Bevalac de Berkeley en utilisant une CPT parallélépipédique placée juste derrière la cible, dans un champ magnétique vertical créé par le dipôle supra-conducteur HISS /33/. De nombreux détecteurs mettent en pratique ce principe $\vec{B} \perp$ faisceau. Citons par exemple le spectromètre de masse effective d'Argonne /34/, "LAME" de Cornell /35/, PS185 /37/ et PS170 /36/ à LEAR /3/, etc... . Ce type de détecteur permet une mesure correcte des particules à l'avant, mais la difficulté est qu'on ne mesure pas l'impulsion des particules émises à petit angle avec \vec{B} (anisotropie azimutale). Dans cette configuration, on passe continuellement des détecteurs magnétiques à grand angle solide aux spectromètres classiques. Ces derniers appliquent cependant le principe de la focalisation qui n'est en général pas utilisé pour les grandes acceptances (voir cours de J.M. Durand dans cette école).

Pour le projet de spectromètre à grande acceptance (LAS /38/, fig. 8) étudié pour l'accélérateur d'électrons CEBAF, le champ \vec{B} est toroïdal (il tourne autour du faisceau, auquel il est perpendiculaire), réalisant ainsi une configuration où, lorsque θ et ϕ varient, \vec{B} reste perpendiculaire à l'impulsion \vec{p} des particules ; au prix cependant d'une perte d'acceptance azimutale à l'emplacement des bobines. Un autre avantage du "LAS" est sa structure ouverte due à l'absence de culasse. Dans sa géométrie, on peut envisager d'appliquer sur 2π en ϕ le principe de la focalisation mis en oeuvre sur les spectromètres classiques /39/.

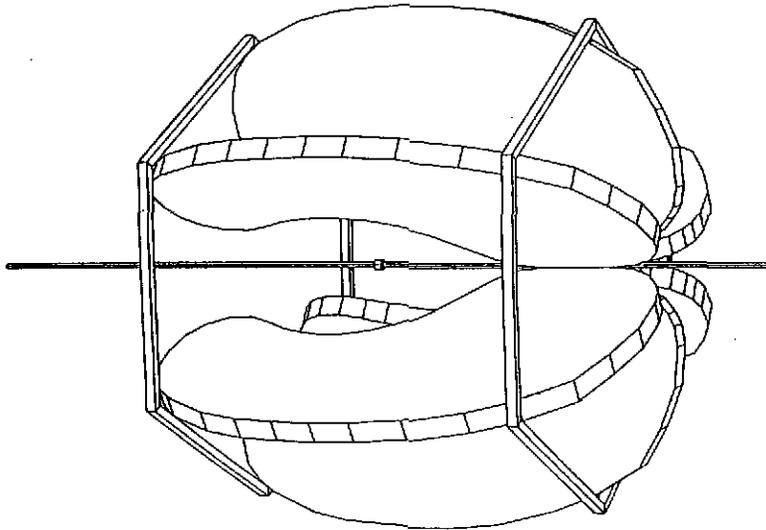


Fig. 8 - L'aimant toroïdal du projet de spectromètre à grande acceptance de CEBAF /38/. L'axe du faisceau (qui vient de la gauche) est indiqué, ainsi que la cible au centre. Six bobines dont les spires sont dans des plans contenant le faisceau produisent le champ toroïdal. Les détecteurs de chargés sont placés entre les bobines. L'acceptance angulaire prévue est $10^\circ \lesssim \theta \lesssim 150^\circ$ et la résolution en impulsion de l'ordre de 1 %.

Signalons également un exemple de détecteur à grand angle solide constitué de trois chambres proportionnelles cylindriques entourant la cible, complétées de chambres planes à l'avant, mais qui n'utilise ni champ magnétique, ni temps de vol, ni E, ni ΔE : ARCOLE /9/ à Saturne, conçu pour étudier la réaction $np + pp\pi^-$. Seuls les six angles d'émission des trois particules finales sont mesurés, et, en utilisant la conservation d'énergie-impulsion, on remonte aux énergies des particules (sauf dans le cas coplanaire).

Enfin, comme introduction au paragraphe suivant, citons l'exemple du "Baril de Cristal"/11/) à LEAR. Il comporte des chambres à migration disposées en cylindre autour de la cible et placées dans un champ magnétique. Mais celles-ci sont entourées de 1380 modules au Csi destinés principalement à la mesure des γ .

3.4 Détecteurs basés sur l'arrêt, le ΔE ou le temps de vol

De tels détecteurs ont fréquemment une structure de modules à un coup : l'angle solide couvert par le détecteur est "rempli" de modules juxtaposés qui peuvent mesurer chacun une particule. Le choix s'explique assez bien pour des détecteurs à scintillation qui sont peu adaptés à la mesure simultanée de plusieurs particules (encore qu'on puisse utiliser par exemple des fibres scintillantes ou des microstrips, etc... afin de localiser plusieurs particules). Dans l'hypothèse "oeil de mouche" (la cible est entourée de N_d modules identiques, couvrant chacun un angle solide $\delta\Omega$, et tels que l'angle solide total couvert $N_d \cdot \delta\Omega$ soit une fraction ϵ des 4π sr), la première caractéristique à déterminer sera la granularité du détecteur caractérisée par N_d . Le problème se pose en particulier lorsqu'on doit mesurer une multiplicité donnée de particules, M , et qu'on doit réduire le nombre de modules qui seront touchés par deux (ou plus de 2) particules. On peut calculer alors la probabilité $P(M, N_d, \epsilon, N)$ que N parmi les N_d modules couvrant $\epsilon \cdot 4\pi$ soient touchés lorsque M particules non corrélées sont émises isotropiquement. La fig. 9 donne le résultat d'un tel calcul réalisé pour une étude préliminaire d'un détecteur à grand angle solide à Ganil /40/. On voit que pour ne pas perdre trop de particules, il faut un nombre de modules nettement supérieur à la multiplicité. Il va de soi que le taux de particules que l'on peut accepter de perdre dépend de la physique à mesurer.

Le pouvoir de séparation angulaire n'est pas le seul critère qui puisse contribuer au choix de N_d . On peut vouloir augmenter N_d également pour réduire le taux de comptage par module ou pour améliorer la résolution en θ et en ϕ lorsque ces angles sont mesurés simplement par le numéro de module touché. Inversement, en réduisant N_d , on réduit la probabilité qu'une particule puisse passer d'un module dans le voisin, on diminue les inévitables zones mortes à la frontière entre deux modules, et bien sûr on réduit le coût de l'ensemble.

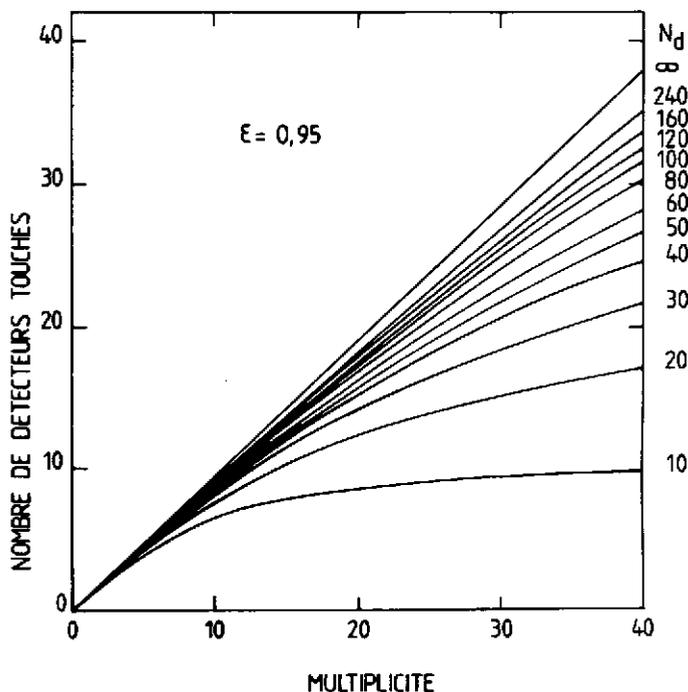


Fig. 9 - Nombre moyen de détecteurs touchés en fonction de la multiplicité de particules émises isotropiquement, pour un ensemble de N_d détecteurs identiques couvrant 95 % de 4π /40/.

Un exemple de cas où N_d est élevé est celui de la Boule de Plastique (fig. 3) dont la géométrie est inspirée de celle de la première Boule de Cristal /41/, détecteur de γ qui fut utilisé pour des expériences e^+e^- . Pour la Boule de Plastique /17/, l'énergie et la vitesse élevée des particules à mesurer font que l'utilisation du temps de vol aurait nécessité des dimensions trop importantes. Toujours compte tenu de l'énergie élevée, le E et le ΔE doivent être réalisés à l'aide de détecteurs solides afin de pouvoir arrêter sur une distance raisonnable et avoir une bonne résolution en ΔE . Enfin, les multiplicités attendues sont élevées (jusqu'à ~ 200), ce qui impose de fractionner fortement le détecteur en petits modules. Ce détecteur utilise la technique dite "phoswich" qui consiste à lire avec un seul photomultiplicateur deux éléments scintillants collés et à séparer les deux signaux en utilisant le fait que l'un est lent (le CaF_2 a un temps de décroissance τ de $\sim 1 \mu\text{s}$) et l'autre rapide (le plastique : $\tau \sim 10 \text{ ns}$). Cette technique permet donc de résoudre un problème crucial d'encombrement pour un détecteur 4π et d'en réduire le coût. Les résolutions en énergie sont de quelques %. θ et ϕ sont donnés simplement par le numéro de module. La résolution sur ces angles varie donc comme l'inverse de la racine du nombre de modules. Signalons pour la Boule de Plastique l'intéressante technique de mesure des π^+ (les π^- sont absorbés par les noyaux) : leur présence est signée par la désintégration du muon dans $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$, cette désintégration étant

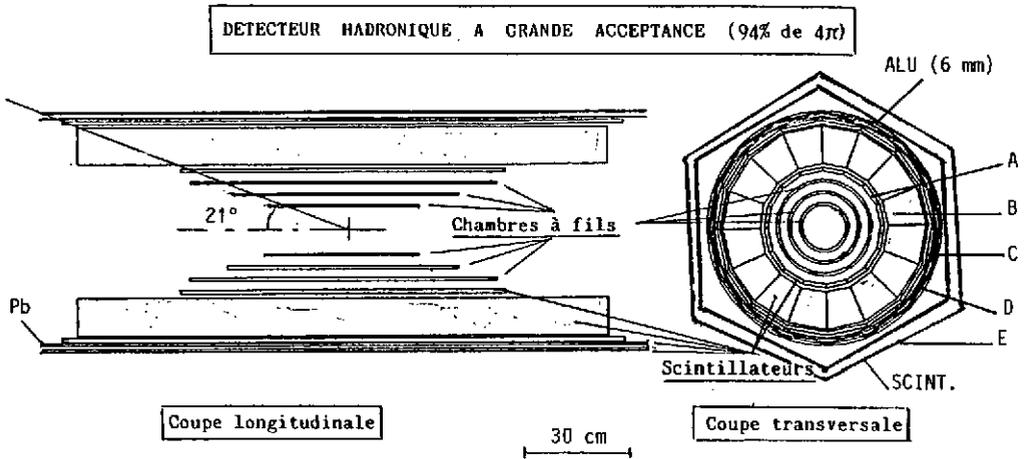


Fig. 10 - Le détecteur à grand angle solide de l'Accélérateur Linéaire de Saclay /13/. Il est constitué de 3 chambres proportionnelles cylindriques (voir fig. 6) entourées de 3 couches (2 minces entourant une épaisse) de 16 barreaux $\Delta E-E$ de plastique lus aux deux extrémités, puis d'un convertisseur au plomb et d'une couche de plastique pour la détection de gammas.

caractérisée par un signal retardé en moyenne de 2,2 μs .

Un exemple de cas où N_d , le nombre de modules $E-\Delta E$ est faible, est celui du détecteur à grand angle solide de l'ALS /13/ (fig. 10). Les faibles multiplicités attendues permettent de limiter N_d à 16. Cependant, pour déterminer avec précision θ et ϕ , trois chambres proportionnelles cylindriques multifils sont placées à l'intérieur du cylindre des modules $E-\Delta E$. La "Boîte de Cristal" /4,5/ réalise également cette association de détecteurs cylindriques à gaz avec des détecteurs modulaires à scintillation (ici du NaI) qui les entourent, mais pour mesurer à la fois des gammas et des électrons.

La nature des modules à utiliser dépend bien sûr du type et de l'énergie des particules à mesurer. Une illustration frappante de ce fait se trouve dans le domaine des ions lourds. Lorsque l'énergie du faisceau incident descend en dessous de ~ 150 MeV/nucléon (Ganil, MSU, Sara ...), les multiplicités de particules chargées que l'on veut mesurer sont plus faibles qu'à haute énergie, ce qui permet de moins fractionner les 4π sr, mais la dynamique du pouvoir ionisant des particules à mesurer devient très grande. On souhaite en effet mesurer aussi bien des fragments lourds et lents (Z pouvant aller jusqu'à 100 et au delà, E pouvant descendre à quelques dizaines de keV par nucléon) que légers et rapides ($Z=1$, ~ 100 MeV/nucléon). Notons qu'une telle dynamique exclut d'emblée une mesure magnétique qui serait commune. A ces énergies, la technique du temps de vol devient plus précise. Un exemple est

donné par les multidétecteurs de Ganil installés dans la chambre à vide "Nautilus" (fig. 10). Notons en passant cette obligation de travailler dans le vide due à la faible énergie de certains fragments (la Boule de Plastique est dans l'air). Dans le mur et le tonneau, on détermine θ , ϕ , Z (charge) et v (vitesse) des fragments les moins ionisants: Z et v sont déterminés par dE/dX associé à un temps de vol.

Dans le mur, θ et ϕ sont déterminés par le numéro de scintillateur touché, tandis que dans le tonneau, c'est le numéro de douve associé à la mesure de l'atténuation et du temps de propagation de la lumière se dirigeant vers les deux extrémités (lues chacune par un PM) qui fournit ces angles. Le pouvoir d'identification des scintillateurs se détériore lorsqu'on passe à des fragments lourds et/ou lents, on utilise pour ces fragments les détecteurs gazeux à basse pression XYZt et DELF. Ils comportent une première couche de chambres à plaques parallèles pour mesurer le temps de vol et localiser (mesure de θ et ϕ), suivie de chambres à ionisation pour mesurer le ΔE . Au MSU (E.U.) cette idée que les particules voient une succession de détecteurs dont le pouvoir d'arrêt s'accroît est également utilisée. Notons qu'elle améliore la granularité du détecteur puisque la première couche est aveugle aux particules mesurées dans la seconde couche et que les particules mesurées dans la première couche y sont arrêtées. Le détecteur /43/, un icosaèdre à 32 faces, comporte des éléments $E-\Delta E$ similaires à ceux de la Boule de Plastique, devant lesquels sont placées des chambres à ionisation à courbe de Bragg (qui, en première approximation peuvent être considérées comme des $E-\Delta E$ pour particules très ionisantes). Remarquons en passant que l'utilisation de détecteurs gazeux pour des particules très ionisantes, et servant à mesurer le E et/ou le ΔE , permet de concevoir des détecteurs à grand angle solide basés sur un ou (plusieurs) module(s) pouvant mesurer simultanément plusieurs particules /44,45/.

La plupart des détecteurs sont conçus de manière à s'adapter à la cinématique - et parfois aussi à la dynamique - des réactions ; où, la plupart du temps, le centre de masse a une vitesse non négligeable dans le repère du laboratoire. Ceci explique l'utilisation conjointe d'un mur à l'avant et d'un détecteur plus ou moins sphérique, par exemple pour les détecteurs de collisions d'ions lourds à haute (fig. 3) ou plus basse (fig. 11) énergie. La dépendance en θ de la granularité est un problème important. Améliorer la granularité aux angles avant est réalisé sur la Boule de Plastique en subdivisant chaque élément triangulaire en 4 sous-triangles pour $2 < \theta < 30^\circ$. La fig. 12 montre comment le problème est résolu sur le détecteur Amphora /45/ installé auprès de SARA à Grenoble : l'angle solide $\delta\Omega$ sous-tendu par chaque élément du détecteur depuis la cible (des télescopes au Csi qui permettent identification et mesure d'énergie sans "phoswitch") est diminué aux petit θ en allongeant la distance cible-détecteur.

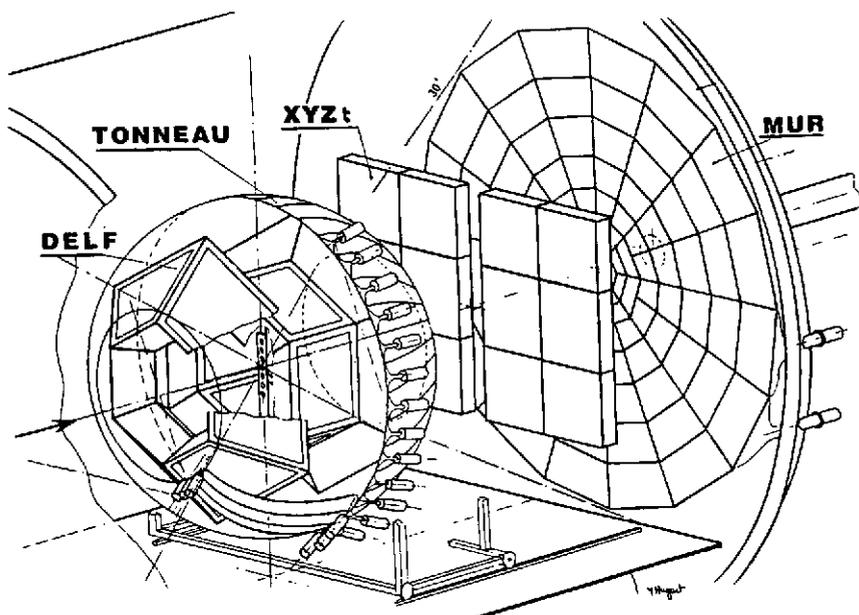


Fig. 11 - Les ensembles multidétecteurs de GANIL /42/. Le faisceau arrive de la gauche sur la cible située au centre de la sphère décrite par le tonneau. Le mur couvre $3^\circ < \theta < 30^\circ$ et XYZt 68 % de cette zone. Le tonneau couvre $30^\circ < \theta < 150^\circ$ et DELF 55 % de cette zone.

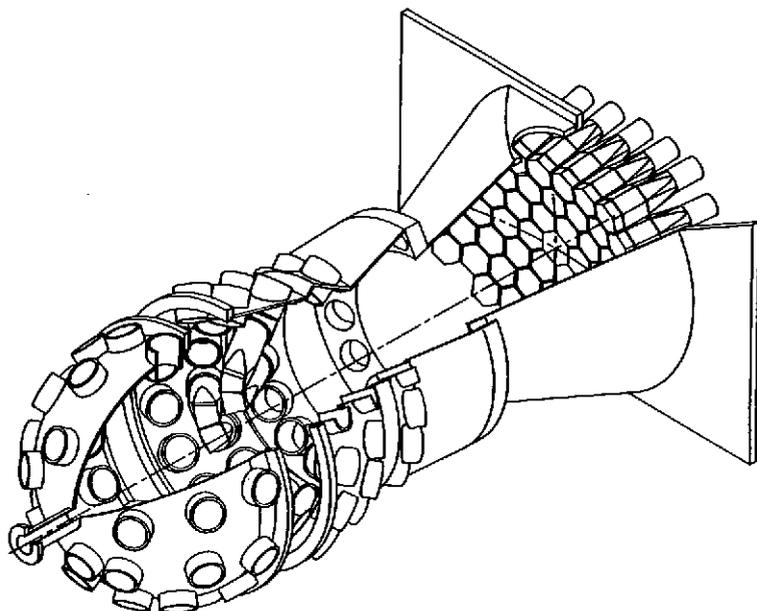


Fig. 12 - Le détecteur Amphora /46,47/ à Sara. Le faisceau arrive de la gauche et la cible est au centre de la partie en demi-sphère. La chambre à vide est représentée avec les passages des guides de lumière, ainsi que 4 modules au CsI. A l'avant, les modules comportent également une partie à scintillateur liquide pour la mesure des neutrons. Les 140 modules couvrent 84 % de 4π .

4 - SUR L'ANALYSE PHYSIQUE DES DONNEES D'UN DETECTEUR A GRAND ANGLE SOLIDE

Dans la majorité des cas, l'intérêt d'un détecteur à grand angle solide est qu'il offre la possibilité de mesurer simultanément plusieurs particules dans une fraction importante de l'espace de phase. La quantité maximale d'information que l'on puisse tirer de l'expérience est la fonction :

$$F = f(N ; \vec{p}_1, \alpha_1 ; \dots ; \vec{p}_N, \alpha_N) \delta^3(\sum \vec{p}_i - \vec{P}_T) \delta(\sum E_i - E_T)$$

qui est la densité de probabilité d'avoir un état final à N particules d'impulsions \vec{p}_i et de caractéristiques α_i (masse, charge, énergie d'excitation, état de spin, etc...). Les δ rendent compte de la conservation d'énergie-impulsion. Une expérience complètement exclusive permet d'estimer F. En pratique, si N peut atteindre de grandes valeurs, le nombre d'événements à mesurer pour cela devient prohibitif ; et on s'intéresse plutôt à des "moments" de F (des intégrales du produit de F par une distribution choisie pour sa signification physique).

Une expérience inclusive fournira uniquement la fonction à une particule :

$$\sum_N \sum_{\alpha_2 \dots \alpha_N} \int F d^3\vec{p}_2 \dots d^3\vec{p}_N$$

L'information moindre contenue dans cette fonction peut se révéler insuffisante pour accéder à une physique significative car elle ne contient ni les corrélations entre particules, ni la distribution de probabilité de N. Nous avons choisi deux exemples de mesures à plusieurs particules : dans le premier N peut aller jusqu'à ~ 200, et dans le second, N=3.

4.1 Collisions d'ions lourds relativistes : estimation du vecteur paramètre d'impact \vec{b} /48/

Au cours d'une collision noyau-noyau, à des énergies comprises entre 0,2 et 2 GeV par nucléon, une "goutte" de matière nucléaire fortement comprimée et excitée est créée. L'étude de cette matière nucléaire est un des objectifs de ce domaine de physique. Plusieurs modèles théoriques basés sur des hypothèses très différentes se sont révélés capables de prédire correctement les spectres inclusifs. De fait, ces modèles diffèrent entre eux essentiellement par leurs prédictions pour les collisions à petit paramètre d'impact. Or, les spectres inclusifs sont produits par un mélange de collisions à tous les paramètres d'impact, avec un poids plus élevé sur les grands. L'utilisation de détecteurs à grand angle solide /16-18/ permet d'estimer approximativement le vecteur paramètre d'impact \vec{b} de chaque collision. En sélectionnant les cas où b est petit, on se met dans des conditions qui permettent de

mieux départager les modèles, et, connaissant la direction de \vec{b} , on peut calculer certaines observables sensibles aux hypothèses physiques de ces modèles. L'estimation approximative de \vec{b} (la projection sur le plan transverse du vecteur qui relie les centres des deux noyaux) est basée sur des hypothèses de dynamique de la réaction suffisamment générales pour que la plupart des modèles soient en accord sur sa validité. Elle utilise le fait que lorsque b diminue, la multiplicité de particules légères émises augmente et que l'on a :

$$\vec{n} = \vec{b}/b \approx \frac{\sum_i \omega_i \vec{p}_{T1i}}{\|\sum_i \omega_i \vec{p}_{T1i}\|}$$

où les sommes portent sur les particules d'un événement, \vec{p}_{T1i} est l'impulsion transverse de la particule numéro i , et ω_i un poids de même signe que p_{zi} . Les observables utilisées pour analyser la dynamique de la réaction ("flot" par exemple) sont calculées à partir de la section efficace triplement différentielle $d^3\sigma/d\theta d\phi dp_\phi$ où ϕ est l'azimut par rapport à \vec{b} .

4.2 Production quasi-libre de Δ dans les réactions proton-noyau à FANCY (KEK)

/49,50/

Dans cet exemple, un faisceau de protons de 4 GeV/c est envoyé sur une cible (CH_2 , CO_2 , C, Al ou Cu) située à l'intérieur du détecteur cylindrique à grand angle solide MICHIE /24/ ($25 < \theta < 105^\circ$). On sélectionne ensuite les événements où un proton et un π^+ (ou π^-) sont émis dans ce détecteur, et où un autre proton est détecté à l'avant ($1 < \theta < 5,5^\circ$) dans un spectromètre magnétique. Un but de l'expérience est d'étudier si le Δ (se désintégrant en $p\pi$ mesurés dans MICHIE) produit dans la réaction quasi-libre $p + N \rightarrow p + \Delta$ (N est un nucléon du noyau) a ses propriétés modifiées par son interaction avec le reste du noyau. La distribution de masse du Δ est déduite du spectre du proton à l'avant, et la contribution du processus quasi-libre (par rapport à des processus plus complexes) est évaluée en comparant la production de paires $p\pi^+(\Delta^{++})$ et $p\pi^-(\Delta^0)$. En effet, les premières seules ne peuvent pas être produites par réaction quasi-libre en raison de la conservation de la charge. Des contraintes cinématiques sont également utilisées pour améliorer le rejet de processus plus complexes. L'analyse de la distribution de masse invariante $p\pi$ montre également l'apparition progressive de résonnances N^* de masse supérieure au Δ lorsque la différence d'énergie (entre proton incident et proton mesuré à l'avant) augmente.

Dans cet exemple, la mesure de particules en corrélation permet donc d'étudier un mécanisme de réaction et de mesurer une résonnance dans une grande partie de l'espace de phase qui lui est accessible.

5 - QUELQUES COMPLEMENTS DE BIBLIOGRAPHIE

Nous donnons ici quelques références supplémentaires sur les détecteurs à grand angle solide sans prétendre fournir une liste complète.

Dans le domaine des ions lourds, citons la "Lanterne" /46,51/, les ensembles multi-détecteurs utilisés à GSI et GANIL /52/, la "boule naine" /53/ réalisée en vue de mesurer les charges en coïncidence avec un multidétecteur de gammas, la "boîte de plastique" /54/, etc... Citons d'autre part le projet WASA /55/ sur l'anneau à protons CELSIUS, dont certains aspects sont inspirés de CLEO 2 /56/ et du baril de cristal /11/ ; ainsi que les projets auprès de l'accélérateur d'électrons ELSA /57/, SAPHIR et le détecteur 4π à cible gazeuse pour l'étude des réactions photonucléaires. Citons également le détecteur de π^0 de l'ALS /58/ (80 % de 4π constitué de modules au verre au plomb). Enfin citons certains détecteurs de multiplicité de neutrons /59/ ou de chargés /60/.

En ce qui concerne les revues, l'atelier de Toronto /46/ a présenté un certain nombre de détecteurs ou de projets dans le domaine des ions lourds entre ~ 10 et 200 MeV/u ainsi qu'une intéressante table ronde. Toujours dans le domaine des ions lourds, citons les références /44, 51 et 62/. La conférence de Vancouver sur les CPT /63/ présente une très large variété de géométries et de tailles, en particulier pour l'étude des doubles désintégrations β /64/. Citons également la référence /65/ en ce qui concerne les détecteurs de multi-hadrons auprès des accélérateurs d'électrons. Par ailleurs, comme on l'a vu, beaucoup de techniques, de concepts et d'appareillages sont issus de la physique des particules, aussi pourra-t-on consulter également les revues dans ce domaine (voir cours de H. Videau dans cette école). Enfin, signalons les comptes rendus de la conférence de Vienne sur les détecteurs gazeux dans Nucl. Instr. & Methods, ainsi que la partie instrumentation de la plupart des conférences de physique nucléaire.

REMERCIEMENTS

Ce cours n'a pu être réalisé que grâce à l'aide de R. Dayras, V. Gastaldi, F. Hannachi, J. Gosset, M.C. Lemaire, J. Martino, G. Tamas, A. Giorni, Y. Cassagnou, qui m'ont aidé à trouver la documentation nécessaire et ont répondu patiemment à mes questions. Je tiens à les en remercier et je demande aux spécialistes des appareillages présentés de bien vouloir pardonner les éventuelles imperfections de ces présentations.

REFERENCES

- /1/ Tincknell, M.L., et al., *Optical Engineering*, 26 (1987) 1067.
- /2/ Walter, H.K., *Nucl. Phys.* A434 (1985) 409c.
- /3/ Gastaldi, U., *Nucl. Phys.* A478 (1988) 813c.
- /4/ Wilson, S.L., et al., *Nucl. Inst. & Methods* A264 (1988) 263.
- /5/ Bolton, R.D., et al., *Nucl. Inst. & Methods* 188 (1981) 275.
- /6/ Bertl, W., et al., *Nucl. Phys.* B260 (1985) 1 ;
 Bertl, W., et al., *Phys. Lett.* 140B (1984) 299 ;
 Bertl, W., et al., *Nucl. Inst. & Methods* 217 (1983) 367.
- /7/ Hargrove, C.K., et al., *Nucl. Inst. & Methods* 219 (1984) 461 ;
 Bryman, D.A., et al., *Nucl. Inst. & Methods* A234 (1985) 42 ;
 Bryman, D.A., et al., *Nucl. Phys.* A434 (1985) 469c.
- /8/ Badertscher, A., et al., Search for $\mu^- \rightarrow e^-$ conversion, SIN proposal R-87-03.1 (1987).
- /9/ "Evolution du projet Arcole", Rapport d'activités du DPHN 1986-1987, CEA-N 2550 (1987) p.33.
- /10/ Armenteros, R., et al., Rapport CERN/PSCC/86-4 (1986) PSCC P95.
 Gastaldi, U., Rapport CERN-EP 88-71, (1988) ;
 Bussa, M.P., et al., *Nucl. Inst. & Methods* A252 (1986) 321.
- /11/ Crystal Barrel Collaboration, Rapport CERN/PSCC/85-56 (1985) PSCC/P90 ;
 Amsler, C., et al., Rapport CERN-EP 86-02 (1986).
- /12/ Pochodzalla, T., et al., *Phys. Rev.* C35 (1987) 1695.
- /13/ Rapport d'activités du DPHN 1985-1986, CEA-N 2510 (1987) p. 213 à 218.
- /14/ Sharpey-Schafer, J.F., and Simpson, J., à paraître dans *Progress in Particle and Nucl. Phys.*
- /15/ Beck, F.A., Proc. Conf. on "Instrumentation for heavy ion nuclear research", Oak-Ridge 1984, D. Shapira ed. (Harwood Academic, NY 1985) p. 129.
- /16/ Sandoval, A., et al., *Nucl. Phys.* A400 (1983) 365c.
- /17/ Baden, A., et al., *Nucl. Inst. & Methods* 203 (1982) 189.
- /18/ Alard, J.P., et al., *Nucl. Inst. & Methods* A261 (1987) 379.
- /19/ Gelbke, C.K. and Boal, D., *Progress in Particle Nucl. Phys.* 19 (1987) 33.
- /20/ Bartke, J., *Phys. Lett.* 174B (1986) 32 ;
 Dupieux, P., et al., *Phys. Lett.* 200B (1988) 17.
- /21/ Williams, H., *Annual Rev. of Nucl. Particle Sci.* 36 (1986) 361.
- /22/ Wieman, H., et al., HISS TPC Proposal, Lawrence Berkeley Laboratory, janvier 1988.
- /23/ Voir par exemple : Goulding, F.S., and Harvey, B.G., *Annual Rev. of Nucl. Sci.* 25 (1975) 167 ; Bromley, D.A., *Treatise on heavy ion science*, vol. 7 (1985) Plenum Press, NY ; Kleinknecht, K., *Detectors for particle radiation*, Cambridge University Press, (1986) ; Allison, W.W.M., and Cobb, J.H., *Annual Rev. of Nucl. Particle Sci.* 30 (1980) 253 ; Ferbel, T., *Experimental techniques in high energy physics*, éd. Addison-Wesley, USA (1987).
- /24/ Ichimaru, K., et al., *Nucl. Instr. & Methods* A237 (1985) 559 ;
 Nagae, T., et al., *Phys. Lett.* 191B (1987) 31.

- /25/ Drumm, H., et al., Nucl. Instr. & Methods 176 (1980) 333 ;
Heintze, J., Nucl. Instr. & Methods 156 (1978) 227.
- /26/ Gordon, H., et al., Nucl. Instr. & Methods 196 (1982) 303 ;
Botner, O., et al., Nucl. Instr. & Methods 196 (1982) 315.
- /27/ Rapport GSI-88-03 (janvier 1988) ;
Kienle, P., Nucl. Phys. A478 (1988) 847c.
- /28/ Williams, H.H., Annual Rev. of Nucl. Particle Sci. 36 (1986) 361 ;
Villa, F., Vertex detectors, Plenum Press NY (1988).
- /29/ Saxon, D.H., Nucl. Instr. & Methods A265 (1988) 20.
- /30/ Collaboration ASTERIX, Rapport CERN/PSCC/80-101, (1980) PSCC/P28 ; and Phys.
Lett. 157B (1985) 333 ; Gastaldi, U., Nucl. Instr. & Methods 188 (1981) 459.
- /31/ Bologna, G., et al., Nucl. Instr. & Methods 165 (1979) 193.
- /32/ Les calculs de base sont dans : Gluckstern, R.L., Nucl. Instr. & Methods 24
(1963) 381. La détermination de l'erreur sur l'impulsion à partir de ces cal-
culs de base peut se trouver, par exemple, dans Drouet, M., Thèse de 3ème
cycle, Université Paris Sud, juin 1981 ou DELPHI-TPC-Handbook, DELPHI82-4
(1982), voir également réf. 55.
- /33/ Wieman, H., et al., Proc. 8th High Energy Heavy Ion Study, 16-20/11/1987,
Lawrence Berkeley Lab., rapport LBL-24580 (1988).
- /34/ Ambats, I., et al., Phys. Rev. D9 (1974) 1179.
- /35/ Ahrens, L.A., et al., Nucl. Instr. & Methods 173 (1980) 537.
- /36/ Duclos, J., Physics at LEAR with low energy antiprotons, éd. U. Gastaldi,
R. Klapisch, Plenum Press (1984) p. 329.
- /37/ Barnes, P.D., et al., Phys. Lett. 189B (1987) 249.
- /38/ LAS Group, Report of the 1987 Summer Study Group, CEBAF, Newport News,
Virginia, USA.
- /39/ Vernin, P., communication privée.
- /40/ Rapport Ganil R 8802 (1988).
- /41/ Bloom, E.D., and Peck, C.W., Annual Rev. of Nucl. Particle Sci. 33 (1983) 143 ;
Blum, P., et al., Nucl. Instr. & Methods 213 (1983) 251.
- /42/ Bizard, G., et al., Nouvelles de GANIL 22 (1987) 4 ;
Bizard, G., et al., Nucl. Instr. & Methods A244 (1986) 483 ;
Doubre, H., et al., soumis à Nucl. Instr. & Methods.
- /43/ Westfall, G.D., et al., Nucl. Instr. & Methods A238 (1985) 347.
- /44/ Von Oertzen, W., Detectors in heavy ion reactions, Lecture Notes in Physics 178
(1983) 170.
- /45/ Comparat, V., voir cours dans cette école.
- /46/ Proc. Workshop on "Heavy ion reaction dynamics studied with large counter
arrays" Université de Toronto 26-27/03/1987, non publié mais disponible à
Atomic Energy of Canada limited, Chalk River, Canada.
- /47/ Giorni, A., Communication sur AMPHORA à l'atelier de la réf.46 ;
Rapport d'activités de l'ISN de Grenoble 1986-1987, (1988) pp 67 et 133.

- /48/ Nagamiya, S., and Gyulassy, M., *Adv. Nucl. Phys.* 13 (1982) 201 ;
Stöcker, H., and Greiner, W., *Phys. Report* 137 (1986) 278.
- /49/ Nagae, T., et al., *Phys. Lett.* 191B (1987) 31.
- /50/ Chiba, J., *Nucl. Phys.* A478 (1988) 491c.
- /51/ Brummund, N., et al., *Nucl. Phys.* A453 (1985) 349.
- /52/ Nouvelles de GANIL 25 (1988) 15.
- /53/ Sarantites, D.G., *Nucl. Instr. & Methods* A264 (1988) 319.
- /54/ Van Bibber, K., *Trans. IEEE NS-31* (1984) 35 ;
Bantel, M., et al., *Nucl. Instr. & Methods* 226 (1984) 394 ;
Schmidt, H.R., et al., *Nucl. Instr. & Methods* A242 (1985) 111.
- /55/ Calen, H., et al., Proposal for a detector at Celsius from the wide angle
shower apparatus collaboration, Université d'Uppsala (1988).
- /56/ Blucher, E., et al., *Nucl. Instr. & Methods* A249 (1986) 201.
- /57/ Rapport Bonn-IR-87-30, Université de Bonn, (octobre 1987) ;
Schuhl, C., Rapport DPhN/HE 87-372 (octobre 1987).
- /58/ Tamas, G., *Nucl. Phys.* A446 (1985) 327c.
- /59/ Ter-Akopian, G.M., et al., *Nucl. Instr. & Methods* 190 (1981) 119 ;
Pantaleo, A., et al., *Nucl. Instr. & Methods* A269 (1988) 580 ;
Beau, M., et al., *Nouvelles de GANIL* 21 (1987) 10.
- /60/ Meyer, W.G., et al., *Phys. Rev.* C22 (1980) 179.
- /61/ Compte rendu de l'atelier "Towards 4π physics", Rapport ISN-86-41,
ISN Grenoble, (1985).
- /62/ Migneco, E., and Resmini, F., *Nucl. Phys.* A409 (1983) 329c ; Metag, V., et al.,
Nucl. Phys. A409 (1983) 331c ; Twin, P.J., et al., *Nucl. Phys.* A409 (1983)
343c ; Détraiz, C., *Nucl. Phys.* A409 (1983) 353c ; Fulton, B.R., *Nucl. Phys.* A409
(1983) 361c ; Löhner, H., et al., *Nucl. Phys.* A409 (1983) 365c ; Heeg, P., et
al., *Nucl. Phys.* A409 (1983) 379c ; Lynen, U., et al., *Nucl. Phys.* A409 (1983)
385c.
- /63/ MacDonald, J.A., The time projection chamber (TRIUMF, Vancouver, 1983), American
Institute of Physics NY (1984) ; voir aussi Pugh, H.G., et al., LBL-22314
rapport Lawrence Berkeley Laboratory (1986).
- /64/ Caldwell, D.O., *Nucl. Instr. & Methods* A264 (1988) 106 ; Okada, K., et al.,
Nucl. Phys. A478 (1988) 447c ; Alessandrello, A., et al., *Nucl. Phys.* A478
(1988) 453c.
- /65/ Tamas, G., Contribution à "First European Workshop on hadronic physics in the
1990's with multi-GeV electrons", Seillac, juin 1988 et rapport DPhN Saclay
n°2529 (1988).

CONCEVOIR UN DETECTEUR A GRAND ANGLE SOLIDE POUR LA PHYSIQUE DES PARTICULES

H. Videau

Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau, France

Résumé - La démarche du physicien de hautes énergies dans la conception d'un détecteur pour collisionneur est envisagée en décrivant les conditions d'expérience auprès de ces machines, puis les caractéristiques désirables des détecteurs et les moyens d'adapter ces détecteurs aux conditions décrites.

Abstract - The experimental conditions at a high energy particle collider are considered as well as the possible performances of detectors in order to understand how these detectors can be designed in an optimized way.

Nous allons décrire les caractéristiques et performances de quelques détecteurs à grand angle solide utilisés aujourd'hui en physique des particules. Nous mettrons l'accent sur la manière dont ils remplissent leur rôle pour mieux éclairer la manière dont ils ont été conçus.

Par souci de brièveté nous ne nous intéresserons qu'aux expériences sur collisionneurs où se concentre l'essentiel de l'effort en physique des particules. C'est aussi là que la notion de grand angle solide atteint son plein épanouissement puisque ces détecteurs sont sensibles sur $4\pi - \epsilon$ avec ϵ aussi petit que l'on peut.

La figure 2 illustre bien ce propos. C'est une vue d'Aleph, l'un des quatre détecteurs destinés au Lep. Je l'ai choisi en raison de mon long attachement à cette expérience et du fait qu'il me sera plus aisé de me laisser guider par la connaissance assez approfondie que j'en ai. Je m'efforcerai de noter les similarités et de souligner les différences que l'on trouve dans des détecteurs destinés à d'autres collisionneurs et d'en éclairer les raisons.

N'oublions pas

que ce n'est pas un détecteur que l'on conçoit mais une expérience, et, pour elle, un détecteur que l'on

construira
testera
étalonnera
opérera
simulera
dont on analysera les données

tel que l'expérience réponde aux questions
que l'on se pose
et, si possible, à d'autres.

Nous suivrons les grands traits suivants:

- Quelles sont les conditions de l'expérience et que voulons nous y mesurer?
- Comment caractériser les détecteurs en décrivant leur herméticité, précision, granularité, leur capacité à séparer les événements, leur capacité d'identifier les particules?
- Comment tirer de cette analyse une stratégie?

Pour mieux saisir la signification des nombreux sigles utilisés dans cet exposé parcourez le lexique qui est joint en annexe.

1) Les conditions de l'expérience:

le collisionneur.

Notons tout de suite que toutes les expériences situées sur un même collisionneur sont soumises aux mêmes conditions expérimentales: nature des particules incidentes, énergie de ces particules et qu'elles ne diffèrent que par les moyens mis en œuvre pour observer les produits des réactions.

Néanmoins il existe des types de collisionneurs différents par les particules qui y circulent. Pour en citer quelques uns:

- e⁺ e⁻ LEP au Cem, SLC à Slac, Tristan à Kek
- e[±] p Hera à Desy
- p⁻ p S p⁻ p s au Cem, Tevatron à Fermilab
- p p LHC au Cem, SSC au Texas, peut-être dans le futur

Tableau donnant quelques caractéristiques de collisionneurs courants.

	Lep	Hera	Sp ⁻ ps
Particule 1			
Nature	e ⁺	e [±]	p
Energie	50 - 100 GeV	30 GeV	315 ou 450 pulsé
# part / paquet	4 10 ¹¹	3.6 10 ¹⁰	10 ¹⁰
# paquets	4	210	3
Particule 2			
Nature	e ⁻	p	p ⁻
Energie	50 - 100 GeV	820 GeV	315 ou 450 pulsé
# part / paquet	4 10 ¹¹	3 10 ¹¹	10 ⁹
# paquets	4	210	3
temps	22,4 μs	96 ns	8 μs
et distance entre croisements	7 km	29 m	2,5 km
Luminosité	~ 10 ³¹ cm ⁻² s ⁻¹	0,6 10 ³² cm ⁻² s ⁻¹	~ 10 ²⁹ cm ⁻² s ⁻¹
Fréquence des évt.	1 Hz	100 - 600 Hz	6 kHz

Les réactions envisagées et leur cinématique.

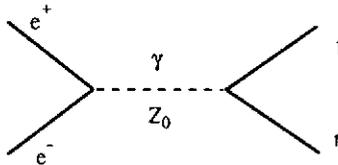
Précisons tout d'abord quelques notations:

Soit O le point de collision théorique. L'axe z est choisi le long des faisceaux, on note θ l'angle polaire soit pour un point M (Oz,OM). On note ϕ l'angle azimuthal soit l'angle entre les plans zOx et zOM.

En l'absence de polarisation des faisceaux, les réactions observées présentent une symétrie autour de l'axe Oz qui se reflètera dans la construction des détecteurs. Ainsi les détecteurs à trace sont le plus souvent cylindriques et les calorimètres gardent au moins des symétries hexagonales, octogonales ou, comme dans Aleph, dodécagonales. On pourrait voir dans le choix de champs magnétiques alignés avec les faisceaux la même raison, dans le cas de faisceaux d'électrons néanmoins la raison essentielle est de ne pas perturber les faisceaux en mettant un champ intense perpendiculaire à leur trajectoire. UA1 est d'ailleurs un exemple de champ dipolaire perpendiculaire au faisceau mais les particules sont des protons.

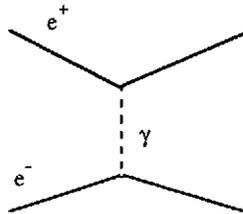
Après ce rapide examen de la structure azimuthale des détecteurs nous pouvons nous poser la question de leur structure en θ , elle est dictée par la cinématique des réactions que nous étudions maintenant.

Au Lep les événements étudiés correspondent au graphe suivant



Le centre de masse et le laboratoire coïncident. La distribution angulaire des partons de désintégration est à peu près en $1 + \cos^2 \theta$. Pour simplifier considérons la distribution comme isotrope et la symétrie du détecteur serait volontiers sphérique.

Un autre type d'événements intéressant correspond à la contribution à la diffusion Bhabha décrite par le diagramme suivant



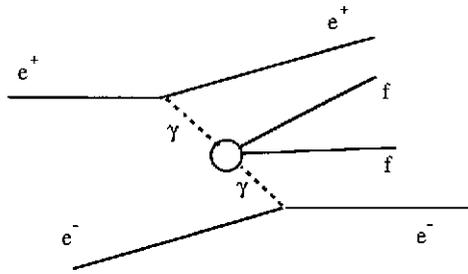
Ils servent à la mesure de la luminosité du collisionneur car ils correspondent à une section efficace connue.

La distribution est très piquée à petit angle

$$\frac{d\sigma}{d\theta} \sim \frac{1}{\theta^3}$$

et la mesure de ces événements nécessite une considération particulière des qualités du détecteur dans cette région.

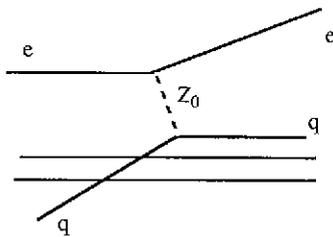
La dernière classe intéressante (si l'on excepte les bruits de fond) correspond à la collision de deux photons que l'on peut représenter par le graphe suivant :



La cinématique est dominée par le boost de Lorentz du à la différence d'impulsion des deux photons. La distribution des traces dans un événement est fortement asymétrique avant-arrière. Statistiquement ils sont néanmoins symétriques. Si l'on s'intéresse à ces événements il faut encore soigner la détection à petit angle. On les élimine par une coupure angulaire et une coupure sur l'énergie visible.

En résumé, dans un collisionneur électron-positron on favorisera un détecteur quasi isotrope mais on fera un effort spécifique dans les régions proches des faisceaux.

A Hera l'événement intéressant est le "deep inelastic" courant neutre qu'illustre le diagramme suivant:



C'est une collision entre l'électron et l'un des quarks du proton : le proton est composite (quarks et gluons) !

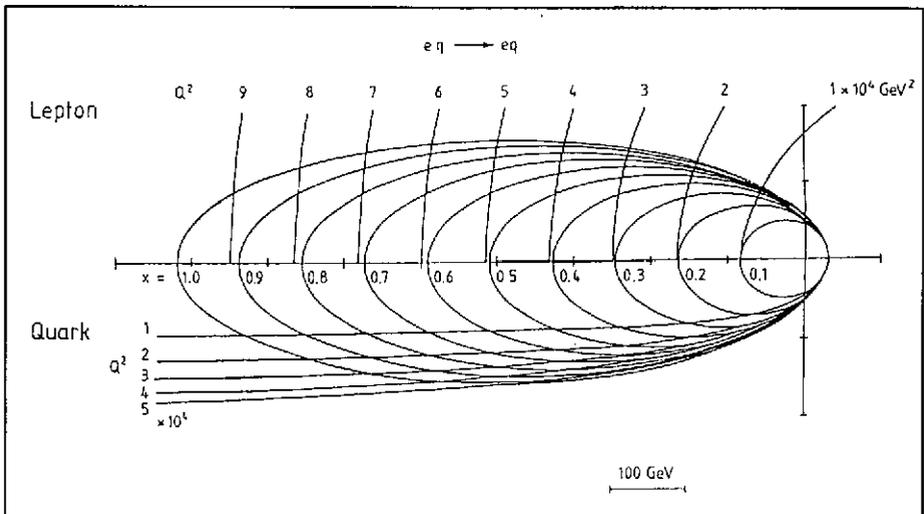


Figure 1 - La cinématique de la collision électron-quark.

L'énergie entrant dans la collision est celle du quark soit

$$E_q = x E_p \text{ avec } 0 \leq x \leq 1$$

en moyenne et compte tenu de la quantité de mouvement emportée par les gluons $x \sim 1/6$ on a donc

$$0 \leq E_q \leq 820 \text{ avec } \langle E_q \rangle \sim \frac{820}{6} = 137$$

\sqrt{s} est distribué entre 0 et 314 avec une moyenne proche de 128 GeV.

Le centre de masse est différent du laboratoire et la réaction est boostée dans la direction du proton. Le détecteur sera donc franchement asymétrique et développé dans la direction du proton. La figure 1 en est une illustration. Elle nous montre en fonction de x et de l'énergie transférée dans la collision (Q^2) les angles d'émission dans le laboratoire de l'électron (en haut) et du quark (en bas). Pour la lire trouvez l'intersection de la courbe à x constant (ellipse) et de la courbe à Q^2 constant.

Dans les collisions pp.

L'état initial est symétrique mais les deux particules incidentes sont composites. L'énergie mise en jeu dans la collision est indéterminée et il y a un boost le long du faisceau. La variable de choix est ici la rapidité soit

$$y = \frac{1}{2} \text{Log} \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right] = \text{Argh} \left(\frac{p_z}{E} \right) = 2 \text{Log} \text{tg} \frac{\theta}{2}$$

La forme de la distribution de dN / dy , où N est le nombre de traces, est invariante sous un boost et cette distribution est approximativement un créneau de longueur

$$2 \text{Log} \left(\frac{\sqrt{s}}{m} \right)$$

Quand l'angle varie, la largeur typique des jets (ensemble des particules produites par un même quark ou gluon) correspond à un Δy constant, en effet elle est due à l'impulsion transverse typique des particules dans le jet.

En raison de leur répartition en rapidité, la distribution dans le laboratoire des produits de la réaction est piquée aux petits angles avec une largeur typique de jet mesurable en rapidité. Il faudra donc faire un gros effort à l'avant et à l'arrière.

Ce que l'on souhaite :

Mesurer l'impulsion-énergie des particules élémentaires en cause, les identifier. Distinguons deux cas:

- 1) la particule observée est élémentaire

invisible: neutrinos, particule supersymétrique légère
 elle est alors mise en évidence par l'énergie-impulsion manquante
 photon (à séparer des π^0)
 lepton e, μ, τ à séparer des hadrons ($\pi^\pm, \pi^\pm + \gamma$)

C'est le cas le plus important à analyser car le plus simple.

- 2) la particule observée est composite

il faut remonter à la particule élémentaire origine.
 étude des saveurs lourdes comme les quarks b ou t (à identifier)
 jets étude analytique (par particules)
 étude globale

Mesurer l'invisible est donc de la plus haute importance pour explorer de nouveaux domaines. Il est ainsi préférable de connaître l'énergie de l'état initial puis de mesurer au mieux E manquant

et P manquant; au minimum il sera essentiel de mesurer l'impulsion manquante transverse au faisceau.

2) Etude de certaines caractéristiques des détecteurs

Faisons d'abord une présentation rapide d'Aleph afin de nous familiariser avec la structure très généralement utilisée dans ces larges détecteurs. Regardons la figure 2.

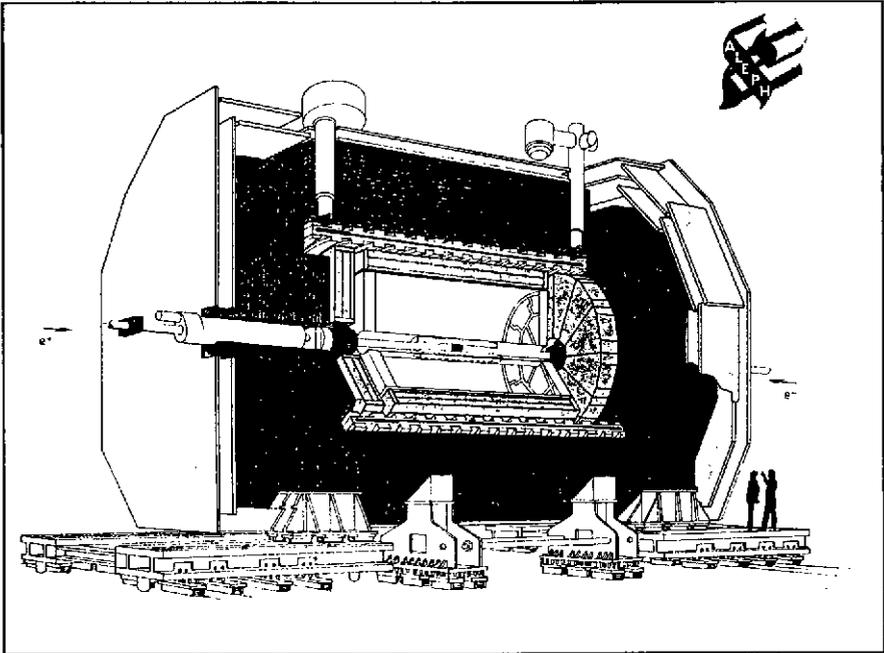


Figure 2 - Un écorché d'Aleph

Ce détecteur de trois mille tonnes et d'environ treize mètres d'encombrement dans toutes les directions est de révolution autour de l'axe des faisceaux. La structure est en pelure d'oignons autour du point de collision des faisceaux.

Situé tout contre le tube à vide, un détecteur de vertex à bandes de silicium permet de mesurer avec grande précision les traces chargées au voisinage de leur origine.

La couche suivante est une chambre à fils parallèles aux faisceaux servant au déclenchement de l'acquisition de données et à une mesure précise des traces chargées.

Le grand volume de 3,6 m de diamètre et 4,4 m de long est une TPC, c'est l'instrument essentiel pour la reconnaissance et la mesure des chargés.

Le calorimètre électromagnétique entoure la TPC de toutes parts. Il est fait d'une partie cylindrique et de deux bouchons plats.

Nous voyons alors le solénoïde supraconducteur avec ses arrivées d'hélium, le calorimètre hadronique et ceinturant le tout deux couches de chambres pour détecter les muons ayant passé le calorimètre.

a) Herméticité

C'est une caractéristique devenue essentielle et des détecteurs à couverture limitée comme l'était UA2 dans son état initial en ont souffert. Il nous faut savoir ce que l'on n'a pas mesuré ou du moins détecté et pouvoir faire la preuve qu'il s'agissait soit de neutrinos soit de la trace d'une nouvelle physique (photino en supersymétrie). Il est donc nécessaire de fournir une mesure précise de

l'énergie et l'impulsion manquantes attribuables à de telles sources.

La solution n'est pas triviale:

On ne peut couvrir tout l'angle solide en raison du tube à vide par lequel entrent les particules, et des contraintes de la construction mécanique.

Dans les collisionneurs où les particules incidentes sont composites ou dans le cas de collisions $\gamma\gamma$ l'impulsion le long du faisceau est inconnue en raison du tube à vide. Il n'est donc possible que de mesurer au mieux l'impulsion manquante transverse au faisceau.

Il y a deux niveaux à l'herméticité:

- savoir qu'aucune particule détectable n'est restée indétectée
- les avoir toutes bien mesurées.

Ce ne sont là que les conditions extrêmes de la mesure.

La première condition nous permet au moins de rejeter les événements présentant un défaut de mesure, mais

on peut rejeter des événements où l'impulsion manquante pointe sur une zone inactive du détecteur lorsque ces zones sont peu importantes, sinon la probabilité qu'elle pointe sur la zone active en étant la somme de deux impulsions perdues devient non négligeable. C'est en particulier vrai lorsque le nombre de particules dans la réaction est important.

Il nous faut donc :

- couvrir au mieux les petits angles par des appareillages spéciaux comme les détecteurs de luminosité ou des extensions avant et arrière comme on peut voir sur la figure 3.

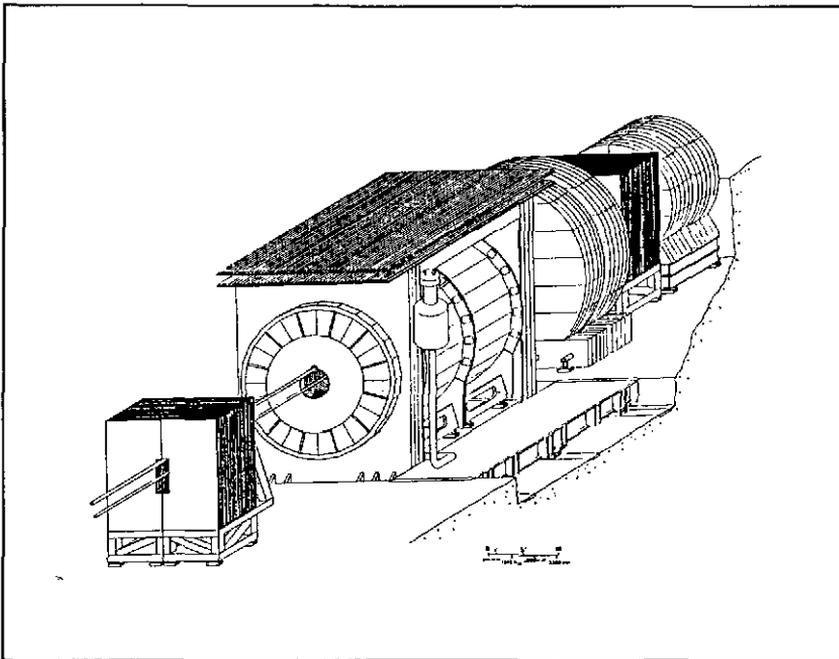


Figure 3 - Croquis montrant le détecteur central et les détecteurs avant de CDF.

- ne pas laisser de larges zones de matière non instrumentée (de la taille de la gerbe créée par les particules).

- ne pas laisser de petits trous sans matière dans la direction de vol des particules : la matière fait éclater les gerbes. Ainsi les calorimètres électromagnétique et hadronique d'Aleph sont-ils décalés angulairement l'un par rapport à l'autre afin que leurs zones inactives ne se correspondent pas.

Pour réduire les zones mortes dues à la mécanique il est donc souhaitable de réaliser des éléments aussi gros que possible. Les zones mortes n'en seront pas moins inévitables et il peut être avantageux d'éviter de les faire projectives, c'est la solution de H1, ou de les faire projectives par morceaux, c'est la solution adoptée sur Aleph pour les secteurs de TPC et les calorimètres.

Mais l'adoption de telles solutions étale la dégradation de la mesure sur une zone plus étendue, un tel système a toutes chances d'être beaucoup plus difficile à modéliser et donc à analyser.

- doter le détecteur d'un champ suffisant et d'une profondeur d'absorption adéquate.

Si le champ magnétique est insuffisant (voir plus loin) les μ , bien que vus, échappent à la mesure. Les calorimètres doivent avoir une épaisseur suffisante pour contenir les gerbes.

En résumé

Se rappeler qu'une zone morte est difficile à gérer au niveau de l'analyse et qu'il est donc essentiel de les faire assez simples pour qu'elles puissent être modélisées et donc prises en compte dans l'analyse correctement. Un détecteur est fait pour être analysé, non pour le plaisir de sa construction.

b) Précision de la mesure.

Pour les particules isolées. Lorsque les particules sont en jets la granularité doit être prise en compte, nous regarderons cela au paragraphe suivant.

--- Mesure magnétique de l'impulsion des chargés.

Remarquons d'abord que la charge des particules n'est mesurée que dans un champ magnétique. Certains détecteurs n'en renoncent pas moins à sa mesure, ainsi de D_0 qui est en construction pour le Tevatron de Fermilab.

- Mesure de $|p|$

Les impulsions des particules peuvent être mesurées en même temps que la charge par la déviation des trajectoires dans un champ magnétique. Celui-ci ne peut être quelconque en raison de son influence sur les faisceaux. C'est pourquoi la plupart des détecteurs utilisent des champs solénoïdaux parallèles aux faisceaux alors même qu'une telle configuration peut être défavorable lorsque la distribution des particules est très piquée le long des faisceaux. Remarquons qu'une telle configuration respecte la symétrie de révolution.

Exception notable: UA1 dont le champ est perpendiculaire au faisceau. Dans une même situation CDF a choisi un champ solénoïdal complété à l'avant et à l'arrière par des champs toroïdaux qui respectent aussi la symétrie.

La mesure est en fait celle de l'impulsion transverse au faisceau p_T . A petit angle polaire cette mesure se dégrade dans la plupart des détecteurs par suite du faible nombre de points de mesure car leur espacement est radialement constant.

Notons θ l'angle polaire, entre le faisceau et la particule et prenons pour unités les unités SI sauf pour l'impulsion où nous utiliserons le GeV:

B est le champ en Teslas.

L est la longueur de mesure dans le champ en mètres.

Δf est l'erreur sur la flèche en mètres.

$$p_T = P \sin\theta \quad \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta p_T}{p_T}$$

$$p_T = 0,3 B R \quad f = \frac{L^2}{8R} \quad \text{donc} \quad \frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{\Delta f}{f}$$

et

$$\frac{\Delta p_T}{p_T^2} = \frac{8}{.3 B L^2} \Delta f$$

Exemple tiré d' N :

$L = 1.5 \text{ m}$, $B = 1,5 \text{ T}$, $\Delta f = 100 \mu\text{m}$ avec 20 points de mesure.

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = 10^{-3} p_T$$

soit 2 % à 20 GeV.

- Connaissance du point d'interaction.

Le point où s'est effectuée la collision est déterminé par les performances de la machine à une précision le plus souvent insuffisante. Ainsi à Lep ce point est défini verticalement à 10 μm près et transversalement dans le plan horizontal à 300 μm mais le long du faisceau à $\pm 1.5 \text{ cm.}$, à Hera cette dernière valeur atteint $\pm 25 \text{ cm.}$ Une meilleure précision peut être obtenue en cherchant par extrapolation le point d'origine des traces mesurées.

La précision est alors limitée par celle de l'extrapolation: précision des points, longueur de l'extrapolation, diffusion multiple.

Pour cette dernière raison et pour quelques autres que nous verrons plus loin il est essentiel de limiter l'épaisseur de matériau traversée avant le détecteur de chargé, dans celui-ci et jusqu'à l'entrée des calorimètres.

La connaissance du point d'interaction permet d'affiner la mesure de $|p_T|$, de la direction de p et la mesure de la durée de vie des particules à durée de vie convenable (parcours de l'ordre du millimètre).

- Mesure de la direction de p .

Son importance est largement liée à la mesure des masses d'un groupe de particules et à la définition du vertex. La mesure des particules le long du champ magnétique est généralement beaucoup moins précise que dans le plan perpendiculaire que le détecteur soit à fils alignés avec le champ ou de type TPC, mais la trajectoire étant linéaire dans cette direction la précision sur l'angle reste bonne, de l'ordre du mrad. Dans le plan perpendiculaire au champ elle dépend beaucoup de la connaissance du point où l'on extrapole cette direction.

Note: Le champ magnétique est à peu près la seule manière de mesurer l'énergie des muons.

--- Mesure calorimétrique.

Pour les neutres mais aussi (malheureusement ?) les chargés.

Il faut distinguer les caractéristiques intrinsèques du type de calorimètre que l'on choisit et les dégradations dues à sa construction et son emploi. Les caractéristiques intrinsèques pourront s'observer localement mais les effets d'étalonnage ou de zones mortes peuvent devenir dominants.

La résolution en énergie d'un calorimètre se décrit en fonction de l'énergie par l'expression

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta$$

Le terme en α correspond aux fluctuations intrinsèques des mesures calorimétriques, le terme β prend en compte les termes systématiques: étalonnage, zones mortes, ...

On peut couramment distinguer une première partie de calorimètre où se développe toute la composante électromagnétique (électrons et photons) d'une seconde où ne s'épanouissent plus que les hadrons.

Calorimètre électromagnétique,

Les valeurs de α s'étalent de .01 à .2 selon le type choisi:

calorimètres homogènes comme le BGO (.01) ou le verre au plomb (.06)
calorimètres hétérogènes comme plomb-argon liquide (.11), plomb-scintillateur (.14) ou plomb-chambre à gaz (.16).

Elles sont liées à la fluctuation de la gerbe et à la fluctuation de la part d'énergie échantillonnée.

La dépendance en $E^{-0.5}$ montre qu'à haute énergie nous sommes en fait dominé par le deuxième terme: à 49 GeV un α de .14 donne une erreur de 2 % comparable aux effets systématiques. Il est donc essentiel de savoir dans quel domaine d'énergie on entend travailler. A haute énergie un bon α n'est pas nécessaire, il est par contre indispensable à basse énergie.

Les valeurs de β vont de .01 à .03 .

Ce terme est lié

à la qualité de l'étalonnage des éléments du calorimètre,

à la présence de zones mortes,

à la présence de matière devant le détecteur.

L' étalonnage est d'autant plus délicat que le nombre d'éléments indépendants est grand et

l'électronique instable dans le temps (photomultiplicateurs). Il faut donc prévoir des dispositifs efficaces d'étalonnage des électroniques utilisées et des détecteurs eux-mêmes, par exemple des sources radioactives. L'étalonnage final est couramment obtenu avec des cosmiques ou, si l'expérience s'y prête avec des électrons d'énergie connue tels ceux produits par la diffusion e^+e^- .

La présence de matière devant le calorimètre dégrade aussi la résolution et il est fréquent de voir les calorimètres installés maintenant dans les bobines magnétiques ainsi d'Aleph pour le calorimètre électromagnétique, de H1 ou de SLD pour l'ensemble des deux calorimètres. Ceci induit néanmoins certaines contraintes: la lecture des signaux doit être insensible au champ et les matériaux utilisés non magnétiques.

Profondeur du calorimètre.

La taille longitudinale des gerbes croît logarithmiquement avec l'énergie. Dans le domaine de la dizaine de GeV les gerbes sont contenues dans une vingtaine de longueurs de radiation soit environ 10 cm de plomb.

Deux autres caractéristiques importantes au moment du choix du type de calorimètre sont le rapport signal sur bruit et le coût.

Calorimètre hadronique.

La précision est dominée par un α qui va de .4 à 1.

Ce calorimètre mesure l'énergie tant des neutres hadroniques (n et K) que des chargés. Ces derniers sont également mesurés dans le champ magnétique avec une précision $10^{-3} p_T$ à comparer à celle du calorimètre $0,6 E^{-0,5}$. Il est donc clair qu'au-dessous de 50 GeV pour des particules suffisamment séparées les unes des autres et à un angle suffisant du champ magnétique il est préférable d'utiliser la mesure magnétique. C'est ainsi que pour les jets collimés à l'avant de H1 on ne peut guère faire usage que d'une mesure calorimétrique, et le calorimètre est plus travaillé dans cette région. Il ne fournit néanmoins qu'un flux d'énergie et non une description détaillée. Il est à remarquer que l'usage conjoint d'une mesure magnétique pour les chargés et calorimétrique pour les neutres est une délicate affaire car il faut distinguer dans le calorimètre les contributions des deux types de particules.

Nous ne détaillerons pas ici les effets de compensation qui sont décrits dans d'autre cours de cette école.

Néanmoins signalons certaines implications de la compensation:

lorsqu'elle obtenue par la construction de l'appareil le choix des matériaux donc la technique sont contraints.

lorsqu'elle obtenue par des subtilités d'analyse, comme une prise en compte des densités d'énergie déposée, elle complique cette dernière et introduit quelque incertitude.

Dans certains cas un tel calorimètre hadronique est réduit à un simple filtre à muons, un "tail catcher".

Direction.

Un calorimètre est assez mal armé pour déterminer une direction et celle-ci résulte le plus souvent d'une hypothèse sur le vertex d'origine. Néanmoins lorsque la granularité du calorimètre est suffisante en profondeur et transversalement il est possible d'estimer la direction à 50-100 mrd.

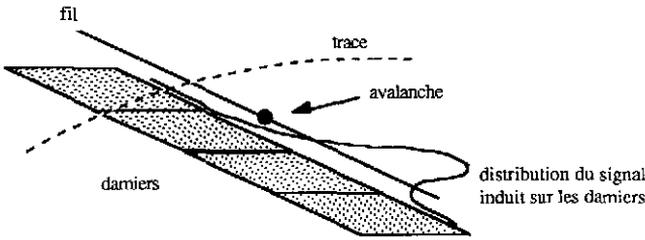
c) Granularité.

Lorsqu'on effectue une mesure on attache un nombre à un domaine géométrique défini soit directement dans l'espace soit par l'intermédiaire de la projection temporelle d'une des dimension spatiales (chambre à dérive).

La granularité mesure la taille typique de ces domaines. Une forte granularité (grain fin) vise à permettre la distinction entre signaux voisins, fournissant de ceux-ci des mesures indépendantes. La reconnaissance des particules à l'origine de ces signaux est ainsi rendue possible.

Nous devons distinguer la granularité le long de la trace et perpendiculaire. La première est clairement beaucoup moins importante. Si donc toutes les traces viennent à peu près d'une même origine un système projectif sera plus économique à construire pour une qualité donnée. Exemple des longs damiers de la TPC arrangés en cercles concentriques, ou des tours du calorimètre d'Aleph.

Mais la granularité a également à faire avec la précision de mesure et nous l'illustrons sur un exemple de chambre à damiers et de calorimètre à tours projectives.



- Soit un fil sensible courant au-dessus d'une rangée de damiers cathodiques (TPC). L'influence électrostatique s'étale sur une zone à peu près deux fois la distance fil-damier. Pour mesurer avec précision la position de l'avalanche sur le fil il faut que cette influence s'étende sur au moins deux damiers ou mieux trois.

- Lorsque une gerbe se développe dans un calorimètre, si elle est entièrement contenue dans une tour la précision en position est de l'ordre de la taille de la tour. Si elle s'étale sur plusieurs il est possible d'interpoler la position du centre. Ainsi dans le calorimètre d'Aleph une taille de tour de 3 cm nous donne-t-elle une précision meilleure que 2mm à 10 GeV soit une précision angulaire du milliradian puisque la distance du point d'interaction au calorimètre est d'environ 2m.

Revenons sur la distinction entre signaux voisins et reprenons les mêmes exemples.

Si deux traces génèrent sur ce même fil des avalanches simultanées elles pourront être mesurées si leur zones d'influence sont séparées, d'après ce que nous avons dit ci-dessus un damier au moins doit donc séparer les signaux et la distance entre traces sera d'au moins deux damiers. Si leur distance est plus faible leur existence sera néanmoins signée par un élargissement du signal induit .

De la même manière dans un calorimètre deux gerbes seront séparées si la distance entre elles est d'au moins 2 à 3 tours pour un étalement de la gerbe du même ordre.

La granularité doit donc être ajustée à la probabilité d'observer deux traces à une distance donnée, ceci dépend de la physique envisagée. Regardons l'exemple de H1, figure 4, la granularité est plus élevée à l'avant où la densité de traces l'est aussi. Puisque la taille des cellules est optimisée en fonction de la densité du milieu (ou de sa longueur de radiation) le seul paramètre dont nous disposons pour ajuster la séparation est la distance du point d'interaction au calorimètre.

N'oublions pas qu'à haute énergie lorsque les partons produits dans la réaction sont des quarks ce sont bien plus des jets que l'on cherche à isoler que des particules.

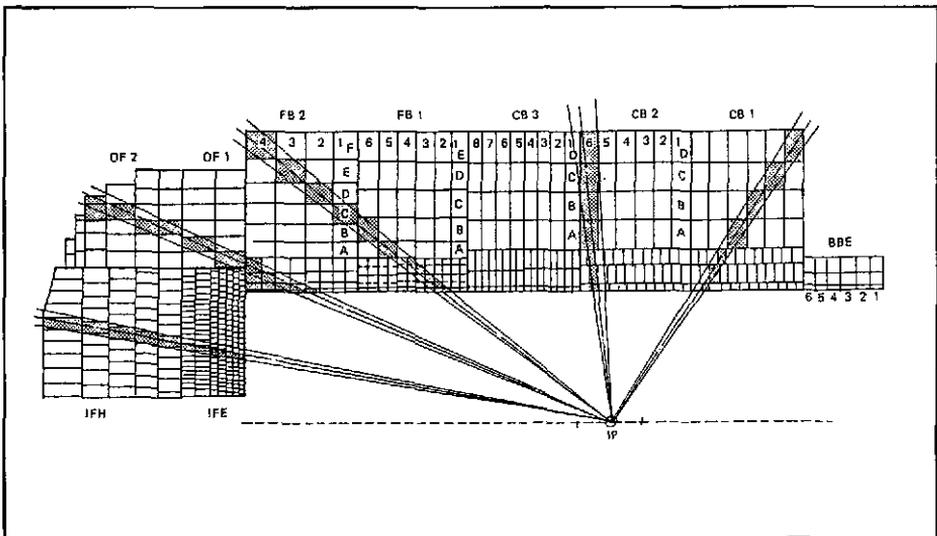


Figure 4 - Segmentation du calorimètre à argon liquide de H1.

Le prix à payer.

Au delà de ces simples considérations géométriques l'électronique qui suit doit avoir les

performances nécessaires en nombre de canaux pour une séparation spatiale par exemple 6000 blocs de verre au plomb dans Venus (KEK), 10000 blocs de BGO dans L3 (LEP), 40000 dans le calorimètre de H1, 50000 dans la TPC d'Aleph, 216000 dans le calorimètre d'Aleph. La solution adoptée dans Aleph a été d'utiliser le temps moyen entre événements et de multiplexer les signaux. Dans le cas de projection temporelle il faut aussi assurer la rapidité de réponse pour une séparation temporelle, la TPC d'Aleph assure 500 échantillonnages durant les 40 μ s de dérive des électrons.

Ainsi dans un calorimètre pour p p la découpe des tours suit-elle la rapidité et non l'angle.

Résumons nous:

La granularité optimale pour la précision de mesure est donnée par la taille de la gerbe ($\sim \lambda$).

La granularité optimale pour la séparation dépend de la densité a priori, sans descendre au-dessous de la taille de la gerbe. Ainsi dans les calorimètres pour antiproton-proton la découpe des tours suit-elle la rapidité et non l'angle. Mais on cherche alors plus à séparer les jets que les particules.

L'identification des traces nécessite la même granularité que la mesure mais une meilleure séparation. Ainsi en est-il du dE/dx dans les chambres à trace ou de la séparation $e/\pi\gamma$ ou $\gamma/\gamma\pi$ en calorimétrie.

Remarque: lorsque le système n'est pas projectif la granularité doit être essentiellement isotrope ce qui engendre une forte inflation du nombre de canaux (H1).

d) Séparation dans le temps. Vitesse de lecture. Déclenchement

Les temps entre croisements sont très différents d'un collisionneur à l'autre. Ainsi Lep paresse 22,5 μ s entre deux croisements alors qu'Hera ne concède que 100 ns et que le projet de LHC prévoit entre 10 et 25 ns.

Tant au Lep qu'à Hera la probabilité d'avoir un événement produit dans un croisement est très petite. Celle d'avoir deux événements dans le même temps est donc négligée.

Au Lep où la fréquence d'événements attendus est de l'ordre du Hz il est possible de faire usage du temps libre et on utilise des chambres à longue dérive (TPC d'Aleph et Delphi), on intègre longuement les signaux pour diminuer le bruit et on se soucie peu de la récupération de l'appareillage après une impulsion. Le déclenchement de l'acquisition sera donné par le croisement et l'acquisition arrêtée peu après si la présence d'un événement n'est pas reconnue

A très haute luminosité (au LHC ou au SSC) le panorama est complètement différent. Le temps moyen entre événements est le temps entre croisement; alors non seulement les événements vont se succéder à un rythme effréné mais la probabilité d'en avoir deux ensemble devient non négligeable (δ Poisson!). Le délai entre croisements est aussi bien plus faible que le temps de lecture des signaux et plus encore que le temps de récupération de l'appareillage. Pour distinguer les événements il est donc nécessaire de savoir en assigner un à son croisement, reconnaître lorsqu'il y en a deux produits dans le même croisement et si possible les distinguer.

On doit alors faire usage de la faible probabilité d'avoir des signaux au même endroit en des temps très proches. Les signaux doivent être traités en continu car l'avis de présence d'un événement ne peut être propagé dans un temps adéquat et seule une recherche a posteriori du temps origine du signal permettra d'assigner ce dernier à un croisement particulier et donc de l'associer à un événement.

e) Identification

Il s'agit ici de déterminer la nature des particules décelées.

Identification par des détecteurs généralistes.

- Détecteurs à traces:

La détection des cassures sur une trace ou celle de la désintégration en vol d'un neutre ($V0$) donne une partie des K ou des Λ .

La perte d'énergie (dE/dx) permet de séparer les e, π, K, p entre eux à basse énergie (faible β) et de séparer les électrons des autres à moyenne énergie: ~ 15 GeV dans Aleph.

Cela nécessite un grand nombre de mesures distinctes, cette méthode est donc difficile dans les jets.

- Calorimètres:

Séparation e/π à $\sim 10^{-3}$

Elle peut utiliser l'égalité entre l'impulsion mesurée dans le champ magnétique et l'énergie mesurée dans le calorimètre, la structure longitudinale de la gerbe, en particulier la position de son début, sa taille latérale, la corrélation entre le point d'impact estimé en extrapolant la trace et la position de la gerbe. En fait ces diverses méthodes sont très corrélées.

Une fine granularité est essentielle pour tenter une telle séparation dans les jets qui reste délicate.

Rappelons que la limite intrinsèque de séparation due à la production de π^0 dans l'interaction initiale dans le calorimètre est voisine de 10^{-4} .

Séparation μ/π à $\sim 10^{-2}$

Elle utilise la propriété des μ de pénétrer bien plus profondément la matière que les autres particules. Elle est de ce fait peu sensible aux jets. Néanmoins la probabilité de désintégration en vol d'un π ou celle qu'il passe le filtre à μ , multipliées par le rapport du nombre de π au nombre de μ (grand) nous laisse avec une séparation de 1 %.

Séparation γ/π^0

Résulte de la résolution angulaire du calorimètre. Elle peut être bonne jusqu'à 10 GeV dans Aleph.

Remarque Prises comme telles ces probabilités de méprise n'ont guère de sens. Il faut aussi connaître les probabilités a priori d'observer chacune de ces particules dans ces conditions. Ces probabilités peuvent dépendre dramatiquement de l'expérience et des conditions cinématiques. Ainsi du rapport π isolé / e isolé ou γ/π^0 .

Les détecteurs spécialisés. Leurs avantages et inconvénients.

- détecteur de vertex. (Aleph et bien d'autres SLD.)

Sert à mesurer avec précision ($10 \mu\text{m}$) les traces au voisinage du point d'interaction et permet de reconstruire les vertex avec soin. Cela permet alors d'identifier des vertex secondaires proches du point d'interaction et donc les particules de saveurs lourdes telles les D ou les τ qui les ont engendrés. Cela donne ainsi accès à la durée de vie de ces particules.

Il introduit de la matière très près du début des traces (détecteur plus câbles et électronique) qui provoque de la diffusion multiple mais surtout la matérialisation de photons.

- Cerenkov Rich de Delphi (Ring Imaging Cerenkov)
ou Crid du SLD (Cerenkov Ring Imaging Device).

ils mesurent le β des particules avec précision et peuvent séparer $\pi/K/p$ dans un domaine d'impulsion intéressant donnant ainsi accès à une certaine identification des saveurs lourdes. Leur usage dans un jet reste problématique.

Ils introduisent de la matière, de l'espace entre le suivi des traces et calorimètre et dégradent les performances de ce dernier, ils introduisent une importante complexité.

- Radiation de transition. (H1)

Cet effet est une fonction du γ des particules et semble donc très prometteur.

Permet l'identification des électrons. Elle fournit une identification indépendante du calorimètre. Cela est utile dans les jets et lorsque la probabilité a priori du rapport e/π est défavorable. Un bon exemple en est l'équipement de l'avant de H1 avec ce détecteur.

De même que précédemment ces détecteurs introduisent de la matière et de l'espace entre le suivi des traces, auquel ils peuvent néanmoins contribuer et le calorimètre.

3.) Stratégie

Après ce panorama nous pouvons résumer les grandes lignes qui se sont dégagées.

Il n'existe pas de meilleure solution universelle, pas d'excellent compromis.

Il nous faut donc commencer par reconnaître puis exploiter les contraintes de la physique envisagée, cinématique, probabilités a priori, .. et celles de la machine, fréquence, énergie, ...

Il nous faut choisir des priorités dans le champ de physique qui nous est ouvert et les moyens d'accès que nous y avons: identification ou mesure des leptons, des saveurs, bonne mesure des jets..

Nous devons qualifier les performances recherchées du détecteur en termes de matière, résolution en énergie et en espace, de granularité, de réaction en temps, mais aussi en termes d'étalement, de stabilité, d'aisance de traitement et de simulation.

Les réponses doivent être claires spatialement pour une reconnaissance de forme aisée (3D) et temporellement stables pour un étalement et un suivi aisés.

Le détecteur doit être aisé à modéliser car il faut une simulation rapide, précise et peu dépendante de petits détails mal connus pour l'analyse.

Il est souhaitable que les informations fournies par les divers éléments soient aisées à additionner. Il est donc bon de choisir globalement les techniques et non d'apporter une solution ad hoc à chaque problème. L'adjonction de tout élément nouveau de détection doit être pesé.

Simplicité.

Rappelons nous qu'un détecteur n'est pas le divertissement de ses constructeurs mais un instrument dont les données devront produire de la physique, et il n'est guère difficile d'arguer que la performance finale d'un détecteur dépend bien plus de la qualité de l'équipe de physiciens qui l'exploite et l'analyse que de la créativité de ses concepteurs.

Après de telles recommandations pourrais-je encore développer l'exemple d'Aleph?

Bibliographie.

Le sujet abordé dans cet exposé n'est guère décrit dans des articles publiés qui traitent généralement de points plus précis. En dehors de mon expérience personnelle j'ai trouvé l'essentiel de la matière dans les propositions d'expériences ou dans les rapports techniques. Pour le lecteur intéressé je peux en citer ici quelques uns que l'on peut trouver dans les bibliothèques de laboratoires.

- 1/ Design report for the Fermilab Collider Detector Facility.
 - 2/ Aleph technical report.
 - 3/ SLD design report.
 - 4/ H1 technical proposal.
- etc...
-

Petit lexique des sigles que nous avons rencontrés très souvent dans l'exposé:

Cern	Centre européen de recherches nucléaires sis près de Genève
LEP	Large Electron Positron. Collisionneur $e^+ e^-$ en fin de construction au Cern
S $p^+ p^-$ s	Collisionneur $p^+ p^-$ situé au Cern
LHC	Large Hadron Collider. Collisionneur $p p$ envisagé dans le tunnel du Lep
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center. Californie
SLC	Stanford Linear Collider situé au SLAC
DESY	Deutsches Elektronen Synchrotron sis près de Hambourg
HERA	Hadron Elektron Ring Anlage. Collisionneur $e p$ situé à Desy
KEK	Collisionneur $e^+ e^-$ situé au Japon
Fermilab	Centre américain sis près de Chicago
SSC	Super Synchrotron Collider. Futur collisionneur $p p$ situé au Texas
ALEPH \times	Détecteur auprès du Lep
DELPHI	Détecteur auprès du Lep
UA1	Underground Area 1. Détecteur auprès du S $p^+ p^-$ s
UA2	Underground Area 2. Détecteur auprès du S $p^+ p^-$ s
H1	Détecteur auprès de Hera
D0	Détecteur sur le collisionneur $p^+ p^-$ de Fermilab
CDF	Collider Detector Facility. Expérience sur le collisionneur $p^+ p^-$ de Fermilab
SLD	Détecteur en construction pour le SLC
TPC	Time Projection Chamber. Grande chambre à dérive développée initialement au Lawrence Berkeley Laboratory.



TECHNIQUES DE SPECTROMETRIE MAGNETIQUE

J.M. Durand

Laboratoire National Saturne, Commissariat à l'Energie Atomique,
F-91191 Gif-sur-Yvette, France

RESUME - Un ensemble d'éléments magnétiques destiné à mesurer l'impulsion d'une particule peut être décrit par une matrice de transfert. Cette formulation permet de trouver facilement des procédés pour compenser les divers paramètres qui peuvent dégrader la résolution du système.

SUMMARY - A set of magnetic elements used to measure the particle's impulse is nicely described by a Transfer matrix. This kind of representation allows to find easily some procedures to compensate several parameters which may induce a solving loss in the set up.

GENERALITES -

On part de la force :

$$\vec{F} = m\vec{\gamma} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{P}}{dt}$$

la force magnétique $\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = ne \vec{v} \wedge \vec{B}$ (n nombre de charges)

la force centrifuge équilibre la force magnétique dans le plan

$$\frac{mv^2}{R} = nevB$$

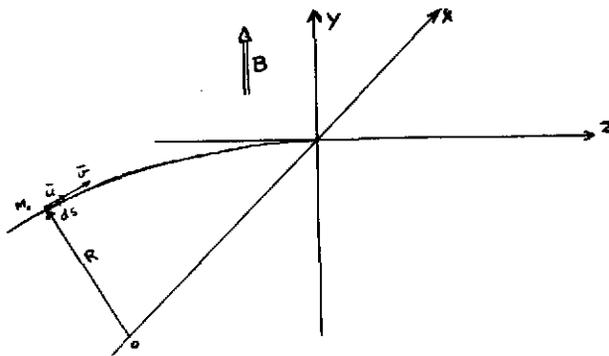
$$mv = P = ne B.R \dots \dots \rightarrow \frac{Pc}{n} = 0,3 B.R$$

Les unités les plus utilisées sont GeV \rightarrow Tesla.mètre
ou MeV \rightarrow KGauss.cm

Longueur et angle de la trajectoire

$$L = \alpha.R$$

$$\alpha = \frac{0,3 BL}{Pc/n} \text{ radian}$$



Courbure de la trajectoire : $h(z) = \frac{1}{R} = \frac{ne}{P} B(z)$

Développement limité du champ au voisinage de $x = 0$

$$B_y(x, 0, z) = B_0(0, 0, z) \left(1 + \frac{x}{B_0} \frac{\delta B_y}{\delta x} + \frac{x^2}{2! B_0} \frac{\delta^2 B_y}{\delta x^2} + \dots \right)$$

$$= B_0 (1 - nhx + \beta(hx)^2)$$

terme quadrupolaire ou indice $n = - \frac{1}{h B_0} \frac{\delta B_y}{\delta x}$

(à ne pas confondre avec le n : nombre de charges)

terme sextupolaire $\beta = \frac{1}{2h^2 B_0} \frac{\delta^2 B_y}{\delta x^2}$

Trajectoire

$$\frac{dP}{dt} = m \frac{dv}{dt} = e v_{\perp} B$$

on élimine le temps de cette équation

$$m \frac{dv}{ds} \frac{ds}{dt} = m v \frac{dv}{ds} = e v_{\perp} B \quad ds = \text{élément de parcours}$$

$$\frac{dv}{ds} = \frac{e}{P} v_{\perp} B = \frac{1}{\beta R} v_{\perp} B$$

On donne en annexe I la méthode d'intégration de cette équation.

On peut aussi en ne considérant que des trajectoires très proches de la trajectoire de référence utiliser des approximations qui permettent de trouver des solutions analytiques

$$x'' + (1-a)h^2 x = h\delta$$

$$y'' + nh^2y = 0 \quad (1)$$

n = indice de champ , h = courbure, $\delta = \Delta P/P_0$.

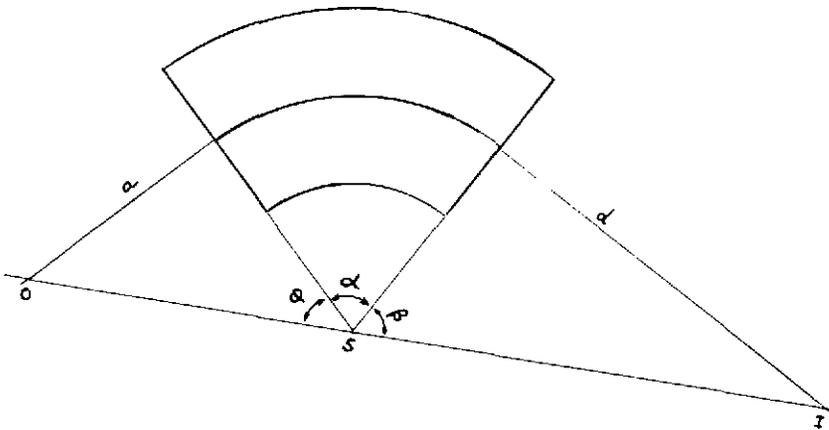
DESCRIPTION D'UN ELEMENT MAGNETIQUE -

Un mouvement libre (sans champ) est représenté par $\begin{vmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$

ℓ étant la longueur de glissement.

Un dipôle à champ constant faisant tourner d'un angle $\alpha = L/R$ selon

un rayon R est représenté par $\begin{vmatrix} \cos\alpha & R\sin\alpha \\ 1 & \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \\ R & \end{vmatrix}$



Donc la figure 2 peut être représentée par la matrice $|A|$ produit de trois matrices : 1 espace libre * 1 secteur * 1 espace libre

$$\begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} \cos\alpha & R\sin\alpha \\ 1 & \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \\ R & \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = A = \begin{vmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} x_f \\ \theta_f \end{vmatrix} = |A| * \begin{vmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{vmatrix} \quad \text{donc } x = A_{11} \cdot x_0 + A_{12} \cdot \theta_0$$

Des trajectoires de même impulsion, mais d'angle θ_0 différent partant du point objet O convergeront au point image I. Donc la position du point image doit être indépendante de l'angle $x = A_{11} \cdot x_0$ soit $A_{12} = 0$

$$A_{12} = a \cos\alpha + R \sin\alpha - \frac{ad}{R} \sin\alpha + d \cos\alpha$$

$$0 = 1 + \frac{R}{a} \operatorname{tg} \alpha - \frac{d}{R} \operatorname{tg} \alpha + \frac{d}{a} = 1 + \frac{d}{a} + \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{R}{a} - \frac{d}{R} \right)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a}{R} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{d}{R}$$

$$1 + \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \varphi} + \operatorname{tg} \alpha \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} - \operatorname{tg} \beta \right) = \frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} [\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \beta + \operatorname{tg} \alpha (1 - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \beta)] = 0$$

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{\operatorname{tg} \varphi + \operatorname{tg} \beta}{1 - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \beta} = - \operatorname{tg} (\varphi + \beta)$$

soit $\alpha = -(\varphi + \beta)$ ou $\pi - (\varphi + \beta)$ donc $\varphi + \alpha + \beta = 0$ ou π .

Les points O, S et I sont donc alignés.

C'est une façon simple de trouver, pour un objet donné, le point image formé par un secteur magnétique de centre S de courbure R et d'angle α .

D'autre part, on constate que le déterminant des matrices de transfert $T_{11} \cdot T_{22} - T_{12} \cdot T_{21} = 1$, ceci reflète le théorème de Liouville qui veut que dans un transport sans accélération, la surface de l'ellipse d'émission demeure inchangée.

Au point image, nous avons $A_{11} \cdot A_{22} = 1$

$$\text{soit } A_{11} = 1/A_{22}$$

Les équations du mouvement (1) peuvent se mettre sous la forme

$$x'' + k_x^2 \cdot x = h\delta \quad \text{avec } k_x^2 = (1-n)h^2$$

$$y'' + k_y^2 \cdot y = 0 \quad \text{avec } k_y^2 = n \cdot h^2$$

Pour $0 \leq n \leq 1$, la matrice de transfert de l'aimant s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \cos(k_x L) & \frac{1}{k_x} \sin(k_x L) & 0 & 0 & \frac{h}{k_x^2} [1 - \cos(k_x L)] \\ -k_x \sin(k_x L) & \cos(k_x L) & 0 & 0 & \frac{h}{k_x} \sin(k_x L) \\ 0 & 0 & \cos(k_y L) & \frac{1}{k_y} \sin(k_y L) & 0 \\ 0 & 0 & -k_y \sin(k_y L) & \cos(k_y L) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

si $n = 0$ aimant sans indice

$$k_x = h = \frac{1}{R} \quad \text{et} \quad k_y = 0$$

$$L/R = \alpha \quad \text{et} \quad \frac{1}{k_y} \sin k_y L \approx \frac{1}{k_y} k_y L = L$$

On obtient

$$\begin{vmatrix} \cos \alpha & R \sin \alpha & 0 & 0 & R (1 - \cos \alpha) \\ \frac{1}{R} \sin \alpha & \cos \alpha & 0 & 0 & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

L'aimant est focalisant dans le plan horizontal et équivalent à un espace libre de longueur L dans le plan vertical.

Si n = 1

$$k_x = 0 \quad \text{et} \quad k_y = 1/R$$

on obtient :

$$\begin{vmatrix} 1 & L & 0 & 0 & L^2/2R \\ 0 & 1 & 0 & 0 & L/R \\ 0 & 0 & \cos \alpha & R \sin \alpha & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{R} \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

L'aimant est focalisant dans le plan vertical et équivalent à un espace libre de longueur L dans le plan horizontal (à la dispersion de l'impulsion près). Si n est >1 les sin. et cos. sont remplacés par sh. et ch. pour le plan horizontal ($k_x^2 < 0$). Si n est <0 ce changement a lieu pour le plan vertical ($k_y^2 < 0$). Avec dans ces deux cas utilisation de la valeur absolue de k. L'aimant devient défocalisant dans le plan considéré.

Si les faces d'entrée (et)ou de sortie ne sont pas perpendiculaires à l'orbite moyenne, on introduit à l'extrémité considérée une matrice exprimant l'effet de la face (focalisant si la trajectoire avec $\delta > 0$ est allongée et $\delta < 0$ raccourcie). L'inclinaison du champ de fuite introduit aussi un effet (dé)focalisant en vertical.

La matrice représentant l'effet d'une face inclinée d'un angle β s'écrit :

$$\begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \text{htg}\beta & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\text{htg}\beta & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Tout ceci, il faut insister, n'est valable qu'au premier ordre pour des trajectoires s'écartant peu de l'orbite moyenne. L'aimant une fois défini devra être traité plus complètement par des programmes d'intégration numériques (cf = annexe I) prenant en compte des trajectoires plus réalistes.

On peut utiliser une notation matricielle permettant de passer des coordonnées initiales aux coordonnées finales

$$\begin{pmatrix} X_F \\ \theta_F \\ Y_F \\ \varphi_F \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & 0 & 0 & T_{16} \\ T_{21} & T_{22} & 0 & 0 & T_{26} \\ 0 & 0 & T_{33} & T_{34} & 0 \\ 0 & 0 & T_{43} & T_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} X_0 \\ \theta_0 \\ Y_0 \\ \varphi_0 \\ \delta \end{pmatrix}$$

Cette matrice est généralement donnée pour un repaire lié à la trajectoire de référence, la rotation α y est donc implicite. L'effet dans le plan horizontal est découplé de l'effet dans le plan vertical.

Dans le plan horizontal (plan Z,X)

$$\begin{pmatrix} X_F \\ \theta_F \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} X_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix}$$

pour l'impulsion nominale soit $\delta = 0$

EMITTANCE -

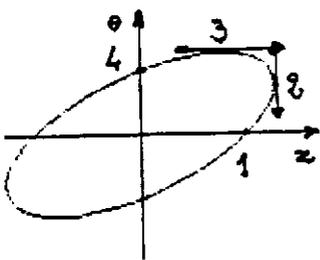
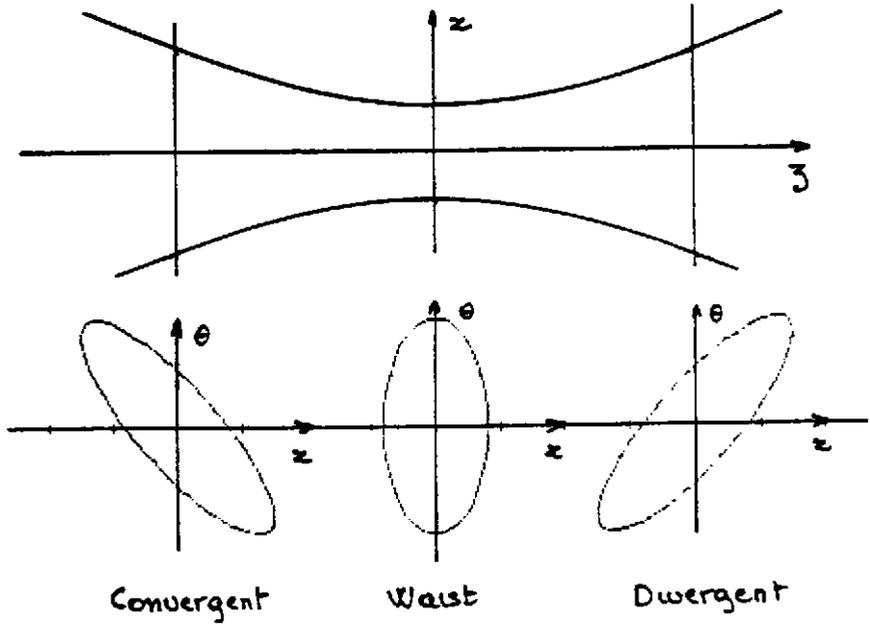
Un faisceau de particules est décrit par un ellipsoïde d'émittance qui représente l'ensemble des particules dans l'espace des phases $x, \theta, y, \varphi, \delta$. Sauf cas particulier (solénoïde, ...) les mouvements dans les plans horizontal et vertical sont totalement découplés et on s'intéresse à des surfaces d'émittance (x, θ) ou (y, φ) à δ constant et on associera l'effet de la dimension δ à (x, θ) ou (y, φ) suivant que la déviation a lieu dans le plan horizontal ou dans le plan vertical (figure 3).

En l'absence d'accélération ou de coupure (ou arrêt) par des fentes, une surface d'émittance se conserve (théorème de Liouville) et est décrite par une ellipse d'équation (paramètres de Twiss)

$$\gamma x^2 + 2\alpha x\theta + \beta \theta^2 = \frac{\epsilon}{\pi} \quad \text{avec } \beta\gamma - \alpha^2 = 1$$

ϵ est la surface de l'émittance exprimée en m.rad.

Au point de focalisation (poignet ou waist) l'ellipse est droite. L'extension spatiale est minimum et $\alpha = 0$ donc $\beta\gamma = 1$



	z	θ
1	$\sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{1}{\gamma}$	0
2	$\sqrt{\frac{E}{\pi}} \beta = \hat{z}$	$-\alpha \sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{1}{\beta}$
3	$-\alpha \sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{1}{\gamma}$	$\sqrt{\frac{E}{\pi}} \gamma = \hat{\theta}$
4	0	$\sqrt{\frac{E}{\pi}} \frac{1}{\beta}$

FIGURE 3

soit en ce point $\gamma x^2 + \frac{1}{\gamma} \theta^2 = \frac{\epsilon}{\pi}$

$$\hat{x} = \sqrt{\frac{1}{\gamma} \frac{\epsilon}{\pi}} \quad \text{et} \quad \hat{\theta} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\gamma \pi}}$$

Connaissant les paramètres de Twiss en un point et la matrice de transfert $\begin{vmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{vmatrix}$ d'un élément, on peut calculer les paramètres de Twiss après le

transfert

$$\begin{vmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} T_{11}^2 & -2T_{11}T_{12} & T_{12}^2 \\ -T_{21}T_{11} & T_{11}T_{22} + T_{12}T_{21} & -T_{12}T_{22} \\ T_{21}^2 & -2T_{22}T_{21} & T_{22}^2 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{vmatrix}$$

et notamment pour un espace de glissement (drift) de longueur $L = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

$$\begin{vmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & -2L & L^2 \\ 0 & 1 & -L \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} \beta_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma_0 \end{vmatrix}$$

On voit que γ est inchangé (invariance de l'angle) et $\alpha = \alpha_0 - \gamma_0 L$, donc la distance d'un point donné au point de focalisation ($\alpha = 0$) est

$$L = \alpha_0 / \gamma_0$$

RESOLUTION D'UN SYSTEME DISPERSIF -

Pour un objet donné, on définit la résolution au point image d'un système dispersif comme le plus petit écart en impulsion pour lequel la distance entre les centres des images associées est égale à la longueur de ces images.

Pour une image de largeur $2 \hat{x} = 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\pi} \frac{1}{\gamma}}$

la résolution R (ou δ_R) du système sera telle que

$$\Delta x = K \cdot \delta_R = 2 \hat{x}$$

Le facteur K dépend de la matrice de transfert du système dispersif, c'est le terme dépendance en impulsion de x, généralement noté T_{16}

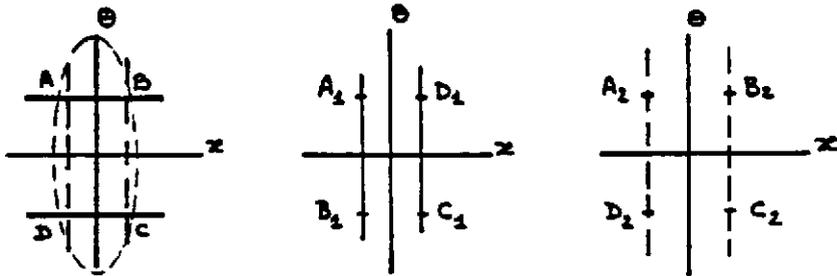
$$R = \delta_R = \frac{2}{T_{16}} \sqrt{\frac{\epsilon}{\pi} \frac{1}{\gamma}}$$

On peut montrer que la résolution optimum (R le plus faible possible) est obtenue pour le faisceau le plus large possible dans l'aimant. On forme donc un objet (réel ou virtuel) de petites dimensions devant un secteur focalisant de façon à ce que le faisceau s'épanouisse dans le système.

FENTES DE DEFINITION -

Sont utilisées pour limiter la surface d'émission. Ce sont, généralement, des pièces épaisses de matériau lourd (plomb, tantale, uranium, ...) qui interceptent la partie indésirable du faisceau. Suivant l'énergie, elles peuvent arrêter ou simplement ralentir les particules. Elles ont une action en position (coupure en x ou coupure en y) et donc pour leur donner une action en angle, il faudra choisir leur localisation par rapport aux éléments qui modifient l'émission du faisceau.

Par exemple pour l'espace de phase horizontal (x, θ) nous voulons sur cible contrôler l'ouverture en angle et en position. Considérons la cible comme le point de départ et remontons les trajectoires vers leur origine. La matrice de transfert $|M|$ de la cible vers un point d'abscisse z va transformer une droite AB (figure 4) en une droite A_1B_1 si $M_{11} = 0$ entre la cible et le z considéré, c'est-à-dire si le x final est indépendant du x initial. De même, la droite AD se transformera en A_2D_2 en un autre point z (généralement différent du z précédent) si $M_{12} = 0$, c'est-à-dire si le x final est indépendant du θ initial.

Cible ($z=0$)Fentes en $z=z_1$ Fentes en $z=z_2$

Il faudra donc deux jeux de fentes pour contrôler l'espace de phase horizontal et deux autres jeux pour contrôler l'espace de phase vertical. Ces fentes seront placées en des endroits bien précis et dépendants des éléments magnétiques (dipôles et quadrupôles) placés entre elles et le plan où leur résultat doit se faire sentir.

EFFETS DU SECOND ORDRE -

Jusqu'à présent, nous avons toujours considéré des trajectoires s'écartant peu de la trajectoire de référence. Dans la réalité, l'ouverture angulaire et la dispersion en impulsion doivent être prises en compte. Par exemple, un aimant courbe une trajectoire d'un angle α

inversement proportionnel à l'impulsion de la particule et, par rapport à la trajectoire de référence, c'est la projection $P_{//}$ qui est seule efficace.

$$\vec{F} = e\vec{v} \wedge \vec{B} \quad \text{soit} \quad F_x = e(v_y B_z - v_z B_y)$$

en l'absence de composante B_z (champ homogène) seule v_z compte.

L'impulsion doit donc être décomposée en $P_{//}$, P_{\perp} et pour une trajectoire faisant l'angle θ avec la trajectoire de référence

$$P_{//} = P \cos\theta \approx P - P \frac{\theta^2}{2}$$

On retrouvera donc au niveau de l'image, après le transfert représenté par la matrice [T] des termes en x proportionnels à

$T_{16} \frac{\theta^2}{2}$ et des termes en θ proportionnels à $T_{26} \theta^2/2$ donc qui ne sont pas linéaires en θ .

Ce sont des aberrations du deuxième ordre qu'il faudra corriger. Il peut, bien évidemment, exister aussi des termes d'ordre supérieur.

On corrige l'effet de ces termes par des champs magnétiques d'intensité contrôlée et variant comme x^2 .

Nous avons vu précédemment qu'un champ non homogène peut être décomposé en série de Taylor faisant apparaître des termes en x (terme quadrupolaire) et en x^2 (terme hexapolaire). Ceci peut être obtenu en inclinant les surfaces des pièces polaires (effet réparti) ou en profilant l'écartement des pôles (shimming). On peut aussi introduire localement des champs hexapolaires en profilant les faces d'entrée et (ou) de sortie de façon parabolique ou en plaçant un élément à six pôles (sextupôle) à un endroit déterminé.

SPECTROMETRE A PERTE D'ENERGIE -

Un accélérateur de particules ne donne jamais un faisceau idéal monochromatique. Les particules sont toujours groupées dans un ellipsoïde d'émittance (photographie instantanée du faisceau). Elles sont affectées

d'une dispersion d'impulsion $\delta = \frac{\Delta p}{P_0}$ autour de l'impulsion centrale P_0 .

Cette dispersion δ peut être nettement plus grande que l'effet qu'on cherche à mesurer dans une réaction nucléaire.

Un domaine d'utilisation intensive des spectromètres est, par exemple, l'étude des niveaux excités d'un noyau, or le premier niveau excité se trouve à une énergie comprise entre quelques MeV et quelques dizaines de KeV du fondamental. Dans la gamme d'énergie de l'accélérateur Saturne (500 MeV à 3 GeV protons), cela correspondant à des résolutions comprises entre 10^{-3} et 10^{-5} , or celui-ci délivre un faisceau avec un

$\Delta P/P$ de 5.10^{-4} . Certaines expériences nécessitent donc une amélioration d'environ un facteur 10.

L'impulsion et l'énergie d'une particule relativiste sont reliées par $P^2 = (T + M_0)^2 - M_0^2$ (M_0 , masse au repos)

$$\text{Soit } \frac{dP}{P} = \frac{dT}{T} \frac{T + M_0}{T + 2M_0}$$

dans un système d'unités où $C = 1$ et où tout est exprimé en MeV ou GeV.

Dans ce type d'étude, la valeur absolue de l'énergie a peu d'importance, le noyau réagit de la même façon tant que la vitesse du projectile ne varie pas de plus de quelques pour mille. L'excitation d'un noyau se traduit par une perte d'énergie de la particule diffusée. C'est ce qu'on cherche à mesurer.

On va donc essayer de réaliser un système achromatique qui d'un objet bien défini va donner une image aussi ponctuelle que possible insensible à la dispersion en énergie (ou impulsion) du faisceau incident.

La cible physique sera placée à un endroit tel que les variations d'énergie (ou impulsion) qu'elle provoque se répercuteront sur l'image.

Le système est achromatique pour le faisceau, mais dispersif pour la réaction nucléaire (figure 5).

On va utiliser un système à deux aimants : un analyseur représenté par une matrice de transfert [A] qui fera passer de l'objet (O) à la cible (C), et un spectromètre représenté par une matrice de transfert [S] qui fera passer de la cible (C) à l'image finale ou focale (F).

L'ensemble sera représenté par une matrice de transfert [T]

$$[T] = [S] \times [A]$$

$$\begin{pmatrix} x_F \\ \theta_F \\ \delta \end{pmatrix} = [T] \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ \delta \end{pmatrix}$$

entre la focale de (S) et l'objet de (A)

Focale de (S) implique $S_{12} \equiv 0$ x_F indépendant de θ_C
 Achromatisme de (T) implique $T_{16} = 0$ x_F indépendant de δ

$$T_{16} = S_{11}A_{16} + S_{12}A_{26} + S_{16}A_{66} \quad \text{avec} \quad A_{66} = 1$$

$$\text{Donc } A_{16} = -\frac{S_{16}}{S_{11}} = [S^{-1}]_{16}$$

La dispersion du système analyseur doit être égale à la dispersion inverse du spectromètre (figure 6).

Les résolutions des deux sous-systèmes sont liées, en effet :

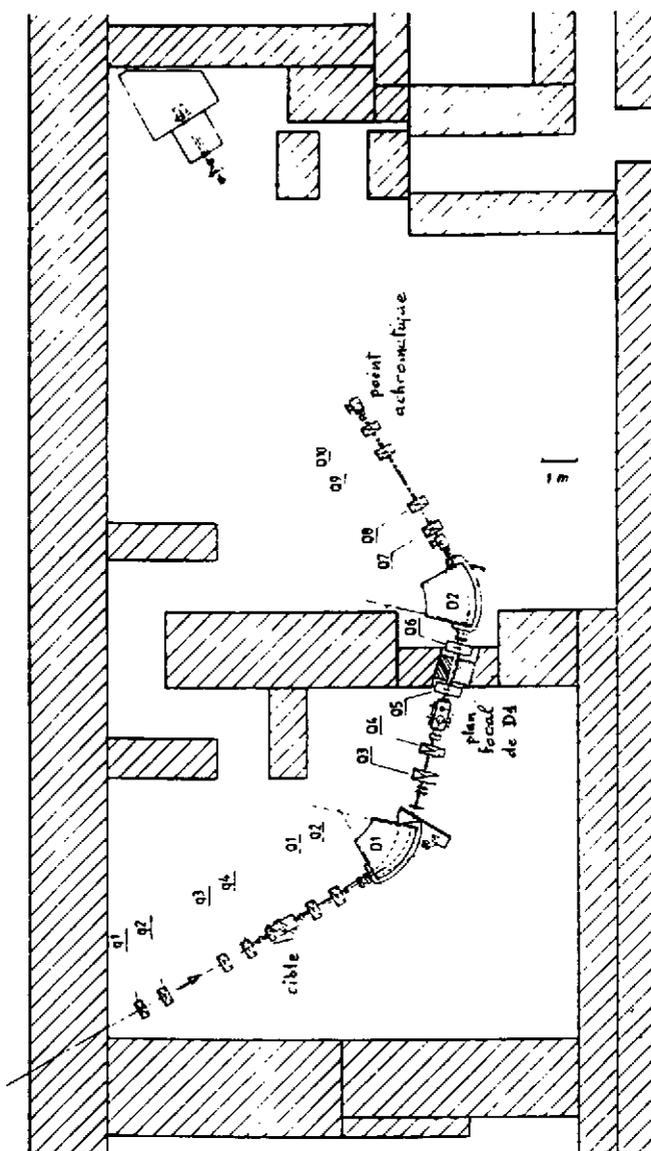


Figure 5 - SPECTROMETRE LISE à GANIL

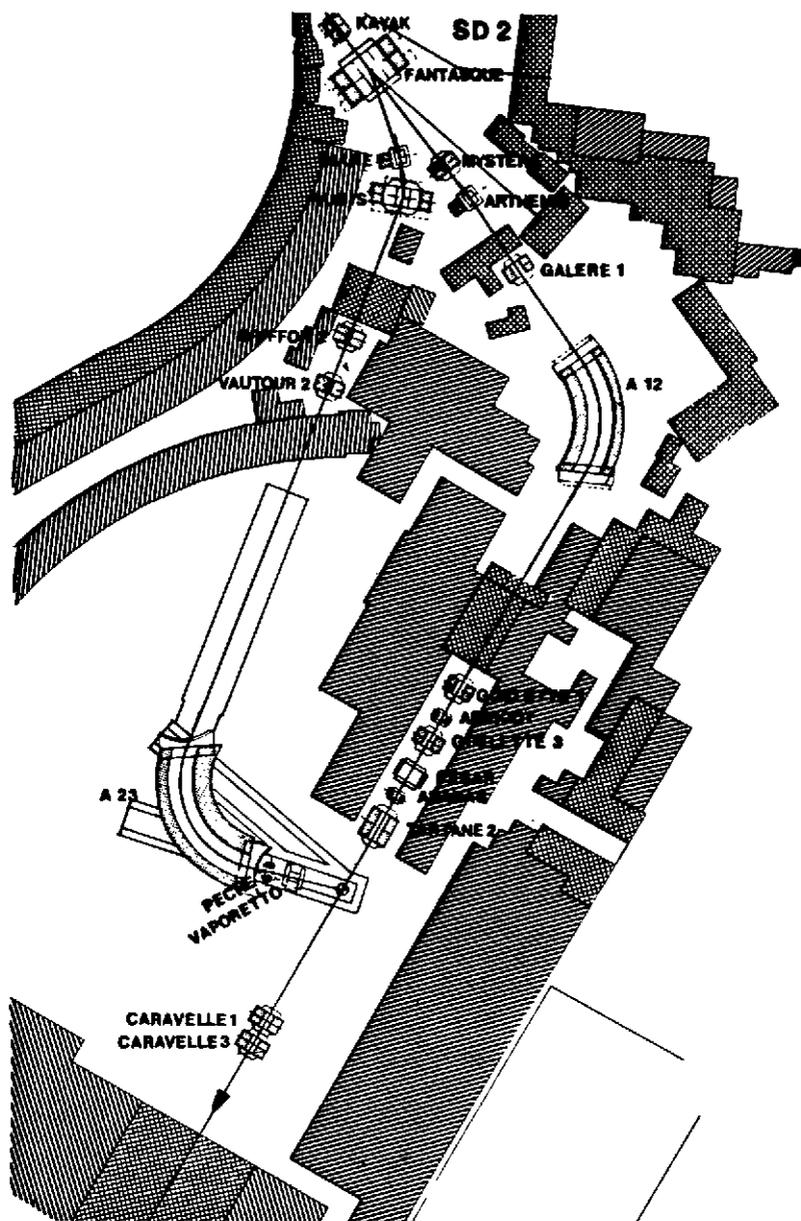


Figure 6 - SPECTROMETRE SPES 1

$$R_S = \frac{2\hat{x}_F}{S_{16}} \quad \text{et} \quad R_A = \frac{2\hat{x}_C}{A_{16}}$$

$$\text{Or } x_F = S_{11} x_C + S_{16} \delta \quad \text{soit } \hat{x}_F = S_{11} \hat{x}_C \quad] \delta=0$$

$$R_S = \frac{2S_{11}}{S_{16}} \hat{x}_C = - \frac{2\hat{x}_C}{A_{16}} = - R_A$$

La résolution du système analyseur est identique à la résolution du spectromètre (le signe importe peu ici), donc pour obtenir la résolution désirée, il faudra ajuster le système analyseur pour obtenir sur cible un \hat{x}_C déterminé.

Les variations d'énergies dues à la traversée de la cible donneront, elles, des déplacements dans le plan focal. On a ainsi construit un spectromètre à perte d'énergie (Energy Loss Spectrometer).

CORRECTIONS DIVERSES -

Un premier effet indésirable est dû au ralentissement des particules dans la matière, c'est un effet moyen directement lié à l'épaisseur de la cible. Sur la cible le faisceau d'impulsion $P_0 \pm \Delta p$ est dispersé de $\pm x$ par l'analyseur ; après la traversée le faisceau dispersé de $\pm x$ a une impulsion $P_0 - P \pm \Delta p$.

$$\text{Or, nous voulons } A_{16} = \frac{x}{\Delta P/P_0} = [S^{-1}]_{16} = \frac{x'}{\Delta P/(P_0 - P)}$$

Généralement $[S]$ donc $[S^{-1}]$ est fixé, c'est donc $[A]$ qu'il faudra ajuster pour compenser cet effet.

Un autre effet, directement lié à la réaction nucléaire étudiée, est l'effet cinématique (annexe II). Le spectromètre va regarder une réaction à un angle θ avec une acceptation en angle de $\pm \Delta\theta$. A cause de la dépendance cinématique l'impulsion mesurée sera comprise entre $P_1 = P(\theta - \Delta\theta)$ et $P_2 = P(\theta + \Delta\theta)$.

Autour de l'angle θ on peut développer l'impulsion en série de Taylor :

$$P(\theta + \Delta\theta) = P_\theta + \Delta\theta \frac{dP}{d\theta} + \frac{\Delta\theta^2}{2!} \frac{d^2P}{d\theta^2} \dots$$

$$\text{donc } \delta = \frac{\Delta P}{P} = \frac{P_{(\theta + \Delta\theta)} - P_\theta}{P_{(\theta)}} = \frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} \Delta\theta + \frac{1}{2P} \frac{d^2P}{d\theta^2} \Delta\theta^2$$

$\Delta\theta$ est ce que nous appelons l'angle cible (celui qui va être modifié par

la matrice de transfert) soit θ_c . A ne pas confondre avec le θ ci-dessus qui est l'angle moyen de réaction. θ_R ou $\theta_{SPECTRO}$

$$\text{On a } \delta = \frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta_R} \cdot \theta_c + \frac{1}{2P} \frac{d^2P}{d\theta_R^2} \theta_c^2$$

$$\delta = K_{(\theta_R)} \cdot \theta_c + H_{(\theta_R)} \cdot \theta_c^2$$

Pour un angle de réaction donné K est appelé la pente de la cinématique et H la courbure.

Considérons maintenant le transfert de la cible à la focale (l'image)

$$\begin{vmatrix} X_F \\ \theta_F \\ \delta \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} S_{11} & 0 & S_{16} \\ S_{21} & S_{22} & S_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} X_c \\ \theta_c \\ \delta \end{vmatrix} \quad \text{avec } \delta = K \cdot \theta_c + H \theta_c^2$$

On voit que, bien qu'on soit au point de focalisation $S_{12} = 0$

$$X_F = S_{11} X_c + S_{16} \cdot K \cdot \theta_c + S_{16} \cdot H \cdot \theta_c^2$$

X_F dépend de θ_c la condition de focalisation n'est plus respectée à cause de la pente de la cinématique. Nous pouvons oublier la courbure H ... pour le moment... Introduisons un espace de glissement de longueur L

$$\begin{vmatrix} X_F \\ \theta_F \\ \delta \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & L & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} S_{11} & 0 & S_{16} \\ S_{21} & S_{22} & S_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} X_c \\ \theta_c \\ \delta \end{vmatrix}$$

$$\text{Soit } X_F = (S_{11} + L \cdot S_{21}) \cdot X_c + L \cdot S_{22} \cdot \theta_c + (S_{16} + L \cdot S_{26}) \cdot K \cdot \theta_c$$

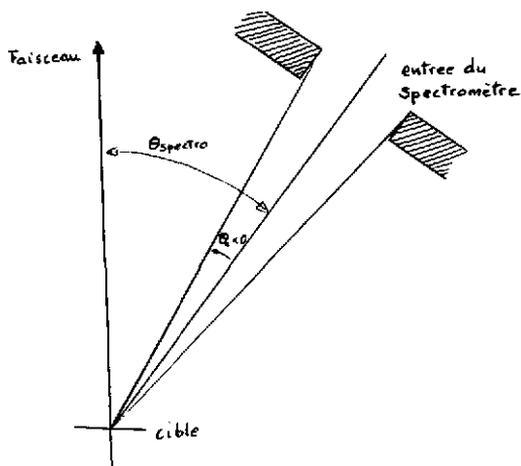
Il y aura focalisation si X_F est indépendant de θ_c soit :

$$L \cdot S_{22} + (S_{16} + L \cdot S_{26}) \cdot K = 0$$

$$L = - \frac{K \cdot S_{16}}{S_{22} + K \cdot S_{26}}$$

Il y aura donc un déplacement de la focale. La focale cinématique ne coïncidera pas avec la focale naturelle si $K \neq 0$ (figure 8b).

Si le spectromètre regarde "à droite" (figure 7) avec la convention $\theta_c > 0$ à gauche de l'orbite moyenne



L'angle de diffusion = $\theta_K - \theta_c$

Si pour la réaction P est maximum à θ' et décroît ensuite (cas général des diffusions élastiques) on aura

$$P(\theta_c > \theta) > P(\theta_c < \theta)$$

dont K est ici à prendre $< \theta$ et L est positif, la focale cinématique s'éloigne.

Si $K = -S_{22}/S_{26}$ la focale part à l'infini.

Dans ce cas là, au niveau de la focale naturelle on a :

$$X_F = S_{11} X_c + S_{16} \delta = S_{11} X_c - \frac{S_{16} \cdot S_{22}}{S_{26}} \theta_c$$

$$\theta_F = S_{21} X_c + S_{22} \theta_c + S_{26} \delta = S_{21} X_c$$

Les termes en X_c sont des termes de "flou" (perte de résolution) et sont généralement négligés dans la discussion.

On voit donc que θ_F est constant et que X_F est une mesure directe de l'angle de réaction.

Si la réaction nucléaire donne un noyau de recul dans un (ou des) état(s) excité(s), cela revient à avoir des masses M_4 variant de façon discrète dans la relation cinématique

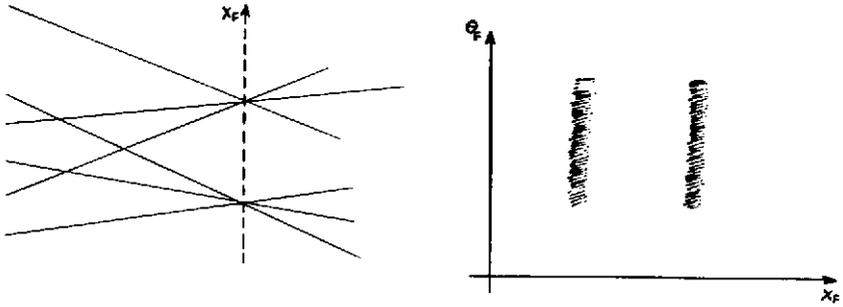
$M_4 + \Delta M$ avec $\Delta M \ll M_4$ donc K sera peu changé.

et $\delta = K \cdot \theta_c + C \cdot \Delta M + \dots$

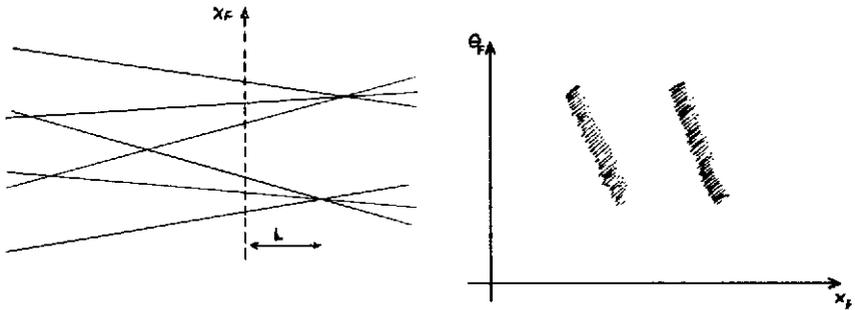
d'où
$$X_F = S_{11} X_c - \frac{S_{16} S_{22}}{S_{26}} \theta_c + S_{16} \cdot C \cdot \Delta M$$

$$\theta_F = S_{21} X_c + S_{26} \cdot C \cdot \Delta M \sim S_{26} \cdot C \cdot \Delta M$$

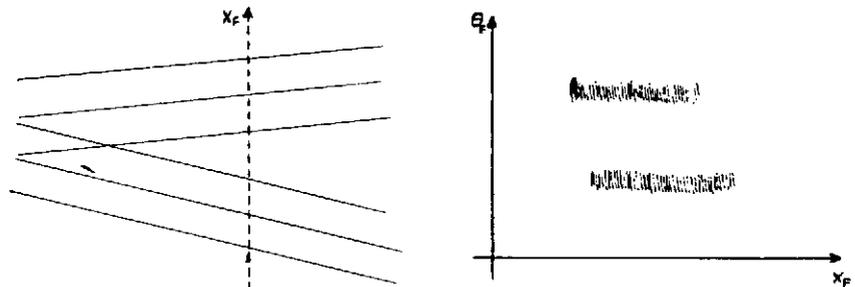
Donc, lorsque la focale s'éloigne à l'infini, la séparation des niveaux donne lieu à des valeurs discrètes de θ_F . On n'a plus des "pics" sur la



a) Réaction sans cinématique - Focale naturelle



b) Réaction avec cinématique - Recul de focale



c) Focale rejetée à l'infini

Figure 8

focale (mesure en X_f) mais on a des "pics" dans la représentation en θ_f (figure 8c).

POINT DE FUITE OU "POINT MAGIQUE"

Considérons les trajectoires émises de la cible avec $\theta_c = 0$ mais des impulsions différentes.

En sortie de spectromètre, on aura :

$$\begin{pmatrix} X_f \\ \theta_f \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} + LS_{21} & LS_{22} & S_{16} + LS_{26} \\ S_{21} & S_{22} & S_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \delta \end{pmatrix}$$

On considère X_c comme négligeable. La focale naturelle est située en $L = 0$

$$X_f = (S_{16} + L.S_{26})\delta$$

$$\theta_f = S_{26} \cdot \delta$$

$$\text{Donc } \frac{X_f}{\theta_f} = \frac{S_{16}}{S_{26}} + L \quad \text{ou encore } \frac{X_f}{\theta_f} = Z_\Omega + L$$

Toutes les trajectoires issues de la cible avec $\theta_c = 0$ semblent venir d'un

point Ω situé à une distance $Z_\Omega = \frac{S_{16}}{S_{26}}$ de la focale naturelle ($L = 0$)

COMPENSATIONS -

Nous avons déjà remarqué que le faisceau incident n'est pas parfait et que la cible introduit une perte d'énergie. La dispersion en énergie du faisceau est compensée par la dispersion sur cible mais le faisceau a aussi une ouverture angulaire (émittance) qui, par le biais de la cinématique de la réaction, va donner un effet sur la focale. On connaît globalement l'ouverture angulaire mais on est incapable (le plus souvent) de la mesurer pour chaque particule, il faut donc essayer de la compenser. De même, pour la perte d'énergie dans la cible .

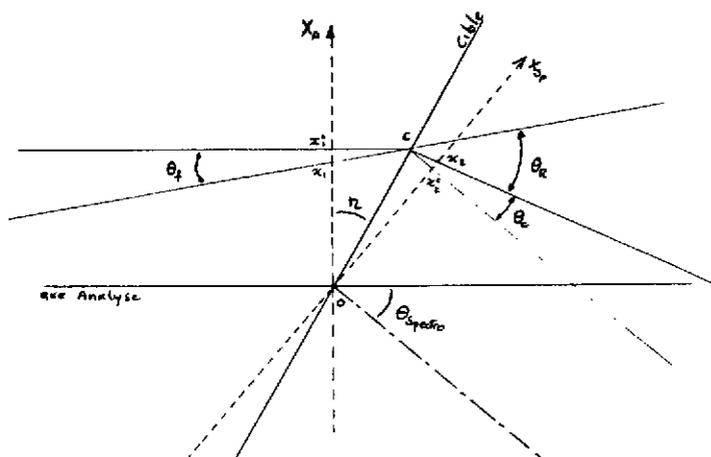
Prenons un analyseur représenté par la matrice [A] qui focalise à une certaine distance [D] de la cible

$$\text{entre l'objet et la cible nous avons } \begin{pmatrix} 1 & D & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} A_{11} & 0 & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

l'effet de la cible peut être représenté par la matrice

$$\begin{vmatrix} R & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & C(\theta) \end{vmatrix} \text{ avec } R = \frac{\cos(\theta_s - \eta)}{\cos \eta} \text{ (voir figure 9)}$$

et $C(\theta)$ représentant le terme cinématique



Après la cible, nous avons le spectromètre [S] et une distance [L] de recul de focale qui compense la cinématique de la réaction.

Pour des facilités d'écriture, nous recomposons la matrice [A] au niveau de la cible

$$\begin{vmatrix} A_{11} & D \cdot A_{22} & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_{11}^* + DA_{21}^* & DA_{22}^* & A_{16}^* + DA_{26}^* \\ A_{21}^* & A_{22}^* & A_{26}^* \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = [D] * [A^*]$$

Donc entre l'objet et le point d'observation (focale reculée), nous avons

$$\begin{vmatrix} X_F \\ \theta_F \\ \delta \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} S_{11} + LS_{21} & LS_{22} & S_{16} + LS_{26} \\ S_{21} & S_{22} & S_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} R & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & C(\theta) \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} A_{11} & DA_{22} & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} * \begin{vmatrix} X_o \\ \theta_o \\ \delta_o \end{vmatrix}$$

Le terme qui fait dépendre X_F de θ_o s'écrit :

$$A_{22} L S_{22} + DR A_{22} (S_{11} + L S_{21})$$

Ce terme doit être annulé pour compenser l'ouverture angulaire du

faisceau. Donc $D = - \frac{L S_{22}}{R(S_{11} + L S_{21})}$

La cinématique de la réaction intervient à travers le terme L. Il est évident que s'il n'y a pas de variation de l'impulsion avec l'angle, il n'y a pas besoin de compenser l'ouverture angulaire du faisceau incident.

En fonction de K, on peut écrire le terme de défocalisation :

$$D = \frac{K S_{16} \cdot S_{22}}{R [1 + K (S_{11} S_{26} - S_{16} S_{21})]}$$

en utilisant la valeur de L déjà trouvée et en se souvenant que $S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21} = 1$ soit $S_{11} S_{22} = 1$ quand $S_{12} = 0$

Le terme qui fait dépendre X_f de δ_θ s'écrit :

$$R A_{16} (S_{11} + L S_{21}) + L S_{22} A_{26} + C_{(\theta)} (S_{16} + L S_{26})$$

ce qui se réécrit :

$$R (S_{11} + L S_{21}) \left[A_{16} - D A_{26} + C_{(\theta)} \frac{S_{16} + L S_{26}}{R (S_{11} + L S_{21})} \right]$$

X_f sera indépendant de δ_θ si

$$A_{16} - D A_{26} + C_{(\theta)} \frac{S_{16} + L S_{26}}{R (S_{11} + L S_{21})} = A_{16} - D A_{26} + C_{(\theta)} \frac{D}{K} = 0$$

Soit en reprenant la matrice de l'analyseur et sa dispersion

$$A_{16}^* = - C_{(\theta)} \frac{D}{K}$$

Il faut remarquer que lorsque $K \rightarrow 0$, $D \rightarrow 0$ et $\frac{D}{K} \rightarrow \frac{S_{16}}{S_{11}}$

on retrouve, comme il est normal, $A_{16}^* = (S^{-1})_{16}$ au facteur, dû à l'inclinaison de la cible, près.

Le terme $C_{(\theta)} = \left(\frac{dP}{P} \right)_{\text{diffusé}} / \left(\frac{dP}{P} \right)_{\text{incident}}$ peut contenir, par exemple, la perte d'énergie dans la cible.

PENTE DE LA FOCAL -

Jusqu'à présent, nous ne nous sommes intéressés qu'à des trajectoires voisines de l'axe optique, mais dans la réalité les termes du premier ordre ne suffisent pas pour décrire le système.

Nous devons écrire :

$$X_F = S_{16} \delta + S_{122} \theta_c^2 + S_{126} \theta_c \delta + S_{166} \delta^2$$

$$\theta_F = S_{22} \theta_c + S_{26} \delta + S_{222} \theta_c^2 + S_{226} \theta_c \delta + S_{266} \delta^2$$

en négligeant les termes en X_c .

Par construction, on essaie de minimiser les termes en θ^2 et δ^2 (courbure des faces d'entrée et de sortie - shimming ...). Il est plus difficile de maîtriser le terme en $\theta\delta$ (sextupole de grande ouverture en sortie d'aimant), mais en fait ce terme n'est pas gênant.

X_F n'est plus indépendant de θ_c dès que δ est différent de 0 mais regardons à une distance L de la focale naturelle

$$X_L = X_F + L \cdot \theta_F$$

$$\begin{aligned} X_L &= L \cdot S_{22} \theta_c + (S_{16} + L S_{26}) \delta + (S_{122} + L S_{222}) \theta_c^2 \\ &\quad + (S_{126} + L S_{226}) \theta_c \delta + (S_{166} + L S_{266}) \delta^2 \\ &= [L \cdot S_{22} + (S_{126} + L S_{226}) \delta] \theta_c + (S_{16} + L S_{26}) \delta + \dots \end{aligned}$$

On a, aux termes en θ^2 près, X_L indépendant de θ_c pour une distance L, telle que :

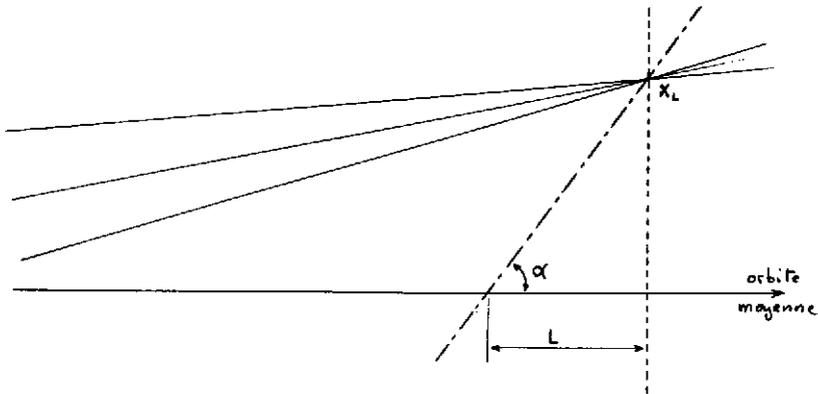
$$L \cdot S_{22} + (S_{126} + L \cdot S_{226}) \delta = 0$$

$$L = - \frac{\delta \cdot S_{126}}{S_{22} + \delta \cdot S_{226}}$$

Au terme S_{226} près, on voit que L varie comme δ . Les points de focalisation pour des valeurs de δ différentes se trouveront donc approximativement sur une droite de pente α telle que (figure 10)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{X_L}{L}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{S_{16} \cdot S_{22}}{S_{126}} + \dots$$



Il faudra donc, pour chaque trajectoire, calculer son intersection X_L avec cette droite

$$X_L = L \cdot \text{tg} \alpha = X_F + L \cdot \theta_F = X_F + \frac{X_L - \theta_F}{\text{tg} \alpha}$$

donc

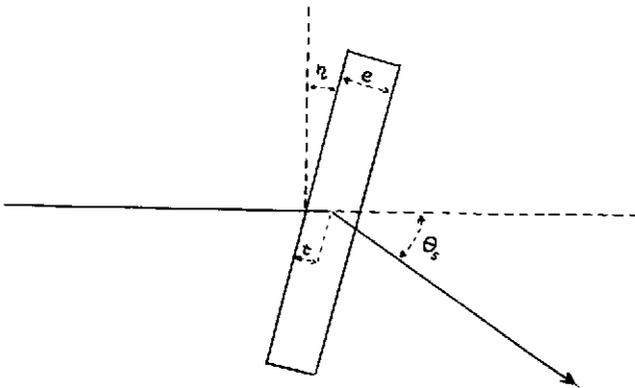
$$X_L \left(1 - \frac{\theta_F}{\text{tg} \alpha} \right) = X_F \quad \text{avec } \theta_F \cong \text{tg} \theta_F$$

$$X_L = X_F \cdot \frac{\text{tg} \alpha}{\text{tg} \alpha - \theta_F}$$

PERTE D'ENERGIE dans une cible d'épaisseur e inclinée d'un angle η .

La réaction étudiée peut avoir lieu à n'importe quelle profondeur t dans la cible

$$0 \leq t \leq e$$



La perte d'énergie pour la particule incidente :

$$\Delta E_1 = \left(\frac{dE}{dx} \right)_1 \cdot \frac{t}{\cos \eta}$$

et pour la particule sortante :

$$\Delta E_s = \left(\frac{dE}{dx} \right)_s \cdot \frac{e-t}{\cos (\theta_s - \eta)}$$

La perte d'énergie totale

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right)_s \cdot \frac{e}{\cos (\theta_s - \eta)} + t \cdot \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_1 \cdot \frac{1}{\cos \eta} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_s \cdot \frac{1}{\cos (\theta_s - \eta)} \right]$$

Il y a donc une composante fixe, facile à compenser et une partie dépendant de t qui va donner un flou sur l'image.

Si on peut faire en sorte que :

$$\frac{(dE/dx)_s \cos (\theta_s - \eta)}{(dE/dx)_1 \cos \eta} = \cos \theta_s + \sin \theta_s \cdot \operatorname{tg} \eta$$

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{dE_s/dE_1 - \cos \theta_s}{\sin \theta_s}$$

Le terme de flou disparaît et tout se passe comme si toutes les réactions se produisaient à l'entrée de la cible

$$\Delta E = \left(\frac{dE}{dx} \right)_s \cdot \frac{e}{\cos (\theta_s - \eta)}$$

Il faut, bien sûr, que le η trouvé soit réaliste

si $(dE/dx)_s \gg (dE/dx)_1$ prudence

si $(dE/dx)_s \cong (dE/dx)_1$ ce qui est le cas des diffusions élastiques

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{1 - \cos \theta_s}{\sin \theta_s}$$

$$\eta = \frac{\theta_s}{2}$$

APPORTS ET LIMITATIONS DU CALCUL

Le système de détection peut ne pas être placé sur la surface focale. Cela permet, lorsque la pente de celle-ci est importante d'avoir un ensemble de moins grandes dimensions. D'autre part, on a généralement plusieurs modules de localisation ce qui permet de combiner les informations et d'améliorer l'efficacité de détection et la précision des mesures.

Il faut donc, d'une façon ou d'une autre, traiter les informations brutes de façon à en extraire les valeurs intéressantes θ_c et $\delta = \frac{\Delta P}{P}$. A ce stade, plusieurs stratégies sont possibles selon : la puissance et la rapidité du calculateur associé, le taux d'acquisition envisagé, le type d'information dont le physicien a besoin pour contrôler l'expérience.

On peut, par exemple, se contenter de résoudre au premier ordre les équations en θ et calculer comme ci-dessus l'intersection de la trajectoire et du plan focal.

$$\theta_c = \frac{1}{S_{22}} (\theta_F - S_{26} \delta) = \frac{1}{S_{22}} \left(\theta_F - \frac{S_{26}}{S_{16}} X_F \right)$$

Ce qui revient à calculer la trajectoire au niveau du point magique

$$\theta_c = - \frac{1}{S'_{22}} \cdot (X_F - Z_{\Omega} \cdot \theta_F) \text{ avec } \frac{1}{S'_{22}} = \frac{S_{26}}{S_{22} \cdot S_{16}}$$

Ce faisant, on commet une erreur :

$$\Delta\theta \approx \left(\frac{S_{222}}{S_{22}} - \frac{S_{122}}{S'_{22}} \right) \cdot \theta^2 + \left(\frac{S_{226}}{S_{22}} - \frac{S_{126}}{S'_{22}} \right) \cdot \theta \cdot \delta + \left(\frac{S_{266}}{S_{22}} - \frac{S_{166}}{S'_{22}} \right) \cdot \delta^2$$

qui peut facilement être corrigée après coup à partir de θ et δ calculés au premier ordre. (Figure 12).

Une autre méthode consiste à déterminer, à partir des cartes de champ et du calcul d'un grand nombre de trajectoires (par exemple avec le programme ZGOUBI), non seulement la matrice faisant passer de la cible à la focale, mais aussi les équations inverses donnant θ_c et δ à partir de θ_F et X_F .

Cette méthode ne dispense évidemment pas d'effectuer d'abord toutes les compensations sur le faisceau incident.

DETERMINATION DES MATRICES DE TRANSFERT

Il faut un lot de N trajectoires partant de l'objet avec des conditions initiales remplissant de façon homogène tout l'espace de phase.

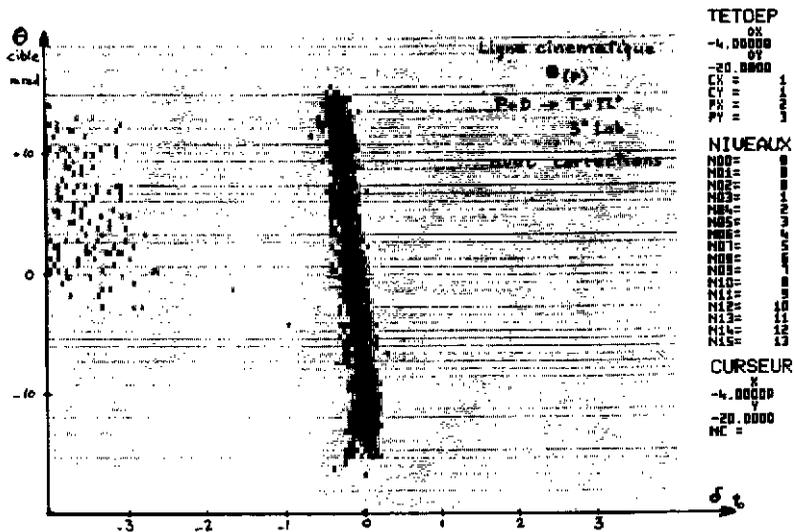
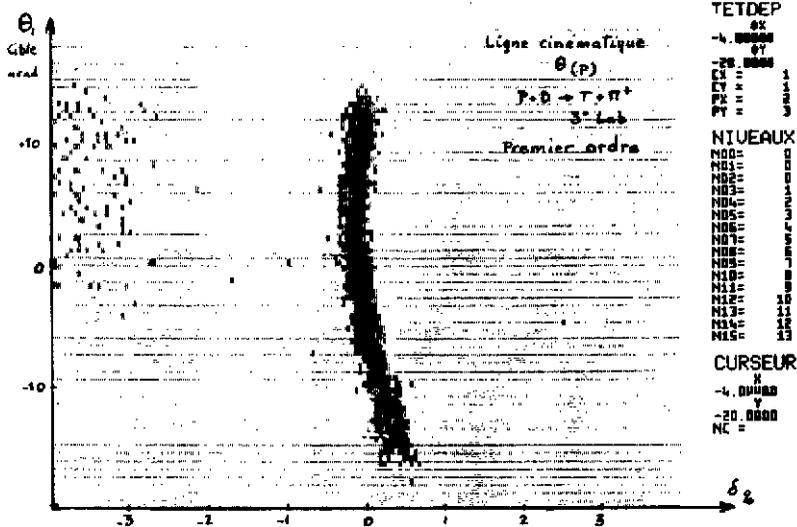


Figure 12

On va ajuster les paramètres de la matrice par une méthode de minimisation du χ^2

$$\chi^2 = \sum_N (U_{th} - U_{EXP})^2$$

Intéressons-nous aux deux équations

$$X_F = S_{11} \cdot X_0 + S_{12} \cdot \theta_0 + S_{16} \delta + c^{te}$$

$$\theta_F = S_{21} X_0 + S_{22} \cdot \theta_0 + S_{26} \delta + c^{te}$$

On peut montrer que le meilleur ajustement des paramètres S est obtenu en résolvant le système :

$$\sum_N X_F = N \cdot c^{te} + S_{11} \sum_N X_0 + S_{12} \sum_N \theta_0 + S_{16} \sum_N \delta$$

$$\sum_N X_F X_0 = c^{te} \sum_N X_0 + S_{11} \sum_N X_0^2 + S_{12} \sum_N \theta_0 X_0 + S_{16} \sum_N \delta X_0$$

$$\sum_N X_F \theta_0 = c^{te} \sum_N \theta_0 + S_{11} \sum_N X_0 \theta_0 + S_{12} \sum_N \theta_0^2 + S_{16} \sum_N \delta \theta_0$$

$$\sum_N X_F \delta = c^{te} \sum_N \delta + S_{11} \sum_N X_0 \delta + S_{12} \sum_N \theta_0 \delta + S_{16} \sum_N \delta^2$$

$$\text{soit } [X] = [A] * \begin{bmatrix} c^{te} \\ S_{11} \\ S_{12} \\ S_{16} \end{bmatrix}$$

$$\text{donc } \begin{bmatrix} c^{te} \\ S_{11} \\ S_{12} \\ S_{16} \end{bmatrix} = [A]^{-1} * [X]$$

La matrice [A] est symétrique.

Elle est la même pour θ_F

$$\begin{bmatrix} \sum_N \theta_F \\ \sum_N \theta_F X_0 \\ \sum_N \theta_F \theta_0 \\ \sum_N \theta_F \delta \end{bmatrix} = [A] \cdot \begin{bmatrix} c^{te} \\ S_{21} \\ S_{22} \\ S_{25} \end{bmatrix}$$

Pour une question de clarté et de facilité d'écriture, on s'est limité au premier ordre. L'introduction des termes du 2ème ordre ne pose aucun problème la dimension de la matrice [A] passe de 4 à !!!

On peut aussi calculer les paramètres des matrices inverses ... qui font passer d'un point image au point cible.

Les deux équations sont alors :

$$\delta = c^{te} + I_{11} \cdot X_F + I_{12} \cdot \theta_F + I_{112} X_F \theta_F + \dots$$

$$\theta_0 = c^{te} + I_{21} \cdot X_F + I_{22} \cdot \theta_F + I_{212} X_F \theta_F + \dots$$

Les coefficients I sont obtenus de la même façon que ci-dessus.

Attention, ce n'est pas l'inverse de la matrice [S] X_0 est indéterminé.

On dispose de deux mesures X_F, θ_F [et Y_F, ψ_F]
On en tire deux inconnues δ, ψ_c [et Y_c, ψ_c]

Cet exposé a été préparé d'après les travaux de Messieurs

J. THIRION, P. BIRIEN, J. SAUDINOS
Projet du SPES I - Note CEA N 1248

A. BOUDARD, J. BANAIGS, H. CATZ,
L. FARVACQUE, Y. LE BORNEC, A. TKATCHENKO
Ensembles de détection magnétique du Laboratoire National Saturne

R. ANNE, D. BAZIN, A.C. MUELLER,
J.C. JACMART, M. LANGEVIN
The achromatic spectrometer LISE at GANIL (NIM. A 257 - 1987)

ANNEXE 1

PROGRAMME ZGOUBI - TRACE DES TRAJECTOIRES

On intègre l'équation du mouvement après en avoir éliminé le temps en utilisant l'élément de parcours

$$dS = v \cdot dt$$

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dS} \frac{dS}{dt} = mv \frac{d\vec{v}}{dS} = e\vec{v} \wedge \vec{B}$$

$\frac{Be}{mv}$ est le champ normalisé qui permet à une particule d'impulsion nominale mv de décrire l'orbite moyenne. Pour simplifier, on l'écrit B

Le vecteur unitaire $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$ satisfait l'équation

$$\frac{d\vec{u}}{dS} = \frac{1}{v} \frac{d\vec{v}}{dS} = \frac{1}{v} \vec{v} \wedge \vec{B} = \vec{u} \wedge \vec{B}$$

Soit dans une notation simplifiée

$$\vec{u}' = \vec{u} \wedge \vec{B}$$

et de proche en proche on calcule

$$\vec{u}'' = \vec{u}' \wedge \vec{B} + \vec{u} \wedge \vec{B}'$$

$$\vec{u}''' = \vec{u}'' \wedge \vec{B} + 2 \vec{u}' \wedge \vec{B}' + \vec{u} \wedge \vec{B}''$$

$$\vec{u}^{(4)} = \vec{u}''' \wedge \vec{B} + 3 \vec{u}'' \wedge \vec{B}' + 3 \vec{u}' \wedge \vec{B}'' + \vec{u} \wedge \vec{B}'''$$

Connaissant \vec{u}_0 , on peut calculer \vec{u} à une longueur d'arc dS par le développement en série de Taylor

$$\vec{u} = \vec{u}_0 + \vec{u}'_0 \cdot dS + \frac{1}{2} \vec{u}''_0 \cdot dS^2 + \dots + \frac{1}{n!} \vec{u}^{(n)}_0 \cdot dS^n$$

et à partir de la position OM_0 de la particule en remarquant que

$$\frac{d\vec{OM}}{dS} = \frac{d\vec{OM}}{dt} \cdot \frac{dt}{dS} = \frac{\vec{v}}{v} = \vec{u}$$

On peut calculer la position OM à une longueur d'arc dS

$$\overline{OM} = \overline{OM}_0 + \overline{u}_0 ds + \frac{1}{2} \overline{u}'_0 ds^2 + \dots + \frac{1}{n!} \overline{u}^{n-1}_0 ds^n$$

Les dérivées du champ magnétique (normalisé) pour le calcul des variations du vecteur unitaire doivent être prises par rapport à l'élément de parcours ds :

$$\overline{B}' = \frac{d\overline{B}}{ds} = \sum_i \frac{\delta \overline{B}}{\delta x_i} \frac{\delta x_i}{\delta s} = \sum_i \frac{\delta \overline{B}}{\delta x_i} u_i$$

$$\overline{B}'' = \frac{d\overline{B}'}{ds} = \sum_{ij} \frac{\delta^2 \overline{B}}{\delta x_i \delta x_j} u_i u_j + \sum_i \frac{\delta \overline{B}}{\delta x_i} u'_i$$

$$\overline{B}''' = \frac{d\overline{B}''}{ds} = \sum_{ijk} \frac{\delta^3 \overline{B}}{\delta x_i \delta x_j \delta x_k} u_i u_j u_k + 3 \sum_{ij} \frac{\delta^2 \overline{B}}{\delta x_i \delta x_j} u'_i u'_j + \sum_i \frac{\delta \overline{B}}{\delta x_i} u''_i$$

Les dérivées $\frac{\delta \overline{B}}{\delta x_i}$, $\frac{\delta^2 \overline{B}}{\delta x_i \delta x_j}$ sont tirées des mesures de champ par

application des équations de Maxwell à un maillage à 9 points.

La dérivée d'ordre 3 est négligée, la précision des mesures ne permettant généralement pas de l'obtenir. On a vérifié, par un calcul l'utilisant, que son apport est négligeable.

RAPPEL : $u_1 = \cos \theta \cdot \cos \varphi$
 $u_2 = \sin \theta \cdot \cos \varphi$
 $u_3 = \sin \varphi$

Le programme ZGOUBI a été développé et écrit au DPh.N.ME par MM. D. GARETTA et J.C.FAIVRE.

A N N E X E 2

Cinématique d'une réaction a deux corps dans les voies d'entrée et de sortie

(1) sur (2) au repos donne (3) détecté et (4) recul

Conservation de l'énergie :

$$E_0 = E_1 + M_2 = E_3 + E_4 \quad E = \text{Energie totale}$$

$$\begin{matrix} \rightarrow & \rightarrow & \rightarrow \\ P_1 & = & P_3 + P_4 \end{matrix} \quad M \equiv M.C^2 = \text{Masse au repos}$$

$$P_1 = P_3 \cdot \cos \theta_3 + P_4 \cdot \cos \theta_4 \quad P \equiv P.c = \text{impulsion}$$

$$0 = P_3 \cdot \sin \theta_3 + P_4 \cdot \sin \theta_4 \quad E^2 = P^2 + M^2$$

En combinant ces équations, on obtient :

$$\left[(P_1^2 - E_0^2 - M_3^2 + M_4^2) - 2 P_1 P_3 \cos \theta_3 \right]^2 = 4 E_0^2 (P_3^2 + M_3^2)$$

posons $W^2 = \frac{1}{2} (E_0^2 - P_1^2 + M_3^2 - M_4^2)$ qui est une constante de la réaction, il vient :

$$P_3^2 (P_1^2 \cos^2 \theta_3 - E_0^2) + 2 P_3 \cdot W^2 P_1 \cos \theta_3 + (W^4 - E_0^2 M_3^2) = 0$$

P_3 est donc une fonction de $\cos \theta_3$.

Il faut pour que P_3 ait une réalité physique que le déterminant de l'équation soit positif

$$\text{soit } \cos \theta_3 > \frac{E_0^2 M_3^2 - W^4}{P_1 M_3}$$

Donc pour certaines réactions, on ne détectera plus rien au delà d'un angle limite (extrémum cinématique), l'angle et l'impulsion sont reliés par une équation

$$f(P, \theta) = 0 \quad \text{dont } \frac{\delta f}{\delta P} dP + \frac{\delta f}{\delta \theta} d\theta = 0$$

$$\text{soit } \frac{dP}{d\theta} = - \frac{\delta f / \delta \theta}{\delta f / \delta P}$$

$$\text{et en dérivant une deuxième fois } \frac{d^2 P}{d\theta^2} = G(P, \theta)$$

On obtient

$$\frac{d^2P}{d\theta^2} = - \frac{1}{(\delta f / \delta P)^3} \left[\frac{\delta^2 f}{\delta \theta^2} \cdot \left(\frac{\delta f}{\delta P}\right)^2 - 2 \cdot \frac{\delta f}{\delta \theta} \cdot \frac{\delta f}{\delta P} \cdot \frac{\delta^2 f}{\delta \theta \delta P} + \left(\frac{\delta f}{\delta \theta}\right)^2 \cdot \frac{\delta^2 f}{\delta P^2} \right]$$

On peut aussi calculer la masse non observée

$$M_4 = \left[E_0^2 + M_3^2 - P_1^2 + 2 P_1 P_3 \cos \theta_3 - 2 E_0 (P_3^2 + M_3^2)^{1/2} \right]^{1/2}$$

qui est une fonction de P_3 et θ_3 , ce qui nous permet de calculer l'erreur faite sur M_4 en fonction des imprécisions de mesure sur P_3 et sur δ_3 .

$$\frac{\delta M_4}{\delta \theta_3} = \frac{-P_1 P_3 \sin \theta_3}{M_4}$$

$$\frac{\delta M_4}{\delta P_3} = \frac{P_1 \cos \theta_3 - E_0 \beta_3}{M_4} \text{ avec } \beta_3 = \frac{P_3}{(P_3^2 + M_3^2)^{1/2}}$$

$$\Delta M_4 = \frac{\delta M_4}{\delta \theta_3} \cdot \Delta \theta_3 + \frac{\delta M_4}{\delta P_3} \cdot \Delta P_3$$

Plus la masse de recul sera légère et plus sa mesure sera sensible aux erreurs expérimentales. (Figure 13).

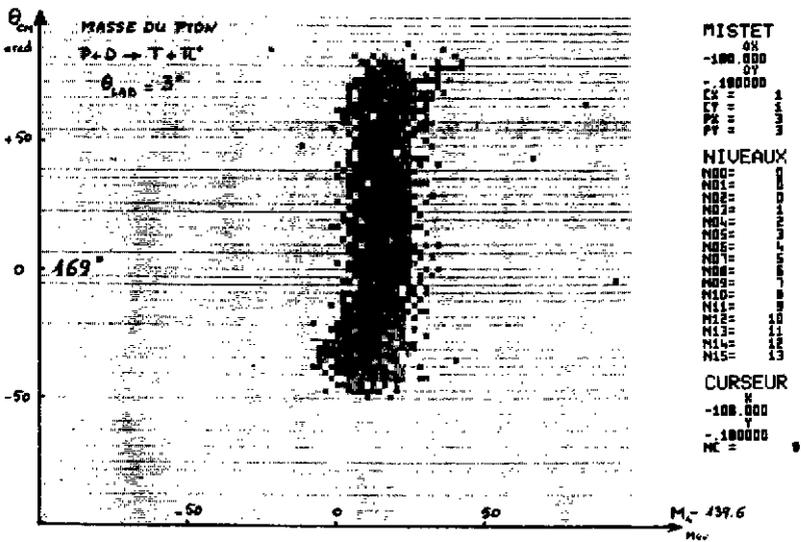
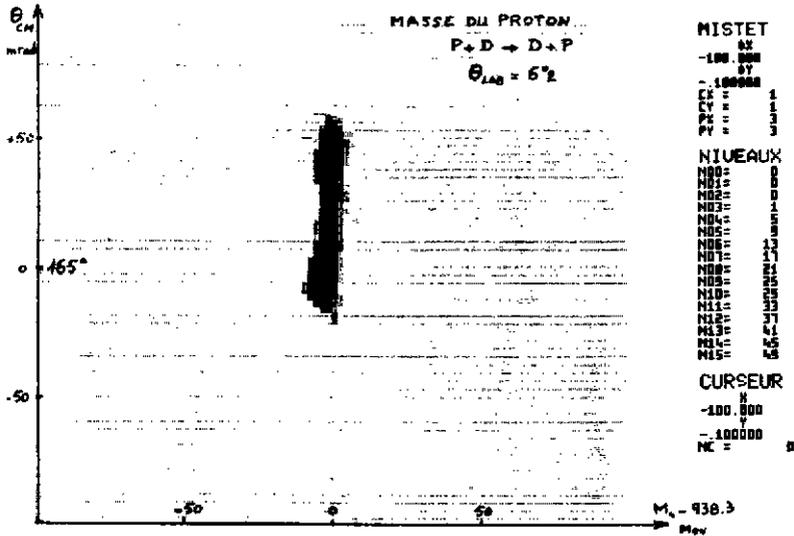
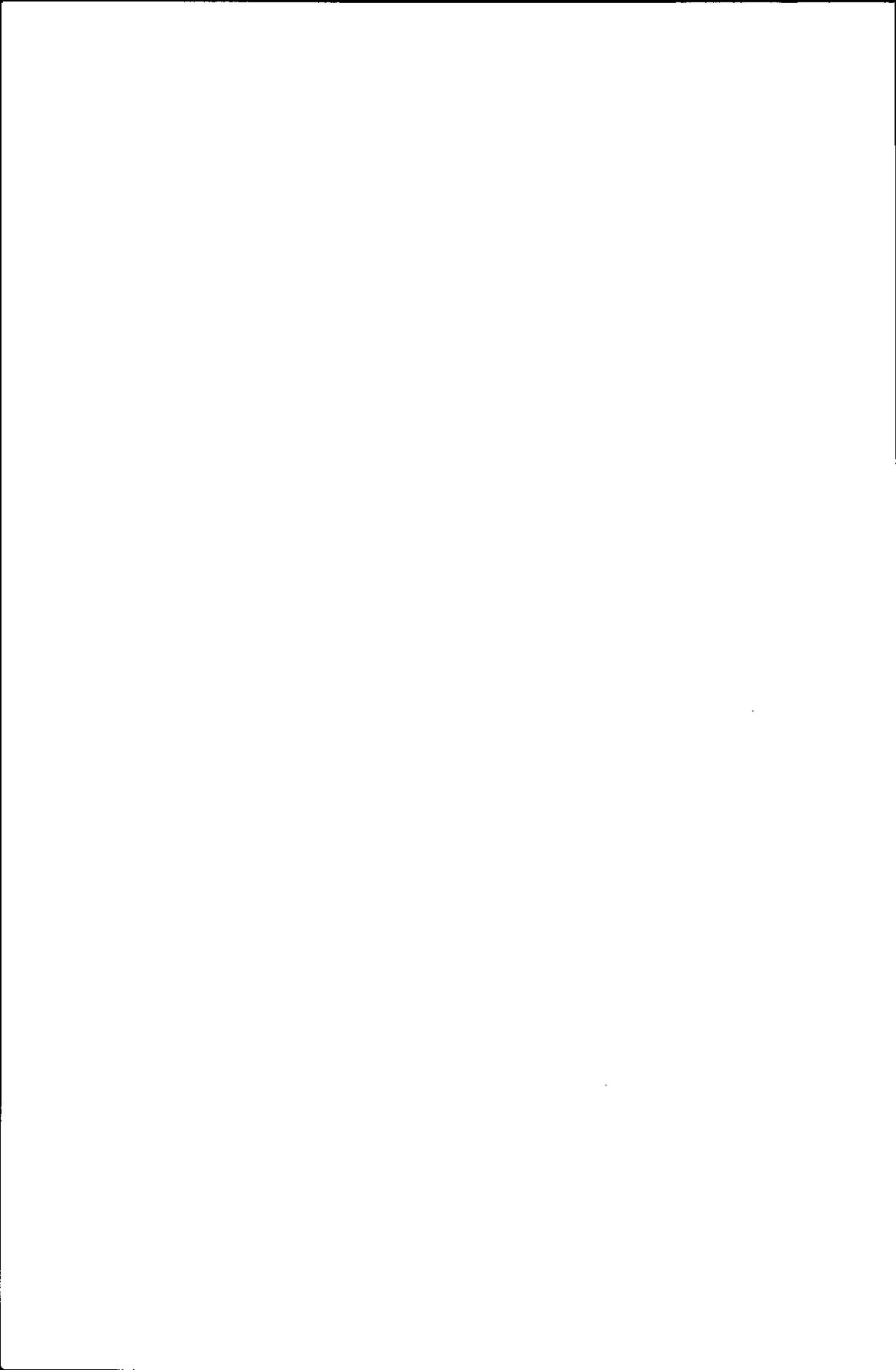


Figure 13



TECHNIQUES DE POLARISATION ET POLARIMETRIE

A. Boudard

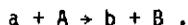
Service de Physique Nucléaire, Moyenne Energie, CEN Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Résumé - Nous décrivons dans ces cours les différents outils utilisés dans les expériences avec particules polarisées. Nous avons mis l'accent sur les différents moyens d'obtenir des particules polarisées (faisceaux et cibles). Nous avons donné les idées essentielles sur les mécanismes mis en jeu ainsi que les performances typiques de ces systèmes.

Abstract - In these lectures we describe the various tools used in polarization experiments. We emphasize the various ways to obtain polarized particles (beams and targets). We give ideas about the fundamental mechanisms involved and typical performances.

1 - POSITION DU PROBLEME

Considérons une réaction nucléaire à deux corps dans la voie finale



La matrice de diffusion ou de réaction décrit le passage entre l'état initial et l'état final, et chacun de ses éléments de matrice dépend de la projection du spin de chacune des particules. Cette dépendance est évidemment non triviale à cause de la dépendance de spin des interactions élémentaires

$$M(m_s, M_S, m_s', M_S') = \langle \phi_b^{m_s'} \phi_B^{M_S'} e^{-i\vec{k}_b \cdot \vec{r}} | \theta(m_s, M_S, m_s', M_S') | \phi_a^{m_s} \phi_A^{M_S} e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}} \rangle$$

L'information maximale que l'expérience peut apporter consiste donc à déterminer tous les termes indépendants de cette matrice. Les lois de conservation telles que conservation de la parité dans les interactions fortes, indépendance du sens du temps, identités de particules réduisent ce nombre de termes. Il est quand même de 23 pour une réaction telle que $pd \rightarrow pd$ par exemple. La section efficace qui n'est que la somme des modules au carré de toutes les amplitudes de M est la seule obser

vable que l'on peut mesurer sans considérer la polarisation des particules. En utilisant un faisceau et(ou) une cible polarisée, en mesurant la polarisation de la particule détectée, on a accès à de nombreuses autres observables qui sont autant d'autres combinaisons des différents éléments de la matrice M. A part dans quelques problèmes fondamentaux tels que par exemple $pp \rightarrow pp$ ou $pp \rightarrow d\pi$, un certain discernement permet de tester les modèles des réactions sur un nombre limité d'observables. On n'a alors pas besoin d'un ensemble complet de données permettant la reconstitution complète des éléments de M. La section efficace seule, même si elle revêt une importance particulière du fait de son interprétation en terme de probabilité du phénomène est cependant bien loin d'être un test suffisant des modèles.

2 - RAPPELS THEORIQUES

2.1 Description d'une collection de particules polarisées : matrice densité

Cette matrice est : - Hermitique ($\rho = \rho^*$)
 - définie positive $\langle m|\rho|m\rangle > 0$ quel que soit $|m\rangle$
 - de trace égale à 1
 - de dimension $(2s + 1) * (2s + 1)$ $s =$ spin des particules.

Définition : $|m\rangle$ états de spin normalisés (pas forcément orthogonaux)
 L'opérateur densité s'écrit comme :

$$\rho = \sum_m |m\rangle p_m \langle m| \quad (1)$$

avec p_m le pourcentage de la population dans l'état $|m\rangle$.

La matrice représentant ρ exprimée sur une base orthonormale $|M\rangle$ n'est pas forcément diagonale

$$|m\rangle_i = \sum_j a_{ij} |M_j\rangle$$

$$\langle M_1|\rho|M_2\rangle = \sum_{\lambda} a_{\lambda 1} p_{\lambda} a_{\lambda 2}^* \quad (2)$$

Propriétés :

* Si le faisceau est totalement polarisé dans un état $|M\rangle$ alors tous les éléments de ρ sont nuls sauf l'élément $\langle M|\rho|M\rangle = 1$.

* Si le faisceau est totalement non polarisé, seul les éléments diagonaux sont non nuls, et ils valent tous $1/(2s+1)$.

La matrice densité est proportionnelle à la matrice unité et la propriété "non polarisé" reste vraie après toute rotation comme il se doit!

* La valeur moyenne d'une observable décrite par un opérateur Θ est donnée par :

$$\langle \Theta \rangle = \text{Trace}(\rho \cdot \Theta) \quad (3)$$

* Représentation sur une base de tenseurs irréductibles τ_{kq} :

$$\rho = \frac{1}{2s+1} \sum_{\lambda\mu} (-1)^\mu \rho_{\lambda\mu} \tau_{\lambda-\mu} = \frac{1}{2s+1} \sum_{\lambda\mu} \rho_{\lambda\mu} \tau_{\lambda\mu}^* = \sum_{\lambda\mu} t_{\lambda\mu}$$

$$\rho_{\lambda\mu} = \text{Trace}(\rho \cdot \tau_{\lambda\mu}) \quad \tau_{00} = \text{matrice unité} \quad \rho_{00} = 1 \quad (4)$$

Le choix de la base tensorielle est particulièrement bien adapté pour les rotations et les symétries. Il est parfois moins évident à concevoir que le développement sur une base cartésienne /1/.

S'il existe un axe de quantification unique, cet axe est de symétrie pour la population de particules. En choisissant les vecteurs de base $|M\rangle$ selon cet axe ou en choisissant l'axe Oz selon cet axe, la matrice densité est diagonale dans ce système. Pour des particules de spin 1 :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \alpha_+ & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_- \end{bmatrix} \quad \alpha_+ + \alpha_0 + \alpha_- = 3 \quad (5)$$

$$\tau_{10} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \tau_{20} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

On trouve alors grâce à (3) :

$$\rho_{10} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\alpha_+ - \alpha_-) \quad \rho_{20} = \frac{1}{3\sqrt{2}} (\alpha_+ + \alpha_- - 2\alpha_0) \quad (6)$$

Ces deux coefficients ρ_{10} et ρ_{20} suffisent à décrire totalement la matrice densité dans le système d'axe particulier ayant Oz selon l'axe de symétrie (axe de quantification unique).

Ils correspondent à la polarisation vectorielle (ρ_{10})
et à la polarisations tensorielles (ρ_{20}).

* Pour des particules de spin 3/2, la matrice densité se développe sur des tenseurs jusqu'à l'ordre 3, et on aurait une troisième polarisation ρ_{30} pour décrire totalement la matrice densité.

Si α_+ et α_- sont les populations dans les états $+3/2$ et $-3/2$
 et β_+ , β_- les populations des états $+1/2$ ($-1/2$) telles que :

$$\alpha_+ + \alpha_- + \beta_+ + \beta_- = 1$$

$$\rho_{10} = \sqrt{\frac{9}{5}} \left[(\alpha_+ - \alpha_-) + \frac{1}{3} (\beta_+ - \beta_-) \right]$$

$$\rho_{20} = \alpha_+ + \alpha_- - (\beta_+ + \beta_-)$$

$$\rho_{30} = \sqrt{\frac{9}{3}} \left[\frac{\alpha_+ - \alpha_-}{3} - (\beta_+ - \beta_-) \right]$$

* Pour les particules de spin $1/2$, on a une écriture très simple :

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} m_+ & 0 \\ 0 & m_- \end{pmatrix} \quad m_+ + m_- = 2$$

et une seule polarisation : $p_z = \frac{m_+ - m_-}{m_+ + m_-}$

On exprime souvent dans ce cas la matrice densité sous la forme cartésienne :

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \vec{p} \cdot \vec{\sigma}) \quad p = p_x, p_y, p_z \quad \text{vecteur polarisation}$$

$$p_i = \text{Tr}(\rho \cdot \sigma_i) \quad \vec{\sigma} = \text{vecteur ayant pour composante les matrices de Pauli habituelles.}$$

2.2 Les observables

On se place dans le repère (OXYZ) de la convention de Madison /1/. D'après les principes d'invariance par rapport au renversement du sens du temps, la section efficace s'écrit :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) \sum_{kq} t_{kq} T_{kq}^*(\theta)$$

où $T_{kq}(\theta)$ sont les pouvoirs d'analyse de la réaction et $d\sigma_0/d\Omega(\theta)$ la section efficace avec des particules non polarisées. Les éléments t_{kq} sont ceux de la matrice densité dans le système de Madison.

La conservation de la parité entraîne $T_{kq} = (-)^{k-q} T_{k,-q}$ et donc :

$$T_{10} = 0$$

$$i T_{11}, T_{20}, T_{21} \text{ et } T_{22} \text{ réels etc ...}$$

En exprimant la matrice densité dans le système Ozxy on fait apparaître les matrices de rotation d'un système à l'autre. Pour une source ayant un axe de symétrie (champ magnétique dans l'ioniseur) la matrice densité ne dépend plus que de deux paramètres si Oz est selon cet axe :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) (1 + P_Z \cdot A_Y \cos\phi) \quad (\text{spin } 1/2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\theta) & \left[1 + i \sqrt{2} T_{11} \rho_{10} \sin\beta \cos\phi + T_{20} \rho_{20} \left(\frac{3 \cos^2\beta - 1}{2} \right) \right. \\ & \left. + \sqrt{6} T_{21} \rho_{20} \sin\beta \cos\beta \sin\phi - \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22} \rho_{20} \sin^2\beta \cos 2\phi \right] \quad (\text{spin } 1). \end{aligned}$$

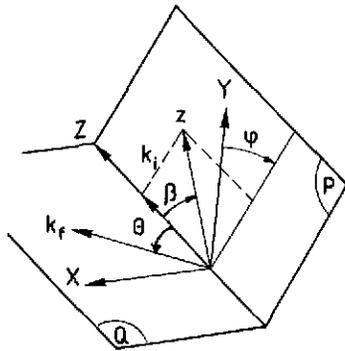


Fig. 1 - Les pouvoirs d'analyse sont définis dans le repère OXYZ dit de Madison. (k_i est l'impulsion de la particule incidente et k_f celle de la particule sortante. Q est le plan de réaction et P est le plan défini par Oz et Oz).

Si M est la matrice de diffusion ou de réaction, on la relie aux observables par les formules suivantes/2/.

Matrice densité de la particule sortante :

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger$$

Section efficace :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{Tr}(\rho_f \cdot 1) = \text{Tr}(M \rho_i M^\dagger) \quad ; \quad \frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\text{Tr} MM^\dagger}{2s+1}$$

Pouvoirs d'analyse :

$$A_i(\theta) = \frac{\text{Tr} M \sigma_i M^\dagger}{\text{Tr} MM^\dagger}$$

Transferts de polarisation :

$$K_j^{k'}(\theta) = \frac{\text{Tr} M \sigma_j M^\dagger \sigma_{k'}}{\text{Tr} MM^\dagger}$$

Les opérateurs σ pour un spin $1/2$ ou S pour un spin 1 sont utilisés selon le spin de la particule $/1/$. Ils agissent sur le sous espace de M qui correspond au spin concerné.

3 - SOURCES D'IONS LEGERS POLARISES

Nous voulons parler ici essentiellement des sources de protons et de deutons polarisés. Ce sont les premières sources de particules polarisées qui ont été développées et ont apporté une importante amélioration dans les expériences par rapport à la technique de double diffusion qui était précédemment pratiquée.

Rappelons que cette technique comporte une diffusion du faisceau primaire sur une cible de carbone par exemple. Les particules diffusées à un angle bien déterminé sont polarisées. Elles servent de faisceau incident sur la cible dont on veut mesurer les pouvoirs d'analyse. Cette technique présente de nombreux inconvénients surtout liés à la faible intensité obtenue, et ceci d'autant plus que l'on veut une énergie précise et un faisceau polarisé bien collimaté. D'autre part la polarisation reste toujours assez faible. Il est difficile d'obtenir un faisceau non polarisé ayant les mêmes caractéristiques pour étudier les erreurs systématiques. De plus la cible primaire est une source de bruit pour les expériences. Typiquement on a obtenu de cette façon à Oak Ridge $/3/$ environ 10^8 protons (polarisés à 35 %) par seconde avec une divergence de $\pm 2^\circ$ et une tache sur cible de $4 \text{ mm} \times 11 \text{ mm}$. Le faisceau de 40 MeV avait une dispersion énergétique de 500 keV.

Les sources polarisées développées dans les années 60 vont améliorer considérablement les expériences :

- L'intensité est notablement accrue.
- La polarisation beaucoup plus importante est indépendante de l'énergie : elle peut être renversée ou supprimée tout en gardant les mêmes caractéristiques du faisceau ce qui permet d'étudier et de corriger un grand nombre d'erreurs systématiques.
- Les qualités optiques du faisceau sont excellentes et permettent des performances identiques que le faisceau soit polarisé ou non.

Deux types de sources ont essentiellement été développées pour les protons et les deutons : Les sources dites "atomiques" et les sources dites "Lamb shift". Nous suivrons en grande partie l'excellent article d'introduction de Haeblerli $/4/$ pour exposer les principes de ces sources. Des développements plus importants sur les sources atomiques peuvent être trouvés dans les thèses de R. Beurtey $/5/$ et de J. Arvieux $/6/$.

3.1 Atome d'hydrogène et de deutérium dans un champ magnétique

Soit \vec{J} le moment angulaire de l'électron et \vec{I} le spin du noyau. Ils se couplent à \vec{F} le moment angulaire de l'atome. L'état fondamental est l'état $1S_{1/2}$ de l'électron. En l'absence de champ magnétique extérieur l'interaction hyperfine (entre moments

magnétiques du noyau et de l'électron) lève la dégénérescence entre $F=I+1/2$ et $F=I-1/2$.

Le moment magnétique de l'électron étant très supérieur à celui du noyau (facteur 1000), on fait tout d'abord un tri selon m_j en champ magnétique fort. Une méthode simple pour transférer la polarisation au noyau consiste à revenir en champ faible. Si les états 1 et 2 de l'hydrogène ont été sélectionnés, une ionisation en champ faible permettra d'obtenir une polarisation nucléaire de 0,5 (voir fig. 4). Il est cependant plus avantageux de forcer une transition entre les états 2 et 4 car l'ionisation faite en champ fort conduira à une polarisation nucléaire voisine de 1. On remarque le même genre d'avantage pour le deutérium.

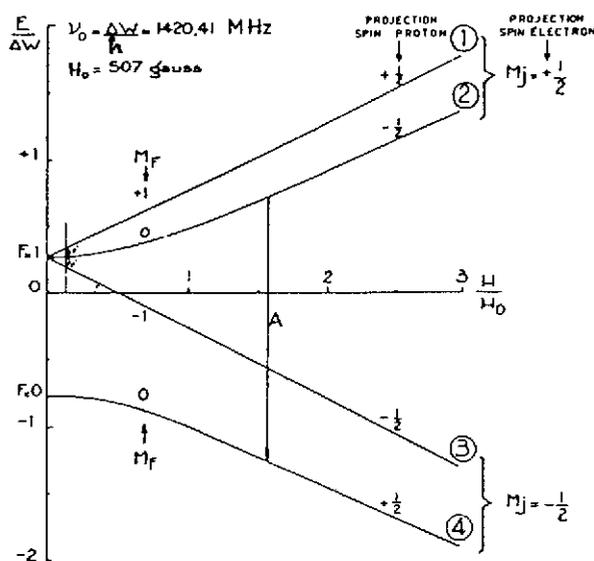


Fig. 2 - Structure hyperfine de l'atome d'hydrogène.

3.2 Source atomiques

3.2.1 Principe

Il y a 4 étages différents :

A) Un dissociateur dans lequel un oscillateur de $\approx 20 \text{ MHz}$ casse les molécules de gaz s'écoulant dans une verrerie. Un jet atomique est formé après passage dans une tuyère et épiluchage des zone périphériques.

B) Un aimant de séparation crée un gradient de champ magnétique $H = H_M (r/r_M)^n$ selon les directions radiales par rapport à la propagation du jet et permet de focaliser les atomes dans l'état $m_j = 1/2$. Une collimation permet alors de les sélectionner. On utilise en général un aimant sextupolaire ($n=2$) qui présente l'avantage d'une acceptation très supérieure par rapport à celle de l'aimant de Stern et Gerlach

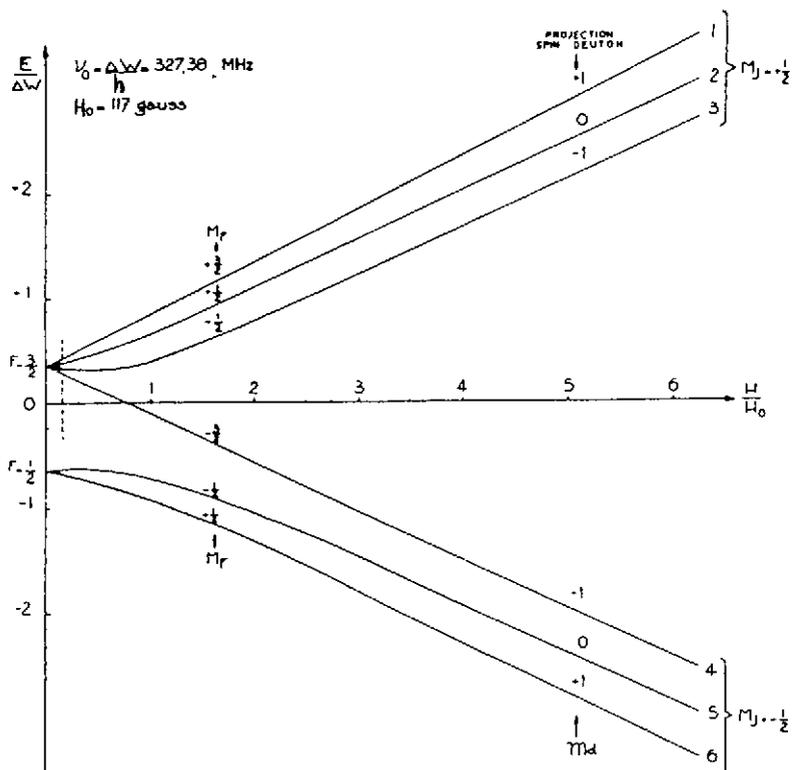


Fig. 3 - Structure hyperfine de l'atome de deutérium.

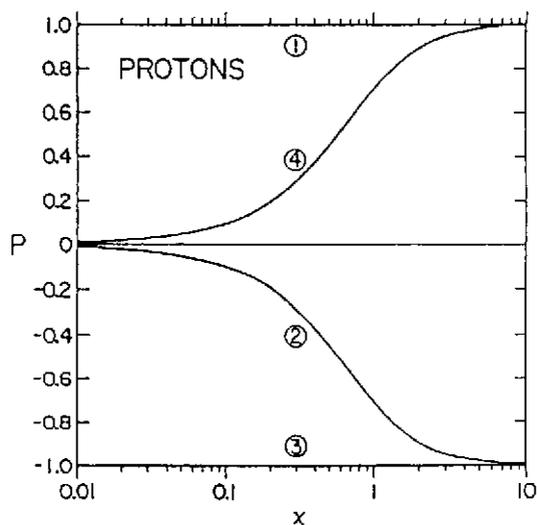


Fig. 4 - Polarisation nucléaire de chaque niveau de l'atome d'hydrogène en fonction de H/H_0 d'après /4/. Les états 1 et 3 sont dits purs car ils ont la même fonction d'onde quel que soit H.

La force s'écrit : $\vec{F} = -\text{grad} W$ avec W l'énergie dépendant du champ magnétique comme le présentent les fig. 5 et 6.

Les atomes dans l'état $m_j = +1/2$ ont une énergie qui augmente avec H . Ils sont focalisés. Au contraire les atomes dans l'état $m_j = -1/2$ seront défocalisés et facilement séparés. Les champs magnétiques sur pôle sont de l'ordre de 0,8 à 1 tesla. L'ouverture de l'aimant est de quelques centimètres et sa longueur de 50 cm environ.

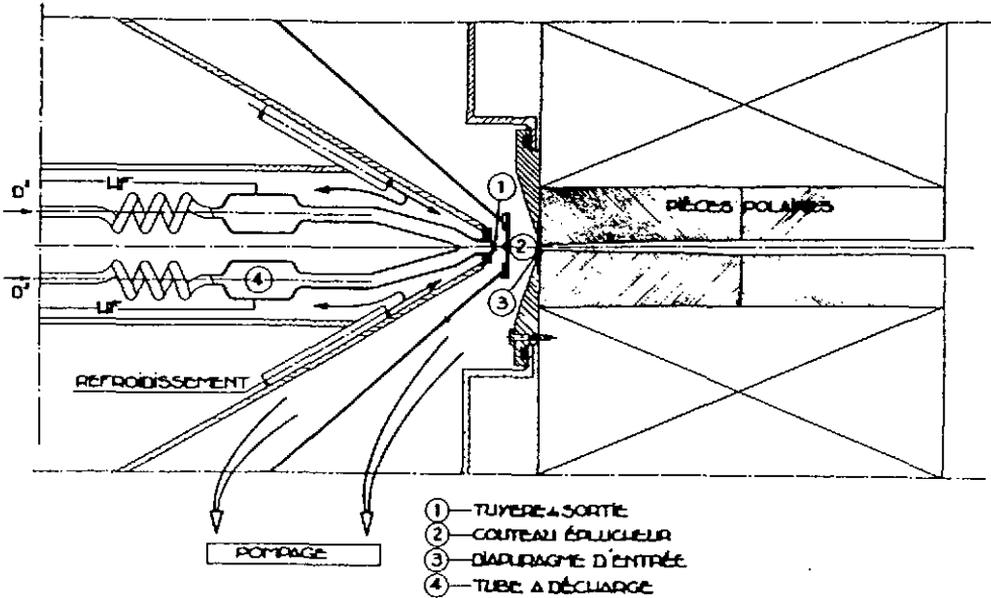


Fig. 5 - Source atomique de deutérium d'après /5/.

Le problème essentiel est d'obtenir une grande acceptance (angle solide proportionnel au champ sur pôle) et un bon tri des populations $m_j = \pm 1/2$.

C) Les transitions radio-fréquence. Elles ont pour rôle d'échanger les populations entre niveaux d'énergie pour obtenir de grandes polarisations nucléaires. La méthode de basculement adiabatique a été proposée par Abragam et Winter /7/ et mise en application pour la première fois au cyclotron de Saclay /5/.

La méthode est facilement compréhensible si on raisonne de façon classique (fig. 6). Dans un champ fixe H_0 , le moment magnétique $M = g \mu_N I$ précesse (précession de Larmor) à la vitesse angulaire

$$\omega_0 = g \mu_N H_0$$

Dans un référentiel tournant autour de H_0 avec cette vitesse angulaire, le moment magnétique \vec{M} est alors fixé. Un autre champ H_{eff} tournant autour de H_0 à la vitesse angulaire ω_0 va alors induire autour de lui dans le référentiel tournant une nouvelle précession du moment magnétique.

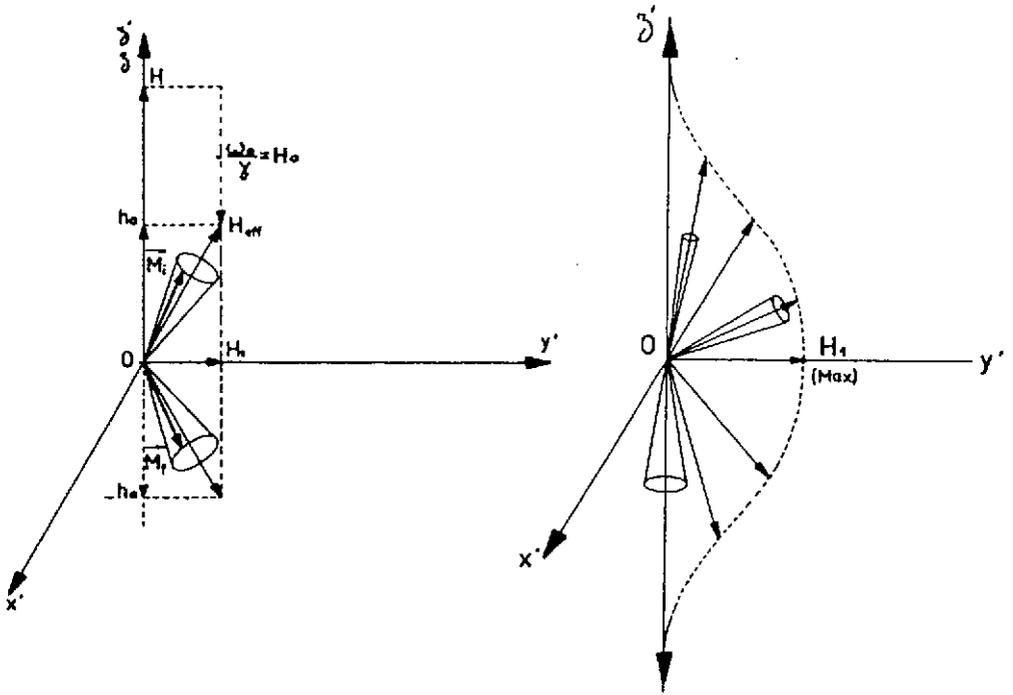


Fig. 6 - Principe du basculement adiabatique (image classique) d'après /5/.

Ce champ H_{eff} va être basculé lentement d'une valeur parallèle à H_0 à une valeur antiparallèle à H_0 entraînant le moment magnétique et produisant un basculement de $+M$ à $-M$. Le champ H_{eff} est constitué d'un champ H_1 perpendiculaire à H_0 et oscillant à la fréquence ω_0 , ce champ transverse oscillant pouvant lui-même se décomposer en deux champs tournant en sens inverse dont l'un est sans effet car très loin d'une condition de résonance. La seconde composante de H_{eff} est produite par une variation lente du champ magnétique principal de $H_0 + h$ à $H_0 - h$. Cette description reste valable si on suit le traitement quantique du processus.

En pratique le champ H_0 lentement variable est réalisé par un entrefer variant linéairement dans la direction du mouvement des particules et le champ H_1 par une cavité RF bien placée dans cet entrefer. Le champ magnétique doit passer doucement de la géométrie du sextupole à celle des transitions : en un mot les moments magnétiques doivent suivre le champ primaire.

On distingue des transitions en champ faible (F est un bon nombre quantique, et les niveaux d'énergie de même F sont équidistants) et des transitions en champ fort (I et J sont découplés).

Transitions en champ faible

Le champ RF à l'espaceur $\hbar\omega_0$ entre niveaux $|F, m_F\rangle, |F, m_F + 1\rangle$. C'est en fait une transition à plusieurs phonons (sauf dans le cas $F = 1/2$) qui revient à échanger les populations des états $|F, m_F\rangle$ et $|F, -m_F\rangle$ (voir /5/ et fig. 7).

On réalise donc les échanges suivants de population :

$$1 \leftrightarrow 3 \text{ et } 2 \leftrightarrow 3 \text{ pour l'hydrogène ; } 1 \leftrightarrow 4 \text{ et } 5 \leftrightarrow 6 \text{ pour le deutérium}$$

Si on retourne en champ fort pour ioniser, on voit donc que l'on obtiendra une polarisation de 1 pour les protons et une polarisation vectorielle voisine de $P_z = -2/3$ pour les deutons.

Transitions en champ fort (F n'est plus un bon nombre quantique)

Diverses transitions ont été étudiées et utilisées.

Par exemple la transition entre état 2 et état 4 pour l'hydrogène. Elle peut se faire sous un champ H_0 de 1000 gauss avec une fréquence RF du champ H_1 de 2850 MHz. Les puissances nécessaires pour ce type de transition sont beaucoup plus grandes que

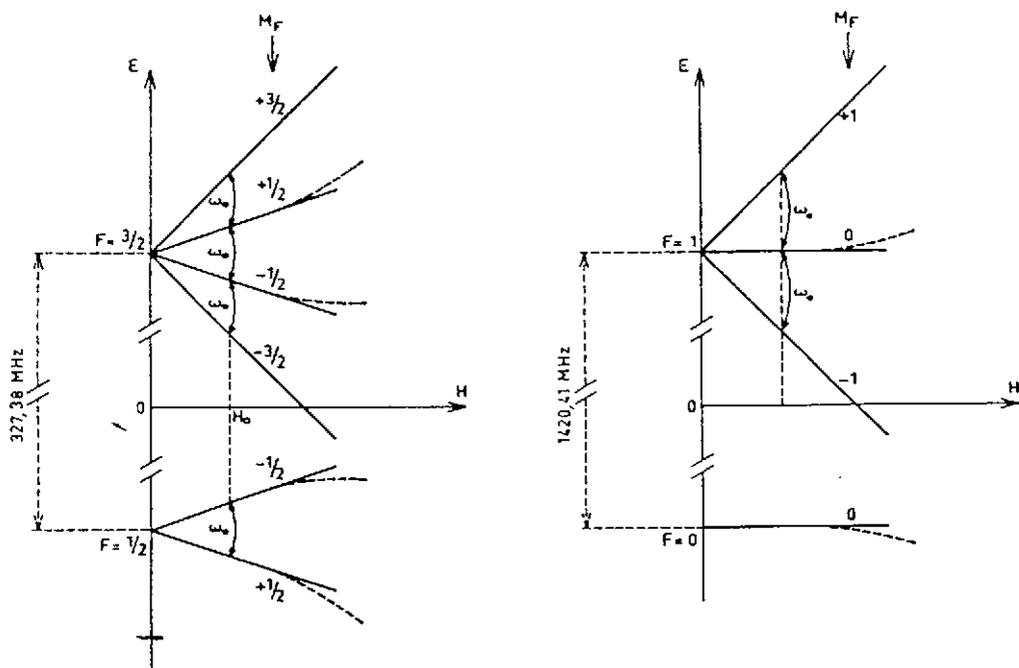


Fig. 7 - Petite transition à plusieurs phonons (à gauche pour le deutérium, à droite pour l'hydrogène).

pour les transitions en champ faible (quelques dizaines de watts comparés à quelques watts). Pour le deutérium, de nombreuses possibilités existent, par exemple : entre états 2 et 6, 3 et 5, 2 et 5.

En combinant entre elles une succession de trois transitions qui sont soit en route soit à l'arrêt, on peut préparer différents types de faisceaux de deutérium. Il suffit de deux transitions pour les protons.

Le rendement des transitions est très voisin de 100 % lorsque la source est correctement réglée.

Exemple pratique : La source de protons et de deutons polarisés du LNS en protons on utilise deux transitions :

petite (16,2 MHz) échange 1 et 3
grande (1430 MHz) échange 2 et 4

en deutons on utilise trois transitions :

petite (10,8 MHz) échange 1 et 4 ; 2 et 3 ; 5 et 6 (multiphonons)
moyenne (343 MHz) échange 2 et 5 ; 3 et 6
grande (415 MHz) échange 2 et 6

Tableau 1

Type	PT	GT	P_Y	Type	PT	MT	GT	ρ_{10}	ρ_{20}
1	-	-	0	1	-	-	-	0	0
2	+	-	-1	2	+	-	-	$-2/\sqrt{6}$	0
3	-	+	+1	3	-	+	-	$+2/\sqrt{6}$	0
4	+	+	0	4	+	+	-	0	0
				5	-	-	+	$1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
				6	+	-	+	$-1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{2}$
				7	-	+	-	$1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$
				8	+	+	+	$-1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{6}$

D) Ionisation . Les premières sources polarisées utilisaient des ioniseurs en champ magnétique faible directement derrière l'aimant sextupolaire.

On utilise maintenant la technique des transitions RF suivies d'une ionisation en champ magnétique fort. Ceci permet d'obtenir une polarisation plus grande et un choix du signe de la polarisation.

Les processus d'ionisation sont résumés dans le tableau suivant (d'après /8/).

Processus 1 : Le plus ancien correspond au bombardement électronique (EB). Les progrès sur ces ioniseurs ont passé l'efficacité de $\approx 3 \times 10^{-3}$ à quelques pour cent actuellement (actuellement à leur maximum!).

Processus 2 : ECR. C'est sans doute l'avenir. La condition de résonance cyclotronique permet d'avoir de très fortes densités d'électrons. Les calculs ont montré que

la dépolarisation n'a pas lieu et des essais en laboratoire (SIN) ont produit des deutons polarisés vectoriellement par cette méthode. On attend des efficacités de plusieurs dizaines de pour cent.

Processus 3 et 4 : ce sont des collisions de faisceaux. Le processus 4 passe par une réaction résonnante d'échange de charge.

Processus 5 : c'est aussi une réaction presque résonnante pour produire des H^- après la production de H^+ .

Tableau 2

Processus	Courant (\bar{H})
1) $\bar{H}^0 + e^- \rightarrow \bar{H}^+ + 2 e^-$	400 à 500 μA
2) $\bar{H}^0 + H_0^+ + e^- \rightarrow \bar{H}^+ + H^0 + e^-$	quelques mA ?
3) $\bar{H}^0 + C_S^- \rightarrow \bar{H}^- + C_S$	3 à 25 μA
4) $\bar{H}^0 + D^- + C_S^- \rightarrow \bar{H}^- + D^0 + C_S^+$	
5) processus 1) puis $\bar{H}^+ + 2Na^0 \rightarrow \bar{H}^- + 2Na^+$	6 à 25 μA

3.2.2 Recherches et améliorations actuelles /8-10/

Les sources de type atomique sont actuellement les plus employées (une vingtaine de ce type sont en fonctionnement). Elles délivrent les intensités les plus grandes (jusqu'à 500 μA /11/). La recherche d'intensités toujours plus grandes se poursuit par l'amélioration de plusieurs points.

Pulsation

Lorsqu'une telle source est utilisée sur un synchrotron, on peut pulser le dissociateur ce qui permet d'améliorer le vide, et de maîtriser de plus grandes puissances HF. On obtient aussi un gain d'un facteur 2 environ.

Refroidissement du dissociateur

Il faut faire une distinction entre sources froides (refroidissement à l'azote liquide ~ 77 K) qui sont effectivement utilisées et sources ultra froides (inférieur à 1 K) qui sont en cours d'étude.

Le refroidissement du jet permet d'augmenter sa densité et de pouvoir ouvrir l'acceptance du sextupôle ($\Omega = 2,1 \mu_B \cdot B/kT$). Cependant les diffusions et recombinaisons sur les parois froides limitent la densité. De plus l'ouverture du sextupôle entraîne des aberrations conduisant à une divergence du faisceau trop grande pour les ouvertures des ioniseurs actuels.

En pratique, le gain sur l'intensité du jet est en $T^{-1/2}$ (alors que l'on pourrait espérer un gain en $T^{-3/2}$).

La réduction de la vitesse du jet augmente aussi notablement la densité dans l'ioniseur.

Optique

Pour bénéficier des améliorations sur le jet atomique, le long sextupôle est remplacé par deux sextupôles plus courts. Le système permet de concentrer le jet dans l'espace d'ionisation de l'ioniseur. Le premier sextupôle effectue la séparation des états atomiques alors que le second agit comme élément focalisateur des composantes de différentes vitesses. Il est parfois nécessaire d'obtenir des ions polarisés négativement (injection dans les tandems).

Les sources ultrafroides : $T = 0,5$ K

L'énergie d'agitation thermique des atomes est très petite à cette température. Elle est beaucoup plus petite que l'énergie de séparation entre niveaux ayant $m_j = 1/2$ et $m_j = -1/2$ (projection du spin de l'électron) si le champ magnétique est assez grand. Si un tel faisceau d'atome est injecté dans un solénoïde supraconducteur de $B \approx 5$ teslas, les états 1 et 2 de l'atome d'hydrogène sont repoussés et seul les états 3 et 4 sont stockés dans le solénoïde et leur polarisation électronique totale pour $B = 10$ T et $T = 0,3$.

$$P = \exp(-2 \mu_B B/kT - 1)$$

Ces états sont piégés pendant des heures. Au bout de quelques dizaines de minutes seuls les atomes dans l'état 4 (état mélangé du point de vue nucléaire $m_I = \pm 1/2$) se recombinent pour former une molécule et une polarisation nucléaire voisine de 100 % est obtenue.

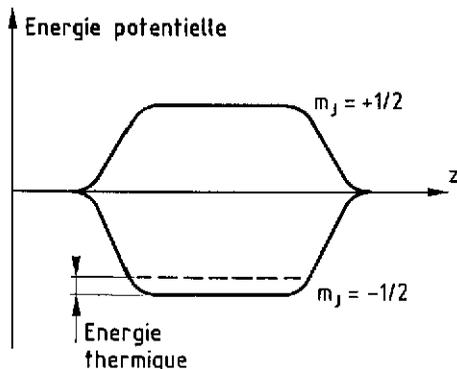


Fig. 8 - Schéma des énergies dans un champ magnétique localisé en z .

Des densités jusqu'à $4,5 \times 10^{18}$ atomes/cm³ ont été observées après compression dans un faible volume. L'utilisation en tant que cible polarisée semble très prometteuse. Des problèmes techniques sont cependant à l'étude pour extraire un faisceau ionisé d'une telle structure (CERN et collaboration Michigan-MIT-Brookhaven).

On peut ouvrir la cellule et faire un tri par transition mais une telle source ne serait pas supérieure aux sources actuelles.

Ioniseurs

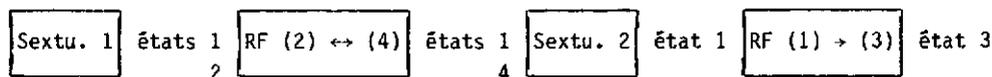
Les ioniseurs de type bombardement électronique (EB) semblent à leur maximum. Les ioniseurs de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) sont actuellement à l'étude. Dans ces ioniseurs le plasma est neutre. Les effets de charge d'espace sont donc très limités et il en résulte une dispersion énergétique du faisceau extrait de l'ordre de 5 eV beaucoup plus faible qu'avec les ioniseurs EB (quelque keV). L'efficacité d'ionisation est aussi meilleure (gain d'un facteur 2 à 5). Des tests faits à Karlsruhe et SIN ont montré qu'un tel système marchait pour des deutons polarisés tensoriellement /10/. Le record est cependant détenu par INR Moscou où 6 mA de protons polarisés ont été obtenus en ionisant les protons par échange de charge avec un faisceau de deutons



Etats purs

Gruebler /8/ a proposé d'utiliser les deux sextupôles pour produire des états purs (du point de vue nucléaire). Ceci est avantageux car la manipulation de l'axe de quantification est alors très facile puisque la polarisation se conserve pour ces états quelle que soit la face du champ magnétique.

Il suffit de placer une transition entre les deux sextupôles. On obtient alors pour l'hydrogène par exemple le schéma suivant :



Pour le deutérium des combinaisons du même genre sont proposées par Gruebler /8/.

3.3 Sources de type Lamb-shift

3.3.1 Principe

C'est une méthode basée sur les propriétés particulières de l'atome d'hydrogène. Les niveaux $2P_{1/2}$ et $2S_{1/2}$ sont séparés (en absence de champ magnétique extérieur) par $4,4 \times 10^{-6}$ eV (1058 MHz) : c'est le Lamb-shift ; effet du moment orbital de l'électron dans son propre champ (fig. 9).

L'état $2S_{1/2}$ est métastable (temps de vie de 0,1 s) car les décroissances dipolaires électriques vers le fondamental sont interdites. Ce n'est pas le cas du niveau $2P_{1/2}$ qui a un temps de vie de $1,6 \times 10^{-9}$ s.

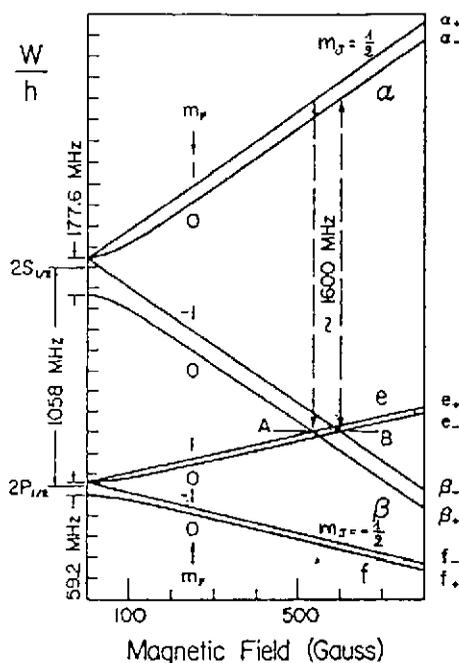


Fig. 9 - Diagramme de Breit-Rabbi pour les états $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ de l'hydrogène.

Cependant si un champ électrique extérieur est appliqué, il y a mélange de $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ et le niveau $2S_{1/2}$ se vide en retournant au fondamental par l'intermédiaire du niveau $2P_{1/2}$ (effet Stark). On parle alors de "quenching" du niveau $2S_{1/2}$. Le temps de vie de l'état $2S_{1/2}$ est alors diminué et cela d'autant plus que les niveaux $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ sont proches énergétiquement. C'est le rôle du champ magnétique extérieur de rapprocher les niveaux $m_J = -1/2$ de l'état $2S$ des niveaux $m_J = 1/2$ de l'état $2P$ tout en éloignant la composante $m_J = 1/2$ de l'état $2S$ dont la durée de vie s'allonge. Les durées de vie sont données par :

$$\tau = \frac{1,13}{E^2} [(574 \pm B^2) + 716] 10^{-9} \text{s} \quad /4/$$

où E est en volt/centimètre m et B en gauss. Le signe $+$ est pour les états α et le signe $-$ pour les états β .

A la résonance ($B = 574$ gauss), la durée de vie est de l'ordre de 10^{-8} s pour l'état β pour un champ électrique transverse de 10 V/cm. En appliquant le champ électrique pendant un temps bien choisi, on aura donc sélectionné les raies α ($m_J = 1/2$) exactement comme derrière l'aimant sextupolaire.

L'interaction hyperfine est cependant plus faible pour l'état $2S_{1/2}$ que pour le fondamental ($H_0 = 63,46$ G pour l'hydrogène et $14,6$ G pour le deutérium). Les champs magnétiques nécessaires au découplage sont donc beaucoup plus faibles dans ces sources que dans celles de type atomique. La source va donc comprendre trois étapes : i) production de noyaux atomiques dans l'état excité $2S$; ii) sélection de la composante α par champs électrique et magnétique croisés ; iii) une ionisation sélective des atomes dans l'état $2S$ (les atomes dans le fondamental sont en effet nombreux et non polarisés).

3.3.2 Production des atomes dans l'état $2S$

On produit tout d'abord des ions H^+ ou D^+ dans une source de type duoplasmatron ou ECR. On les accélère à une énergie de 550 eV par nucléon. Le faisceau ionique a alors une faible émittance et une faible dispersion en énergie ≈ 20 eV. Ce faisceau traverse ensuite une cellule remplie de vapeurs de césium produites dans un four (100 à 200°C). A l'énergie choisie on a un maximum de production d'atomes excités dans l'état $2S_{1/2}$ de l'ordre de 10^{14} atomes/s. Un champ électrique sépare les ions H^+ et H^- du faisceau neutre. La neutralisation du faisceau doit être bien faite pour éviter la décroissance de l'état $2S_{1/2}$ dans le faisceau lui-même.

3.3.3 Production de la polarisation nucléaire

En champ fort, deux méthodes existent. La première par "filtrage de spin nucléaire" a été développée à Los Alamos /12/.

On utilise les caractéristiques de la structure hyperfine des niveaux et on ajoute une transition RF (1698 MHz) aux champs électrique et magnétique croisés, nécessaires à la sélection des niveaux α .

Pour des valeurs précises du champ magnétique (539 G et 604 G pour l'hydrogène, 565 , 575 et 585 G pour le deutérium) et très stables ($\pm 0,2$ G), on établit une résonance entre les trois niveaux α , β et e . Un équilibre s'établit entre les populations des sous niveaux α et β qui sont exactement à la résonance alors que les autres niveaux sont dépeuplés par connexion avec les niveaux β sans compensation. Ce processus très curieux /13/ conserve donc la population du sous niveau α sur lequel la résonance est exactement accordée (fig. 10). Des petits changements du champ magnétique permettent de sélectionner l'état désiré. L'efficacité est voisine de 100% et permet en particulier dans le cas des deutons d'obtenir des polarisations vectorielles et tensorielles maximales par sélection d'un seul état /14/.

On peut faire une rapide mesure de la polarisation du faisceau en mesurant simplement le rapport Q entre l'intensité obtenue lorsque le système de filtrage est en marche et l'intensité obtenue lorsque tous les atomes de l'état $2S$ sont ramenés au fondamental par un fort champ électrique.

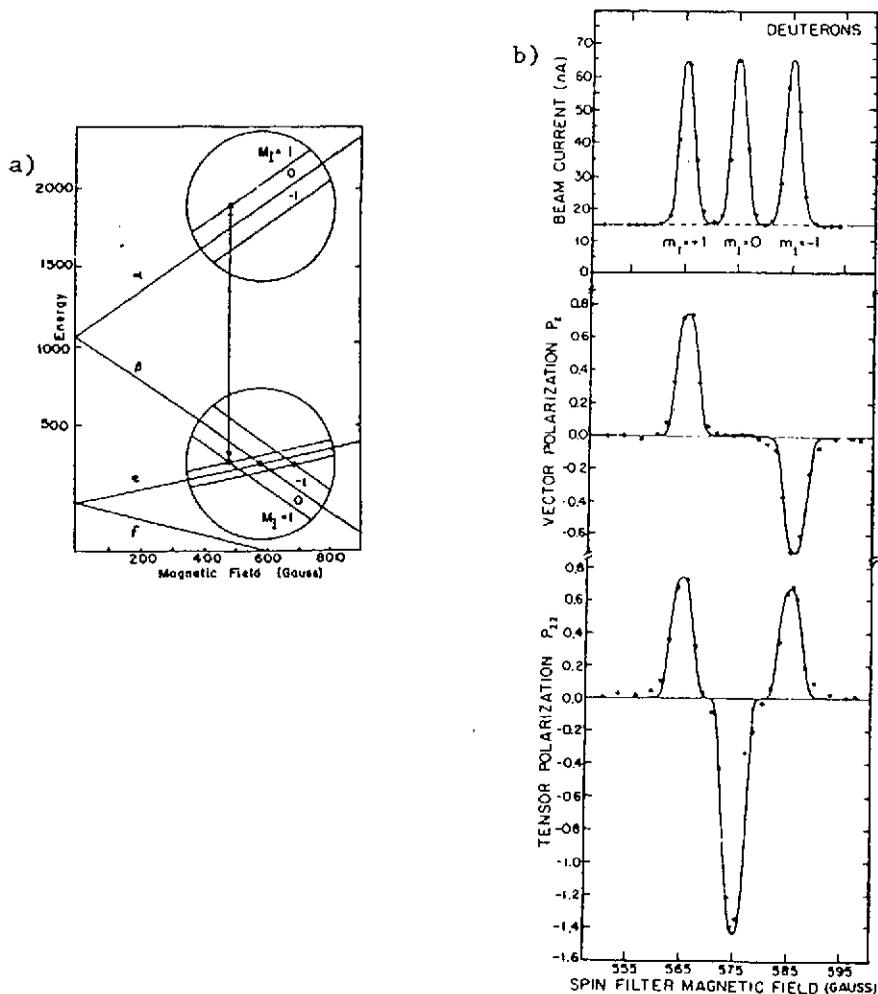


Fig. 10 - Diagramme de Breit-Rabbi des états $2S_{1/2}$ et $2P_{1/2}$ du deutérium et couplage réalisé dans le système de filtre de spin (fig. 10a). Populations et polarisations obtenues en fonction du champ magnétique (fig. 10b) (d'après /12 et 14/).

A 3 ou 5 % près la polarisation est alors donnée par $P = 1 - 1/Q$. Cette mesure rapide de la polarisation est très simple et très rapide. Elle n'est cependant véritablement utile que lorsqu'il n'y a aucun risque de dépolarisation par le processus d'accélération.

La seconde méthode utilise un changement brusque du sens du champ magnétique (donc non adiabatique) /15/. On l'appelle parfois méthode par renversement "diabatique" du champ ou transition Sona du nom de son inventeur. Elle consiste à faire varier le champ magnétique de quenching d'une valeur +575 G à une valeur négative avec un changement brusque autour de zéro afin que la précession de Larmor soit très faible pendant ce passage. Le moment magnétique ne changera alors pas d'orientation et passera d'une orientation parallèle à une orientation antiparallèle au champ magnétique.

Si on suit les populations des niveaux de l'hydrogène sur la fig. 11, les niveaux 3 et 4 sont dépeuplés en a par quenching sous un champ de +575 G. Le brusque changement de signe du champ en b est donc tel que l'énergie de l'état 1 (état pur du point de vue de la projection du spin) continue à décroître. Au contraire l'état 2 mélange de $\pm 1/2$ gardera une énergie indépendante du signe de H.

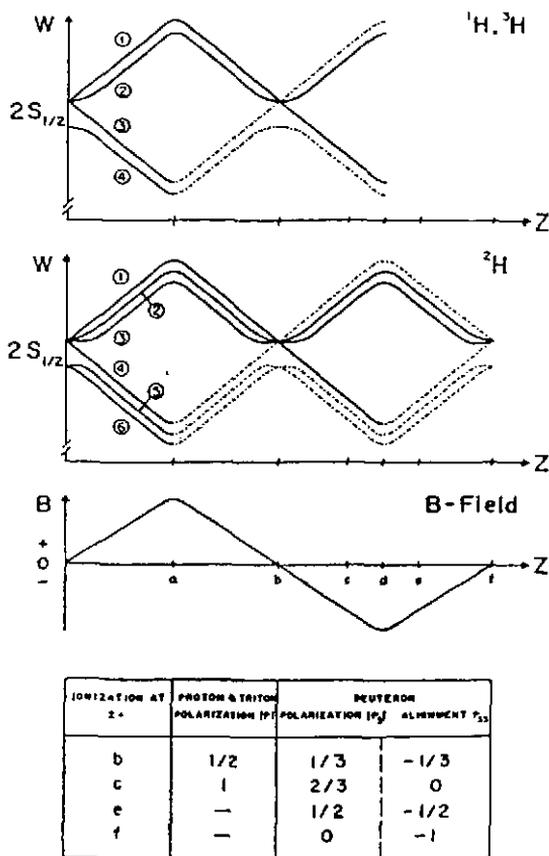


Fig. 11 - Transition non adiabatique ou Sona pour l'hydrogène et le deutérium. Le tableau donne les polarisations maximales en fonction d'une ionisation en différents points correspondant à des valeurs particulières du champ magnétique (d'après /15/).

En champ fort (en c) on a donc l'état 2 correspondant à $m_j = -1/2$ et l'état 1 correspondant aussi à l'état $m_j = -1/2$. La polarisation serait donc de 100 % pour un système parfait. On remarque tout de suite que par rapport à la méthode précédente on réalise cette polarisation à partir de deux états au lieu d'un seul. On peut donc s'attendre à une intensité double. Par contre l'un de ces états est impur ce qui nécessite une ionisation en champ fort et ce qui rend impossible la mesure rapide de la polarisation par rapport d'intensités. Pour les deutons, on a le choix entre une ionisation en champ fort en c donnant une polarisation vectorielle de 2/3 ou en e après

quenching de l'état 1, ce qui donne une polarisation vectorielle et tensorielle. Une ionisation en champ faible en f permet de produire une polarisation tensorielle de -1.

3.3.4 Ionisation sélective

Il reste à ioniser les atomes préparés dans l'état 2S en essayant d'en ioniser le moins possible dans l'état fondamental car ceux-ci ne sont pas polarisés et diminueront donc d'autant la polarisation du faisceau produit.

Le processus est un échange de charge



Pour avoir une réaction résonnante, il faut un atome ou une molécule X ayant une énergie d'ionisation de 10,94 eV (égale à l'énergie d'excitation de l'état 2S plus l'énergie de liaison de l'électron dans l'ion H^-). A cause des effets coulombiens dans la voie finale il faut en fait une énergie d'ionisation un peu supérieure. Le meilleur corps trouvé à l'heure actuelle est l'argon qui a un potentiel d'ionisation de 15,8 eV. Donnally et Sawyer /16/ ont montré que pour une énergie des protons de 500 eV il y avait bien une forte dominance de l'ionisation des H(2S).

3.3.5 Performances

De nombreuses sources Lamb-shift sont actuellement employées (Giessen, LAMPF, TRIUMF etc...). Elles ont le mérite d'être simples et bien adaptées à la production de H^- polarisés avec de très bonnes émittances. Les sources Lamb-shift sont en particulier utilisées sur les tandems Van de Graaf (injection de H^- essentielle pour le fonctionnement du tandem).

Ces accélérateurs ne dépolarisent pas et ne changent pas l'axe de quantification. On peut alors donner à cet axe la direction désirée à la sortie de la source à l'aide d'un champ électrique et magnétique croisés (filtre de Wien).

Les intensités des sources Lamb-shift (1 à 3 μA pour une polarisation de 80 %) semblent plafonner à cause du phénomène de self quenching lorsque la charge d'espace (dans la cellule de césium) devient trop grande. Les noyaux dans l'état 2S reviennent alors au fondamental et l'augmentation d'intensité ne se traduit que par une augmentation du fond. Aussi les grands laboratoires commencent-ils à se tourner vers les sources atomiques ou les sources utilisant un pompage optique.

3.4 Pompage optique

3.4.1 Introduction

Les études sur les lasers ont débouché sur des outils utilisables pour la construction de sources polarisées. En particulier les puissances disponibles et les largeurs d'onde plus ou moins ajustables permettent d'exciter de façon très efficace des vapeurs d'atomes alcalins et de remplacer l'étage "aimant sextupolaire" pour produire la polarisation atomique du faisceau. La polarisation électronique de l'alcalin est transmise au faisceau d'hydrogène par échange de charge :



Il n'existe cependant pas de laser permettant le pompage direct de l'atome d'hydrogène. On espère obtenir des sources de très grande intensité. Il existe actuellement trois sources de ce type en fonctionnement : INR Moscou, KEK Japon et TRIUMF Canada. Une source par pompage optique est en construction à LAMPF.

3.4.2 Principe

Si l'on considère le schéma de niveau (électronique) de l'atome ^{23}Na qui est principalement employé comme milieu polarisant, l'excitation par des photons polarisés σ_+ par exemple produira des transitions $M_F(\text{final}) - M_F(\text{initial}) = +1$. L'émission spontanée arrosant uniformément les niveaux Zeeman de la couche inférieure, il s'ensuit au bout de quelques temps une accumulation de population dans le niveau de M_F maximum, celui-ci n'étant jamais dépeuplé par l'excitation σ_+ (fig.12). Ce niveau est non mélangé (configurations m_I, m_J) et correspond à l'état nucléaire pour ($I=3/2, M_I=3/2$) et à l'état électronique pur ($l/2, m_J = 1/2$).

On peut atteindre des polarisations voisines de 100 % pour de fortes densités de sodium de l'ordre de 10^{12} atomes/cm³ /17/ grâce aux puissances disponibles (plusieurs 100 mW dans le visible et le proche U.V.). On peut aussi exciter sélectivement sous certaines conditions des composantes hyperfines. (La largeur de l'excitation laser pouvant être de quelques MHz). Un effet très important est à considérer ; c'est l'effet Doppler dans l'échantillon de vapeurs de sodium. Tout un spectre de vitesses existe alors et porte la largeur des niveaux (~ 10 MHz intrinsèque) à un ou deux GHz. Une excitation laser de longueur d'onde bien définie sélectionne une mince tranche dans ce spectre. Il en résulte une médiocre efficacité du pompage que l'on améliore par différentes techniques. Le problème est simplifié dans le cas d'un jet atomique (une seule direction des vitesses).

Pour les vapeurs on utilise des lasers à bande large pour couvrir la plus grande partie du spectre. (Il faut une largeur de 3×10^9 Hz pour couvrir l'agitation ther-

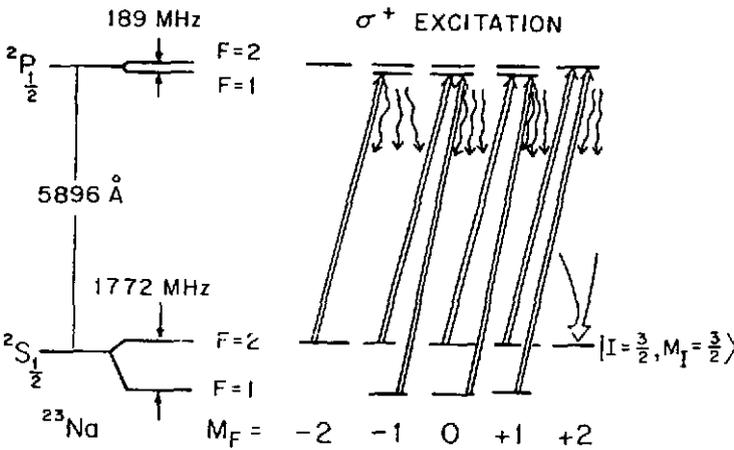


Fig. 12 - Schéma de principe de pompage optique par une excitation σ_+ : la population s'accumule dans l'état $F=2, M_F=2$ du niveau $2S_{1/2}$.

mique du Na à 600 K et la largeur du spectre hyperfin). Des lasers multimodes fournissent par exemple 100 modes sur une largeur de 4×10^{10} Hz mais les modes sont excités successivement dans le temps. Les lasers "Mode locked" donnent plusieurs fréquences séparées de 80 MHz /18/. La maîtrise de cette technique est un élément essentiel de telles sources. A KEK par exemple, une polarisation de 90 % des atomes de sodium a été obtenue avec une densité de 10^{13} atomes/cm³. Dans les vapeurs, les niveaux sont par contre assez élargis pour que les niveaux de structure hyperfine se recouvrent. On peut aussi ajouter un gaz neutre comme l'argon (Buffer gaz). Les collisions Ar-Na doivent alors être assez nombreuses pour faire parcourir au Na une grande partie du spectre Doppler et donc lui faire trouver la bonne composante du laser. Il faut par contre que la réaction $H^+ + Ar \rightarrow Ar^+ + H^0$ reste peu probable.

3.4.3 Schéma de fonctionnement

Le schéma de fonctionnement est le suivant : une source de type ECR produit un faisceau de H^+ de 5 keV environ. Il est envoyé à travers une cellule de sodium pompé optiquement par un laser excitant la transition D1 entre niveau $3\ 2S_{1/2}$ et $3\ 2P_{1/2}$ (5896 Å). La lumière est polarisée circulairement (σ_+ ou σ_-) et sous un champ magnétique fort (1 à 1.5 T) les transitions sont des $\Delta m_J=1$ (spin électrique) $\Delta m_I=0$ (spin nucléaire).

Les hydrogènes H^0 sont produits dans l'état excité $n=2$. Par décroissance radiative du niveau 2P vers le fondamental, la moitié de la polarisation est alors perdue. Compte tenu de l'excitation d'autres niveaux de l'hydrogène, c'est seulement une polarisation de 45 % qui peut être obtenue. On peut améliorer ces performances si le champ est assez fort pour découpler L et S (de l'électron dans le niveau 2P). Un

champ de 15 à 20 kG devrait permettre des polarisations de 80 à 90 % des H^0 /18/. En pratique les trois sources en fonctionnement produisent à ce stade une polarisation de 60 % pour un champ de 1 tesla /18/. Sous ce champ fort, la polarisation nucléaire de l'hydrogène est nulle et il faut faire une transition de type Sona (voir les sources Lamb-shift) qui consiste à changer brusquement le sens du champ magnétique entre la zone de polarisation électronique et la zone d'ionisation.

Actuellement les sources d'hydrogène produisent 10 à 250 μA de H^+ polarisés à 50 % et dans de très petites émittances (0,02 mm.mrad) /10/ et jusqu'à 4 mA de H^+ polarisés à 65 % (INR Moscou). Mais de telles sources sont pulsées (30 μs , 1 Hz pour la source de Moscou, 150 μs à 20 Hz pour KEK) et leur faible cycle utile les rend encore difficilement utilisables pour les machines continues ou pour les synchrotrons à injection lente /19/. Cette technique pourrait aussi être appliquée à une source de deutons polarisés tensoriellement /20/. Des sources encore plus intenses utilisant des densités très grandes de Na (quelques 10^{15} at/cm²) et un principe d'échange de spin électronique par collision pourraient produire des ampères d'hydrogène polarisés avec des lasers de 30 W/cm² /21/.

4 - LES SOURCES D'IONS LOURDS POLARISÉS

4.1 Introduction

Les premières sources d'ions lourds polarisés (6Li) ont été construites vers 1974 pour le tandem de Heidelberg /22/. Elles ont été suivies par des sources de 7Li et de ^{23}Na polarisés. Des programmes similaires se sont développés à Daresbury, Tallahassee et Madison. Les premières sources utilisaient le principe et l'appareillage des sources atomiques traditionnelles. La nouvelle source de Heidelberg utilise un pompage optique. A Madison une technique de collision entre le jet d'atomes de lithium polarisés et un faisceau d'atomes de césium produit les ions négatifs de lithium. L'intérêt de ces faisceaux réside principalement dans la grande déformation de ces ions polarisés (voir le moment quadrupolaire dans le tableau 3). Si l'on aligne différemment les ions par rapport à la cible, on peut étudier des effets de densité de matière nucléaire dans le mécanisme de réaction entre ions lourds. Les réactions $A(^6Li \ ^6He)B$ peuvent aussi être intéressante pour l'étude de la fonction de réponse de spin-isospin puisque l'on induit une pure transition $\Delta S=1$, $\Delta T=1$. Des articles de revue ont été publiés sur ce sujet /22,23/.

4.2 Principe

Le diagramme de Breit-Rabbi du 6Li est le même que celui du deuton. Celui du 7Li et du ^{23}Na (spin nucléaire $I=3/2$) est montré fig. 13. Une source de type atomique conventionnelle /24/ comprend les éléments suivants : i) Un four (500°C à 800°C) produit les vapeurs de Li ou Na et un jet atomique est formé. La consommation et l'en-crassement des buses est un problème qui est résolu en les chauffant et/ou en les

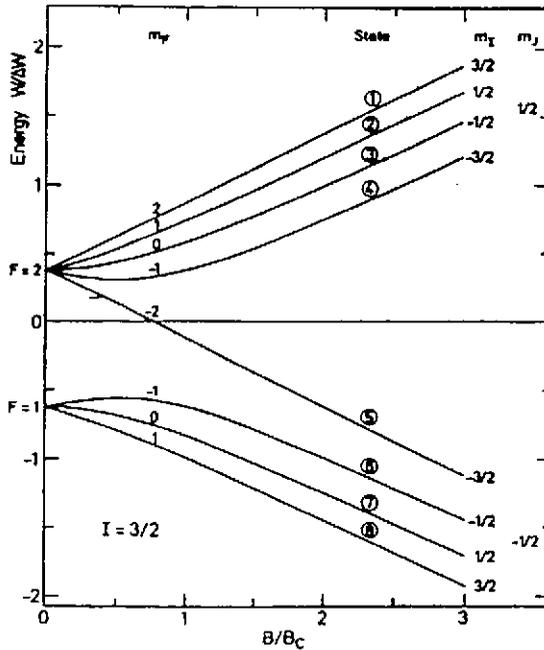
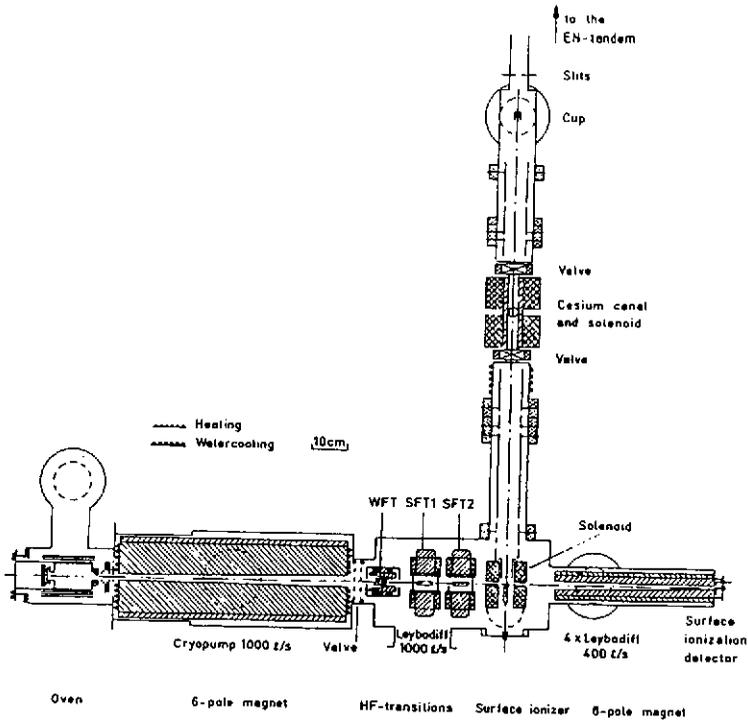


Fig. 13 - Diagramme de Breit Rabbi pour un noyau de spin 3/2 et schéma de la source de Heidelberg (d'après /24/).

montant sur des barillets. Par contre le refroidissement des parois (récupération et piégeage des vapeurs) facilite grandement le pompage par rapport aux sources pour l'hydrogène. ii) Un aimant sextupolaire de type classique en champ fort (6 à 8 kG sur pôle) permet de sélectionner la composante $m_j = 1/2$ (moment magnétique électronique). iii) Une série de trois transitions radio fréquences permettent de sélectionner différents états par renversement adiabatique. La première transition est en champ faible, les deux suivantes réalisent des transitions de type $\sigma(\Delta F=1, \Delta m_F=0)$ entre deux niveaux particuliers.

Ce que l'on peut obtenir dans la source à Heidelberg /24/ est indiqué dans le tableau 3.

Tableau 3

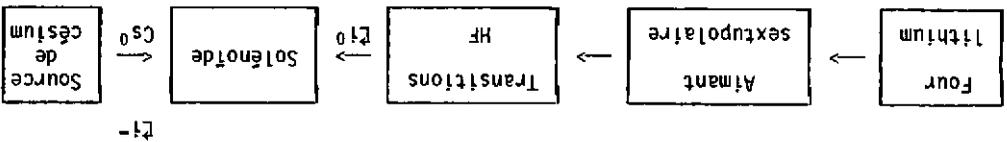
PT	I = 1 (${}^6\text{Li}$)				I = 3/2 (${}^7\text{Li}$, ${}^{23}\text{Na}$)				
	Trans. 2↔6	Trans. 3↔5	t_{10} (max)	t_{20} (max)	Trans. 2↔8	Trans. 4↔6	t_{10}	t_{20}	t_{30}
1	+	-	$-\sqrt{2/3}$	0	-	-	$-\sqrt{9/20}$	0	$-\sqrt{1/20}$
2	-	+	$\sqrt{2/3}$	0	-	-	0	0	0
3	-	+	$\sqrt{1/6}$	$\sqrt{1/2}$	+	-	$\sqrt{1/20}$	1/2	$\sqrt{1/5}$
4	-	-	$\sqrt{1/6}$	$-\sqrt{1/2}$	-	+	$\sqrt{1/20}$	-1/2	$\sqrt{1/5}$

L'ionisation se fait par interaction sur la surface de rubans de tungstène chauffés et oxydés par une légère circulation d'oxygène. L'efficacité est voisine de 100 % pour les ${}^6\text{Li}$ de 5,4 eV et le processus n'est pas source de dépolarisation. L'intensité est de l'ordre de 20 à 30 μA d'ions ${}^6\text{Li}^+$. L'ionisation se fait en champ fort ($H/H_0 = 4$).

Les ions produits sont ensuite accélérés à 10 keV et passés dans une cellule remplie de vapeurs de césium ou de potassium. Un échange de charge se produit sous un champ fort colinéaire au mouvement ($H/H_0 = 7$). Un système d'orientation de type Wien permet ensuite de trouver l'axe de polarisation dans le sens souhaité avant injection dans le tandem. L'intensité est alors de 200 nA de ${}^6\text{Li}^-$. Après accélération à 20 MeV environ 50 à 100 nA de ${}^6\text{Li}^{3+}$ sont obtenus sur cible. Dans la source de Heidelberg, un second sextupôle permet de vérifier l'efficacité des transitions par refocalisation des atomes dans l'état $m_j = 1/2$.

Une autre technique développée à Madison /25/ consiste à produire une interaction entre le faisceau atomique polarisé et un faisceau énergétique d'atomes de césium. Les deux jets sont colinéaires. Le jet d'atomes de césium est obtenu par neutralisation d'un faisceau de 40 keV d'ions césium. Des ions Li^- sont directement produits avec

une efficacité de 5×10^{-4} . On espère obtenir 5×10^{-3} en augmentant l'énergie du faisceau de césium (70 keV).



4.3 Polarisation par pompage optique

On remarque que les polarisations que l'on peut atteindre ne sont pas maximales dans ce type de source, et que d'autre part il n'est pas possible de bien séparer la polarisation vectorielle et la polarisation tensorielle en t_{30} (états 3 et 4 du tableau 1). Pour améliorer cette situation, la source de Heidelberg a été dotée d'un système de polarisation des atomes par pompage optique /20/ (fig. 14).

Avec un laser ajustable plusieurs quanta de moment angulaire sont transférés (polarisation circulaire) et la population d'atomes passe dans l'état de m_F^{maximum} . Cependant on ne peut pas exciter simultanément les niveaux de F différents. On pourrait grâce à un sextupôle éliminer les populations de F minimum, mais ce serait au détriment de l'intensité. Une double résonance est plus bénéfique. Pour cela on ajoute au pompage optique (simultanément) une transition R_F en champ faible faisant des transitions $\Delta F=1$, $\Delta m_F=0$ (1772 MHz). Comme l'état de m_F^{maximum} n'est pas affecté par cette transition R_F , tous les atomes se retrouvent dans l'état (1) à 80 %. La population dans chaque état est mesurée par une seconde interaction faisceau-laser sous champ magnétique (spectroscopie par fluorescence laser induite). On obtient donc une population dans l'état (F^{max} , m_F^{max}). Derrrière ce système, une transition R_F (60 MHz) en champ moyen croissant ($0,15 < H/H_0 < 0,20$) permet selon les valeurs précises du champ d'induire des transitions entre état 1 \leftrightarrow 2, 2 \leftrightarrow 3, 3 \leftrightarrow 4, 4 \leftrightarrow 5 (sodium). L'efficacité = 90 % permet de peupler l'état désiré et lui seul. Il en résulte des polarisations maximales. L'ionisation et le reste de la source restent inchangés.

4.4 Mesure de la polarisation

On montre /23/ que la réaction $p(^7\text{Li}, \alpha)\alpha$ à $\theta=0$ a un pouvoir d'analyse T_{20} égal à -1 quelle que soit l'énergie (ceci est vrai aussi pour $p(^{23}\text{Na}, \alpha)^{20}\text{Ne}$). Cette réaction très utile permet donc une mesure absolue de la polarisation.

Des réactions telles que $d(^6\text{Li}, \alpha)\alpha$ ou $\alpha(^6\text{Li}, \alpha)^6\text{Li}$ donnent de grandes asymétries (respectivement tensorielle et vectorielle). De plus la première réaction est telle que les pouvoirs d'analyse sont les mêmes que pour $d(^6\text{Li}, \alpha)\alpha$, ce qui permet une calibration par rapport aux faisceaux de deutons polarisés mieux connus.

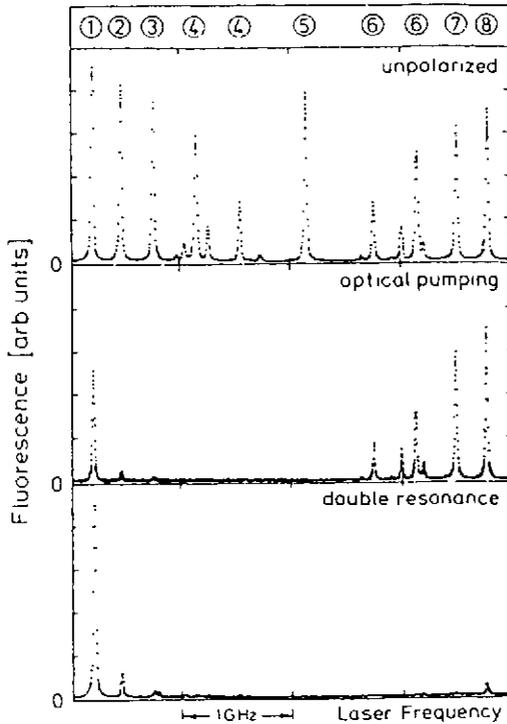
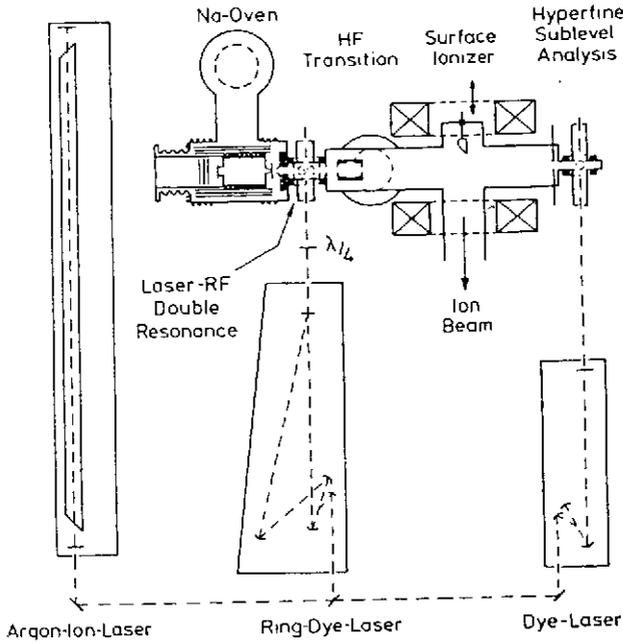


Fig. 14 - Source de Heidelberg avec pompage optique et spectres de fluorescence donnant la population des niveaux du ^{23}Na sans polarisation, avec pompage optique, avec pompage optique et transition RF (double résonance).

4.5 Performances

En lithium, la source de Heidelberg /22/ donne 100 à 200 nA d'ions ${}^7\text{Li}$ polarisés et 200 à 400 nA d'ions ${}^{23}\text{Na}$ polarisés à l'injection dans le tandem. Des alignements P_{zz} de 0,88 ; 0,66 et 0,45 sont obtenus en ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^{23}\text{Na}$ respectivement.

4.6 Problèmes de dépolarisation et tendances

Pour les ions lourds polarisés un problème de dépolarisation existe même pour une accélération dans un tandem. Si on caractérise la dépolarisation par le rapport f entre l'angle de précession dans un champ B divisé par l'angle de deflexion dans ce champ (voir tableau 2), on voit que pour des ions comme ${}^7\text{Li}$ et ${}^{23}\text{Na}$ même de petits champs comme ceux rencontrés dans les éléments focalisants peuvent faire diminuer de façon appréciable la polarisation $f = gA/2\gamma$ (g facteur gyromagnétique en unité de magnéton nucléaire et γ le facteur relativiste $1/\sqrt{1-\beta^2}$ que nous avons pris égal à 1 dans le tableau 4). Ce facteur est uniquement dû au moment magnétique nucléaire.

S'il existe un cortège électronique de spin J non nul, comme le facteur gyromagnétique est environ 10^3 fois plus grand, il en résulte une dépolarisation totale dans le moindre champ magnétique non parallèle à l'axe de quantification. Il faut donc choisir les états de charge tels que $J=0$ lorsqu'un épiluchage total n'est pas possible (c'est le cas pour les ${}^{23}\text{Na}$). (Les autres états de charge seront dépolarisés).

On évite aussi les éléments focalisants magnétiques dans la première partie du tandem. (Ce sont des ions négatifs qui sont accélérés dans cette partie).

Il y a de plus transfert de polarisation au cortège électronique par le couplage hyperfin (électron-noyau) ce qui détruit aussi la polarisation nucléaire (60 % seulement de la polarisation résiste à cet effet). Actuellement des valeurs de T_{20} de 0,4 à 0,5 seulement sont obtenues sur cible. Ces problèmes sont sérieux pour les futures accélérations d'une grande variété d'ions lourds dans les tandems. Une ionisation de type EBIS est envisagée pour produire des ions totalement épiluchés sans dépolarisation. Des faisceaux de In, Lu et Ho polarisés sont envisagés si les problèmes de dépolarisation peuvent être résolus /22/.

Tableau 4

Particle	I	$\Delta W(\text{MHz})$	$H_0(\text{Gauss})$	Q(mb)	$f = g \frac{A}{2} = \frac{\delta}{\alpha}$
p	1/2	1420,4	507	0	2,8
d	1	327,4	117	2,86	0,857
${}^6\text{Li}$	1	228,2	82	-0,8	2,5
${}^7\text{Li}$	3/2	803,5	288	-40	7,6
${}^{23}\text{Na}$	3/2	1771,6	633	+140	17,0

5 - SOURCES D'ELECTRONS POLARISES

5.1 Introduction

Des sources d'électrons polarisés ont été développées à Mayence, Chalk River, Bates, Stanford et Bonn. Plusieurs méthodes de polarisation sont envisageables et étudiées. Nous ne parlerons que des méthodes les plus performantes pour des accélérateurs en suivant les revues de Sinclair /28/ et Baum /29/. La plus utilisée est basée sur la photoémission à partir d'un cristal de GaAs. Toutes les méthodes utilisent maintenant une excitation laser avec une polarisation alternativement σ_+ ou σ_- ce qui permet de changer le signe de la polarisation, toute chose étant égale par ailleurs.

5.2 Photoionisation de GaAs

Les bandes de valence du cristal sont des niveaux $P_{3/2}$ et $P_{1/2}$. Une excitation par une lumière laser polarisée circulairement (σ_+ ou σ_-) passe l'électron dans la bande de conduction du cristal $S_{1/2}$ (liaison de 4 eV). L'intensité de cette excitation est proportionnelle au carré de l'élément de matrice que l'on peut écrire pour une polarisation σ_+ du faisceau laser

$$\langle J_f M_f | 1 1 | J_i M_i \rangle = (-)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & 1 & J_i \\ M_f & 1 & -M_i \end{pmatrix} \langle J_f 1 1 J_i \rangle$$

Si l'élément de matrice réduit est le même pour $J_i = 1/2$ et $J_i = 3/2$, les intensités relatives d'excitation sont données par les coefficients de couplage. On trouve alors les intensités relatives de la fig. 15. Le niveau $P_{3/2}$ étant seul excité, la polarisation des électrons dans la bande de conduction sera de -0,5. Elle sera par contre nulle si le niveau $P_{1/2}$ est aussi excité. Ce qui est réalisé se situe entre ces deux situations.

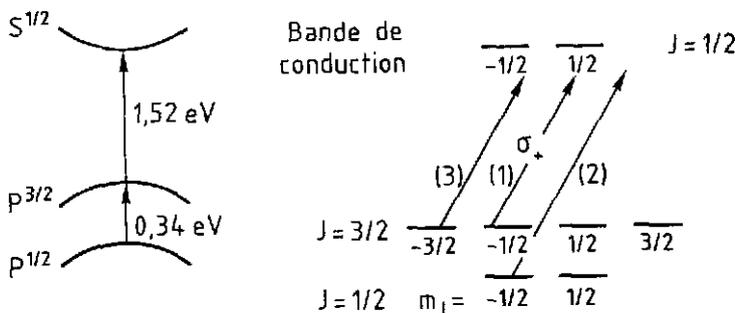


Fig. 15 - Principe d'une source par photoionisation de GaAs.

Le potentiel d'ionisation de 4 eV est abaissé jusqu'à zéro par un traitement de surface (monocouche d'oxygène et de césium). Il y a alors émission des électrons (polarisés) de conduction. On parle d'affinité négative des électrons (NEA). Ce traitement de surface représente la difficulté technologique d'un tel type de source. Il faut en effet contrôler l'absence d'impuretés au niveau de la monocouche et préparer la surface qui se dégrade même dans des vides poussés (10^{-10} torr) et doit être régénérée toutes les 10 à 40 heures (fig. 16).

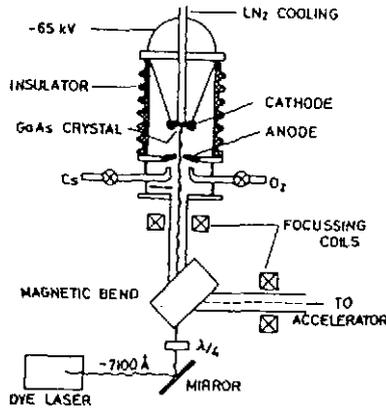


Fig. 16 - Source d'électrons (Stanford) utilisant la photoionisation d'un cristal de GaAs.

Des intensités jusqu'à 1 mA peuvent être atteintes avec une polarisation qui n'est que de 40 %. L'émittance et la largeur en énergie sont très faibles et font de cette source la mieux adaptée pour fournir de grandes intensités d'électrons polarisés. Des études portent sur l'amélioration de la polarisation en essayant d'autres cristaux (ZnSiAs_2 , ZnGeAs_2 , CdSiAs_2 ...). On essaye aussi une préparation de surface au fluor pour améliorer l'efficacité quantique /28/.

5.3 Photoionisation d'atomes polarisés

La méthode est basée sur le fait que la polarisation de l'électron photoionisé se conserve pour des atomes tels que le lithium ou le potassium. On produit un faisceau atomique de ^6Li à partir d'un four. On polarise l'atome par passage dans un sextupôle (voir fig. 15). Les électrons de valence sont dans l'état $m_j = -1/2$. Un champ magnétique fort longitudinal maintient cette polarisation dans la zone d'ionisation. Celle-ci est produite par un flash d'U.V. (170 à 230 nm) et un potentiel de +70 kV porte les électrons à l'énergie correspondante (fig. 17). Une intensité de 2×10^9 électrons par pulse est produite avec une polarisation de 85 %. La dispersion en énergie est assez grande ~ 1500 eV.

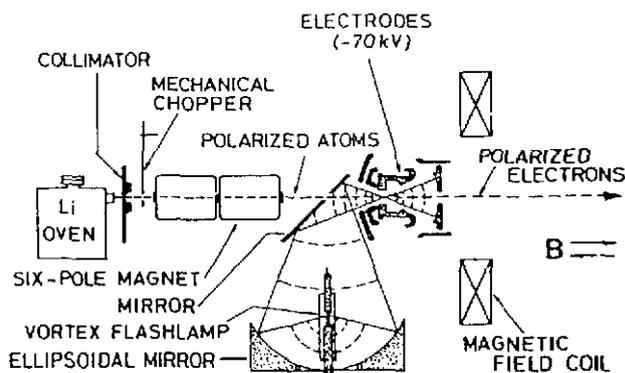


Fig. 17 - Source d'électrons par photoionisation d'atomes de Li polarisés (Stanford)

Une amélioration envisagée consiste à remplacer l'aimant sextupolaire par un pompage optique, ce qui permettra un changement facile du sens de polarisation (passage de σ_+ à σ_- au lieu d'inverser le champ magnétique).

5.4 Photoionisation d'atomes alcalins par lumière polarisée (effet FANO)

On éclaire des vapeurs de rubidium ou de césium pour une lumière laser polarisée σ_+ ou σ_- . Une ionisation est produite par excitation du niveau $2S_{1/2}$ (fondamental) vers les niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ du continuum. Le couplage spin-orbite donne des probabilités de transition qui dépendent de m_j et de la longueur d'onde excitative. Des longueurs d'onde bien choisies (266 nm) pourraient conduire à des polarisations de 100 % des électrons émis. Des intensités de 3×10^9 électrons/pulse avec une polarisation de 65 % à 93 % ont été obtenues à Bonn. La largeur en énergie du faisceau reste grande ~ 500 eV pour un faisceau de 120 keV (fig. 21).

5.5 Ionisation chimique d'atomes d'hélium polarisés

Des atomes d'hélium sont excités dans l'état métastable 2^3S_1 par passage dans une cavité microonde. Un pompage optique sur ce niveau est réalisé par un laser (1,08 μm) polarisé σ_+ (ou σ_-). L'état $m_j = +1$ (ou -1) est préférentiellement peuplé. Une réaction classique du type $\text{He}(2^3S)++ + \text{CO}_2 \rightarrow \text{He}(1^1S)++ + \text{CO}_2^+ + e^-$ est alors réalisée produisant de façon continue les électrons polarisés. Une telle source peut produire 1 à 50 μA de faisceau continu polarisé à 80 %. L'émittance et la largeur en énergie sont très faibles. C'est la source la plus intéressante après celles de type GaAs. L'intensité est plus faible d'un ordre de grandeur, l'émittance est comparable mais la polarisation est plus grande.

5.6 Polarisation des électrons dans un anneau de stockage

Une intéressante perspective pour les expériences nécessitant des électrons polarisés peut être offerte par les anneaux de stockage à électrons. En effet le rayonnement synchrotron des électrons tournant dans une machine circulaire se fait inégalement selon que le spin est vers le haut ou vers le bas. Il s'ensuit au bout d'un certain temps une polarisation d'équilibre des électrons valant $-8/5 \sqrt{3}$ (soit 92,4 %) d'après la théorie /30, 31/. Le temps qu'il faut attendre pour atteindre cette valeur dépend de l'intensité du rayonnement synchrotron et donc du rayon de courbure (ρ) et de l'énergie des électrons (facteur relativiste γ). La polarisation en fonction du temps est donnée par :

$$P(t) = P_{\max} (1 - e^{-t/\tau})$$

$$\tau = \alpha \rho^3 / \gamma^5$$

Elle est dirigée selon le champ principal, mais elle peut être tournée dans le sens longitudinal dans certaines zones de la machine où une interaction avec une cible sous forme de jet peut être envisagée. Il faut typiquement attendre de 15 minutes à 1 heure pour avoir la polarisation maximale.

5.7 Mesure de la polarisation des électrons

Diffusion de Mott

C'est la réaction utilisée dans la plupart des cas pour mesurer la polarisation des électrons à la sortie de la source. Les électrons sont diffusés sur le champ électrique d'un noyau lourd et la section efficace ainsi que l'asymétrie sont calculable. Il faut cependant corriger des effets de diffusion multiple si le polarimètre doit donner une mesure absolue. Il faut pour cela extrapoler pour une valeur nulle de l'épaisseur cible. Ceci reste la difficulté technique car même les cibles d'or les plus minces (quelques centaines d'Angström) sont encore trop épaisses. On mesure une asymétrie droite-gauche avec deux détecteurs semi-conducteurs, d'où l'on en déduit la polarisation, connaissant le pouvoir d'analyse (pouvoir d'analyse de $\sim 0,4$ à 120° pour des électrons de 70 keV) /32/.

D'autres méthodes sont décrites par Sinclair /28/ mais semblent moins bien adaptées.

Diffusion de Möller

La polarisation des électrons de haute énergie (ultra relativiste) est souvent utilisée dans le sens longitudinal.

La diffusion sur une cible non polarisée ne produirait donc pas d'asymétrie. On utilise la diffusion de Möller (électron sur électron) en utilisant comme cible une feuille ferromagnétique aimantée à saturation par un champ magnétique pour polariser

les électrons de la cible. On détecte l'électron diffusé à angle fixe avec un spectromètre, et une asymétrie est obtenue en changeant périodiquement soit le signe de polarisation du faisceau soit celui de la cible /33/. La section efficace s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2\gamma^2(\gamma^2-1)^2 \sin^4\theta} [A \mp B (\rho_1 \cdot \sigma_2)]$$

avec \mp pour l'hélicité ± 1 de l'électron incident, ρ_1 le vecteur unitaire dans la direction du faisceau, et σ_2 le vecteur unitaire dans la direction de polarisation de la cible.

6 - FAISCEAUX DE NEUTRONS POLARISÉS

A LAMPF des faisceaux de neutrons polarisés ont été obtenus à partir du faisceau de protons de 800 MeV par la réaction $d(p, \vec{n})2p$ à 20° qui correspond à une diffusion quasi-élastique pn à 133° c.m. La polarisation des neutrons est de -0,2 et la définition en impulsion est de 60 MeV (largeur à mi-hauteur) pour une énergie de 650 MeV des neutrons. Deux aimants placés derrière le collimateur permettent d'orienter la polarisation et de faire des mesures à angle fixe (un seul détecteur) en changeant de 180° la direction de la polarisation.

A partir du faisceau de protons polarisés, des neutrons polarisés ont été aussi produits à 0° . Le terme K_{NN} étant petit ($\sim 0,14$) on utilise le terme K_{LL} grand pour produire des réactions polarisés longitudinalement. Une polarisation de 0,45 est obtenue pour les neutrons à partir d'une polarisation de 0,7 des protons incidents /34/.

A Saturne nous produisons des faisceaux de neutrons polarisés à partir du faisceau de deutons polarisés vectoriellement et cassés sur une cible de béryllium. Un aimant de balayage dévie les particules chargées et les neutrons sont récoltés à travers un collimateur très étroit. Le collimateur sélectionnant les très petites impulsions internes du deuton, cela supprime l'effet de l'état D. La polarisation des neutrons est égale à celle des deutons. On obtient ainsi 5×10^5 à 10^6 neutrons par seconde dans une bande de ± 20 MeV et jusqu'à une énergie maximale de 1150 MeV (limitation à la moitié de l'énergie maximale des deutons de Saturne).

7 - FAISCEAUX DE γ POLARISÉS

Une intéressante technique a été développée à Frascati et Brookhaven pour produire des γ polarisés de grande énergie. La technique est basée sur la diffusion Compton entre l'électron d'une machine de haute énergie (anneau de stockage) et les γ produits par un laser (polarisés par les techniques optiques habituelles). Si la diffusion a lieu à 180° , l'énergie du γ est alors maximale. Elle est donnée par :

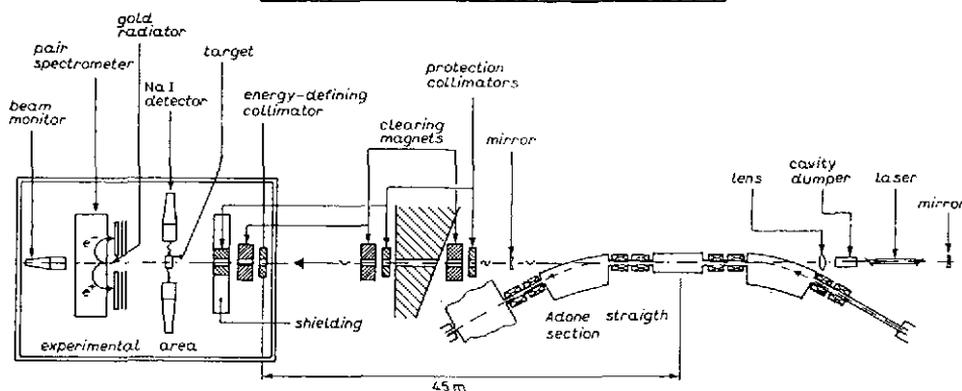
$$E_Y^f = \frac{4 E_Y^i \gamma^2}{1 + \frac{4 \gamma E_Y^i}{m_e}}$$

où γ est le rapport entre l'énergie des électrons et leur masse m_e et E_Y^i et E_Y^f , respectivement l'énergie initiale et finale du γ provenant du laser.

Le faisceau de ADONE à Frascati (1,5 GeV) a pu produire à partir d'un laser de longueur d'onde 5145 Å des γ de 79 MeV. Une intensité de 10^4 à 10^5 γ /s polarisés à 98% à été obtenue avec une puissance laser de 20 W pendant 15 ns et une intensité de 75 nA d'électrons /35/. La résolution en énergie, tributaire de l'ouverture du collimateur, est de 1 à 10 %. Une technique de marquage des photons est envisageable (détection de l'électron de recul). Notons aussi pour mémoire que la lumière synchrotron est polarisée. Les machines à rayonnement synchrotron produisent donc aussi des γ polarisés (ESRF) (Fig. 18).

Tableau 5

E_C (GeV)	1,5	3	6	5
E_Y^f (MeV)	79	299	1088	780
	ALS II		CEBAF	ESRF

Fig. 18 - Polarisation des γ par diffusion Compton arrière (projet LADON /35/).

8 - DEPolarISATION DANS LES MACHINES PERIODIQUES

8.1 Introduction (voir /36/)

Il est bien connu qu'un moment magnétique \vec{M} plongé dans un champ magnétique \vec{B} subit un couple $\vec{\Gamma}$ tel que :

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}.$$

Il s'ensuit une précession du moment magnétique autour du champ à la fréquence de Larmor :

$$|\omega_L| = g \mu_N B$$

Le trièdre de Larmor tourne autour de B avec une vitesse angulaire donnée par la fréquence de Larmor. Dans ce système le moment magnétique de la particule n'est pas influencé par le champ B. On peut donc ne plus se préoccuper du champ principal (champ vertical des cyclotrons, synchrotrons...) et alors étudier l'effet des autres composantes (plus petites) du champ magnétique, rencontrées par la particule.

Pour accélérer les particules polarisées, on les injecte en ayant orienté leur moment magnétique parallèlement au champ magnétique principal. (Toute autre orientation reviendrait en effet à faire précesser le moment magnétique autour du champ principal ; mais les particules restant pendant des temps différents dans l'accélérateur, elles seraient, après éjection, réparties plus au moins au hasard sur un cône. La polarisation vue comme moyenne des projections sur l'axe du cône serait alors forcément diminuée d'autant plus que le cône est ouvert).

8.2 Mécanisme de la dépolarisation et remède par correction des résonances

Dans le système de Larmor, le moment magnétique est donc vertical à l'injection. S'il existe des composantes transverses (B_{\perp}) du champ magnétique, le moment magnétique aura donc tendance à tourner autour de cette composante, et ceci d'autant plus que la composante est vue longuement par la particule. Ceci se passe lorsqu'une telle composante est vue périodiquement par la particule avec une condition de résonance. Soit (xyz) un référentiel lié à la particule sur l'orbite moyenne (Oz vertical et Oy tangent à l'orbite). Pour qu'il y ait équilibre du faisceau, il faut que les trajectoires qui s'écartent de l'orbite moyenne soient ramenées vers celle-ci par une focalisation. Ce phénomène est donc inévitable. La focalisation induit autour de l'orbite moyenne des oscillations des particules selon Oz et Ox. Ces oscillations sont caractérisées par des nombres d'onde ν_z et ν_x . (Les nombres d'onde sont comptés pour une révolution dans la machine). Ces oscillations sont créées par des champs magnétiques respectivement B_x et B_z oscillant à la même fréquence ($\omega = 2\pi \nu$). Par ailleurs la composante principale du champ magnétique de la machine (B_z) fait précesser le moment magnétique d'un angle $2\pi \gamma G$ dans le système (xyz) à chaque tour dans la machine

$$G = g \frac{m}{2m_p} - 1$$

(m est la masse de la particule et m_p celle du proton). On obtient un accord entre la rotation du moment magnétique et le champ oscillant B_x si :

$$2\pi \gamma G = 2\pi \nu_x n$$

où n est un entier décrivant la série de Fourier du champ périodique B_x . Si en particulier n vaut 1 on a accord parfait et le champ B_x de focalisation est un champ tournant exactement à la fréquence de Larmor : la dépolarisation sera donc totale si cette situation dure trop longtemps.

En considérant le couplage entre les oscillations selon Oz et celles selon Ox ainsi que les défauts de régularité du champ principal, on trouve que l'ensemble des résonances dépolarisantes possibles est donc donné par :

$$\gamma G = 4p + q + n v_z + m v_x .$$

Il faut réaliser que le phénomène est dynamique (sauf pour un anneau de stockage), puisque $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ change de valeur au cours du temps. La particule étant accélérée ne se trouve sur une condition de résonance que pendant un temps plus ou moins long; elle traverse la résonance. Pendant cette traversée le champ principal croît lentement en fonction du temps et peut donc réaliser la condition de basculement adiabatique du moment magnétique recherché dans les résonances des sources. On montre [37] que lorsqu'une résonance isolée est traversée, la projection du moment magnétique sur l'axe Oz (proportionnelle à la polarisation vectorielle) varie comme :

$$M_z^{\text{final}} = (2 e^{-\pi \varepsilon^2 / 2\alpha} - 1) M_z^{\text{initial}}$$

où ε est la largeur de la résonance et α la vitesse de traversée. Si la résonance est peu large ou si elle est traversée rapidement (ε^2/α petit), la polarisation est conservée. Si par contre ε^2/α est grand, la polarisation change de signe. Tous les cas intermédiaires détruisent plus ou moins la polarisation.

L'art du machiniste consiste d'une part, lors de la conception de la machine, à choisir des valeurs de v_x et v_z pas trop gênantes. Ensuite, en fonction de l'énergie et de la nature des particules, il dispose d'une latitude de réglage pour modifier un peu v_x et v_z au cours de la montée en énergie. Il peut aussi modifier localement la vitesse de montée du champ principal. On cherche soit à traverser rapidement la résonance, soit à se mettre dans la condition de basculement adiabatique (on aura alors un changement de signe de la polarisation vectorielle). Chaque ligne doit être considérée et traitée de façon particulière. Les synchrotrons ont un nombre de résonances d'autant plus élevé que leur énergie est grande. A Saturne il faut considérer une dizaine de résonances. A Brookhaven (AGS, 26 GeV) ou Argonne (ZGS) il faut en considérer une centaine. Le problème devient inextricable pour les machines de très haute énergie et une autre technique a été proposée : les "Siberian-Snake".

8.3 Siberian Snake : le remède pour les machines de grande énergie

Un "serpent sibérien" est un dispositif comprenant plusieurs éléments d'optique capables de faire basculer le moment magnétique de 180° autour d'un axe, soit parallèle au mouvement (axe Oy de notre référentiel), soit perpendiculaire (axe Ox), en restituant la particule sur sa trajectoire à la sortie du dispositif. On peut suivre sur la fig. 19 la façon dont sont modifiées les trois composantes du moment magnéti-

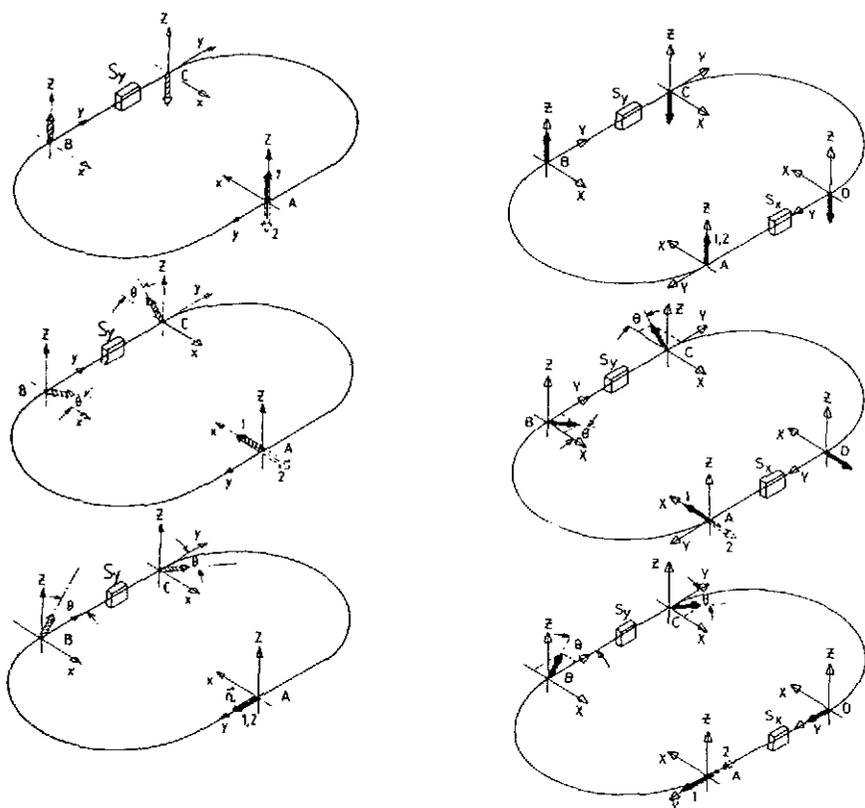


Fig. 19 - Principe d'un Siberian Snake de type S_y ou de deux Siberian Snakes (type S_x et S_y) sur chaque composante du moment angulaire (d'après /36/).

que après un tour avec passage dans un Sibérian Snake de type S_y (rotation autour de Oy) : la composante longitudinale est conservée et les deux autres sont changées de signe. Deux tours dans une telle machine conservent donc l'orientation du moment magnétique quel que soit l'énergie. La fréquence de rotation γG est donc maintenant remplacée par $1/2$ quelle que soit l'énergie, et les résonances à considérer sont beaucoup moins nombreuses et données par :

$$\frac{1}{2} = p + n v_z + m v_x .$$

Un système encore plus avantageux est donné par deux Siberian-Snakes S_y et S_x (voir fig. 19) car cette fois c'est la composante Oz parallèle au champ principal qui est conservée et les deux autres composantes changées de signe sur un tour. La polarisation est donc "up" dans la moitié de la machine et "down" dans l'autre moitié. Les résonances restent définies par l'équation précédente indépendante de l'énergie. Le nombre de résonances à considérer est notablement amoindri par de tels dispositifs. Cependant entre deux Siberian-Snakes, le moment magnétique précesse et sur cette

portion de machine l'équation en γ précédente reste valable. Il faut diminuer la longueur entre deux Siberian-Snakes, et c'est pourquoi on en envisage plusieurs dizaines sur le SSC (20 TeV)!. Signalons que ce système bien étudié sur le papier n'a pas encore été testé sur un accélérateur.

9 - LES CIBLES POLARISEES

Il existe plusieurs catégories de cibles polarisées correspondant à différentes techniques de polarisation et répondant à différents besoins. Une bonne revue en a été faite par Heeringa /38/ et nous suivrons cette classification. i) La polarisation par équilibre thermique peut être obtenue si l'énergie d'agitation thermique est assez basse par rapport à l'énergie magnétique. Le champ magnétique extérieur doit être très grand et la puissance de refroidissement très importante. ii) Une polarisation dynamique beaucoup plus importante peut être obtenue en profitant du couplage entre protons et électrons dans certains solides très particuliers. Les progrès sur la réfrigération permettent de "geler" le moment magnétique de ces cibles et de maintenir leur polarisation par des champs magnétiques faibles. iii) Les jets polarisés peuvent fournir des cibles polarisées externes dans certains cas. Ils permettent surtout de travailler en cible interne auprès d'une accélération ou d'un anneau de stockage. iv) La possibilité de pompage optique est également envisagée et utilisée dans la polarisation des cibles.

9.1 Polarisation par équilibre thermique

La répartition de Betzmann conduit à une polarisation de l'ordre de 25 % pour une température de 10 mK et un champ de 10 teslas.

Des métaux (grand moment magnétique et refroidissement facile) peuvent être polarisés par cette méthode (^7Li , ^{27}Al , ^{45}Sc , ^{51}V , ^{55}Mn etc.. d'après /38/). L'échantillon polarisé présente l'avantage d'être très pur (pas de noyaux parasites) mais la puissance apportée par le faisceau doit être très faible (on sait évacuer 1 à 10 μW à des températures de 10 à 20 mK avec les réfrigérateurs à dilution) et le champ magnétique très fort (10 à 15 teslas) perturbe grandement un faisceau de particules chargées. Ces cibles ont été surtout utilisées avec des faisceaux de neutrons.

Une méthode dérivée consiste à utiliser le champ magnétique des électrons non appariés de l'échantillon (20 à 1000 teslas sur le noyau). Certains atomes ont directement cette propriété ^{59}Co , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm ... et restent ferromagnétiques à basse température. Il est aussi possible de bloquer le noyau que l'on veut polariser soit dans une molécule soit dans un réseau cristallin. Les concentrations de noyaux cible (polarisés) deviennent alors très faibles et sont à séparer d'un bruit de fond provenant d'autres centres diffuseurs. On a ainsi fait des expériences de diffusion de neutrons sur Bi, Au, U ... polarisés.

9.2 Polarisation dynamique

C'est la technique employée pour les cibles polarisées solides recevant un faisceau extrait de particules chargées. Nous donnerons une explication simplifiée du principe introduit par Abragam et Jeffries /39,40/ en nous inspirant plus particulièrement de la référence /40/.

9.2.1 Principe

Les premières polarisations dynamiques ont été obtenues sur des monocristaux LaMN $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}24(\text{H}_2\text{O})$. Pendant la croissance du cristal, 1 % des ions La^{3+} environ sont remplacés par des ions paramagnétiques Nd^{3+} . La réserve de protons à polariser est constituée par les hydrogènes du radical H_2O . L'ion Nd est considéré comme un spin électronique fictif de moment magnétique $-g \mu_B S$ (μ_B magnéton de Bohr et S spin 1/2).

L'hamiltonien s'écrit dans le cas simplifié d'un proton et d'un spin fictif S :

$$H = -g_p \mu_B \vec{J} \cdot \vec{B} + g \mu_B \vec{S} \cdot \vec{B} + \gamma(r) \vec{J} \cdot \vec{S}$$

où nous reconnaissons l'énergie du moment magnétique du proton ($g_p = 0,00304$ en unités de magnéton de Bohr), l'énergie du moment magnétique du spin fictif électronique et le terme de couplage (interaction dipole-dipole dépendant de la distance). L'ensemble des protons (abondants par rapport aux ions Nd) sera pris en considération en intégrant sur la distance ion-proton. Dans un champ magnétique extérieur assez fort, les niveaux d'énergie sont alors disposés comme sur la fig. 20.

Si nous appliquons un champ radiofréquence extérieur B_0 correspondant à l'écart d'énergie $h\nu_e$, il est possible d'induire des transitions W_1 comme indiqué sur la fig. 26 ($\Delta m_S = 1$, $\Delta m_J = 0$). En fait les états $(1/2, -1/2)$ et $(-1/2, 1/2)$ n'étant pas purs, à cause du terme de couplage de l'hamiltonien, il est aussi possible d'induire des transitions W_2 et W_3 pour des valeurs de champ magnétique légèrement différentes du champ B_0 . Ces transitions ont une probabilité plus faible que W_1 (10^{-3} à 10^{-5}).

A l'équilibre thermique, si nous posons :

$$\Delta = \frac{h\nu_e}{kT} \quad \text{et} \quad \delta = \frac{h\nu_n}{kT}$$

nous avons la répartition de populations correspondant à la colonne 1 de la fig. 26. La polarisation nucléaire est alors :

$$P_0 = \frac{(1 + e^{-\Delta}) - (1 + e^{-\Delta}) e^{-\delta}}{(1 + e^{-\Delta}) + (1 + e^{-\Delta}) e^{-\delta}} = \text{th} \left(\frac{h\nu_n}{2kT} \right)$$

Le couplage au réseau est maintenant essentiel. Il induit des transitions ω_1 , ω_2 , ω_3 et ω_4 qui tendent à redescendre les populations vers le niveau fondamental. Le phénomène essentiel est alors le suivant : Le temps de relaxation pour le couplage ion Nd^{3+} - réseau est beaucoup plus court que le temps de relaxation du couplage proton-

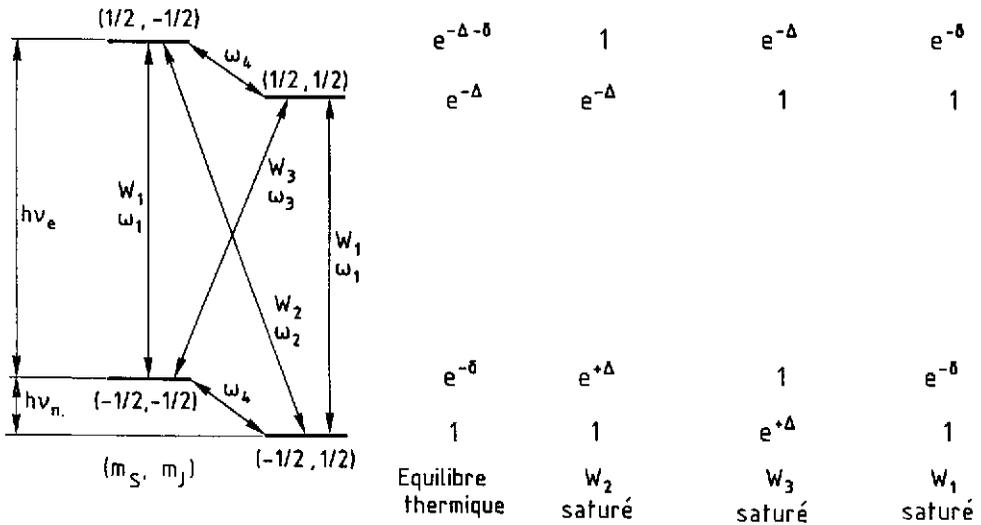


Fig. 20 - Principe de la polarisation d'une cible solide (d'après /40/).

réseau. Ceci entraîne que ω_4 est négligeable par rapport à ω_1 . Les mélanges de configurations induisant aussi des transitions ω_2 et ω_3 de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5} de ω_1 . On a :

$$\omega_1 \gg \omega_2 = \omega_3 \gg \omega_4$$

Si on sature la transition W_2 par exemple, à l'équilibre on aura égalisation des populations des états $(1/2, -1/2)$ et $(-1/2, 1/2)$ et répartition selon la statistique de Boltzman pour les états $(1/2, -1/2)$ et $(-1/2, -1/2)$ couplés par ω_1 , et, indépendamment pour les états $(1/2, 1/2)$ et $(-1/2, 1/2)$. On est conduit à la répartition de la deuxième colonne pour les populations. La polarisation nucléaire est alors donnée par :

$$P(W_2) = - \text{th}\left(\frac{h\nu_e}{2kT}\right)$$

On peut de même envisager une transition W_3 qui conduit à une population d'équilibre opposée, ce qui permettra un basculement de la polarisation de la cible

$$P(W_3) = \text{th}\left(\frac{h\nu_e}{2kT}\right)$$

Par rapport à la polarisation de l'équilibre thermique, on a gagné un facteur important correspondant à ν_e/ν_n , rapport des moments magnétiques ion Nb, proton (fig.21). Le schéma de principe de l'expérience est celui de la fig. 22.

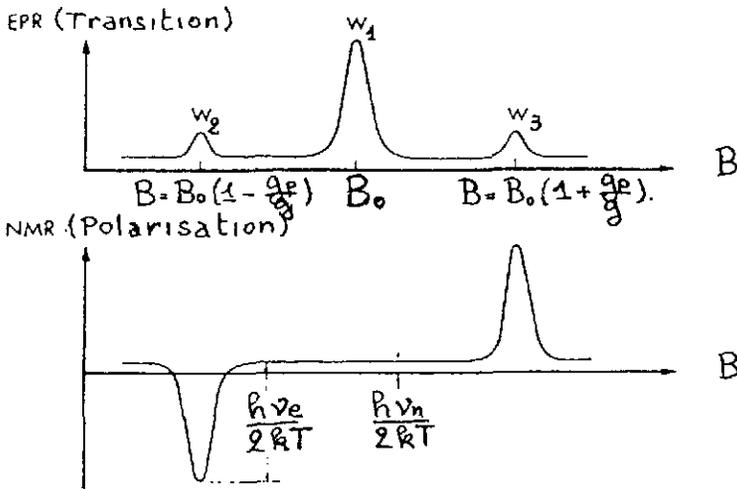


Fig. 21 - Transition et polarisations obtenues en fonction du champ extérieur pour une excitation HF de fréquence fixe (d'après /40/).

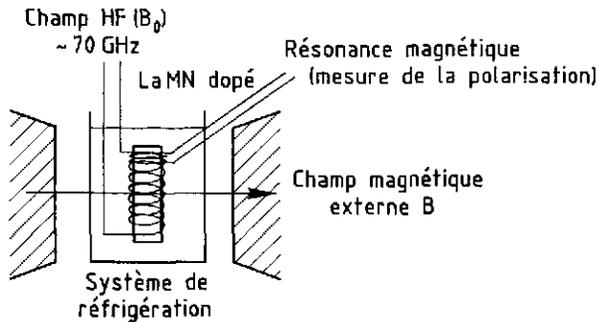


Fig. 22 - Schéma de principe d'un cible solide polarisée.

On peut mesurer la polarisation obtenue par résonance magnétique nucléaire. L'intensité du signal est proportionnelle à la polarisation. Le cas réel est évidemment beaucoup plus compliqué que les explications simples données ci-dessus. Il faut, en particulier, moyenner sur les distances entre Ion Nd^{3+} et protons et considérer le détail des couplages possibles (voir /40/).

Le processus peut être résumé de la façon suivante : par excitation résonnante (micro-onde) on fait une transition qui bascule le spin d'un électron et le spin d'un proton. Mais le spin de l'électron étant très couplé au réseau cristallin revient rapidement à son état initial. Il est prêt pour une nouvelle transition. Le système

marche en pompage sur le réservoir de protons qui se polarisent peu à peu. Cependant, le nombre de protons que l'on peut polariser (molécules d'hydrogène) est faible par rapport au nombre total de protons du cristal

$$r = \frac{\text{protons libres}}{\text{protons de la cible}} \approx 0,06 \quad \text{pour le LaMN}$$

L'expérience doit donc distinguer les protons libres pour bénéficier de la grande polarisation obtenue pour eux seuls ($\sim 70\%$ à $1,5^\circ\text{K}$). De plus le cristal LaMN se détruit aux radiations. C'est pourquoi de nouveaux matériaux ont été recherchés.

9.2.2 Tendances actuelles, performances /41/

A partir des années 1967 ~ 1970 des matériaux tels que le butanol (alcool) et le propanediol (diol) dopés avec des radicaux paramagnétiques ($\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ par exemple) ont été utilisés. Ce sont des matériaux amorphes plus faciles à obtenir en grande quantité. Le rapport r des protons libres au nombre total de protons dans la cible est plus élevé ($r \approx 15$ à 20%) et ces matériaux sont 100 fois plus résistants aux radiations que la structure cristalline du LaMN. Le processus de pompage est un peu plus compliqué. Les électrons libres paramagnétiques sont plus nombreux que dans le cas du cristal de LaMN. Au processus expliqué ci-dessus s'ajoute le processus suivant : La micro-onde extérieure bascule le spin d'un électron. Un couplage noyau-électrons provoque le basculement d'un spin nucléaire et celui d'une paire d'électrons couplés à zéro. Le temps de relaxation toujours beaucoup plus court pour les électrons que pour les noyaux restitue le réservoir d'électrons pour un nouveau pompage /42,39/.

Le champ magnétique sur les cibles est de l'ordre de 2,5 teslas et la température inférieure ou de l'ordre de 0,5 K. L'onde extérieure est de 70 GHz environ. Des polarisations de 90 % pour les protons et 25 à 45 % pour les deutons (polarisation vectorielle) sont obtenues. La polarisation décroît de $1/e$ pour un flux de 5×10^{14} particules/cm² (particules au minimum d'ionisation) /41/.

Une nouvelle étape a été franchie en utilisant des ammoniacs (NH_3 ou ND_3) comme cible ; la proportion de protons ou de deutons est beaucoup plus importante ($r=0,3$). Mais surtout Niinikoski et Rieubland /43/ ont montré que l'irradiation créait les radicaux paramagnétiques nécessaires au mécanisme de polarisation. Il s'ensuit une préparation plus facile des cibles (irradiation sous froid) et une résistance de la polarisation à l'irradiation très supérieure à celle des butanols. Deux ordres de grandeur sont ainsi gagnés sur la dose supportable par la cible polarisée.

Des polarisations de 90 % des protons (libres) et de 49 % des deutons libres peuvent être obtenues dans ces cibles.

D'autres matériaux sont étudiés /41/. Parmi ceux-ci les molécules ^6LiD et ^7LiH ont un intérêt particulier. Le ^6Li étant pour une part importante un deuton couplé à un α , le nombre de deutons polarisables est très élevé et des polarisations vectorielles de 70 % ont pu être obtenues. Le champ magnétique doit cependant être très fort (6,5 T) et la polarisation est longue à obtenir (1 à 2 jours).

9.3 Cibles polarisées gelées

Les cibles décrites dans le paragraphe précédent nécessitent des champs magnétiques forts (plusieurs teslas) et très constants (de l'ordre de 10^{-4} sur tout le volume de la cible). Ceci vient du fait que la différence entre les transitions W_1 , W_2 et W_3 est très faible, et de l'ordre de $g_p/g = 10^{-3}$ alors qu'elles conduisent à des polarisations de signe opposé. En fait on maintient le champ constant et on fait varier la fréquence de la micro-onde (de 69,33 GHz à 69,54 GHz pour la cible de Saclay par exemple). Le champ très fort est gênant par lui-même (il courbe le faisceau et les particules diffusées lorsqu'elles sont chargées). De plus, l'aimant ferme la géométrie autour de la cible.

Les progrès sur les systèmes de réfrigération (dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$) permettent de fonctionner de la façon suivante : on polarise la cible dans un aimant à $\approx 2,5$ T sous une température de $\sim 0,5$ K puis on arrête la micro-onde. La puissance apportée par celle-ci (2 à 3 mW par gramme de cible) étant supprimée, la température descend à $\sim 0,05$ K ce qui contribue à diminuer encore le couplage spin-nucléaire réseau source de dépolarisation. On peut alors se contenter d'un champ magnétique de maintien de la polarisation beaucoup plus faible ($\sim 0,3$ teslas). Il peut être beaucoup moins homogène car il n'y a plus de transition. On peut alors dégager l'aimant de polarisation et garder un champ de maintien fait par deux bobines à 90° (fig. 23) /44/. La géométrie est beaucoup plus ouverte et, la polarisation de la cible suivant le champ magnétique, on peut la tourner dans toutes les directions de l'espace. De telles cibles existent à Saclay, KEK, TRIUMF, LAMPF ... Les volumes de cible sont de plusieurs dizaines de cm^3 . La polarisation est mesurée par RMN avec une précision de

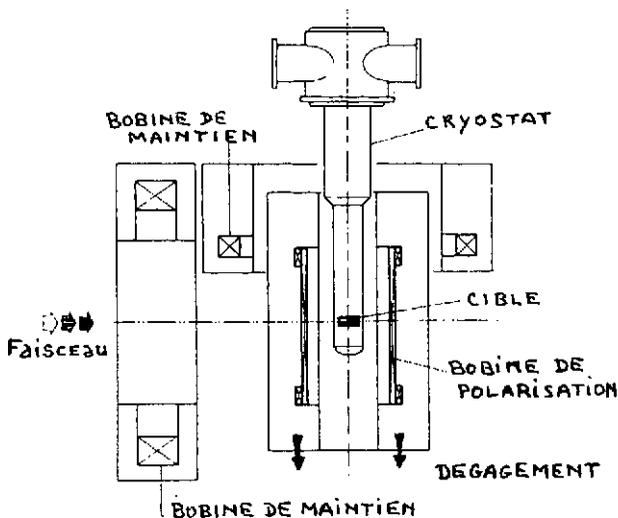


Fig. 23 - Cible gelée de l'expérience N-N au LNS (d'après /44/).

± 1 % pour les protons et ± 5 % pour les deutons /41/. On compare l'aire des signaux lorsque la cible est polarisée et lorsqu'elle est à l'équilibre thermique, cas pour lequel la polarisation est calculable à partir de la température et du champ.

Les réfrigérateurs à dilution permettent d'atteindre des polarisations de 98 % pour les protons (libres) et 45 % pour les deutons. Leur puissance de réfrigération limite cependant le flux de particules au minimum d'ionisation acceptable avec des cibles de pentanol ou butanol (d'après /44/, 6×10^8 particules/s donne un temps de relaxation de l'ordre de 24 heures).

9.4 Polarisation tensorielle des deutons

Pour des cibles de deutons polarisés, le signal de résonance magnétique nucléaire donne la polarisation vectorielle. Si un équilibre thermique est atteint, et en négligeant les effets quadrupolaires, les populations dans les états $M=1, 0$ et -1 sont respectivement proportionnelles à 1, $e^{-\Delta}$ et $e^{-2\Delta}$. Une polarisation vectorielle

$$p_z = \frac{1 - e^{-2\Delta}}{1 + e^{-\Delta} + e^{-2\Delta}}$$

implique donc une polarisation tensorielle de :

$$p_{zz} = \frac{1 - e^{-2\Delta} - 2 e^{-\Delta}}{1 + e^{-\Delta} + e^{-2\Delta}} = 2 - \sqrt{4 - 3 p_z^2}$$

Les polarisations vectorielles de 40 % impliquent donc une polarisation tensorielle de 12 %. Ceci a été vérifié par la réaction $\pi d \rightarrow 2p$ de T_{20} connue avec une précision relative de 10 % sur les mesures /45/.

9.5 Cibles à partir de jets polarisés

Toutes les sources décrites précédemment peuvent servir de cibles polarisées. Dans ce cas on supprime l'étage d'ionisation. Les avantages sont d'une part la totale pureté de la cible en noyaux intéressants, d'autre part le basculement de spin très facile et le choix du type de polarisation (vectorielle, tensorielle) par le jeu des transitions. Les polarisations sont voisines du maximum, mais les épaisseurs de cible sont très faibles. Pour pallier à cet inconvénient, il faut multiplier les interactions cible-faisceau en utilisant ces cibles dans un synchrotron ou un anneau de stockage. Le même faisceau passe alors un grand nombre de fois sur la cible et le nombre d'interactions redevient raisonnable. L'intensité du faisceau sur un jet polarisé n'est pas une limitation contrairement aux cibles solides polarisées. Le jet polarisé peut être perpendiculaire au faisceau ou parallèle au faisceau (on augmente alors l'épaisseur cible). On peut atteindre avec un jet atomique d'hydrogène des

épaisseurs de 10^{11} atomes/cm² pour une cible sans fenêtres. En inclinant le jet polarisé par rapport au faisceau on peut gagner un ordre de grandeur sur l'épaisseur cible /8/. A Novosibirsk une cible de deutons polarisés ($p_{zz} = 0,80$) a été obtenue à partir d'un jet atomique avec une épaisseur de 2×10^{11} atomes/cm² /46/ (jet perpendiculaire au faisceau. Il est possible d'augmenter la densité en envoyant le jet dans une cellule où le jet va stagner plus ou moins (réduction de conductance). Pour éviter la recombinaison, les parois doivent être traitées avec du téflon à température normale ou avec des films d'hélium à basse température. On peut ainsi atteindre 10^{12} atomes/cm² avec une polarisation de 0,43 pour des protons /47/.

Les sources ultra froides devraient permettre d'atteindre des épaisseurs beaucoup plus grandes $\sim 10^{14}$ \vec{p} /cm². Des densités de 10^{18} atomes/cm³ ont même été obtenues par compression /48/ mais dans des volumes très petits non encore exploitables comme cible. Des intensités de 10^{13} atomes/cm² polarisés à 100 % devraient pouvoir être extraites en excitant par micro-onde les électrons des états 4 et 5 vers les états 1 et 2 (instables et éjectés du piègeage magnétique /8/). Signalons dans le cas des sources ultra froides la présence d'un champ magnétique très fort (5 à 8 teslas) sur la cible pouvant perturber l'expérience dans certains cas (le champ est faible dans le cas des jets atomiques conventionnels).

Il est possible également de stocker du ⁶Li polarisé sur une surface chaude de tungstène oxydé (3×10^{14} ⁶Li/cm², Université d'Hambourg).

Tableau 6

FAISCEAUX ATOMIQUES(jet) :	$10^{11} \pm 10^{12}$ atomes/cm ²	\vec{p} et \vec{d}	Novosibirsk, CERN, Stanford
(cellule) :	10^{12} atomes/cm ²	objectif :	10^{14} atomes/cm ³
SOURCE ULTRA FROIDE :		objectif :	10^{14} atomes/cm ³ Michigan-MIT
POMPAGE OPTIQUE :		objectif :	$10^{15} \pm 10^{16}$ atomes/cm ²
stockage :	10^{14} ⁶ Li/cm ²		Hambourg
cellule :	10^{16} ³ He/cm ²		Princeton
cellule (polarisé à 70%) :	10^{18} ³ He/cm ²		Paris
cellule cible interne :	10^{16} ³ He/cm ²		Cal Tech
	2×10^{14} Na/cm ²		KEK

De nombreux laboratoires étudient des cibles gazeuses et les principales performances et objectifs sont résumés dans le tableau 6 (M. Garçon, communication privée). De nouvelles techniques existent (sources ultra froides, pompage optique), qui doivent être mises au point pour arriver à des cibles effectivement utilisables pour une expérience, mais l'avenir semble très ouvert dans ce domaine.

Le principe du pompage optique de ^3He existe depuis longtemps /49/. Il consiste à produire tout d'abord des atomes dans l'état métastable 2^3S_1 par décharge RF. Un pompage est ensuite réalisé sur ce niveau vers le niveau 2^3P_1 (de durée de vie très courte) par éclairage avec une lampe à hélium. Les collisions (fondamental * métastable) permettent ensuite de transférer la polarisation vers le niveau fondamental beaucoup plus abondant. Le fondamental est un 1^1S_0 et les deux états nucléaires ($m_I = \pm 1/2$) permettent des transferts de moment angulaire de ± 1 . Il en résulte une polarisation de 40 % par ce mécanisme. L'amélioration majeure apportée récemment aux cibles de ^3He polarisées par pompage optique est due à deux innovations techniques récentes /50/. D'une part la construction d'un laser de 300 mW à 1083 μm permet un pompage beaucoup plus efficace entre les niveaux de l'état métastables (2^3S_1) et ceux des niveaux 2^3P_1 (la polarisation peut atteindre 70 %). D'autre part une technique de diffusion continue, entre une cellule à température normale sur laquelle le pompage est réalisé et une cellule froide à 4,2 K, permet d'atteindre des densités de 10^{18} atomes/ cm^3 dans des volumes de quelques cm^3 . La polarisation se conserve grâce à des films d'hydrogène déposés sur le tuyau de connection entre les deux cellules.

10 - MESURE DE LA POLARISATION ET DES VARIABLES DE SPIN

10.1 Introduction

Nous ne donnerons que quelques guides pour ce vaste sujet qui pourrait constituer un exposé en soi. Deux problèmes se posent au physicien : comment mesurer la polarisation du faisceau? de la cible? Et comment mesurer les observables de spin. Nous avons déjà partiellement répondu à la première question.

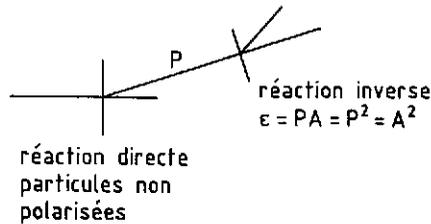
Les sources Lamb-shift, permettent une mesure à quelques pour cents près par comparaison des intensités avec et sans "quenching". La polarisation des cibles solides externes se fait par Résonance Magnétique Nucléaire (en comparant au signal à l'équilibre thermique pour lequel la polarisation est calculable). Il est cependant nécessaire d'avoir des "standards" pour vérifier le degré de dépolarisation des machines etc... Ce problème a été traité (voir /51 et 52/). Nous en résumerons les points essentiels.

10.2 Quelques standards pour la mesure absolue de la polarisation

L'expérimentateur dispose de comptages (N_i) correspondant à différentes orientations du vecteur polarisation ou différentes valeurs de l'angle azimutal ϕ . Après correction de temps mort relatif à chaque configuration, et avec un monitoring relatif (une configuration par rapport à une autre), il dispose d'une asymétrie (ϵ) mais celle-ci est toujours le produit entre une polarisation (P) du faisceau et un (ou une combinaison) du pouvoirs d'analyse (A) relatifs à la réaction identifiée

$$\varepsilon = P.A = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}$$

L'invariance par renversement du sens du temps impose que la polarisation d'une particule produite dans une réaction entre particules non polarisées est égale au pouvoir d'analyse de la réaction inverse. Donc si une expérience de double diffusion est réalisée (mesure de l'asymétrie droite-gauche après la seconde cible) on peut en



déduire la valeur absolue du pouvoir d'analyse et donc disposer d'un standard pour les futures mesures de P. Un bon cas est donné par la réaction $\vec{d} + t \rightarrow \vec{n} + \alpha$ à quelques dizaines de MeV. Cette technique séduisante n'est pas souvent possible car, pour des diffusions élastiques, l'énergie de la particule diffusée après la première cible (et à des angles pour lesquels A est grand), est significativement plus faible que celle du faisceau primaire. Les deux réactions ne sont alors plus exactement inverses. On utilise alors différentes astuces expérimentales : dégradeur en énergie, utilisation d'une troisième cible, etc... On peut aussi faire confiance à un calcul pour la dépendance en énergie (analyses en déphasage par $pp \rightarrow pp$ par exemple). Des calibrations basées sur ces méthodes ont été réalisées à SIN et LAMPF et donnent typiquement 1 % à 2 % de précision absolue /52/.

La mesure de la polarisation des cibles d'hydrogène par RMN donne une précision absolue de 2 % à 4 %. La méthode "quench ratio" des sources Lamb Shift faite avec soin peut permettre une mesure de la polarisation du faisceau à 1 %.

L'ensemble des méthodes se confirment les unes et les autres pour une réaction telle que la diffusion élastique pp et finalement la précision aboutissant à la mesure d'un standard (pouvoir d'analyse connu en absolu) se construit peu à peu (fig. 24). Certaines réactions donnent lieu à des valeurs extrêmes ou calculables (à partir de règles de sélection et de considérations liées aux valeurs des moments angulaires) des pouvoirs d'analyse. On dispose alors d'un standard pour la mesure de la polarisation du faisceau. C'est le cas pour la diffusion $p\text{-}^4\text{He}$ par exemple /51/.

La réaction $\vec{p} + {}^{12}\text{C} \rightarrow \text{"I chargé"} + X$ est utilisée dans de nombreux polarimètres de grande acceptation et de grande efficacité (LAMPF, SIN, TRIUMF, Saclay). Le pouvoir d'analyse de cette réaction est bien mesuré de 100 à 800 MeV et peut servir également de standard (fig. 25) /53/.

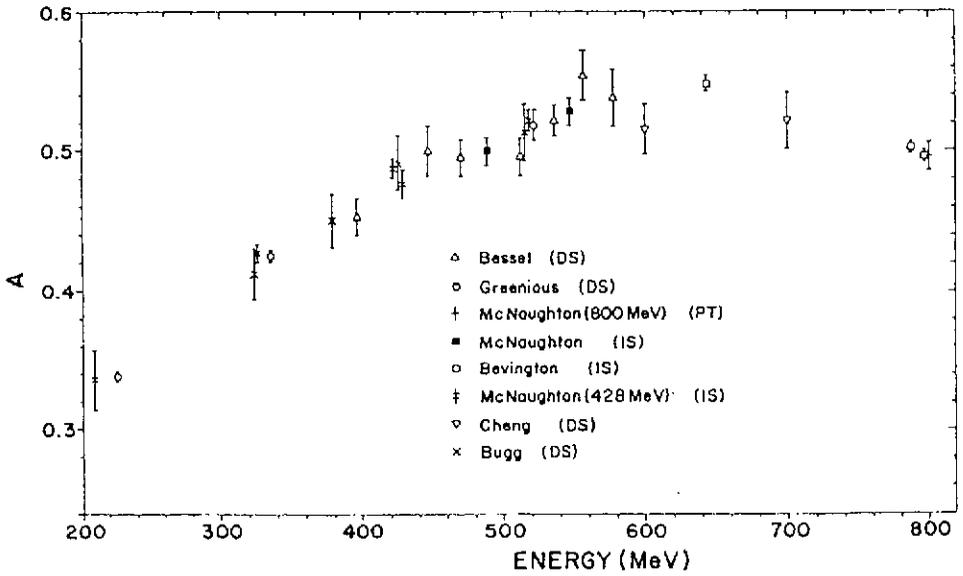


Fig. 24 - Pouvoir d'analyse A_y de la diffusion élastique pp autour de 17° lab et mesuré en absolu par différentes méthodes /52/.

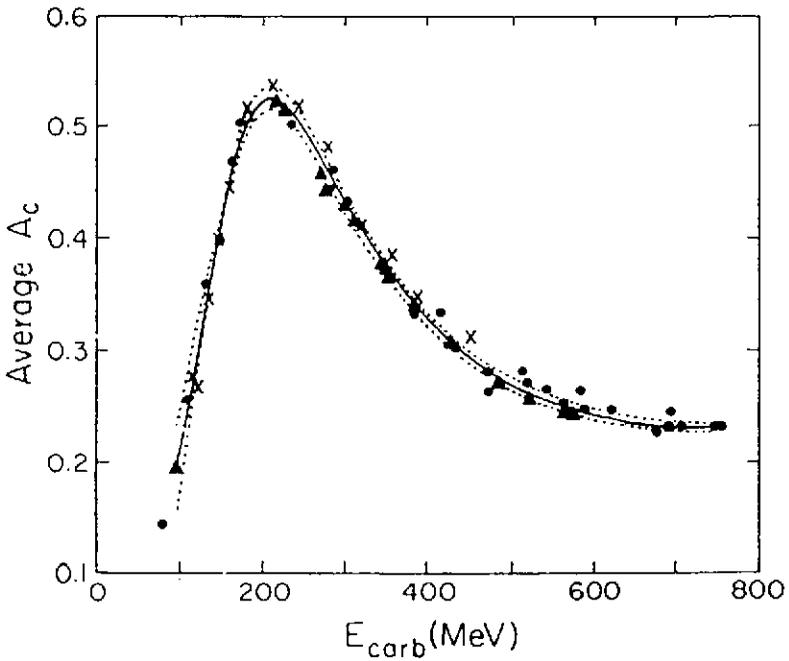


Fig. 25 - Pouvoir d'analyse $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \text{"1 chargé"}$ intégré de 5 à 20° (d'après /53/).

Aux énergies intermédiaires, les diffusions deuton-noyau (effet d'arc-en-ciel) ou la réaction $dp \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0$ à 650 MeV et à 180° ($T_{20} = -\sqrt{2}$) /54/ peuvent servir d'étalonnage pour les deutons.

De façon plus générale, une valeur extrême du pouvoir d'analyse ($A=1$) doit exister pour des réactions comme : ${}^4\text{He}(p,p){}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}(n,n){}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}(t,t){}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}(t,p){}^{14}\text{C}$, $p(\pi,\pi)p$, pour certaines conditions d'angle et d'énergie (quelques dizaines de MeV) /51/. Pour les deutons, une réaction du type :



a des pouvoirs d'analyse indépendants de l'angle et de l'énergie ($T_{20}=1/\sqrt{2}$, $T_{22}=\sqrt{3}/2$ et $iT_{11}=T_{21}=0$). Des réactions telles que ${}^{12}\text{C}(d,\alpha){}^{10}\text{B}$ (1,74 MeV), ${}^{16}\text{O}(d,\alpha){}^{14}\text{N}$ (2,31 MeV) etc ... correspondent à ce cas. Il faut cependant identifier aussi proprement que possible le niveau d'intérêt dans le fond physique. De plus les comptages sont petits. Cette méthode quoique très séduisante n'est donc pas souvent applicable (des réactions du type $1^+ + 0^+ \rightarrow 0^+ + 0^-$ permettent un étalonnage vectoriel /51/).

De façon moins rigoureuse, mais plus pratique, les réactions de diffusion élastique $p-{}^4\text{He}$ et $d-{}^4\text{He}$ donnent une bonne précision des pouvoirs d'analyse maximum, pour certains angles et énergies /55/.

Tableau 5

T_p (MeV)	$\theta_{c.m.}$ (deg)	T_d (MeV)	$\theta_{c.m.}$ (deg)
1,9	88	4,30	120,7
6,35	128,8	4,57	58
12,30	125,5	11,88°	55,3
$A_y = 1$		$A_{yy} = 1$	

La réaction ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ a de grands pouvoirs d'analyse tensoriels de 100 keV (X le pouvoir d'analyse est calculable en supposant une pure onde s et un état composé $j = 3/2^+$) jusqu'à quelques dizaines de MeV. Elle est fréquemment utilisée à la sortie de la source. La réaction $dd \rightarrow pt$ utilisée à Saturne a l'avantage de donner une mesure vectorielle et tensorielle à la sortie de la source. Son pouvoir d'analyse n'est cependant pas connu à mieux que $\pm 2\%$ /54/.

10.3 Mesure des observables de spin

Nous traiterons ce chapitre (voir /2 ou 56/ pour plus de détails) pour le cas d'une particule de spin 1 en ne donnant que les idées directrices de ce type de mesures. Le comptage à un angle θ s'écrit :

$$N(\theta, \phi) = C \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \left[1 + i\sqrt{2} T_{11}(\theta) \rho_{10} \sin\beta \cos\phi + T_{20}(\theta) \rho_{20} \frac{(3\cos^2\beta - 1)}{2} \right. \\ \left. + \sqrt{6} T_{21}(\theta) \rho_{20} \sin\beta \cos\beta \sin\phi + \sqrt{\frac{3}{2}} T_{22}(\theta) \rho_{20} \sin^2\beta \cos 2\phi \right]$$

où C est une constante qui contient le nombre de particules incidentes, le nombre de centres diffuseurs, l'angle solide et l'efficacité de la détection. Les angles β et ϕ permettent de repérer l'axe de symétrie de la matrice densité décrivant le faisceau de deutons par rapport au plan de la réaction (chapitre 1). La polarisation du faisceau est décrite dans le système ayant Oz selon cet axe par ρ_{10} et ρ_{20} . Pour un faisceau de particules, cet axe peut être orienté grâce à un solénoïde et une deflexion magnétique.

Avec Oz vertical on peut mesurer le terme $T_{11} \rho_{10}$ en faisant des comptages à droite et à gauche ($\phi=0$ et $\phi=\pi$) ou en faisant des comptages avec l'orientation $+\rho_{10}$ et $-\rho_{10}$ grâce au basculement, en général possible, à la source. Cette dernière possibilité permet de s'affranchir de l'efficacité et de fausses asymétries de la détection.

On peut mesurer le terme T_{22} en faisant des comptages à droite ou à gauche ($2\phi=0$) et en haut ou en bas ($2\phi=\pi$). Le basculement de ρ_{20} ne permet de mesurer que $(T_{20}/2 + \sqrt{3}/2 T_{22})$ avec un détecteur à $\phi=0$. Si on dispose d'une seconde détection à $\phi=\pi/2$, on peut alors séparer les deux termes. Pour mesurer le terme T_{21} il faut avoir β différent de zéro ou de $\pi/2$. En combinant les basculements de ρ_{20} et des mesures à différentes valeurs de ϕ on peut donc séparer les termes T_{20} , T_{21} et T_{22} .

Si le deuton est la particule émise dans la réaction et qu'il est nécessaire de mesurer sa polarisation, on doit disposer d'un polarimètre pour lequel on a mesuré les pouvoirs d'analyse et section efficace effectifs (intégrés sur des angles solides importants et pour une cible de grande épaisseur). On réalise donc une double diffusion et il est nécessaire que le polarimètre ait une grande efficacité : l'appareillage couvre en général toutes les valeurs de ϕ par détection sur une couronne autour de la direction du deuton. Le comptage s'écrit alors :

$$N(\theta, \phi) = N_0(\theta) [a_0(\theta) + a_1(\theta) \cos\phi + a_2(\theta) \sin\phi + a_3(\theta) \cos 2\phi + a_4(\theta) \sin 2\phi]$$

Une analyse de Fourier permet d'isoler les termes $a_i(\theta)$.

Il faut faire une mesure absolue nécessitant la connaissance de $d\sigma/d\Omega(\theta)$ pour les isoler tous. Une mesure relative permet d'avoir les rapports a_i/a_0 ce qui peut suffire dans certains cas. Les termes a_i ainsi mesurés sont des sommes de termes $[t_{jk} \cdot T_{jk}^*]$ entre les pouvoirs d'analyse effectif du polarimètre (T_{jk}) et les termes de la matrice densité t_{jk} qui ne se limitent plus à deux paramètres dans le cas général puisqu'il n'y a plus d'axe de symétrie.

Je remercie beaucoup Messieurs J. Arvieux, R. Beurtey, M. Garçon et A. Nakach dont les fructueux avis m'ont souvent permis d'éclaircir des points ténébreux. Je remercie également Madame E. Thureau pour la présentation de ce texte.

REFERENCES

*Une version plus complète sera publiée sous forme de Note CEA-N-2584 (à paraître)

- /1/ Barschall, H.H., and Haeberli, W., Polarization phenomena in nuclear physics (1970), The University of Wisconsin Press, Madison.
- /2/ Ohlsen, G.G., Rep. Prog. Phys. 35 (1972) 717.
- /3/ Fricke, M.P. et al., Phys. Rev. 156 (1967) 1207.
- /4/ Haeberli, W., Annal Rev. Nucl. Sci. 17 (1967) 373.
- /5/ Beurtey, R., Rapport CEA-R 2366, CEN Saclay, France (1964).
- /6/ Arvieux, J., Thèse d'Etat, Grenoble, France (1967).
- /7/ Abragam, A., et Winter, J.M., Phys. Rev. Lett. 1 (1958) 375.
- /8/ Gruebler, W., J. Phys. Soc. Japan 55 supp. (1986) 435.
- /9/ Haeberli, W., Helv. Phys. Acta 59 (1986) 513.
- /10/ Arvieux, J., communication à EPAC, Rome (1988).
- /11/ Schmelzbach, P.A., et al., Nucl. Instr. & Methods A251 (1986) 407.
- /12/ McKibben, J.L., et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1180.
- /13/ McKibben, J.L., Am. J. Phys. 45 (1977) 1022.
- /14/ Clegg, T.B., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 80 (1981) 21.
- /15/ Clegg, T.B., et al., Nucl. Instr. & Methods 62 (1968) 343.
- /16/ Donally, B.L., and Sawyer, W., Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 439.
- /17/ Murnick, D.E. and Feld, M.S., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 804.
- /18/ Anderson, L.W., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 80 (1981) 155 ; and Nucl. Instr. & Methods 167 (1979) 363 ;
- /19/ Schmor, P.W., Helv. Phys. Acta 59 (1986) 643.
- /20/ Schneider, M.B., and Clegg, T.B., Nucl. Instr. & Methods A254 (1987) 630.
- /21/ Anderson, L.W., et al., J. Phys. B17 (1984) L229.
- /22/ Steffens, E., J. Phys. Soc. Japan 55 supp. (1986) 459.
- /23/ Steffens, E., Nucl. Instr. & Methods 184 (1981) 173.
- /24/ Steffens, E., et al., Rev. de Phys. Appl. 12 (1977) 1597.
- /25/ Haeberli, W. et al., Nucl. Instr. & Methods 62 (1968) 355.
- /26/ Dreves, W., et al. Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1759.
- /27/ Slobodrian, R.J., et al., J. Phys. Soc. Japan 55 supp. (1986) 478.
- /28/ Sinclair, C.K., J. de Phys. 46-c2 (1985) 669.
- /29/ Baum, G., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 785.
- /30/ Mane, S.R., Phys. Rev. A36 (1987) 105.
- /31/ Barber, D.P., and Mane, S.R., Phys. Rev. A37 (1988) 456.
- /32/ Holzwarth, G., and Meister, H.J., Nucl. Phys. 59 (1964) 56.
- /33/ Alguard, M.J., et al., Nucl. Instr. & Methods 163 (1979) 29.
- /34/ Bhatia, T.S., et al., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 871.
- /35/ Federici, L., et al., Nuovo Cim. 59B (1980) 247.
- /36/ Ruth, R.D., J. de Phys. 46-c2 (1985) 611.

- /37/ Froissart, M., and Stora, R., Nucl. Instr. & Methods 7 (1960) 297.
- /38/ Heeringa, W., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 770.
- /39/ Abragam, A., and Goldman, M., Rep. Prog. Phys. 41 (1978) 395.
- /40/ Schnugge, T.T., and Jeffries, C.D., Phys. Rev. A138 (1965) 1785.
- /41/ Meyer, W., Helv. Phys. Acta 59 (1986) 728.
- /42/ Borghini, M., Phys. Lett. 26A (1968) 242.
- /43/ Niinikoski, T.O., and Rieubland, J.M, Phys. Lett. 72A (1979) 141.
- /44/ Bernard, R., et al., Nucl. Instr. & Methods A249 (1986) 176.
- /45/ Smith, G.R., et al., Nucl. Instr. & Methods A254 (1987) 263.
- /46/ Evstigneev, A.V., Popov, S.G., and Toporkov, D.K., Nucl. Instr. & Methods A238 (1985) 12.
- /47/ Barker, M.D., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 931.
- /48/ Sprik, R., et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 479 ;
- /49/ Colegrove, F.D., Schearer, L.D., and Walters, G.K., Phys. Rev. 132 (1963) 2561.
- /50/ LeDuc, M., et al., Nucl. sci. Applications 2 (1984) 1.
- /51/ Gruebler, W., Proc. 4th Int. Symp. on Polarization Phenomena, W. Gruebler and V. Kong eds. (Bale 1976) p. 307.
- /52/ McNaughton, M.W., Am. Inst. Phys. Conf. Proc. 69 (1980) 818.
- /53/ McNaughton, M.W., et al., Nucl. Instr. & Methods A241 (1985) 435.
- /54/ Arvieux, J., et al., à paraitre dans Nucl. Instr. & Methods.
- /55/ Gruebler, W., et al., Nucl. Phys. A242 (1975) 285.
- /56/ Bystricki, J., et al., J. de Phys. 39 (1978) 1.

TECHNIQUES D'ECHANTILLONNAGE

H. Fanet

Service de Physique Nucléaire, Moyenne Energie, CEN Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Résumé - La détection d'un nombre élevé de traces dans les expériences de physique nécessite l'échantillonnage des impulsions. Les méthodes de choix de la fréquence d'échantillonnage et de la loi de quantification sont exposées. Les principes de fonctionnement et les limites d'utilisation des composants (dispositifs à transfert de charges et convertisseurs parallèles) sont ensuite donnés.

Abstract - The detection of a large number of tracks in physics experiments makes it necessary to sample the pulses as a function of time. The methods for choosing the sampling frequency and the rules of digitizing are discussed. The working principles and limits of the components used (Flash ADC'S and CCD'S) are also discussed.

La fig. 1 représente deux traces proches dans une chambre à dérive et les signaux électriques correspondants induits sur un fil de détection.

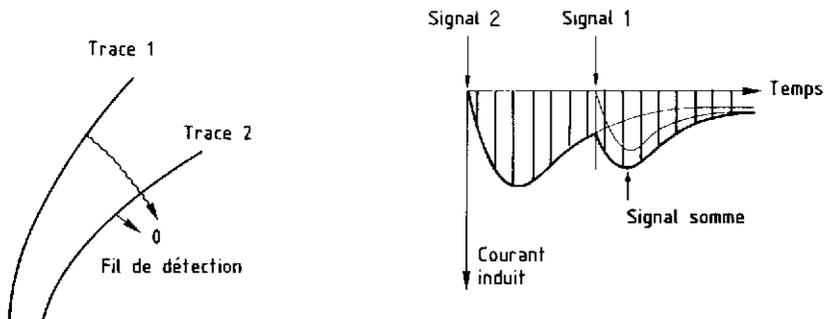


Fig. 1 - Nécessité de l'échantillonnage dans la détection de traces proches.

Les impulsions se recouvrent, les méthodes classiques de mesure des grandeurs physiques (charge ou surface de l'impulsion, temps de dérive ou temps de passage au-dessus d'un seuil) sont alors inefficaces. La solution la plus générale est l'échantillonnage des signaux, c'est-à-dire le prélèvement des valeurs à des instants régulièrement espacés. Un traitement numérique des échantillons permet d'obtenir les grandeurs correspondant à chaque trace.

Quand les impulsions sont séparées (traces éloignées), l'échantillonnage offre deux propriétés intéressantes :

- possibilité de mesurer de façon plus précise le temps de dérive par la connaissance de la forme du signal ;
- connaissance du niveau électrique précédent l'impulsion, ce qui permet de corriger facilement les dérives.

Choisir une fréquence d'échantillonnage élevée et un nombre important de bits de codage est évidemment favorable à une reconstitution précise du signal.

Les contraintes technologiques et budgétaires exigent cependant une détermination précise des erreurs d'échantillonnage et de quantification.

1 - CHOIX DE LA FREQUENCE D'ECHANTILLONNAGE

Deux positions sont possibles : la première consiste à simuler les variations de forme, d'amplitude des signaux et les fluctuations de phase de l'horloge d'échantillonnage puis à construire les distributions statistiques des grandeurs à mesurer ; la deuxième est la détermination d'un critère général de choix à partir du spectre fréquentiel du signal, cette méthode s'appuie sur le théorème de Shannon.

1.1 Exemple de simulation des effets d'échantillonnage dans une chambre à projection temporelle /7,8/

Les signaux en provenance du détecteur sont mis en forme de telle sorte que les impulsions à analyser soient pseudo-gaussiennes. La surface de l'impulsion et le centroïde temporel sont alors représentatifs de la charge libérée par le détecteur et du temps de dérive.

La fig. 2 représente les incertitudes relatives obtenues dans la mesure des grandeurs charge et temps en fonction de la période d'échantillonnage. Quand la période d'échantillonnage est inférieure à la moitié du temps de montée, les erreurs d'échantillonnage sont négligeables. Ce résultat est compatible avec la règle de Shannon.

1.2 Théorème de Shannon /1/

Etabli par Shannon en 1948, ce théorème, parfois attribué à Nyquist, est à la base du traitement numérique du signal. Dans son énoncé le plus simple, il fixe la valeur

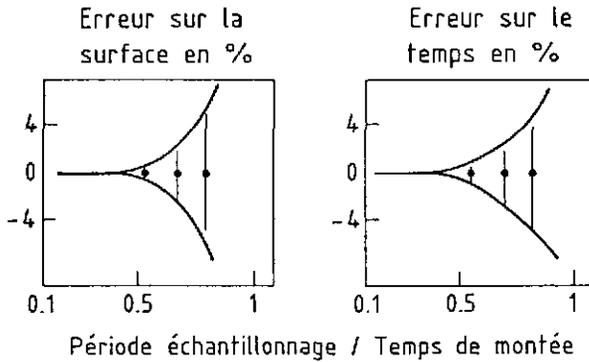


Fig. 2 - Simulation des effets d'échantillonnage dans une chambre à projection temporelle.

minimale de la fréquence d'échantillonnage à deux fois la valeur de la fréquence la plus élevée contenue dans le spectre du signal. Une grandeur dont la fréquence est limitée à 10 MHz doit être échantillonnée à une fréquence supérieure à 20 MHz. La démonstration de ce théorème est assez simple, elle précise les conditions d'application et donne la règle de reconstitution du signal à partir des échantillons.

La fig. 3 représente les signaux utilisés dans la démonstration : $X(f)$ est la transformée de Fourier du signal $x(t)$, elle est supposée à support borné, c'est-à-dire nulle en dehors d'un intervalle $[-f_1, +f_1]$.

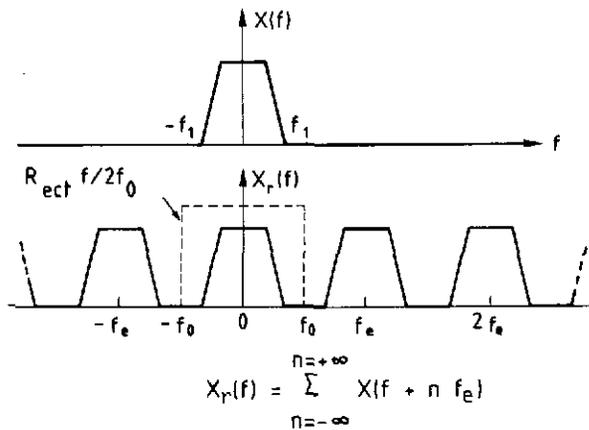


Fig. 3 - Théorème de Shannon.

L'idée du théorème de Shannon est de construire à partir de $X(f)$ une fonction $X_r(f)$ périodique donc décomposable en série de Fourier. $X_r(f)$ est la répétition périodique de $X(f)$, la période de répétition f_e est choisie supérieure à $2f_1$. Dans ce cas les éléments décalés construits à partir de $X(f)$ ne se recouvrent pas et il est possible d'écrire sans ambiguïté en choisissant f_0 dans l'intervalle $[f_1, f_e - f_1]$:

$$X(f) = X_r(f) \cdot R_{\text{ect}} f/2f_0 \tag{1}$$

La fonction fenêtre ($R_{\text{ect}} f/2f_0$) est nulle en dehors de l'intervalle $[-f_0, f_0]$ et égale à 1 dans l'intervalle. Il suffit alors de décomposer $X_r(f)$ en série de Fourier et de prendre la transformée de Fourier inverse de la relation (1) :

$$X_r(f) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n e^{jn2\pi f/f_e} \quad \text{avec} \quad a_n = \frac{1}{f_e} \int_{-f_1}^{f_1} X(f) e^{-jn2\pi f/f_e} df$$

Il est facile d'identifier a_n avec la transformée de Fourier inverse de $X(f)$ calculée en $t = -n/f_e$, c'est-à-dire $x(-n T_e)$. T_e est la période d'échantillonnage ($T_e = 1/f_e$)

$$X_r(f) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} T_e x(-n T_e) e^{jn 2\pi T_e f}$$

En prenant la tranformée de Fourier inverse de la relation (1) on obtient :

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} T_e x(-n T_e) F^{-1} \{ e^{jn 2\pi T_e f} \cdot R_{\text{ect}} f/2 f_0 \}$$

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} 2 T_e f_0 x(n T_e) \text{sinc}[2 f_0(t-n T_e)]$$

La fonction sinus-cardinal notée $\text{sinc}x$ est définie par :

$$\text{sinc}x = \frac{\text{sin}\pi x}{\pi x}$$

Elle est la transformée de Fourier de la fonction fenêtre. En choisissant comme valeur particulière de f_0 : $f_0 = f_e/2$,

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} x(n T_e) \text{sinc}[t/T_e - n] \tag{2}$$

Le signal $x(t)$ est entièrement déterminé par la série discrète des valeurs prises aux instants d'échantillonnage ($n T_e$), n entier relatif. La fréquence d'échantillonnage doit satisfaire la condition :

$$f_e > 2 f_1$$

Dans les cas pratiques, $x(t)$ n'est pas nécessairement à spectre borné et la formule de Shannon (formule 2) n'est plus exacte. L'erreur commise est appelée erreur de

repliement. De plus, le signal n'est généralement pas calculé par la série infinie des échantillons, l'erreur commise est alors appelée erreur de troncature.

1.3 Estimation des erreurs

1.3.1 Erreur de troncature /2/

$x_N(t)$ est le signal calculé par la relation (2) en se limitant à $2N + 1$ termes :

$$x_N(t) = \sum_{n=-N}^{n=N} x(n T_e) \operatorname{sinc} \left[\frac{t}{T_e} - n \right]$$

L'erreur de troncature $e_N(t)$ est définie par :

$$e_N(t) = x_N(t) - x(t)$$

Quelques opérations classiques effectuées sur la série permettant d'écrire pour t compris entre $-NT_e$ et NT_e :

$$|e_N(t)| < \frac{|\sin \pi f_e t|}{\pi \sqrt{f_e}} \left\{ \left(\frac{1}{NT_e + t} \sum_{n=-\infty}^{n=-(N+1)} x^2(n T_e) \right)^{1/2} + \left(\frac{1}{NT_e - t} \sum_{n=N+1}^{\infty} x^2(n T_e) \right)^{1/2} \right\} \quad (3)$$

L'erreur est évidemment nulle aux instants d'échantillonnage ($t = n T_e$). La somme des carrés des échantillons non pris en compte intervient comme terme de majoration.

1.3.2 Erreur de repliement /2/

Le spectre $X(f)$ n'étant plus à support borné, le signal $x_a(t)$ obtenu par la formule de Shannon /2/ est différent du signal $x(t)$. Le signal interpolateur $x_a(t)$ est défini par :

$$x_a(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} x(n T_e) \operatorname{sinc} \left[\frac{t}{T_e} - n \right]$$

La fig. 4 représente les signaux utilisés dans le calcul de l'erreur de repliement.

L'erreur de repliement $e_a(t)$ est définie par :

$$e_a(t) = x_a(t) - x(t)$$

Il est assez simple de calculer $E(f)$ transformée de Fourier de $e_a(t)$ par les opérations suivantes :

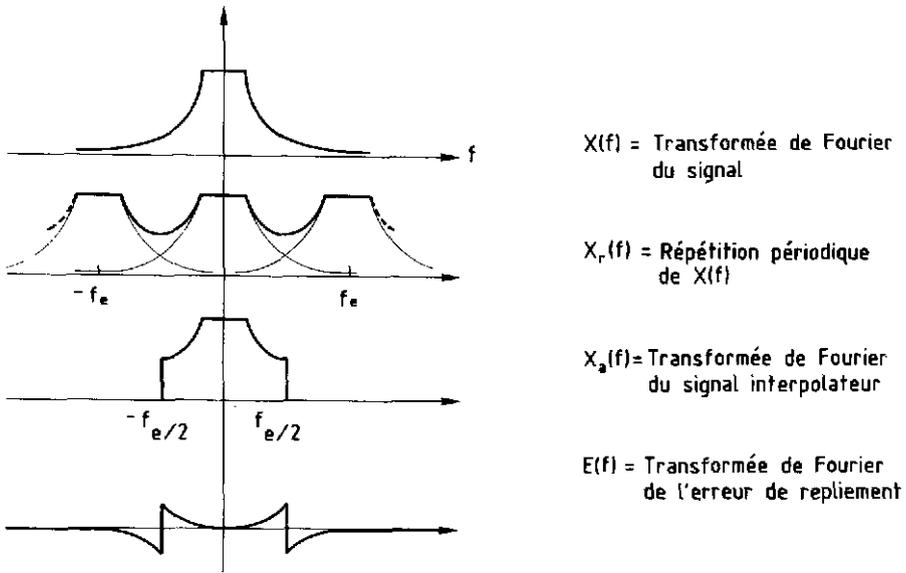


Fig. 4 - Erreur de repliement.

- construction de $X_r(f)$, répétition périodique de $X(f)$;
- multiplication par une fonction fenêtre : $R_{\text{ect}} f/f_e$;
- simple différence : $E(f) = X_r(f) \cdot R_{\text{ect}} f/f_e - X(f)$.

Il est important de noter que le signal $X(f)$ ne peut être calculé à partir du signal $X_r(f)$ par une relation de type (1) puisque les éléments répétés se recouvrent.

La transformée de Fourier de l'erreur de repliement étant connue, il est maintenant possible de majorer $e_a(t)$ par l'expression :

$$|e_a(t)| < |\sin \pi f_e t| \cdot B \quad \text{avec} \quad B = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(f)| df \quad (4)$$

L'erreur est évidemment nulle aux instants d'échantillonnage et l'observation de la fig. 4 permet de comprendre la décroissance de B quand la fréquence d'échantillonnage augmente.

1.4 Intérêt du filtre de garde et description d'une chaîne d'échantillonnage

Pour satisfaire à la règle de Shannon et éliminer l'erreur de repliement il est possible de placer en tête de la voie d'échantillonnage un filtre idéal passe-bas dont la fréquence de coupure est $f_e/2$. La réponse harmonique d'un tel filtre (filtre de garde) est :

$$H(f) = \frac{1}{f_e} R_{\text{ect}} f/f_e$$

Les fréquences du signal supérieures à $f_e/2$ sont supprimées. Placer un filtre de garde semble donc entraîner une perte d'information de même nature que celle résultant du choix d'une fréquence d'échantillonnage trop faible.

Dans de nombreux cas cependant, le spectre du signal présente une composante additionnelle à large bande due, par exemple, à la présence de bruit de fond. Le filtre de garde permet de supprimer tout risque de recouvrement spectral dû à cette composante et l'erreur de repliement qui en résulte. La règle est donc de choisir $f_e/2$ au-delà des fréquences significatives du signal (la formule (4) peut aider à la détermination de l'erreur résiduelle) puis de placer un filtre de garde de fréquence de coupure $f_e/2$. Le filtre idéal précédemment décrit est non réalisable, il est cependant possible de réaliser un filtre voisin du filtre idéal, par exemple un filtre de Butterworth de degré élevé.

La reconstitution du signal peut s'effectuer plus simplement que par le calcul de la série de Shannon, par exemple à l'aide d'une interpolation linéaire réalisée à partir des valeurs des échantillons.

La transformée de Fourier du signal ainsi construit s'écrit :

$$|X_L(f)|^2 = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} |X(f - n f_e)|^2 \text{sinc}^4 f/f_e \quad (5)$$

Ce spectre est à comparer à $|X(f)|^2$.

Les bandes latérales introduites par l'opération d'échantillonnage sont, à la suite de l'interpolation, atténuées selon une loi de type sinus-cardinal.

Une reconstitution élémentaire du signal, la création par exemple du signal en forme d'escalier, obtenu par une simple conversion numérique-analogique, introduit un affaiblissement moindre des bandes latérales.

En résumé, une chaîne d'échantillonnage se présente comme une suite d'opérations :

- filtre de garde ;
- échantillonnage et conversion analogique-numérique ;
- traitement des échantillons.

Le traitement des échantillons peut être soit la reconstitution du signal par la formule de Shannon ou par une formule plus simple, soit le calcul de grandeurs caractéristiques du signal à partir des échantillons.

2. CHOIX DU CODAGE

Une fréquence d'échantillonnage élevée et un nombre important de bits de codage sont incompatibles. Il est donc nécessaire de déterminer avec précision l'erreur de quantification, qui est l'erreur commise dans la mesure d'une variable continue à l'aide d'une série discrète de valeurs de codage.

2.1 Propriétés de l'erreur de quantification /3/

La fig. 5 représente une loi de codage de façon très générale.

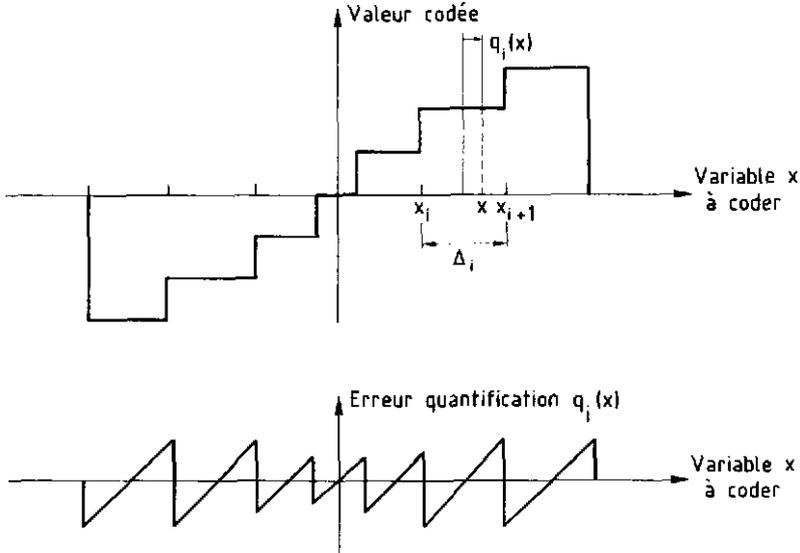


Fig. 5 - Loi de quantification.

Le codage fait correspondre à toutes les valeurs de la variable x comprises entre x_i et x_{i+1} , le numéro de canal i . On fait ensuite correspondre au nombre entier i une valeur codée généralement égale à $1/2 (x_i + x_{i+1})$. Le codage est alors centré. L'erreur de quantification est donnée par la différence :

$$q_i(x) = x - \frac{1}{2} (x_i + x_{i+1})$$

L'intervalle Δ_i (l'ensemble des valeurs comprises entre x_i et x_{i+1}) est l'intervalle de quantification. Les valeurs x_i ne sont régulièrement espacées que dans le cas du codage linéaire. Pour une variable x distribuée symétriquement autour de sa valeur moyenne \bar{x} et pour une loi de quantification de symétrie impaire autour de \bar{x} , la valeur moyenne de q est nulle. q est l'erreur de quantification quand x décrit l'ensemble des intervalles Δ_i . La variance de q s'exprime alors par la relation :

$$\text{var } q = \sum_{i=1}^N \int_{\Delta_i} q_i^2(x) p(x) dx$$

$p(x)$ est la densité de probabilité de la variable x .

N est le nombre d'intervalles de quantification.

Si on suppose le nombre N de valeurs de codage assez élevé, de telle sorte que $p(x)$ soit constant dans chaque intervalle, on obtient :

$$\boxed{\text{var } q = \sum_{i=1}^N p_i \frac{\Delta_i^3}{12}} \quad \text{avec} \quad p_i = \int_{\Delta_i} p(x) dx \quad (6)$$

Quand la loi de codage est linéaire, les intervalles Δ_i sont égaux est :

$$\boxed{\text{var } q = \frac{\Delta^2}{12}} \quad \Delta : \text{ valeur commune des } \Delta_i$$

L'erreur de quantification peut être mesurée par le nombre de bits effectifs de façon suivante : le quotient ξ de la valeur efficace du signal par l'écart-type de l'erreur de quantification est exprimé en décibels. Quand la variable est distribuée uniformément et lorsque la loi de codage est linéaire, ξ est donné par la simple relation :

$$\xi = 6 n \quad (\text{dB})$$

n est le nombre de bits de codage.

Quand la variable x a une distribution gaussienne et quand la plage de codage est égale à 6 écarts-type, ξ s'exprime par :

$$\xi = 6 n - 4,76 \quad (\text{dB})$$

Quand x varie sinusoidalement et quand la plage de codage s'étend linéairement sur l'ensemble de valeurs de x :

$$\xi = 6 n + 1,77 \quad (\text{dB})$$

Ces relations sont données à titre d'exemple.

D'autres facteurs peuvent augmenter l'erreur de quantification, par exemple la non linéarité différentielle du codage qui se traduit par des intervalles Δ_i différents des intervalles théoriques. La mesure de ξ , rapport signal sur bruit de quantification mesuré, permet donc à l'aide des formules précédemment données de définir n_e , nombre de bits effectifs, généralement supérieur au nombre de bits de codage.

Une étude plus précise de l'erreur de quantification prouve en utilisant les résultats du théorème d'échantillonnage, que dans de nombreux cas pratiques l'erreur de quantification peut être considérée comme une variable aléatoire uniformément distribuée et non corrélée au signal à quantifier.

2.2 Intérêt de la quantification non linéaire

L'erreur relative de quantification, c'est-à-dire le quotient de l'erreur par la valeur à quantifier, est souvent plus significative que la valeur de l'erreur elle-même /5/. Δ_i étant l'intervalle de quantification, il est facile de constater que le rapport Δ_i/x prend des valeurs inacceptables pour les faibles valeurs de x . Le principe du codage non linéaire est d'associer aux faibles valeurs de x des intervalles Δ_i de quantification plus petits.

La fig. 6 représente deux lois de codage, linéaire et non linéaire, associées à une même plage de variation de x entre 0 et x_{\max} .

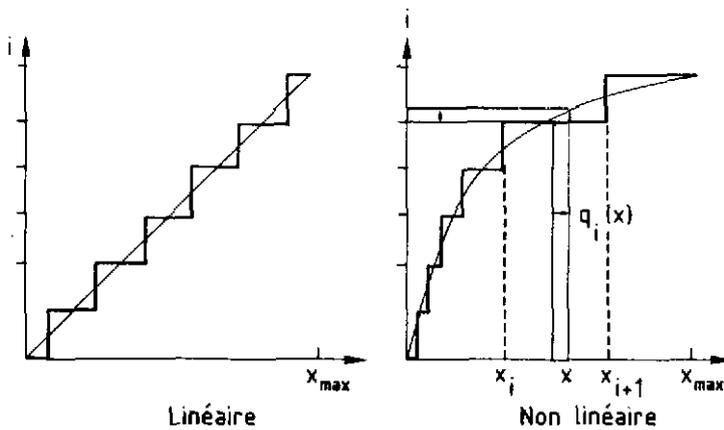


Fig. 6 - Codage linéaire et non linéaire.

Une loi de quantification peut s'écrire : $i = P [f(x) + 0,5]$

i est le numéro du canal de codage ;

$f(x)$ est une fonction de la variable x ;

P désigne la fonction partie entière.

Une loi linéaire de codage définie sur N canaux s'écrit :

$$i = P \left[\frac{x}{x_{\max}} \cdot N + 0,5 \right]$$

Le terme 0,5 permet de centrer la loi de codage.

La variance relative de l'erreur de quantification mesurée dans l'intervalle Δ_i s'exprime, alors, par :

$$\frac{\text{var } q_i}{x^2} = \frac{\Delta_i^2}{12} \frac{1}{x^2}$$

L'erreur de quantification est supposée répartie uniformément dans Δ_i . Une estimation de Δ_i est faite en supposant $f(x)$ linéaire dans l'intervalle Δ_i .

$$\Delta_i = \left(\frac{df}{dx}\right)^{-1} \quad \text{calculée en } x = \frac{1}{2} [x_i + x_{i+1}]$$

$$\frac{\text{var } q_i(x)}{x^2} = \frac{1}{12} \frac{1}{(x \, df/dx)^2} \quad \text{on pose } R = (x \cdot df/dx)^{-1} \quad (8)$$

La variance est calculée dans l'intervalle de quantification Δ_i , elle ne doit pas être confondue avec la variance calculée sur toute la plage de variation de x .

Le facteur R permet de comparer les erreurs relatives de quantification pour différentes lois de codage.

Codage linéaire

$$i = P \left[\frac{x}{x_{\max}} \cdot N + 0,5 \right]$$

$$R = \frac{1}{N} \frac{1}{x/x_{\max}}$$

Codage hyperbolique

$$i = P \left[\frac{x}{ax+b} \cdot N + 0,5 \right]$$

$$R = \frac{1}{N} \frac{1}{x/x_{\max}} \frac{1}{1-a} \left[a \frac{x}{x_{\max}} + (1-a) \right]^2$$

a est un paramètre généralement proche de 1 et b s'exprime par : $b = x_{\max}(1-a)$.

Codage logarithmique

$$i = P \left[\frac{\log(1+\mu x/x_{\max})}{\log(1+\mu)} \cdot N + 0,5 \right]$$

$$R = \frac{1}{N} \frac{1}{x/x_{\max}} \frac{\log(1+\mu)}{\mu} \left(1+\mu \frac{x}{x_{\max}}\right)$$

μ est un paramètre d'autant plus élevé que la loi s'approche d'une loi logarithmique idéale.

La fig. 7 compare les trois lois de codage en représentant R en fonction du rapport x/x_{\max} .

L'intérêt des lois hyperboliques et logarithmiques est évident pour les faibles valeurs de x . Le paramètre a du codage hyperbolique ne doit pas être choisi trop voisin de 1 car l'erreur relative R est proportionnelle à $1/1-a$ pour x égale à x_{\max} . De même le paramètre μ du codage logarithmique doit être limité afin que R , proportionnel à $\log(1+\mu)$ pour x égal à x_{\max} , conserve des valeurs acceptables.

Une étude détaillée de l'erreur de quantification dans la méthode de division de charge /19/ montre l'intérêt du codage logarithmique quand la plage de variation de la variable x est importante.

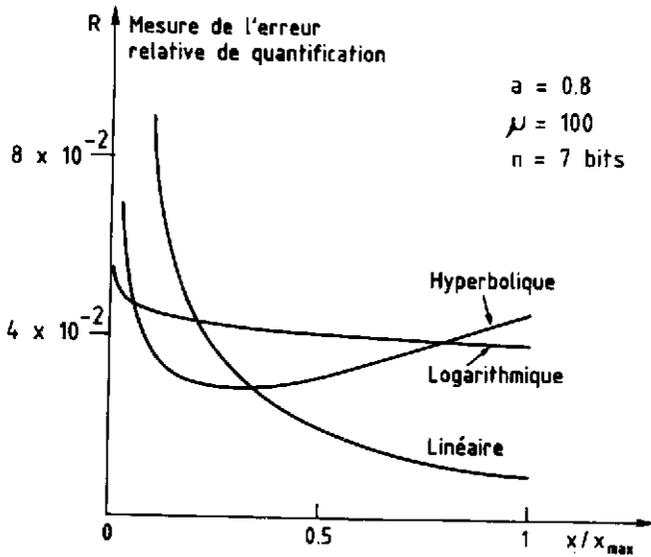


Fig. 7 - Comparaison des lois de codage.

3 - TECHNOLOGIES D'ECHANTILLONNAGE

Après avoir déterminé les règles de choix de la fréquence d'échantillonnage et de la loi de quantification, il est maintenant possible de représenter, de façon simplifiée, un système échantillonneur (fig. 8).

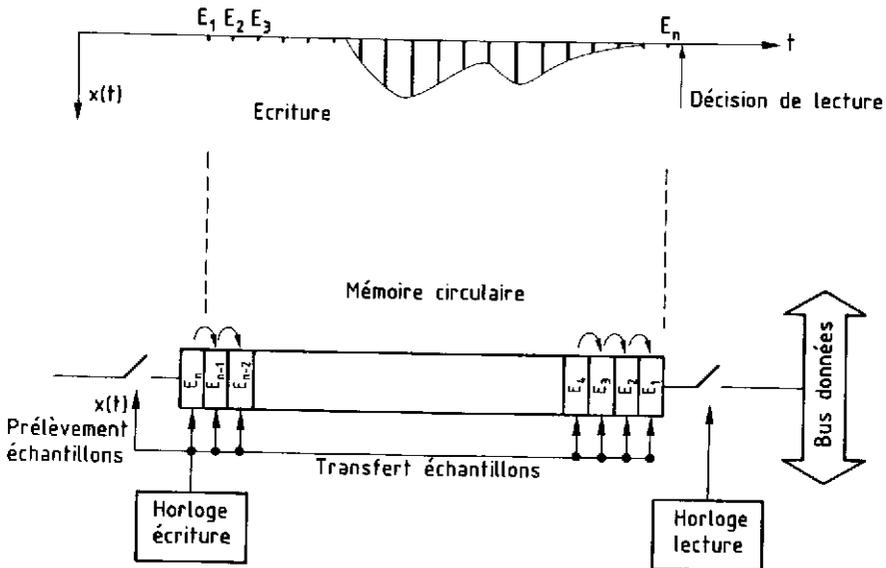


Fig. 8 - Système échantillonneur.

Les valeurs du signal $x(t)$, prises aux temps t_1, t_2, t_n régulièrement espacés, sont notées E_1, E_2, \dots, E_n . Simultanément les échantillons E_j sont mesurés sur le signal et introduits dans la mémoire, les valeurs précédemment mémorisées sont transférées d'une cellule vers la suivante.

Une horloge électronique, l'horloge d'écriture, synchronise les opérations. A un instant donné, décidé par l'observateur, les opérations de prélèvement des échantillons et de transfert sont interrompues. Le contenu de la mémoire représente alors l'"histoire" du signal depuis une période égale à $n T_e$, n étant le nombre de cellules et T_e la période d'échantillonnage. Un échantillon est donc transféré n fois puis perdu si la décision de lecture n'a pas eu lieu pendant la période $n T_e$. De nouveaux échantillons sont introduits au fur et à mesure que les premiers sont perdus. A partir de l'instant de décision de lecture, les échantillons sont transférés à fréquence généralement plus lente vers une ligne de données en liaison avec un ordinateur. Les systèmes comprenant des dispositifs à transfert de charges (DTC ou CCD) utilisent une mémoire analogique capable de prélever et de transférer les échantillons à des fréquences aussi élevées que 100 MHz.

Les échantillons sont conservés sous forme de charges. Dans la phase de lecture, les échantillons doivent être quantifiés par un convertisseur analogique-numérique. Les valeurs codées sont alors soit écrites dans une mémoire numérique soit transférées vers un système numérique de traitement. Dans une troisième phase, il est possible de transférer les données de la mémoire numérique vers un ordinateur.

Dans les systèmes à base de convertisseurs parallèles (FADC) la mémoire représentée sur la fig. 8 est une mémoire numérique. Les opérations d'échantillonnage, de codage et d'écriture en mémoire sont simultanées et s'effectuent au rythme de l'horloge d'échantillonnage. Des fréquences de 100 MHz sont possibles. Dans une seconde étape, les valeurs numériques des échantillons sont transférées vers un système numérique de traitement ou vers un ordinateur. La procédure est donc plus simple et plus rapide que dans les systèmes à base de "DTC", malheureusement le nombre de bits de codage est limité actuellement à 7 ou 8 bits pour des fréquences d'échantillonnage élevées de l'ordre de 100 MHz.

3.1 Dispositifs à transfert de charges (DTC ou CCD)

Un "DTC" peut se représenter comme un ensemble de capacités réunies par des interrupteurs unidirectionnels (fig. 9).

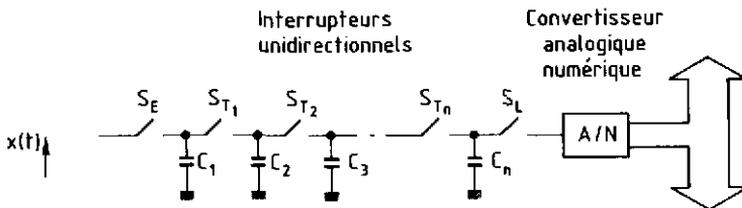


Fig. 9 - Dispositif à transfert de charges.

Les interrupteurs S_E et S_L permettent respectivement le prélèvement et le transfert des échantillons vers le convertisseur. La charge stockée est, par le mécanisme d'injection, proportionnelle à la valeur de l'échantillon. Les performances et les limites d'utilisation des "DTC" ne peuvent se comprendre qu'à partir du fonctionnement de la cellule élémentaire. Deux propriétés seront demandées :

- le transfert des charges doit être unidirectionnel ;
- l'efficacité de transfert doit être excellente à fréquence élevée.

3.1.1 Fonctionnement de la cellule élémentaire

Un dispositif de type "surface" est un ensemble de grilles de faibles surfaces ($10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ environ) au contact d'une couche d'oxyde de faible épaisseur ($0,1\mu\text{m}$) déposée sur un substrat semi-conducteur supposé de type p dans la description.

Les cellules situées sous les grilles forment des capacités capables de stocker des charges. Pour expliquer le transfert unidirectionnel des charges il faut établir la relation entre le potentiel électrique des charges stockées et la tension appliquée sur la grille.

La fig. 10 représente une cellule mémoire.

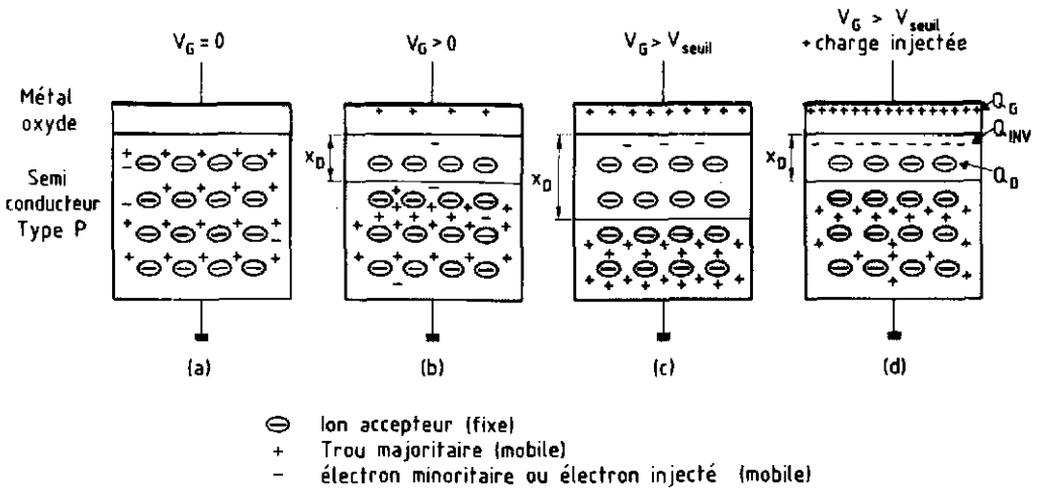


Fig. 10 - Cellule élémentaire de stockage.

En plus des atomes de silicium, le cristal contient des ions négatifs correspondant aux impuretés de type accepteur. Ces ions sont fixes dans le réseau et associés à des "trous" mobiles [6]. Sous l'effet du champ électrique créé par une tension positive V_G appliquée sur la grille, les trous mobiles se déplacent et une zone de charge d'espace, d'épaisseur x_D et chargée négativement apparaît.

La charge Q_D est donnée par la relation : $Q_D = -q x_D N_A S$

- N_A : densité d'accepteurs ;
 q : charge élémentaire de l'électron ;
 x_D : épaisseur de la zone de charge d'espace ;
 S : surface de la grille.

Les quelques électrons minoritaires générés thermiquement sont attirés par le potentiel de la grille et forment une couche négative à l'interface semi-conducteur-oxyde, la couche d'inversion Q_{INV} . Les électrons qui forment la couche d'inversion sont dans leur état d'énergie minimale et toute injection d'électrons supplémentaires a pour effet d'augmenter la valeur Q_{INV} . Notons $\phi(x)$ le potentiel électrique des électrons de la couche d'inversion en fonction de la distance x à l'interface semi-conducteur-oxyde, V_{ox} la différence de potentiel dans la couche d'oxyde, V_G la tension appliquée sur la grille et Q_G la valeur des charges positives créées par effet capacitif.

Le fonctionnement de la cellule est décrit par les équations suivantes :

$$Q_G + Q_{INV} + Q_D = 0 \quad : \text{conservation de la charge.}$$

$$V_G = V_{ox} + \phi(0) \quad : \text{addition des potentiels électrique.}$$

$$Q_G = C_{ox} V_{ox} \quad : \text{définition de la capacité de l'oxyde.}$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} - \frac{q N_A}{\epsilon} = 0 \quad : \text{équation de Poisson dans le silicium} \\ (\epsilon) \text{ la permittivité électrique du silicium.}$$

Cet ensemble d'équations permet d'établir la relation entre $\phi(0)$, le potentiel électrique à l'interface oxyde-semi-conducteur et la tension V_G appliquée sur la grille /6/.

$$\phi(0) = V_G + \frac{Q_{INV}}{C_{ox}} + V_0 - \sqrt{2\left(V_G + \frac{Q_{INV}}{C_{ox}}\right) V_0 + V_0^2} \quad (9)$$

avec :

$$V_0 = \frac{q N_A \epsilon S^2}{C_{ox}^2}$$

Dans de nombreux cas, V_0 est négligeable et

$$\boxed{\phi(0) = V_G + \frac{Q_{INV}}{C_{ox}}}$$

$$\text{avec } Q_{INV} < 0. \quad (10)$$

Cette relation simple montre la diminution de $\psi(0)$, potentiel électrique des charges stockées quand $|Q_{INV}|$, valeur des charges stockées, augmente. Elle introduit l'analogie hydraulique classique. La cellule de stockage est comparée à un puits rempli d'eau équivalente à la charge électrique stockée ; la profondeur du puits est comparée à la tension V_G et le potentiel électrique $\psi(0)$ des charges stockées a pour analogue la distance du niveau d'eau à la surface (fig. 11).

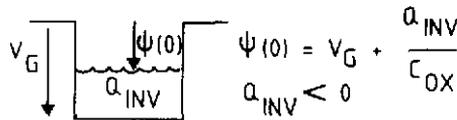


Fig. 11 - Puits de potentiel.

La fig. 12 représente un ensemble de cellules et les différentes phases de fonctionnement assurant le transfert unidirectionnel des charges, commandées par les variations des tensions appliquées sur les grilles.

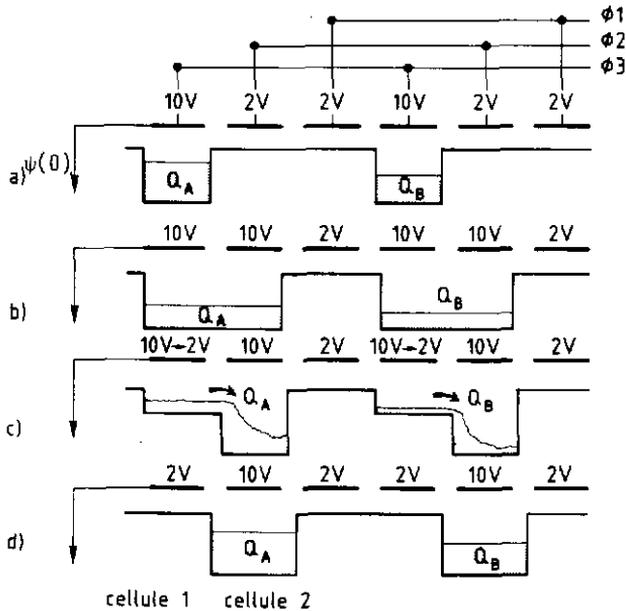


Fig. 12 - Mécanisme du transfert des charges.

Les électrons se déplacent dans le sens des potentiels croissants. Il suffit donc pour comprendre le mécanisme de transfert de comparer les potentiels des charges stockées dans le puits.

Dans les "DTC" de type "surface" trois phases sont nécessaires : à partir de la situation (a) dans laquelle la charge Q_A est stockée dans la première cellule, on atteint la phase (d) dans laquelle Q_A est stockée dans la deuxième cellule représentée.

3.1.2 Limites de fonctionnement

- La tension de commande "basse" doit être maintenue à un niveau assez élevé (2v) pour interdire la recombinaison des électrons avec les trous majoritaires du semi-conducteur.

- Dans les opérations de transfert des charges de cellule à cellule, les différences de potentiel sont importantes au début puis diminuent au fur et à mesure que le transfert s'effectue, le champ électrique transversal se réduit et un processus de diffusion plus lent apparaît. Une première cause de limite fréquentielle apparaît donc.

Dans la pratique les champs électriques résiduels autorisent des fonctionnements à 200 MHz environ, tout en conservant une bonne efficacité de transfert.

- Une deuxième cause de diminution de l'efficacité de transfert à fréquence élevée est la présence de pièges à l'interface oxyde-semi-conducteur. Les états d'énergie créés par ces pièges sont occupés et libérés par les charges transférées avec des constantes de temps variables et parfois importantes.

Une première solution est d'ajouter à la charge à mesurer une charge fixe qui occupe alors les états de surface. Une deuxième solution est de créer la zone de stockage des charges non pas à l'interface oxyde-semi-conducteur mais en profondeur dans le cristal. Cette technologie est celle des DTC "enterrés".

- La technologie dite "deux phases" permet de réduire la complexité de la distribution des tensions de commande des grilles. Le principe de fonctionnement contenu dans la relation (9) est la création de puits de profondeurs différentes pour une même tension de commande. Une variation de l'épaisseur d'oxyde (donc une variation de V_0 dans la relation (9)) permet d'obtenir cette propriété. Deux phases suffisent alors à assurer un transfert unidirectionnel des charges.

- En résumé un "DTC" se définit par deux caractères, le premier est d'être deux phases ou trois phases, le second est d'être de type surface ou de type enterré.

Le tableau 1 compare les différentes technologies.

La capacité de stockage est la charge la plus grande conservée dans une cellule, elle est exprimée en électrons. Le bruit est la dispersion sur la charge transférée, mesurée par l'écart-type et exprimée en électrons.

La commande des grilles à fréquence élevée dissipe une puissance (p) importante

$$p = C f_e (\Delta V)^2$$

C : capacité présentée par l'ensemble des grilles ;

f_e : fréquence d'échantillonnage ;

ΔV : variation de la tension de commande.

Tableau 1

	2 phases	3 phases	Surface	enterré
Technologie	complexe	simple	simple	complexe
Capacité stockage (nbre d'e)	$0,5 \times 10^6$ à 2×10^6	10^6 à 4×10^6	2×10^6 à 4×10^6	$0,5 \times 10^6$ à 10^6
Distribution horloge	simple	complexe		
Fréquence maximale			20 MHz	200 MHz
Linéarité			bonne	réduite
Bruit (nbre d'e)			10^3	600

Des valeurs de l'ordre du watt sont atteintes à 100 MHz. Certaines caractéristiques peuvent alors se dégrader (bruit, etc...).

Utiliser les "DTC", réalisés sous forme de matrices de cellules, comme détecteurs de particules est une idée séduisante. La faible profondeur de la zone de charge d'espace des systèmes actuellement disponibles (quelques microns) limite le nombre de paires électrons-trous créés par les particules au minimum d'ionisation à une valeur assez faible (de l'ordre de 1500).

Des études sont menées /9,10/ pour réaliser des "DTC" sur du silicium à haute résistivité et obtenir une zone de charge d'espace de quelques centaines de microns. En résumé, les systèmes à transfert de charges offrent de bonnes caractéristiques électriques. Une fréquence d'échantillonnage élevée (100 MHz) est compatible avec un nombre important de bits de codage (11 bits) puisque le rapport entre la charge maximale stockable et le bruit est d'environ 1000. Un convertisseur analogique-numérique doit cependant être associé aux "DTC", ce qui augmente le coût des systèmes et introduit un temps mort supplémentaire.

Les expérimentateurs se sont tournés vers d'autres composants : les convertisseurs parallèles.

3.2 Les convertisseurs parallèles

A la différence des "DTC" qui nécessitent une étape de conversion, les convertisseurs parallèles réalisent simultanément l'échantillonnage, la conversion et l'écriture en mémoire. Les performances électriques sont actuellement inférieures à celles

des "DTC" car les convertisseurs utilisables à 100 MHz sont limités à 8 bits de codage. Le schéma de fonctionnement d'un convertisseur parallèle (ou Flash ADC) est donné fig. 13.

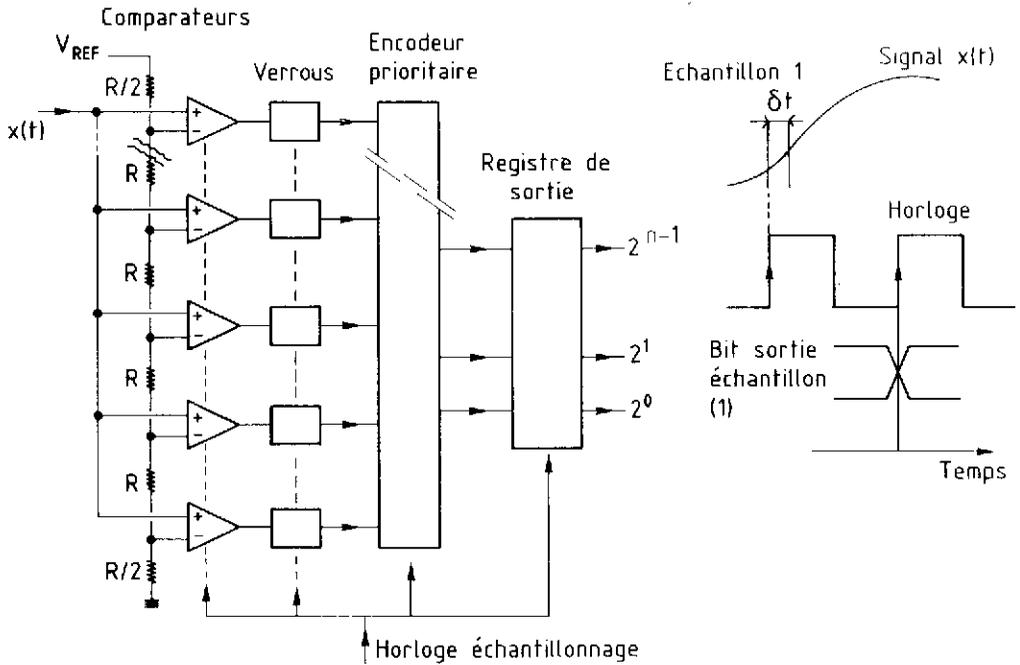


Fig. 13 - Convertisseur parallèle.

Le principe de fonctionnement est la comparaison de l'amplitude $x(t)$ du signal à un instant donné à N valeurs de référence V_{REFi} . Quand le codage est linéaire : $V_{REFi} = V_{REF}/N$, V_{REF} étant une valeur de référence. Les tensions V_{REFi} peuvent être fournies par un pont de résistances polarisé à une tension fixe V_{REF} .

Le résultat de la comparaison est figé dans un ensemble de registres puis décodé pour obtenir la valeur binaire. Un registre de sortie (optionnel) permet de synchroniser les bits de sortie sur une transition d'horloge. Les échantillons sont ensuite inscrits dans une mémoire rapide, à la fréquence d'échantillonnage.

- Quand le temps d'échantillonnage n'est pas défini de manière précise, le signal effectivement mesuré peut varier de δx .

$$\delta x = \frac{dx}{dt} \delta t \quad \left| \begin{array}{l} \delta t : \text{incertitude sur le temps d'échantillonnage} \\ \frac{dx}{dt} : \text{pente du signal} \end{array} \right.$$

La variation δx doit être inférieure au "LSB", c'est-à-dire la valeur du signal qui entraîne la commutation du bit le moins significatif. Un signal sinusoïdal, de 50 MHz par exemple, doit être échantillonné à 100 MHz avec une précision de 10 ps quand la précision de 8 bits de codage doit être conservée. Un échantillonneur-bloqueur est parfois utilisé.

- La capacité d'entrée dynamique du convertisseur (CE) est assez élevée (30 à 200 pF), le signal doit donc être fourni par un amplificateur rapide capable de délivrer un courant (i) important

$$i = CE \frac{dx}{dt} .$$

- La conversion hyperbolique se réalise assez simplement en polarisant le pont de référence non pas par V_{REF} mais par une fonction linéaire du signal du type $ax + b$. La conversion logarithmique nécessite l'emploi d'un amplificateur logarithmique large bande.

En résumé, les convertisseurs parallèles sont largement utilisés dans les ensembles électroniques associés aux détecteurs. Parmi les nombreuses réalisations on peut citer : l'équipement du détecteur JADE /16/, la construction de tiroirs FASTBUS /14,15/ et l'association d'un convertisseur 7 bits à un amplificateur logarithmique /19/.

Les électroniques à échantillonnage multiplient les données acquises par le nombre d'échantillons mesurés dans une impulsion. Les systèmes doivent alors traiter en "ligne" les échantillons pour en extraire les grandeurs significatives (charge et temps par exemple).

Un premier traitement est l'élimination des données en-dessous d'un seuil /14/.

Un système échantillonneur ne peut donc se concevoir indépendamment du système de traitement associé.

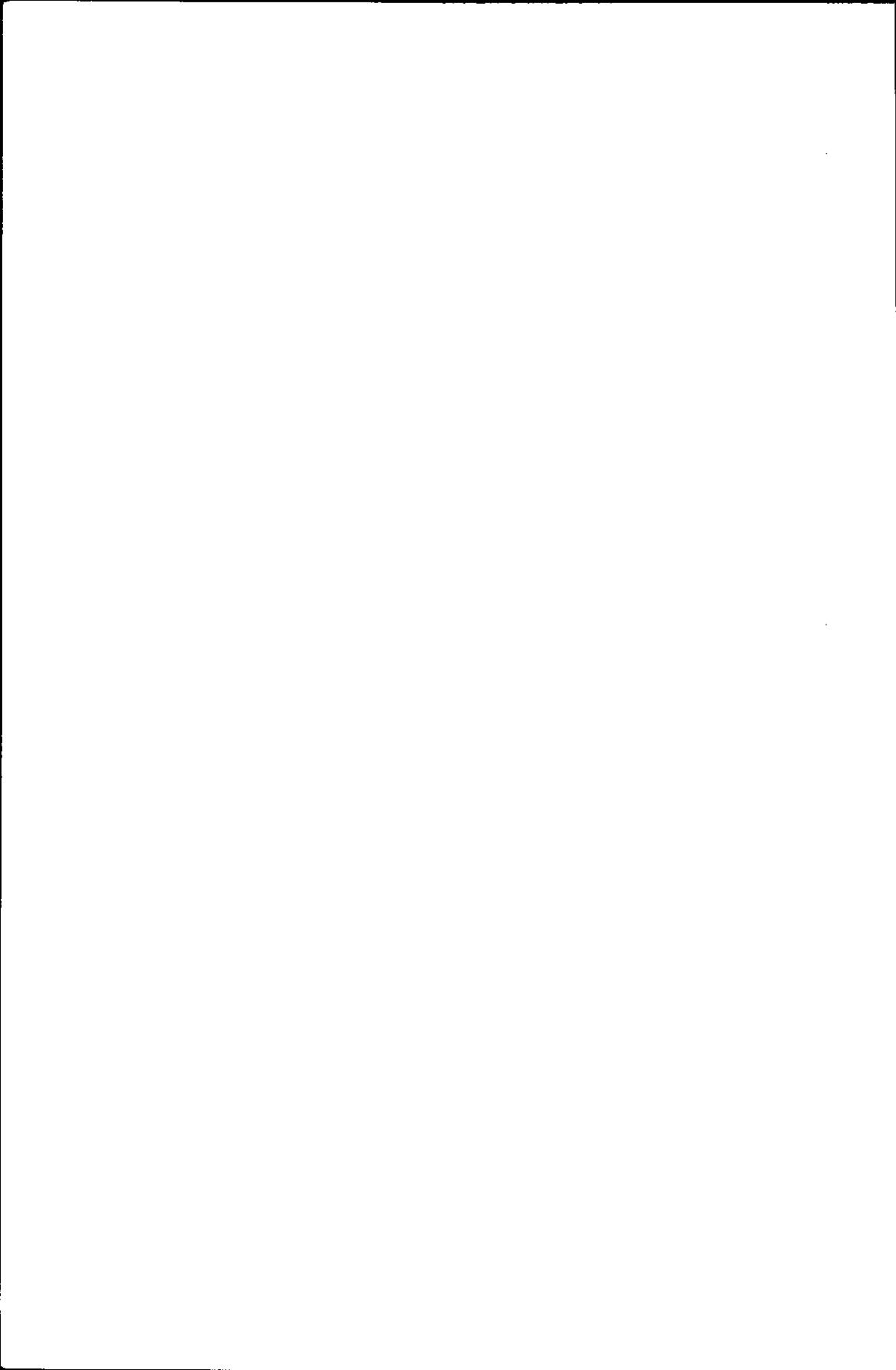
REFERENCES

Ouvrages généraux

- /1/ Shannon, C.E., Proc. IRE 37 (1948) 10
- /2/ Papoulis, A., Proc. IEEE 54 (1966) 947
- /3/ De Coulon, F., Théorie et traitement des signaux, Dunod éd. (1984)
- /4/ Max, J., Proc. IRE Transactions on Information Theory IT 6 (1960) 7
- /5/ Hallgreen, B., and Verweij, H., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 27 (1980) 333
- /6/ De Beybon, J., and Lamb, D.R., Charged coupled devices and their applications, Mc Graw Hill book Company ed., (1980)

Autres articles

- /7/ Jared, R.C., Landis, D.P., Gouloing, F.S., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 29 (1982) 56
- /8/ Jared, R.C., et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 29 (1982) 282
- /9/ Strüder, L., Hull, P., Kemmer, J., Nucl. Instr. & Methods A257 (1987) 594
- /10/ Watts, S.J., Nucl. Instr. & Methods A265 (1988) 99
- /11/ Walker, J.T. et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 32 (1985) 616
- /12/ Freytag, D.R., Haller, G.M. and Kang, M., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 33 (1986) 81
- /13/ Cresswell, J., et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 33 (1982) 90
- /14/ Bourgeois, F., Nucl. Instr. & Methods 219 (1984) 153
- /15/ Bourgeois, F., et al., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 32 (1985) 631
- /16/ Eckenlin, G., et al., Nucl. Instr. & Mehtods A263 (1988) 206
- /17/ Bock, P., et al., Nucl. Instr. & Methods A242 (1986) 237
- /18/ Valette, O., Thèse Université Paris 11 (1986) : Contribution à l'amélioration de la résolution double trace du détecteur DIOGENE
- /19/ Jolly, A., Thèse CNAM (1987) : Echantillonnage d'impulsions de courant



INTERFACES CAPTEUR-ORDINATEUR

F. Bourgeois

*CERN, Laboratoire Européen pour la Physique des Particules,
CH-1211, Genève 23, Suisse*

Résumé : La description des principales méthodes de numérisation de l'amplitude et du temps est suivie d'une présentation des systèmes CAMAC, FASTBUS et VME. Le problème de l'élimination du fond et de la sélection des bonnes interactions est discuté avant de décrire l'architecture générale des systèmes d'acquisition des données.

Abstract : The description of the main Analog and Time to Digital conversion methods is followed by an overview of the CAMAC, FASTBUS and VME systems. The problem of event selection is discussed as an introduction to the general architecture of the data acquisition systems.

1. INTRODUCTION

Les détecteurs utilisés en Physique des Particules Élémentaires sont caractérisés par leur très grand nombre de canaux de mesure et la très grande quantité d'informations numériques qu'ils produisent. De ce fait, les techniques utilisées pour l'acquisition des données font appel à des technologies avancées visant à obtenir le meilleur résultat possible dans des délais aussi courts que possible.

Ces exposés ont pour but de donner une idée générale sur les principaux problèmes rencontrés à l'interface entre le capteur et l'ordinateur, à savoir :

- 1 - la numérisation des signaux,
- 2 - les standards d'acquisition des données,
- 3 - la sélection des événements,
- 4 - l'architecture des systèmes.

Les exemples et les systèmes décrits ont été très simplifiés afin de mettre en évidence les sujets traités. On trouvera une description plus détaillée de l'expérience OPAL, sur le collisionneur LEP du CERN, dans une autre partie de ce manuel. Enfin, la terminologie anglaise a été autant que possible évitée en donnant toutefois le terme original entre accolades {}.

2. NUMERISATION DE L'AMPLITUDE ET DU TEMPS

Sans faire un historique du problème, on peut dire qu'en 1975 les détecteurs étaient spécialisés et donnaient séparément le temps de passage et la quantité de charge induite par la particule élémentaire.

Depuis 1982 les informations temps et amplitude sont simultanément utilisées sur la plupart des détecteurs. (Exemple : chambres à dérive pour lesquelles le temps donne la position spatiale, et l'amplitude donne les pertes d'énergie linéiques, une meilleure résolution et une meilleure précision spatiale).

Le traitement numérique du signal, déjà très développé dans le domaine du traitement de la parole et des images, joue maintenant un rôle prépondérant dans la réduction et l'analyse des données.

La plupart des détecteurs fournissent un signal de charge proportionnel à l'ionisation primaire. Le détecteur a, en général, du gain ($10^4 \rightarrow 10^6$)

- PhotoMultiplicateur (PM) 10^6
- Fil d'une chambre 10^4

Les convertisseurs traitent des signaux qui sont une somme pondérée de signaux semblables à celui présenté dans la figure 1. Les caractéristiques typiques de ces convertisseurs sont :

Résolution (LSB)	25 FC	(1 FC = 10^{-15} Coulomb = 60000 e^-)
Pleine échelle	1000 pC	(10^{-12} C)
Temps de montée du signal	tr \geq 5 ns	(5×10^{-9} s)
Temps de descente	tf \geq 20 ns	

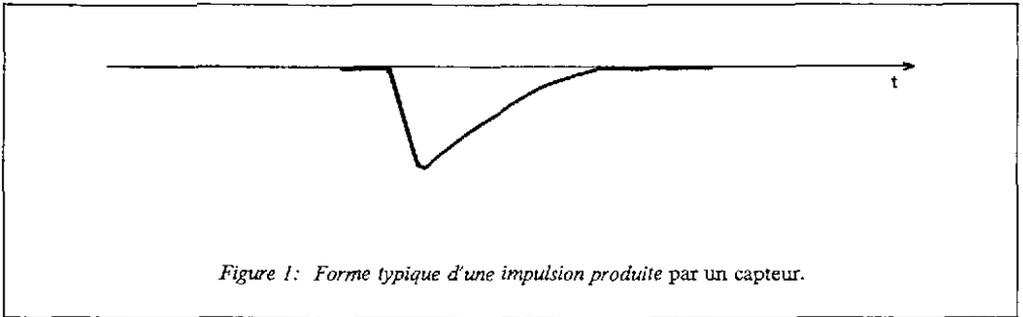


Figure 1: Forme typique d'une impulsion produite par un capteur.

2.1 LES PROBLEMES LIES A L'AMPLIFICATION

Les détecteurs utilisés dans les expériences ont souvent un gain assez faible lorsqu'on le compare aux excellentes caractéristiques d'un photomultiplicateur (gain pouvant atteindre $10^6 \times$). Si le rapport signal/bruit du capteur moderne reste excellent, il est souvent détérioré par l'amplificateur qui commande le convertisseur numérique. Toutefois, une conception soignée de l'ensemble capteur-amplificateur permet d'obtenir de très bons résultats (par exemple : Charge Equivalente de Bruit {ENC} de 700 électrons pour des amplificateurs rapides non refroidis et à haute densité d'intégration).

Le sujet, très vaste, ne peut pas être traité ici et le lecteur intéressé par les problèmes liés à l'amplification pourra lire les nombreux articles publiés par les concepteurs des détecteurs modernes (voir aussi les références /1,2/)

2.2 NUMERISATION DE LA CHARGE {ADC}

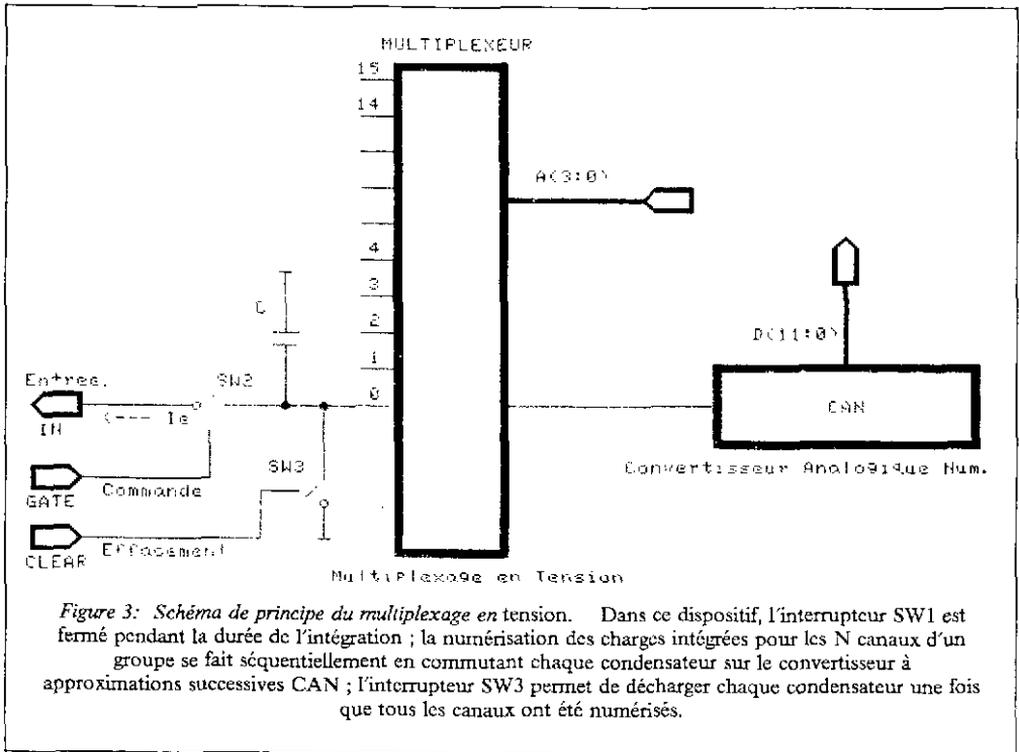
Les circuits classiques font toujours intervenir deux phases qui sont :

- 1 - l'intégration du courant du détecteur dans un condensateur C pendant le temps T d'observation (GATE) ;
- 2 - la mesure de la tension résultante $V = (1/C) \int i dt$ aux bornes du condensateur à l'aide d'un Convertisseur Analogique Numérique CAN {ADC}, "plus ou moins" lent.

- Duré de l'intégration $\leq 2 \mu s$
- Durée de la numérisation $30 \mu s$ typiquement

Le circuit ne pourra donc pas accepter d'autres impulsions tant que le condensateur n'aura pas été déchargé. Les transistors MOS-FET à très faible résistance de conduction permettent maintenant d'obtenir des temps de décharge rapide ≤ 500 ns.

Le convertisseur est l'élément le plus onéreux et la tendance est de le partager entre plusieurs intégrateurs ce qui a pour effet d'augmenter le temps mort par groupe de canaux. Le temps mort d'un système dépasse souvent ainsi $500 \mu s$.



L'impulsion électrique fournie par le détecteur doit être amplifiée puis normalisée en amplitude et en largeur à l'aide d'un discriminateur (circuit comparateur suivi d'un étage formeur donnant une durée fixe à l'impulsion). Le discriminateur doit être peu sensible aux variations d'amplitude de l'impulsion et de deux types de méthodes sont utilisées pour résoudre ce problème : il s'agit de la double discrimination et de la discrimination à fraction constante (voir la référence /4/).

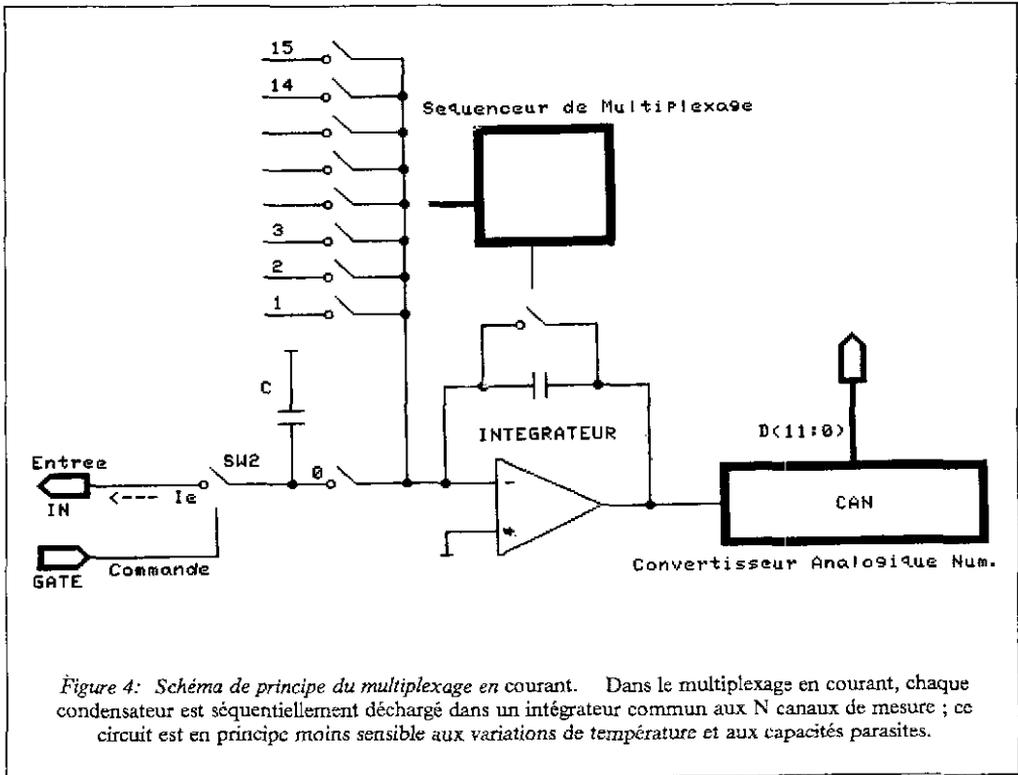
Tous les circuits mesurent la différence de temps entre un signal de référence, commun à plusieurs canaux, et le signal d'un capteur. Si le signal de référence arrive le premier on utilisera un circuit du type "common START" alors qu'un convertisseur "common STOP" sera utilisé dans le cas contraire.

2.3.1 Circuits à haute résolution

Dans ces circuits la différence de temps, entre l'impulsion de référence (START) et l'impulsion à mesurer (STOP) est convertie en tension à l'aide d'un convertisseur Temps Amplitude (TAC) (voir figure 5).

La tension aux bornes du condensateur est alors numérisée à l'aide d'un convertisseur analogique numérique (CAN) tel que ceux qui ont été présentés ci-dessus. Le convertisseur temps amplitude ne permet pas de mesurer plus d'une différence de temps par canal, en tout cas d'une façon simple, et il est souvent nécessaire de mesurer l'amplitude du signal venant du capteur afin de pouvoir corriger les imperfections du discriminateur ; de plus, ce type de circuit doit être calibré pour connaître l'origine des temps et le facteur de conversion.

Principalement utilisé pour les mesures de temps de vol, ce type de circuit peut avoir une résolution de 50 ps.



2.3.2 Les circuits entièrement numériques

Ils permettent de mesurer l'instant d'arrivée des impulsions d'un "train" pratiquement sans temps mort et avec une résolution minimale de 1 à 2 ns (Très utilisés pour les temps de dérive).

Deux méthodes sont appliquées pour ce type de circuit : le registre à décalage (voir figure 6) et la lecture "au vol" d'une horloge numérique (voir figure 7).

Ces types de circuits peuvent être pilotés par des horloges stables et ne nécessitent pas, en général, de calibration du facteur de conversion. Les registres à décalage sont toutefois d'une lecture assez lente car il est nécessaire de parcourir le registre pour retrouver les impulsions. Dans leur principe, ces circuits ne présentent aucun temps mort autre que celui de la lecture.

2.4 NUMERISATION AVEC ECHANTILLONAGE

Elle permet de numériser la forme du signal avec une résolution en temps pouvant atteindre 5 ns et une précision sur l'amplitude de l'échantillon comprise entre 6 et 9 bits ; de plus, la fenêtre d'échantillonnage peut avoir une durée inférieure à 100 ps permettant ainsi un traitement digital précis du signal numérisé. Il est intéressant de situer quelques dates.

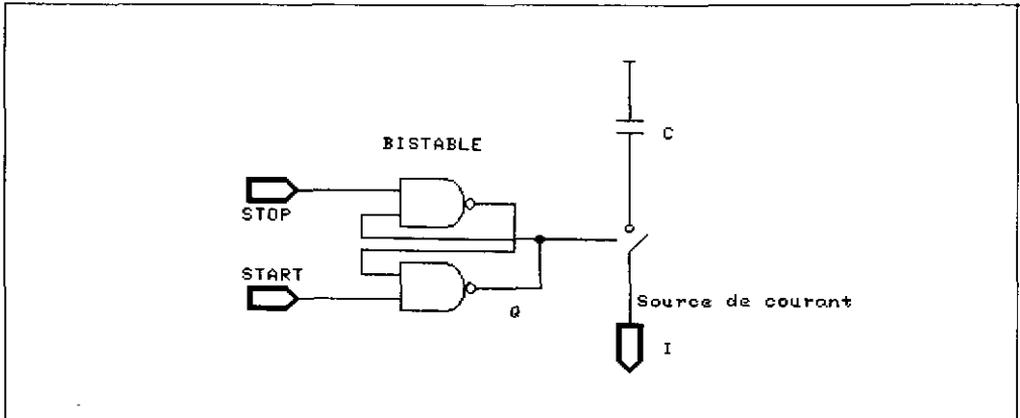


Figure 5: Schéma de principe d'un convertisseur Temps Amplitude. La source de courant I est appliquée sur le condensateur C pendant la différence de temps qui sépare le signal START du signal STOP. La tension aux bornes du condensateur est alors proportionnelle à cette différence de temps.

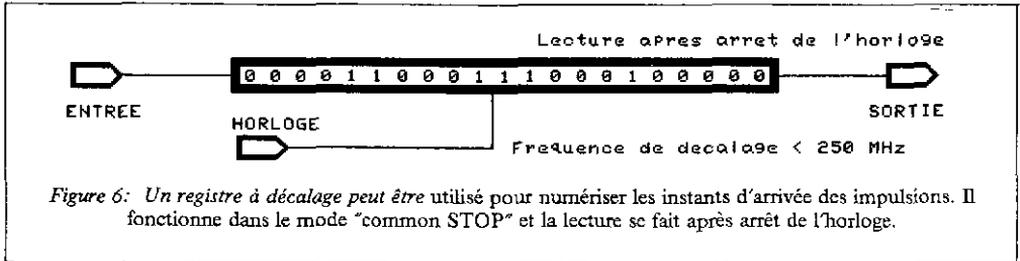


Figure 6: Un registre à décalage peut être utilisé pour numériser les instants d'arrivée des impulsions. Il fonctionne dans le mode "common STOP" et la lecture se fait après arrêt de l'horloge.

Les premiers registres à couplage de charge (CCD), et les "Bucket Brigade Device" BBD sont mis au point en 1970 ; le BBD sera vite abandonné et c'est en 1978 que 17000 canaux de CCD seront utilisés pour la première fois sur un grand détecteur (chambre à projection de trace TPC de PEP-4 à Berkeley/SLAC, USA) ; enfin, les premiers convertisseurs FLASH ADC rapides (30 MHz 6 bits) sont mis en service en 1980 sur l'expérience UA-1 au collisionneur pp du CERN.

Les convertisseurs Flash sont présentés par un autre auteur dans ce manuel et on se limitera ici à une comparaison avec les circuits analogiques disponibles sur le marché. C'est en 1985 que les premiers circuits AMU (Analog Memory Unit) ont été essayés au laboratoire de Stanford. Concurrent direct du CCD présenté en figure 8, l'AMU permet un échantillonnage à des fréquences beaucoup plus élevées tout en ayant un temps de lecture beaucoup plus court. La cellule de base de l'AMU est présentée en figure 9 et le circuit global en figure 10 ; on en trouvera une description détaillée dans les références [5,6]. Les performances de ces circuits peuvent atteindre :

- CCD 50 MHz, 320 échantillons, 11 bits ;
- AMU (Analog Memory Unit) 150 MHz, 256 échantillons, 11 bits ;
- Flash 100 MHz, 1024 échantillons, 8 bits.

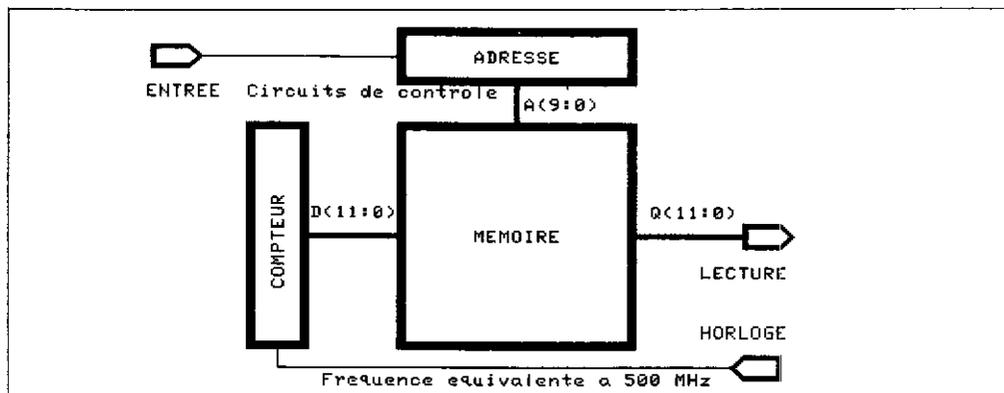


Figure 7: Une mémoire peut être utilisée pour ranger directement les valeurs numériques des temps d'arrivée des impulsions.

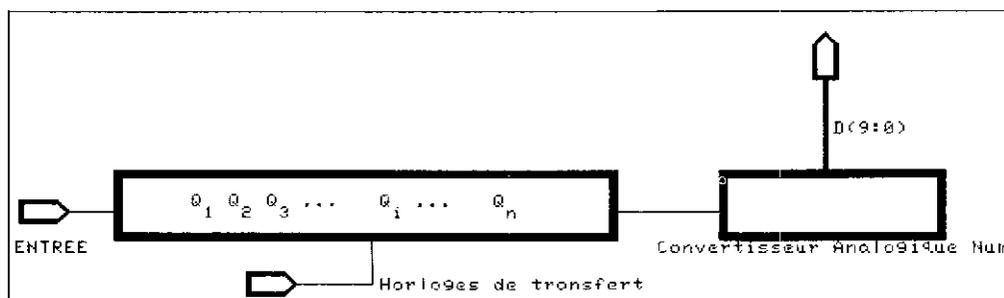


Figure 8: Le CCD ou registre à transfert de charge est un registre à décalage analogique rapide (50 MHz) mais sa lecture est lente et coûteuse si on veut avoir 10 bits de précision. Deux (ou trois) horloges assurent le déplacement des charges échantillonnées à l'entrée.

L'échantillonnage par convertisseur Flash-ADC est très intéressant car la numérisation du signal se fait "au vol" avant stockage dans une mémoire dont on peut, dans certaines limites, choisir la dimension. Les convertisseurs de ce type sont d'une utilisation très souple et permettent un traitement numérique du signal avec rangement sélectif dans la mémoire. Bien qu'ils aient une précision limitée, on rappellera toutefois que la relation entre la mesure x , la tension d'entrée V et la tension de référence V_T , $x = V/V_T$ montre qu'il est possible d'utiliser le circuit pour effectuer un traitement non-linéaire du (des) signal(aux) d'entrée.

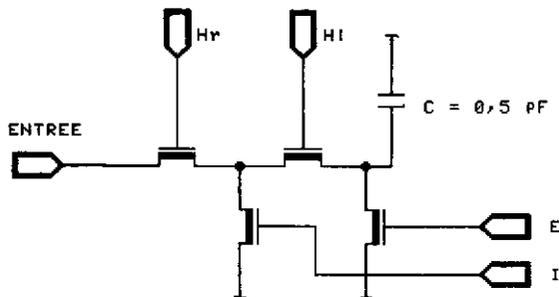


Figure 9: La cellule de base de l'AMU est en technologie NMOS 3 μm . Quatre interrupteurs MOS sont utilisés par condensateur de 0,5 pF. Les deux horloges H_r (rapide) et H_l (lente) assurent l'échantillonnage ; les signaux I (inhibition) et E (effacement) sont utilisés en dehors de l'échantillonnage.

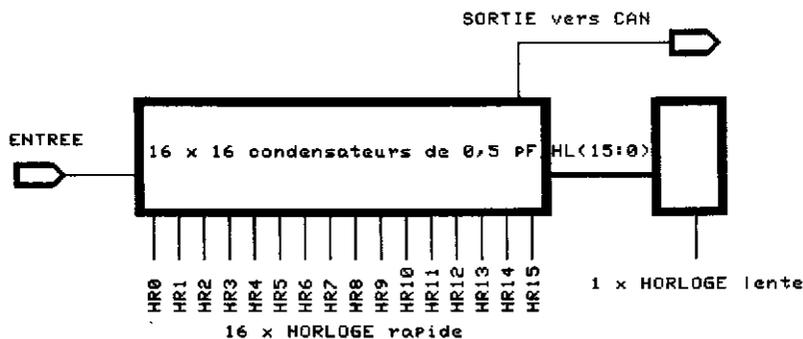


Figure 10: Le circuit AMU utilise 16 horloges rapides et une horloge lente pour commuter l'entrée sur l'une des 16 x 16 capacités de stockage. Très rapide (150 - 200 MHz), le circuit présente un certain nombre de défauts si on veut obtenir une précision supérieure à 6 bits. L'AMU a besoin de 40 lignes de contrôle et il lui faut aussi 3 paramètres de linéarisation par cellule ! Néanmoins c'est le seul circuit disponible offrant une telle précision (potentielle !) et une telle rapidité.

2.5 NOMBRE DE CANAUX ET QUANTITE DE DONNEES

2.5.1 ADC à intégration de charge (Calorimètres)

Les expériences utilisent en général de quelques milliers à 100 000 canaux pour les plus grandes. On a une information par canal mais quelques pourcents des canaux seulement ont une mesure dépassant le piédestal. Il faut donc en principe :

- mesurer le piédestal,
- calibrer,
- éliminer les canaux vides pour chaque événement transféré dans l'ordinateur en-ligne.

2.5.2 TDC (Compteurs temps de vol, chambres à dérive)

Le nombre de canaux dépasse rarement 1000 dans le cas des détecteurs de temps de vol mais il peut atteindre plusieurs dizaines de milliers pour les chambres à dérive. Les problèmes à résoudre sont comparables à ceux de l'ADC.

2.5.3 Convertisseur FLASH, CCD et AMU

A tous les problèmes des ADC classiques s'ajoute celui de la très grande quantité d'informations qu'ils produisent. En effet si on a N canaux, une fréquence d'échantillonnage F et un temps de mémoire T, il faudra traiter $N \times F \times T$ octets d'information à chaque événement :

Exemple :

OPAL (CERN-LEP 1988)

$N = 13.000$, $F = 100 \text{ MHz}$, $T = 5 \mu\text{s}$

$13.10^3 \times 10^8 \times 5.10^{-6} = 6.5 \text{ MegaOctets}$

2.5.4 Conclusion

Les grandes expériences produisent de nos jours des quantités énormes d'informations qui doivent être réduites et traitées rapidement entre le capteur et l'ordinateur. Il est donc nécessaire d'avoir des standards d'acquisition de données puissants et rapides.

2.6 LES TECHNOLOGIES

La chaîne amplification-numérisation-lecture fait intervenir des technologies parfois très différentes.

Les amplificateurs de charge rapides et à faible bruit font le plus souvent intervenir des composants discrets. Toutefois, les concepteurs développent de plus en plus de circuits intégrés spécifiques (ASIC) en technologie CMOS ce qui permet de monter la plus grande partie de l'électronique sur le détecteur lui même. Un exemple en est présenté en figure 11. Une description plus détaillée peut être trouvée dans la référence [7].

Les circuits de numérisation utilisent les technologies adaptées aux performances demandées : le MOS pour la plupart des convertisseurs analogiques, les circuits Logiques à Couplage d'Emetteur (ECL) pour les systèmes rapides (50 MHz et plus).

Les circuits logiques en technologie TTL sont toujours très utilisés dans les systèmes de lecture et à l'interface avec l'ordinateur hôte.

Les composants sont assemblés sur des circuits imprimés, parfois multicouches, à moins qu'une grande densité soit nécessaire ; dans ce cas, on utilise la technique des composants montés en surface (SMD) ou les circuits hybrides en couche épaisse ou mince. Deux exemples de petits circuits montés directement sur les détecteurs sont présentés en figure 12.

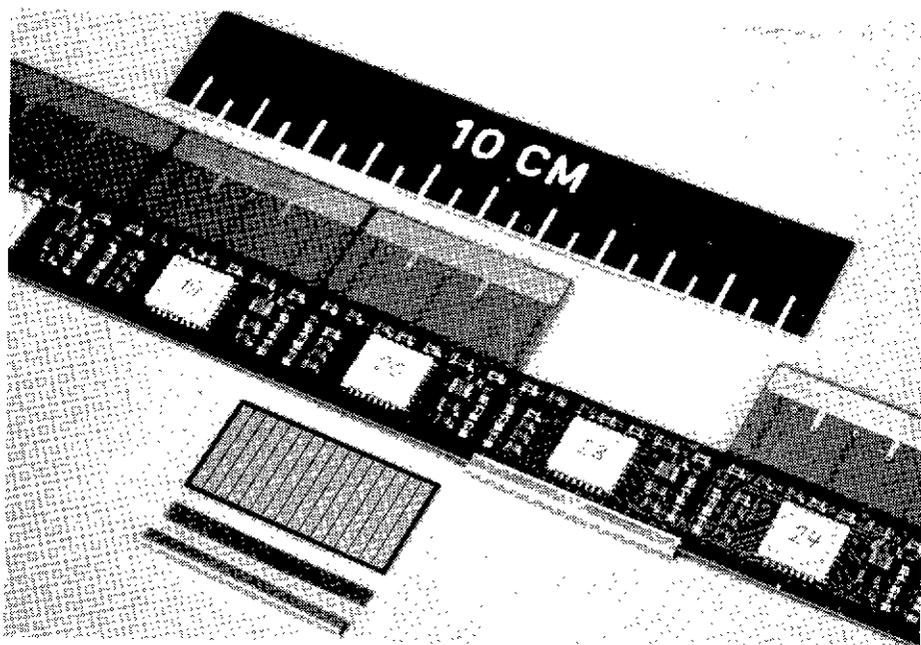
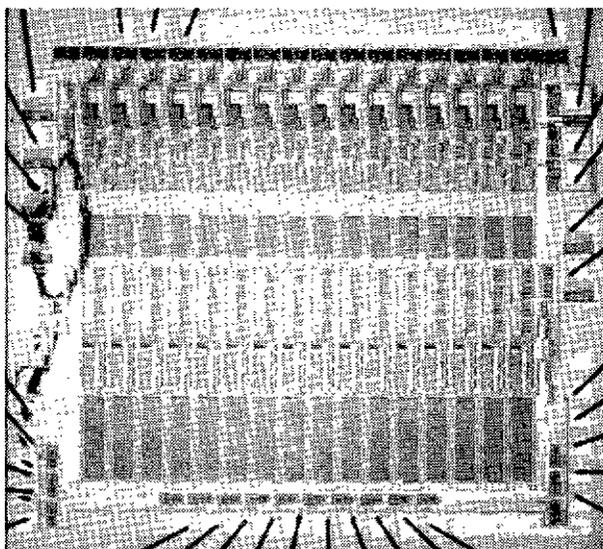


Figure 11: Le circuit Amplex comprend 16 canaux amplificateurs-intégrateurs sur une "puce" de silicium de 4,3 mm de côté (en haut de la figure). Le montage du circuit sur le détecteur de vertex du projet UA-2 au CERN est visible en bas de la figure. La photo montre, en face du circuit No 20 et au premier plan, le détecteur au silicium qui est normalement replié sous la carte électronique comme on peut le voir pour le circuit No 23.

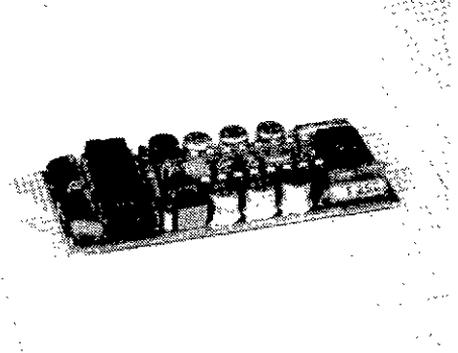
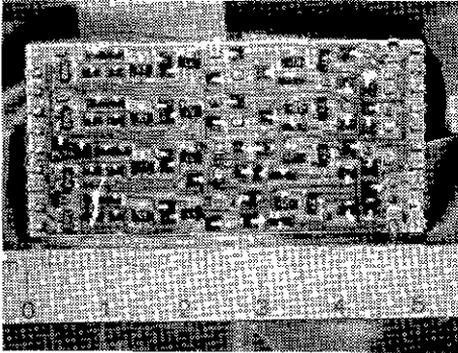


Figure 12: Photographies d'un quadruple amplificateur en technologie hybride couches épaisses, à gauche, et d'un double intégrateur en composants discrets, à droite.

3. LES STANDARDS D'ACQUISITION DE DONNEES

3.1 INTRODUCTION

Les canaux de mesure décrits ci-dessus sont en général implantés dans des MODULES dont les dimensions, et le protocole de commande sont standardisés. Les modules prennent place dans des CHASSIS (CRATES) munis d'une Interconnexion Fixe (backplane or crate segment). Les chassis sont montés dans des BAIES (RACKS) et une Interconnexion Câble (cable segment) peut relier les chassis entre eux formant ainsi un ou plusieurs Arbres (Trees) permettant de transférer les données vers un ORDINATEUR EN LIGNE (ON-LINE COMPUTER). La figure 13 présente une arborescence de ce type à deux branches.

Les systèmes peuvent atteindre de très grandes dimensions et des ensembles de 200 à 300 chassis sont maintenant courants.

L'utilisation d'un standard permet surtout de se libérer d'une grande partie des problèmes d'entretien et facilite l'évolution du système avec le temps. De plus, l'uniformisation des protocoles de lecture et d'écriture simplifie le logiciel résidant sur l'ordinateur hôte.

Trois standards sont actuellement utilisés pour l'acquisition des données en physique des particules. Ce sont :

- 1 - le CAMAC introduit en 1970 ;
- 2 - le VME introduit en 1981 ;
- 3 - le FASTBUS introduit en 1982 (début des travaux de spécification en 1978)

Ces standards sont définis mécaniquement et électriquement dans des documents très détaillés dont il faut absolument respecter les règles. Il n'est donc pas possible de donner ici une description complète de ces trois systèmes maintenant très répandus ; on se limitera à une description des principales fonctions suivie d'une présentation sommaire de ces trois standards.

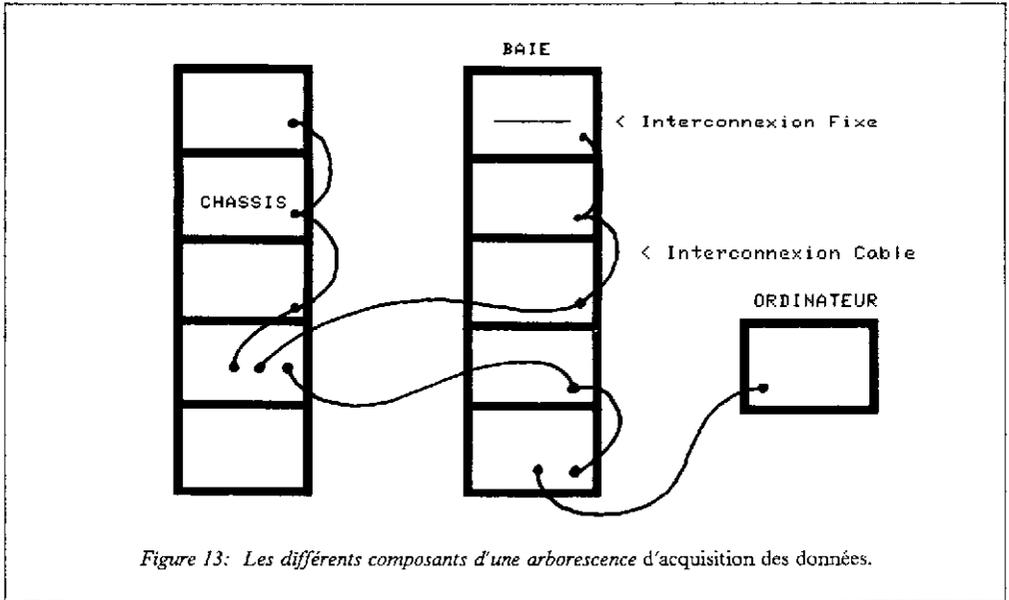


Figure 13: Les différents composants d'une arborescence d'acquisition des données.

3.2 PRINCIPALES FONCTIONS DES INTERCONNEXIONS

Une interconnexion est un faisceau de lignes permettant de véhiculer des données et des commandes entre deux ou plusieurs éléments du système. Tout échange de donnée nécessite au moins deux types d'informations qui sont l'ADRESSE et la DONNEE.

L'adressage permet d'accéder à un élément du système et il peut être :

- en DIFFUSION, c'est à dire imposé à tous les éléments de l'interconnexion ;
- GEOGRAPHIQUE, c'est à dire en correspondance avec la position physique sur l'interconnexion ;
- SECONDAIRE, auquel cas il correspond à une adresse interne propre à l'élément sélectionné ;
- LOGIQUE ; dans ce dernier cas, l'élément qui voit l'adresse ne répondra que si la valeur affichée sur le segment se trouve dans le champ des adresses qui lui ont été précédemment allouées.

L'ordinateur hôte configure le système en utilisant successivement l'adressage en diffusion, pour initialiser tous les éléments du système et obtenir une carte de leur position géographique, l'adressage géographique puis l'adressage secondaire pour définir les champs d'adresses logiques alloués à chaque élément.

Les modules contenant les canaux de mesure n'utilisent toutefois pas toujours l'adressage logique afin de simplifier le matériel et d'en réduire le coût.

Le nombre de lignes disponibles étant en général limité, on peut distinguer deux grandes classes d'interconnexions : les interconnexions MULTIPLEXEES, dans lesquelles adresse et donnée utilisent les mêmes lignes physiques et les interconnexions non-multiplexées dans lesquelles ces deux informations circulent sur des groupes de lignes indépendants.

Une opération de transfert entre deux éléments du système pourra être SYNCHRONES ou ASYNCHRONES. Dans une interconnexion synchrone, l'échange d'une donnée se fait en respectant un chronogramme fixe et défini

par la spécification elle-même (une horloge distribuée à tous les modules par exemple), donc indépendamment des caractéristiques propres au matériel intervenant dans l'échange. Dans un protocole asynchrone, les modules s'interrogent et répondent en échangeant un signal de synchronisation avec un signal d'acceptation et en respectant leur vitesse propre.

Deux paires de lignes sont en général nécessaires : une pour la synchronisation de l'adressage, l'autre pour la synchronisation du transfert de donnée.

On peut illustrer une transaction à l'aide de l'exemple de la communication téléphonique. Dans ce type de dialogue on notera que l'un des interlocuteurs prend l'initiative d'utiliser la ligne (l'interconnexion) et qu'il doit au préalable s'assurer qu'aucune autre communication n'est en cours : c'est le MAÎTRE {Master} de l'échange ; il doit ensuite composer le numéro (l'ADRESSE) de son interlocuteur qui se trouve en situation d'ESCLAVE {Slave} avec néanmoins la liberté de ne pas répondre. Le dialogue (échange d'informations) prend alors place sous contrôle de l'appelant (le Maître) : celui-ci pose des questions à l'appelé (l'Esclave) qui confirme la bonne réception de la demande tout en y répondant. Pendant toute la durée de la transaction, la ligne est verrouillée jusqu'à ce qu'un échange standardisé permette de libérer l'interconnexion (ici la ligne téléphonique) de façon sûre (par exemple : "au revoir", "je raccroche").

Tout module qui en possède la fonctionnalité peut devenir MAÎTRE à condition d'avoir obtenu le contrôle de l'interconnexion en ayant participé à un processus d'ARBITRAGE. Dans la suite de l'exposé, le terme Maître sera utilisé pour désigner un module de ce type, qu'il ait, ou non, le contrôle de l'interconnexion.

L'arbitrage par marcottage est l'un des plus répandus dans les systèmes informatiques : il est présenté en figure 14 et fait intervenir un module ARBITRE placé à une extrémité de l'interconnexion. La ligne omnibus de demande BR {Bus Request} peut être activée par un ou plusieurs demandeurs {Requester} auxquels l'Arbitre répond en activant sa ligne d'octroi BG_{out} {Bus Grant} qui est "marcottage" de module en module sur deux contacts indépendants : BG_{in} et BG_{out}. Le premier module de la chaîne qui reçoit un signal sur son entrée BG_{in} sait qu'il peut prendre le contrôle de l'interconnexion, c'est-à-dire devenir Maître, et il ne transmettra le signal d'octroi sur sa sortie BG_{out} que lorsqu'il aura terminé l'opération qu'il souhaite exécuter, permettant ainsi à un autre Maître d'intervenir sur le bus.

Cette technique d'arbitrage a l'inconvénient d'imposer que toutes les liaisons BG_{in}-BG_{out} situées entre l'Arbitre et le Demandeur soient actives, ce qui interdit de laisser vides les positions correspondantes lorsqu'en pratique on installe des modules sur l'interconnexion. De plus, elle introduit une priorité géographique (proximité de l'Arbitre) qui peut être un inconvénient dans certains cas.

L'arbitrage distribué n'utilise aucun marcottage et il préserve le caractère "omnibus" pour toutes les lignes de l'interconnexion. Le lecteur pourra en trouver une description détaillée dans la référence /8/.

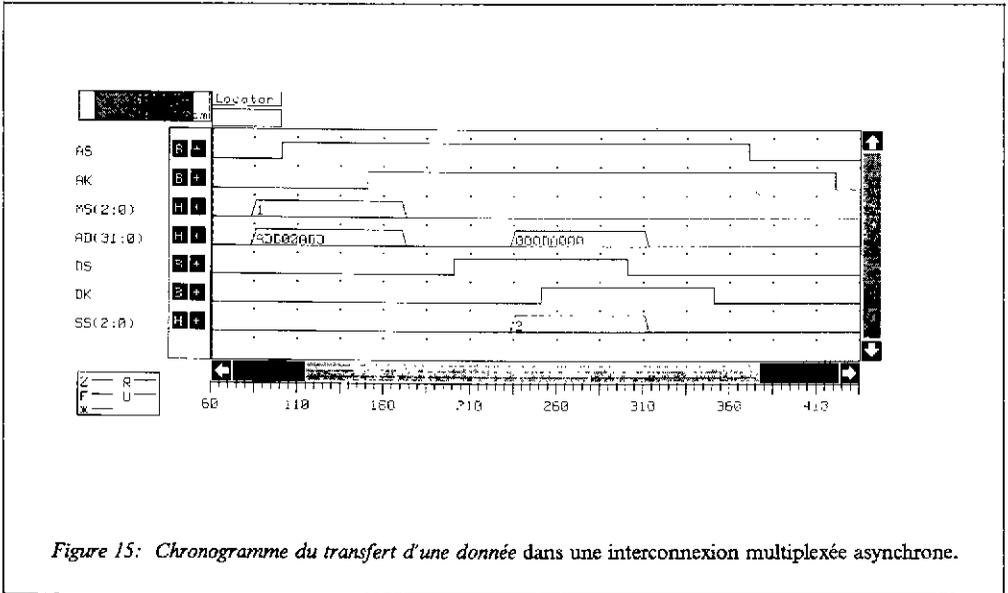
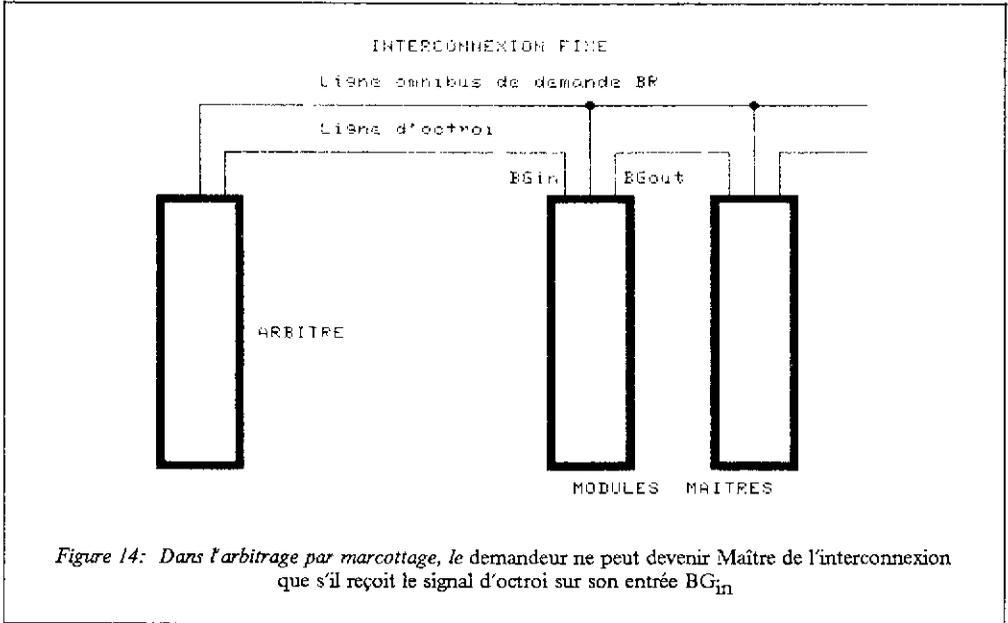
Le module Maître ayant le contrôle, il peut alors présenter à tous les esclaves une Sélection de Mode MS, une adresse A et un signal de synchronisation AS ; l'Esclave qui voit que le type d'adressage indiqué par MS lui est connu et que la valeur affichée A existe dans son champ d'adressage, confirmera en activant le signal d'acceptation d'adresse AK {Acknowledge}.

L'interconnexion est alors "verrouillée" {interlocked} et le transfert de donnée(s) peut faire du Maître vers l'Esclave, ou inversement, à l'aide de deux autres lignes de synchronisation : DS {Data Strobe}, synchronisation du Maître, et DK {Data acKnowledge} acceptation de l'Esclave.

De plus, l'Esclave donnera au Maître des informations d'état SS {Slave Status} à chaque transfert (par exemple : "occupé", "fin de bloc", "opération illégale" etc ...).

La figure 15 illustre le transfert d'une donnée de l'Esclave vers le Maître dans le cas d'une interconnexion multiplexée.

Une dernière fonction doit être citée : il s'agit de l'INTERRUPTION qui permet à un module (maître ou esclave) de signaler ou de demander une action à un Maître. Bien que les techniques de gestion d'une interruption sur l'interconnexion soient semblables à celles de l'arbitrage, il y a lieu de retenir que la finalité en est différente dans la mesure où elle n'entraîne pas forcément une prise de contrôle de l'interconnexion.



On terminera cette suite de définitions en notant qu'un bon standard d'acquisition de données devra au minimum disposer :

- 1 - d'une puissance électrique suffisante en $\pm 5V \pm 15$ (24 ou 12) V,
- 2 - d'une vitesse de transfert élevée,
- 3 - d'une interconnexion câble,
- 4 - d'un adressage géographique.

Le dernier point est souvent négligé car il n'est en effet pas concevable d'avoir à afficher une adresse logique par module installé (plusieurs milliers!) lors de la mise en place du système. D'autre part, il y a toujours une correspondance directe entre la position géographique du module et les numéros des canaux qu'il contrôle dans le détecteur.

3.3 LE CAMAC

C'est le plus ancien des standards d'acquisition des données et il est défini par deux documents du Comité ESONE : le châssis et l'interconnexion fixe {DATAWAY} dans la référence EUR 4100, le contrôleur de châssis et l'interconnexion câble {BRANCH HIGHWAY} dans la référence EUR 4600. La technologie TTL est utilisée sur les deux types d'interconnexions.

Bien que la possibilité d'ajouter des processeurs distribués ait été introduite ultérieurement (contrôleur A2), il n'y a qu'un seul maître possible par système : il s'agit de l'interface avec l'ordinateur hôte. Tout module d'un système CAMAC est donc un Esclave.

L'interconnexion fixe est synchrone, non-multiplexée et le séquenceur se trouve dans le contrôleur de châssis. Chaque châssis a 25 stations numérotées de 1 à 25 et adressées au moyen d'une ligne individuelle N entre la station et la position contrôleur ; il s'agit donc d'un adressage géographique.

Le contrôleur de châssis adapte le protocole asynchrone multiplexé de l'interconnexion câble à celui du châssis.

En bref, on a :

- 23 modules par châssis ;
- un contrôleur par châssis assurant la liaison avec l'interconnexion câble (Branch Highway) ;
- un Adressage Géographique N ;
- 16 registres possibles par station, aux sous-adresses A(0) → A(15) (adressage secondaire) ;
- 32 commandes possibles F(0) → F(31) par registre ;
- 24 lignes de lecture R1 → R24 ;
- 24 lignes d'écriture W1 → W24 ;
- 2 lignes d'état X (commande acceptée) et Q (état résultant de l'opération) ;
- 1 ligne d'appel géographique L par station ;
- 2 lignes d'adressage en diffusion C (effacement) et Z (initialisation).

Deux lignes omnibus d'horloge sont utilisées par le contrôleur : S1 pour échantillonner les données et les états sur l'interconnexion, S2 pour provoquer des changements d'état dans les modules.

Bien que le temps de cycle d'une opération soit de $1\mu s$, il est en pratique difficile de transférer des données à une vitesse supérieure à 1,5 MégaOctets par seconde.

La norme ne prévoit aucun mode de transfert de bloc de données sinon par répétition des commandes et analyse de la réponse Q. De plus, tous les modules peuvent en principe interrompre l'ordinateur hôte au moyen de la ligne L mais sans vectorisation de la source d'interruption, ce qui rend les processus d'identification laborieux. Ces inconvénients ont été résolus en dotant les interfaces CAMAC d'une certaine intelligence.

Très critiqué CAMAC s'est néanmoins révélé être bien adapté à tous les problèmes rencontrés dans les expériences et il sera certainement encore très utilisé dans les années à venir. Quantitativement, ses caractéristiques sont les suivantes :

- puissance disponible de 500 à 750 Watts par chassis sur ± 6 et ± 24 Volts ;
- 48 canaux ADC par module ;
- 8 canaux TDC par module ;
- 2 à 8 canaux Flash ADC par module ;
- 16 à 32 échelles de comptage par module.

Les principales limites du CAMAC viennent du faible nombre de chassis par branche (7), de la lenteur des transferts de données, de la complexité du système d'interruptions et de la difficulté qu'il y a d'introduire des processeurs distribués (cf. contrôleur A2).

3.4 LE FASTBUS

Ce standard a été créé au début des années 80 pour répondre aux besoins en traitement distribué de l'information, puissance électrique et vitesse de transfert élevées (utilisation de la technologie ECL). On en trouvera une description détaillée en référence /8/.

L'étude a été menée depuis 1978 par les Etats Unis avec participation de l'Europe, dans un souci d'homogénéité et de simplicité, malgré la complexité des problèmes à résoudre, et en vue de donner au standard le plus grand avenir possible.

Bien que l'idée de processeur "intelligent" soit présente à tous les niveaux de la spécification, une utilisation simple et peu coûteuse du Fastbus est toujours possible (exemple : "à la CAMAC")... ce que ses détracteurs oublient trop souvent.

On trouvera ci-dessous les principales caractéristiques de ce standard.

Il s'agit d'une interconnexion asynchrone, multiplexée, de 32 bits, qui existe sous deux formes : le segment chassis et le segment câble. Le protocole est logiquement le même pour les deux types d'interconnexions et tous les types d'adressage connus sont disponibles : Géographique (le plus simple), Diffusion, Secondaire (2^{32} adresses par module) et Logique (2^{32} adresses par système).

Les trois lignes de sélection de mode MS permettent au Maître de choisir les différents protocoles de transfert des données. Les trois lignes d'état de l'Esclave SS facilitent l'analyse des erreurs.

Muni d'un système d'arbitrage distribué, le Fastbus permet à tout module disposant des circuits nécessaires, de prendre le contrôle d'une interconnexion.

Deux protocoles d'interruption sont prévus dont l'un, la demande de service SR {service request}, est surtout destiné aux modules esclaves.

Les transferts se font sur 32 bits à une vitesse pouvant atteindre 80 MegaOctets/s avec une très grande variété dans les protocoles.

L'INTERCONNEXION DE SEGMENT SI {segment interconnect} permet le dialogue entre deux modules de segments différents (Câble-Chassis). Elle adapte les niveaux électriques et résoud les conflits d'adressage, de chronologie etc...

Le module Fastbus est environ 3 fois plus grand que le module CAMAC et la puissance disponible est de 2000 Watts par chassis, répartis sur des tensions d'alimentation de -2 , $+5$, $-5,2$ et ± 15 Volts. Des densités de canaux de l'ordre de 96 ADC ou 8 à 32 Flash ADC par module peuvent être facilement obtenues. Les modules Maîtres sont des processeurs basés principalement sur les microprocesseurs de la série MC 68010 / 20 / 30.

Le Fastbus souffre essentiellement de sa généralité et de sa lente stabilisation soit :

- 1 - dialogue de segment à segment à travers le SI laborieux ;
- 2 - peu de matériel disponible sur le marché ;
- 3 - trop riche pour une utilisation industrielle ;
- 4 - pas toujours bien compris par ses utilisateurs.

Toutefois, il est bien adapté aux grandes expériences de physique des hautes énergies qui ont largement contribué à son développement. Comme pour CAMAC en 1970, la situation devrait s'améliorer bien que la part de marché qui lui est dévolue reste limitée au domaine de la recherche.

3.5 VME

Le VMEbus est un standard pour une interconnexion DE CHASSIS développé par Motorola, Mostek et Philips/Signetics, et qui a été accepté par près de 100 fabricants. Il occupait en 1986 la troisième position sur le marché des interconnexions de "fond de panier" avec 14 % des ventes.

C'est une interconnexion fixe asynchrone non-multiplexée en technologie TTL, avec 32 lignes d'adresse et 32 lignes pour les données réparties sur deux connecteurs. On en trouvera une description détaillée en référence /9/. Fortement inspiré par les bus internes des mini-ordinateurs des années 75 à 80, il n'est pas très bien adapté aux expériences de physique des particules car le standard ne définit pas d'interconnexion câble.

Cette lacune a favorisé l'utilisation d'interconnexions "privées" ; toutefois, le VSB {VME Subsystem Bus}, interconnexion auxiliaire fixe, récemment introduite par Motorola, permet d'alléger le trafic sur le VME et de concevoir des interconnexions câble de bonne qualité.

La sélection de mode se fait à l'aide des 6 ligne AM {Address Modifier} mais il n'y a qu'une seule ligne d'état de l'Esclave BERR {Bus ERROR} ce qui rend le traitement des erreurs long et difficile.

De plus, l'arbitrage par marcottage et l'absence d'adressage géographique compliquent l'utilisation du VME dans des systèmes faisant intervenir un grand nombre de canaux.

Les données peuvent circuler sur l'interconnexion à des vitesses voisines de 20 MégaOctets par seconde.

Les chassis ont, en principe, 20 stations et sont en mécanique "EURO" double hauteur. D'une puissance électrique et de dimensions comparables au CAMAC, c'est un STANDARD INDUSTRIEL bien implanté sur le marché et permettant de bénéficier rapidement de la puissance des microprocesseurs.

Plusieurs grandes expériences de physique des hautes énergies utilisent VME dont on peut dire qu'il est un concurrent sérieux du Fastbus pour la partie traitement de l'information. Sa grande diffusion sur le marché permet en effet aux expérimentateurs de bénéficier d'un bon choix dans le matériel et, plus particulièrement, d'utiliser les microprocesseurs les plus récents, donc les plus performants. L'expérience OPAL, sur le collisionneur LEP du CERN, fait un large usage de ce standard ; elle est présentée dans une autre partie de ce manuel.

3.6 CONCLUSIONS

Les trois standards présentés ci-dessus sont en fait assez différents les uns des autres ce qui apparaît déjà très clairement si l'on compare les tailles et les aspects extérieurs des modules présentés en figure 16 .

Le CAMAC reste un bon standard bien adapté au contrôle des détecteurs et bénéficiant de 15 années de développement tant dans le domaine du matériel que dans celui du logiciel. Il est recommandé de l'utiliser lorsque la taille du problème à résoudre le permet.

Le choix entre VME et Fastbus reste (et restera) difficile dans la mesure où ils ont peu d'avantages communs et tous les deux des faiblesses souvent gênantes.

La tendance générale est de faire coexister les trois standards dans un même système et on retiendra que :

- 1 - CAMAC n'est pas "mort" ;
- 2 - FASTBUS ou CAMAC sont bien adaptés à l'intégration des canaux de mesure ;
- 3 - VME est le meilleur choix pour le traitement des données.

On trouvera une comparaison des différentes interconnexions standardisées dans la référence /10/.

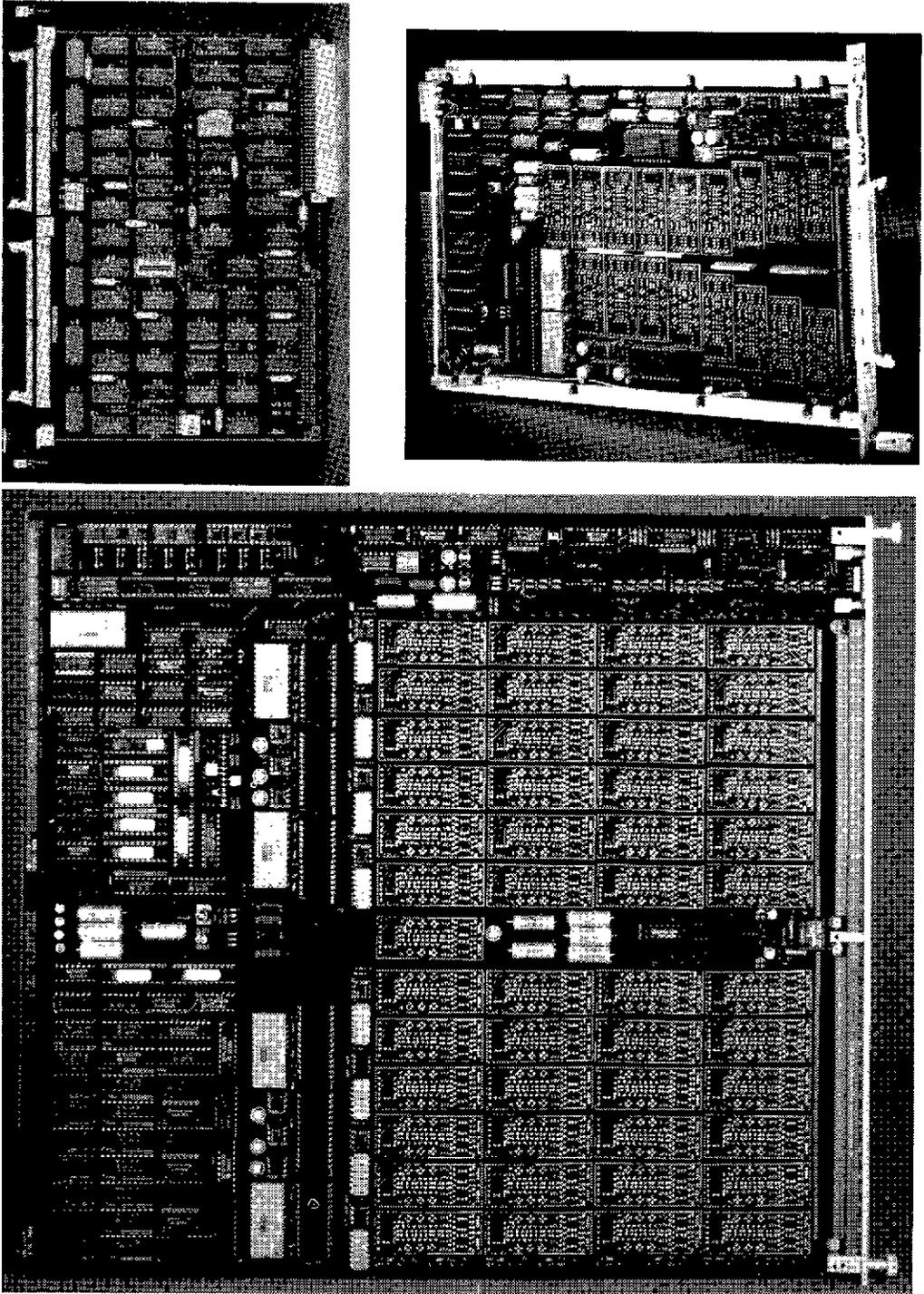


Figure 16: Photographies montrant un module VME (en haut, à gauche), un module CAMAC (en haut, à droite) et un module Fastbus.

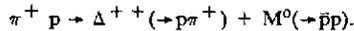
4. SELECTION DES BONNES INTERACTIONS

4.1 INTRODUCTION

Un ensemble de raisons font qu'il n'est pas possible de considérer toutes les interactions soit :

- le système de stockage des événements a une capacité limitée (disques, bandes magnétiques...);
- beaucoup d'interactions correspondent à du bruit (FOND) ou à des événements sans intérêt;
- les canaux de mesure ont un TEMPS MORT (dead time) prohibitif.

L'expérience "cible fixe" WA56 qui a pris place en 1979 sur l'accélérateur SPS du CERN en est un exemple simple. Dans cette expérience, un faisceau de 10^7 hadrons incidents ($p + \pi + K$) à 20 GeV/c interagissent dans une cible d'hydrogène pendant 2 secondes toutes les 12 secondes (temps de cycle de l'accélérateur). La réaction étudiée est :



10% des pions incidents interagissent avec les protons de la cible mais ils donnent très rarement la réaction étudiée (et même jamais puisque l'analyse des données n'a montré aucun signe de l'existence de la particule M^0 !). Le Δ^{++} et le M^0 sont des particules à courte durée de vie qui se désintègrent immédiatement comme indiqué dans la réaction. La plus grande partie de l'impulsion incidente est transmise au proton secondaire du Δ^{++} qui présente une trajectoire rapide vers l'avant. Si l'on considère que le spectromètre produit environ 2000 Octets d'informations à chaque fois, le flot de données pourrait atteindre :

$$10^7 \times 0,1 \times 2000 / 12 \text{ soit } 166 \text{ MégaOctets/s}$$

Ce taux correspond à l'écriture d'une bande magnétique haute densité chaque seconde et il n'est même pas concevable actuellement. Un système Fastbus pourrait d'ailleurs à peine suivre un tel rythme.

En fait, on sait que dans les interactions $\pi^+ p$, à cette énergie et pour le flux considéré, 2×10^4 protons sont produits vers l'avant et qu'une sélection sur l'impulsion peut être faite à l'aide d'hodoscopes de compteurs (scintillation et Cerenkov). Cette sélection se fait avec des circuits logiques rapides et sans temps mort, donc sans perte d'interaction. Elle permet de déclencher les convertisseurs ADC et TDC en attendant qu'une analyse plus fine de l'événement soit faite.

Pendant quelques centaines de nanosecondes, la LOGIQUE DE DECISION analysera le nombre de particules secondaires (qui doit être de 4) ayant traversé le détecteur et calculera une valeur plus précise pour l'impulsion du proton. S'il se révèle que le candidat événement n'est pas acceptable, cette logique émettra un signal d'effacement rapide (Fast Clear) et n'interrompra pas le système d'acquisition de données.

La logique de décision fait donc une sélection des interactions afin de limiter le temps mort introduit par les canaux de mesure et de mémorisation si ceux-ci sont activés (GATE) trop souvent. La figure 17 est le schéma de principe de l'électronique "frontale" de la plupart des expériences. Afin de réduire le coût de l'installation, on réduit le nombre et la taille des circuits de retard par la technique de l'effacement rapide (Fast Clear). Ce type de logique est toutefois coûteux et manque de souplesse bien que certains systèmes modulaires aient été développés en CAMAC (au CERN le MBNIM, à FNAL l'unité ECL "Carnac" MLU, chez LeCroy Research Systems la série ECL line).

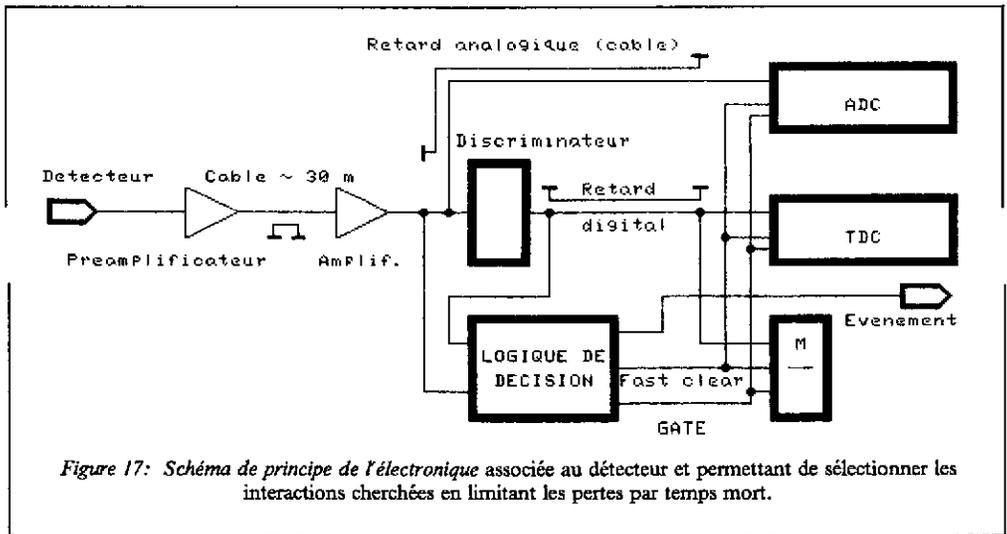
Il est donc nécessaire d'étudier en détail les conséquences du temps mort.

4.2 LES PERTES PAR TEMPS MORT

Quel que soit le type d'expérience :

- Ejection "lente" sur cible fixe,
- Collisionneur,
- Rayons cosmiques.

Les interactions se produisent suivant la loi de Poisson de moyenne μ et dont la densité de probabilité est :



$$P(r) = \mu^r \cdot e^{-\mu} / r!$$

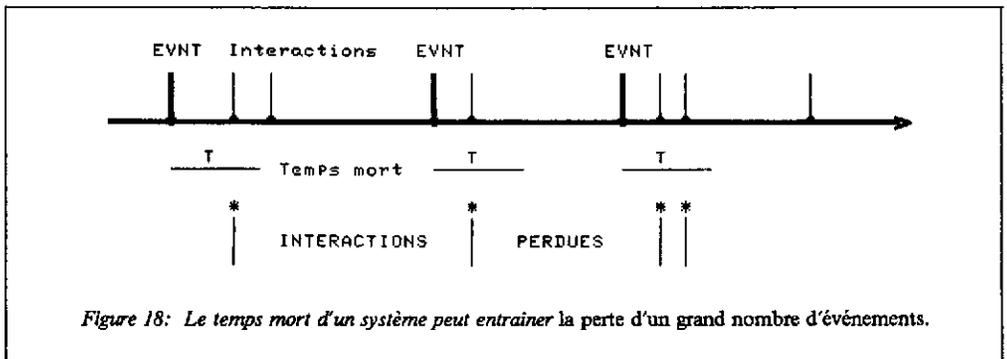
avec :

- μ = Nombre d'interactions dans un temps donné t ;
- γ = Nombre moyen d'interactions par seconde ;
- $\mu = \gamma \cdot t$;
- r = Nombre d'interactions.

Soit τ le temps mort du système de numérisation ou de lecture. Pour une interaction intéressante on perdra en moyenne $\gamma \cdot \tau$ interactions par seconde car :

$${}_0 \sum^{\infty} r \cdot P(r) = {}_1 \sum^{\infty} r \cdot P(r) = \mu = \gamma \cdot \tau$$

Ces pertes sont illustrées par la figure 18 .



Soit α le nombre d'événements acceptés par seconde, le rendement de l'acquisition ρ a pour expression :

$$\rho = \alpha/\gamma = 1/(1 + \gamma.\tau)$$

$$\text{d'où } \alpha = \gamma/(1 + \gamma.\tau)$$

On voit qu'en agissant sur le temps mort, on peut considérablement augmenter le nombre d'événements acceptés et, inversement, qu'il est inutile d'augmenter le nombre d'interactions puisque la limite de α quand γ tend vers l'infini est $1/\tau$.

La figure 19 illustre bien la baisse du rendement lorsqu'on passe de 0,1 μ s à 1 μ s de temps mort.

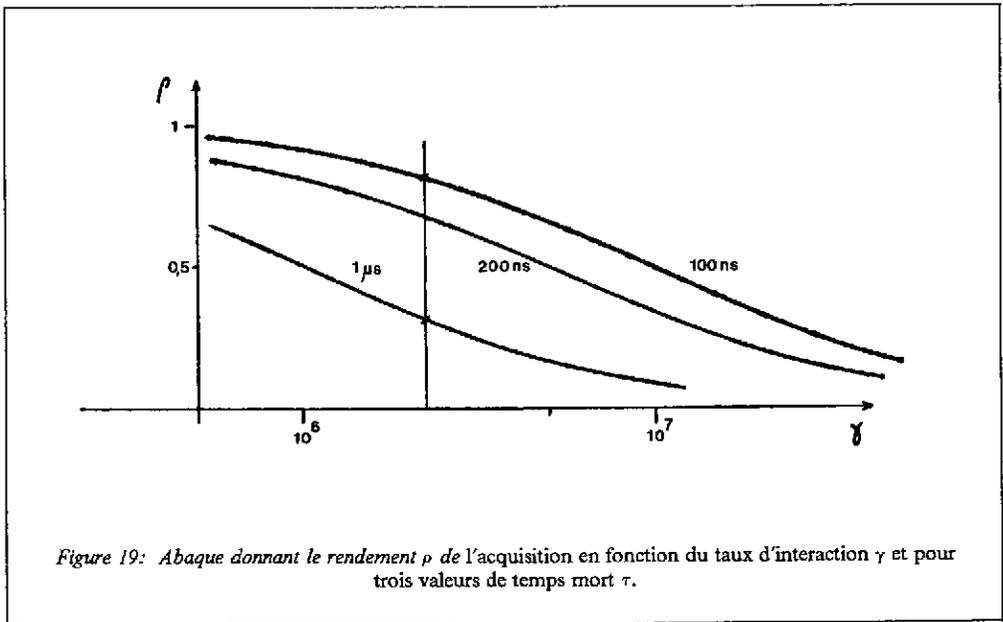


Figure 19: Abaque donnant le rendement ρ de l'acquisition en fonction du taux d'interaction γ et pour trois valeurs de temps mort τ .

On peut alors se demander ce qui se passe lorsqu'une décision fait intervenir deux critères "en cascade", 1 et 2, de temps morts τ_1 et τ_2 , filtrant les interactions avec des coefficients de réduction de taux β_1 et β_2 ($\beta_1 < 1$).

Après la 1ere sélection, on a $\beta_1.\alpha$ événements soit :

$$\gamma_2 = \beta_1.\gamma/(1 + \gamma.\tau_1)$$

et après la deuxième, on a:

$$\gamma_3 = \beta_2.\gamma_2/(1 + \gamma_2.\tau_2)$$

soit :

$$\beta_1.\beta_2.\gamma/(1 + \gamma(\tau_1 + \beta_1.\tau_2))$$

On voit que :

- 1 - le temps mort de la sélection de premier niveau contribue de la même façon que s'il était seul (évident) ;
- 2 - le temps mort τ_2 voit sa contribution réduite d'un facteur β_1 (moins évident) ;
- 3 - cette solution est beaucoup plus efficace que celle consistant à avoir un seul temps mort ($\tau_1 + \tau_2$) avec un taux de réduction $\beta_1 \cdot \beta_2$.

Ces formules très simples permettent de choisir la cascade de décisions qui maximise le taux d'événements acceptés par le système.

4.3 LES LOGIQUES DE PREMIER NIVEAU

Ce sont des logiques câblées fonctionnant en série (pipe-line) et, si possible, sans temps mort. C'est le cas des expériences "Cible Fixe" où des coïncidences sur des compteurs Cerenkov ou à Scintillation permettent des facteurs de réduction compris entre 1/10 et 1/100, sans temps mort et avec des retards relativement courts (5 à 100 ns). Cette sélection est complétée par un second étage de déclenchement utilisant la technique du "Fast Clear" avec un temps mort $\tau < 1 \mu\text{s}$.

L'instrumentation modulaire NIM (voir référence /11/) est largement utilisée pour ce type de logique.

Sur les collisionneurs actuels, les croisements sont à période fixe (4 μs CERN-SPS $\bar{p}p$, 22 μs CERN-LEP). Il est alors possible d'utiliser systématiquement le "Fast Clear" et de supprimer les retards tout en utilisant une décision ayant du temps mort (inférieur à la période bien évidemment). Cette situation durera jusqu'à ce que la nouvelle génération de collisionneurs arrive (SSC aux USA, LHC en Europe) ... date à laquelle il faudra revenir à des logiques ultrarapides ($\gamma > 10^6$ interactions/s).

Actuellement les décisions font aussi intervenir des critères analogiques tels que : énergie totale déposée dans un calorimètre, identification d'agrégats (clusters) ayant une énergie minimale et satisfaisant à des conditions topologiques caractérisant la particule recherchée.

LES LOGIQUES MODULAIRES sont apparues en 1978 aux Etats-Unis puis en Europe. Elles permettent de construire, à partir de ~ 5 fonctions élémentaires, un très grand nombre de logiques classiques et utilisent toutes une interconnexion en nappe de 16 signaux qui peuvent représenter indifféremment :

- des groupes de données binaires ;
- des adresses ;
- des valeurs numériques.

Les modules de base sont :

- l'ALU, une unité arithmétique et logique qui peut être utilisée pour faire le ET bit à bit de deux groupes de données (comparaison d'une topologie cherchée avec celle produite par l'évènement dans un hodoscope de compteurs) ;
- le PREDICTEUR (table de scrutation) permettant d'ASSIGNER une ou plusieurs positions de sortie à une position d'entrée ;
- la mémoire à accès aléatoire RAM de 4K x 16 bit, pour effectuer des opérations de calcul par table de scrutation (calcul de l'impulsion correspondant à la flèche d'une trajectoire) ;
- le REGISTRE DE COINCIDENCE pour mémoriser les éléments d'un hodoscope qui ont été traversés par une particule chargée ;
- le REGISTRE DE LECTURE pour mémoriser le résultat donné par la logique de décision.

On trouvera plusieurs exemples de ce type de logique dans la référence /12/.

4.4 LES LOGIQUES DE DEUXIEME NIVEAU

Il s'agit le plus souvent de décisions programmées travaillant sur les valeurs numériques lues dans les canaux de mesure par :

- des MICROPROCESSEURS
- des EMULATEURS des ordinateurs en ligne ou du centre de calcul voisin (un émulateur est un processeur capable d'accepter le code machine d'un ordinateur commercial).

On peut citer les microprocesseurs de la série 68000, les émulateurs du PDP11 développés par plusieurs laboratoires et universités /13/, les émulateurs de machines beaucoup plus grosses telles que les IBM 168 et 3081 /14/ etc ...

Les microprocesseurs sont le plus souvent installés dans les Contrôleurs Auxiliaires de Chassis CAMAC et sont toujours présents dans les modules Maîtres FASTBUS ou VME.

Le plus souvent, une étude détaillée du Temps Mort doit être faite (Monte-Carlo) en tenant compte des paramètres suivants :

- Temps de réponse à une interruption (50 μ s) ;
- Temps de lecture et quantité de données ;
- Temps d'analyse et de réduction des données ;
- Temps de transfert des données conservées vers les "étages supérieurs".

Il faut noter ici les problèmes d'occupation de l'interconnexion fixe qui, dans le pire des cas (aucune réduction du volume des données par le processeur), voit "passer" deux fois l'information. Ce problème, schématisé dans la figure 20, est résolu à l'aide d'un MAITRE TAMPON (Buffered Interconnect/FASTBUS) qui assure une liaison directe entre l'interconnexion fixe et l'interconnexion câble.

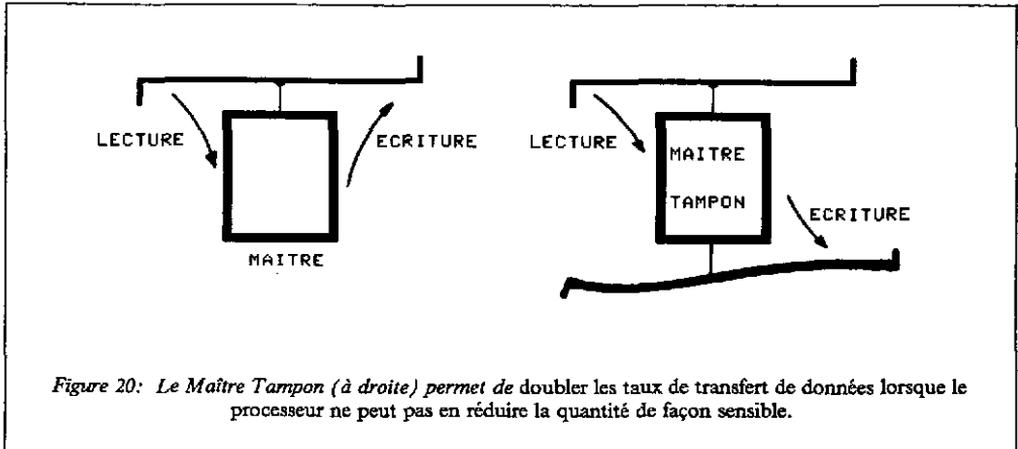


Figure 20: Le Maître Tampon (à droite) permet de doubler les taux de transfert de données lorsque le processeur ne peut pas en réduire la quantité de façon sensible.

4.5 CONCLUSIONS

On peut dire qu'une bonne architecture de sélection des événements devra réduire aux maximum les taux dans la logique de premier niveau tout en surveillant bien le fonctionnement de cette logique et surtout, les biais qu'elle peut introduire.

Il est aussi bon d'avoir une structure en "cascade" mais il faudra assurer une bonne synchronisation des blocs de données lors de leur circulation dans le système.

5. ARCHITECTURE DES SYSTEMES D'ACQUISITION DES DONNEES

5.1 LES PROBLEMES A RESOUDRE

On ne peut faire qu'une liste non-exhaustive.

Le contrôle suppose qu'on détermine les paramètres de fonctionnement des convertisseurs (ex. : ligne de base des ADC/FADC, temps zero des TDC ...) et du trigger (ex. : tables de calcul, tables de prédiction, annulation de la ligne de base, seuils, taux de déclenchement...).

Pour la sélection des événements, il y a lieu de répartir les critères de sélection entre le matériel (hardware) et le logiciel (software) de façon à trouver le meilleur compromis entre le temps mort, le volume, la puissance dissipée et le coût total.

Pour la lecture des événements, il faudra choisir les protocoles de lecture et le format des données, en n'oubliant pas les problèmes de synchronisation des blocs dans le cas des systèmes distribués et hiérarchisés.

On rappelle ici que le temps de réponse à une interruption est de 40 μ s pour un Microprocesseur et qu'il peut atteindre 2 ms pour l'Ordinateur Hôte.

Il faudra prévoir la réduction des données (cas de plus en plus fréquent des Flash ADC) par élimination de la ligne de base et vectorisation des informations.

Dans certains cas, la classification des événements les plus importants devra être faite en ligne avec rangement dans des fichiers sur disque ou bande magnétique.

Enfin, la surveillance (Monitoring) permettra de déceler toute évolution anormale du matériel et du logiciel. On n'oubliera pas, à ce sujet, que le système de surveillance doit :

- être un ordre de grandeur plus fiable que ce qu'il surveille ;
- avertir le Physicien en cas de dérive significative ;
- permettre une identification et une localisation des problèmes ;
- permettre une modification des paramètres et des critères aussi simple que possible.

Le logiciel "ORACLE" utilisé par les détecteurs OMEGA et UA-2, au CERN est, à ce sujet, un très bon exemple dans la mesure où il permet :

- 1 - de donner des noms "clairs" aux blocs de données (exemple : CHAMBRE DE PAUL) ;
- 2 - de construire des histogrammes sur tout ou partie des données (et de les masquer si c'est nécessaire) ;
- 3 - d'activer ou arrêter, en ligne, les contrôles et les alarmes.

5.2 UN EXEMPLE D'ARCHITECTURE

La figure 21 correspond à une architecture idéale pour un grand système dans la mesure où elle n'est influencée par aucune contrainte autre que technique.

La logique de premier niveau (câblée) interrompt les processeurs tampons de lecture (modules Maîtres) qui :

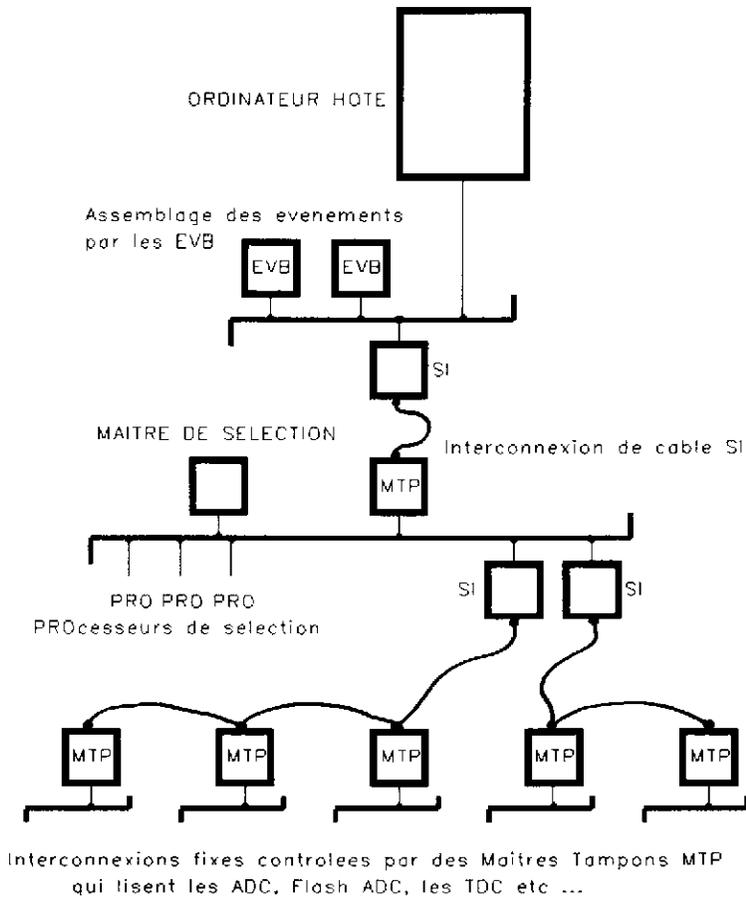


Figure 21: Exemple d'architecture d'une acquisition de données.

- lisent les données venant des Flash ADC, des ADC et des TDC ;
- corrigent le piédestal et suppriment la ligne de base ;
- structurent et trient les données dans le "tampon" de sortie avant d'informer le deuxième niveau qu'un bloc appartenant à un événement est prêt.

Les processeurs du second niveau font une analyse partielle des données sous contrôle d'un Maître de Sélection (trigger master) avant que les données soient dirigées vers des processeurs chargés de construire l'événement (event builders). Les événements sont ensuite rangés sur support magnétique par l'ordinateur hôte.

Les fonctions de contrôle et de surveillance sont en général coordonnées par l'ordinateur hôte qui échange des messages avec des tâches spécifiques réparties dans tout le système.

5.3 LES RESEAUX LOCAUX

Les grands détecteurs sont rarement aussi bien structurés que celui présenté en 5.2 car :

- ils sont construits en association par plusieurs instituts (exemple: le projet OPAL au CERN-LEP auquel participent ~400 physiciens venant de laboratoires des USA, d'EUROPE et du JAPON) ;
- ils utilisent souvent du matériel existant qu'il faut alors intégrer dans le système (par exemple : grande variété de miniordinateurs).
- il faut respecter les individualités et distribuer le plus possible l'accès au système.

Les réseaux locaux (Local Area Networks LAN) relient entre eux, sur des distances moyennes de 1 km, plusieurs ordinateurs et microprocesseurs, permettant ainsi d'avoir accès à des bases de données qui ne pourraient pas résider localement.

ETHERNET, et sa version économique, (CHEAPERNET), est le standard le plus utilisé. Ethernet est un réseau COAXIAL du type CSMA/CD (Carrier Sense Multiple Access/Collision Detection) ayant une vitesse de transfert de 10 M bit/s. Le protocole est tel que lorsque deux demandeurs prennent simultanément le contrôle du réseau, le préambule du transfert est perturbé et les circuits reconnaissent cette situation (niveaux logiques anormaux). Les demandeurs se retirent alors pendant un temps aléatoire avant de demander à nouveau le contrôle.

Les avantages d'Ethernet sont :

- sa grande vitesse ;
- son câble relativement simple ;
- sa très grande diffusion sur le marché ;
- son prix relativement bas ;

Son principal inconvénient réside dans le manque de souplesse mécanique du câble standard bien qu'on puisse utiliser dans beaucoup de cas la version Cheapernet.

Dans le cas de Microprocesseurs d'acquisition, Ethernet est essentiellement utilisé pour :

- la connexion de terminaux ;
- l'accès à des mémoires de masse ;
- le développement du Logiciel ;
- le contrôle et la surveillance ;
- l'analyse d'échantillons d'évènements.

5.4 LE FUTUR

A une époque où les systèmes informatiques ne cessent d'évoluer, on notera l'arrivée sur le marché des Micro VAX 3000 et des VAX 6200 de la société DEC ainsi que l'utilisation sans cesse croissante des terminaux graphiques à haute résolution. On peut aussi espérer que dans un avenir assez proche les bandes magnétiques pourront être remplacées par des cassettes et, peut-être, des mémoires de masse optiques (10 fois plus denses mais encore 2 fois plus coûteuses).

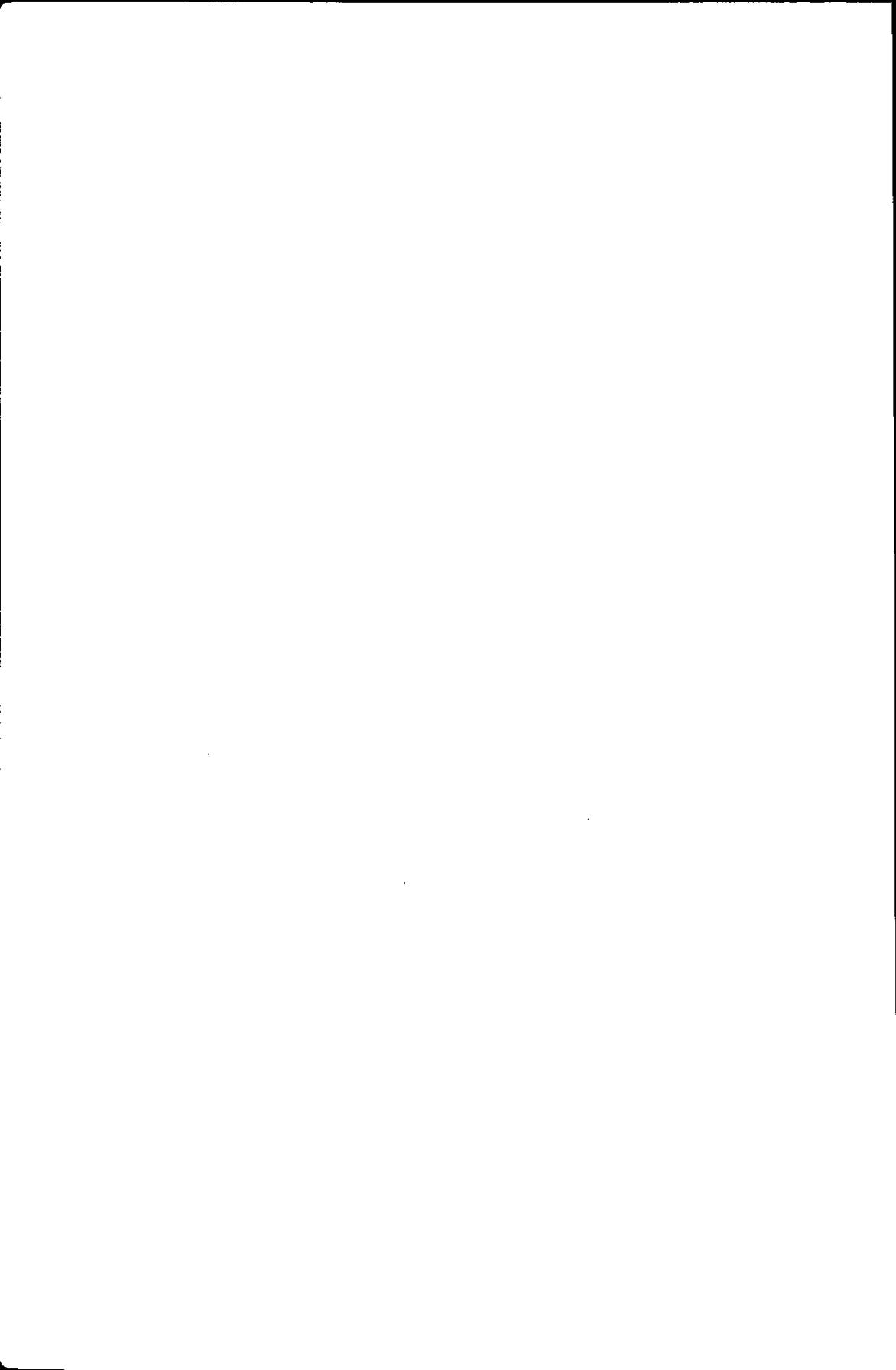
6. BIBLIOGRAPHIE

Il n'existe pas, à la connaissance de l'auteur, de manuel traitant du problème de l'interface entre le capteur et l'ordinateur. Les technologies évoluent très rapidement et il faut se contenter d'une compilation des articles publiés dans la revue "Nuclear Instruments and Methods in Physics Research", d'une part, et dans les "Proceedings of the IEEE Nuclear Science Symposium" d'autre part (publication chaque année au mois de février).

Les quelques références données ci-dessous permettront toutefois au lecteur d'acquérir une connaissance un peu plus détaillée des sujets qui ont été esquissés dans ce document.

7. REFERENCES

- /1/ P.REHAK, Detection and Signal Processing in High Energy Physics, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", G.Bologna and M.L.Vincelli, Editors, 1983, North-Holland Publishing Co.
- /2/ H.H.WILLIAMS, Fast Analog Integrated Circuits for Particle Physics, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-35 (1988), pp 146-150.
- /3/ A.BEER et al., Design of a Fast Gated Charge Integrating Front End for use in High Density CAMAC and Fastbus Modules, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A234 (1985), pp 294-301.
- /4/ J.POUTHAS et M.ENGRAND, A Timing Discriminator for Channel Plate Electron Multipliers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 161 (1979), pp 331-337.
- /5/ J.T.WALKER et al., Microstore - The Stanford Analog Memory Unit, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-32 (1985), pp 616-621.
- /6/ D.R.FREYTAG and J.T.WALKER, Performance Report for Stanford/SLAC Microstore Analog Memory Unit, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-32 (1985), pp 622-630.
- /7/ E.HEIJNE and P.JARRON, A Low Noise CMOS Integrated Signal Processor for Multi-element Particle Detectors, CERN-EF 88-5 (1988), (submitted to the Fourteenth European Solid-State Circuits Conference, 21-23 September 1988, UMIST, Manchester, UK).
- /8/ ANSI/IEEE, IEEE Standard FASTBUS Modular High-Speed Data Acquisition and Control System, Std 960-1986 (1986).
- /9/ MOTOROLA, VMEbus Specification Manual MVMEBS/D1.
- /10/ D.GUSTAVSON, High Performance Data Buses - Progress and Evolution, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-35 (1988), pp 326-328.
- /11/ Atomic Energy Commission and National Bureau of Standards, Nuclear Instruments Modules, U.S. AEC report TID-20893, Juillet 1964.
- /12/ F.BOURGEOIS, Modular Trigger Logic Techniques at the CERN Omega Spectrometer, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-27 (1980).
- /13/ J.ANTHONIOZ-BLANC et al., User Aspects of MICE, Proceedings of the Topical Conference on the Application of Microprocessors to High-Energy Physics Experiments, CERN 81-07 (1981), pp 266-277.
- /14/ P.F.KUNZ et al., The 3081/E Processor, CERN/DD/84/4, Avril 1984. ▽



LE SYSTEME D'ACQUISITION ET DE DECLENCHEMENT D'OPAL (LEP)

P. Farthouat

DPhPE-SEIPE, CEN Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

Résumé : La description du système de lecture de données de l'expérience OPAL (LEP) est donnée, tant du point de vue matériel que logiciel. Le système de sélection d'évènement est présenté.

Abstract : The description of the hardware and software of the OPAL (LEP) experiment data acquisition is given. The hardware trigger system is presented.

1. Présentation d'OPAL

OPAL (Omni Purpose Apparatus for Lep) est un détecteur [Ref 1] destiné à l'étude des interactions e^+e^- jusqu'à des énergies de 100 GeV. Il est en cours de montage auprès du LEP au CERN et doit fournir des résultats dès le mois de juillet 1989.

Les principaux éléments du détecteur [fig 1] sont :

- un détecteur de vertex (chambre à dérive de 50 μm de résolution)
- un détecteur central (chambre de type Jade de résolution azimuthale de 100 μm donnant une mesure de dE/dX à 3.5%)
- une bobine chaude (0.4 Tesla de champs)
- un compteur de temps de vol (250 ps de résolution)
- un calorimètre électromagnétique (détecteur de pied de gerbe et 12500 blocs de verre au plomb de résolution $7\%/ \sqrt{E}$)
- un calorimètre hadronique (tubes de larocci de résolution $100\%/ \sqrt{E}$)
- des chambres à muons

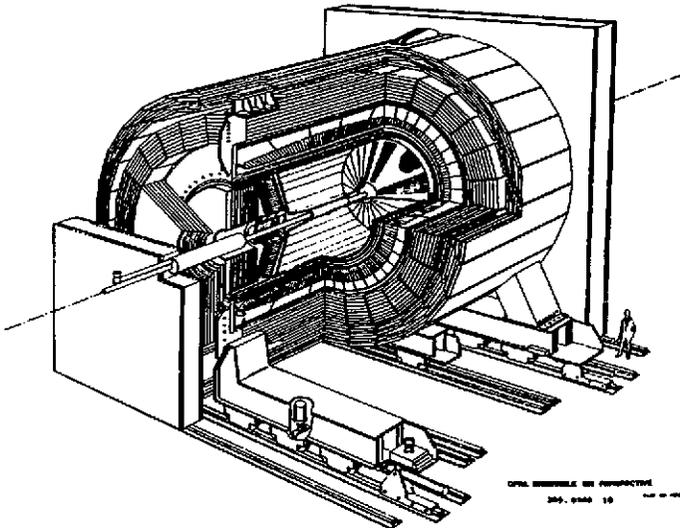


fig 1. Vue d'OPAL

Plus de 150000 signaux analogiques sont traités (préamplification, amplification, codage, suppression de zéro) et un événement moyen produit 160 octets de données, qu'il convient de traiter et de stocker; c'est le rôle de l'acquisition de données.

Le LEP fournit 45000 collisions de faisceaux e⁺ e⁻ par seconde. Compte tenu des caractéristiques des faisceaux et des sections efficaces des interactions étudiées, on attend de 0.4 à 1 événement par seconde. C'est la logique de déclenchement (ou Trigger) qui doit nous permettre d'extraire ces événements du flot initial.

Ces deux points seront traités dans les chapitres suivant. La séparation entre les différentes parties est souvent arbitraire, car ces fonctions sont très largement imbriquées...

2. L'acquisition de données.

Ce chapitre est divisé en trois parties. Dans la première, il sera montré pourquoi il fallait dégager un système standard de lecture et une description détaillée du système de lecture du détecteur de vertex sera présentée. Dans la seconde, une description complète de la collection de données jusqu'à la mise sur bande sera exposée. La troisième partie abordera le logiciel utilisé.

2.1 Choix d'un standard

OPAL est une collaboration entre 23 laboratoires européens, américains et japonais. Chaque institut construit tout ou partie d'un détecteur et de l'électronique associée. Pour des raisons de coût (utilisation d'électronique existante,...), de disponibilité industrielle ou de savoir faire, chaque groupe décide du système d'électronique utilisé ainsi que du bus l'abritant. Ainsi dans OPAL, l'électronique de codage proche du détecteur (électronique de front end) utilise différents bus:

- CAMAC
- FASTBUS
- VME
- Spécialisés

Compte tenu du découpage de l'appareillage, on trouve plus de 20 systèmes différents qu'il conviendra de rassembler.

Deux problèmes apparaissent immédiatement :

- avant le montage de l'expérience, puis pour des tests, chaque groupe doit pouvoir acquérir et réduire les données de son appareillage indépendamment des autres et ceci sans interventions matérielles ou logicielles importantes

- pour des raisons de temps mort, il est exclus de lire en série les données brutes des différentes parties de l'expérience.

Ceci impose de définir un système de lecture (matériel et logiciel) identique pour chaque groupe et qui présente les caractéristiques suivantes :

- grande modularité pour permettre une adéquation aisée à chaque type d'électronique par adjonction des interfaces appropriées

- bonne autonomie autorisant des développements confortables

- bonne ouverture sur l'extérieur pour permettre les échanges d'information avec le reste du système d'acquisition, avec le système de contrôle et avec éventuellement des mini ordinateurs (μ Vax, MacIntosh,...)

Nous avons décidé d'utiliser des systèmes VME [Ref 2], à base de processeurs de la famille 68xxx de Motorola. Ce bus répond parfaitement aux critères définis et présente un bon support de la part de l'industrie et des laboratoires de physique:

- on trouve sur le marché de nombreuses cartes processeur, intégrant rapidement les évolutions technologiques (par exemple, nous avons commencé à travailler avec des processeurs 68000 (16 bits) et nous utilisons maintenant des 68020 (32 bits) et des 68030 (32 bits plus rapides avec un cache important))

- il existe de nombreuses interfaces industrielles (Camac, GPIB, Ethernet, SCSI, extension de châssis, VAX, μ VAX, Macintosh,...) ou développées dans les laboratoires (Fastbus,...)

- l'industrie supporte de nombreux systèmes d'exploitation (Versados, OS9, UNIX,...)

- il existe un sous bus (VSB [Ref 3]) permettant d'alléger le trafic sur le bus principal

Chaque groupe dispose d'un châssis VME, appelé Local System Crate (LSC) contenant systématiquement [fig 2]:

- une carte processeur 68020 [Ref 4] nommée FIC. A base de 68020 16MHz, adjoint d'un coprocesseur flottant, elle possède jusqu'à 4 MOctets de mémoire double port CPU/VME et peut piloter le bus VME et le bus VSB. D'autre part elle possède un DMA capable de transférer des données entre le VME, le VSB et la mémoire interne. Un puissant mécanisme de «boite aux lettres» permet des échanges simples entre CPUs.

- une mémoire double port [Ref 5] nommée DPM. De capacité maximum de 16 MOctets, elle peut être lue depuis le VME ou le VSB. Elle possède un DMA, capable d'échanger des données avec le VSB à la vitesse de 16 MOctets par seconde.

- une interface Ethernet [Ref 6] nommée LRT. Elle permet au FIC de dialoguer avec n'importe quelle autre machine.

- une carte Trigger [Ref 7] nommée LTU. Elle interface le LSC avec le système de déclenchement de l'expérience.

- une interface reliant le LSC au niveau supérieur de l'acquisition [Ref 8] nommée VIP. Cette carte permet de faire tous les transferts de données entre deux bus VME distincts ou entre un bus VSB et un bus VME.

A ces modules, chaque groupe ajoute les interfaces dont ils ont besoin :

- interface Camac [ref 9]
- interface FastBus [Ref 10]
- interface μ VAX [Ref 11]
- interface MacIntosh II [Ref 12]

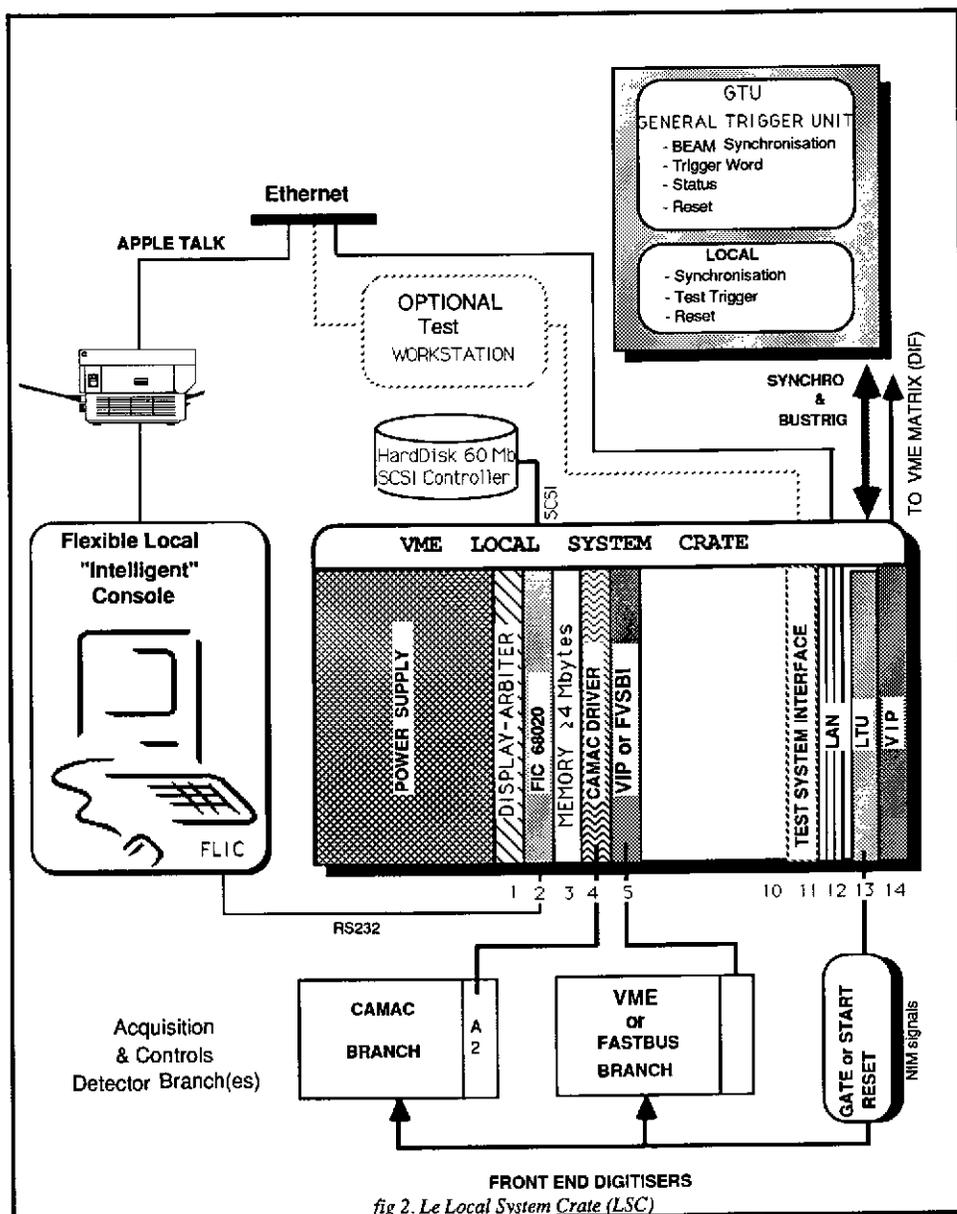


fig 2. Le Local System Crate (LSC)

Enfin, on trouve un disque dur de 60 Moctets [Ref 13] piloté par le FIC [Ref 14]. Ce disque sert à stocker des paramètres et éventuellement de support de développement logiciel. Le système d'exploitation utilisé est OS9.

Quel que soit le mode d'utilisation (test autonome ou acquisition réelle), les opérations effectuées par le processeur d'acquisition (FIC) sont toujours les mêmes du point de vue de l'acquisition et peuvent se résumer à trois tâches:

1) une tâche de lecture des données brutes, déclenchée par une interruption en provenance du module de trigger (LTU). Les données sont stockées dans une mémoire tampon (buffer) intermédiaire. Lorsque ceci est fait, le LTU est prévenu, un nouvel évènement peut être accepté.

2) une tâche de formattage de l'évènement. L'évènement formatté est stocké dans un autre buffer et sera utilisable par l'étage supérieur de l'acquisition et/ou par la troisième tâche

3) une tâche de contrôle/monitoring, qui contrôle l'intégrité des données, fabrique des histogrammes, fait un premier

traitement de cette portion d'évènement.

Le diagramme du flot de données est présenté sur la fig3.

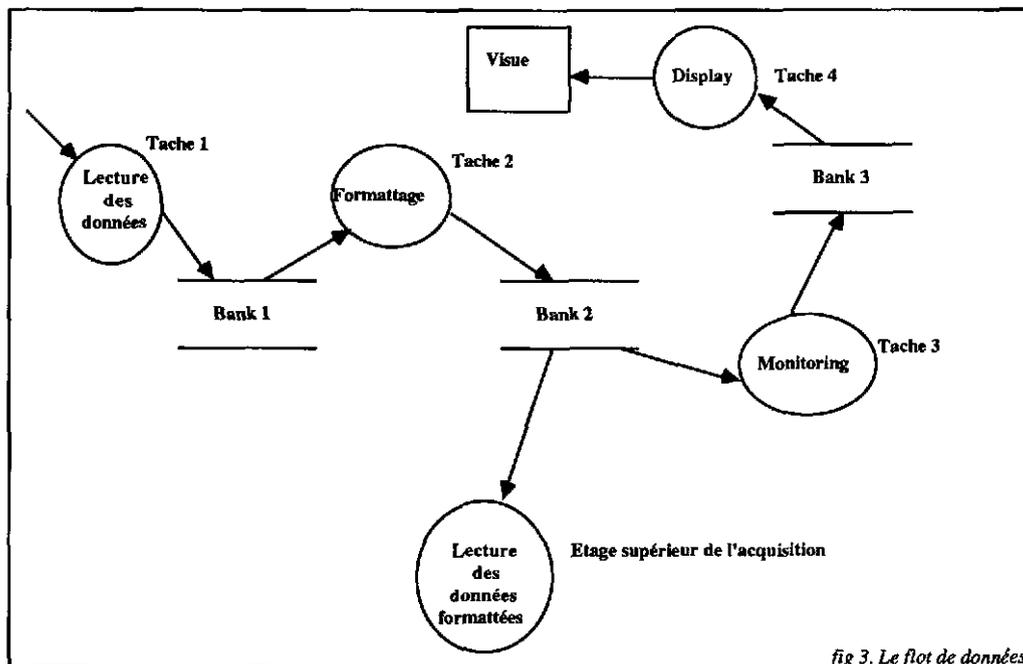


fig 3. Le flot de données

Le stockage des données brutes et des données formattées dans une mémoire tampon permet de réduire le temps mort d'acquisition à la durée de la tache 1 (du moins tant que le buffer n'est pas rempli) et d'utiliser au mieux le temps restant pour effectuer de façon asynchrone par rapport au trigger les taches 2 et 3, puisque l'on n'est plus dépendant du flux irrégulier d'entrée. L'étage supérieur de l'acquisition lira les données formattées dans le deuxième buffer. Cette tache sera elle aussi désynchronisée par rapport au trigger.

Avant de détailler l'acquisition du détecteur de vertex, il faut noter que:

- il y aura une vingtaine de ces sous systèmes d'acquisition
- le temps mort d'acquisition sera faible et égal au temps mort introduit par le plus lent des sous systèmes; il sera de l'ordre de 5 ms.
- le trigger devra être distribué à tous les sous systèmes
- il est très facile de déconnecter un LSC du système d'acquisition de l'expérience puisqu'il suffit de ne pas mettre les évènements formattés à la disposition de l'étage supérieur de l'acquisition. Cela ne nécessite aucune modification du matériel.

2.1.1 Acquisition du détecteur de vertex

La détecteur de vertex est constitué d'une chambre à dérive stéréo. Le nombre de voies à mesurer est de 648. L'électronique de lecture forme un ensemble de 324 modules abrités dans 20 chassis spéciaux interfacés à une branche Camac. D'autre part, l'électronique de recherche rapide de trace [Track Trigger], située dans 6 chassis FastBus, est incluse dans ce sous ensemble. Les temps de lecture de cet ensemble sont tels qu'ils rendent nécessaires l'adjonction de processeurs spécialisés, tant pour la lecture de l'électronique de la chambre que pour celle du Track Trigger.

L'électronique de la chambre est lue par 10 CBAs [ref15], logés dans 2 chassis Camac. Ces modules sont des processeurs Camac à base de 68000, capables de piloter une branche Camac et possédant 2 Moctets de mémoire double port Camac/CPU. Chacun d'eux controle 2 chassis d'électronique de la chambre.

L'électronique du Track Trigger est lue par un processeur (FIC) nommé FEROP (Front End Read Out Processor) auquel une interface FastBus a été adjointe, et situé dans un chassis VME distinct du LSC.

On trouve donc dans le LSC, outre les modules habituels, une interface Camac et une liaison VME-VME qui permettent au FIC de lire et de contrôler les CBAs et le FEROP.

Une vue de l'ensemble est donnée fig4.

Lorsque le trigger arrive, le LTU interrompt le FIC du LSC. Celui-ci prévient le FEROP et les CBAs au moyen d'accès dans des «boites aux lettres». Puis il retourne à d'autres taches. Les CBAs et le FEROP lisent (en parallèle) la partie d'électronique qu'ils contrôlent et stockent les données dans leur mémoire double port. Puis ils signalent au LTU la fin de cette tache (pour autoriser

la prise d'un nouvel évènement).

Pendant ce temps, de façon désynchronisée par rapport au trigger, le LSC reconstruit les évènements précédant en assemblant les différents morceaux contenus dans les mémoires double port des CBAs et du FEROP, les formate et les stocke dans un buffer qui pourra être utilisé par l'étage supérieur de l'acquisition ou par d'autres tâches du FIC (histogramation, monitoring, fabrication des tables de calibration, mise à disposition d'évènements au μ VAX de test,...).

2.2 Reconstruction et traitement des évènements

Nous avons défini le système d'acquisition des différentes parties du détecteur et nous nous trouvons maintenant devant une vingtaine de Local System Crate contenant chacun une partie d'un évènement et disséminés tout autour de l'expérience (les emplacements des différents LSC sont montrés sur la fig5). Il s'agit maintenant de définir un système capable de regrouper ces différents morceaux pour reconstruire un évènement complet et capable de prétraiter ces évènements pour faire éventuellement de la réjection en ligne. En effet, nous avons vu que sur les 45000 croisements de faisceaux par seconde, seul 0.4 évènement seront intéressants. La logique de déclenchement rapide, même si elle est sélective ne nous permettra probablement pas de réduire le flux initial à mieux que 15 à 20 Hz, d'autant plus que certaines études de physique imposent d'avoir un trigger assez «lache». Ce flux n'est pas gênant du tout au niveau des LSC, puisque le temps mort à ce niveau a été réduit à 5 ms. Par contre, stocker sur support magnétique, plus de 4 évènements par secondes (soit 4 blocs de 160 KOctets), présente de grosses difficultés.

Nous devons donc étudier:

- les système de reconstruction d'un évènement complet (Event Builder)
- le système de filtrage des évènements (Filter Matrix)

Une vue de l'ensemble est donnée sur la fig6.

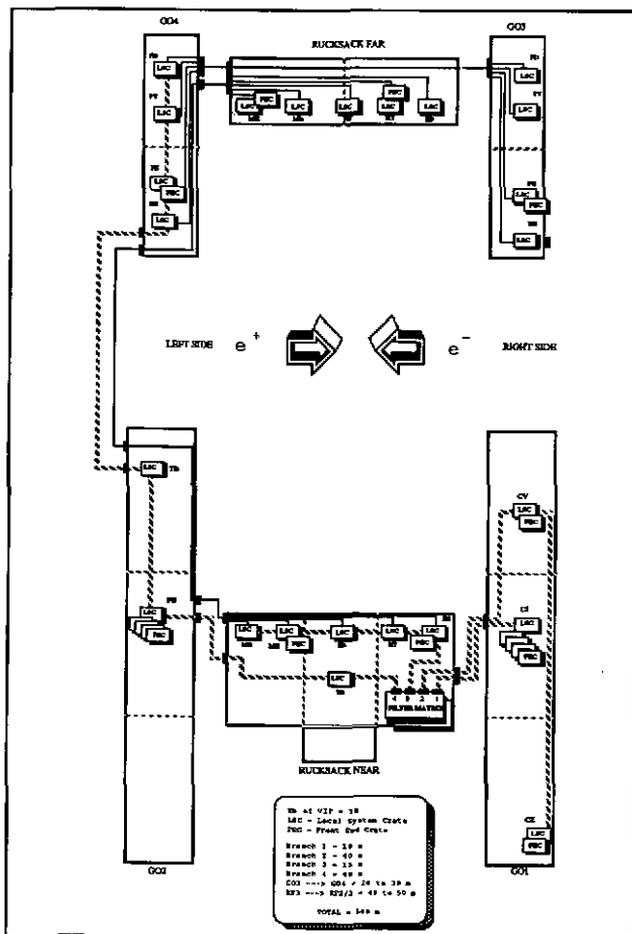


fig 5. Emplacements des différents LSC

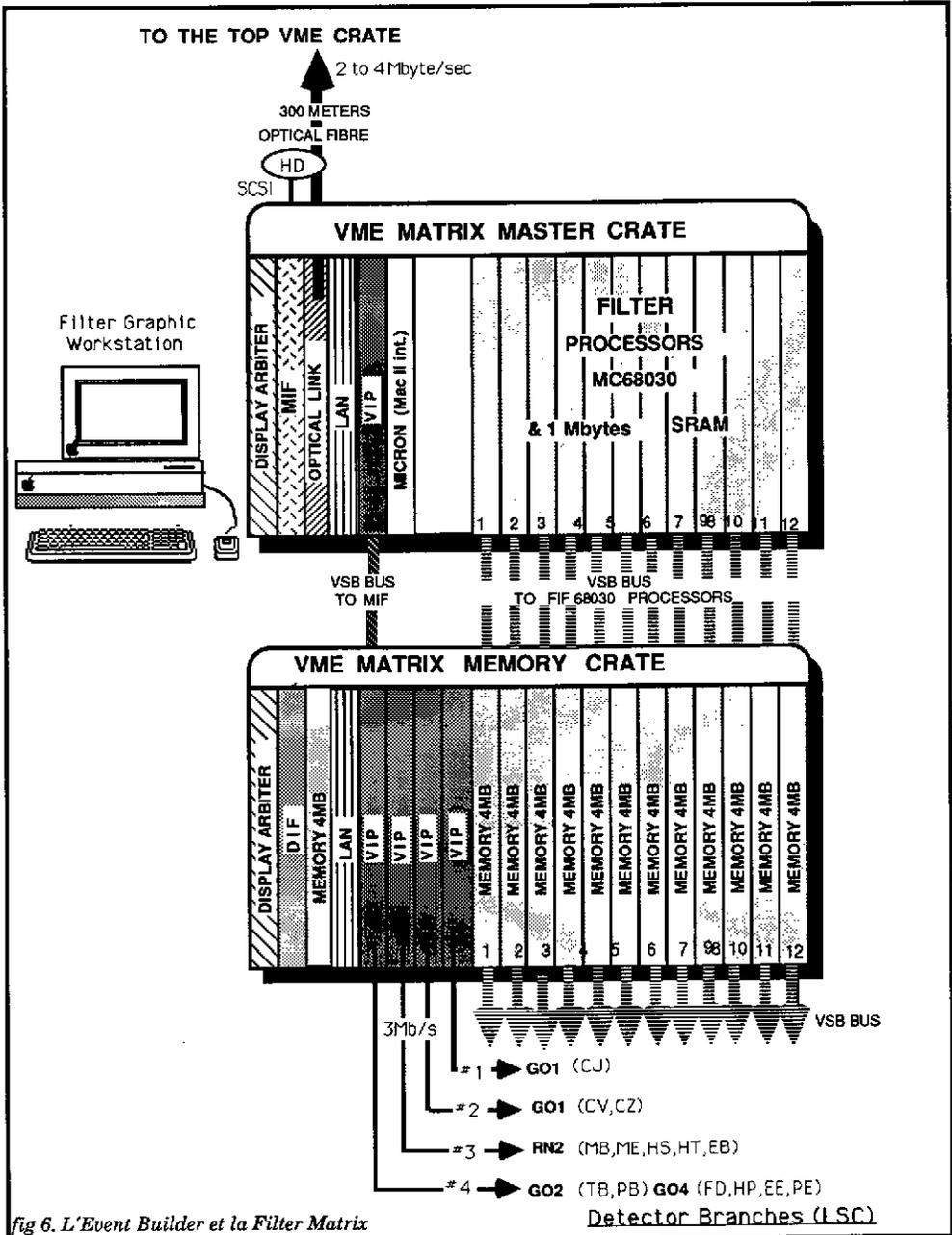


fig 6. L'Event Builder et la Filter Matrix

2.2.1 L'Event Builder

L'Event Builder est constitué des 6 modules suivant:

- un CPU (FIC) nommé DIF
- une mémoire DPM de 4 MOctets
- 4 VIPs connectés aux différents LSC

Tous ces éléments sont reliés entre eux par le VME et le VSB. Trois taches principales sont exécutées par le DIF:

- 1) vérifier que les différents morceaux d'un évènement sont présents dans les LSC. Lire les paramètres de ces éléments (taille, adresse mémoire où ils sont accessibles). Initialiser le DMA de la mémoire. Ainsi le CPU sera libre pendant la lecture des différents blocs de données. Tous ces transferts utilisent le VSB et se font à la vitesse moyenne de 6 MOctets par seconde.
- 2) reconstruire un bloc évènement complet à partir des données lues précédemment. Le CPU accède à la DPM en utilisant le VME. L'interaction avec le DMA de la tache 1 est ainsi minimisée.
- 3) distribuer les évènements reconstruits à la matrice de filtrage. Ceci est fait en utilisant le DMA du FIC.

Ces trois taches sont indépendantes les une des autres car elles utilisent des buffers intermédiaires. L'utilisation des DMAs fait que seuls le début de la tache 1 et la tache 2 sont consommateurs de temps CPU. Ceci permet de tenir un flux d'entrée important.

La tache 1 peut être considérée comme tache de fond: le DIF scrute régulièrement les différents LSC, pour «remonter» les morceaux d'évènement. La tache 2 est démarrée par la tache 1 dès qu'un évènement est disponible. La tache 3 est déclenchée par le contrôleur de la matrice de filtrage dès qu'il constate qu'un évènement peut être traité. A ce niveau, il n'y a donc plus aucune relation avec le trigger.

2.2.2 La matrice de filtrage

La matrice de filtrage est constituée de 12 processeurs (CPU 68030) només FIF et de 12 mémoires double port VME-VSB, situées dans un châssis différent (cf fig6). Chaque processeur est relié à une mémoire par une extension du bus VSB. Le principe de fonctionnement est le suivant: dès que l'Event Builder a stocké un évènement dans une mémoire, le processeur qui lui est associé peut le traiter. L'utilisation du VSB rend les 12 processeurs totalement indépendants les uns des autres; la matrice de filtrage est donc capable de traiter jusqu'à 12 évènements simultanément. Si le flux d'entrée est de 20 Hz, cela autorise 600 ms de calcul par évènement.

Le traitement envisagé ne consiste pas à reconstruire l'évènement (reconstruction des traces, identification des particules,...., qui nécessitent 4.4 secondes d'IBM 3090), mais à:

- vérifier l'intégrité de la logique de déclenchement
- marquer les évènements présentant certaines caractéristiques et que l'on désire analyser en priorité
- rejeter les évènements issus du bruit de fond

Le fonctionnement de la matrice est contrôlé par un autre CPU nommé MIF, dont le rôle est le suivant:

- contrôler l'activité des FIFs, en particulier pour connaître ceux qui sont disponibles
- transférer à l'étage supérieur de l'acquisition les évènements sortant du filtre
- donner à l'Event Builder les numéros des mémoires dans lesquelles il peut écrire un nouvel évènement

Les évènements sortant du filtre doivent être envoyés vers des calculateurs rapides (capables d'analyser finement les évènements marqués par le filtre) et le super mini d'acquisition (VAX 8700, chargé du contrôle général de l'expérience, du monitoring, et de la mise sur bande) situés à 300 m de distance. Cette liaison est réalisée au moyen d'une transmission optique [Ref 16] supportant un débit de 100 Mbauds (100 millions de bits par seconde) et permettant de transférer des données entre deux CPUs VME.

2.2.3 Le Top VME Crate

Le dernier châssis VME (Top VME Crate), contient un CPU (FIC) qui contrôle les transferts d'évènements à travers la liaison optique et qui les distribue soit directement au VAX pour la mise sur bande, soit à l'un des 5 émulateurs d'IBM 370 pour un traitement immédiat. Le résultat de ce traitement est ensuite transmis au VAX. Une vue de ce châssis est donnée fig 7.

2.2.4 Le système de VAX

Le VAX 8700, remplit plusieurs taches:

- il met les évènements sur bande
- il contrôle des stations graphiques haute résolution
- il maintient une base de données contenant tous les paramètres du détecteur
- il permet aux utilisateurs de communiquer avec les microprocesseurs de l'acquisition

Une vue de la configuration hardware est donnée fig 8.

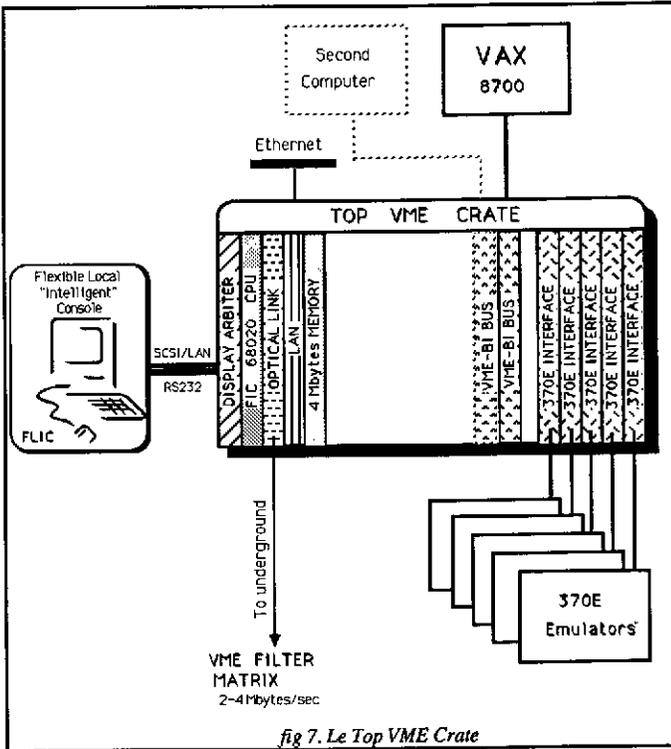


fig 7. Le Top VME Crate

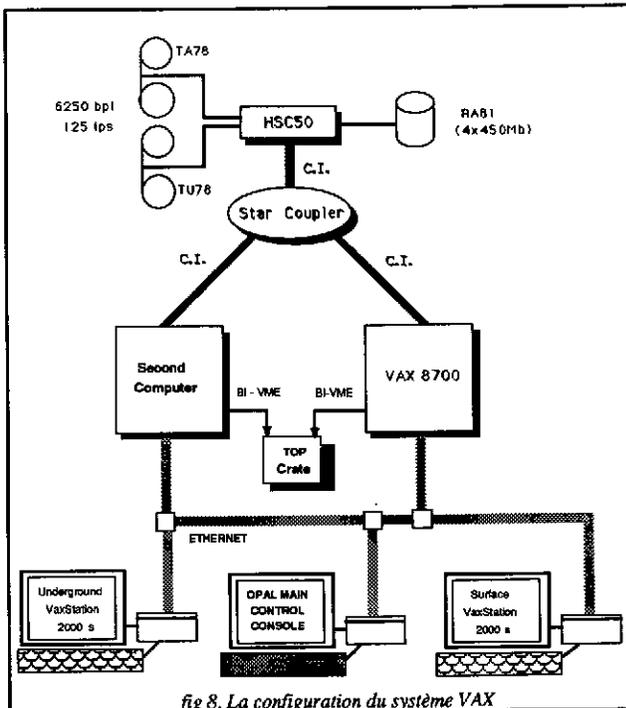


fig 8. La configuration du système VAX

2.3 Le logiciel

Il est évident qu'un tel système nécessite de gros développements logiciels et qu'il est nécessaire d'avoir un standard commun à tous les groupes pour:

- le contrôle de la prise de données (Run Control)
- le déclenchement des tâches d'acquisition
- la gestion des buffers événements
- le formatage des événements
- la définition et la fabrication des histogrammes
- la base de donnée
- les procédures de contrôle à distance

Nous ne donnerons que quelques informations générales sur l'ensemble de ces points; le lecteur intéressé se reportera aux références.

2.3.1 Le système d'exploitation

Dans la partie précédente, nous avons beaucoup parlé de «tâches», «déclenchement par interruption», etc..., et nous avons vu que chaque processeur devait exécuter plusieurs tâches. Il est facile d'imaginer l'ajout (traitement supplémentaire, tâche de débogage,...) ou le retrait de tâches dans un processeur particulier. Ces opérations doivent se faire de façon simple sans gros développements logiciels (recompilation, nouvel édition de liens, ...). C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser un système d'exploitation multitâche et temps réel (c'est à dire capable de gérer les interruptions) qui fournit tous les outils dont nous avons besoin. Ce système est OS9 [Ref 17] et ces principales fonctions sont:

- réaliser l'interface entre le processeur et l'utilisateur
- gérer les opérations d'entrée/sortie
- réaliser le chargement et l'exécution des programmes
- créer et gérer un système de répertoire et de fichiers
- gérer le multitâche et le temps partagé
- allouer de la mémoire aux différents objets
- gérer la communication entre tâches
- gérer les ressources communes (par exemples les interfaces)

2.3.2 Le logiciel de contrôle

Le logiciel de contrôle [Ref 18] de la prise de données, permet à un opérateur d'interagir avec les différents programmes qu'il a pu écrire et avec le système en général. Il permet aussi l'interaction avec d'autres tâches exécutées par un processeur quelconque de l'arbre d'acquisition.

Ces principales fonctions sont:

- contrôle de l'interface entre le trigger et le programme d'acquisition de l'utilisateur
- contrôle de l'interface entre le programme utilisateur et le buffer événement
- réalisation de l'interface humaine avec l'opérateur grâce à un programme de menu (Human Interface HI [Ref 19])
- contrôle et état du RUN (arrêt, pause, marche)
- récupération des erreurs et routage vers la tâche qui doit les traiter (Error Message Utility EMU [Ref 20])

L'utilisateur doit donc fournir uniquement les programmes qui lui sont propres (programme d'acquisition, programme de traitement des événements, programme de traitement d'erreur,...). C'est le logiciel de contrôle qui se chargera du bon fonctionnement de l'ensemble.

2.3.3 La manipulation des données

Lorsqu'un événement a été lu, nous avons vu qu'il devait être stocké dans un buffer, puis formater, et mis à la disposition de l'étage supérieur de l'acquisition et/ou d'autres tâches telles que l'histogrammation, l'édition d'événements bruts, etc... Il faut donc un logiciel de gestion du buffer événement, un logiciel de formatage et un logiciel d'histogrammation.

Le logiciel de gestion du buffer (Event Buffer Manager EBM [Ref 21]) permet d'allouer la place mémoire nécessaire à un événement, de gérer l'accès à cet événement par différentes tâches et de restituer la mémoire lorsque l'on n'a plus besoin d'un événement. Toute tâche utilisatrice doit simplement se déclarer pendant la phase d'initialisation, puis utiliser des commandes simples (GET_EVENT, RELEASE_EVENT,...) pour disposer des événements. Des routines d'échantillonnage d'événements sont aussi mises à la disposition des utilisateurs; ceci est très utile pour les programmes de monitoring, qui ne traite qu'une partie des événements.

Le logiciel de formatage utilisé est ZEBRA [Ref 22]. Il permet de définir des banques de données et des liens entre ces banques. Dans le cas d'OPAL, cela permet de reconstruire très facilement un événement complet à partir des morceaux fabriqués dans les LSC: chaque groupe fabrique une structure identique à la structure d'un événement complet; les banques correspondant aux autres

sous détecteurs sont bien évidemment vides, mais l'Event Builder n'aura que quelques mises à jour de liens (pointeurs) à faire pour retrouver une structure complète.

Les histogrammes sont fabriqués par un logiciel nommé HBOOK4 [Ref 23] qui permet de définir, de remplir, de transporter, d'effacer, de détruire très facilement des histogrammes.

2.3.4 La base de données

Une très grande quantité d'informations sont nécessaires pour traiter les événements tant pendant la phase d'acquisition (suppression des canaux vides) que pendant la phase d'analyse (correction de gain, ...). Ces informations proviennent des résultats des calibrations des détecteurs et de l'électronique (recherche des piédestaux des codeurs par exemple). La gestion efficace de ces informations rend nécessaire l'utilisation d'un logiciel de traitement de base de données. OPAL utilise le logiciel ORACLE [Ref 24].

2.3.5 Les appels de procédures à distance

Le système d'acquisition de données est, nous l'avons vu, très largement distribué. Il est certain qu'au démarrage de l'expérience, chaque groupe sera proche de son détecteur et de l'électronique de lecture. La phase de débogage terminée, il sera utile de pouvoir contrôler l'expérience depuis la salle de contrôle principale. Cela impose de pouvoir exécuter toutes les commandes à distance en utilisant les réseaux locaux. C'est pourquoi, un logiciel d'appel de procédure à distance (Remote Procedure Call RPC [Ref 25]) a été développé.

2.4 Conclusions

Le choix de cette architecture d'acquisition, ainsi que le choix de matériel et logiciel largement soutenus dans l'industrie, nous a permis de définir un système relativement simple, évolutif (par adjonction de nouveaux modules comme par exemple des processeurs de signaux) et facile à entretenir, pour un coût de développement assez faible.

3. Le système de déclenchement

Le but de ce système est de trouver parmi les 45000 croisements de faisceaux par seconde, de 10 à 20 événements susceptibles d'être intéressants. Ce système doit être suffisamment rapide pour ne pas présenter de temps mort, c'est à dire qu'il doit prendre une décision entre deux croisements de faisceaux. Compte tenu des séquences d'initialisation dont ont besoin certaines électroniques de détecteurs, la décision doit être prise 16,5 μ s après le passage des faisceaux.

Cette logique reçoit des informations en provenance des différentes parties du détecteur. Les éléments utilisés ainsi que les temps d'arrivée des signaux sont donnés fig 9.

Nous allons décrire la partie «Décision Logique» (notée «Fast Decision Logic» sur la figure) ainsi que la logique de synchronisation avec l'acquisition de données.

3.1 La logique de décision

On dispose de deux sources d'information en provenance des sous-détecteurs:

1. Chaque sous-détecteur fournit des signaux individuels donnant des informations telles que:
 - multiplicité supérieure à un seuil
 - énergie déposée supérieure à un seuil

Environ 64 signaux de ce type sont reçus par la logique de décision qui les compte et les stockent.

2. Le détecteur est découpé en 24 tranches dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (24 phi) et en 6 tranches dans le plan perpendiculaire au premier (6 theta). On définit ainsi 144 cellules élémentaires $X_{\theta\phi}$ pour chacun des sous détecteurs suivants (fig 10):

- détecteur central
- temps de vol (dans ce cas on n'a qu'un theta)
- calorimètre électromagnétique
- calorimètre hadronique
- chambres à muons

Ces signaux sont traités par un ensemble de modules appelé Theta Phi Matrix (TPM). Cette logique recherche la présence de traces colinéaires, de traces coplanaires avec l'axe du faisceau, de clusters dans le calorimètre électromagnétique, et elle recherche des alignements entre détecteurs.

La TPM fournit ainsi 66 informations supplémentaires que l'on combinera avec les précédentes. En début de prise de données, 32 configurations (parmi les 2¹³⁰ possibles) seront choisies pour définir le déclenchement.

Cet ensemble est réalisé dans un châssis Europe (de taille équivalente à deux châssis VME), dans lequel on trouve (fig 11)

- une partie VME contenant les mêmes éléments qu'un Local System Crate

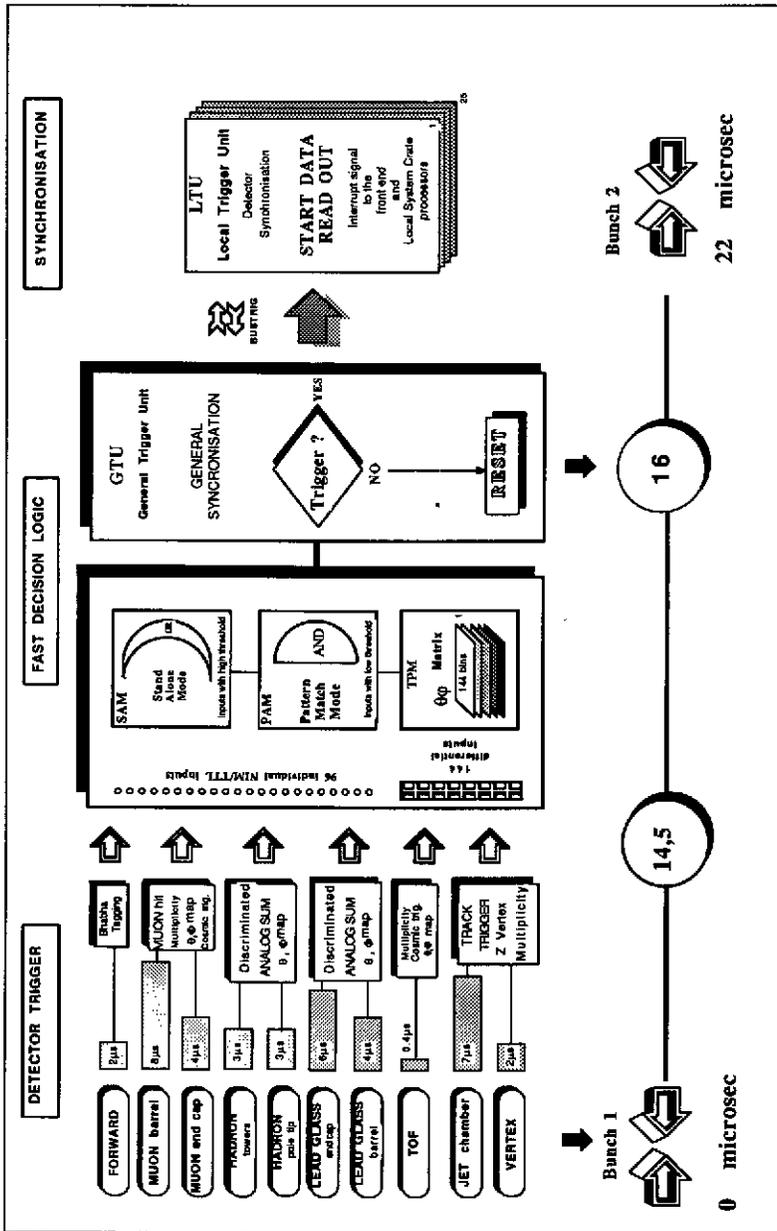


fig.9 Synoptique du Trigger

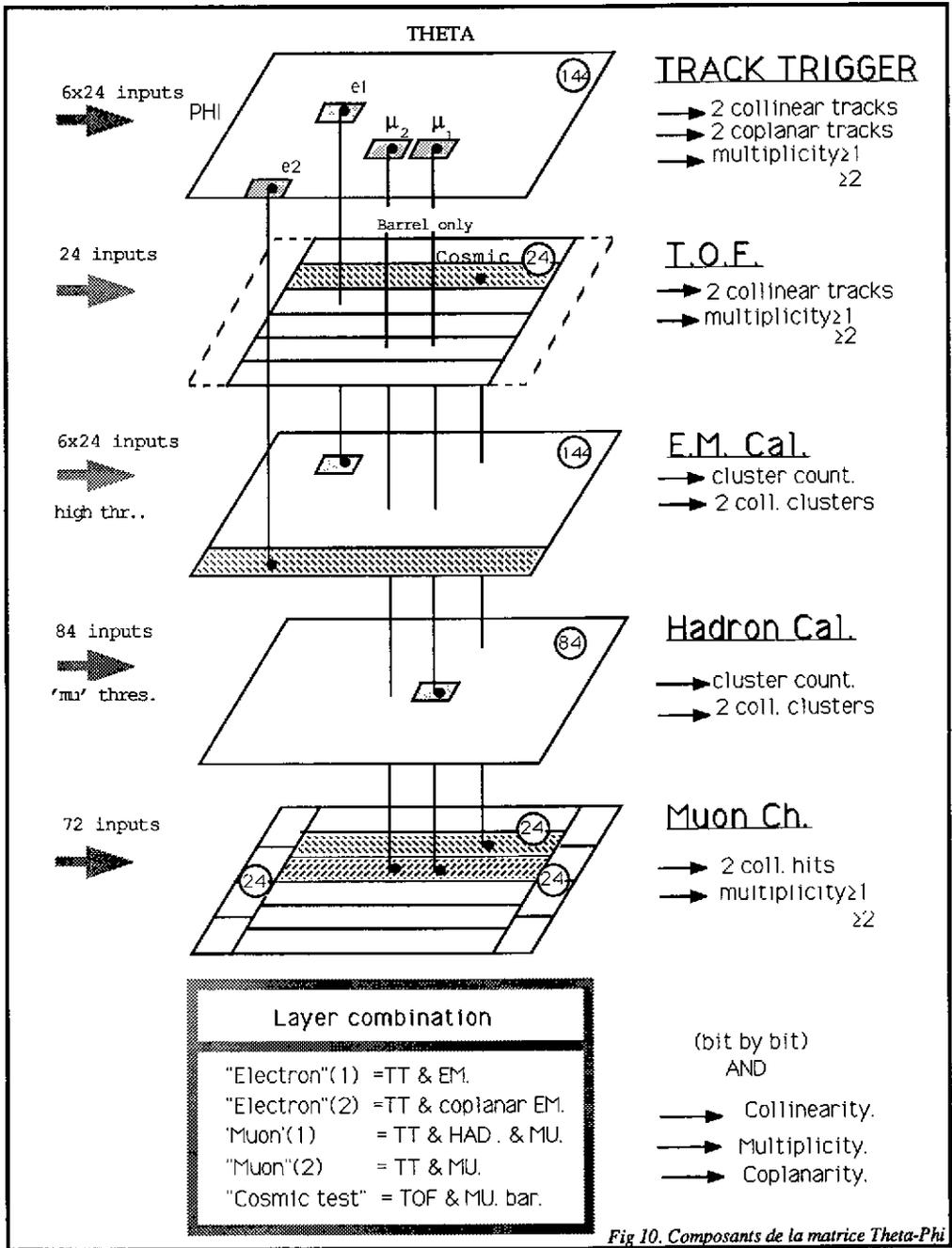


Fig 10. Composants de la matrice Theta-Phi

- la logique de décision constituée de
 - 5 cartes pour la TPM
 - 1 carte traitant les signaux individuels en provenance des sous détecteurs (SAM)
 - 1 carte recherchant les combinaisons admissibles (PAM)
 - 1 carte chargée de transmettre le trigger aux Local System Crates (GTU)

Du point de vue de l'acquisition, ce chassis est considéré comme un LSC, et toutes les données entrant dans la fabrication du trigger sont lues, en même temps que celles en provenance des sous détecteurs. Cela permet de vérifier le bon fonctionnement du trigger.

La configuration et le contrôle de la logique de déclenchement sont exécutées à partir d'un MacIntosh II. Un logiciel graphique permet de sélectionner les voies utilisées (il faut pouvoir inhiber certains signaux en cas de panne par exemple), de définir les configurations de trigger et de visualiser les taux de comptage instantanés des différentes entrées.

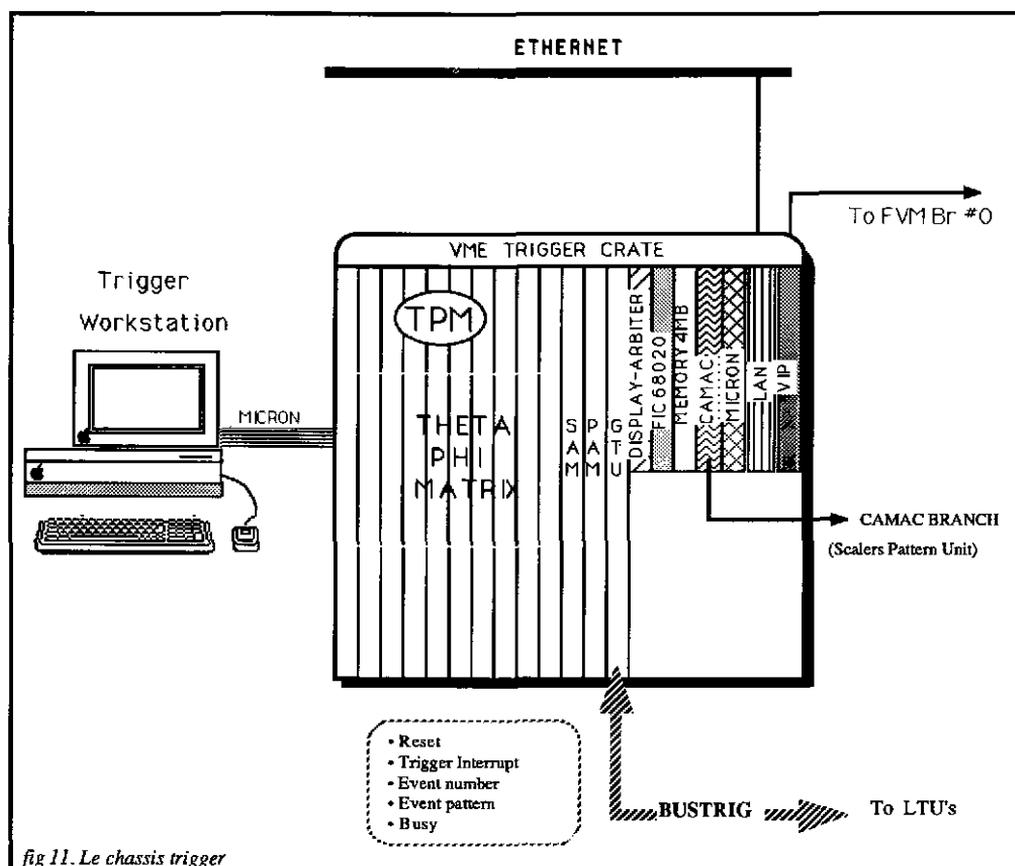


fig 11. Le chassis trigger

3.2 La synchronisation avec la prise de données

Un bus rapide, reliant le GTU à tous les LTUs, permet de transmettre le trigger aux processeurs des LSCs et de bloquer la logique de décision tant que l'acquisition de l'évènement n'est pas terminée. La séquence de fonctionnement est la suivante: si un évènement satisfait les critères de décision choisis, le GTU envoie aux LTUs un signal, ainsi que le numéro d'évènement et un mot de trigger (celui-ci peut être utilisé à des fins d'acquisition sélective ou de traitement particulier pour certaines configurations). Les LTUs interrompent les CPUs d'acquisition et renvoient un signal (BUSY) qui restera actif durant la prise de données. Le GTU attend que tous les signaux BUSY redeviennent inactifs pour entamer la séquence de fin d'acquisition; celle-ci consiste à attendre le croisement de faisceaux suivant pour émettre un signal de remise à zéro indispensable au bon fonctionnement de certaines électroniques. Si un évènement ne satisfait pas les critères de décision, le GTU se contente d'émettre le signal de remise à zéro. Dans ce cas, aucun temps mort n'est introduit.

Pour autoriser le fonctionnement autonome des différents sous-détecteurs, il est possible de configurer le LTU en «mode local». Dans ce cas, le LTU ne participe pas aux échanges sur le bus du trigger, et l'utilisateur peut utiliser 4 sources de déclenchement (3 entrées externes, résultats d'une logique de décision propre, ou le trigger général). Il peut aussi sélectionner le signal de synchronisation (1 parmi 8) qu'il désire utiliser. Ce signal sert à fabriquer les portes des codeurs; il peut être le signal de croisement de faisceaux, le signal de détection de particules cosmiques, la synchro d'un laser ou d'un générateur, etc...

4. Conclusions

Un système d'acquisition distribuée a été présenté. Il permet de maintenir une grande souplesse d'utilisation, tout en conservant de bonnes performances de rapidité. Le prix à payer est, d'une part le développement d'un important logiciel de communication entre processeurs, et un système de déclenchement lui aussi distribué.

Ce travail est le fruit d'une collaboration importante entre plusieurs laboratoires et n'a pu être complètement détaillé dans cet article. Le lecteur intéressé pourra se reporter aux références données ci-dessous ... ou rejoindre l'expérience.

5. Références

1. The OPAL detector technical proposal (Rapport CERN 1984)
2. VME Rev.C Document IEC 821
3. VSB IEC 821 Sub Bus
4. FIC 8230 CES 70 route du Pont Butin PO boîte 107 CH 1213 Petit Lancy SUISSE
5. DPM Ph. Farhouat CENS DPhPE-SEIPE 91191 GIF CEDEX
6. LRT - Filtabyte Grande Bretagne
7. LTU Ph. Farhouat
8. VIP Ph. Farhouat
9. CBD 8210 CES (cf 4)
10. Fastbus Interface FVSBI M. Weymann EF CERN
11. IKON USA
12. MAC 7212 CES
13. Seagate 277N Importateur JODE Electronique
14. FIC SCSI DMA Interface CES
15. CBA Ph. Farhouat
16. Optical Link CES
17. OS9 Microware. En France Micro Data Soft 92 Courbevoie
18. Control of OPAL Subdetectors H.Burckhart Cern Document
19. Human Interface R. Hughes-Jones Document Cern
20. EMU F. Meijers Document Cern
21. EBM P. Elcombe Document Cern
22. ZEBRA R.Brun Document Cern
23. HBOOK4 R.Brun Document Cern
24. Data Base access for OPAL DAQ system R. Middleton Document Cern
25. RPC User manual and implementation guide T.Burners-Lee Document Cern
26. Opal hardware trigger Document OPAL
27. OPAL online system design Document OPAL
28. OPAL report on data acquisition and analysis Document Cern

INDEX AUTEURS

Boudard (A.).- Techniques de polarisation et polarimétrie.....	437	L'Hôte (D.).- Les détecteurs à grand angle solide (basse énergie).....	361
Bourgeois (F.).- Interfaces capteur-ordinateur.....	511	Perret-Gallix (D.).- See Gonzalez-Mestres (L.).....	341
Comparat (V.).- Détecteurs gazeux pour ions lourds.....	31	Sauli (F.).- Détecteurs à gaz : développements récents et applications.....	1
Durand (J.M.).- Techniques de spectrométrie magnétique.....	403	Séguinot (J.).- Les compteurs Cherenkov : applications et limites pour l'identification des particules. Développements et perspectives.....	249
Equer (B.).- Les détecteurs à semiconducteurs : du cristal aux couches minces.....	101	Suffert (M.).- Nouveaux scintillateurs et techniques associées.....	49
Fanet (H.).- Techniques d'échantillonnage.....	489	Videau (H.).- Concevoir un détecteur à grand angle solide pour la physique des particules.....	387
Farthouat (P.).- Le système d'acquisition et de déclenchement d'OPAL (LEP).....	539	Wigmans (R.).- Principes et techniques de calorimétrie...	163
Fayard (L.).- Transition radiation.....	327		
Gonzalez-Mestres (L.) and Perret-Gallix (D.).- Cryogenic detectors for particle physics....	341		

Commission paritaire N° 26.741

© Les Editions de Physique 1989

Directrice de la Publication : Jeanne BERGER

Imprimé en France. — JOUVE, 18, rue Saint-Denis, 75001 PARIS
N° 60308. Dépôt légal : Octobre 1989