

2001

« Physique nucléaire instrumentale : de la mesure à la grandeur physique »
Maubuisson, 20^{ème} session, 9-15 septembre 2001

Table des matières détaillée

Avant-propos C. Le Brun	p. i
I - L'interaction rayonnement – matière et les grandes familles de détecteurs S. Hustache Ottini	p. 2
II - Simulation, modélisation, traitement des données – Une approche pragmatique D. Buskulic	p. 65
III - Des exemples de détecteurs : Detector systems in ultra relativistic heavy ion collisions E. Nappi	p. 112
IV - Systèmes de détections en ions radioactifs H. Savajols	p. 158
V - Un détecteur exclusif en physique hadronique : CLAS au Jefferson Laboratory M. Guidal	p. 191
VI - Des appareillages en évolution : Détection haute résolution en position et en temps J. Pouthas	p. 208
VII - Le tracking gamma G. Duchêne	p. 250
VIII - La production de faisceaux radioactifs M. Loiselet	p. 281
Séminaires Jeunes	p. 299
Liste des participants	p. 311

ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Maubuisson, France

20^{ème} session, 9-15 Septembre 2001

L'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules du CNRS

en collaboration avec

La Direction des Sciences de la Matière du CEA,

le Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique

et le Service de Physique Nucléaire du CEA/DAM

PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE
De la Mesure à la Grandeur Physique

S. HUSTACHE OTTINI

D. BUSKULIC

J. BOUCHEZ

E. NAPPI

H. SAVAJOLS

M. GUIDAL

J. POUTHAS

G. DUCHÊNE

T. PUSSIEUX

M. LOISELET

P. SALATI

Conseil Scientifique

F. AZAIEZ (IPN Orsay), H. BAWIN (U Liège), B. BLANK (CEN Bordeaux), P. BONCHE (CEA Saclay), C. CAVATA (CEA Saclay), B. CHEYNIS (IPN Lyon), J. CUGNON (U Liège), G. DE FRANCE (GANIL Caen), P. DESSAGNE (IReS Strasbourg), G. DUCHÊNE (IReS Strasbourg), P. DUPIEUX (LPC Clermont), D. DURAND (LPC Caen), R. FRASCARIA (IPN Orsay), J. GOSSET (CEA Saclay), P.-H. HEENEN (UL Bruxelles), V. LAPOUX (CEA Saclay), C. LE BRUN (LPC Caen), C. LECLERCQ-WILLAIN (UL Bruxelles), A. LEFEBVRE (CSNSM Orsay), P. LELEUX (UC Louvain), J.-F. MATHIOT (LPC Clermont), V. MEOT (CEA Bruyères-Le-Châtel), J.-Y. OLLITRAULT (CEA Saclay), N. REDON (IPN Lyon), Y. SCHUTZ (SUBATECH Nantes), F. SEBILLE (SUBATECH Nantes), C. SEMAY (U Mons), B. SILVESTRE-BRAC (ISN Grenoble).

Comité d'Organisation

C. CAVATA, G. DE FRANCE, P. DUPIEUX, Ch. LE BRUN, A. LEFEBVRE, P. LELEUX

- 1982 : COLLISIONS NUCLEAIRES AUX ENERGIES VOISINES DE L'ENERGIE DE FERMI
H. Flocard, J. Hüfner, J. Richert, B. Tamain, R. Babinet, J. Cugnon, D. Guerreau, C. Guet,
J. Menet, H. Pirner
- 1983 : STRUCTURE NUCLEAIRE AUX FRONTIERES DE LA STABILITE
J.-P. Blaizot, M. Epherre, C. Mahaux, M. Meyer, H. Sergolle, Z. Szymanski, S. Della Negra,
J. Delorme, S. Gales, D. Gogny, B. Haas, J.-P. Vivien.
- 1984 : MESONS, BARYONS, QUARKS ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
B. Desplanques, B. Frois, U. Gastaldi, E. Predazzi, G. Ripka, J. Arvieux, J.-J. Aubert,
M. Ericson, G. London, B. Vignon.
- 1985 : LA MATIERE NUCLEAIRE DANS TOUS SES ETATS
P. Bonche, J. Cugnon, R. Babinet, J.-F. Mathiot, L. Van Hove, M. Buenerd, J. Galin, M.-C. Lemaire,
J. Meyer.
- 1986 : SYMETRIES ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
P. Depommier, S. Gales, Nguyen Van Giai, P. Guichon, P. Schuck, D. Goutte, M. Vergnes,
M. Avenier, P. Hubert, G. Girardi, B. Loiseau.
- 1987 : AU-DELA DU CHAMP MOYEN
K. Dietrich, G.-J. Wagner, C. Grégoire, X. Campi, B. Silvestre-Brac, S. Platchkov, B. Mayer,
Y. Abgrall, O. Bohigas, P. Grangé, C. Signarbieux.
- 1988 : a/ INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE NUCLEAIRE ET PHYSIQUE DES PARTICULES
F. Sauli, V. Comparat, M. Suffert, J. Séguinot, P. Farthouat, R. Wigmans, B. Equer, D. L'Hôte,
L. Fayard, H. Videau, J.-M. Durand, A. Boudart, H. Fanet, F. Bourgeois, D. Perret-Gallix,
L. Gonzalez-Mestres (*en vente aux éditions de Physique, Paris*)
- b/ LA RECHERCHE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : LES COLLISIONS D'IONS
LOURDS ULTRARELATIVISTES - ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE
J.-P. Blaizot, J.-N. Capdevielle, A. Capella, J. Gosset, G. Lандаud, P. Lutz, A. Morel, B. Pire,
D. Vautherin.
- 1989 : NUCLEONS DANS LE NOYAU, MAIS ENCORE...
P. Grangé, J.-F. Mathiot, M. Ericson, H.-J. Pirner, M. Roy-Stephan, J. Delorme, R. Frascaria,
S. Gales, A. Magnon, M. Arnould.
- 1990 : LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DU LABORATOIRE AUX ETOILES
N. Prantzos, M. Arnould, E. Schatzman, J.-P. Thibaud, P. Descouvemont, J.-P. Dufour,
P. Quentin, E. Suraud, R. Schaeffer.
- 1991 : LES NOYEAUX EN PLEINES FORMES
Z. Szymanski, P.-H. Heenen, J.-F. Berger, K. Heyde, B. Haas, R. Janssens, D. Paya, D. Gogny,
G. Huber, S. Bjørnholm, M. Brack.
- 1992 : MATIERE HADRONIQUE OU...AUJOURD'HUI ET DEMAIN AVEC LES ELECTRONS
V. Breton, H. Fonvieille, B. Frois, R. Van de Vyver, G. Smadja, J. Martino, J.-P. Blaizot, J.-F.
Mathiot,
P. Vernin, X. Artru, J. Remillieux
- 1993 : LES NOYEAUX EN 1993 : *une nouvelle façon d'exister*
J. Meyer, G. Sletten, S. Gales, A. Mueller, D. Vautherin, J.-P. Dufour, P. Armbruster, B. Tamain,
P. Leleux, M. Belakhovsky.

- 1994 : PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE : *des éléments pour un bon choix*
Ch. Bourgeois, J.-M. Brom, Y. El Masri, W. Mittig, D. L'Hôte, J.-P. Didelez, P. Desesquelles,
F. Hannachi, G. Fournier, M. Maire, L. Valentin.
- 1995 : NOYAU EN COLLISIONS
R. Balian, B. Remaud, E. Suraud, D. Durand, A. Gobbi, J. Cugnon, O. Drapier, J. Govaerts,
R. Prieels.
- 1996 : PRODUCTION D'ENERGIE NUCLEAIRE ET TRAITEMENT DES DECHETS : *des filières d'aujourd'hui aux solutions innovantes*
J.-P. Dufour, G. Barreau, P. Reuss, J. Cugnon, J. Fréhaut, Y. Quéré, H. Métivier,
J.-P. Schapira, J.-M. Cavedon, M. Delpech, J.-M. Loiseaux, J.-M. Lagniel, S. Leray.
- 1997 : STRUCTURE NUCLEAIRE : *un nouvel horizon*
J.-F. Mathiot, J.-P. Blaizot, A. Poves, P.-H. Heenen, Ph. Chomaz, P. Van Duppen, N. Orr, B. Gall,
W.R. Phillips, P. Hello
- 1998 : MATIERE HADRONIQUE : *de la structure du nucléon au déconfinement des quarks*
M. Knecht, P. Guichon, J.-Y. Ollitrault, C. Cavata, H.-J. Pirner, S. Kox, G. Chanfray, C. Kuhn,
M. Gonin, O. Sorlin
- 1999 : NOYAU, CHAMP ET CORTEGE
Ch. Leclercq-Willain, C. Rouyer, D. Lunney, J. Kiener, F. Le Blanc, J.-F. Chemin, V. Méot,
G. Neyens, M.-G. Porquet, Ph. Moretto
- 2000 : ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE : *du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique*
M. Arnould, J. Meyer, G. Audi, N. Orr, C. Volpe, O. Sorlin, S. Goriely, P. Descouvemont,
P. Leleux, B. Cordier, B. Degrange.

Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires de l'IN2P3, du CEA, du FNRS belge et au CERN. Les cours 1997, 1998, 1999, 2000 encore disponibles peuvent être obtenus sur demande auprès de :

Pascale CHAMBON
CEN Bordeaux
BP 120
33175 GRADIGNAN Cedex - France
☎ 05 57 12 08 04
E-mail : chambon@cenbg.in2p3.fr

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS

Ch. LE BRUN

L'INTERACTION RAYONNEMENT - MATIERE ET LES GRANDES FAMILLES DE DETECTEURS

S. HUSTACHE OTTINI

1.	Introduction.....	2
2.	Les particules chargées.....	2
2.1	Interaction des particules chargées avec la matière.....	2
2.1.1	Particules "lourdes".....	4
2.1.2	Electrons et positrons.....	11
2.1.3	Effet Cerenkov.....	15
2.2	Les détecteurs couramment utilisés.....	17
2.2.1	Les détecteurs gazeux.....	18
2.2.2	Les détecteurs basés sur les semi-conducteurs.....	30
3.	Les photons.....	40
3.1	Interactions des photons avec la matière.....	41
3.1.1	Effet photoélectrique.....	41
3.1.2	Effet Compton.....	43
3.1.3	Création de paire e^+e^-	44
3.1.4	Importance relative des trois mécanismes.....	45
3.1.5	Allure des spectres en énergie mesurés.....	47
3.2	Les détecteurs couramment utilisés.....	49
3.2.1	Détecteurs utilisant des matériaux scintillants.....	49
3.2.2	Détecteurs germanium.....	57
4.	Les neutrons.....	59
4.1	Interaction des neutrons avec la matière.....	59
4.1.1	Interaction des neutrons lents avec la matière.....	60
4.1.2	Interactions des neutrons rapides avec la matière.....	60
4.2	Les détecteurs couramment utilisés.....	60
4.2.1	Les détecteurs gazeux.....	61
4.2.2	Détecteur utilisant la scintillation.....	62
	Références.....	63

SIMULATION, MODELISATION, TRAITEMENT DES DONNEES - UNE APPROCHE PRAGMATIQUE

D. BUSKULIC

I.	Généralités.....	65
I.1	Contraintes sur les outils de Physique Corpusculaire.....	65
I.2	Critères et fonctionnalités à respecter.....	66
II.	Programmation et langages orientés objet.....	68
II.1	Motivations.....	69
II.2	Un bon logiciel c'est... ..	69
II.3	Programmation orientée objet : histoire.....	70

II.4	Principe et concepts de base.....	70
II.5	C++ et Java.....	74
III.	Les outils de simulation et d'analyse disponibles et à venir.....	76
III.1	Outils de simulation.....	76
III.2	Environnements d'analyse.....	76
IV.	Exemple d'un outil de simulation : GEANT 4.....	77
IV.1	Introduction.....	77
IV.2	Simulation de détecteur dans un cadre OO.....	78
IV.3	Concepts de base.....	78
IV.4	Caractéristiques.....	81
IV.5	Applications.....	83
IV.6	Et ce n'est pas tout.....	83
V.	Un environnement d'analyse concret : root.....	84
V.1	Quelques points de philosophie.....	84
V.2	Structure générale.....	85
V.3	Interpréteur de commandes : CINT.....	87
V.4	Graphique : GUI (Graphical User Interface) et graphique de base.....	89
V.5	Gestion de données.....	92
V.6	Graphique : présentation des données 1, 2 et 3D.....	101
V.7	Outils "physiques".....	102
V.8	Outils "techniques".....	107
V.9	Calcul parallèle.....	107
V.10	Documentation automatique.....	109
V.11	Et ce n'est pas tout.....	109
	Bibliographie.....	110

ANALYSE STATISTIQUE DES DONNEES, CALCULS D'ERREURS

J. BOUCHEZ

Cours non parvenu

DES EXEMPLES DE DETECTEURS

• DETECTOR SYSTEMS IN ULTRA RELATIVISTIC HEAVY ION COLLISIONS

E. NAPPI

1.	Introduction.....	112
2.	The Quark-Gluon Plasma.....	114
2.1	The QCD-vacuum and the chiral symmetry.....	116
3.	Ultra-relativistic nuclear collisions.....	117
3.1	Space-time evolution of nuclear collisions.....	119
3.2	Experimental probes and the QGP's signatures.....	121
4.	RHIC and LHC.....	130
5.	Characteristics of collider experiment detectors.....	133
5.1	The tracking detector.....	136
5.2	Particle identification.....	139
5.3	Trigger detectors and beam counters.....	142
6.	RHIC.....	142
6.1	STAR.....	143
6.2	PHENIX.....	145
6.3	PHOBOS.....	147
6.4	BRAHMS.....	148
7.	LHC.....	149
7.1	ALICE.....	150
8.	Conclusions.....	154
	References.....	154

• SYSTEMES DE DETECTION EN IONS RADIOACTIFS

H. SAVAJOLS

1.	Introduction.....	158
2.	Contraintes des faisceaux radioactifs	158
2.1	Intensité.....	159
2.2	Purification.....	159
2.3	Radioactivité.....	160
2.4	Cinématique	160
3.	Histoire expérimentale des noyaux exotiques.....	163
3.1	Recherches de nouveaux isotopes.....	163
3.2	Mesures de masses.....	166
3.3	Etudes spectroscopiques par réaction directe.....	166
3.3.1	Détection du résidu lourd.....	166
3.3.2	Détection du résidu léger	168
3.3.3	DéTECTEURS de faisceaux secondaires	170
3.4	Spectroscopie gamma	171
3.4.1	Après réaction de fragmentation	171
3.4.2	Après réaction de fusion-évaporation	173
4.	Nouveaux outils	177
4.1	Spectromètre de grande acceptance	177
4.2	Détection de rayonnements gamma	181
4.3	Cibles cryogéniques.....	184
4.4	Cibles actives.....	186
	Références	188

• UN DETECTEUR EXCLUSIF EN PHYSIQUE HADRONIQUE : CLAS AU JEFFERSON LABORATORY

M. GUIDAL

1.	Introduction.....	191
1.1	La physique hadronique.....	191
1.2	La sonde électromagnétique	191
1.3	La structure du nucléon et les réactions exclusives	192
2.	L'accélérateur CEBAF du JLab.....	194
3.	Le détecteur CLAS au JLab	197
3.1	Les bobines toroïdales	198
3.2	Les chambres à dérive.....	199
3.3	Les détecteurs Cerenkov	200
3.4	Les scintillateurs	200
3.5	Les calorimètres électromagnétiques	202
3.6	Les capacités additionnelles.....	203
4.	Conclusion	204
	Références	204

DES APPAREILLAGES EN EVOLUTION

• DETECTION HAUTE RESOLUTION EN POSITION ET EN TEMPS

J. POUTHAS

1.	Principes généraux des détecteurs gazeux à ionisation.....	208
1.1	Ionisation	208
1.2	Mouvement des électrons et des ions.....	209
1.3	Multiplication par avalanche.....	210
1.4	Influence sur les électrodes : Théorème de Ramo	210
1.5	Electronique de lecture	212
2.	Du compteur proportionnel à la chambre à fils.....	213
2.1	Compteur proportionnel.....	213

2.2	Amplification en mode SQS (Self Quenching Streamer)	215
2.3	Chambre proportionnelle multi-fils (MWPC).....	215
2.4	Signal induit sur les cathodes d'une chambre à fils.....	216
3.	Chambres à fils à dérive, à pistes, à damiers. TPC.....	218
3.1	Chambres à dérive (Drift Chambers)	218
3.2	Chambres à lecture par influence sur les cathodes.....	219
3.3	Chambre à projection temporelle (TPC).....	220
3.4	Construction et vieillissement des chambres à fils	222
4.	Des "Plaques parallèles" aux RPC	223
4.1	"Plaques parallèles" à basse pression (PPAC)	223
4.2	Détection de "MIP" avec des "Parallel Plate Chambers "(PPC).....	224
4.3	Détecteur plan à étincelles. Compteur Pestov.....	225
4.4	"Resistive Plate Chambers" (RPC)	226
5.	Détecteurs gazeux "Micro-pattern"	230
5.1	MSGC (Micro-Strip Gas Chamber).....	230
5.2	MICROMEGAS (MICRO-Mesh Gaseous Structure)	233
5.3	Chambre à Trous (CAT)	236
5.4	GEM (Gas Electron Multiplier)	237
5.5	"Micro-pattern structures" et tendances actuelles des détecteurs gazeux	240
6.	Bibliographie commentée	242

• LE TRACKING GAMMA

G. DUCHENE

I.	Introduction.....	250
II.	Le tracking gamma, pour quelle physique ?	251
II.1	Etats extrêmes de ma matière nucléaire à haut moment angulaire.....	251
II.2	Noyaux loin de la stabilité	253
II.3	Structure des noyaux lourds et nouvel flot de stabilité	255
III.	Les spectromètres γ existants	256
III.1	Techniques actuelles de détection γ	256
III.2	Principales caractéristiques d'un spectromètre γ	256
III.3	Les spectromètres actuels.....	257
III.4	Evolution technologique	259
IV.	Le tracking γ	261
IV.1	Principe de la méthode.....	261
IV.2	Segmentation du détecteur Ge	263
IV.3	Champ électrique et vitesse des porteurs	264
IV.4	Formes des impulsions.....	265
IV.5	Géométries du spectromètre γ basé sur le tracking gamma : AGATA	269
IV.6	Performances des spectromètres basés sur le tracking gamma	272
V.	Développement en cours	274
V.1	Détecteurs Ge.....	274
V.2	Electronique frontale.....	275
V.3	Système d'acquisition.....	276
V.4	Algorithmes nouveaux	276
VI.	Collaborations nationale et internationales	277
VI.1	R&D Tracking gamma et TMR associé.....	277
VI.2	Collaboration nationale.....	277
VI.3	R&D tracking gamma 2002-2005.....	277
VII.	Conclusions	278
	Références	279

• **POLARISATION DES LEPTONS : FAISCEAUX, MESURE**

T. PUSSIEUX

Cours non parvenu

• **LA PRODUCTION DE FAISCEAUX RADIOACTIFS**

M. LOISELET

1.	Introduction	281
2.	Méthodes de production des faisceaux radioactifs	282
2.1	La production des faisceaux radioactifs en vol	282
2.2	La production des faisceaux radioactifs en ligne	282
3.	Les grandes étapes de la production des faisceaux radioactifs post-accélérés	283
4.	Les défis à relever	285
4.1	Production des noyaux exotiques	285
4.2	Extraction des noyaux radioactifs	286
4.3	Ionisation	287
4.4	Séparation isobarique	288
4.5	Accélération	290
5.	Quelques exemples d'installation en fonctionnement	291
5.1	Le post-accélérateur est un cyclotron : l'exemple de SPIRAL	291
5.2	Le post-accélérateur est un tandem : l'exemple de Oak-Ridge	292
5.3	Le post-accélérateur est un linéaire : l'exemple de ISAC (TRIUMF)	293
6.	Développements en cours	295
6.1	Production des éléments radioactifs	295
6.2	Ionisation	295
6.3	Accélération des ions radioactifs	295
7.	Conclusions	296
	Remerciements	296
	Références	296

L'ANTIMATIÈRE DANS L'UNIVERS

P. SALATI

Cours non parvenu

SEMINAIRES JEUNES.....299

LISTE DES PARTICIPANTS.....311







AVANT-PROPOS

En 1994, lorsque Yvon Abgrall a présenté la seconde école Joliot Curie consacrée aux outils de détection et d'analyse de la physique nucléaire expérimentale, il annonçait qu'une période de cinq à six ans entre deux écoles de ce type (la première avait eu lieu en 1988) lui semblait raisonnable.

En fait nous avons attendu sept ans pour tenir une troisième école sur le sujet : "Physique nucléaire instrumentale : de la mesure à la grandeur physique". L'intérêt de la communauté ne s'est pas ralenti puisque, après avoir atteint à l'inscription la limite des capacités d'accueil, l'école s'est déroulée avec soixante huit présents et une large majorité de jeunes. Ceci nous a d'ailleurs amenés à battre le nombre de "séminaires jeunes" donnés au cours de l'école.

Grâce au travail des conférenciers, dont vous trouverez le fruit dans ce volume, un large survol des techniques employées dans nos recherches sur la composition et la structure du nucléon et du noyau et sur les différents états de la matière hadronique et nucléaire a été présenté. Plutôt que d'essayer d'être exhaustif sur tous les aspects du travail de l'expérimentateur, le comité d'organisation a proposé des exposés sur les évolutions les plus marquantes pour que, avec les cours précédents, la communauté puisse disposer d'un ensemble d'informations cohérent aussi complet que possible. Que les conférenciers trouvent ici l'expression de notre reconnaissance et de celle des participants pour la façon dont ils ont su rendre l'école vivante. Vous constaterez l'absence de trois cours écrits, nous en sommes désolés et nous engageons à les mettre sur le site web de l'Ecole dès que nous en disposerons.

Nous voudrions en terminant remercier, au nom de tous :

- ☛ les organismes qui permettent à cette école de continuer à vivre et à vous proposer des documents comme celui que vous avez entre les mains à savoir, la formation permanente de l'IN2P3, la DSM du CEA, le SPN du CEA/DAM et le FNRS belge ;*
- ☛ les personnes qui chaque année résolvent avec compétence et célérité les problèmes matériels sans cesse renouvelés qui se posent pour la tenue de cette école, je veux parler de Pascale Chambon du CEN Bordeaux et de Monique Furgolle de la formation permanente de l'IN2P3.*

*Pour le Comité d'Organisation,
C. LE BRUN*



L'interaction rayonnement-matière et Les grandes familles de détecteurs

Stéphanie Ottini-Hustache
CEA Saclay
DRT/DIMRI/SIAR Bât. 451
91191 Gif sur Yvette CEDEX
hustache@cea.fr

Résumé : Le fonctionnement des systèmes de détection repose toujours sur les propriétés de l'interaction des particules incidentes avec le matériau constituant le détecteur. Ce cours regroupe donc des notions de bases concernant l'interaction des différents types de particules (particules chargées, photons et neutrons) avec la matière et le principe des détecteurs communément employés en physique nucléaire (détecteurs gazeux, semi-conducteurs et scintillants).

Abstract : The operation of detection devices always relies on the interaction properties of the incoming particles within the detection medium. This course therefore gives basic notions on the interaction of the different types of particles (charged particles, photons and neutrons) with matter and on the principle of the detectors commonly used in nuclear physics (gaseous, semiconductor and scintillating detectors).

1 Introduction

Les systèmes de détection utilisés en physique nucléaire reposent dans la plupart des cas sur les propriétés de l'interaction des particules détectées avec le matériau constituant le détecteur. La compréhension du fonctionnement d'un détecteur nécessite donc de connaître ces processus d'interaction. C'est la raison pour laquelle ce cours regroupe à la fois les notions de base concernant l'interaction rayonnement-matière et celles concernant les familles de détecteurs les plus couramment utilisées en physique nucléaire. Le sujet étant très vaste, j'ai choisi de présenter les caractéristiques les plus importantes, des tendances générales et de souligner certains points particulièrement importants pour les expérimentateurs. Pour une description un peu plus détaillée, on pourra consulter les ouvrages [Leo87, Kno89, Tso95] qui sont des références en la matière ...

Le cours se compose de trois grandes parties, qui correspondent aux trois familles de particules le plus souvent mises en jeu dans les expériences de physique nucléaire, à savoir les particules chargées (avec une distinction entre les particules "lourdes" d'une part et les électrons et positrons d'autre part), les photons et enfin les neutrons. Les comportements de ces particules dans la matière étant très différents, les moyens utilisés pour leur détection sont eux aussi assez distincts. Chaque partie présente donc, de manière non exhaustive, les détecteurs communément employés en physique nucléaire, pour chaque grand type de particule. Le choix d'un tel plan est lié à un souhait de fluidité du cours.

Cependant, une précision essentielle s'impose : les détecteurs décrits ici ne sont pas formellement "attachés" aux particules avec lesquelles ils sont présentés. Dans la plupart des cas, leur usage peut être étendu à la détection d'autres particules. Pour donner des exemples concrets, les scintillateurs, introduits au chapitre concernant l'interaction des photons avec la matière, sont aussi utilisés pour la détection de particules chargées ou de neutrons. De la même manière, les détecteurs utilisant des semi-conducteurs, présentés avec les particules chargées, sont aussi fréquemment utilisés pour la spectroscopie des photons. Dans les deux cas, les détecteurs employés sont bien sûr différents, les propriétés du matériau qui sont exploitées ne sont pas les mêmes d'un type de particule à l'autre, mais le principe de fonctionnement reste similaire dans tous les cas.

Les détecteurs introduits dans ce cours sont de structure simple. Ils constituent les "briques élémentaires" d'ensembles plus complexes qui sont notamment présentés dans les autres cours de l'école.

2 Les particules chargées

2.1 Interaction des particules chargées avec la matière

L'interaction électromagnétique avec les électrons atomiques du milieu traversé est le processus dominant de perte d'énergie des particules chargées. Pour s'en convaincre, il suffit d'invoquer l'argument (certes un peu simpliste mais néanmoins efficace) de la différence des surfaces couvertes par le noyau et l'atome. En effet :

$$\frac{R_{\text{atome}}^2}{R_{\text{noyau}}^2} \simeq \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \simeq 10^8$$

Il existe donc un facteur cent millions entre les deux sections efficaces géométriques, auquel s'ajoute le fait que les noyaux sont écrantés par le cortège électronique de l'atome.

Du fait de la charge qu'elles portent et de la longue portée de l'interaction, les particules interagissent dès leur entrée et sur toute la longueur de leur trajectoire dans le matériau, avec plusieurs électrons atomiques. Il s'agit donc d'un processus très probable, qui a lieu de manière continue et qui se manifeste par l'excitation ou l'ionisation des atomes du milieu traversé. Si aucun autre type de processus n'apparaît, la particule incidente est progressivement ralentie par les interactions successives, jusqu'à son arrêt complet. Du point de vue de la détection, c'est le fait que le matériau est excité ou ionisé qui est exploité.

Si toutes les particules chargées subissent l'interaction avec les électrons atomiques, elles se distinguent par la quantité d'énergie perdue lors de chaque collision et par les déviations par rapport à leur trajectoire initiale. En effet, le transfert d'énergie maximal lors d'une interaction entre une particule chargée de masse m et d'énergie cinétique E et un électron de masse m_0 vaut approximativement $(4Em_0)/m$. Pour les particules qui seront par la suite qualifiées de "lourdes", soit les ions à partir des protons jusqu'aux noyaux les plus lourds, ce transfert par collision est donc de l'ordre de $1/500^e$ de l'énergie par nucléon de la particule. Du fait de sa masse importante, la particule lourde sera faiblement déviée de sa trajectoire initiale (voir figure 1). En revanche, dans le cas d'un électron, la collision avec un seul de ses semblables peut se traduire par une perte d'une grande fraction de son énergie et par une diffusion à grand angle (voir figure 1).

Ainsi, vis à vis de l'interaction avec le cortège atomique, particules lourdes et électrons ou positrons vont se distinguer par la perte d'énergie par collision et par les modifications de leur trajectoire à la traversée d'un matériau.

La distinction entre ces deux types de particules reste valable lorsque l'on s'intéresse aux autres processus d'interaction avec la matière qu'elles peuvent subir. L'interaction avec les noyaux du milieu traversé peut devenir significative pour les particules lourdes lorsqu'elles ont perdu une grande fraction de leur énergie incidente. Pour les électrons et positrons, il faut considérer des modes d'interaction spécifiques, liés d'une part à leur faible masse et aux vitesses élevées auxquelles on peut les rencontrer et d'autre part à leurs propriétés physiques :

- le bremsstrahlung, ou rayonnement de freinage, qui se produit pour toute particule chargée subissant une accélération mais qui est, comme on le verra par la suite beaucoup plus probable pour les particules légères
- l'effet Čerenkov, qui concerne les particules dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé

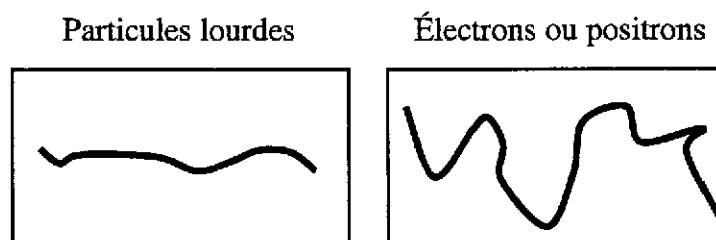


FIG. 1: Trajectoires schématiques de particules lourdes et d'électrons ou positrons à la traversée d'un matériau.

– le processus d'annihilation des positrons.

2.1.1 Particules "lourdes"

Formule de Bethe : Dans le cadre d'une approximation classique, on considère une particule de charge ze et de vitesse v interagissant avec un électron au paramètre d'impact b (voir figure 2). Il est supposé que chaque interaction avec un électron du milieu ne modifie que très peu la vitesse et la trajectoire de la particule incidente. Cette hypothèse est tout à fait justifiée dans le cas des particules lourdes.

La force d'interaction coulombienne \vec{F}_c est responsable d'une petite variation Δp de la quantité de mouvement de l'électron qui s'écrit :

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_c dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ze.e}{x^2 + b^2} dt$$

ce qui peut s'écrire, en posant $dt = dx/v$:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp} \frac{dx}{v} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_c \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}} \frac{dx}{v}$$

car seule la composante perpendiculaire F_{\perp} de la force contribue à la modification de la quantité de mouvement.

$$\Delta p = \frac{ze^2 b}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2ze^2}{vb}$$

La variation d'énergie cinétique associée s'écrit :

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2}$$

La particule, en traversant le milieu, interagit avec un grand nombre d'électrons atomiques. On a donc :

$$dE = 2\pi \cdot b \cdot db \cdot dx \cdot ZN \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2}$$

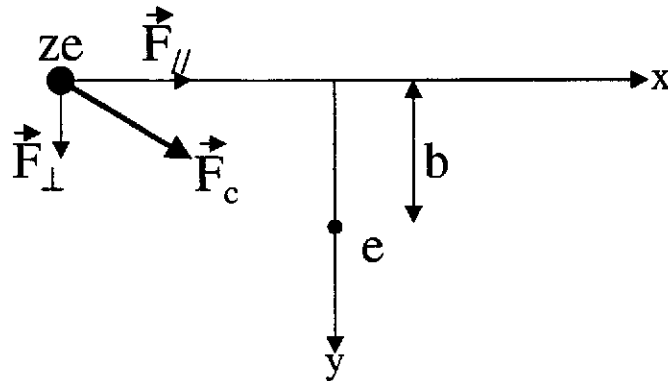


FIG. 2: Particule de charge ze interagissant au paramètre d'impact b avec un électron.

où N est le nombre d'atomes du numéro atomique Z par unité de volume et $2\pi b db dx Z N$ est le nombre d'électrons situés dans un domaine de paramètre d'impact $b + db$. La variation totale d'énergie, soit l'énergie cédée au milieu par la particule incidente par unité de longueur de trajectoire, est obtenue en intégrant sur tous les paramètres d'impact :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z \int_0^{+\infty} \frac{db}{b}$$

Il est nécessaire de trouver des raisons physiques pour borner cette intégrale (mathématiquement, elle diverge aux deux bornes ...). En effet, l'excitation, et a fortiori l'ionisation d'un atome du milieu, ne peut pas avoir lieu pour les très grands paramètres d'impact, l'échange d'énergie étant trop faible. Il existe donc une borne supérieure b_{\max} qui est liée au matériau traversé au travers de ses potentiels d'excitation et d'ionisation. De plus, la relation ci-dessus n'a pas de sens quantiquement pour $b = 0$, il y a une valeur limite au transfert d'énergie possible et donc une borne inférieure b_{\min} . Finalement, on obtient :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

Si un calcul relativiste complet est réalisé, on obtient une expression connue sous le nom de formule de Bethe :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} N Z \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right] \quad (1)$$

où :

- le signe moins traduit une *perte d'énergie* pour la particule incidente
- z est le nombre de charges du projectile et v sa vitesse
- m_e est la masse de l'électron
- Z est le numéro atomique du milieu traversé
- N est le nombre d'atomes du milieu par unité de volume
- I est le potentiel moyen d'ionisation et d'excitation du matériau. Il est défini à partir des niveaux d'énergie de l'atome considéré et de leur population. Son ordre de grandeur est la dizaine ou quelques dizaines d'eV
- c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\beta = v/c$ et $\gamma = 1/(1 - \beta^2)$ pour le projectile.

La quantité dE/dx est appelée pouvoir d'arrêt linéaire, elle est exprimée en MeV / cm. Il existe de nombreuses tables donnant ses valeurs pour différents projectiles et différents matériaux ralentisseurs, dans lesquelles la perte d'énergie est souvent donnée en MeV / (mg / cm²), qui est le pouvoir d'arrêt massique. La relation entre les deux grandeurs est donnée par la masse volumique ρ (g / cm³) du matériau traversé :

$$\frac{dE}{dx} (\text{MeV} / (\text{mg} / \text{cm}^2)) = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} (\text{MeV} / \text{cm})$$

Influence du matériau ralentisseur : L'équation 1 peut être réécrite de la manière suivante :

$$-\frac{dE}{dx} = K_1 \frac{\rho Z}{A} \left[F(\text{projectile}) - \ln \frac{1}{I} \right]$$

où :

- K_1 est une constante (variant avec la nature de la particule incidente)
- la fonction F ne dépend que des variables relatives au projectile
- la relation $N = \rho N_A / A$, N_A étant le nombre d'Avogadro et A le nombre de masse du matériau, a été utilisée.

Il y a donc une dépendance linéaire avec la densité ρ c'est à dire que la perte d'énergie linéaire en $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ ne dépend pas de cette densité. De plus, la présence du quotient Z/A rend, au premier ordre, cette perte d'énergie en $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ relativement indépendante du matériau. En effet, Z/A est proche de 0.5 pour les matériaux de faible Z et décroît légèrement pour les Z plus élevés ($92/238 = 0.39$ pour l'uranium).

Enfin, il apparaît une dépendance assez faible en I , potentiel moyen d'ionisation et d'excitation du ralentisseur, qui est directement relié à Z .

Influence de l'énergie E du projectile : Si seuls les termes reliés à l'énergie de la particule incidente sont conservés, l'équation 1 devient :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{K_2}{\beta^2} [\ln K_3 \beta^2 \gamma^2 - \beta^2]$$

où les K_i sont des constantes vis à vis de E . Il y a quatre domaines distincts dans l'évolution de la perte d'énergie linéaire en fonction de E (figure 3) :

- Aux énergies relativistes (zone 1 sur la figure 3), c'est le terme entre crochets qui domine, $-dE/dx$ est une fonction lentement croissante de l'énergie E . Ce domaine est couramment désigné par le terme de "remontée relativiste".
- Pour $\beta\gamma \approx 3$ (zone 2 sur la figure 3), la courbe passe par un minimum, appelé "minimum d'ionisation". En ce point très particulier, le pouvoir d'arrêt massique vaut environ $2 \text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$, quelle que soit la nature de la particule lourde incidente. Il faut cependant noter que $\beta\gamma \approx 3$ correspond à une énergie cinétique de 1 MeV pour un électron, 1900 MeV pour un proton et 7500 MeV pour une particule α .
- Dans la zone 3 de la figure 3, c'est le terme en $1/\beta^2$ qui devient dominant, $-dE/dx$ est une fonction décroissante de l'énergie. La particule étant plus lente, elle passe plus de temps au voisinage de l'électron avec lequel elle interagit, ce qui permet un plus grand transfert d'énergie et donc une plus grande perte d'énergie du point de vue du projectile.
- La zone 4 de la figure 3 correspond à la limite d'application de la formule de Bethe car dans ce domaine, le phénomène d'échange de charge avec le milieu traversé devient très significatif. Il faut alors considérer non plus la charge de la particule ze , mais une charge effective $z_{eff}e$ qui décroît continûment lorsque la vitesse diminue. À la limite $v \rightarrow 0$, l'interaction avec les noyaux devient prépondérante.

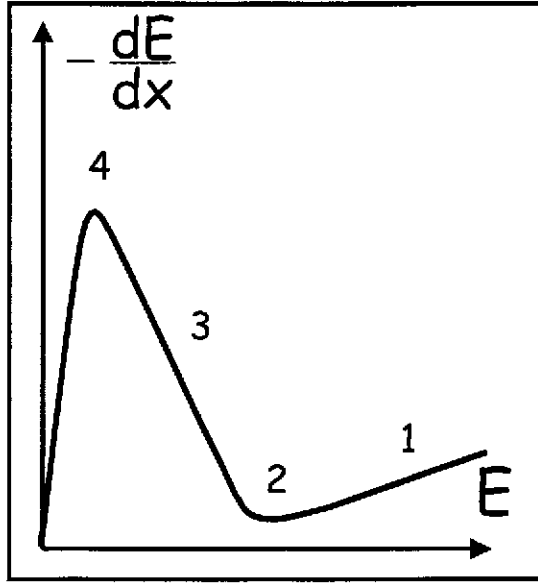


FIG. 3: Représentation schématique de l'évolution de la perte d'énergie par unité de longueur (en unités arbitraires) en fonction de l'énergie de la particule incidente (en unités arbitraires).

Influence de la nature du projectile : Si l'on réécrit l'équation 1 de manière à mettre en avant les termes dépendant de la nature du projectile, on obtient :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} N Z F'(E)$$

La masse de la particule incidente n'intervient donc pas dans le processus de perte d'énergie. Il y a par contre une dépendance forte avec sa charge puisque $-dE/dx$ varie comme le carré de z . Donc, une particule α perd son énergie sur une *distance plus courte* qu'un proton de même énergie. Ou encore : une particule α a un pouvoir de ralentissement *quatre fois plus élevé* que celui d'un proton de même vitesse, mais il faut noter que dans ce cas, $E_\alpha = 4E_p$.

Cette dépendance en z^2 a une application directe, utilisée dans de nombreuses expériences : l'identification des particules incidentes dans un système de détection. En effet, pour des ions appartenant à la zone 3 de la figure 3, on a :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2}$$

soit :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{E} A z^2$$

où A est ici le nombre de masse du projectile. Le coefficient de proportionnalité est en fait très légèrement dépendant de l'énergie, via le terme entre crochets de l'équation 1. Si l'on dispose d'un dispositif expérimental (appelé télescope) qui permet, pour chaque ion, la

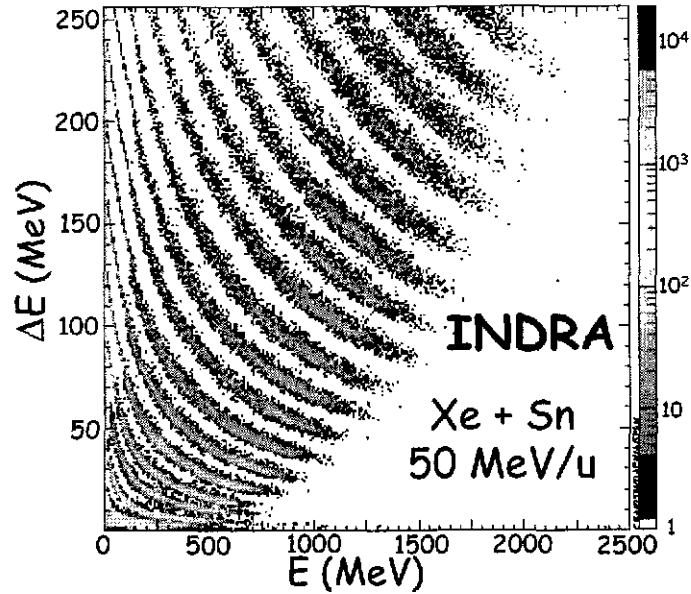


FIG. 4: Illustration de la méthode d'indentification $(E, \Delta E)$ dans un télescope. Données très gentiment fournies par J.L. Charvet, collaboration INDRA.

mesure successive de sa perte d'énergie ΔE dans une épaisseur Δx puis son énergie résiduelle E , on peut identifier sa nature. En effet, on a :

$$\Delta E \approx \frac{dE}{dx} \Delta x$$

et donc, d'après ce qui précède :

$$E \times \Delta E \propto Az^2 \times \Delta x$$

$$E \times \Delta E \propto Az^2$$

En d'autres termes, à chaque ion, défini par le couple (A, z) correspond une hyperbole dans le plan $(E, \Delta E)$. La figure 4 illustre parfaitement cette méthode. Les données ont été obtenues avec le multi-détecteur INDRA, au GANIL, pour le système Xe + Sn à 50 MeV par nucléon. Chaque ligne correspond à un élément, permettant une très bonne identification. La figure ne montre que les éléments les plus légers, mais l'identification reste très bonne jusqu'au Xe.

Notion de parcours : La notion de parcours (souvent représentée par la lettre R comme "range") est reliée à la distance parcourue par une particule donnée, d'énergie donnée, dans un matériau donné. Pour la définir plus précisément, on utilise une expérience simple de transmission, illustrée par la figure 5.

Un ralentisseur dont l'épaisseur t peut varier est interposé entre une source collimatée et un dispositif permettant de compter les particules. L'intensité I du flux de particules mesurée par le compteur est comparée à l'intensité I_0 émise par la source. Pour les épaisseurs t faibles, les particules sont ralenties par leur passage dans le matériau mais leur énergie reste

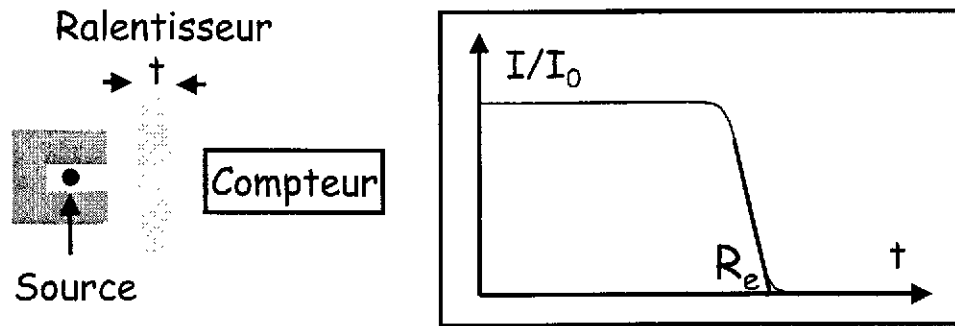


FIG. 5: *Expérience de transmission permettant de définir et de déterminer le parcours des particules émises par la source au travers du ralentisseur.*

suffisante pour qu'elles atteignent le compteur. Le rapport I/I_0 vaut 1. Lorsque t augmente, une valeur à partir de laquelle ce rapport décroît très rapidement vers 0 est atteinte. Le parcours extrapolé R_e est défini comme l'épaisseur obtenue en extrapolant la partie linéaire de cette décroissance vers 0. Une autre quantité, le parcours moyen R_m peut également être définie comme étant l'épaisseur de ralentisseur pour laquelle l'intensité transmise vaut la moitié de l'intensité incidente.

Cette notion de parcours est très importante d'un point de vue expérimental car si l'on cherche par exemple à mesurer l'énergie totale de particules, il faut s'assurer que le détecteur employé ait une épaisseur supérieure au parcours de ces particules dans le matériau de détection. De la même manière, un collimateur doit avoir une épaisseur suffisante pour remplir son rôle de collimation.

Dans l'expérience de transmission ci-dessus, le rapport I/I_0 diminue très rapidement mais la courbe n'est pas en "marche d'escalier". Ces particules toutes identiques ne sont pas toutes arrêtées par la même épaisseur d'écran : la dispersion des parcours individuels est due au caractère aléatoire du processus de ralentissement. Les particules interagissent un grand nombre de fois, avec un grand nombre d'électrons du cortège. De ce fait, les particules chargées d'un faisceau monoénergétique sont macroscopiquement identiques, aux fluctuations statistiques près. Ces fluctuations sont faibles (du fait du grand nombre d'interactions) ce qui justifie la notion globale de parcours, mais elles ont plusieurs conséquences expérimentales.

Straggling en énergie : Les fluctuations du processus de perte d'énergie ont bien sûr des conséquences sur la répartition énergétique de particules identiques à la sortie d'un ralentisseur. La largeur à mi-hauteur de cette distribution est appelée straggling en énergie. Si le détecteur employé utilise le mécanisme d'ionisation, le straggling est provoqué par une fluctuation du nombre d'électrons ionisés, une fluctuation de l'énergie cinétique communiquée à chaque électron et une fluctuation de la charge du projectile, qui intervient, comme on l'a vu, en fin de parcours. La figure 6 permet d'évaluer l'effet de cette dispersion en énergie.

Le straggling en énergie augmente donc avec l'épaisseur de matière traversée et avec le Z du matériau, mais également avec le z de la particule (ce qui n'est pas visible sur la figure ...). Il n'existe pas d'expression analytique universelle pour prévoir le straggling en énergie. Le problème étant de nature statistique, une simulation Monte Carlo permet d'obtenir de bons

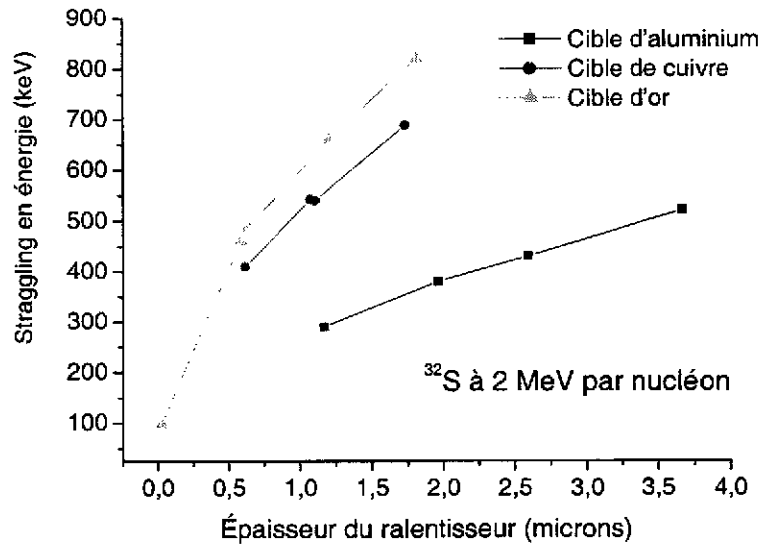


FIG. 6: *Stragglng en énergie pour des ions de ^{32}S à 2 MeV par nucléon à la traversée de différents types de ralentisseurs. Données tirées de [Oui00].*

résultats.

Stragglng angulaire : Pour établir la formule de Bethe, les déviations subies par le projectile à chaque interaction ont été négligées. Ceci est justifié car ces déviations sont faibles pour une particule lourde, du fait de sa masse élevée comparée à celle des électrons avec lesquels elle interagit. Néanmoins, lors de son ralentissement, le projectile subit un grand nombre de petites déviations successives et, pour la même raison statistique qu'un stragglng en énergie est observé, il apparaît un stragglng angulaire.

Considérons par exemple un faisceau monoénergétique et parallèle traversant un ralentisseur d'épaisseur t (voir figure 7). À la sortie, les particules ne sont pas déviées en moyenne : le faisceau continue son trajet dans la même direction. Cependant, il n'est plus parallèle. Le stragglng angulaire, résultat des déviations individuelles successives, est défini comme l'ouverture angulaire du faisceau émergent, soit la largeur à mi-hauteur de la distribution en angles. À titre d'exemple, pour des protons à mi-parcours dans un ralentisseur en aluminium, le stragglng angulaire est de l'ordre de 1.5° .

L'ampleur du phénomène peut là encore être évaluée grâce à un calcul de type Monte Carlo. Si une évaluation immédiate mais plus grossière est nécessaire, il existe dans la littérature des formules empiriques qui ont chacune un domaine d'application restreint. Pour des ions aux énergie typiques du GANIL, on peut utiliser :

$$\theta_{rad} = \left[8.91 \frac{NZ(z+1)z^2}{E^2} \ln \frac{3.52 \times 10^{10} N(z+1)}{Z(Z^{2/3} + z^{2/3})} \right]^{9/2}$$

où :

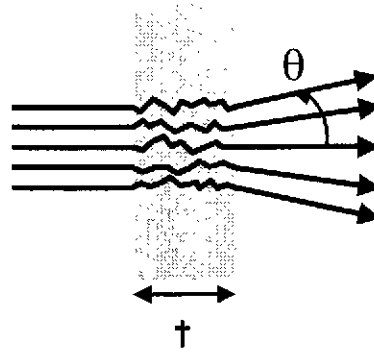


FIG. 7: Vue schématique de l'effet de straggling angulaire sur un faisceau monoénergétique parallèle à la traversée d'un ralentisseur d'épaisseur t . Données tirées de [Oui00]

- θ_{rad} est la largeur à mi-hauteur de la distribution
- N est le nombre d'atomes de ralentisseur par fm^3 et vaut $6.02 \times 10^{-6} \frac{t}{A}$
- t est l'épaisseur en mg/cm^2

2.1.2 Électrons et positrons

Les électrons et positrons sont sujets, comme les particules chargées plus lourdes, à l'interaction avec les électrons composant le cortège atomique du matériau qu'ils vont traverser. Cependant, comme évoqué plus haut, leur comportement vis à vis de ce processus de ralentissement est quantitativement et qualitativement différent de celui des ions : le transfert d'énergie par collision est plus important (il peut atteindre l'énergie cinétique de l'électron incident), la trajectoire est fortement perturbée par les déviations successives. Néanmoins, les processus physiques mis en jeu sont identiques. Les électrons peuvent également interagir avec les noyaux du ralentisseur par diffusion élastique, mais du fait de la différence de masse, ces collisions ne sont pas responsables de la perte d'énergie des projectiles. Elles contribuent toutefois à la modification de direction.

Les électrons et positrons se distinguent fortement des ions plus lourds par le fait qu'à ce mécanisme de collisions s'ajoute une perte d'énergie par processus radiatif. Ainsi, pour les électrons et positrons, la perte d'énergie totale s'écrit :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$$

Formule de Bethe et Bloch, perte d'énergie par collisions : La formule de perte d'énergie par collisions pour les électrons et positrons est connue sous le nom de formule de Bethe et Bloch. Elle s'écrit :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right)$$

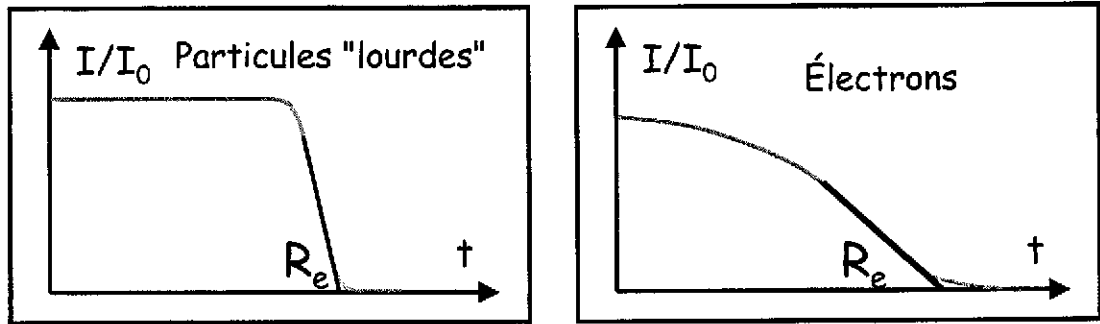


FIG. 8: Transmission de particules "lourdes" et d'électrons en fonction de l'épaisseur t de ralentisseur traversée.

Les principes physiques mis en jeu dans le processus de perte d'énergie sont les mêmes que dans le cas des ions. Les différences apparaissent dans le comportement global des électrons et positrons. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 8 qui donne le résultat de l'expérience de transmission décrite au paragraphe 2.1.1 pour des ions et des électrons, la notion de parcours est moins bien définie pour ces derniers. En effet, même une faible épaisseur t de ralentisseur conduit à une atténuation de l'intensité transmise. Ceci est en particulier dû au fait que les électrons peuvent avoir des trajectoires erratiques et être fortement déviés et que certains d'entre eux perdent la totalité de leur énergie en un nombre très faible de collisions. Le parcours R_e n'est donc pas la distance parcourue dans le milieu ralentisseur par des électrons d'énergie E mais plutôt l'épaisseur qui garantit que presque aucun électron n'est transmis.

La figure 9 donne, pour comparaison, les parcours d'électrons, protons et particules α dans un plastique scintillant. À une énergie donnée, il y a deux ordres de grandeur entre protons et électrons.

Bremsstrahlung, rayonnement de freinage : Toute particule chargée subissant une accélération rayonne de l'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques, sauf si elle se trouve dans un état stationnaire, comme un électron en orbite autour d'un atome. Ce phénomène a de nombreuses applications et est utilisé dans les tubes à rayons X et dans les machines à rayonnement synchrotron comme l'ESRF ou le futur SOLEIL. C'est un des seuls moyens permettant de produire artificiellement des photons de haute énergie.

La section efficace de ce processus radiatif est proportionnelle à z^2/m^2 , il est donc 10^6 fois plus probable pour un électron que pour un proton, pour lequel il n'est donc pas significatif.

D'après la théorie, l'intensité de la radiation émise varie comme le carré de l'accélération. Classiquement, à la traversée d'un matériau, une particule de masse m et de charge z interagit par la force de Coulomb avec les noyaux caractérisés par leur Z et subit donc une accélération. L'intensité de la force F est de la forme :

$$F \propto \frac{zZ}{r^2}$$

où r est la distance séparant les deux partenaires de la réaction. L'accélération associée a est proportionnelle à F/m . L'intensité I de l'onde électromagnétique qui en résulte est donc

Dans un plastique scintillant

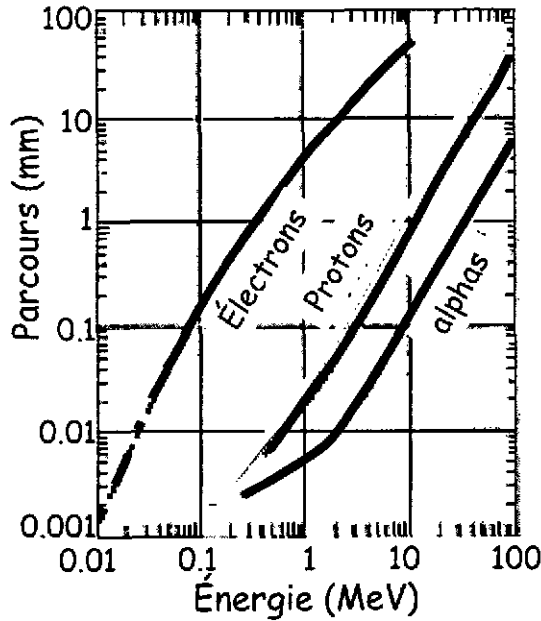


FIG. 9: Parcours (en mm) d'électrons, protons et particules α dans un plastique scintillant, en fonction de leur énergie (en MeV).

telle que :

$$I \propto \frac{z^2 Z^2}{m^2}$$

Les photons correspondants sont émis de manière isotrope dans le référentiel propre du projectile, et sont donc focalisés vers l'avant dans le référentiel du laboratoire.

Le bremsstrahlung devient le processus de perte d'énergie dominant pour les électrons et positrons relativistes. Ainsi, on peut montrer que :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{ZE_c(\text{MeV})}{750} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}$$

où E_c est l'énergie cinétique de la particule incidente. Des électrons de 10 MeV traversant du plomb perdent donc plus d'énergie par rayonnement de freinage que par collisions. Plus précisément, on peut montrer que la perte d'énergie spécifique liée à ce processus radiatif vaut, pour les électrons et positrons :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137.m_e^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right)$$

La perte d'énergie par bremsstrahlung augmente donc avec l'énergie du projectile et est favorisée par les milieux absorbeurs de numéro atomique élevé.

La figure 10 donne un spectre en énergie des photons émis vers l'avant par des électrons de 5.3 MeV à la traversée d'un cible de Au-W associée à un filtre en aluminium. Il s'étend

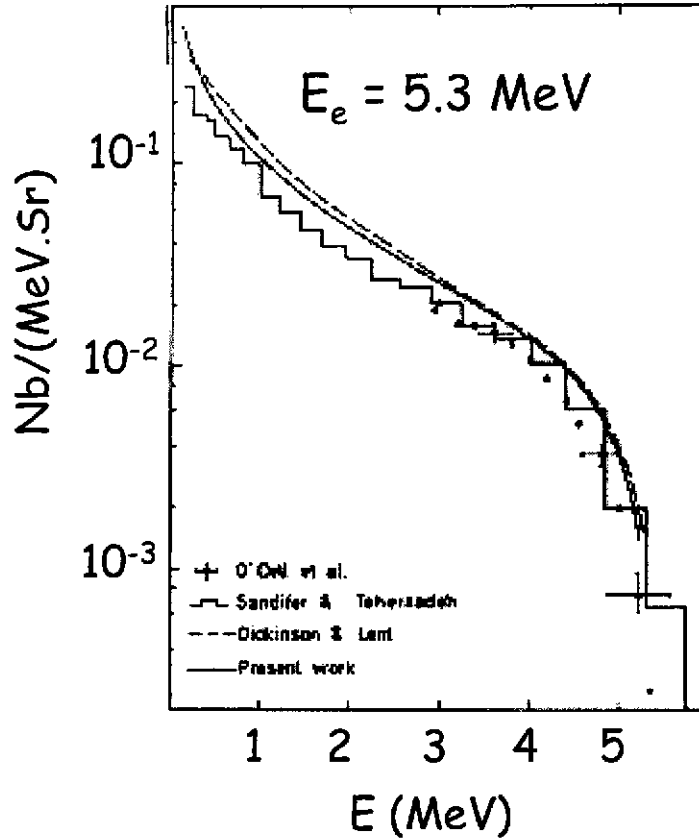


FIG. 10: Spectre en énergie émis à l'avant pour le bremsstrahlung d'électrons de 5.3 MeV à la traversée d'un cible Au-W associée à un filtre d'Al. Données tirées de [Fer71].

de 0 jusqu'à l'énergie des électrons incidents, mais l'émission favorise plutôt les basses énergies. Comme on le verra dans le paragraphe 3 qui concerne l'interaction des photons avec la matière, ces photons de bremsstrahlung de basse énergie ont une probabilité importante d'être absorbés à proximité de leur lieu d'émission mais ils peuvent également s'échapper du matériau ralentisseur (donc du détecteur), avec une probabilité qui croît avec leur énergie. C'est un phénomène dont il faut tenir compte pour la détection, en particulier si une mesure de l'énergie des électrons ou positrons incidents est nécessaire, puisqu'une fraction très importante de l'énergie des projectiles est convertie en photons, plus ou moins énergétiques.

Pour les particules chargées de très haute énergie, dont le ralentissement est essentiellement dû au processus radiatif, une longueur de radiation X_0 est définie pour chaque matériau ralentisseur. Cette quantité représente l'épaisseur de matériau nécessaire pour ralentir un électron d'une énergie initiale E_0 à une énergie E_0/e . Le matériau considéré est d'autant plus absorbant que sa longueur de radiation est courte. Celle-ci peut être approximée, pour un matériau caractérisé par le couple (Z, A) , par [PPB00] :

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

Les épaisseurs de détecteurs de particules chargées de haute énergie sont souvent exprimées en unités de longueur de radiation.

Annihilation des positrons : Les positrons se comportent de manière tout à fait identique aux électrons pour ce qui est de leur ralentissement dans les matériaux, à ceci près que l'interaction avec les électrons du cortège atomique est attractive et non pas répulsive. Le transfert d'énergie par collision et l'allure des trajectoires restent cependant similaires. Et comme les électrons, les positrons subissent le rayonnement de freinage.

Ils se distinguent toutefois par un processus qui intervient en toute fin de parcours, lorsque leur vitesse est quasiment nulle. Ils sont alors pratiquement au repos et encerclés par leurs anti-particules : il y a annihilation avec un électron du cortège atomique (voir figure 11). Deux photons de 511 keV sont alors émis à 180° dans le laboratoire. Ces photons peuvent être réabsorbés dans le matériau, à une certaine distance de la trajectoire incidente, ou bien s'en échapper.

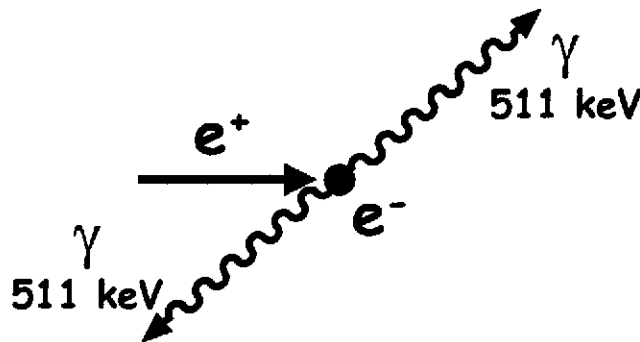


FIG. 11: Annihilation d'un positron en fin de parcours avec un électron du cortège atomique, émission de deux photons de 511 keV.

2.1.3 Effet Čerenkov

Cet effet est similaire au franchissement du mur du son par un avion supersonique. Il se produit pour toute particule chargée dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé. Les particules le produisant sont donc très énergétiques. Leur vitesse v est telle que :

$$\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n}$$

où n est l'indice de réfraction du matériau traversé et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Lorsqu'une particule chargée traverse un matériau, le champ électrique qui lui est associé distord les atomes du milieu en formant des dipôles élémentaires. Le matériau est ainsi polarisé.

Si la particule est "lente", il y a une symétrie longitudinale et azimutale des dipôles par rapport à sa trajectoire, il n'y a pas de champ électrique résultant et les dipôles retournent à leur état fondamental.

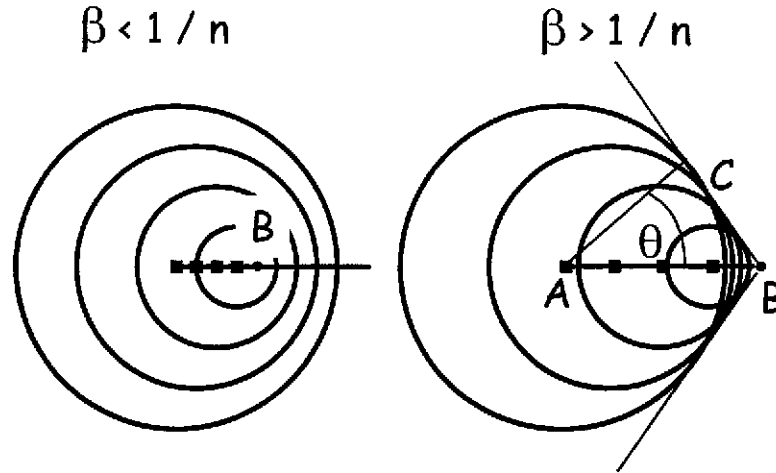


FIG. 12: Construction de Huygens permettant de visualiser les fronts d'ondes émis à différents instants par des particules dont la vitesse est inférieure à celle de la lumière dans le matériau (à gauche) et dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le matériau (à droite).

Si la vitesse de la particule chargée est proche de celle de la lumière dans le matériau, la symétrie azimutale est conservée mais, par contre, un champ dipolaire résultant apparaît le long de la trace (les dipôles élémentaires "n'ont pas le temps" de retourner dans leur état initial). Chaque élément de longueur de trajectoire va alors émettre une brève impulsion électromagnétique.

Pour une particule telle que $\beta < 1/n$, les ondes électromagnétiques sphériques émises ne se rencontrent jamais. Par contre, si $\beta > 1/n$, les fronts d'onde peuvent se croiser et il peut y avoir interférence constructive. C'est l'effet Čerenkov. Cette constatation est clairement illustrée par la figure 12, connue sous le nom de construction de Huygens.

Pour obtenir cette construction, on se place au point B et l'on regarde les fronts d'onde émis auparavant, sur un intervalle de temps $\Delta\tau$ commençant lorsque la particule est en A, en des points régulièrement espacés de la trajectoire. Chaque carré correspond donc à un point d'émission, situé au centre d'un cercle dont le rayon est le trajet parcouru par la lumière entre son émission et le temps d'observation défini par le passage par B. Ainsi, pour la figure de droite, pendant que la particule se déplace de A à B, la lumière parcourt la distance AC.

Lorsque $\beta < 1/n$, les cercles ne se croisent jamais, alors que pour $\beta > 1/n$, il y a interférence constructive et il est visible qu'une direction est privilégiée dans le recouvrement des fronts d'onde, dans laquelle la radiation Čerenkov est émise. Cette direction est géométriquement définie par :

$$\cos \theta = \frac{AC}{AB} = \frac{(c/n) \times \Delta\tau}{\beta c \times \Delta\tau}$$

où $(c/n) \times \Delta\tau$ est la distance parcourue par la lumière pendant $\Delta\tau$ et $\beta c \times \Delta\tau$ est la distance parcourue par la particule pendant le même temps. On a donc :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2)$$

Pour résumer : lorsqu'une particule chargée traverse un matériau avec une vitesse v telle que $\beta = v/c > 1/n$, il y a émission d'une onde électromagnétique dans une direction privilégiée définie par la relation 2. La lumière est donc émise dans un cône d'angle θ . On peut montrer que l'intensité de cette radiation Čerenkov est proportionnelle à z^2 où z est la charge de la particule incidente et que le domaine d'émission en longueur d'onde est l'ultraviolet et le visible. En effet, on a :

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = 2\pi\alpha z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}$$

où :

- N_{ph} est le nombre de photons émis dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ par un élément de trajectoire de longueur dL
- α est la constante de structure fine

Dans un milieu solide, pour $z = 1$, l'énergie émise entre 200 et 600 nm par une particule de $\beta \simeq 1$ est d'environ 1 keV / cm, soit 1% seulement de l'énergie perdue par ionisation du milieu.

Un dispositif réalisant la mesure de l'intensité de la radiation ainsi que sa direction permet donc à la fois d'identifier la particule et de déterminer sa vitesse. Pour une description plus détaillée de l'effet Čerenkov et des détecteurs associés, on pourra consulter [Bro94].

2.2 Les détecteurs couramment utilisés

Comme on a pu le voir dans les paragraphes précédents, les particules chargées interagissent avec la matière suivant divers processus. Qu'elles soient lourdes ou légères, très ou peu énergétiques, elles interagissent toutes par collisions avec les électrons du cortège atomique du milieu traversé. Ces collisions conduisent, selon les cas, à l'excitation ou à l'ionisation du matériau. Ce processus de perte d'énergie est très probable, continu et rend les particules chargées "facilement détectables".

Il y a de plus dans ce phénomène un point très important pour la détection, qui peut être vérifié expérimentalement : l'énergie déposée par la particule incidente est en moyenne proportionnelle au nombre de paires électron-ion créées, ce qui peut être résumé par :

$$n_0 = \frac{\Delta E}{W}$$

où :

- n_0 est le nombre total de paires électron-ion
- ΔE est l'énergie perdue par la particule dans le milieu
- W est l'énergie effective à fournir pour créer une paire électron-ion. Il ne s'agit pas du potentiel d'ionisation du matériau considéré, mais bien d'une quantité qui prend en compte tous les processus de perte d'énergie, y compris ceux qui ne conduisent pas à l'ionisation.

Gaz	W
argon	26.4 eV
hélium	41.3 eV
air	33.8 eV
méthane	27.3 eV

TAB. 1: Valeur de l'énergie effective à fournir pour créer une paire électron-ion dans différents gaz.

Cette proportionnalité est fondamentale, puisqu'elle va en particulier permettre une mesure de la perte d'énergie (qui peut être totale) de la particule incidente grâce à la mesure du signal électrique associé aux paires créées par ionisation. La précision sur cette mesure dépend fortement de W . Plus W est grande et plus le nombre de paire créé sera faible et les fluctuations statistiques seront significatives.

Dans les paragraphes qui suivent, les principales familles de détecteurs qui fonctionnent par collection des charges produites par ionisation et reposent sur cette propriété sont décrites : les détecteurs basés sur le milieu gazeux et les détecteurs basés sur l'utilisation de matériaux semi-conducteurs.

Pour les autres processus d'interaction (bremsstrahlung, effet Čerenkov) conduisant à l'émission de photons, il faudra consulter la partie 3 pour connaître la suite ...

2.2.1 Les détecteurs gazeux

Les détecteurs gazeux sont de manière générale constitués d'une enceinte, scellée ou non, contenant un gaz pur ou bien un savant mélange, à une pression qui peut aller de quelques torrs à plusieurs fois la pression atmosphérique, et d'une structure électrique plus ou moins complexe dont la vocation est de produire un champ électrique qui va permettre de séparer et de collecter les paires électron-ion créées par le passage d'une radiation.

Ils présentent l'avantage de pouvoir être de grand volume et donc de couvrir un grand angle solide. La faible densité des milieux gazeux permet d'obtenir des détecteurs peu interceptifs. Cependant, ceci peut également constituer un handicap car ils ne permettent pas d'arrêter des particules très énergétiques. Selon le régime et la géométrie adoptés, ils rendent possible la mesure du dépôt d'énergie des particules incidentes, leur position ou encore leur temps de passage.

Le tableau 1 donne des exemples de la valeur de W pour différents gaz souvent employés pour la détection. Il faut en général dans les gaz une trentaine d'électronvolts pour obtenir une paire. On verra par la suite, en abordant les détecteurs semi-conducteurs, que cette caractéristique des milieux gazeux les rend moins compétitifs pour les mesures d'énergie car la quantité d'énergie à fournir pour créer les charges est élevée.

Dans cette partie, le principe général de fonctionnement des détecteurs gazeux ainsi que les différents régimes possibles sont d'abord présentés. Puis, le principe de formation du signal et l'influence du circuit de lecture sont abordés. Enfin, la structure et le fonctionnement des grandes catégories de détecteurs gazeux susceptibles d'être rencontrés en physique nucléaire sont décrits. Pour un autre point de vue ou une description plus détaillée les concernant, on pourra consulter par exemple [Sau77], [Com88] et [Bro94].

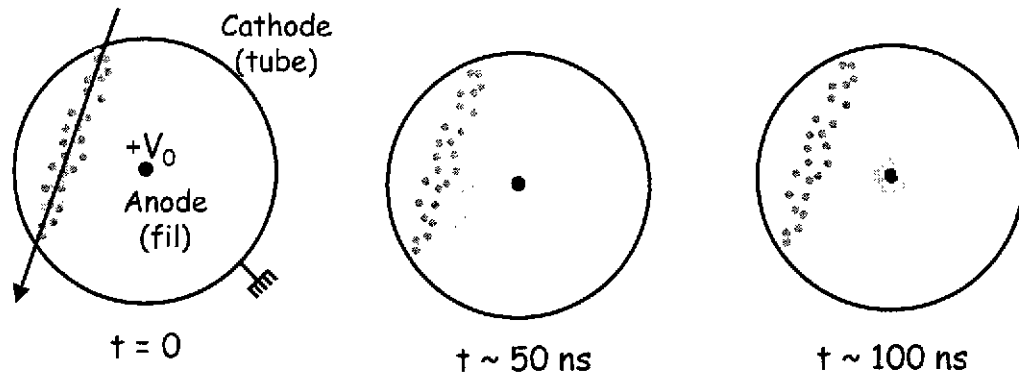


FIG. 13: Illustration du fonctionnement d'un compteur cylindrique. Passage d'une particule ionisante à l'instant $t = 0$.

Principe et régimes de fonctionnement, cas du compteur cylindrique : Le principe général de fonctionnement des détecteurs gazeux est abordé ici grâce à l'exemple simple du compteur cylindrique. Celui-ci est constitué, comme l'illustre la figure 13, d'un tube métallique de rayon b , porté à un potentiel nul et rempli de gaz, au centre duquel est tendu un fil de rayon a porté à un potentiel $+V_0$. Le cylindre est la cathode du détecteur ainsi formé, et le fil son anode.

L'intensité du champ électrique créé par la différence de potentiel dépend de la distance r au fil anode et s'écrit :

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

Le passage d'une particule chargée dans le gaz à l'instant $t = 0$ (figure 13), produit, le long de la trajectoire, un nombre de paires électron-ion qui dépend du gaz considéré et de sa pression P . Sous l'effet du champ électrique, les ions vont dériver vers la cathode et les électrons vers l'anode avec une vitesse qui s'écrit :

$$W_d = \frac{qE}{2m\tau}$$

où :

- q est la charge de la particule qui dérive (ion ou électron)
- m est sa masse
- τ est le temps moyen entre deux collisions avec les molécules de gaz, et dépend du champ électrique et de la pression.

Les ions et électrons, du fait de leur différence de masse, se déplacent à des vitesses qui sont très différentes. Ainsi :

- $W_d \sim 1 \text{ cm/ms}$ pour les ions sous l'effet d'un champ de 1 kV/cm
- W_d varie entre 1 et $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ pour les électrons sous l'effet d'un champ de 1 kV/cm .

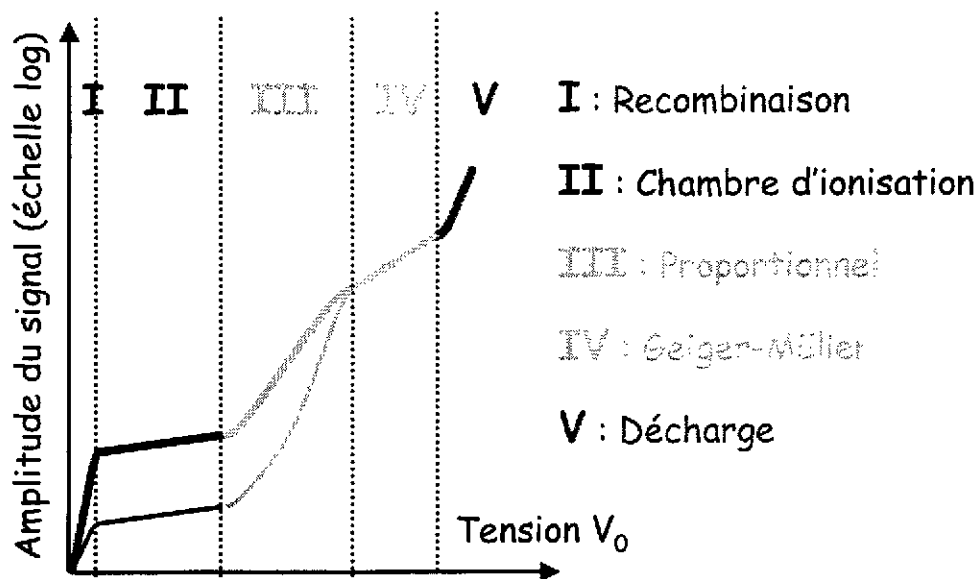


FIG. 14: Amplitude du signal délivré par un détecteur gazeux en fonction de la tension appliquée à ses électrodes. Le trait gras correspond à un dépôt d'énergie dans le détecteur deux fois plus élevé que celui illustré par le trait fin.

Ceci est illustré par la figure 13, où l'on voit qu'après un temps typique de 100 ns, les électrons primaires atteignent l'anode alors que les ions ne se sont pratiquement pas déplacés. À l'approche du fil anode, la suite des événements va être régie par la valeur de la différence de potentiel V_0 appliquée. La figure 14 résume les différents régimes de fonctionnement qui pourront être observés en fonction de V_0 :

- *Zone I : Régime de recombinaison.* Le champ appliqué est trop faible pour séparer les paires électron-ion et un certain nombre d'entre elles, voire la totalité, se recombinent immédiatement.
- *Zone II : Régime de chambre d'ionisation.* Les paires électron-ion se séparent sous l'action du champ et migrent vers les électrodes. Leur mouvement induit un signal électrique sur l'anode et la cathode, sans multiplication des charges primaires. Le nombre d'électrons parvenant à l'anode est égal à celui produit par le passage de la particule ionisante, diminué du nombre d'électrons disparaissant par recombinaison. Ce taux de recombinaison est en général négligeable dès que le champ est suffisant pour séparer les paires.
- *Zone III : Régime proportionnel.* Les paires électron-ion se séparent et à une distance de l'ordre de quelques rayons a de l'anode, les électrons acquièrent, du fait du champ très important, une énergie suffisante pour ioniser à leur tour le gaz. Il y a multiplication de la charge mais celle-ci reste proportionnelle à la charge créée initialement par le passage de la particule ionisante. Le gain de cette multiplication peut atteindre 10^8 .
- *Zone IV : Régime Geiger-Müller.* Les électrons se multiplient fortement. Ils ionisent le gaz mais certains d'entre eux excitent également ses molécules. Celles-ci émettent

alors des photons dans le domaine ultraviolet qui est le domaine d'énergie du potentiel d'ionisation des métaux constituant la cathode. Ces photons vont à leur tour créer par effet photoélectrique des électrons qui seront multipliés au voisinage du fil anode et, du fait de la grande densité de charge, il se forme un plasma. Le signal recueilli est saturé, la proportionnalité est perdue. Ce régime est utilisé dans les détecteurs dont la fonction se limite à la mise en évidence de la présence d'un rayonnement ionisant.

- *Zone V : Régime de décharge.* Le champ est suffisamment intense pour qu'apparaissent des dissociations des atomes ou molécules du gaz. Il y a un signal permanent, apparition éventuelle d'étincelles qui peuvent se propager à l'ensemble du détecteur, jusqu'à destruction de celui-ci.

Les régimes II, III et IV sont ceux qui sont le plus souvent exploités dans les systèmes de détection en physique nucléaire. Avant de décrire ces derniers, le mécanisme de formation du signal est détaillé dans le paragraphe suivant. Le phénomène d'induction du signal qui y est présenté se produit dans tous les détecteurs qui fonctionnent grâce à l'ionisation ou plus généralement grâce à la mise en mouvement de charges électriques. Il intervient donc dans les détecteurs gazeux, mais également dans les solides, les semi-conducteurs en particulier. La compréhension de ce mécanisme est très importante pour la mise en œuvre des détecteurs et de l'électronique qui leur est associée.

Formation du signal, théorème de Ramo : Le signal recueilli sur les électrodes d'un détecteur (qu'il soit gazeux ou solide) ne résulte pas de la collection proprement dite des charges. Il est en fait induit par le mouvement des ions et des électrons. Il n'est donc pas nécessaire "d'attendre" l'arrivée des charges sur les électrodes pour observer un signal, celui-ci apparaît dès que les charges primaires se mettent en mouvement.

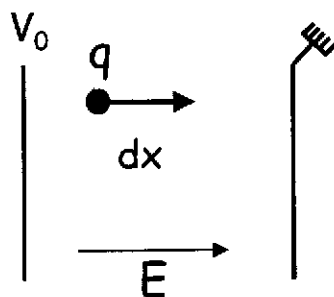


FIG. 15: Charge q se déplaçant dans un condensateur plan, sous l'effet d'un champ uniforme.

Pour illustrer ce mécanisme, on utilise le cas simple d'un condensateur plan (voir figure 15). Une charge q se déplaçant entre les deux électrodes va, d'après M. S. Ramo [Ram39], induire sur celles-ci un incrément de charge, soit un signal, fonction de la distance algébrique dx parcourue et de la différence de potentiel appliquée. Cet incrément de charge s'écrit :

$$dq = \frac{qE(x)dx}{V_0}$$

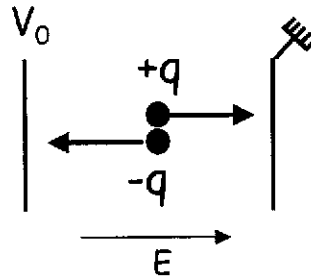


FIG. 16: Déplacement, sous l'action du champ électrique, des charges créées par le passage d'une radiation ionisante.

La charge induite totale est obtenue en intégrant sur tout le parcours Δx de la charge q :

$$q_{ind} = \int_x^{x+\Delta x} dq = \int_x^{x+\Delta x} \frac{q}{V_0} E(x) dx = q \frac{V(x) - V(x + \Delta x)}{V_0}$$

La charge induite q_{ind} est donc fonction de la différence de potentiel traversée par la particule dérivant dans le champ. Elle ne vaut q que si cette charge se déplace d'une électrode à l'autre. Il faut remarquer que le déplacement de la charge q induit des signaux égaux mais de signe opposé simultanément sur les deux électrodes.

Dans la pratique, dans un détecteur, si une charge $-q$, portée par des électrons, se déplace vers l'anode, une charge $+q$, portée par les ions, se dirige vers la cathode (voir figure 16). La charge $+q$ va parcourir le complément de distance qui manque aux électrons pour induire la totalité du signal. Ainsi, lorsque les ions et les électrons se neutralisent aux électrodes, un signal $\pm q$ a été induit sur l'anode et sur la cathode. Le nombre de paires électron-ion (et donc q) étant proportionnel à l'énergie déposée par la radiation incidente, la mesure de la charge induite permet donc une mesure de la perte d'énergie dans le détecteur.

L'allure temporelle du signal induit dépend fortement de la vitesse des charges (figure 17). Les électrons se déplaçant beaucoup plus rapidement que les ions, le signal, lorsqu'il n'y a pas multiplication des charges, comporte une composante rapide, qui correspond au déplacement des électrons entre leur point de création et l'anode. Puis apparaît une composante plus lente, provenant du mouvement des ions vers la cathode. La vitesse à laquelle se déplacent les électrons est donc directement reliée au temps de montée du signal. Plus elle est élevée, meilleures seront les performances de mesure de temps du détecteur.

Le signal dépend également fortement du circuit de lecture associé au détecteur. Dans le cas d'une mesure de l'énergie de la radiation incidente, le dispositif le plus fréquemment utilisé est le préamplificateur de charge ou PAC (figure 18), qui procède à l'intégration des charges sur une capacité C puis à une différenciation avec une constante de temps $\tau = RC$. Selon l'importance de cette constante de temps, le signal issu du PAC aura une allure très variable, comme on peut le voir sur la figure 18. Il ne sera directement relié à l'énergie de la particule incidente que si toutes les charges produites ont atteint leur électrode, soit typiquement au bout de quelques centaines de microsecondes.

Les chambres d'ionisation : Ce sont les détecteurs gazeux les plus simples dans leur principe de fonctionnement. Ils se situent dans la zone II de la figure 14, c'est à dire que

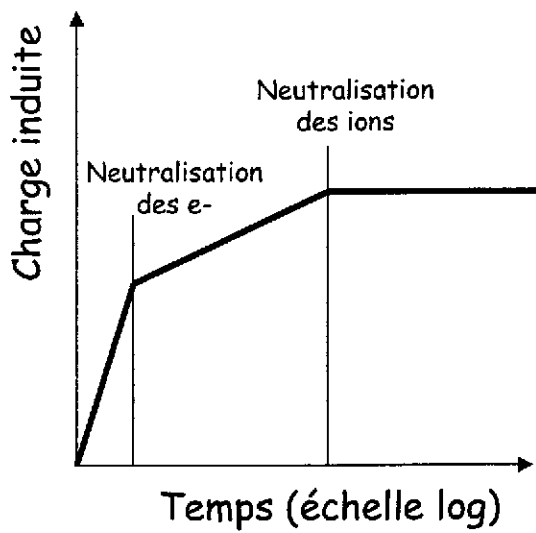


FIG. 17: Allure temporelle du signal induit dans un détecteur gazeux, sans multiplication des charges primaires.

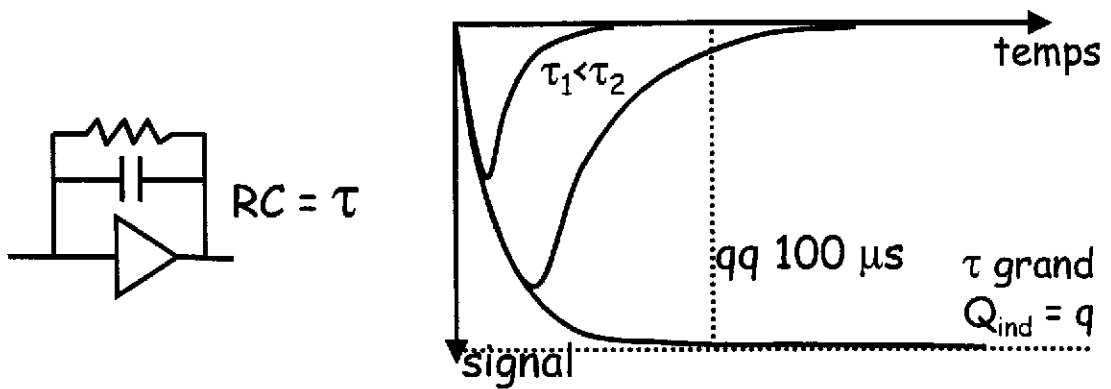


FIG. 18: Influence de la constante de temps d'un préamplificateur de charge sur l'allure du signal recueilli.

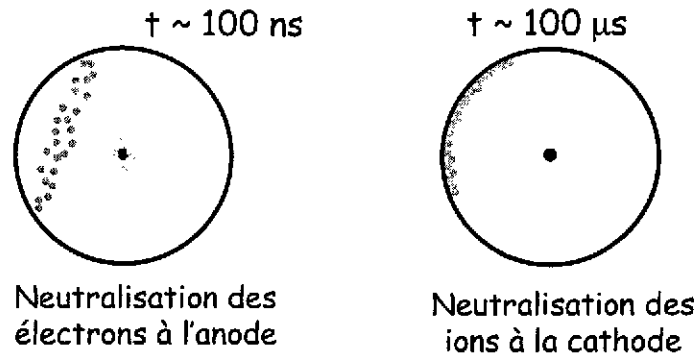


FIG. 19: Dérive des charges produites par le passage d'une radiation à $t = 0$ dans le régime de chambre d'ionisation.

le champ est suffisamment intense pour séparer les paires électron-ion et pour en assurer la collection sans multiplication. Ils permettent donc une mesure directe de la perte d'énergie de la particule incidente dans le détecteur, par mesure de la charge induite.

Comme on l'a vu sur la figure 13, les électrons créés par la radiation parviennent les premiers à leur électrode, au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de 100 ns. Il faut aux ions un temps beaucoup plus long, de l'ordre de la centaine de microsecondes (voir figure 19).

D'après ce qui précède, ces 100 μ s représentent le temps nécessaire à ce que la charge induite sur les électrodes soit égale, en valeur absolue, à la charge créée par le passage de la radiation incidente et donc représentative du dépôt d'énergie. Pour une mesure de la charge totale, la constante de temps RC du préamplificateur associé à la chambre d'ionisation doit donc être supérieure au temps de dérive des ions, 100 μ s, ce qui limite fortement le taux de comptage acceptable par l'ensemble détecteur + préamplificateur.

C'est pourquoi, dans de nombreux cas, les chambres d'ionisation fonctionnent en mode dit *sensible aux électrons*, c'est à dire qu'elles sont associées à un préamplificateur dont la constante de temps est courte et le signal mesuré est limité à la partie rapide de la figure 17, induite par les électrons avant leur neutralisation. Mais la charge intégrée, qui est induite par les électrons seuls, dépend alors du point d'impact de la particule incidente dans le détecteur ce qui entraîne une dégradation de la résolution en énergie d'autant plus importante que le détecteur est étendu. En effet, pour un dépôt d'énergie donné dans la chambre, si la radiation passe à proximité de l'anode, les électrons créés ne vont traverser qu'une petite partie de la différence de potentiel et n'induire qu'une faible fraction de la charge q initialement créée. A l'opposé, si la même particule passe à proximité de la cathode, les électrons traversent la presque totalité de la différence de potentiel et la charge qu'ils induisent vaut pratiquement q .

Pour pallier à ce problème, une structure appelée grille de Frisch (voir figure 20) est introduite dans le détecteur, entre l'anode et la cathode. Il s'agit littéralement d'une grille, ou bien de fils tendus, portée à un potentiel intermédiaire, entre 0 et V_0 . Son rôle est celui d'un écran électrostatique, elle masque à l'anode le mouvement des électrons dans la zone située entre cathode et grille. Ainsi, il apparaît un signal induit sur l'anode seulement à partir de l'instant où les électrons ont franchi la grille (voir figure 20). Pour un dépôt d'énergie donné,

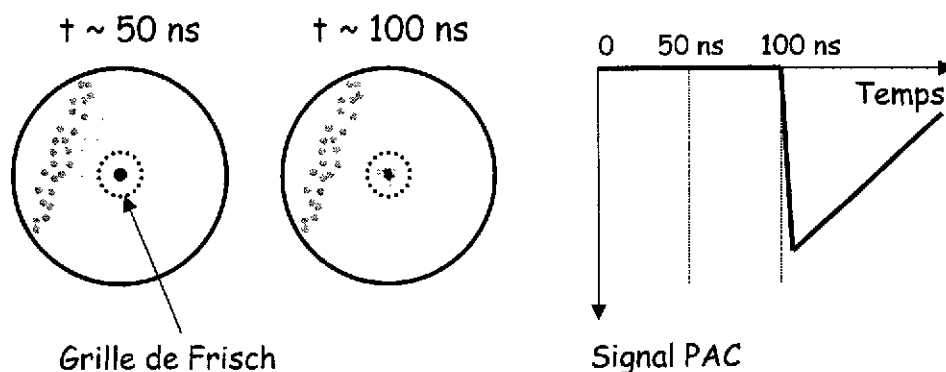


FIG. 20: Effet d'une grille de Frisch sur l'induction par le mouvement des électrons d'un signal sur l'anode.

la dépendance de la charge induite par les électrons avec la position d'impact est donc levée. Le signal vu sur l'anode est sensible uniquement à la quantité de charge créée dans la chambre et transmise au travers de la grille. Il subsiste cependant une légère dépendance en position pour les particules passant dans l'espace situé entre grille et anode, mais cet espace est de petite dimension, et l'effet est négligeable devant les autres contributions à la résolution en énergie.

Avec ce dispositif, il est donc possible d'utiliser un PAC avec une constante de temps courte et conserver de bonnes performances de mesure d'énergie. La conception du détecteur est alors un peu plus complexe et les paramètres de la grille doivent être optimisés pour obtenir le meilleur compromis écrantage/transmission.

Les chambres d'ionisation permettent donc une mesure directe de l'énergie déposée par les particules incidentes, sans gain. La perte d'énergie doit donc être suffisamment importante pour obtenir un signal électrique exploitable. Ce type de détecteur est assez lent, malgré l'utilisation de la grille de Frisch et il n'offrent donc pas de mesures de temps très performantes.

Les compteurs proportionnels : En conservant la même géométrie de compteur cylindrique et en augmentant la tension appliquée par rapport à celle utilisée dans une chambre d'ionisation, on obtient un compteur proportionnel dont le comportement est complètement différent, du fait de la structure du champ à la proximité de l'anode. Le détecteur fonctionne dans le régime de la zone III de la figure 14. Au voisinage du fil anode (à une distance de quelques rayons a), le champ électrique est très intense et les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser à leur tour le gaz en produisant des électrons secondaires, qui peuvent eux aussi être suffisamment accélérés pour provoquer de nouvelles ionisations : il se produit une "avalanche" (figure 21).

Pour estimer le coefficient de multiplication M , on considère qu'un électron produit un autre électron par ionisation au bout d'un libre parcours moyen $l = \alpha^{-1}$. Après un second libre parcours moyen, les deux électrons vont produire deux nouveaux électrons, et ainsi de suite. Si n électrons sont présents à une position donnée, l'augmentation du nombre

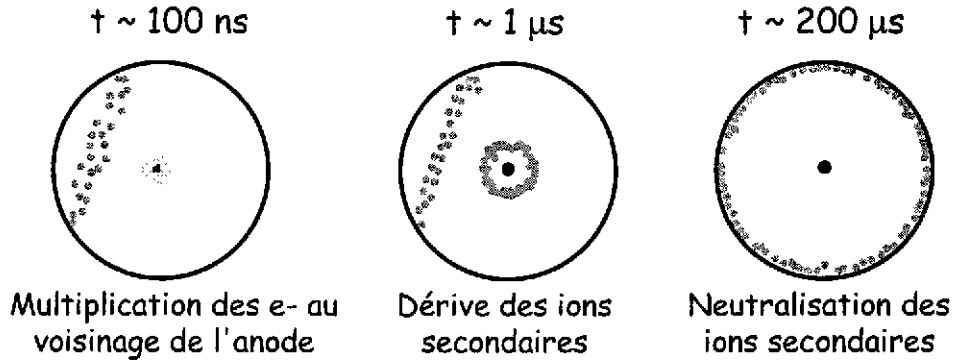


FIG. 21: Chronologie du fonctionnement d'un compteur proportionnel.

d'électrons au bout d'un parcours dx s'écrit :

$$dn = n\alpha \times dx$$

soit, après intégration sur tout le parcours des charges :

$$n = n_0 \exp(\alpha x)$$

Le premier coefficient de Townsend, α , est ainsi défini. Il est caractéristique de la géométrie, du gaz et de la pression utilisés. Dans le cas d'un compteur cylindrique, le champ n'est pas uniforme et $\alpha = \alpha(x)$. Le coefficient de multiplication des charges M s'écrit alors :

$$M = \exp \left[\int_x^{x+\Delta x} \alpha(x) dx \right]$$

Townsend donne une évaluation empirique de α , qui est valable lorsque celui-ci reste faible :

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp \left(-\frac{BP}{E} \right)$$

où A et B sont des constantes qui dépendent du gaz utilisé. Concrètement, dans un compteur proportionnel, le coefficient de multiplication lors de l'avalanche peut atteindre $10^6 - 10^7$.

Dans ce type de détecteur, ce sont les ions secondaires qui contribuent le plus au signal. En effet, la majorité des électrons (c'est à dire les électrons secondaires) est créée très près de l'anode lors de l'avalanche : leur contribution au signal est négligeable car ils ne traversent qu'une faible fraction de la différence de potentiel. Les ions secondaires vont, eux, traverser la totalité de l'espace inter-électrode. Ils induisent donc, sur la totalité de leur parcours, une charge q_{ions} égale à leur nombre que multiplie la charge élémentaire. Le temps de dérive correspondant est de l'ordre de plusieurs centaines de microsecondes. Néanmoins, au voisinage de l'anode, le gradient de champ est très intense et on peut montrer qu'une fraction importante de q_{ions} est induite dans les premiers instants de la dérive. Le temps de montée du signal associé est très court. Ainsi, on a :

$$q_{ind}(500 \text{ ns}) = \frac{q_{ions}}{2}$$

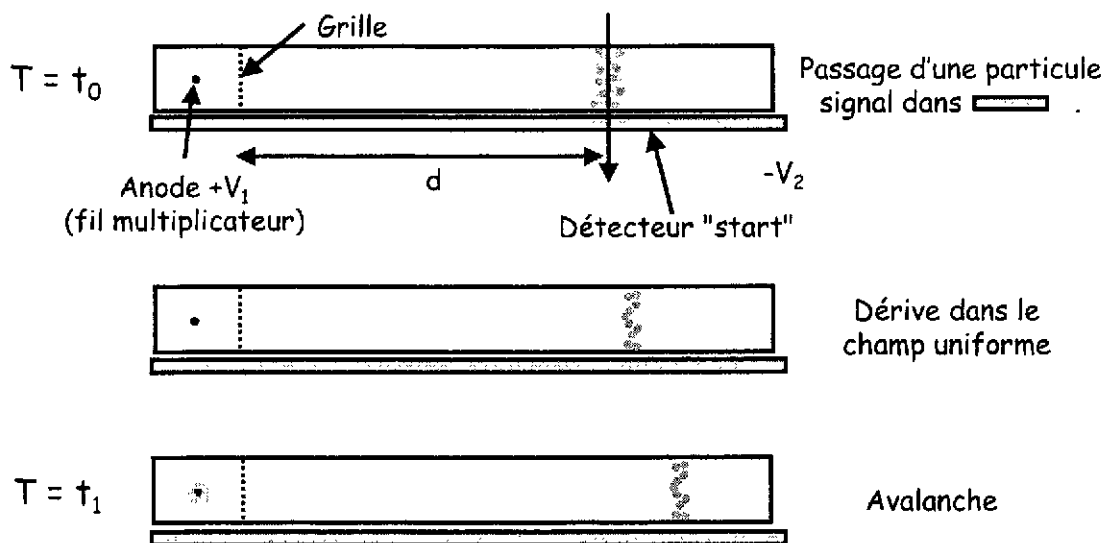


FIG. 22: Schéma de principe d'une chambre à dérive.

Comme dans le cas des chambres d'ionisation, il est donc possible d'utiliser un préamplificateur avec une constante de temps courte, mais cette fois-ci sans adjonction d'une électrode supplémentaire.

En résumé, les compteurs proportionnels offrent un gain important, permettant la détection de particules déposant très peu d'énergie dans le détecteur. Le signal est très rapide, ce qui les rend très appropriés à la prise de temps.

Les chambres à dérive : Une chambre à dérive permet de déterminer le point de passage de la particule incidente en mesurant le temps de dérive des électrons produits par ionisation. Elle se compose de deux zones distinctes, comme on peut le voir sur la figure 22 :

- une zone de champ uniforme, appelée zone de dérive, située entre une cathode portée à un potentiel $-V_2$ et une grille de Frisch
- une zone d'amplification autour d'un fil anode porté à un potentiel $+V_1$, qui n'est autre qu'un compteur proportionnel

La chambre à dérive est systématiquement associée à un autre détecteur, de préférence rapide, qui donne le temps de passage de la particule incidente et donc le point de départ de la mesure de temps de dérive, à $T = t_0$.

Sous l'effet du champ électrique dans la zone de dérive, les électrons se dirigent vers la grille de Frisch. Dans certaines conditions de pression et de tension, leur vitesse de déplacement v_d est constante. Durant ce mouvement, la grille de Frisch écran le mouvement des charges du point de vue de l'anode qui ne voit aucun signal. À l'instant t_1 , les électrons parviennent au voisinage du fil, il se produit une avalanche et un signal est induit sur l'anode.

La mesure du temps écoulé entre l'apparition d'un signal dans le détecteur start et à l'anode permet de localiser le point de passage de la particule :

$$d = v_d(t_1 - t_0)$$

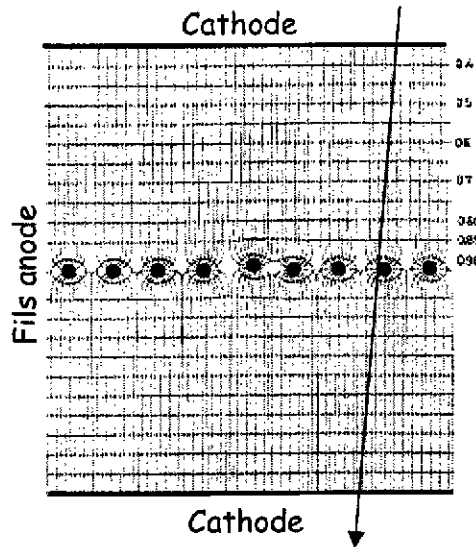


FIG. 23: Structure d'une chambre proportionnelle multifils. Ligne de champ et équipotentielles. Figure d'après [Cha79].

Un tel dispositif permet la localisation, dans une direction, du point de passage d'une particule avec une résolution qui peut atteindre $100\ \mu\text{m}$, sur des distances allant jusqu'à $50\ \text{cm}$, soit avec une couverture d'angle solide très importante. La conception et la réalisation sont relativement simples. Il faut cependant s'assurer de maintenir un champ uniforme dans la zone de dérive. L'inconvénient majeur de ce type de détecteur est le temps mort provenant du temps de dérive des électrons, qui est d'autant plus grand que la distance est longue. Cependant, avec une électronique spécifique et l'association de deux chambres à dérive, le taux de comptage effectif peut être significativement augmenté.

Une mesure de position dans la direction perpendiculaire à la précédente peut également être réalisée en plaçant une cathode segmentée en vis à vis du fil anode ou en lisant les signaux à chaque extrémité de la cathode. La chambre à dérive permet alors une localisation dans un plan (x,y) perpendiculaire à la trajectoire de la radiation incidente.

Les chambres proportionnelles multifils (MWPC) : En 1968, G. Charpak et ses collaborateurs [Cha68] ont montré qu'un ensemble de fils anodes disposés entre deux plans cathodiques parallèles (voir figure 23) se comporte comme autant de compteurs proportionnels indépendants.

Ainsi, une particule traversant un tel détecteur produit par ionisation des électrons qui vont, en suivant les lignes de champ, se diriger vers le fil anode le plus proche de la trajectoire incidente. Une avalanche se produit au voisinage de ce fil, sur lequel est induit le signal.

Ce dispositif permet d'obtenir des détecteurs de plus grande surface qu'un simple compteur cylindrique. Dans ces détecteurs, la résolution sur la mesure de la position correspond au pas des fils. La réponse est beaucoup plus rapide que celle d'une chambre à dérive car l'espace cathode-anode peut être réduit. Le taux de comptage accessible est de l'ordre de 10^4 particules par seconde et par cm^2 . Les MWPC permettent également une très bonne prise de temps car elles fonctionnent comme un compteur proportionnel. Comme dans les chambres

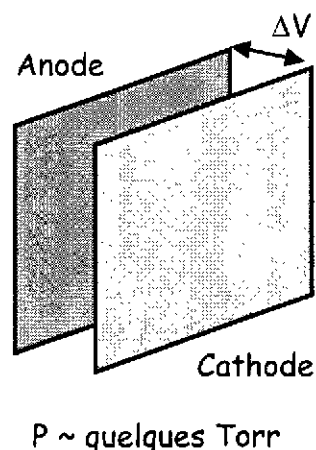


FIG. 24: Schéma d'une plaque parallèle à avalanche.

à dérive, une mesure de position dans une deuxième direction est possible en segmentant les plans cathodiques dans la direction perpendiculaire aux fils anodes.

L'inconvénient majeur de ces chambres à fils est la complexité de fabrication, en particulier la tension et l'alignement des fils dont le diamètre est de l'ordre de la dizaine de microns. Au centre de la figure 23, on peut par exemple constater l'effet du mauvais alignement d'un fil, qui perturbe les lignes de champ du fil voisin.

Plaques parallèles à avalanche (PPAC) : Ces détecteurs sont de structure très simple puisqu'ils sont constitués de deux électrodes planes parallèles, d'où leur nom (Parallel Plate Avalanche Counters en anglais). Un gaz (souvent de l'iso-butane C_4H_{10}) à très faible pression, quelques Torr, circule dans l'espace anode-cathode.

La très faible pression conduit à un champ réduit E/P très élevé. En effet, à pression atmosphérique, les valeurs maximales de E/P sont de 10 à 50 V/(cm . torr) alors qu'à basse pression, des valeurs de 500 à 1000 et parfois plus sont facilement atteintes. Les conséquences sur le fonctionnement des détecteurs sont importantes. La diminution de pression augmente le libre parcours moyen des électrons entre deux chocs. De ce fait, leur vitesse de dérive est plus élevée que dans les compteurs à pression atmosphérique et ils atteignent des énergies instantanées importantes, de l'ordre de 100 eV. Ils sont alors suffisamment énergétiques pour ioniser le gaz, d'autant plus que dans ce régime, c'est la section efficace d'ionisation qui domine celles des autres processus (excitation en particulier), comme on peut le voir sur la figure 25. Il y a alors avalanche, sans la présence d'un fil multiplicateur.

Du fait de la vitesse de dérive élevée, le temps de réponse du détecteur est très court, ce qui autorise des taux de comptage élevés et de bonnes prises de temps. Ces détecteurs sont peu interceptifs et peuvent donc être placés sur la trajectoire des particules fortement ionisantes sans la perturber. Ils ne peuvent être utilisés que sous vide, du fait de la très faible pression nécessaire à leur fonctionnement. Des mesures de position peuvent être réalisées en segmentant les électrodes ou bien en réalisant des mesures aux quatre coins des plans puis en calculant le barycentre des signaux par exemple.

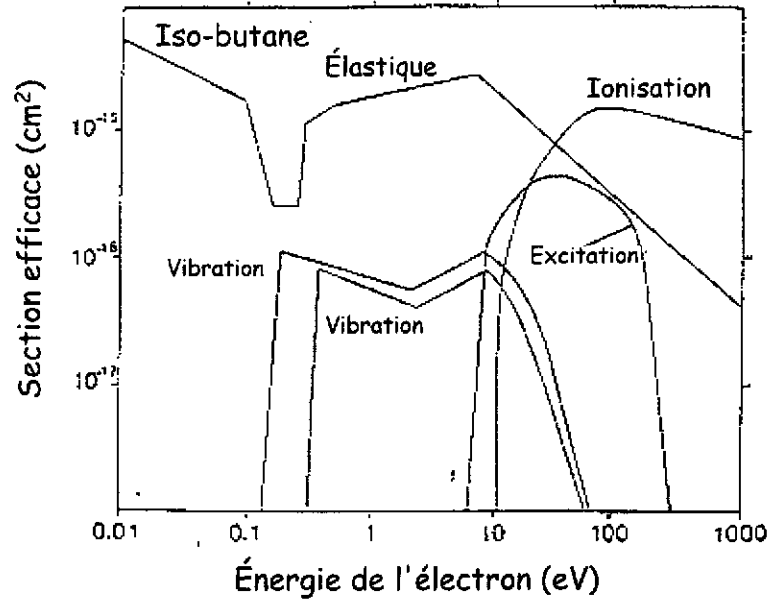


FIG. 25: Sections efficaces de réaction avec les molécules d'iso-butane en fonction de l'énergie des électrons. Figure tirée de [Bia88].

2.2.2 Les détecteurs basés sur les semi-conducteurs

Les détecteurs basés sur les matériaux semi-conducteurs sont très fréquemment employés pour la détection de particules chargées, mais aussi pour celles des photons, comme on le verra dans la partie 3. Comme les détecteurs gazeux, ils fonctionnent grâce à l'ionisation provoquée par le passage des particules incidentes et à la collection des charges ainsi créées. Du point de vue des particules chargées, ils présentent plusieurs avantages par rapport au milieu gazeux :

- Leur densité est plus élevée. Par exemple, la densité de l'air à 20°C et à pression atmosphérique est $\rho_{air} = 0.0012 \text{ g/cm}^3$, à comparer à celle du silicium qui vaut $\rho_{Si} = 2.32 \text{ g/cm}^3$. Pour une épaisseur équivalente en cm, leur pouvoir d'arrêt est donc plus important et il sera plus facile d'arrêter et donc de caractériser des particules énergétiques.
- L'énergie de création d'une paire est beaucoup plus faible dans les semi-conducteurs. Dans l'air, il faut $W_{air} = 33.8 \text{ eV}$ alors qu'il suffit de $W_{Si} = 3.6 \text{ eV}$ dans le silicium. À dépôt d'énergie constant, le nombre de porteurs de charge est plus grand dans les semi-conducteurs. Les fluctuations statistiques ont donc moins d'influence et la résolution en énergie est de manière générale bien meilleure.

Les détecteurs à semi-conducteurs ont bénéficié en outre des grands progrès technologiques réalisés en électronique et micro-électronique, ce qui permet d'obtenir aujourd'hui des matériaux très performants du point de vue de la détection ainsi que des structures très complexes. Ils ne présentent pas cependant que des avantages puisque leur coût est bien souvent très élevé et que leur structure cristalline les rend très sensibles aux dégâts provoqués par les rayonnements.

Dans cette partie, les semi-conducteurs sont présentés de manière générale, en insistant sur les points qui les différencient des conducteurs et des isolants. Les matériaux dopants, de type n et p , et leur influence sur le schéma de niveaux sont introduits, afin d'expliquer le fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs à travers un exemple, la jonction p^+n . Les différentes catégories de détecteurs rencontrés en physique nucléaire sont ensuite décrits, pour finir sur un exemple concret d'ensemble de détection, MUST, qui illustre les potentialités des semi-conducteurs pour la détection de particules chargées, avec la mesure d'énergie, la localisation et la prise de temps.

Pour une description plus détaillée et plus théorique des détecteurs utilisant des semi-conducteurs, on pourra consulter par exemple [Sta74], [Sze81] et [Bou94].

Semi-conducteurs, résistivité et schéma de niveaux : Comme on peut le voir sur la figure 26, les solides peuvent être classés suivant une échelle de résistivité, ou de conductivité qui est son inverse. La conductivité est une grandeur qui reflète la capacité d'un matériau à conduire un courant lorsqu'une différence de potentiel lui est appliquée. Elle est donc haute pour un métal et faible pour un isolant. Les semi-conducteurs se situent entre ces deux extrêmes. Ceux qui sont utilisés pour la détection de radiation sont en général cristallins. Les plus utilisés en physique nucléaire sont le germanium et le silicium, mais des cristaux comme le GaAs, le CdTe, le HgI₂ ou encore le diamant connaissent aujourd'hui un développement important.

La propriété macroscopique de conductivité peut être reliée à un aspect plus microscopique des matériaux, qui est la répartition en bandes d'énergie des niveaux accessibles aux électrons, comme on peut le voir sur la figure 26. Les niveaux d'énergie dans un cristal se répartissent donc en groupes, séparés du groupe suivant par une zone vide de niveau d'énergie de largeur variable. La dernière bande occupée par les électrons est appelée bande de valence (BV). Dans cette bande, les électrons sont liés aux atomes du cristal. La bande suivante est la bande de conduction (BC), dans laquelle les électrons peuvent se mouvoir librement, et entre les deux se situe une bande interdite (BI) ou *gap*.

Dans un isolant, la BV est totalement occupée, le niveau de Fermi se trouve dans la bande d'énergie interdite. La largeur de la BI, qui est appelée *energy gap* E_g , est importante : son ordre de grandeur est la dizaine d'eV. Ce qui signifie qu'il faut communiquer au moins cette quantité d'énergie à un électron pour qu'il puisse se déplacer dans la BC et donc pour que le matériau puisse conduire un courant.

Dans un métal ou un conducteur, il y a recouvrement entre la BV et la BC, le niveau de Fermi se trouve donc au milieu d'une bande d'énergie permise, qui est une bande de conduction. Les électrons peuvent se déplacer librement sous l'action d'une différence de potentiel.

Dans un semi-conducteur, la dernière bande est totalement remplie, comme dans un isolant, mais la largeur de la bande interdite est significativement plus petite, de l'ordre de 1 eV. À température ambiante, l'agitation thermique est suffisante pour faire passer des électrons de la BV vers la BC, et le matériau devient faiblement conducteur.

Le passage de l'électron dans la BC laisse un atome du cristal ionisé et donc une place vacante dans la BV. Lorsque le cristal est soumis à une différence de potentiel, les électrons vont passer de proche en proche d'un atome à un ion et l'ion se déplace apparemment dans la direction opposée. Tout se passe comme si une charge positive, appelée *trou*, se déplaçait dans

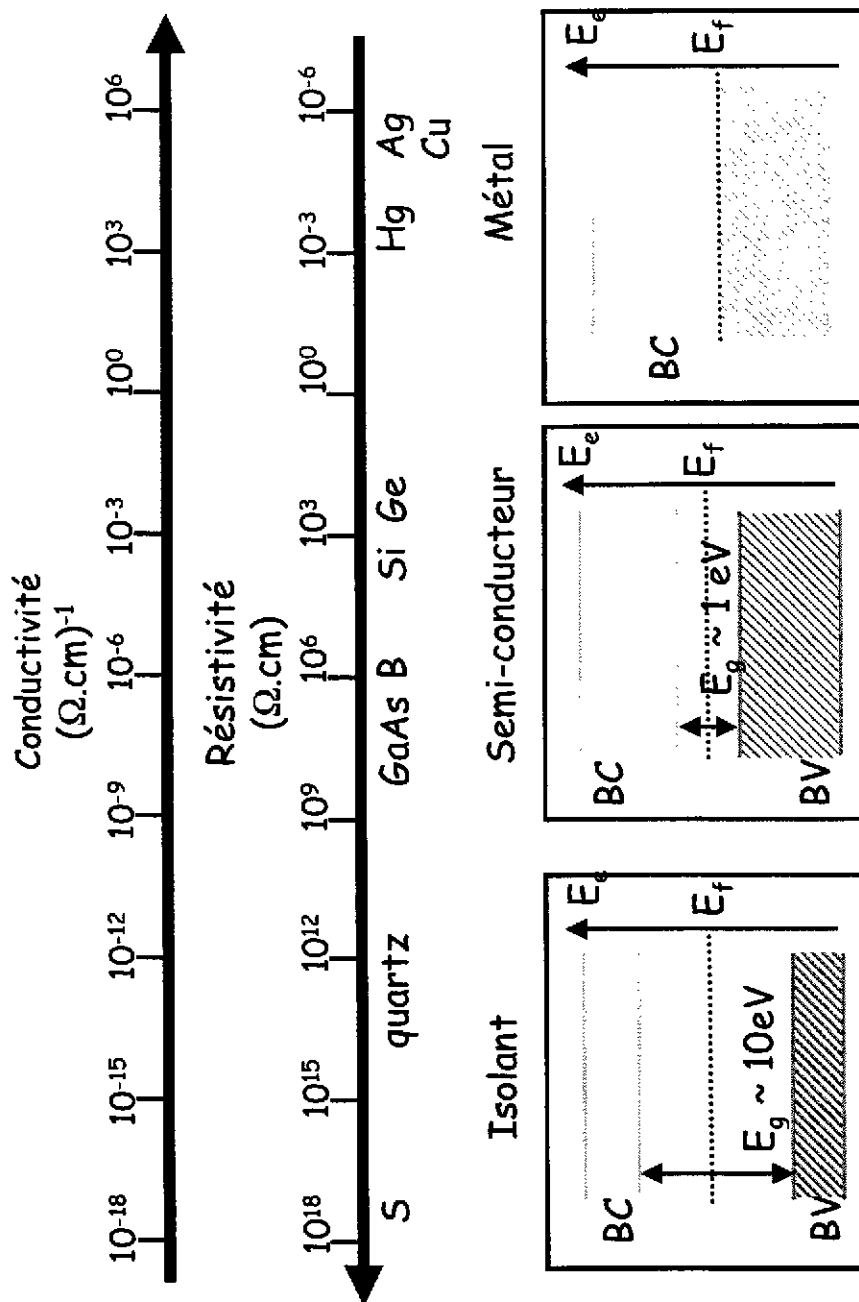


FIG. 26: Classification des solides suivant leur conductivité ou leur résistivité. Niveaux d'énergie.

Semi-conducteur	Largeur de la bande interdite E_g (à 300 K)	Énergie de création de paire
Si	1.12 eV	3.61 eV (300 K)
Ge	0.67 eV	2.96 eV (90 K)
Diamant C	5.47 eV	13.2 eV (300K)
GaAs	1.43 eV	4.27 eV
CdTe	1.5 eV	4.43 eV (300 K)
HgI ₂	2.1 eV	4.15 eV

TAB. 2: Récapitulatif des largeurs de gap et de l'énergie de création de paire pour différents matériaux semi-conducteurs.

le sens inverse de l'électron. La paire électron-trou est l'équivalent pour les semi-conducteurs de la paire électron-ion dans les gaz. Mais les trous n'étant qu'une manifestation du mouvement des électrons, leur mobilité n'est pas très différente de celle des électrons, alors que les ions se déplacent beaucoup plus lentement que les électrons dans un gaz. Le tableau 2 récapitule les valeurs de E_g et l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou dans divers semi-conducteurs utilisés pour la détection de rayonnements ionisants.

À température ambiante, dans un cristal intrinsèque (c'est à dire sans impureté) de semi-conducteur, il y a une concentration n (pour négatif) d'électrons dans la bande de conduction. Par neutralité électrique, la concentration p (pour positif) en trous est égale :

$$n = p$$

Sous l'effet d'une différence de potentiel, ces charges se déplacent en sens inverse et il y a apparition d'un courant. Cette propriété est rédhibitoire pour la détection. En effet, une particule traversant un semi-conducteur va ioniser le cristal et faire passer des électrons dans la BC. Il y a création d'un certain nombre de paires électron-trou. La collection de ces charges par application d'une tension sera noyée dans le mouvement des porteurs libres présents naturellement dans le cristal par agitation thermique. Concrètement, dans un cristal de silicium de 1 mm d'épaisseur et de 1 cm² de surface, l'application d'une tension de 500 V provoque l'apparition d'un courant de 0.1 A, qu'il faut comparer au courant de 1 μ A généré par le passage d'une radiation ionisante.

Il est donc impossible d'utiliser un semi-conducteur intrinsèque pour la détection (sauf s'il s'agit d'un semi-conducteur "grand gap" comme le diamant, dans lequel la génération thermique de porteurs est négligeable).

Dopage des semi-conducteurs : L'introduction contrôlée d'impuretés dopantes dans le cristal, dans des sites normalement occupés par les atomes du cristal intrinsèque, permet de se tirer de ce mauvais pas et de rendre les semi-conducteurs utilisables pour la détection de radiations ionisantes. Pour le silicium et le germanium, on distingue deux types de dopants (voir figure 27) :

- les atomes du groupe V (phosphore ou arsenic par exemple) qui sont pentavalents, par opposition au silicium ou au germanium qui sont tétravalents. L'électron de l'impureté restant, qui n'est pas engagé dans une liaison avec les atomes voisins, peut être

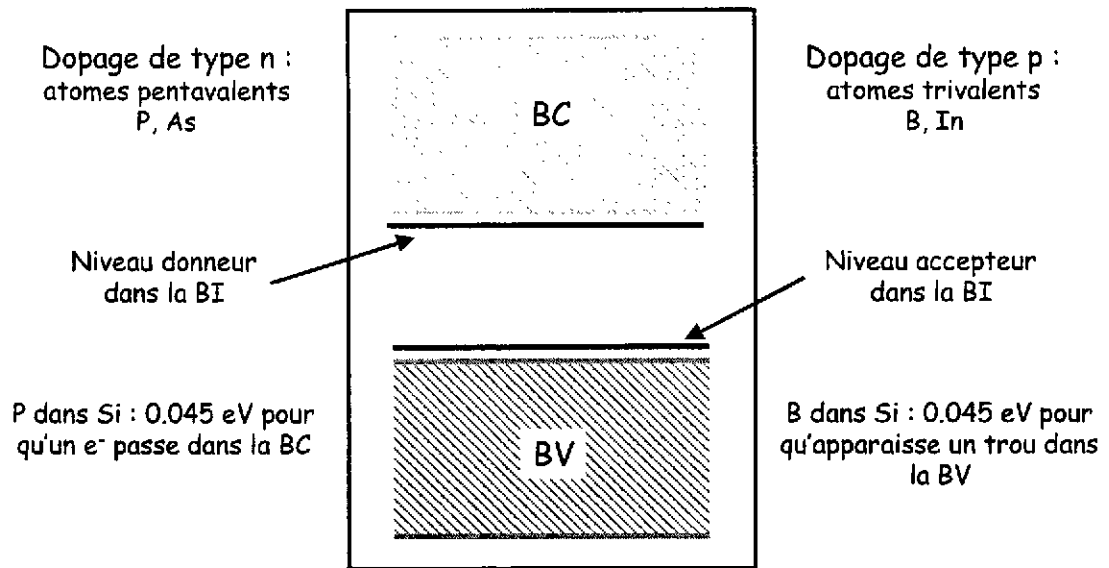


FIG. 27: Introduction d'impuretés dopantes dans un cristal de silicium ou de germanium. Création de niveaux d'énergie dans la bande interdite.

facilement arraché et passer dans la BC. Pour une impureté de P dans du Si, il suffit de 0.045 eV soit une énergie du même ordre que l'agitation thermique à température ambiante (~ 0.025 eV à 300 K). L'introduction d'un tel atome dans le cristal crée un niveau donneur d'électrons dans la BI, proche de la BC. L'impureté constitue un centre donneur fixe. La concentration en électrons est alors supérieure à la concentration en trous et augmente avec la concentration en impuretés : le semi-conducteur est alors de type n ($n > p$), les porteurs de charges mobiles majoritaires sont des électrons.

- les atomes du groupe III (bore ou indium par exemple) qui sont trivalents. Dans leur cas, il manque un électron pour remplir la bande de valence et il y a donc un excès de trous dans le cristal. L'impureté crée un niveau accepteur d'électron dans la BI, proche de la BV, vers lequel les électrons seront facilement excités. Pour une impureté de B dans du Si, il suffit là encore de 0.045 eV. L'atome dopant constitue un centre accepteur fixe. En présence de tels dopants, la concentration en trous est supérieure à la concentration en électrons, les trous sont les porteurs de charge mobiles majoritaires et le semi-conducteur est de type p ($p > n$).

Le dopage du cristal semi-conducteur crée donc des porteurs de charge mobiles supplémentaires et augmente la conductivité du cristal, mais ceci ne permet toujours pas de réaliser la détection dans de bonnes conditions. La situation est donc a priori encore pire ... Mais :

La jonction p^+n : Le fonctionnement de la plupart des détecteurs utilisés en physique nucléaire repose sur les propriétés de la jonction p^+n . La jonction, illustrée sur la figure 28, est constituée d'une région n enrichie en impuretés donneuses d'électrons, avec entre $N_D = 10^{12}$ et 10^{14} atomes dopants par cm^3 , au contact d'une région p^+ , le + signifiant qu'elle est très enrichie en impuretés acceptrices avec typiquement $N_A = 10^{18}$ atomes dopants par cm^3 . Concrètement, cette structure peut être réalisée par implantation ionique d'impuretés p

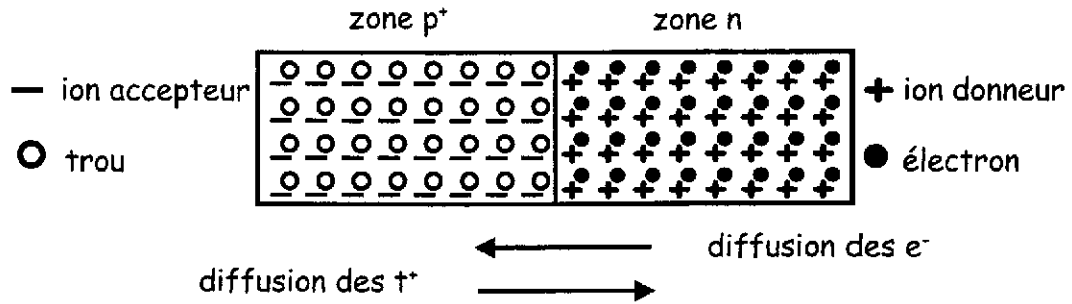


FIG. 28: Jonction p^+n avant équilibre.

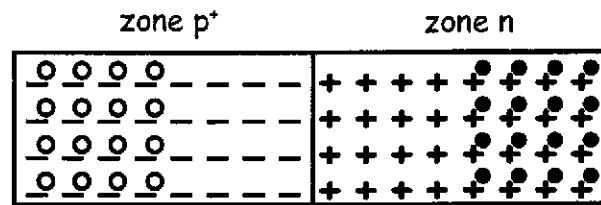


FIG. 29: Jonction p^+n à l'équilibre.

dans un cristal initialement de type n , suivie d'un recuit qui restaure la structure cristalline. L'énergie des ions implantés permet de contrôler l'épaisseur de la région p^+ .

Du fait des différences de concentration en électrons et en trous dans les deux régions et des différences d'énergie des niveaux occupés, les charges mobiles se mettent en mouvement : les trous de la région p^+ diffusent vers la zone n et les électrons de la région n diffusent vers la zone p^+ .

Les électrons diffusant se recombinent avec les trous rencontrés dans la région p^+ alors que les trous capturent les électrons de la région n . Grâce à ce processus de recombinaison, les deux régions étant initialement électriquement neutres, deux zones distinctes de charge d'espace apparaissent dans le cristal (figures 29 et 30). Ainsi, la zone n est chargée positivement du fait des ions dopants qui ont perdu leur électron et la zone p^+ apparaît chargée négativement à cause des électrons qui l'envahissent. Ces porteurs de charges sont fixes car ce sont les atomes des impuretés, qui sont substitués à des atomes de silicium ou de germanium. Du fait de l'importance de la concentration N_A de la zone p^+ par rapport à N_D de la zone n , la région de charge d'espace s'étend plus profondément dans le semi-conducteur de type n .

L'apparition de charge d'espace s'accompagne d'un champ électrique, dirigé de n vers p . Ce champ s'oppose à la diffusion naturelle des porteurs mobiles et une phase d'équilibre est atteinte. Une différence de potentiel V_0 , appelé potentiel de contact, s'installe. La zone située à la jonction des deux régions est désertée ou déplétée de porteurs mobiles et possède donc une résistivité très importante.

C'est cette caractéristique de déplétion qui est exploitée pour la détection. Les charges créées par le passage d'une radiation ionisante dans la zone de charge d'espace ne sont plus noyées dans un nombre élevé de porteurs mobiles, elles se séparent sous l'effet du champ et

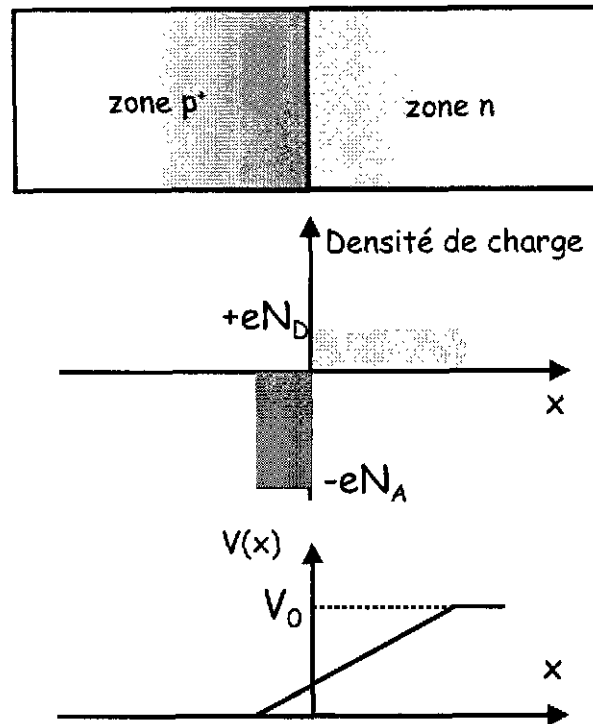


FIG. 30: Densité de charge et potentiel dans une jonction p^+n à l'équilibre.

migrent vers les bords de la zone déplétée, où sont placées des électrodes. Le mouvement des électrons et des trous induit sur ces électrodes, suivant le même principe que pour les détecteurs gazeux, un signal proportionnel à l'énergie déposée : on est en présence d'une chambre d'ionisation solide.

Dans la pratique, l'épaisseur naturellement déplétée de la jonction p^+n est faible, la zone utile pour la détection est donc réduite et le champ est trop peu intense pour assurer une collection efficace des charges. Il y a un fort taux de recombinaison des paires électron-trou. Une polarisation dite "inverse" est donc appliquée sur les électrodes du détecteur (voir figure 31). Son effet s'ajoute à celui du champ naturellement créé. Plus la tension V_{ext} est élevée et plus la zone déplétée soit l'épaisseur w de la zone de détection, est importante. En effet, on peut montrer que :

$$w \propto \sqrt{V_{ext}/N_D}$$

Plus la concentration N_D en impuretés donneuses dans la zone n est faible, plus l'épaisseur de la zone déplétée est importante.

La pureté, et donc la haute résistivité du cristal (qui est proportionnelle à $1/N_D$) sont des paramètres essentiels pour la fabrication de détecteurs. L'application d'une polarisation suffisante permet de dépléter totalement le détecteur et si la résistivité du matériau est grande, il est possible de le "surpolariser" afin de diminuer le temps de collection des charges et donc d'améliorer les performances de prise de temps. Il existe bien sûr une limite supérieure à la différence de potentiel qui peut être appliquée, au delà de laquelle des claquages qui peuvent avoir des conséquences irréversibles apparaissent. Cette tension limite est une fonction décroissante de la concentration en impuretés du cristal.

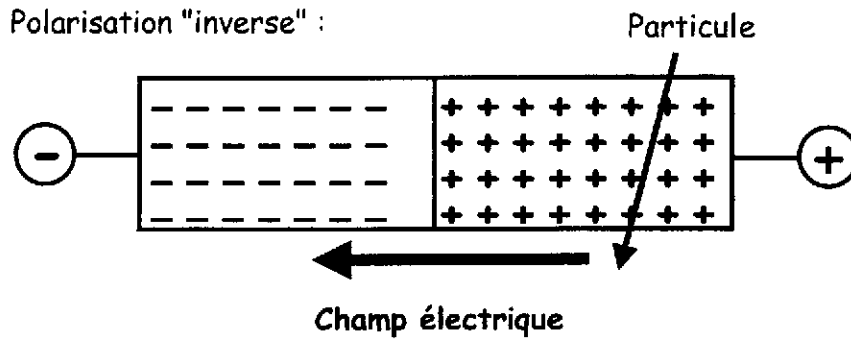


FIG. 31: Application d'une polarisation inverse à une jonction p^+n . Déplétion totale du détecteur.

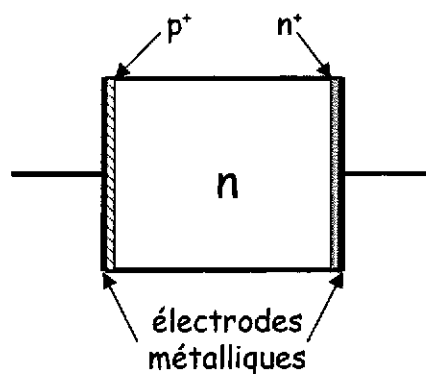


FIG. 32: Structure d'un détecteur semi-conducteur à jonction.

Bien que la résistivité de la zone déplétée soit élevée, l'application de la polarisation extérieure s'accompagne de l'apparition d'un courant inverse, principalement dû à la génération thermique de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace ainsi qu'au mouvement des porteurs de charge minoritaires de chaque région (trous de la région n et électrons de la région p).

La zone dépourvue de porteurs de charge mobiles s'étendant principalement dans la zone n , la région p^+ constitue une zone morte pour la détection. Les épaisseurs maximales de déplétion qui peuvent être obtenues avec des jonctions sont de l'ordre du millimètre.

En pratique, la réalisation d'une telle chambre d'ionisation solide nécessite une structure supplémentaire. En effet, le dépôt direct de métal sur un semi-conducteur pour former une électrode ne permet pas en général l'obtention d'un contact ohmique (voir le paragraphe 2.2.2). Pour obtenir un bon contact, il est nécessaire d'introduire une couche fortement dopée au contact avec le métal, comme le montre la figure 32.

Détecteurs à barrière de surface : Le principe de fonctionnement des détecteurs à barrière de surface repose sur le fait que la mise en contact d'un métal avec la surface oxydée d'un semi-conducteur (or avec silicium de type n ou aluminium avec silicium de type p) se comporte comme une jonction. La différence de niveau de Fermi des deux matériaux est

à l'origine d'un potentiel de contact, comme dans la jonction. Il se forme une zone déplétée, dont l'épaisseur peut être augmentée par application d'une polarisation inverse.

Détecteurs compensés, Si(Li) et Ge(Li) : La résistivité des semi-conducteurs étant limitée par la présence des impuretés et par la difficulté qu'il y a à les éliminer, il est difficile d'augmenter l'épaisseur de la région déplétée et donc du volume utile à la détection. Une alternative consiste à se rapprocher des caractéristiques du semi-conducteur idéalement pur en égalisant les concentrations en impuretés donneuses et acceptrices d'électrons. Cette méthode s'appelle la compensation.

Le procédé employé est la diffusion d'ion lithium, qui est donneur d'électrons, dans un semi-conducteur de type p , qui contient majoritairement des impuretés acceptrices. L'ion lithium est petit devant la maille du réseau cristallin et s'y déplace facilement. Le lithium est donc un dopant interstitiel, qui ne se substitue pas aux atomes du cristal. La diffusion dans le semi-conducteur se fait à haute température, sous l'effet d'un champ électrique, l'arrêt du processus étant déterminé par l'obtention d'une résistivité élevée.

L'avantage de ce type de détecteur est d'offrir des zones déplétées plus larges qu'avec une jonction, avec des profondeurs de l'ordre du centimètre. L'inconvénient majeur est que le lithium étant une impureté interstitielle, il faut contrôler son état de diffusion sur toute la durée de vie du détecteur. En particulier, les détecteurs Ge(Li) doivent être maintenus à la température de l'azote liquide même en dehors de leur utilisation.

Détecteurs Ge de haute pureté HPGe : Dans le cas particulier du germanium, les techniques modernes permettent d'atteindre de très hauts niveaux de pureté : jusqu'à seulement 10^{10} atomes d'impureté par cm^3 . Dans ce cas, le volume utile du détecteur, soit la zone désertée, est limitée par la taille des cristaux qu'il est possible de fabriquer. Il est ainsi aujourd'hui possible d'obtenir des détecteurs de 400 cm^3 de volume et des épaisseurs déplétées de plusieurs centimètres.

Étant donné le très faible gap du germanium (0.7 eV), à température ambiante, la génération thermique de porteurs induit un courant trop élevé lorsque le détecteur est polarisé. Ce type de détecteur fonctionne donc à la température de l'azote liquide et présente l'avantage, par rapport aux Ge(Li) qu'ils ont tendance à supplanter, de ne pas avoir à être refroidis en dehors des périodes d'utilisation.

MUST, un exemple de détection de particules chargées avec des semi-conducteurs :

Comme on l'a vu dans les paragraphes précédents, les détecteurs utilisant des semi-conducteurs fonctionnent sur le principe d'une chambre d'ionisation solide. La maîtrise de leur technologie de fabrication permet cependant d'aller bien au delà de la mesure d'énergie avec une bonne résolution. En effet, en utilisant des matériaux de haute résistivité, avec des électrodes de structure complexe, il est possible avec les semi-conducteurs de réaliser des mesures de position et de temps très performantes.

Afin d'illustrer ces possibilités, on a choisi (avec un peu de parti pris ...pardon ...) un exemple concret de détecteur : MUST (MUR à STRIPS) qui est destiné à la détection de particules légères, protons et deutons, de 0.5 MeV à quelques dizaines de MeV [Mus99]. La figure 33 présente une photographie de la moitié de l'ensemble. Il est constitué de huit

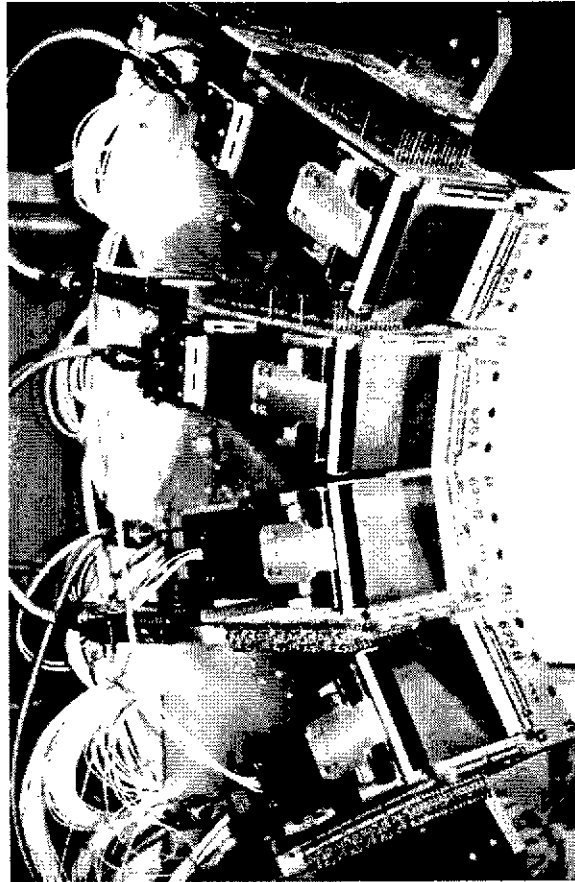


FIG. 33: Photographie de quatre modules du détecteur MUST.

modules identiques, chacun comprenant trois étages de détection, dont seuls les deux premiers sont semi-conducteurs :

- un détecteur silicium à pistes double face, de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et $6 \times 6\ \text{cm}^2$. Ces détecteurs sont en fait une juxtaposition de jonctions p^+n indépendantes dans un même cristal de silicium. Les implantations p^+ et leurs électrodes forment 60 bandes de 1 mm de large sur la face d'entrée. Les électrodes de la face arrière (soit des zones n^+ avec de l'aluminium) sont elles aussi des bandes de 1 mm de large, au nombre de 60, disposées perpendiculairement aux précédentes.
- un détecteur silicium compensé au lithium, de même surface et de 3 mm d'épaisseur.

Chacun de ces détecteurs permet une mesure de l'énergie ou de la perte d'énergie des particules incidentes avec une résolution de 50 keV. Ceci permet une bonne identification des particules assez énergétiques par la méthode $(E, \Delta E)$, comme on peut le voir sur la figure 34. Pour les radiations moins énergétiques qui s'arrêtent dans le silicium à pistes, l'identification est possible car la résistivité du silicium employé est très élevée, autorisant la surpolarisation des détecteurs et donc une bonne prise de temps. Les particules sont identifiées par mesure de leur temps de vol par rapport à un détecteur référence et de leur énergie (voir figure 34, à droite). La résolution en temps est de 500 ps pour un dépôt d'énergie de 2.3 MeV, 1 ns pour 500 keV.

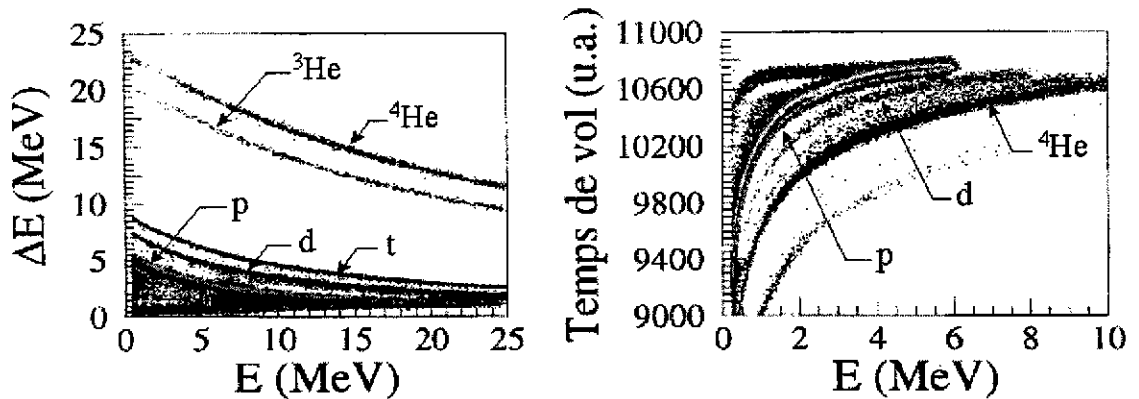


FIG. 34: Matrices d'identification obtenues avec le détecteur MUST. À gauche, identification par mesure de perte d'énergie dans le silicium à pistes et d'énergie dans le silicium compensé au lithium. À droite, identification des particules s'arrêtant dans le silicium à pistes par mesure de temps de vol et d'énergie.

Par ailleurs, la segmentation en pistes permet une localisation en deux dimensions des particules incidentes, avec une résolution correspondant au pas des pistes, soit 1 mm. Il faut noter que les performances de localisation des semi-conducteurs peuvent aller plus loin, avec l'utilisation de pistes moins larges, lues par groupes. La position est alors déterminée par division résistive des charges et les précisions peuvent atteindre quelques microns.

Cet exemple permet d'illustrer les potentialités des détecteurs semi-conducteurs pour la détection des particules chargées mais ils ont également une place prépondérante dans la détection des photons, pour laquelle les détecteurs au germanium offrent une résolution en énergie défiant toute concurrence, comme on le verra dans la partie suivante.

3 Les photons

Les photons se comportent dans la matière de manière radicalement différente des particules chargées. Comme ils ne portent pas de charge électrique, ils ne subissent pas l'interaction coulombienne à longue portée avec les électrons du cortège atomique, qui dans le cas des particules chargées conduit à une perte d'énergie continue, progressive et très probable.

Les photons ont avec la matière des interactions qui sont parfois qualifiées dans la littérature de "catastrophiques". Elles le sont en effet puisqu'elles modifient radicalement la trajectoire et l'énergie du photon incident, ou bien conduisent à sa disparition complète. De plus, ces interactions sont rares et les photons ont une probabilité non nulle de traverser n'importe quelle épaisseur de matière sans interagir. L'efficacité de détection des photons n'est donc pas de 100%. Ainsi, un photon de 10 MeV n'a que 14% de chances de subir une interaction à la traversée de 1 cm de germanium.

Les notions de parcours et de ralentissement définies dans le cas des particules chargées n'ont donc aucun sens pour les photons. Dans leur cas, on parlera de libre parcours moyen et d'atténuation. Soit σ la section efficace totale d'interaction d'un photon avec un atome du milieu considéré. La variation d'intensité d'un faisceau à la traversée d'une épaisseur dx

du matériau s'écrit :

$$-dI = I \times \sigma N \times dx$$

où N est le nombre d'atomes de masse atomique A par cm^3 . L'intensité du faisceau de photons varie donc avec l'épaisseur de la manière suivante :

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

où $\mu = \sigma N$.

μ est le coefficient d'absorption total. Le libre parcours moyen λ , défini comme la distance moyenne parcourue avant une interaction, lui est relié par :

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}$$

Il correspond à l'épaisseur de matériau au bout de laquelle le flux incident est atténué d'un facteur $1/e$. Cette atténuation résulte de divers types d'interaction, avec chacun un coefficient d'absorption. μ est la somme de tous les coefficients d'absorption des divers processus d'interaction possibles, dont les principaux sont détaillés dans les paragraphes suivants.

Ces mécanismes ont pour conséquence la mise en mouvement de particules chargées, électrons et positrons. La détection des photons se décomposent donc en deux phases :

- une première phase de "conversion" en particules chargées. Le matériau employé devra donc favoriser une conversion efficace, avec une absorption maximale.
- une phase de détection des particules chargées secondaires produites. On est ramené à la problématique développée dans la première partie. Le matériau doit donc présenter les propriétés nécessaires à cette détection.

3.1 Interaction des photons avec la matière

3.1.1 Effet photoélectrique

Il s'agit de l'absorption d'un photon d'énergie $E = h\nu$ par un atome du milieu (voir figure 35), suivie par l'émission d'un électron du cortège atomique, qui emporte une énergie cinétique E_{e^-} telle que :

$$E_{e^-} = h\nu - E_l$$

où E_l est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Cette énergie E_l est de l'ordre du keV dans les matériaux légers et de la dizaine de keV pour les milieux de Z élevé. L'effet photoélectrique est donc une réaction à seuil puisque le photon doit apporter une énergie au moins égale à E_l . En toute rigueur, pour respecter la conservation de l'impulsion, l'énergie cinétique se partage entre l'électron et l'atome ionisé. Cependant, l'électron étant beaucoup plus léger que l'ion, le recul de ce dernier peut être négligé.

Il est difficile de reproduire théoriquement la section efficace de l'effet photoélectrique. On peut montrer que :

$$\sigma_{photo} \propto (h\nu)^{-3.5} \times Z^5$$

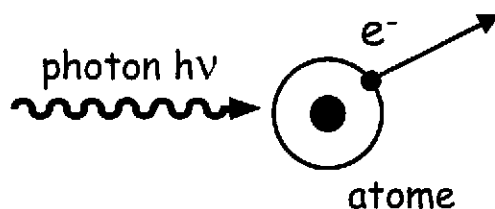


FIG. 35: Illustration schématique de l'effet photoélectrique.

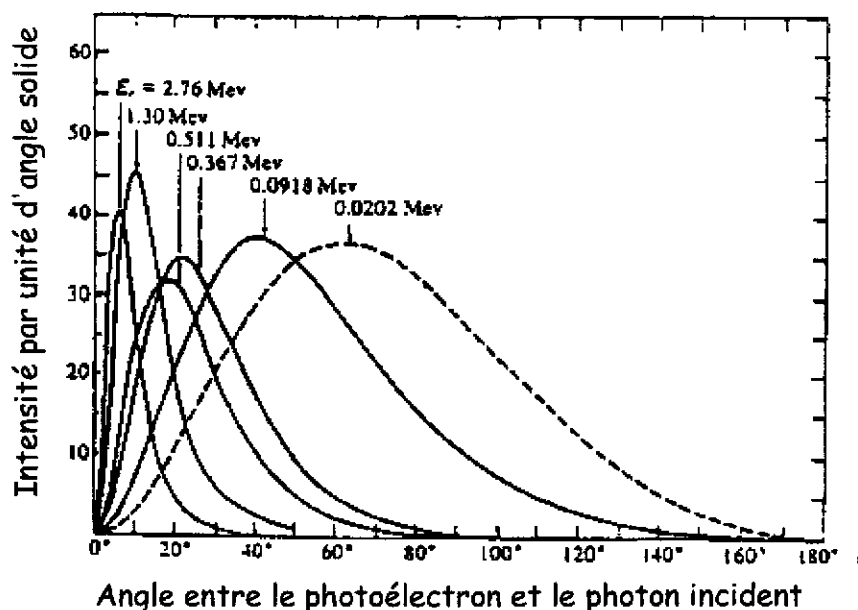


FIG. 36: Distribution angulaire des photoélectrons pour différentes énergies des photons incidents.

Elle décroît donc fortement avec l'énergie des photons incidents, mais présente une structure en dents de scie (voir figure 41), avec des discontinuités aux énergies de liaison des diverses couches ou sous-couches atomiques, qui traduisent l'augmentation du nombre d'électrons susceptibles de participer à l'effet photoélectrique. Au delà du seuil d'émission des électrons K, 80% de l'émission photoélectrique concerne les électrons de cette couche profonde.

La section efficace dépend fortement du numéro atomique du matériau. Le mécanisme est favorisé par les milieux de haut Z , dont l'utilisation sera donc privilégiée pour la protection et la détection. Comme on peut le voir sur la figure 36, l'émission des photoélectrons est d'autant plus focalisée vers l'avant que l'énergie des photons incidents est élevée.

L'émission de l'électron est suivie par un réarrangement du cortège atomique, par émission d'un photon X caractéristique ou bien d'un électron Auger. Ces particules sont généralement absorbées (suivant les modes d'interaction décrits ici) à proximité de leur lieu d'émission, mais il existe une probabilité non nulle d'échappement, plus importante pour les X.

L'effet photoélectrique présente donc un grand intérêt du point de vue de la détection ou de la protection puisque les photons incidents sont entièrement absorbés et que la mesure

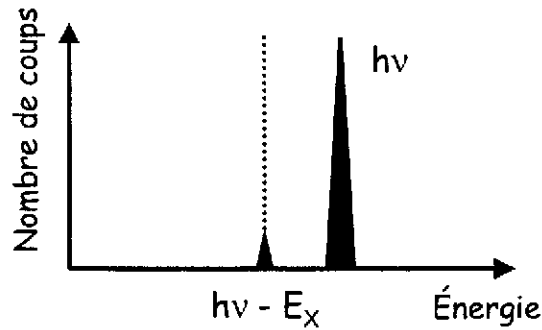


FIG. 37: Spectre en énergie mesuré résultant de l'effet photoélectrique dans un détecteur.

de l'énergie des électrons secondaires produits permet d'accéder à l'énergie de la radiation incidente. Dans un matériau hypothétique où les photons n'interagissent que par effet photoélectrique, on peut donc mesurer un spectre en énergie du type de celui qui est représenté sur la figure 37. Il comporte un pic principal centré sur l'énergie $h\nu$ des photons incidents et un pic de moindre intensité centré sur l'énergie $h\nu - E_X$ où E_X est l'énergie des X de réarrangement susceptibles de s'échapper.

3.1.2 Effet Compton

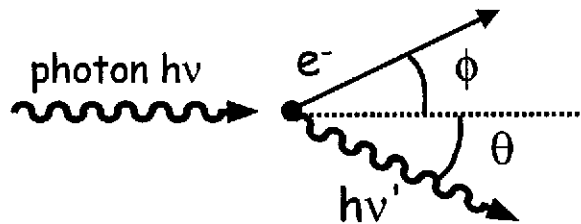


FIG. 38: Illustration schématique de l'effet Compton.

L'effet Compton est la diffusion élastique d'un photon d'énergie $h\nu$ sur un électron quasi-libre (voir figure 38), c'est à dire que l'énergie de liaison de l'électron à l'atome peut être négligée. C'est donc un processus qui intervient pour des énergies $h\nu$ supérieures aux énergie de liaison typiques. Le résultat de la réaction est la mise en mouvement d'un électron du milieu, qui emporte une fraction de l'énergie du photon incident sous forme d'énergie cinétique, mais, à la différence de l'effet photoélectrique, il subsiste un photon d'énergie $h\nu'$ en voie de sortie.

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de déterminer l'énergie emportée par les partenaires de la réaction et leur angle de diffusion. Ainsi :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

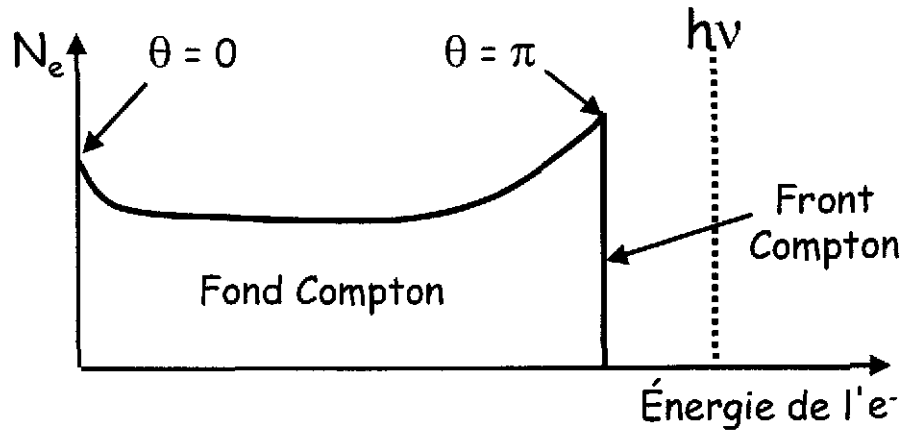


FIG. 39: Spectre en énergie mesuré résultant de l'effet Compton dans un détecteur.

où $m_e c^2$ est l'énergie de masse au repos de l'électron. L'énergie transférée dépend de l'angle de diffusion et les deux cas extrêmes correspondent à $\theta \rightarrow 0$ et $\theta = \pi$. Pour les petits angles de diffusion, l'énergie du photon diffusé est très proche de $h\nu$, l'électron n'emporte que peu d'énergie et le processus est donc peu efficace du point de vue de la détection. Pour $\theta = \pi$, le calcul donne :

$$E_{e^-} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2h\nu}}$$

L'énergie transférée à l'électron est alors maximale mais elle reste inférieure à l'énergie du photon incident. Pour la détection, l'effet Compton est donc plutôt un mécanisme parasite, puisque la seule mesure de l'énergie de l'électron ne permet jamais de reconstruire $h\nu$. En effet, dans un matériau où se produirait uniquement l'effet Compton, le spectre en énergie obtenu pour un faisceau de photons monoénergétique serait du type de celui présenté sur la figure 39.

La spectre se présente sous la forme d'un continuum, appelé fond Compton, s'étendant de 0 à l'énergie maximale des électrons, où le taux de comptage chute rapidement pour former le front Compton. Cette forme est caractéristique et reflète la distribution angulaire des photons diffusés, qui est donnée par la formule de Bethe, Klein et Nishina :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right)$$

où $\alpha = h\nu/m_e c^2$ et r_0 est le rayon classique de l'électron. La probabilité de diffusion Compton augmente donc linéairement avec Z , soit avec le nombre d'électrons susceptibles d'y participer. Cette distribution angulaire est très focalisée vers l'avant dès lors que l'énergie des photons incidents dépasse 500 keV.

3.1.3 Création de paire e^+e^-

La création de paire e^+e^- est la matérialisation d'un photon en un électron et un positron (voir figure 40). Cette réaction est énergétiquement possible lorsque $h\nu \geq 2m_e c^2 =$

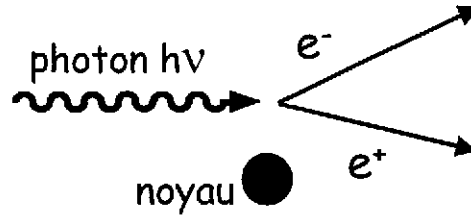


FIG. 40: Illustration schématique de l'effet de création de paire.

1.022 MeV. Les électron et positron emportent sous forme d'énergie cinétique l'énergie excédentaire à leur création, soit :

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2} (h\nu - 2m_e c^2)$$

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion imposent la présence d'un troisième corps, le plus souvent un noyau atomique, qui assure par son recul la conservation du moment. Cet effet ne peut donc pas se produire dans le vide. Théoriquement, la création peut avoir pour conséquence l'apparition de n'importe quelle paire particule-antiparticule, dès lors que l'apport énergétique est suffisant. En pratique, elle est observée essentiellement pour e^+e^- . La section efficace de création croît comme Z^2 et les matériaux lourds sont là encore favorisés.

Le processus de création de paire est le seul mode d'interaction des photons de haute énergie (voir paragraphe 3.1.4). Il est intéressant du point de vue de la détection et de la mesure de l'énergie des photons incidents car la totalité de l'énergie est transférée à la paire e^+e^- , mais il faut tenir compte de l'annihilation du positron en fin de son parcours. Ce mécanisme conduit comme on l'a vu à la production de deux photons de 511 keV, émis à 180° et qui sont susceptibles de s'échapper du détecteur. La mesure d'énergie ne donnera $h\nu$ qu'à condition que ces photons interagissent à leur tour dans le détecteur et y déposent la totalité de leur énergie. Tous les scénarii sont envisageables pour ces deux photons (effet photoélectrique, effet Compton simple ou multiple, création de paire ...), ce qui complique d'autant les spectres en énergie, comme on le verra au paragraphe 3.1.5).

3.1.4 Importance relative des trois mécanismes

Le coefficient d'absorption total μ est la somme des coefficients d'absorption correspondant aux trois mécanismes d'interaction décrits précédemment :

$$\mu(\text{cm}^{-1}) = \tau(\text{photoélectrique}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{paire})$$

La figure 41 montre son évolution en fonction de l'énergie des photons incidents dans un matériau fréquemment utilisé pour leur détection, le iodure de sodium NaI.

À basse énergie, le processus dominant est l'effet photoélectrique, avec la structure caractéristique en dent de scie à l'énergie correspondant à celle de la couche K. Entre 500 keV et 5 MeV, l'effet Compton est prédominant et au delà de 5 MeV, les photon n'interagissent avec la matière que par création de paire e^+e^- .

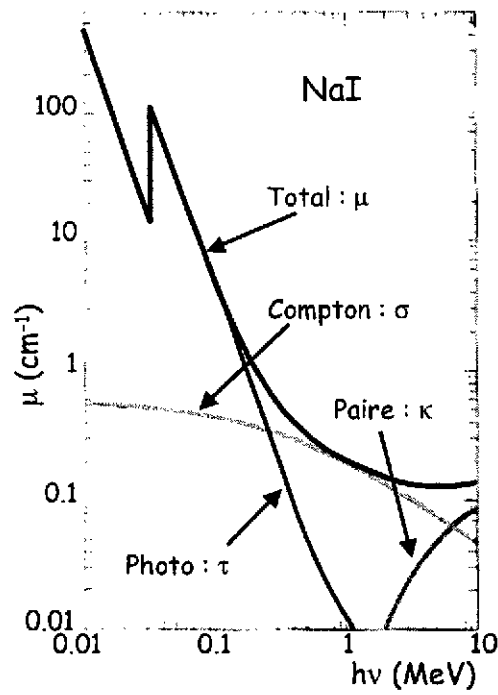


FIG. 41: Coefficient d'absorption totale en fonction de l'énergie des photons incidents dans du NaI. Décomposition des contributions de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la création de paire. Figure tirée de [Kno89].

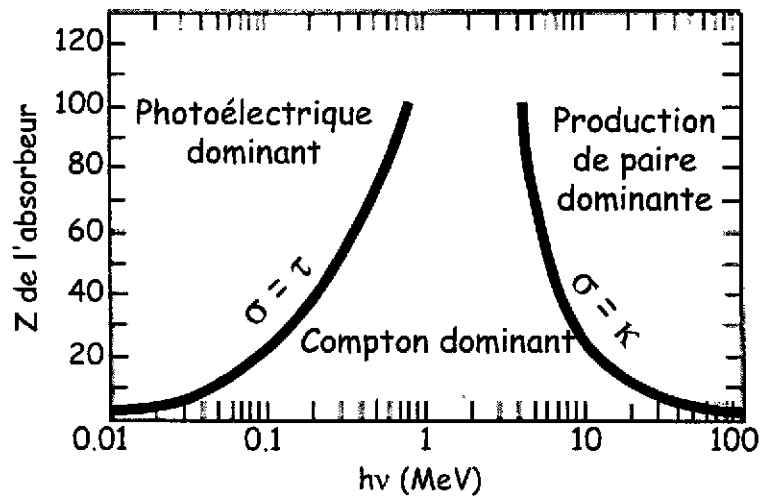


FIG. 42: Importance relative, en fonction de l'énergie et du Z de l'absorbeur, des trois modes principaux d'interaction des photons avec la matière. Figure d'après [Kno89].

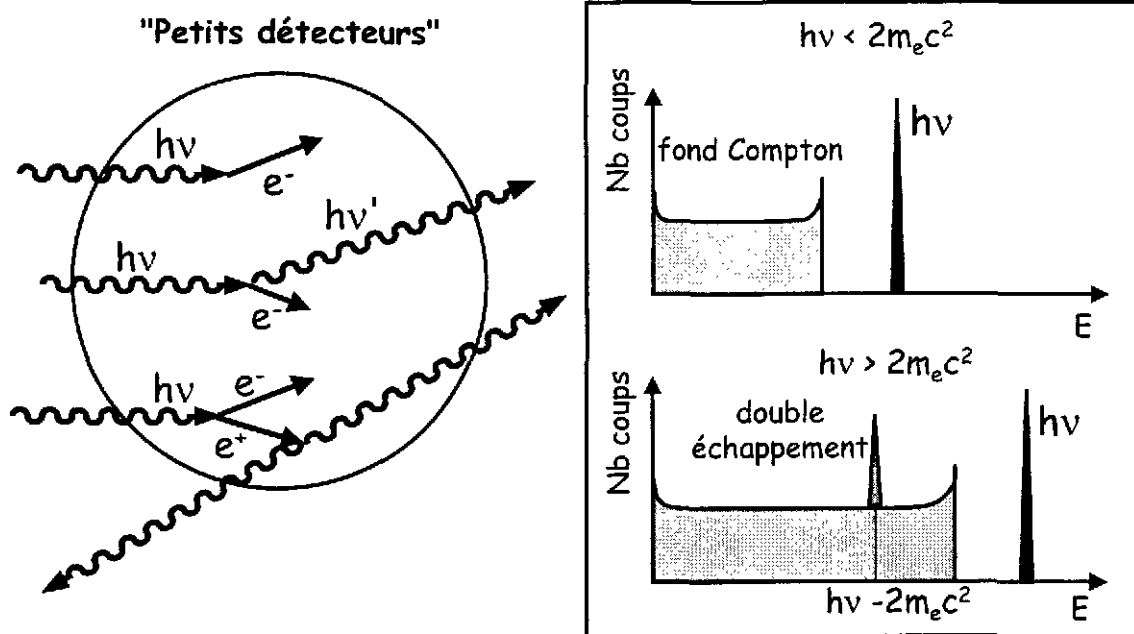


FIG. 43: Exemples de spectres mesurés dans un détecteur de "petite taille".

Comme on l'a vu, la région d'énergie dans laquelle l'effet Compton est le mécanisme dominant est problématique pour la détection et surtout pour la mesure de l'énergie des photons. L'intérêt de l'expérimentateur est qu'elle soit aussi réduite que possible et comme on peut le voir sur la figure 42, elle est d'autant plus restreinte que le matériau a un Z élevé, ce qui de plus améliore globalement l'absorption des photons.

3.1.5 Allure des spectres en énergie mesurés

La coexistence des trois modes d'interaction décrits précédemment conduit à l'apparition de différentes structures dans les spectres en énergie mesurés, selon que les produits de réaction sont absorbés ou non dans le milieu détecteur. Un cas extrême est celui du détecteur de très grande taille, dans lequel tout est absorbé : le spectre en énergie ne comporte qu'un seul pic, correspondant à l'énergie des photons incidents, dans lequel se mélangent tous les types d'événements.

L'extrême inverse est le détecteur de "petite taille", illustré par la figure 43. Dans son cas, les photons secondaires, produits lors d'une diffusion Compton ou par annihilation d'un positron après une production de paire, ont très peu de chance d'être absorbés à leur tour. Le spectre en énergie d'un faisceau de photons monoénergétique est alors plus complexe. Il comprend :

- un pic d'énergie totale $h\nu$, peuplé par des événements photoélectriques,
- un fond Compton,
- si l'énergie des photons est suffisante, un pic dit de double échappement situé à $h\nu - 1.022 \text{ MeV}$, provenant de "l'évasion" des photons d'annihilation des positrons.

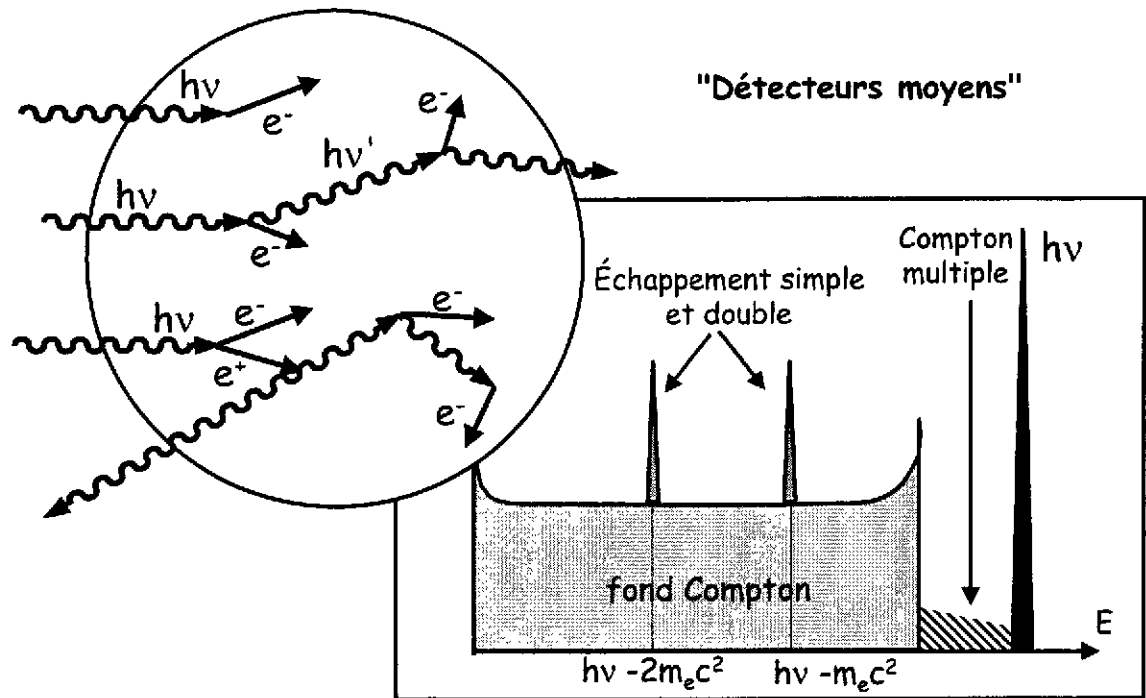


FIG. 44: Exemple de spectre mesuré dans un détecteur de "taille moyenne".

Entre ces deux extrêmes se trouve le détecteur de taille moyenne, ou plutôt le détecteur réaliste, illustré par la figure 44. Les photons secondaires ont une certaine probabilité d'être absorbés à leur tour, ce qui conduit à l'apparition de nouvelles structures. Le spectre en énergie d'un faisceau de photons monoénergétique comprend alors :

- un pic d'énergie totale $h\nu$, peuplé par des événements photoélectriques, Compton multiple et création de paire, ou toute combinaison des trois mécanismes conduisant à l'absorption totale de l'énergie des photons incidents.
- un fond Compton, peuplé par des événements de type Compton, simple ou multiple.
- entre le front Compton et le pic d'énergie totale, un groupe d'événements de type Compton multiple dont la somme des énergies est supérieure à l'énergie maximale accessible par Compton simple.
- un pic de simple échappement situé à $h\nu - 511 \text{ keV}$, correspondant à l'évasion d'un seul photon d'annihilation, peuplé par des événements comprenant une création de paire dans leur déroulement.
- un pic de double échappement situé à $h\nu - 1.022 \text{ MeV}$, correspondant à l'évasion des deux photons d'annihilation, peuplé par des événements comprenant une création de paire dans leur déroulement.

On retrouve ces structures autant de fois qu'il y a de photons d'énergies différentes pénétrant dans le détecteur, ce qui peut générer des spectres extrêmement compliqués et implique l'utilisation de détecteurs de très bonne résolution pour s'y retrouver.

3.2 Les détecteurs couramment utilisés

Les principaux modes d'interaction des photons avec la matière sont favorisés comme on l'a vu par les milieux de Z élevé. Les détecteurs de photons privilégient donc l'utilisation de tels matériaux. Les mécanismes d'interaction conduisent tous à la mise en mouvement d'électrons et de positrons et c'est la détection des ces particules qui permet de caractériser les photons incidents. Cette détection exploite essentiellement deux conséquences de l'interaction des électrons et positrons dans la matière, selon le type de détecteur employé.

Dans les détecteurs utilisant des matériaux scintillants, l'excitation (directe ou après ionisation) du milieu est le processus principal permettant la détection. La désexcitation des molécules se fait dans certains cas par émission de lumière, généralement dans le domaine visible. Cette lumière est par la suite à son tour convertie en électrons, par un tube photomultiplicateur ou par une photodiode, pour former un signal électrique. Si la particule incidente est un photon, sa détection avec un scintillateur comporte donc une succession de quatre étapes : conversion du photon incident en électron ou positron, excitation du scintillateur, émission de lumière, conversion en signal électrique.

Dans les paragraphes suivants, le mécanisme de scintillation des deux types de matériaux scintillants existants est brièvement exposé, puis le fonctionnement des ensembles de détection à base de scintillateur est présenté. Pour une description plus détaillée, on pourra consulter par exemple [Bou94].

Dans les détecteurs employant des semi-conducteurs, c'est l'ionisation du milieu par les particules chargées (provenant ou non de l'interaction de photons) qui permet la détection. Le processus est donc plus direct qu'avec des scintillateurs. Le silicium a $Z = 14$, il est donc peu employé pour la détection de photons, au profit du germanium ($Z = 32$). Le fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs étant exposé dans la partie précédente, on ne présentera ici qu'un exemple d'utilisation, à titre de comparaison avec les scintillateurs.

3.2.1 Détecteurs utilisant des matériaux scintillants

Les propriétés recherchées pour un matériau scintillant utilisé à des fins de détection sont généralement les suivantes :

- existence de niveaux moléculaires se désexcitant par émission de lumière
- linéarité de la conversion perte d'énergie des particules \rightarrow lumière
- transparence à la lumière émise
- constante de temps de désexcitation "courte"
- indice de réfraction proche de celui du verre pour faciliter le couplage à un tube photomultiplicateur

Ces qualités sont difficiles à réunir dans un même matériau et le choix dépend des contraintes expérimentales. Parmi les milieux scintillants, on distingue les matériaux organiques et inorganiques.

Les scintillateurs organiques ont un Z équivalent faible et ne sont donc pas appropriés à la détections de photons, mais très fréquemment utilisés pour les particules chargées et les neutrons, car ils sont riches en éléments légers. Ils sont rapides mais peu linéaires dans la conversion énergie-lumière.

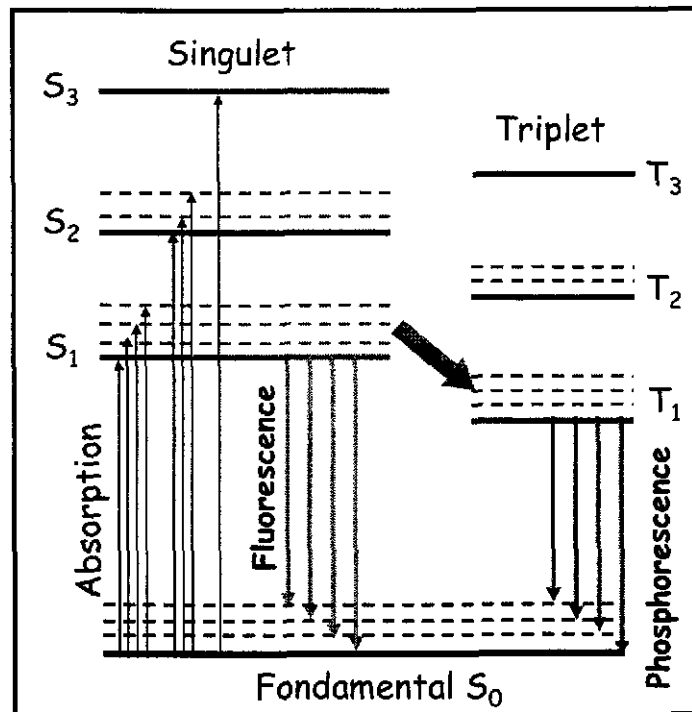


FIG. 45: Principe de la scintillation dans un matériau organique.

Les scintillateurs inorganiques sont des composés plus lourds et plus denses, de Z élevé et leur usage pour la spectroscopie de photons est très répandu. Ils sont plus linéaires que les précédents, mais en contrepartie, ils sont pour la plupart relativement lents.

Scintillateurs organiques : Les scintillateurs organiques sont composés de molécules aromatiques, formées sur le cycle du benzène, comme l'anthracène ($C_{14}H_{10}$), associées à d'autres substance. La scintillation est une propriété intrinsèque de ces molécules et elle ne dépend pas de leur état physique. On trouve donc des scintillateurs organiques cristallins, liquides ou encore plastiques.

La scintillation résulte de l'excitation d'électrons délocalisés appelés électrons π , de l'état fondamental S_0 vers des états triplets T_n ou singulets S_n (voir figure 45). Les niveaux S_0 et S_1 sont typiquement espacés de 5 eV dans les scintillateurs organiques les plus courants. Chaque niveau principal d'énergie est subdivisé en états plus rapprochés qui sont des états de vibration de la molécule, apparaissant en pointillés sur la figure 45.

Le passage d'une particule chargée (produite ou non par un photon) peut porter les électrons π dans n'importe lequel des états du groupe singulet (flèches montantes sur la figure). Si la particule incidente provoque une ionisation, la recombinaison de l'électron avec la molécule ionisée se fait le plus souvent sur un état triplet d'énergie élevée.

Pour les états singulets, la désexcitation de la molécule se fait séquentiellement d'abord par conversions internes non radiatives vers l'état S_1 (en un temps très court de l'ordre de la picoseconde) puis par transition radiative de S_1 vers un des états vibrationnels de l'état fondamental ou vers S_0 . Ces transitions sont rapides, avec une durée de vie typique de S_1 de l'ordre de quelques nanosecondes. Cette émission de lumière prompte est appelée

fluorescence.

Pour les états triplets, alimentés par l'ionisation de la molécule ou par transition non radiative d'un état singulet vers un état triplet (flèche en biais sur la figure 45), le principe est similaire. Des transitions non radiatives conduisent à l'état T_1 qui se désexcite par émission de lumière vers l'état fondamental et ses états vibrationnels. Le temps de vie de T_1 est sensiblement plus long que celui de S_1 et peut atteindre la milliseconde. Cette émission de lumière retardée est appelée phosphorescence. L'état T_1 se situant à plus basse énergie d'excitation, la longueur d'onde des radiations émises est plus longue que dans le cas de la fluorescence.

L'interaction de deux molécules excitées dans des états T_n peut conduire dans une molécule à une transition vers un état singulet d'énergie supérieure, donnant lieu à un phénomène de fluorescence retardée.

L'émission de lumière se faisant entre les états triplet et singulet les plus bas en énergie d'excitation, il n'y a que peu de recouvrement entre les bandes d'absorption et de scintillation, comme on peut le voir sur la figure 45. C'est un aspect essentiel pour la détection puisque la lumière émise consécutivement au passage d'une particule a peu de chances d'être auto-absorbée par le milieu de détection. Cependant, afin d'améliorer les rendements de scintillations, une substance permettant de décaler la longueur d'onde des photons est fréquemment rajoutée pour éviter que les photons émis interagissent avec les molécules scintillantes. Ainsi, un scintillateur organique est souvent composé d'un solvant, d'un soluté primaire responsable de la scintillation et d'un soluté secondaire ou *wave-shifter*.

Scintillateurs inorganiques Les scintillateurs inorganiques possèdent pour la plupart une structure cristalline (certains gaz, comme le xénon, ont également des propriétés de scintillation). Les niveaux d'énergie accessibles aux électrons se répartissent en bandes, comme on l'a vu précédemment pour les semi-conducteurs (voir figure 46). La largeur du gap entre bande de valence et bande de conduction est de l'ordre de 5 eV. On distingue deux catégories de scintillateurs :

- les matériaux dont la luminescence est due à la présence de molécules dopantes, comme les halogénures alcalins dopés au thallium : NaI(Tl), CsI(Tl)
- les matériaux qui émettent de la lumière sans adjonction d'impuretés : BaF₂, Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) ...

Dans les matériaux dopés, la scintillation repose sur la création de niveaux d'énergie dans la bande interdite par la présence de l'activateur. Le passage d'une particule crée des paires électron-trou, et les éléments de chaque paire se déplace librement dans le cristal. Il n'y a alors qu'une très faible probabilité pour que l'électron retourne dans la bande de valence par un processus radiatif sans la présence de dopant.

Lorsqu'un trou "rencontre" un atome de l'activateur, il y a ionisation de ce dernier, car le niveau ainsi occupé est énergétiquement plus favorable. Si un électron "croise" un tel activateur ionisé, il y a recombinaison en un atome neutre excité, les états excités de l'atome dopant se trouvant dans la bande interdite (voir figure 46). La décroissance vers l'état fondamental de l'activateur se fait le plus souvent par émission d'un photon de fluorescence, avec un temps de vie variable d'un état excité à l'autre. L'énergie du photon émis étant

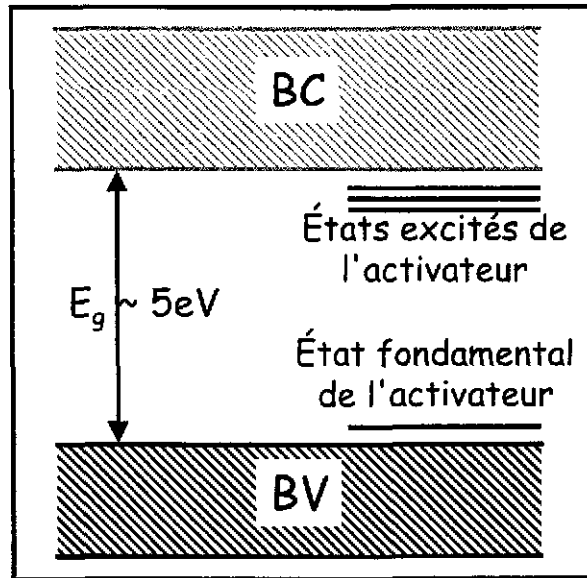


FIG. 46: Principe de la scintillation dans un matériau inorganique dopé.

inférieure à la largeur du gap, il n'est pas réabsorbé par le cristal, ni par l'impureté pour des raisons plus compliquées (décalage de Stokes ...).

Dans les matériaux non dopés, la scintillation a lieu grâce à l'apparition d'une bande permise dans la bande interdite, par formation d'excitons. Un exciton est un couple électron-trou dans lequel l'électron n'a pas reçu suffisamment d'énergie pour franchir le gap. Électron et trou restent alors électrostatiquement liés, et occupent un état dans une bande d'une largeur d'environ 1 eV proche de la bande de conduction. La désexcitation de ces états se fait par transition radiative, souvent vers des états de phonons du cristal situés dans la bande interdite et proches de la bande de valence. Le photon de fluorescence émis a alors une énergie inférieure à la largeur du gap.

Dans les scintillateurs dopés ou non dopés, l'émission de lumière dépend des caractéristiques des états excités peuplés, et en particulier de leur temps de vie. En général, la période de fluorescence est plus longue que pour les scintillateurs organiques et va de la centaine de nanosecondes jusqu'à la microseconde. Il peut également exister une composante lente de phosphorescence, si certains états ont une durée de vie très longue

Propriétés des matériaux scintillants : Les caractéristiques principales d'un matériau scintillant sont son efficacité de scintillation et la rapidité de sa réponse qui dépend, comme on l'a vu, des durées de vie moyennes des niveaux conduisant à l'émission de photons. Les paramètres des principaux scintillateurs utilisés en physique nucléaire sont récapitulés dans le tableau 3.

L'efficacité de scintillation est le rapport entre le nombre moyen de photons émis n_{ph} et l'énergie déposée ΔE par la radiation incidente :

$$\varepsilon = \frac{n_{ph}}{\Delta E}$$

Ce paramètre est déterminant pour la détection puisqu'il va conditionner la résolution en

Scintillateur	Nombre de photons par MeV	Constante de temps principale
Anthracène	17000	30 ns
NE102	11000	2 ns
NE213	13000	3.7 ns
NaI(Tl)	43000	230 ns
CsI(Tl)	45000	1 μ s
BGO	8000	300 ns
BaF ₂	8000	0.6 ns et 620 ns

TAB. 3: *Efficacité de scintillation et constante de temps principale des scintillateurs usuels*

énergie accessible avec le matériau. Elle sera d'autant meilleure que l'efficacité de scintillation sera élevée. Le scintillateur peut également être caractérisé par son rendement de scintillation, qui est le rapport de l'énergie lumineuse émise sur l'énergie initialement déposée :

$$R = \frac{n_{ph} \times h\nu}{\Delta E}$$

Dans un NaI(Tl) détectant des photons à température ambiante, 13% de l'énergie déposée sont convertis en lumière.

Dans le tableau 3, on remarque que les scintillateurs organiques ont une efficacité de scintillation moins élevée que les scintillateurs inorganiques NaI(Tl) et CsI(Tl). Leur constante de temps est plus courte, de l'ordre de la nanoseconde. Le fluorure de baryum (BaF₂) se distingue cependant parmi les scintillateurs inorganiques par sa composante très rapide qui lui confère de très bonnes performances pour la prise de temps. On constate à partir des données du tableau 3 que l'énergie nécessaire à la création d'un photon de scintillation varie entre 25 eV dans le meilleur des cas et ~ 100 keV pour la plupart des scintillateurs. Cette énergie est plus élevée que celle nécessaire à la création d'une paire électron-ion dans un gaz ou d'une paire électron-trou dans un semi-conducteur et les détecteurs à scintillation ont en général une résolution en énergie moins bonne que les détecteurs gazeux ou a fortiori que les semi-conducteurs.

Discrimination de forme : Dans les scintillateurs, organiques ou inorganiques, le peuplement des différents états participant à l'émission de lumière dépend de la particule incidente, et plus précisément de son pouvoir ionisant. Des états de durée de vie variable sont donc plus ou moins alimentés selon la nature de la radiation incidente. Ceci a des conséquences sur le signal de lumière observé. Il est ainsi possible d'identifier les particules interagissant dans le scintillateur en mesurant l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse, ce qui est fort utile d'un point de vue expérimental.

Dans les scintillateurs organiques, les particules ayant un fort pouvoir ionisant favorisent le peuplement des états triplets et donc l'émission lente de lumière, comme on peut le voir sur la figure 47. L'impulsion lumineuse a une composante lente plus importante pour les particules α que pour les neutrons (qui mettent en mouvement des protons dans le scintillateur) et les photons (qui mettent en mouvement des électrons).

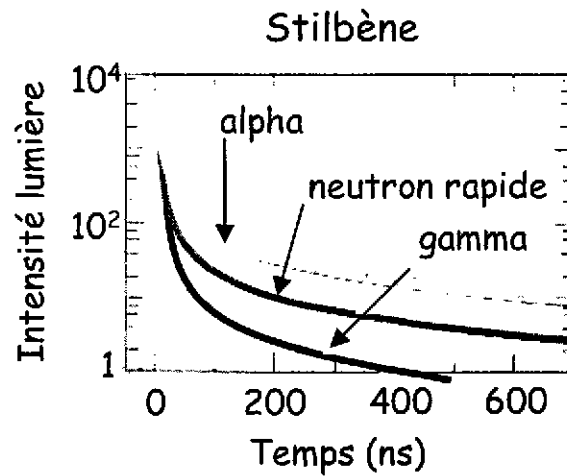


FIG. 47: Répartition de l'intensité lumineuse en fonction du temps pour différentes particules incidentes dans du stilbène : gamma, neutron et alphas. Figure d'après [Bol61].

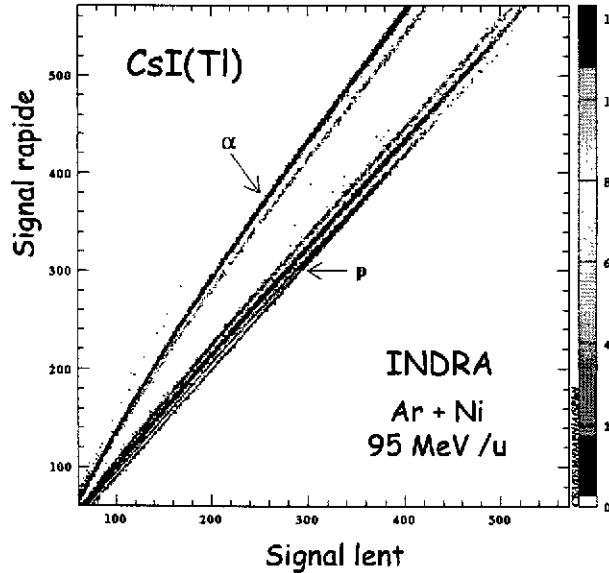


FIG. 48: Discrimination sur la forme du signal permettant une identification des particules incidentes dans un scintillateur CsI(Tl) du multidétecteur INDRA. Données fournies par J.L. Charvet, collaboration INDRA (merci à nouveau ...).

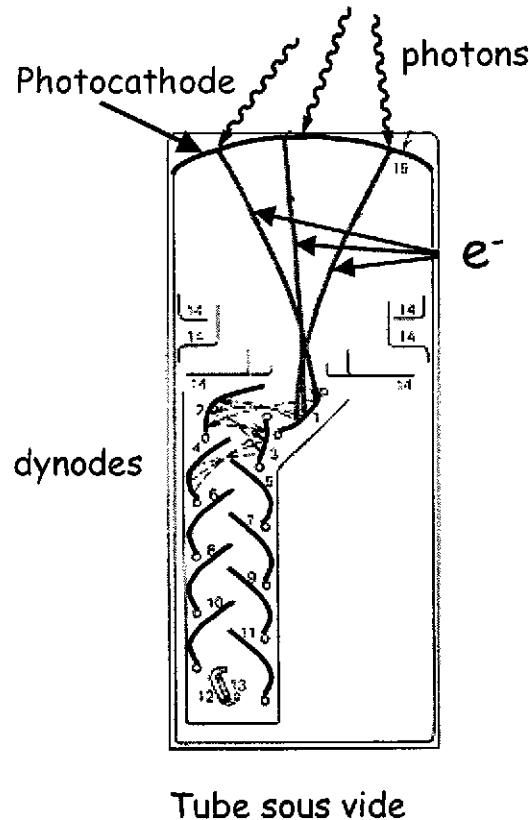


FIG. 49: Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur. Figure d'après [Kno89].

Dans les scintillateurs inorganiques, les particules fortement ionisantes favorisent la formation d'un grand nombre d'excitons dont la recombinaison radiative est plus rapide que lorsqu'un électron passe dans la bande de conduction. Ainsi, dans un plan (signal rapide, signal lent), les différents types de particules pénétrant dans le détecteur se répartissent sur des lignes distinctes, comme on peut le voir sur la figure ??.

Tubes photomultiplicateurs : Un signal lumineux n'est pas maniable du point de vue expérimental et pour exploiter les informations délivrées par un scintillateur, il est nécessaire de le convertir en impulsion électrique. Un des dispositifs couramment utilisé est le tube photomultiplicateur (PM), dont un schéma est présenté sur la figure 49. Pour assurer une efficacité maximum, un grand soin doit être porté au raccordement entre le scintillateur et le PM (guide de lumière, grasse optique ...).

Un PM est constitué de plusieurs éléments encapsulés dans une ampoule à vide poussé : une photocathode, une optique de guidage, une structure amplificatrice et une électrode de collection.

La photocathode permet la conversion des photons de scintillation en électrons par effet photoélectrique. Elle est constituée d'un dépôt de matériau semi-conducteur photoémissif (AgOCs, SbKCs, SbRbCs ...) dont la sensibilité spectrale doit être adaptée à la lumière émise par le scintillateur. Son épaisseur est optimisée de manière à absorber le maximum de

photons tout en permettant aux électrons d'atteindre sa surface et de s'échapper. Elle est caractérisée par son efficacité quantique α , qui est le rapport du nombre d'électrons émis sur le nombre de photons incidents. Celle-ci est typiquement de l'ordre de 20 à 30%.

À la sortie de la photocathode, les électrons pénètrent dans l'optique de guidage dont le rôle est de les focaliser sur le premier élément de la structure amplificatrice. Ce système est caractérisé par son efficacité de collection η , qui est en général supérieure à 80%. L'optique assure également que le temps de transit entre la photocathode et la structure amplificatrice soit indépendant du lieu d'émission des électrons, grâce à des électrodes focalisatrices et à la géométrie particulière de la photocathode. Ceci permet de préserver les caractéristiques temporelles de l'impulsion lumineuse initiale.

La structure amplificatrice est constituée d'un ensemble d'électrodes appelées dynodes. Elles sont composées d'un matériau isolant ou semi-conducteur comme CuBeO. Entre chaque dynode, les électrons sont accélérés par une tension de l'ordre de 100 V. L'énergie ainsi acquise par un électron (~ 100 eV) est perdue à l'arrivée à la dynode suivante en libérant par émission secondaire un trentaine d'électrons, dont environ cinq parviendront à l'étage suivant. Le processus se répète à chaque électrode de la structure amplificatrice et il y a multiplication de la charge initiale créée par les photons de scintillation. La tension appliquée sur les dynodes est telle que le gain est constant à chaque niveau.

Après la dernière dynode, les électrons se dirigent vers l'anode collectrice, qui transmet le signal vers le circuit extérieur tout en limitant l'apparition d'une charge d'espace qui limiterait la linéarité des signaux. Le gain G du tube photomultiplicateur par rapport au nombre de photons de scintillation incidents est défini par la contribution de chacune des structures du PM :

$$G = \alpha \times \eta \times \delta^N$$

où :

- α est l'efficacité quantique de la photocathode
- η est l'efficacité de collection de l'optique de guidage
- δ est le facteur multiplicatif à chaque dynode
- N est le nombre d'étages de la structure amplificatrice

Le gain G est une fonction rapidement croissante de la tension appliquée au PM et est donc très sensible à ses fluctuations. Il est également sensible aux variations de température, qui peuvent modifier les propriétés photoémisives de la photocathode et l'émission secondaire d'électrons par les dynodes. Avec un nombre de dynode typique $N = 10$, G atteint 10^6 - 10^7 .

Les scintillateurs couplés à des tubes photomultiplicateurs sont essentiellement utilisés pour la mesure d'énergie et de temps de passage des particules incidentes, particules chargées, photons ou encore neutrons. Il faut cependant noter qu'une localisation grossière dans une direction est possible. Le scintillateur (plastique dans ce cas) est alors couplé à deux PM, situés chacun à une extrémité du détecteur. La détermination de la position se fait par une mesure de la différence de temps entre les signaux délivrés par chaque PM. Celle-ci est reliée à la position d'impact de la particule incidente via la vitesse des photons de scintillation dans le matériau, qui est de l'ordre de 15 cm / ns .

Photodiodes : La photodiode est une alternative au PM pour la conversion lumière-courant. Elle est constituée d'une jonction p^+n polarisée en inverse dans laquelle les photons de scintillation créent des paires électron-trou par effet photoélectrique. Le nombre de paires est proportionnel à l'énergie du photon incident. Ce type de capteur est particulièrement adapté à l'émission lumineuse d'un CsI(Tl).

Les photodiodes ont un encombrement plus faible que les PM (~ 2 mm d'épaisseur) et une faible consommation de puissance. Elles sont insensibles aux effets des champs magnétiques pouvant être présents dans l'environnement du détecteur et aux variations de température, ce qui n'est pas le cas des PM. Cependant, leurs dimensions de détection sont limitées et le couplage à des scintillateurs de grand volume est impossible. Le signal délivré par une photodiode doit être préamplifié, à la différence de celui d'un tube photomultiplicateur. Leur réponse temporelle est plus lente que celle d'un PM, leurs performances pour la prise de temps sont donc moins bonnes et le taux de comptage acceptable est plus bas.

3.2.2 Détecteurs germanium

Le germanium est largement utilisé en physique nucléaire pour la détection de photons. Avec ce matériau, il est possible d'obtenir des profondeurs de déplétion et donc de détection plus importantes qu'avec le silicium et donc des détecteurs plus efficaces. Son Z plus élevé le rend, de plus, plus approprié. Les diverses configurations géométriques possibles de détecteurs au germanium sont présentées figure 50.

L'avantage majeur du germanium vis à vis des scintillateurs est son excellente résolution en énergie, indispensable pour les expériences dans lesquelles les spectres comportent un grand nombre de raies. Cette caractéristique est illustrée par la figure 51, qui représente une comparaison des spectres de décroissance de ^{108m}Ag et ^{110m}Ag enregistrés avec un NaI(Tl) associé à un PM et avec un Ge(Li). La supériorité du Ge(Li) est évidente car il révèle de nombreux pics indiscernables avec le NaI(Tl).

Les résolutions typiques des détecteurs au germanium sont de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent, à comparer aux 5-10% offerts par les NaI(Tl). Cependant, les germanium ne sont pas les plus performants pour de nombreuses applications. Les NaI(Tl) peuvent en effet être de très grande taille et couvrir un grand angle solide, ce qui combiné à leur densité élevée donne une grande probabilité d'interaction pour les photons. Le Z élevé de l'iode (53) assure l'absorption totale de l'énergie d'un grand nombre de photons et le rapport pic d'énergie totale sur fond est plus favorable que dans les germanium. Ainsi, l'efficacité d'absorption totale dans un NaI(Tl) peut être supérieure d'un ordre de grandeur à celle d'un détecteur au germanium.

De plus, l'utilisation de Ge(Li) ou de HPGe nécessite la mise en œuvre d'un système cryogénique très contraignant. Finalement, leur prix devient vite rédhibitoire, puisqu'un seul détecteur peut coûter plusieurs dizaines de kilofrancs, voire plusieurs centaines pour les structures les plus complexes. Dans de nombreuses expériences où il n'y a que quelques raies à caractériser, comme l'excitation coulombienne de noyaux légers par exemple, on préférera donc couvrir efficacement un grand angle solide à moindre coût avec des scintillateurs.

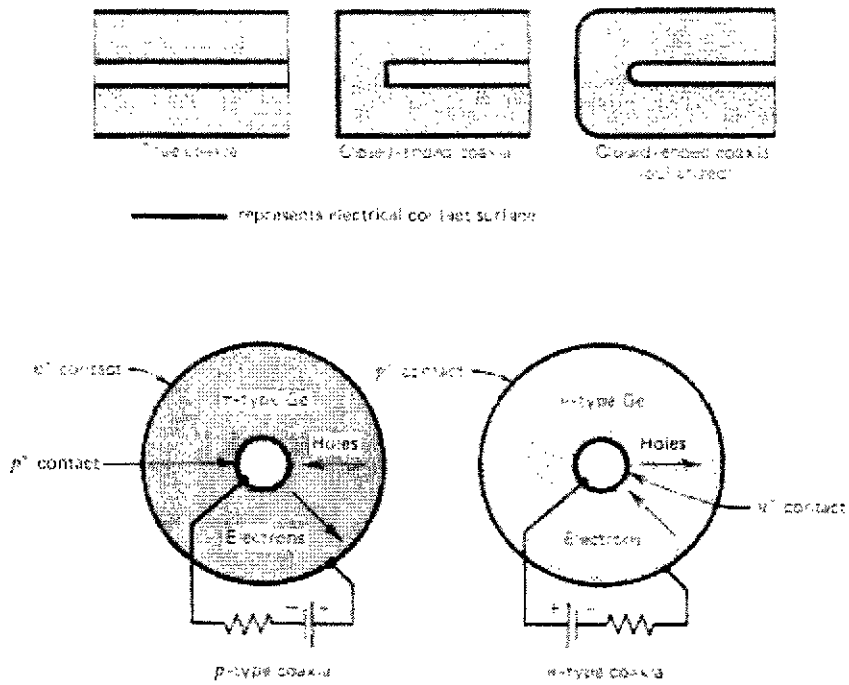


FIG. 50: Configurations géométriques usuelles des détecteurs germanium. Figure tirée de [Kno89].

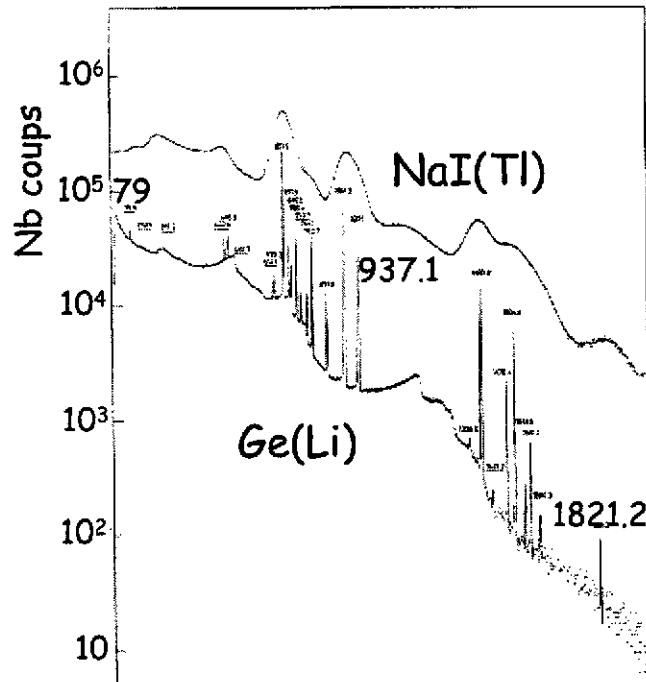


FIG. 51: Comparaison de spectres de décroissance de ^{108m}Ag et ^{110m}Ag mesurés avec un $\text{NaI}(\text{Tl})$ associé à un PM et avec un $\text{Ge}(\text{Li})$. Figure d'après [Phi70].

4 Les neutrons

Tout comme les photons, les neutrons ne portant pas de charge électrique, ils ne subissent pas l'interaction coulombienne à longue portée avec le cortège atomique, qui est le mode principal de ralentissement des particules chargées. Leur interaction avec la matière présente donc des similitudes avec celle des photons. Leurs échanges avec la matière sont eux aussi "catastrophiques" et conduisent à leur absorption ou à une modification significative de leur trajectoire et de leur énergie. Ils sont en outre peu probables et les neutrons peuvent traverser une grande épaisseur de matière sans interagir. Pour les neutrons, ce sont donc à nouveau les concepts d'atténuation et de libre parcours moyen plutôt que de parcours et de ralentissement qui interviennent.

À la différence des photons, les partenaires de réaction des neutrons sont les noyaux du milieu et les produits de réaction sont des particules chargées lourdes ou bien des photons. La détection des neutrons se décompose donc, comme dans le cas des photons, en deux phases : une phase de conversion qui doit être favorisée au maximum par le milieu de détection ; une phase de détection des particules lourdes ou des photons produits où la problématique est celle développée dans les deux premières parties de ce cours.

Les sections efficaces de réaction des neutrons étant fortement dépendantes de leur énergie, il est commode de les séparer en deux catégories, lents et rapides. Dans la suite de cette partie, les mécanismes d'interaction de ces deux types de neutrons employés dans les détecteurs sont présentés. Puis, le fonctionnement des détecteurs gazeux et à scintillation adaptés à leur détection sont exposés. Pour une description plus détaillée, on pourra consulter [Elm94].

4.1 Interaction des neutrons avec la matière

Les neutrons se répartissent en plusieurs catégories en fonction de leur énergie et des mécanismes mis en jeu dans leur interaction avec la matière. Ainsi, on distingue :

- les neutrons "lents" avec une énergie comprise entre 0.01 eV et 1 keV
- les neutrons "rapides" dont l'énergie est supérieure à 100 keV
- les neutrons "intermédiaires" qui couvrent la plage d'énergie 1 keV-100 keV

Un découpage moins fin sera utilisé dans la suite où seront décrits les interactions des neutrons lents puis celles des neutrons rapides.

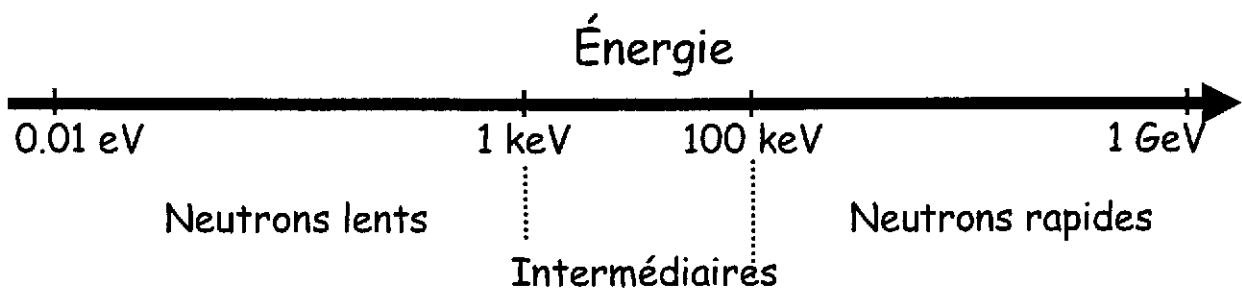


FIG. 52: Classification énergétique des neutrons.

4.1.1 Interaction des neutrons lents avec la matière

Les réactions de diffusion élastique sont peu efficaces pour la détection des neutrons lents car l'énergie communiquée au noyau de recul est faible, ce qui rend sa détection difficile. Les réactions d'absorption sont donc privilégiées et leur section efficace augmente au fur et à mesure que l'énergie des neutrons décroît. Pour les neutrons thermiques (0.025 eV), elles constituent le processus dominant. La détection des neutrons lents est donc souvent une séquence de thermalisation (ou ralentissement) par diffusions et d'absorption.

Les réactions les plus fréquemment utilisées dans les détecteurs, du fait de l'importance de leur section efficace, sont les suivantes :

- $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha$ ou $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li}^* + \alpha$, dont le bilan énergétique est $Q = +2.792\text{ MeV}$ ou $Q = +2.310\text{ MeV}$, et la section efficace vaut $\sigma = 5327\text{ barns}$ pour les neutrons thermiques
- $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p$, avec $Q = +0.764\text{ MeV}$, $\sigma = 950\text{ barns}$
- $^{235}\text{U} + n \rightarrow F_1 + F_2$, où F_1 et F_2 sont des fragments de fission et $Q \sim +160\text{ MeV}$, $\sigma = 580\text{ barns}$
- $^{155,157}\text{Gd} + n \rightarrow ^{156,158}\text{Gd}^* \rightarrow ^{156,158}\text{Gd} + \gamma's$, avec $Q = 8\text{ MeV}$, $\sigma^{155} = 56000\text{ barns}$ et $\sigma^{157} = 242000\text{ barns}$

Ces réactions sont très exothermiques et l'énergie emportée par les produits de réaction chargés ou par les photons n'est pas représentative de la très faible énergie du neutron incident. La détection de neutrons lents par le biais de ces réactions ne permet donc qu'une mesure du flux neutronique ou de la multiplicité, mais pas de l'énergie.

4.1.2 Interaction des neutrons rapides avec la matière

Pour les neutrons rapides, les sections efficaces de capture sont très faibles et la diffusion élastique sur les noyaux du milieu traversé est le processus dominant. Le transfert d'énergie par collision est d'autant plus efficace que le partenaire de la réaction est léger. Ainsi, les matériaux contenant de l'hydrogène sont de bons ralentisseurs des neutrons rapides.

Le neutron incident est susceptible de ne transférer qu'une fraction de son énergie aux noyaux du milieu traversé avant de s'en échapper. La mesure de l'énergie des particules chargées produites n'est donc pas forcément représentative de l'énergie du neutron. Celle-ci est souvent évaluée plutôt par une mesure de temps de vol.

4.2 Les détecteurs couramment utilisés

Les détecteurs utilisés en physique nucléaire pour la caractérisation des neutrons appartiennent le plus souvent aux familles décrites dans les précédentes parties du cours. Leur fonctionnement nécessite une adaptation spécifique mais ne diffère pas fondamentalement de ce qui a été décrit auparavant. Dans les paragraphes suivants, les détecteurs gazeux et à scintillation adaptés aux neutrons sont donc décrits. Puis, deux exemples concrets d'utilisation de détecteur à scintillation sont présentés.

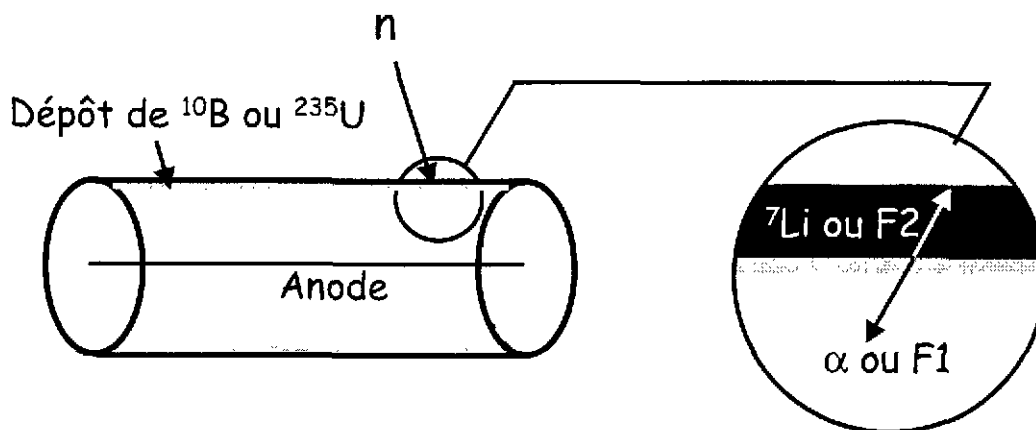


FIG. 53: Schéma de principe d'une chambre d'ionisation à dépôt de bore ou d'une chambre à fission.

4.2.1 Les détecteurs gazeux

Les détecteurs gazeux pour les neutrons sont assez peu employés en physique nucléaire fondamentale. En revanche, leur usage est très répandu dans le parc nucléaire français, pour le contrôle commande des réacteurs ou dans les applications de contrôle des déchets nucléaires. Ils reposent sur les réactions de capture induites par des neutrons lents. Pour la détection de neutrons rapides, ils doivent être associés à un matériau contenant de l'hydrogène, favorisant la thermalisation, comme la parafine.

Chambres d'ionisation à dépôt de ^{10}B : Ces détecteurs sont constitués d'un compteur cylindrique, fonctionnant dans le mode chambre d'ionisation, sur la cathode duquel est réalisé un dépôt de bore enrichi en ^{10}B (voir figure 53). Le passage d'un neutron lent induit la réaction de capture décrite au paragraphe 4.1.1. Un ion ^7Li et un α (et dans la plupart des cas un photon) sont libérés à 180° , le moment du neutron incident étant très faible. Parmi ces deux produits de réaction chargés, un seul est donc susceptible de pénétrer dans l'espace de détection, où il ionise le gaz. Les charges créées induisent un signal sur les électrodes, signature du passage d'une neutron lent.

Ces chambres sont utilisées pour le pilotage des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) français pour un fonctionnement intermédiaire au niveau de puissance.

Chambres à fission : Les principe de fonctionnement des chambres à fission est similaire à celui des chambres à dépôt de ^{10}B , mais le dépôt de la cathode est dans leur cas enrichi en ^{235}U (voir figure 53). Le passage d'un neutron lent induit une réaction de fission, et un des fragments produits pénètre dans la chambre d'ionisation où il génère un signal. Ces chambres sont utilisées dans les REP pour réaliser la cartographie du profil de flux neutronique du cœur. Elles sont également employées pour le pilotage des réacteurs expérimentaux et des réacteurs embarqués à bord des sous-marins à propulsion nucléaire.

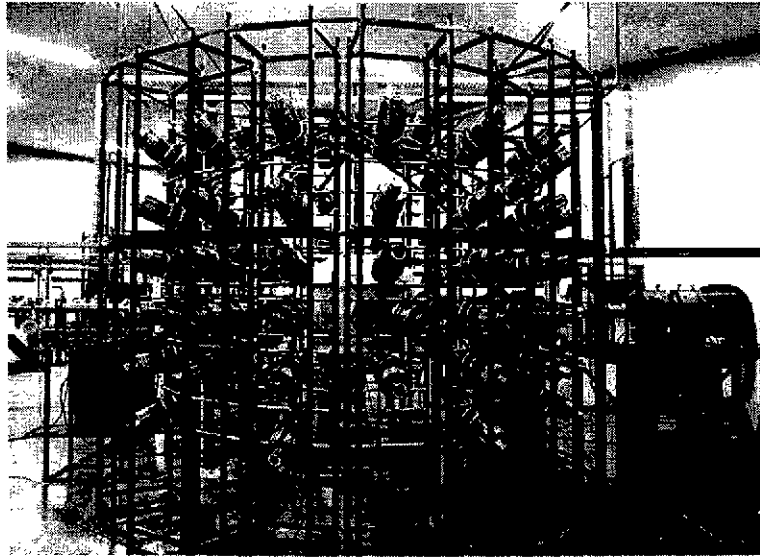


FIG. 54: *Détecteur de neutrons DÉMON.*

Compteurs proportionnels à ^3He ou à $^{10}\text{BF}_3$: Ces détecteurs sont eux aussi constitués d'un compteur cylindrique qui fonctionne dans leur cas dans le mode compteur proportionnel. Leur spécificité provient du gaz utilisé, ^3He ou $^{10}\text{BF}_3$, dans lequel les neutrons lents induisent les réactions décrites au paragraphe 4.1.1. Les deux produits de réactions chargés sont alors libérés dans l'espace de détection. Il existe un troisième type de compteur proportionnel, qui est basé sur un dépôt de bore enrichi en ^{10}B sur la cathode. Dans son cas, un seul produit de réaction pénètre dans l'espace de détection.

Ces trois compteurs proportionnels sont utilisés dans les applications de contrôle des déchets. Ils sont également présents dans les REP afin d'en assurer le pilotage au démarrage, au niveau de fonctionnement source.

4.2.2 Détecteur utilisant la scintillation

Les scintillateurs organiques sont particulièrement adaptés à la détection des neutrons rapides, puisqu'ils sont très riches en hydrogène. Les neutrons incidents interagissent par diffusion élastique avec les noyaux d'hydrogène. Les protons ainsi mis en mouvement provoquent la scintillation, sans qu'il y ait forcément proportionnalité avec l'énergie du neutron incident. Cependant, les scintillateurs organiques offrant une réponse temporelle rapide, ils permettent des prises de temps performantes, donnant ainsi une bonne précision sur la mesure d'énergie des neutrons par temps de vol. Ils permettent en outre une bonne discrimination neutrons-photons, comme on a pu le voir dans la partie 3.

À titre d'exemple de leur utilisation, le détecteur DÉMON, DÉtecteur MOdulaire à Neutrons (voir figure 54) est composé de 96 modules remplis de NE213, qui est un scintillateur liquide. Il permet la détermination de la distribution angulaire, du spectre en énergie par temps de vol et de la multiplicité des neutrons émis lors de réactions nucléaires.

Le détecteur ORION, ORganic Interceptor Of Neutrons, combine les deux aspects de l'interaction des neutrons avec la matière. Il est constitué de 4200 litres de scintillateur liquide

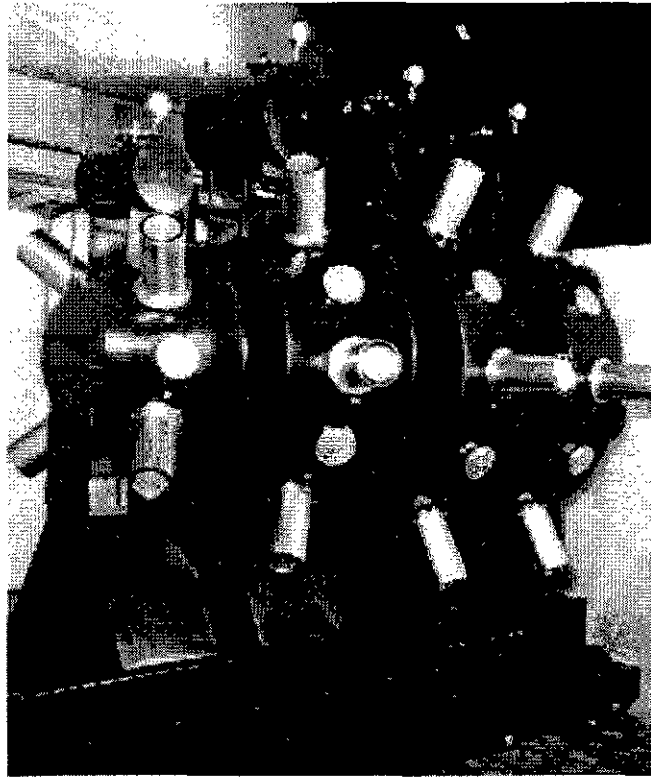


FIG. 55: *Détecteur de neutrons ORION.*

(NE343) dopé au gadolinium à 0.3% en poids, associés à 22 tubes photomultiplicateurs (voir figure 55), couvrant la totalité de l'angle solide. L'interaction de n'importe quel type de particule génère un signal lumineux prompt dans le scintillateur. Dans le cas des neutrons, la génération de ce signal, par diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène, conduit à leur thermalisation. Leur énergie est alors propice à la capture par un noyau de gadolinium (suivant la réaction décrite au paragraphe 4.1.1). Les photons émis interagissent dans le détecteur pour donner naissance à un signal lumineux retardé, signature du neutron incident. ORION permet donc la détermination de la multiplicité des neutrons émis.

Références

- [Bia88] S. F. Biagi, *Nucl. Instr. and Meth.* **A273(1988)533**
- [Bol61] L. M. Bollinger et G. E. Thomas, *Rev. Sci. Instr.* **32(1961)1044**
- [Bou94] Ch. Bourgeois, *Des processus de base aux détecteurs : Scintillateurs et semi-conducteurs*, École Joliot-Curie, **1994**
- [Bro94] J.-M. Brom, *Compteurs gazeux : des processus de base aux détecteurs*, École Joliot-Curie, **1994**
- [Cha68] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **62(1968)235**
- [Cha79] G. Charpak et F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth.* **162(1979)405**
- [Com88] V. Comparat, *Détecteurs gazeux pour ions lourds*, École Joliot-Curie, **1998**

- [Elm94] Y. El Masri, Th. Keutgen et I. Tilquin, *Comment détecter les neutrons ?*, École Joliot-Curie, **1994**
- [Fer71] H. Ferdinande et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **91(1971)349**
- [Kno89] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement Second Edition*, John Wiley & Sons, **1989**
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, **1987**
- [Mus99] Collaboration MUST, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 421(1999) 471**
- [Oui00] S. Ouichaoui et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B164-165(2000)259**
- [Phi70] J. Cl. Philippot, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-17(3), 446(1970)**
- [PPB00] Particle Physics Booklet, D.E. Groom et al., *Review of Particle Physics, The European Physical Journal* **C15 (2000) 1**
- [Ram39] S. Ramo, *Proceedings of the I.R.E.*, p. 584, **September 1939**.
- [Sau77] F. Sauli, *Principle of operation of multiwire proportionnal and drift chambers*, **CERN77-09(1977)**
- [Sta74] L. Stab, *École des Houches*, **1974**, p 427-471
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Second Edition, John Wiley & sons, **1981**
- [Tso95] N. Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation Second Edition*, Taylor & Francis, **1995**

Simulation, modélisation, traitement des données

Une approche pragmatique

D. Buskalic

LAPP / Université de Savoie, B.P. 110
74960 Annecy-le-Vieux

RESUME

La simulation, la modélisation et le traitement des données en physique corpusculaire est un sujet extrêmement vaste, que nous aborderons de manière pratique en posant le problème particulier posé à la physique des hautes énergies, suivi de quelques notions de programmation orientée objet. Des outils existants de simulation (GEANT4) et d'analyse (ROOT) seront présentés pour donner un contenu concret au cours.

ABSTRACT

Simulation, modeling and data analysis in particle and nuclear physics is an extremely vast subject. We will approach it in a practical way by evaluating the particular problem that arises in high energy physics, followed by a few notions of object oriented programming. Existing simulation (GEANT4) and analysis (ROOT) tools will be presented to give a practical content to this course.

I. GENERALITES

I.1 Contraintes sur les outils de Physique Corpusculaire

Avant de concevoir des outils de simulation ou de traitement des données, il est bien évidemment nécessaire de connaître les spécificités liées aux données en question.

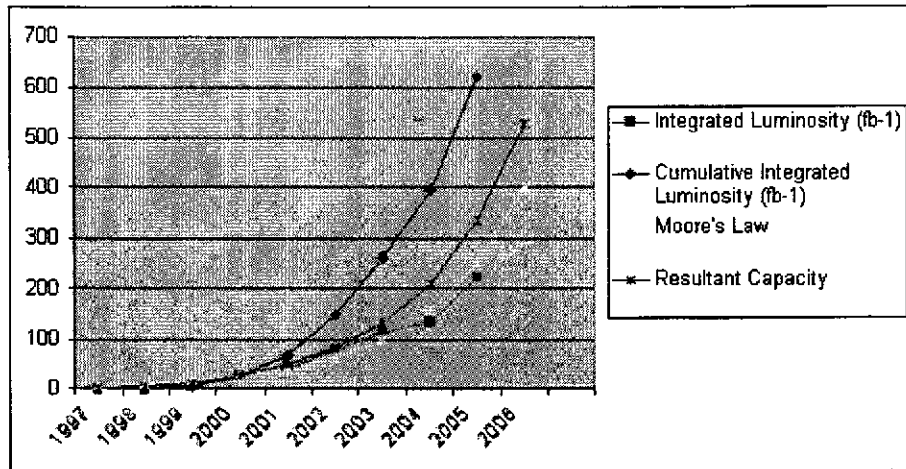
Le premier paramètre qui saute aux yeux est la quantité de données à traiter dans nos expériences. Accumuler un téraoctet (10^{12} octets) est aujourd'hui chose courante. Les expériences de physique des particules sur collisionneur (LHC) ou bien les expériences de collisions d'ions lourds (RHIC, LHC) vont, dans les années qui viennent, accumuler jusqu'à quelques pétaoctets (10^{15} octets) par an. Pour donner un ordre de grandeur, ceci correspond à 20000 bandes actuelles, ou 100 000 DVD-RAM double face ou encore 1 500 000 exemplaires de l'Encyclopaedia Universalis !

De plus, dans ce flot de données, seulement 1 événement sur 10^6 est intéressant, c'est-à-dire correspond à autre chose que du bruit de fond. Et seulement 1 sur 10^9 REELLEMENT intéressant, correspondant à autre chose que ce qui est déjà connu et étudié.

Tout ceci nécessite le développement d'outils de "Data Mining", c'est à dire de recherche et d'isolement d'événements très rares dans une très grande quantité de données. La recherche d'une aiguille dans une botte de foin, en quelque sorte.

Mais tous les problèmes ne vont-ils pas être complètement effacés par le développement rapide de l'informatique et des capacités de stockage ? On estime que l'évolution des puissances de calcul et des capacités des moyens de stockage doublent tous les 18 mois. Ce constat est connu

sous le nom de "loi de Moore" du nom de l'un des cofondateurs de la société Intel. Le graphique suivant montre qu'il ne faut pas trop compter sur cette évolution, bien qu'elle soit exponentielle.



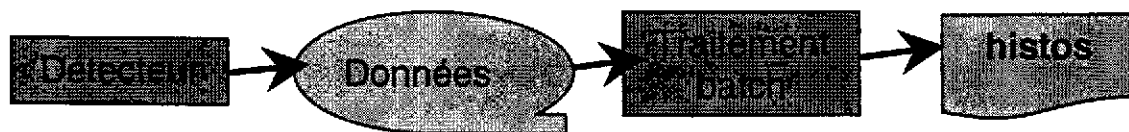
En effet, la quantité de données prises par l'expérience Babar au cours de son fonctionnement croît plus rapidement que les capacités disques prévues par la loi de Moore.

Les conséquences de cette très grande quantité de données accumulées sont multiples. Le plus visible est l'importance que vont prendre les outils de gestion de données, comme les logiciels de gestion de bases de données, mais également les outils d'analyse statistique. De plus, l'analyse réalisée par les physiciens requiert un accès efficace aux données et aux très gros programmes développés. Qui dit grande quantité de données dit également très grande quantité de calculs nécessaires au traitement de ces données, comme la simulation, la reconstruction et l'analyse. La puissance de calcul estimée varie entre 1000 et 10000 gigaflops (1 flop = 1 opération sur un réel par seconde) soit la puissance de 1000 et 10000 PC actuels regroupés en fermes de calcul. On voit ici que le calcul sera parallèle et, dans le futur, probablement distribué sur plusieurs centres répartis géographiquement dans des pays différents.

1.2 Critères et fonctionnalités à respecter

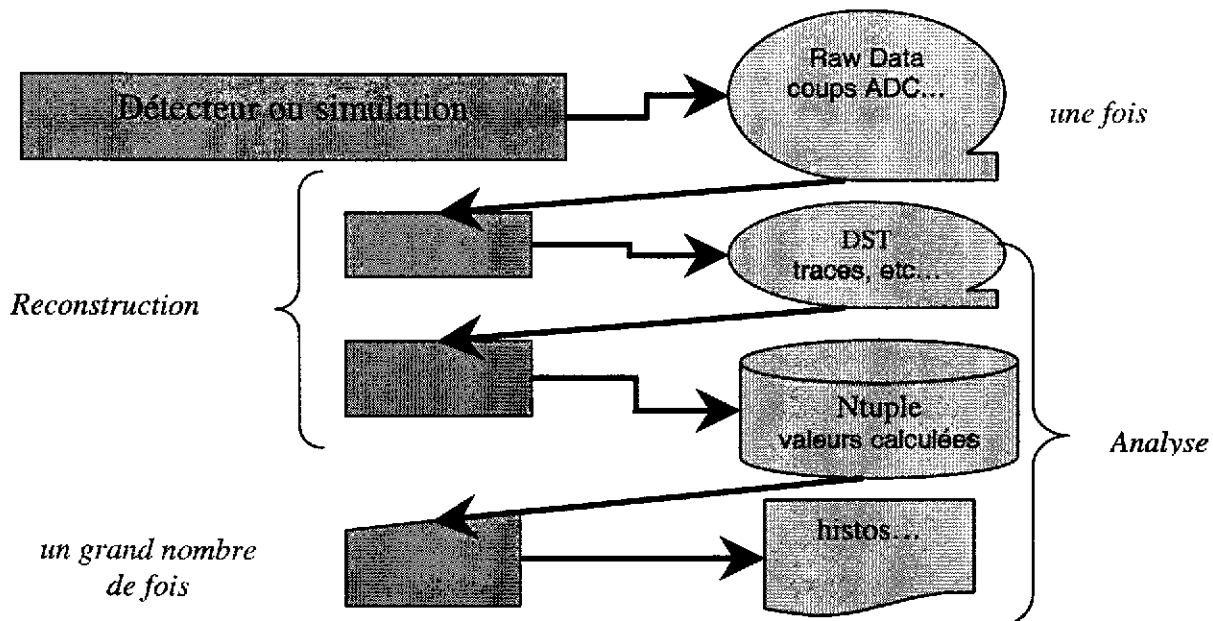
1.2.1 Historique de l'analyse

Pour définir les critères et fonctionnalités que devront présenter les logiciels futurs, il est intéressant de détailler la façon dont se passait une analyse de physique des hautes énergies jusqu'à aujourd'hui.



Un détecteur fournit des données qui sont enregistrées sur bande. L'utilisateur soumet un travail en batch (hors ligne) à une ferme de calcul distante. Ce travail consiste la plupart du temps à générer des résultats sous forme d'histogrammes ou de données très réduites (ntuples) qui seront analysées localement.

Un modèle plus complet est le suivant :



Comme ci-dessus, on part de données brutes (Raw Data) contenant l'amplitude des diverses réponses des détecteurs, par exemple le nombre de coups des divers convertisseurs numériques-analogiques. Ces données sont prétraitées pour digérer les informations. On obtient des DST (Data Summary Tapes) contenant par exemple les positions des traces ou bien les impulsions des particules reconstruites. Un pas supplémentaire est franchi dans le traitement lorsqu'on utilise les données DST pour extraire les informations physiques comme le type de particule ou bien l'existence d'une particule parent de celles détectées. Une dernière phase du traitement consiste à extraire les informations physiques sous forme d'histogrammes, d'incertitudes sur les résultats, etc...

Mais ce schéma, bien qu'utilisé avec succès jusqu'à présent ne suffira pas à traiter l'énorme quantité de données qui sortira du LHC.

1.2.2 Tâches à effectuer

Quelles sont donc les tâches à effectuer ? nous en avons déjà citées quelques-unes :

- Calibrer les signaux
- Extraire les composants élémentaires (traces)
- Reconnaître les particules individuelles
- Reconnaître les caractéristiques physiques de l'événement
- Extraire les quantités physiques

Ceci, dix millions de fois! Reste à

- Etudier la physique
- Mesurer, publier...

Nous devons également considérer une grande variété de situations. Aussi bien près du détecteur, par exemple les algorithmes de reconstruction, les études sur l'évolution des performances, que hors-ligne :

- Etude d'une grande quantité d'événements
- Etude d'un seul événement marquant

- Analyse de signal
- Comparer théorie et résultats expérimentaux

1.2.3 Problèmes cruciaux liés aux tâches à effectuer

Et parmi toutes ces tâches, quels sont les problèmes cruciaux rencontrés ?

Le premier problème est la localisation des données. Plusieurs péta octets doivent être distribués, ce qui implique plusieurs centres de stockage interconnectés.

Par ailleurs, le problème du traitement est primordial. Où les données vont-elles être traitées ? On ne peut sérieusement envisager qu'un traitement également distribué, au plus près des données. Qui imaginerait de transporter des péta octets de données pour les analyser ? Peut-être, un jour, avec des réseaux beaucoup plus performants...

Des problèmes d'une telle dimension ne peuvent être résolus qu'internationalement. Un exemple en est l'expérience BaBar qui a deux sites de stockage et calcul, Stanford près de San Francisco et Lyon (CCIN2P3)

1.2.4 Influence sur les modèles d'environnement de travail

Les problèmes ci-dessus exposés vont influencer les environnements de travail et outils que l'utilisateur physicien va devoir manipuler. Ils devront concilier deux points de vue parfois divergents :

Le point de vue de l'utilisateur qui a besoin de "toucher et voir", de manipuler les données pour acquérir une compréhension des problèmes. La boucle expérimentale se retrouve alors également dans l'analyse. De plus, le physicien doit pouvoir traiter aussi bien de petites quantités de données "à fond" que de grosses quantités dans des traitements par lot (batch).

Le point de vue du concepteur du système est légèrement différent. Il pense en termes de fermes de production centralisées, de calcul local ou distribué, de modèles informatiques (Software Engineering). La séparation Frameworks vs Composants, les méthodes de conception prennent de l'importance.

Comparons donc les modèles d'environnements de travail que manipulent les uns et les autres.

Les physiciens sont habitués à la boîte à outils. Celle-ci doit avoir des outils puissants, qui permettent de contrôler tout le processus depuis le début. Mais cette approche n'est pas adaptée aux flux de données actuels.

Une approche qui permet de se concentrer davantage sur le problème est l'approche composants ("plug-ins") où l'on assemble le système final à l'aide de briques logicielles élémentaires. On peut alors oublier certains détails lors de l'analyse, tout en courant le risque que ces détails n'en soient pas... La question en suspens est peut-on faire tout ce que l'on veut avec cette approche ?

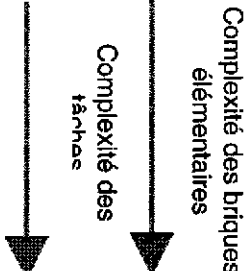
Une approche "services" est peut-être un bon compromis, où l'utilisateur envoie ses données subir un certain traitement auprès d'acteurs spécialisés (calcul, visualisation...). Des exemples des approches actuelles seront données dans la suite de ce cours.

II. PROGRAMMATION ET LANGAGES ORIENTES OBJET

La notion d'"orienté objet" est aujourd'hui très courante. Il est important d'en montrer le sens et la finalité, les outils logiciels que les physiciens ont à manipuler étant de plus en plus basés sur ces notions. Nous ne chercherons pas à faire un cours complet sur la programmation orientée objet mais plutôt à en faire ressortir les notions importantes et à montrer ce qui en fait l'utilité.

II.1 Motivations

La motivation de base de la notion d'orienté objet tient en une phrase : "La quantité et la complexité des données rendent nécessaire une certaine forme d'abstraction des détails de base". Pour appuyer notre propos, considérons l'évolution de la fabrication des ordinateurs de 1950 à nos jours.

1950	Le composant de base est le tube électronique	
1960	Les transistors apparaissent	
1970	On passe aux circuits intégrés	
1980	Le microprocesseur naît	
1990	Les microcontrôleurs intègrent plusieurs éléments dans un seul boîtier	
2000	On sait réaliser un ordinateur sur une puce	

Ce qui est remarquable est la montée en complexité des ordinateurs, en même temps que leur miniaturisation. Un ingénieur des années 50 assemblait des tubes pour réaliser les premiers ordinateurs. Celui des années 70 mettait sur un circuit imprimé des circuits intégrés, réalisant chacun ce que réalisaient plusieurs centaines de tubes. Aujourd'hui, l'unité de base est le processeur, capable de s'interfacer à l'extérieur. Bref, on assemble toujours des briques, mais elles sont devenues de plus en plus complexes.

Quel concepteur de PC s'occupe de savoir ce que fait chacun de 20 millions de transistors dans un microprocesseur ?

L'une des observations réalisées lors du développement de logiciels pour les grandes expériences est qu'il y a un couplage dans l'ensemble du code. Au début, la conception des algorithmes se fait à l'aide d'outils d'analyse, lors de la réalisation et mise au point du détecteur. Certaines parties de ce code d'analyse vont remonter le diagramme du paragraphe I.2.1 pour passer de l'analyse vers les programmes de reconstruction, puis peut-être vers les déclenchements en ligne. Ceci vient du désir légitime des concepteurs de ne pas réécrire le code déjà développé.

Mais est-il possible, sans généraliser et adapter le code, de lui faire faire des tâches légèrement différentes ? Que doit-on faire pour réellement avoir à réécrire le moins de code possible ?

II.2 Un bon logiciel c'est...

Avant de se lancer dans la suite, pouvons-nous définir ce qu'est un "bon" logiciel ?

Le maître mot pourrait alors être : "Vous écrivez vos logiciels pour les autres !"

Un bon logiciel doit (devrait ?) :

Avoir une structure aisément compréhensible

- Pouvoir être facilement débogué
- Autoriser facilement le changement d'une partie sans affecter les autres parties
- Avoir un code modulaire et réutilisable
- Etre simple à maintenir et mettre à jour
- Etc...

La programmation orientée objet (POO) veut se rapprocher de cet idéal, elle vous aidera à écrire de bons logiciels... mais...

Ce n'est pas la panacée ! L'utilisation d'un langage dit "orienté objet" (en abrégé OO) ne garantit pas une "programmation orientée objet". D'ailleurs, un code mal écrit en C++ est pire qu'un code

mal écrit en Fortran (l'auteur en sait quelque chose...). Les langages OO ne sont destinés qu'à simplifier une bonne programmation OO

Le langage doit être considéré comme un outil pour arriver à l'orientation objet.

II.3 Programmation orientée objet : histoire

La naissance de la programmation orientée objet remonte à plus de 30 ans. 30 ans de développements, d'expérience et de pratique de la programmation. Le premier langage que l'on peut qualifier de OO est Simula67, créé en 1967 dans un laboratoire pour réaliser des simulations. Sa portée a été faible à cause de la spécificité de son champ d'application. En 1980 est né Smalltalk80, premier langage "universel" orienté objet. Ont suivi Lisp, Clu, Actor, Eiffel, Objective C. C++ et Java sont apparus plus récemment.

Qu'est-ce qui a poussé le développement de ces langages ? La motivation principale a été la crise du logiciel entre les années 1980 et 1990. Il s'agissait d'une crise de croissance de la complexité. Le matériel devenait de plus en plus puissant et de moins en moins cher. Le logiciel, par contre, devenait de plus en plus complexe et cher à développer. Est alors naturellement arrivé le besoin de rendre le code réutilisable.

L'idée de base qui a émergé est de cacher les détails de l'implémentation d'un algorithme, programme ou structure au monde extérieur, de ne montrer qu'une interface.

II.4 Principe et concepts de base

L'idée, qui vient d'être esquissée, est de représenter le comportement du monde réel sous une forme qui cache les détails de l'implémentation. Chaque "élément" ou objet va cacher son comportement interne. On n'aura plus à se soucier que des interactions avec l'extérieur. Lorsque ça fonctionne, la POO permet de penser en termes de domaine élargi du problème, d'assembler des briques, quelle que soit leur complexité interne.

Trois groupes d'idées fondamentales caractérisent la Programmation Orientée Objet :

- La classe / l'objet et la notion associée d'encapsulation
- Les hiérarchies de classes et l'héritage
- L'abstraction et le polymorphisme

II.4.1 Classes, Objets et Encapsulation

Classes et objets

La POO est une manière de programmer centrée sur les objets (Quoi ? Ce qui fait) plutôt que sur les procédures (Comment ? Ce qui est fait). Un objet contient des données internes et une description des actions qu'il peut effectuer, de son comportement. À ce titre, les objets et leur comportement sont très fortement liés. Un objet ne peut exécuter une action prévue pour un autre objet !

On définit la notion de classe comme un type d'objet. Un objet particulier sera appelé une instance de la classe. Une classe représente un type de "chose" dans le système, un objet représente une chose particulière.

Par exemple, une classe "trace" est un type, la trace particulière " π n° 23" est un objet.

Finalement, la POO voit la programmation comme une activité de simulation de comportement. Ce qui est simulé, ce sont des objets représentés par une abstraction dans le programme. Ce n'est pas tout à fait un hasard si le premier langage orienté objet était un langage destiné à la simulation...

Pour illustrer le fait que les classes sont responsables de leur comportement, on peut donner un exemple de définition de classe écrit en C++ :

```

class Impulsion
{
public :
    Impulsion(double x0, double y0, double z0, double e);
    ~Impulsion();
    Impulsion& operator= (const Impulsion &);
    Impulsion& operator+ (const Impulsion &);
    double Module();
}

```

Définition d'une classe décrivant une impulsion

Définition d'un comportement (calcul du module dans ce cas)

Dans cet exemple, on définit une classe d'impulsion, avec ses comportements. L'écriture du code source correspondant sera faite dans l'implémentation, dans une autre partie du fichier ou dans un autre fichier.

On peut noter en passant qu'en C++ (mais pas en Java), on peut définir les opérateurs standard (=, +, -, *, /) pour une classe. Ceci permet par exemple de définir la notion d'"addition" pour une classe, lorsqu'elle a un sens. Un exemple est donné ci-dessus pour la classe impulsion. On peut alors écrire dans un programme

```

Impulsion a, b, c;
c=a+b;

```

Ceci peut améliorer la lisibilité du code mais nous n'en conseillons pas l'usage à moins de bien savoir ce que l'on fait.

Nous n'avons presque pas parlé des données internes d'une classe. Ces données internes sont appelées données membres.

class TGTexLine

```

private:
protected:
public:
    TGTexLine(TGTexLine())
    TGTexLine(TGTexLine* line)
    TGTexLine(const char* string)
    TGTexLine(TGTexLine&)
    virtual void ~TGTexLine()
    static TClass* Class()
    void Clear()
    void GetChar(ulong_t pos)
    void GetText(ulong_t pos, ulong_t length)
    char GetChar(ulong_t pos)
    ulong_t GetLineLength()
    char* GetText(ulong_t pos, ulong_t length)
    void InsChar(ulong_t pos, char character)
    void InsText(ulong_t pos, const char* text)
    virtual TClass* ISA() const
    virtual void ShowMembers(TMemberInspector& insp, char* parent)
    virtual void Streamer(TBuffer& b)
    void StreamerVirtual(TBuffer& b)

```

Data Members

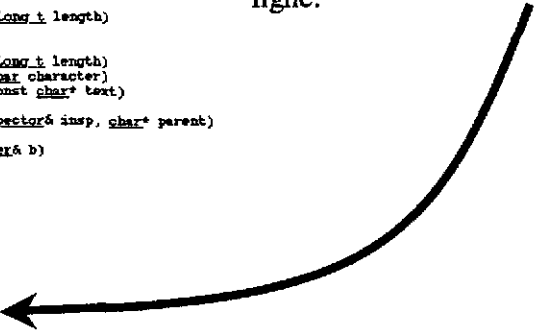
```

private:
protected:
    char* fString Line of text
    ulong_t fLength Length of line
    TGTexLine* fPrev previous line
    TGTexLine* fNext next line
public:

```

Les données membres d'une classe ont une relation d'appartenance (possède un). Par exemple, une classe décrivant une particule possède une donnée décrivant la charge.

Dans l'exemple ci-dessous, une classe décrivant une ligne de texte possède une donnée membre qui est un entier décrivant la longueur de la ligne.



Encapsulation

En plus des données internes et de la description des fonctions et comportements que doit avoir un objet décrit par une classe, il faut que le programmeur décrive par un code source ces comportements, c'est à dire qu'il implémente les fonctions spécifiques à la classe. Cette

implémentation peut être très complexe, et nous avons vu que la crise du logiciel des années 1980-1990 venait de la complexité croissante des programmes. Tout était relié à tout et les logiciels devenaient impossibles à maintenir et à faire évoluer. Pour mettre un peu d'ordre, la POO exige que les détails de l'implémentation, le code source décrivant les comportements, ainsi que les données internes d'une classe, soient invisibles de l'extérieur. De l'extérieur, on ne voit qu'une interface qui permet d'accéder aux fonctions et données. Par extérieur, on entend les codes et objets qui utilisent la classe.

Ceci s'appelle "l'encapsulation".

Les données membres de la classe doivent être privées, accessibles seulement à travers des fonctions membres (qu'on appelle méthodes) du type Set/Get.

Une conséquence de ceci est que les changements de l'implémentation interne ne doivent pas modifier la façon dont on accède et utilise la classe extérieurement. Le programmeur peut décider de modifier le code interne d'une classe, pour l'améliorer, sans que les objets extérieurs s'en rendent compte, ou qu'il soit nécessaire de les modifier eux-mêmes.

Un exemple de déclaration de classe est donné ci-dessous (en C++) :

Données internes (privées)	<pre>class Impulsion { ... private: double m_Px; double m_Py; double m_Pz; double m_E; public: double GetP() const; void SetP(double p); </pre>	<pre>class Impulsion { ... private: double m_P; double m_Theta; double m_Phi; double m_E; public: double GetP() const; void SetP(double p); </pre>
	Méthodes publiques	

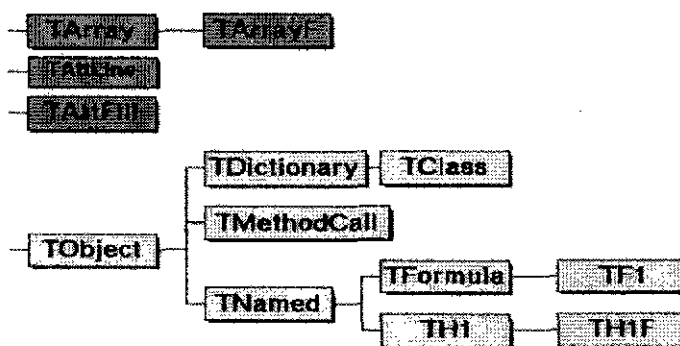
Peu importe comment le vecteur impulsion est codé de façon interne, en coordonnées cartésiennes ou sphériques, l'extérieur ne voit que les fonctions qui permettent d'accéder aux informations.

II.4.2 Hiérarchies de classes et héritage

La deuxième notion importante en POO est l'héritage. C'est un moyen de dériver une nouvelle classe, appelée classe dérivée, de classes préexistantes, appelées classes de base. Par exemple si une classe décrit l'ensemble des véhicules roulants (classe de base), on décrira les camions à l'aide d'une classe dérivée, les automobiles à l'aide d'une autre, les tracteurs à l'aide d'une troisième.

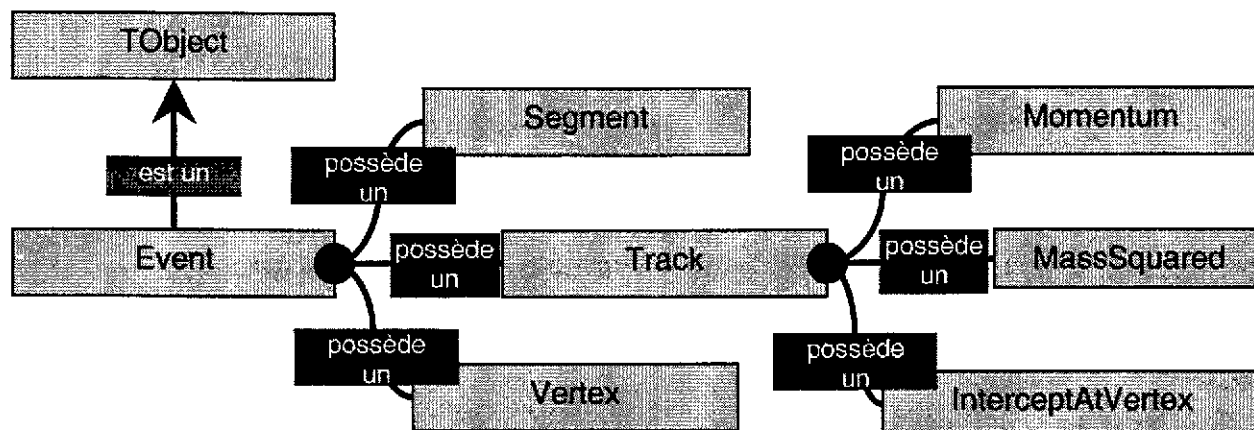
La nouvelle classe dérivée peut utiliser le code de sa ou ses classes de base. A travers l'héritage, on peut créer une hiérarchie de classes qui partagent du code et des interfaces. L'héritage est une méthode pour gérer la complexité.

Un exemple de hiérarchie est le suivant :



L'héritage correspond à une notion d'identité (est un...). Si vous ne savez pas comment organiser vos classes, posez vous la question "est-ce que c'est un...". Si la réponse est oui, vous pouvez utiliser l'héritage. Par exemple une voiture "est un" véhicule roulant. La classe voiture peut donc dériver de la classe véhicule roulant. Un histogramme à deux dimensions (classe TH2) est un histogramme (classe TH1), donc la classe TH2 peut dériver de la classe TH1. Etc...

Ne pas confondre la notion d'identité et la notion d'appartenance. Le schéma suivant montre la différence pour une classe "Event":



Un événement (classe Event) EST UN objet (classe TObject) qui POSSEDE une ou des traces (classe Track) qui elle même POSSEDE une quantité de mouvement (classe Momentum) .

II.4.3 Abstraction et polymorphisme

Abstraction

On peut définir des classes destinées uniquement à donner naissance à d'autres classes par héritage. Ce sont des classes "abstraites". Ceci permet

- De définir une interface générale ("abstraite") à une notion ou à un ensemble d'objets sans avoir à écrire de code.
- De simplifier la modularité et la portabilité du code. Par exemple GEANT4 (logiciel dont nous reparlerons) est libre de tout choix de techniques d'entrées/sorties ou d'histogrammation. De même, le GUI (Graphical User Interface) et la visualisation sont complètement isolées du noyau de GEANT4 par l'intermédiaire d'interfaces abstraites. On peut ainsi "accrocher" le module de visualisation que l'on veut, ou celui adapté à la machine ou au système d'exploitation sur lequel on travaille.

Polymorphisme

Le polymorphisme (plusieurs notions/éléments/classes prennent la même forme) se décline en POO selon plusieurs aspects:

Polymorphisme : surcharge de fonctions et d'opérateurs

En POO, une fonction peut avoir le même nom, mais des arguments différents. Par exemple

```

Draw(TLine* ligne)
Draw(TBox* carre)
    
```

Bien que l'on ne trace pas de la même manière une ligne et un carré, on fait la même action, tracer. La distinction est faite par le compilateur sur le type des arguments ("signature" de la fonction). On parle de surcharge de fonctions.

Nous avons déjà vu qu'en C++, on peut également surcharger des opérateurs. Par exemple, la somme de deux histogrammes peut avoir un sens. On peut surcharger les opérateurs "+" et "=" pour permettre :

```
h3 = h1 + h2;
```

Nous vous avons déjà averti, ne le faites que si vous savez où vous mettez les pieds !

Polymorphisme : redéfinition de méthode

Lorsqu'une classe dérivée a besoin de réaliser une opération définie dans la classe de base mais un peu différemment, elle peut redéfinir la fonction membre de la classe de base. Par exemple la fonction "Draw". Supposons que la classe "TArrow" décrivant une flèche dérive de la classe "TLine" décrivant une ligne. Pour tracer une flèche, il faudra ajouter le code de tracé de la pointe de la flèche au code de tracé de la ligne. Ceci peut se faire dans la classe dérivée en redéfinissant la fonction membre "Draw". On aura une fonction Draw de TArrow et une fonction Draw de TLine. Il n'est pas interdit à TArrow d'utiliser le code de tracé de ligne contenu dans Draw de TLine.

Ce genre de redéfinition de méthode recèle des pièges redoutables, aussi vous conseillons-nous de vous reporter à un guide plus complet selon le langage que vous adoptez.

Polymorphisme : Patrons de classes

C++ a la notion de polymorphisme paramétrique. Kézaco ?

Un patron de classe (template) permet de définir une classe indépendamment d'un type

Par exemple un tableau de nombres, qu'ils soient entiers, longs, float ou doubles (réels), est toujours un tableau et il serait inutile de réécrire du code juste en changeant le type de tableau.

Ceci est principalement utilisé dans la librairie STL (Standard Template Library).

Bien que les templates facilitent le développement, il le font un peu trop ! Le code peut rapidement devenir incompréhensible entre des mains non expertes. Un conseil personnel de l'auteur : en tant qu'utilisateur, n'allez pas au delà de l'utilisation de STL...

II.5 C++ et Java

II.5.1 C++

Le C++ a été à l'origine dans les laboratoires américains d'AT&T. L'architecte principal en a été Bjarne Stroustrup.

Ce langage a été conçu comme une extension du C qui prend certaines libertés avec les concepts POO "purs". Les principales "libertés" ainsi prises sont :

- L'encapsulation n'est pas obligatoire. On peut, si l'on veut, permettre aux codes extérieurs de voir et modifier les données internes d'une classe.
- On mélange les fonctions (procédures) du C et les classes et leurs fonctions membres. Conséquence : on peut très bien écrire un programme procédural en C++, sans aucune classe !

Pourquoi les auteurs de ce langage ont-ils été amenés à réaliser ces choix ? Pourquoi pas de la POO pure ? La principale raison est que les programmeurs de l'époque étaient habitués au C. Le C++, bien qu'imparfait du point de vue de la POO, a permis une transition "acceptable" de la programmation procédurale vers la POO. Son principal défaut est que l'utilisateur a une trop grande liberté d'action. Il est facile de mettre le fouillis dans du code en mélangeant hardiment deux types de programmation très différents. Quelqu'un a déjà eu des démêlés avec des pointeurs ?

II.5.2 Java

L'origine de Java remonte à 1991, dans les cerveaux de la société américaine (encore !) Sun Microsystems.

Les objectifs de ses concepteurs étaient les suivants :

On voulait un langage simple, il a donc été choisi une syntaxe de type "C".

On voulait aussi un langage sûr : pas de manipulation de pointeurs, une vérification du code à l'exécution.

On voulait également un langage Orienté Objet : ni variables, ni fonctions globales, autrement dit pas de possibilité de faire de la programmation procédurale. Le programmeur est obligé de passer par des classes.

On le voulait robuste : ramasse-miettes, fortement typé, gestion des exceptions (ça, c'est pour les spécialistes...)

Enfin, on le voulait Indépendant de l'architecture sous sa forme "interprétée", nous y revenons un peu plus loin.

Bref, c'est de la POO "pure".

Java : langage orienté objet

En Java, TOUT est classe (pas de fonctions) sauf les types primitifs (int, float,...) et les tableaux. Toutes les classes héritent d'une classe de base `java.lang.Object`. Nous verrons que cette notion de classe de base générale a été reprise dans ROOT, logiciel décrit extensivement plus loin.

Une limitation a été introduite volontairement. Il est impossible de définir un héritage multiple.

Une classe ne peut dériver de deux classes différentes à la fois, seul l'héritage simple est autorisé.

Par exemple, une classe décrivant les voitures rouges ne peut pas à la fois dériver de la classe des objets roulants et de la classe des objets de couleur rouge. Ceci est possible en C++. Bien que ça puisse apparaître comme une limitation, cela évite pas mal de problèmes, que nous n'avons pas la place de décrire ici.

Java : avantages

Si l'on parle des avantages de Java, le premier qui vient à l'esprit est la portabilité. Tout programme Java peut s'exécuter sur n'importe quelle machine équipée d'une "machine Java". Lorsqu'on écrit un programme, le compilateur java génère du "byte-code", c'est à dire un code binaire indépendant du processeur. La machine Java va interpréter ce code binaire indépendamment de la plate-forme. Ces "Java Virtual Machine" sont présentes sur de nombreuses plateformes : Unix, Win32, Mac, Netscape, IE,...

Notons que la taille des types primitifs (entiers codés sur 4 octets par exemple) est indépendante de la plateforme, ce qui n'est pas, pour des raisons historiques, le cas en C++.

De plus, Java est toujours accompagné d'une librairie standard qui comprend des primitives graphiques ou de visualisation.

La robustesse est le deuxième élément clé. Elle est due principalement aux contraintes imposées au langage, beaucoup plus restrictif que le C++.

Java : différences avec le C++

Si l'on énumère "à la Prévert" les différences existant entre Java et C++, on obtient pour Java :

- Pas de structures, d'unions
- Pas de types énumérés
- Pas de typedef
- Pas de préprocesseur
- Pas de variables, de fonctions en dehors des classes
- Pas d'héritage multiple
- Pas de surcharge d'opérateurs

- Pas de passage par copie pour les objets
- Pas de pointeurs, manipulation de référence seulement

Java : l'avenir ?

Pour autant, avons nous la un langage parfaitement adapté à nos besoins ? Le coté "interprété" est sans doute le plus gros handicap. Il limite la vitesse de calcul et l'on sait combien cette vitesse est importante, au vu de la quantité de données à traiter. Peu de compilateurs natifs sont disponibles mais il n'est pas inenvisageable que cela change, par exemple avec le développement de compilateurs JIT (Just In Time)

Les avantages de robustesse et l'approche "OO pur" reste cependant très séduisants.

Une question qui reste en suspens est que, les utilisateurs, en physique corpusculaire commençant juste à intégrer les concepts OO et à basculer en partie vers le C++, peut-on leur demander encore un effort ? Et Quand ? Le fait que la syntaxe soit proche du C/C++devrait faciliter la transition, si transition il y a.

Et d'ici à ce que d'autres langages émergent...

III. LES OUTILS DE SIMULATION ET D'ANALYSE DISPONIBLES ET A VENIR

III.1 Outils de simulation

Les outils de simulation développés dans le passé pour les besoins de la physique corpusculaire se divisent en deux grands groupes. Premièrement la simulation de détecteurs, ou si l'on veut la simulation du passage des particules dans la matière, et deuxièmement les générateurs d'événement, simulant la production des particules et les collisions entre particules ou noyaux à des niveaux fondamentaux.

En ce qui concerne la simulation de détecteurs, pratiquement tous les efforts de la communauté des physiciens concernés en Europe se sont concentrés sur un outil : GEANT 3. Les générateurs d'événements étaient et sont beaucoup plus nombreux, citons par exemple Pythia, Venus, FLUKA,... Ils évoluent au fil des progrès théoriques.

Pour le futur, le projet GEANT 4 est le nouveau projet dominant de simulation de détecteurs. Les générateurs d'événements anciens en FORTRAN pour la plupart, sont peu à peu soit interfacés aux environnements de travail nouvellement développés ou bien réécrits en C++. Ils ne cessent bien sûr pas d'évoluer quand à leur base théorique.

III.2 Environnements d'analyse

En ce qui concerne les environnements et outils d'analyse, ils ont par le passé été dominés par PAW, écrit au CERN il y a déjà une quinzaine d'années. Les grandes expériences avaient leur environnement de travail propre, avec souvent une utilisation de PAW pour l'analyse des données digérées.

Le futur se dessine mais de façon encore floue. Les candidats en lice sont nombreux et nous allons donner un petit aperçu de la diversité :

III.2.1 JAS (Java Analysis Studio)

C'est un environnement entièrement basé sur Java. Il en hérite les avantages et inconvénients. Les fonctionnalités incluses sont en gros celles dont nous avons besoin en Physique corpusculaire. JAS est très modulaire, indépendant du format de données. Il reste du travail à faire, mais le concept est intéressant.

Adresse web : <http://jas.freehep.org/>

III.2.2 Anaphe

Anaphe est le projet précédemment dénommé LHC++. Il est principalement basé sur des produits commerciaux.

Adresse web : <http://anaphe.web.cern.ch/anaphe/>

III.2.3 Open Scientist

Open Scientist est un environnement qui se veut extrêmement modulaire, reprenant l'approche "plug-in" poussée à son maximum.

Il essaye de récupérer et intégrer des codes libres existants.

Adresse web : <http://www.lal.in2p3.fr/OpenScientist/>

III.2.4 ROOT

On va en reparler de façon extensive...

III.2.5 Alors, lequel ?

On a en apparence le choix... mais les projets qui sont présentés ci-dessus ne peuvent pas encore prétendre à la maturité. Aussi présenterons-nous dans la suite celui qui est actuellement le plus développé et le plus utilisé dans le monde, ROOT. C'est un choix, l'auteur ne prétend pas à la neutralité. Mais nous invitons le lecteur à fouiner sur les sites web des autres projets.

IV. EXEMPLE D'UN OUTIL DE SIMULATION : GEANT 4

IV.1 Introduction

GEANT est un outil de simulation pour les détecteurs. Plus exactement, il réalise la simulation de l'interaction particule-matière depuis la production des particules dans les collisions jusqu'à la numérisation du signal dans l'électronique du détecteur. Il fournit une infrastructure générale pour

:

- La description des géométries et matériaux
- Le transport de particules et leur interaction avec la matière
- La description de la réponse du détecteur
- La visualisation des géométries, des traces et coups

L'utilisateur s'occupe de développer le code pour le générateur d'événements primaire, la description de la géométrie du détecteur et la numérisation de la réponse du détecteur.

Historiquement, le programme appelé GEANT3 a été utilisé par la plupart des expériences de physique corpusculaire. Son développement est terminé depuis Mars 1994 (Geant3.21). Il a également été utilisé en médecine, dans la recherche spatiale,...

La diversité et la complexité des domaines d'application a donné système complexe, rendant sa maintenance difficile. La nécessité d'un outil flexible s'est faite sentir très fortement.

Bien qu'ayant rendu des services inestimables, GEANT3 est un exemple parfait de système qui a grossi au delà de ce que ses concepteurs pensaient en faire. Une mini-crise du logiciel en quelque sorte. Il devenait impossible d'ajouter une fonctionnalité ou de rechercher un bug, à cause de la structure trop complexe dominée par des contraintes historiques. Cela a conduit à repartir d'une page blanche en essayant de ne pas retomber dans le même schéma de développement.

GEANT4 est né de ces contraintes. Il s'agit d'une collaboration internationale qui a adopté des méthodes d'ingénierie logicielle (OOA pour Object Oriented Analysis et OOD pour Object Oriented Design). Le choix de l'orientation objet et C++ a été fait dès le début du projet.

Le début du projet, justement, remonte à Décembre 1994. La première version de développement (Geant4 0.1) date de Juillet 1999. Les versions ultérieures se sont succédées beaucoup plus rapidement. La dernière en date est Geant4 3.2 datant de Juin 2001. Les concepteurs de Geant4 estiment qu'il y a encore au moins 10 ans de maintenance et d'améliorations à venir.

Quels sont les avantages de Geant4 par rapport à Geant3 ?

Un point sur lequel peu de contestation est possible est celui de la flexibilité. Geant4 permet l'implémentation de modèles alternatifs, c'est-à-dire que l'on peut tester plusieurs types d'interactions en même temps. Il est de plus ouvert à une évolution future grâce à ses interfaces pour des logiciels externes. Et il est extensible, l'implémentation de nouveaux modèles et algorithmes se fait sans interférer avec le logiciel existant.

Enfin, tout est ouvert à l'utilisateur. Le choix des processus physiques et des modèles, le choix de l'interface graphique et de la technologie de visualisation.

IV.2 Simulation de détecteur dans un cadre OO

Que veut dire simuler un détecteur dans un cadre Orienté Objet ? Ou plutôt l'orientation objet a-t-elle un sens pour la simulation d'un détecteur ? En physique corpusculaire, la simulation revient à faire de la réalité virtuelle. Pour aider à la conception des détecteurs durant la phase de recherche et développement, pour comprendre la réponse du détecteur pour les études de physique, il y a une nécessité de modéliser les interactions particules-matière, la géométrie et les matériaux pour propager les particules élémentaires à l'intérieur du détecteur. Il faut également décrire la sensibilité du détecteur pour générer les données brutes (RAW data). Rappelons nous que les premières approches OO ont été faites dans un cadre de simulation, justement pour simuler la réalité. Simulation et Orienté Objet vont très naturellement de pair.

GEANT4 est une boîte à outils orientée objet fournissant les fonctionnalités nécessaires pour les simulations de détecteurs. Les bénéfices inhérents aux concepts OO, que nous avons détaillé dans les chapitres précédents, permettent au logiciel d'être facile à maintenir et à développer, modulaire et aisé à comprendre pour les non initiés (sur ce dernier point, nous attendons les réactions des non initiés...)

IV.3 Concepts de base

Détaillons les quelques concepts de base de Geant4 utiles au physicien.

IV.3.1 Le Run

Un run est un ensemble d'événements partageant les mêmes conditions de détection. Un "run" dans Geant4, comme dans une expérience réelle, commence par "BeamOn".

Dans un Run, l'utilisateur ne peut pas changer la géométrie du détecteur ou les réglages des processus de physique. Le détecteur n'est pas accessible durant un Run !

IV.3.2 L'événement (Event)

Au démarrage d'un traitement, un événement contient des particules primaires, issues du générateur d'événement physique.

Ces particules primaires sont poussées dans une pile (stack) puis traitées à tour de rôle. Le traitement d'une particule peut à son tour générer des particules qui seront poussées dans la pile. Lorsque la pile devient vide, le traitement de l'événement est terminé.

La classe **G4Event** représente un événement. On accède aux objets suivants à la fin du traitement :

- La liste des vertex primaires et des particules
- L'ensemble des trajectoires (en option)
- L'ensemble des coups dans les détecteurs (Hits)

- L'ensemble des digits (voir plus loin...)

IV.3.3 La trace (Track)

Une trace N'EST PAS l'ensemble des états d'une particule au cours du temps. Dans le jargon Geant4, il s'agit plutôt de l'instantané de l'état de la particule. A un instant donné, la trace décrit la position, le vecteur vitesse, etc... Dans le même ordre d'idées, un pas (Step) est une information de variation pour la trace (voir paragraphe suivant). D'après ce qui précède, une trace n'est pas un ensemble de pas. On peut presque dire qu'un pas est la "dérivée", au sens mathématique, d'une trace, bien que ce terme soit un peu galvaudé ici.

Une trace évolue au cours de son histoire dans le détecteur et disparaît lorsqu'elle a fini d'être traitée par le système. Ceci se produit si :

- Elle passe au delà du volume "monde", autrement dit au delà des limites du détecteur. Ces limites peuvent être très éloignées de ce que l'on entend d'habitude par détecteur. Pensez par exemple à l'atmosphère terrestre, qui sert parfois de détecteur. Raison pour laquelle on préfère définir un volume monde qui englobe tous les éléments utiles d'un détecteur.
- Elle disparaît par exemple lors d'une désintégration.
- Elle ralentit jusqu'à une énergie cinétique nulle et il ne reste plus de processus au repos à traiter.
- L'utilisateur décide de la tuer.

IV.3.4 Le pas (Step)

Un pas, comme nous venons de le voir, est une information de variation pour une trace. Il possède deux points dans l'espace et une information de variation (delta) pour la particule (variation d'énergie lors du pas, temps de vol, etc...)

Lors de la description du détecteur, l'utilisateur définit des volumes de matière (ou de vide...) que les particules vont traverser. Chaque point extrémité du pas connaît les caractéristiques des volumes définis dans le détecteur. Dans le cas où un pas conduirait une trace à sortir d'un volume, le point de fin se tient sur le bord et appartient au volume suivant.

IV.3.5 La trajectoire

Nous avons vu qu'une trace n'est pas l'ensemble des états d'une particule au cours du temps. Pourtant, il faut bien qu'un objet décrive cet historique. C'est le rôle dévolu à la "trajectoire".

Une trajectoire est l'historique d'une trace, ou plus exactement le résumé géométrique des états successifs d'une trace. Elle contient une information sur chaque pas fait par le trace. La classe définissant un point de trajectoire est `G4TrajectoryPoint`, celle définissant la trajectoire est `G4Trajectory`.

Il est possible de ne pas construire de trajectoire pour une trace. Mieux vaut ne pas mettre les traces des particules secondaires d'une gerbe dans des trajectoires. La mémoire occupée exploserait et dans le cas d'événements complexes, pourrait saturer alors que l'on n'a pas forcément besoin de l'historique des secondaires.

L'utilisateur peut créer sa propre classe de trajectoire dérivant des classes de base `G4VTrajectory` et `G4VTrajectoryPoint`. Ce faisant, on peut enregistrer n'importe quelle information additionnelle pour la simulation

IV.3.6 Processus physiques

Les processus physiques traités par Geant4 sont de trois types de base :

- Les processus au repos (ex : désintégration au repos)
- Les processus continus (ex: ionisation)

- Les processus discrets (ex: désintégration en vol)

Le transport, c'est-à-dire l'évolution de l'état des traces, est aussi considéré comme un processus. Ceci permet par exemple de traiter l'interaction avec les limites de volumes de la même manière logique que les autres processus.

IV.3.7 Détecteur sensible et coups (hits)

Lorsque l'on décrit les volumes d'un détecteur, certains pourront donner une information physique exploitable par l'extérieur. D'autres, bien que contenant de la matière et interagissant avec les particules, ne le pourront pas. Par exemple, un volume contenant du scintillateur produira de la lumière détectable alors qu'une plaque de plomb ne verra pas de détecteur sensible aux processus internes à cette plaque. Que fait-on lorsqu'un volume donne une information exploitable ? On lui associe un détecteur sensible. Dans l'exemple du scintillateur, ce sera un photomultiplicateur suivi de sa chaîne d'acquisition. Dans Geant4, chaque volume logique peut posséder un pointeur sur un détecteur sensible.

Un détecteur sensible, dans le jargon Geant4, produit des "coups" (hits). Un coup est un instantané de l'interaction physique d'une trace, ou une accumulation d'interactions d'un ensemble de traces, dans une région sensible de votre détecteur. Un détecteur sensible crée des coups (hits) en utilisant l'information donnée dans un objet `G4Step`. L'utilisateur doit fournir sa propre implémentation de la réponse du détecteur. Dans notre exemple de scintillateur, on peut ainsi se contenter de compter le nombre de photons sortant ou bien simuler toute la chaîne d'acquisition, y compris la numérisation. Les coups, appartenant à l'objet de la classe utilisateur, sont collectés et transmis dans un objet `G4Event` à la fin de l'événement

IV.3.8 Classes "Manager"

Pour faire tourner un programme tel que Geant4, il faut gérer la boucle d'événements, la visualisation, etc... Ceci est réalisé par ce que l'on appelle les classes "Manager". Nous ne donnerons que le nom des plus importantes, laissant au lecteur le soin de se reporter aux manuels utilisateur Geant4 qu'il trouvera aisément sur la toile.

Les classes de gestion d'un run, de l'interface avec le système de visualisation,... :

- `G4RunManager`
- `G4SDManager`
- `G4UIManager`
- `G4FieldManager`
- `G4VVisManager`
- ...

IV.3.9 En pratique

En pratique, que fait l'utilisateur pour faire tourner une simulation ?

En premier lieu, il doit écrire le programme "main". Rappelons que, bien que Geant4 effectue la gestion de la boucle d'événements, du transport des particules, etc... il ne s'agit pas d'un programme mais plutôt d'une bibliothèque de classes. Ceci laisse une liberté totale à l'utilisateur. La contrepartie est que celui-ci doit écrire un programme minimum qui appelle la boucle d'événements. Libre à lui d'écrire un programme plus complet ou complexe.

Dans le programme main, l'utilisateur doit construire un objet de la classe G4RunManager de gestion du run ou d'une classe dérivée. Il faut alors indiquer à cet objet les classes utilisateur décrivant respectivement la construction du détecteur, la liste des particules pouvant être générées, le générateur d'événement primaire. De façon optionnelle, on peut définir le manager de visualisation, la session GUI (Graphical User Interface) et des classes d'action utilisateur.

Toutes les classes dont nous venons de parler peuvent être les classes par défaut de Geant4, ce qui réduit le programme principal à quelques lignes mais ne fait strictement rien, ou bien des classes fournies par l'utilisateur. Dans ce cas, celui-ci part des classes virtuelles

- G4VUserDetectorConstruction
- G4VUserPhysicsList
- G4VuserPrimaryGeneratorAction

pour dériver ses propres classes selon le schéma et les méthodes imposées par les classes virtuelles. Il est possible de définir des actions utilisateur exécutées à chaque pas.

Nous venons en quelques lignes de décrire ce que l'utilisateur a à faire mais rien ne vaut de mettre les mains dans le cambouis. Pour les lecteurs intéressés, les exemples fournis avec la librairie Geant4 et le manuel utilisateur sont nombreux et vont du plus simple au plus compliqué. Bon courage !

IV.4 Caractéristiques

Voyons maintenant les caractéristiques de la librairie Geant4. Nous ne prétendons pas à l'exhaustivité mais essaierons de donner une idée de sa richesse.

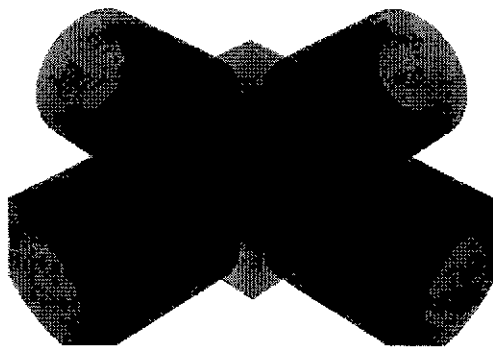
IV.4.1 Le noyau

Comme dans un système d'exploitation, la librairie est articulée autour d'un noyau qui gère la boucle d'événements. Le run manager peut différer le traitement d'une trace d'un événement sur le suivant, ce qui permet de gérer le "pile-up", l'accumulation de traces provenant de plusieurs interactions, soit parce que le détecteur particulier est trop lent vis à vis de la fréquence des interactions élémentaires, soit parce que plusieurs interactions par collision se produisent.

Le "Tracking", c'est-à-dire l'évolution des traces, est découplé de la physique, tous les processus sont gérés à travers la même interface abstraite. Il est indépendant du type de particule, ce qui donne la possibilité d'ajouter de nouveaux processus physiques sans le gêner.

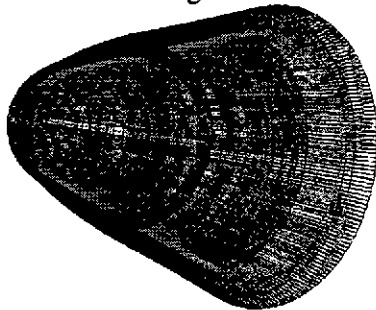
IV.4.2 La géométrie

Pour décrire le détecteur et naviguer à travers lui, des outils géométriques sont présents. Une image valant mille mots, voici ce qu'il est possible de faire :

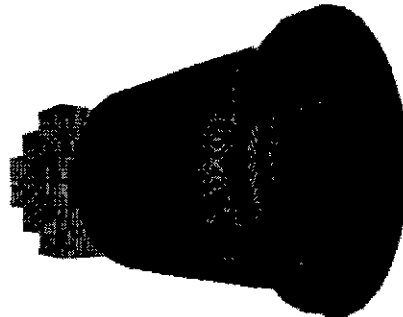


On peut faire des opérations booléennes sur les solides

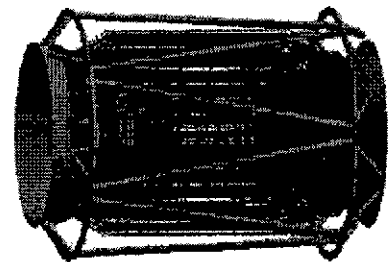
Et décrire des géométries complexes :



CMS



XMM - Newton



BaBar

IV.4.3 Physique

L'approche choisie pour la partie physique a été celle de la souplesse. Une grande variété de modèles physiques indépendants et alternatifs (possibilité d'avoir plusieurs modèles pour le même processus) ont été développés. Ceci revient à dire qu'il y a une distinction entre processus et modèle. Plusieurs modèles peuvent être utilisés pour le même processus.

Par ailleurs, il n'y a pas de "packages" ou de boîtes noires, les utilisateurs sont en prise directe avec la physique. Ceci permet une validation plus aisée des résultats expérimentaux.

La façon de traiter la physique électromagnétique et la physique hadronique sont les mêmes. Il y a utilisation de bases de données expérimentales du monde entier et une validation des résultats physiques au vu des données expérimentales.

IV.4.4 Physique électromagnétique

Les objets traités en physique électromagnétique sont les électrons et positons, les photons (γ , X et optiques), les muons, les hadrons chargés et les ions. Par rapport à Geant3, une extension vers les hautes énergies, telles que celles traitées au LHC et dans le cas de rayons cosmiques de haute énergie, est incluse.

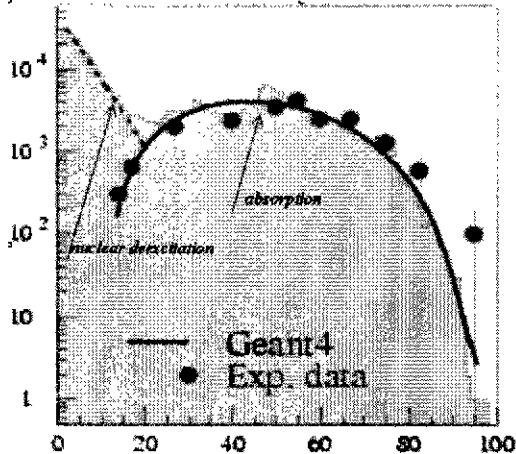
Une extension vers les basses énergies existe également, pour les applications spatiales, médicales, expériences ν , spectroscopie d'antimatière, etc...

Les processus gérés sont très nombreux. Citons : la diffusion multiple, le bremsstrahlung, l'ionisation, l'annihilation, l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, l'effet Rayleigh, la conversion γ , la production de paires e^+e^- , le rayonnement synchrotron, le rayonnement de transition, l'effet Cerenkov, la réfraction, la réflexion, l'absorption, la scintillation, la fluorescence, l'effet Auger (implémentation en cours)

Ouf !

IV.4.5 Physique hadronique

En physique hadronique, les modèles utilisés sont paramétrés et basés sur les données expérimentales (data driven). Certains modèles sont complètement nouveaux. Citons la gestion des particules à l'arrêt, c'est à dire les particules qui se sont arrêtées dans le détecteur et qui mettent un temps long à se désintégrer ou bien même ne se désintègrent pas, le transport de neutrons et la production d'isotopes.



Les modèles de physique hadronique de Geant4 sont basés sur des données expérimentales, ce qu'illustre le graphique ci-contre.

IV.4.6 Autres composants

D'autres composants sont nécessaires au bon fonctionnement de la librairie. Là encore, nous ne ferons que les citer.

Les matériaux (éléments, isotopes, alliages, composés,...) les plus couramment utilisés sont définis ainsi que les particules (données du Particle Data Group). La persistance, c'est à dire la capacité d'un système à enregistrer et récupérer des résultats est également un élément important de la librairie.

En ce qui concerne la visualisation, des liens sont prévus vers OpenGL, OpenInventor, X11, Postscript, DAWN, OPACS, VRML. Des interfaces utilisateur (GUI) sont au menu.

Enfin, les interfaces avec des générateurs d'événements extérieurs sont bien entendu présentes.

IV.5 Applications

Bien qu'encore en développement, Geant4 a été utilisé dans de nombreux domaines. En Physique corpusculaire tout d'abord, avec les expériences ATLAS, BaBar, CMS, HARP et LHCb.

Dans le domaine spatial et en astrophysique avec les satellites d'observation X Chandra et XMM, et l'observatoire gamma Integral.

Dans le médical, Geant4 est indiqué chaque fois que l'on désire simuler le passage de rayonnements ionisants dans les tissus.

IV.6 Et ce n'est pas tout...

Ce qui précède dans ce chapitre ne se veut qu'être un survol du logiciel Geant4. Plus de détails pourront être trouvés sur le site web <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

Le curieux y trouvera tous les exemples, la documentation dont il peut rêver, ainsi que les sources de la librairie et la manière de l'installer sur sa machine.

V. UN ENVIRONNEMENT D'ANALYSE CONCRET : ROOT

Dans l'ensemble des environnements d'analyse en gestation, nous avons choisi de présenter celui qui est sans doute le plus largement distribué, ROOT. Il s'agit d'un environnement orienté objet destiné à résoudre les problèmes d'analyse de données en physique corpusculaire. Nous expliquerons le sens qu'a le terme "environnement" dans ce cas.

V.1 Quelques points de philosophie

V.1.1 Modèle de développement

ROOT a adopté la "philosophie" Open Source, c'est-à-dire qu'un noyau dur de développeurs définit les grandes orientations et écrit le cœur du code, à l'écoute des utilisateurs. Le code est ouvert, tout le monde peut suggérer des modifications, améliorations, etc... Le code source est disponible et chacun peut aller fouiller dedans.

"Release early, release often" soit "Mettre à disposition tôt, mettre à disposition souvent", telle est la devise du modèle "Bazaar" adopté pour le développement de ROOT.

Les utilisateurs sont ainsi associés au développement de façon très étroite, en prise quasi directe avec les développeurs. Il y a alors nécessité d'une grande réactivité de la part de ceux-ci. Les bugs se doivent d'être corrigés très rapidement. Les réactions des utilisateurs sont primordiales car elles conditionnent la suite du développement de telle ou telle partie du code.

Ce caractère très "convivial" du développement n'est pas contradictoire avec une analyse ou conception OO, qui inclut dès le départ les contraintes fortes des problèmes de quantité de données et de temps de calcul par exemple.

V.1.2 Approche "Framework"

Qu'entend-t-on par le mot "environnement" (framework) ? Nous allons essayer d'explicitier le sens qui en est donné dans le cadre de ROOT.

Un environnement est un ensemble de catégories de classes cohérentes construites sur des composants robustes. Comme dans le cas de Geant4, on construit un ensemble de classes formant une librairie. La cohérence de l'ensemble est un élément fondamental, ainsi que la robustesse des composants de base, capacité du système à régler les cas limites. L'expérience montre que l'on atteint très facilement ces cas limites...

Pour donner une idée pratique, programmer dans un environnement est un peu comme vivre dans une cité. Des services sont fournis par la cité, tels l'électricité, l'eau, les transports publics, le téléphone. Dans une maison, des interfaces à ces services sont prévus (interrupteurs, prises téléphoniques...). L'utilisateur ne doit pas se soucier des détails, par exemple l'algorithme de routage du système de commutation téléphonique. Sauf que dans notre cas, s'il le veut, il peut aller y jeter un œil, juste par curiosité.

Les services sont dans notre cas, entre autres, les entrées/sorties, les conteneurs et l'interface utilisateur. Nous allons y revenir en détail. Dans tous les cas, il y a un besoin de contraindre la cohérence de l'application, de fixer des règles de savoir-vivre. A trop donner de liberté à l'utilisateur, on le force à faire plus de travail que nécessaire.

La contrepartie pour l'utilisateur est qu'il doit accepter les règles qui fondent la cohérence de l'application. Ceci lui enlève un peu de liberté, dans la mesure où il est contraint d'utiliser certains outils, comme on est par exemple obligé d'utiliser l'infrastructure fournie par une compagnie de téléphone. L'expérience montre toutefois que l'on peut toujours, avec un peu de travail, se débrouiller pour interfacer les outils que l'on veut...

La contrainte principale pour le développeur est la robustesse. Pour atteindre cela, un environnement doit être utilisé dans de nombreuses expériences, avec de nombreuses situations limites différentes. S'il n'est utilisé qu'à un seul endroit, il devient fragile en grossissant. Il faut voir un environnement comme un investissement à moyen et long terme, d'où la nécessité d'une interaction forte dès le départ entre développeurs et utilisateurs. Enfin, il faut toujours penser à l'utilisateur final. La simplicité d'utilisation est un critère fondamental d'un bon environnement.

V.2 Structure générale

V.2.1 Fonctionnalités d'un environnement orienté objet

Ce qu'il faut...

Les fonctionnalités que l'on attend d'un environnement sont les suivantes :

- La gestion des données, parfois de très grandes quantités, quelques péta-octets
- Un interpréteur de commandes, ou langage de macros. Un lien simple avec le code compilé doit exister, pour des raisons évidentes de performances
- Des outils graphiques de présentation et d'analyse interactives
- Des outils scientifiques (histogrammes, minimisation...)
- Des aides diverses à la programmation (conteneurs...)
- Une connexion réseau, pour éventuellement regarder ou traiter des données distantes
- Une gestion du code source. En effet, le code source scientifique produit peut être extrêmement complexe et il est nécessaire de prévoir des outils qui permettent d'en simplifier la gestion.
- Des capacités de calcul distribué ou/et parallèle. Nous avons déjà vu ce point en introduction.

On voit qu'un environnement est un ensemble qui peut devenir rapidement très complexe et qu'une bonne conception des fondements du système, donc dès le départ, est indispensable.

V.2.2 Les bibliothèques

ROOT est un ensemble regroupant plus de 350 classes avec environ 700000 lignes de code. Il comprend une bibliothèque de base Core (4 Moctets), un interpréteur de commandes C/C++ CINT (1.5 Moctets) et toutes les autres bibliothèques (17 Moctets).

V.2.3 Modularité

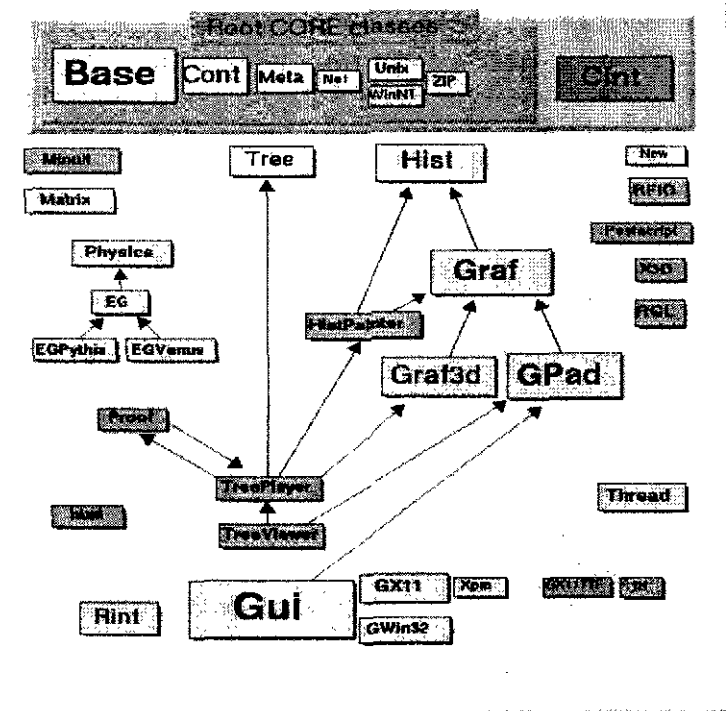
La notion de modularité dépend de l'auteur. ROOT se veut être un environnement modulaire, mais pas en sacrifiant la cohérence de l'ensemble de l'environnement.

Pour atteindre cela, les bibliothèques sont organisées avec une structure en couches. Les classes de base "CORE" sont toujours chargées, c'est-à-dire le support RTTI que nous verrons plus loin, l'interpréteur et les entrées/sorties de base.

Les autres bibliothèques, que nous appellerons bibliothèques d'application, peuvent n'être chargées que si l'on en a besoin. De plus, il y a une séparation entre les objets manipulés et les classes de haut niveau qui agissent dessus. Par exemple, les objets histogrammes peuvent être peints (fonction `Paint()` de la classe `TH1` représentant les histogrammes). Mais on voit mal pourquoi on garderait cette fonctionnalité dans un job en batch. Une classe est chargée du dessin sur l'écran des histogrammes, `THistPainter`. Cette classe ne sera chargée dynamiquement en cours d'exécution du programme, que si on en a vraiment besoin.

L'utilisation de bibliothèques partagées permet une réduction du temps de lien et de l'utilisation des capacités de la machine.

Enfin, les bibliothèques ROOT peuvent être utilisées avec des bibliothèques externes ou bien en tant que bibliothèques externes d'un programme. Le dessin ci-contre montre, parmi toutes les bibliothèques de ROOT, les liens de dépendance qui existent entre les unes et les autres :



Interfaces abstraites

Les paragraphes qui suivent sur les interfaces abstraites sont pour les spécialistes, mais vous pouvez tenter tout de même sa lecture...

Pour améliorer la modularité, on utilise des classes de base abstraites. Nous avons vu qu'en POO, une classe de base abstraite A ne contenait pas de code mais servait à définir le comportement et l'interface des classes qui vont dériver d'elle. Les bibliothèques de bas niveau ne parlent qu'aux classes de base abstraites, qui relayent les actions à effectuer vers les classes dérivées de ces classes de base.

Une application n'utilisera que des appels à des fonctions des classes de base abstraites, très petites, qui n'auront aucune fonctionnalité. Si une classe dérivée, qui contiendra le code effectif qu'on appelle implémentation, a été chargée, l'appel aux fonctions de cette classe dérivée se fera à travers la classe de base. Autrement dit, le programme ne s'aperçoit jamais qu'une classe dérivée a été chargée et utilisée. Et si il n'y a pas de classe dérivée chargée, le programme ne s'en aperçoit presque pas, tout fonctionne sauf que le code de l'implémentation n'est pas exécuté !

Bon, mais à quoi ça sert ? On peut imaginer plusieurs implémentations pour le même problème ou bien une seule implémentation que l'on charge ou pas suivant le cas. Seules les applications utilisant une implémentation dans les classes dérivées devront être liées avec les bibliothèques correspondantes.

Exemple : La classe de base abstraite TVirtualPad représente l'interface graphique vers une fenêtre (canvas) ou une sous-fenêtre (pad) mais ne contient aucune implémentation (code source). L'implémentation est dans des classes dérivées TPad et TCanvas contenues dans les bibliothèques libGpad et libGraf.

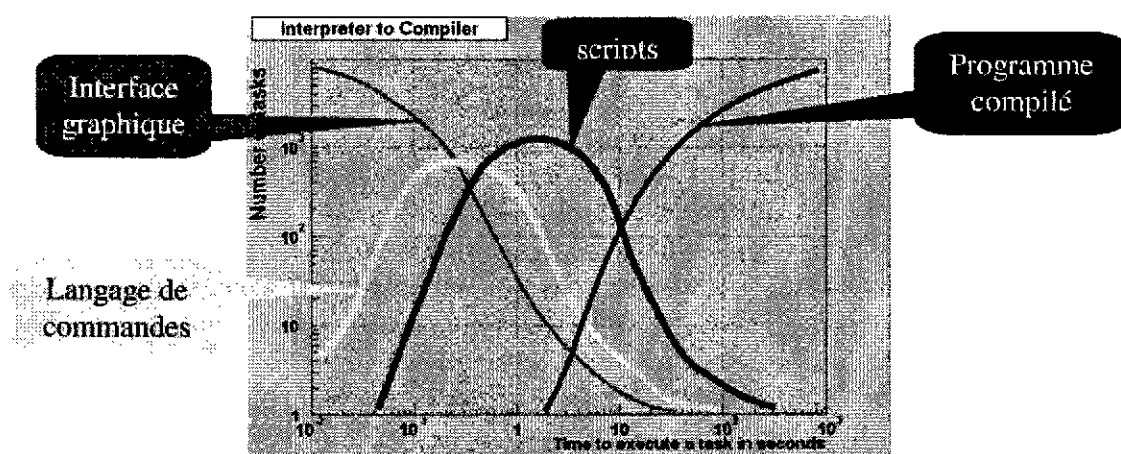
La bibliothèque de base libCore a des références vers TVirtualPad, mais seules les applications qui font réellement du graphique devront être liées avec les bibliothèques graphiques libGpad et libGraf, sans d'ailleurs avoir besoin d'appeler directement TPad.

V.3 Interpréteur de commandes : CINT

V.3.1 Nécessité d'un langage interprété

Comme dans beaucoup d'autres domaines, l'analyse de données en physique corpusculaire nécessite l'utilisation d'un langage de commande interactif, ainsi que d'un langage de script pour les manipulations simples de petites quantités de données. Dans le cas de gros calculs, vu la quantité de données en jeu, il est impératif d'avoir également accès à un langage compilé. L'utilisateur physicien veut pouvoir accéder de façon efficace aux objets qu'il manipule, que ce soit des données ou des classes ou fonctions.

De plus, la transition entre mode interprété et compilé doit se faire de façon fluide et transparente, la plus simple possible. Le graphique suivant illustre le nombre de tâches effectuées en fonction du temps mis pour l'exécution d'une tâche pour plusieurs outils.



Plus l'exécution de la tâche à effectuer est longue, plus l'utilisateur choisira un outil adapté. Par exemple, si l'on peut réaliser un graphique à la souris en quelques clics et quelques secondes, on le fera. Mais dès que ce graphique est plus long à générer, on choisira un script, voir un programme compilé si le temps d'exécution en mode interprété est trop long.

V.3.2 CINT, interpréteur C/C++

Le choix des concepteurs de ROOT s'est porté sur un interpréteur C/C++. Cet interpréteur dénommé CINT a été écrit par Masaharu Goto sous licence Open Source. Il (l'interpréteur, pas Masaharu) reconnaît 95% de la syntaxe C standard définie par l'ANSI et 90% du standard C++. Et ça s'améliore...

CINT compte environ 80000 lignes de code C et 5000 lignes de C++ et il est capable d'interpréter son propre code source. Un interpréteur interprété si l'on veut. Il contient également quelques utilitaires de débogage, comme un mode trace ou des points d'arrêt.

V.3.3 CINT dans ROOT

CINT est utilisé dans ROOT comme interpréteur de commandes, interpréteur de scripts, pour générer un dictionnaire complet des classes et pour générer les fonctions "stubs". Nous allons voir un peu plus loin, dans le paragraphe sur le RTTI, l'explication de ces deux derniers points.

L'intérêt qu'on trouve les développeurs de ROOT dans ce choix est que le langage de ligne de commandes (CINT), de scripts (encore CINT) et de programmation (C/C++) sont une seule et même chose. Ainsi, le passage de l'un à l'autre se fait sans trop de problèmes et l'utilisateur n'a à

connaître qu'un seul type de langage. De plus, les gros scripts peuvent être compilés automatiquement pour une performance optimale.

V.3.4 Utilisation de CINT comme interpréteur

Lorsqu'une session ROOT est lancée par la commande

```
bash> root
```

On se retrouve dans un environnement où, à part quelques commandes intrinsèques qui commencent toutes par un point, tout ce que l'on tape est interprété comme une ligne de code source C. Par exemple :

```
root [0] for (int i = 0; i < 10; i++) printf("Hello\n")
```

affiche 10 fois un message. Mais on peut également faire rapidement des choses plus sympathiques. Essayez

```
root [1] TF1 f("f", "sin(x)/x", 0, 10)
root [2] f.Draw()
```

C'est du C++. La première ligne définit un objet f de classe TF1 qui est la classe des fonctions à une dimension. La deuxième ligne trace cette fonction.

Les lignes précédentes peuvent être rassemblées dans un script. Ouvrez votre éditeur préféré et tapez :

```
{
    for (int i = 0; i < 10; i++) printf("Hello\n");
    TF1 f("f", "sin(x)/x", 0, 10);
    f.Draw();
}
```

On remarquera le ";" à la fin de chaque ligne, indispensable dans un script comme dans tout programme C. Sur la ligne de commande, il n'est pas obligatoire car lorsqu'on tape un retour chariot, il est évident que la frappe de la ligne est finie... C'est juste une commodité.

Sauvez votre script sous "script.C". Pour l'exécuter, tapez dans une session ROOT

```
root [0] .x script.C
```

".x" est la commande intrinsèque pour exécuter un script. ".q" permet de quitter une session ROOT.

V.3.5 La RTTI (Real Time Type Information)

La RTTI (Real Time Type Information) est la capacité qu'a un système de connaître en cours d'exécution les caractéristiques d'un objet (classe, structure, etc...). Par exemple, dans un programme, je veux savoir de quel type est l'objet A et si il possède la fonction "Draw". Lorsque vous écrivez un programme, vous avez cette information dans votre tête, mais si vous récupérez un pointeur en cours d'exécution, vous n'avez à priori aucune information sur lui.

Cette information est pourtant indispensable dans le cas de programmes écrits par un utilisateur. On ne sait pas forcément ce que peut contenir un objet. Pensez également à l'évolution des programmes au cours de la vie d'une expérience. Les objets que vous allez créer vont, tout comme les détecteurs, évoluer. Si vous désirez comparer des données prises à un intervalle de temps long, il y a fort à parier qu'elles ne seront pas compatibles quand à la structure. Si on peut connaître par ailleurs cette structure, il y a un moyen de s'en tirer.

Pour réaliser la RTTI, il est nécessaire de créer un dictionnaire décrivant les classes, les fonctions et les variables présentes dans le système.

Dans ROOT, la RTTI est un élément fondamental d'un système. Elle est fournie par l'interpréteur. C'est assez logique puisque celui-ci est obligé de construire de toute façon un dictionnaire pour connaître les caractéristiques des objets que l'utilisateur appelle dans un script interprété. En

réalité, l'interpréteur est basé dessus, cela fournit un lien entre ce qui est interprété et la fonction/classe compilée qu'il faut appeler. Lorsque l'utilisateur tape "printf", l'interpréteur n'émule pas la fonction printf, mais appelle la fonction compilée correspondante.

Une conséquence est qu'un utilisateur peut écrire des classes ou des fonctions C++ qui pourront simplement être analysées, déclarées et intégrées au système, ce qui permettra de les appeler interactivement, sur la ligne de commande.

Un autre élément dépendant de la RTTI, donc de l'interpréteur est la gestion des services d'entrées/sorties. Ceci permet d'envoyer un objet sur disque sans en connaître la structure ou de l'envoyer sur le réseau très simplement. Nous y reviendrons. Dans le cas des classes utilisateur, le code d'entrée/sortie les concernant peut être généré automatiquement.

Un dernier élément exploite la RTTI, il s'agit des menus déroulants correspondant aux objets graphiques. Tout objet d'une classe qui peut être tracé dispose automatiquement d'un menu déroulant appelant certaines fonctions de cette classe. Nous y reviendrons également.

V.3.6 Intégration des classes utilisateur dans ROOT

Intégrer une classe dans ROOT veut dire profiter de certains avantages qui ont été décrits dans le paragraphe précédent (entrées/sorties, menus déroulants, outils divers). Pour intégrer une classe utilisateur, il est nécessaire de disposer du fichier d'entête de cette classe, appelons le User.h. Il faut d'abord faire tourner dessus un préprocesseur appelé rootcint qui est chargé de générer le dictionnaire nécessaire à l'interpréteur pour la RTTI. Ce dictionnaire se présente sous la forme de code C source, appelons les fichiers correspondants User_dict.C et User_dict.h, générés par rootcint.

L'étape suivante consiste à compiler tous les fichiers sources (User.C, User_dict.C) à l'aide de votre compilateur préféré, au hasard g++, et à les lier soit dans une librairie partagée, appelons la libUser.so, soit dans un programme autonome User.exe qui utilise les librairies ROOT.

Une fois ceci fait, on peut exécuter le programme ou bien charger la librairie partagée dans une session ROOT par la commande

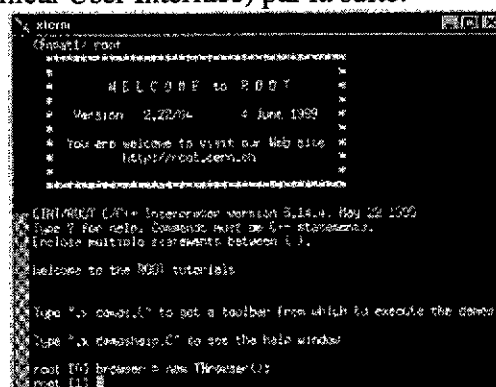
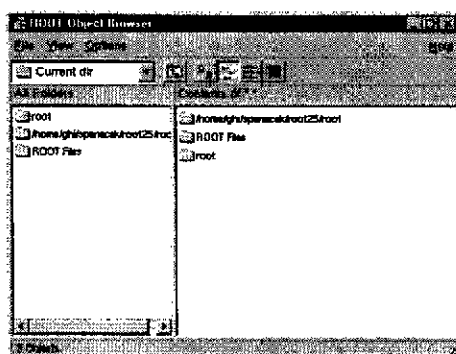
```
root [0] .L libUser.so
```

Dès ce moment, la classe définie dans votre code source est disponible sur la ligne de commande. Le manuel utilisateur ROOT décrit très bien ces différentes étapes.

V.4 Graphique : GUI (Graphical User Interface) et graphique de base

Dans ROOT, l'utilisateur peut interagir avec le système en utilisant l'une des trois interfaces utilisateur :

- L'interface graphique utilisateur, c'est-à-dire des fenêtres boutons, menus déroulants, etc... que nous nommerons GUI (Graphical User Interface) par la suite.



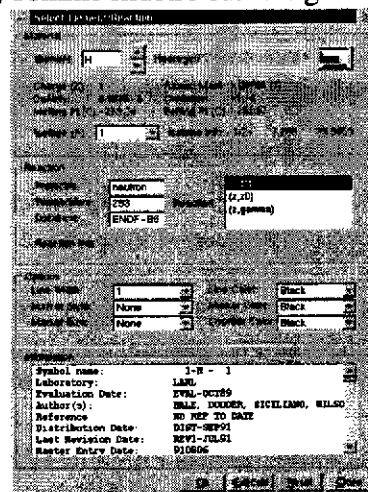
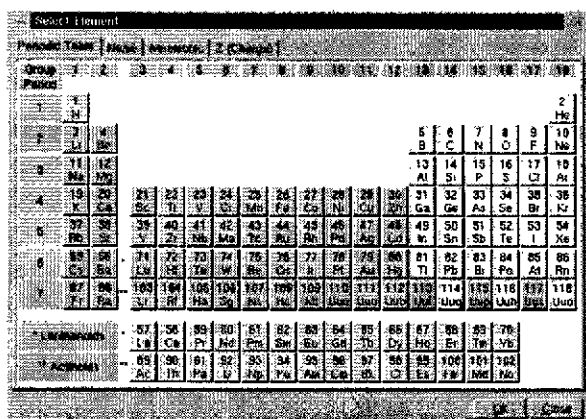
- La ligne de commande qui appelle l'interpréteur CINT

- Le code source soit compilé à l'aide d'un compilateur C++ soit interprété à l'intérieur d'un script.

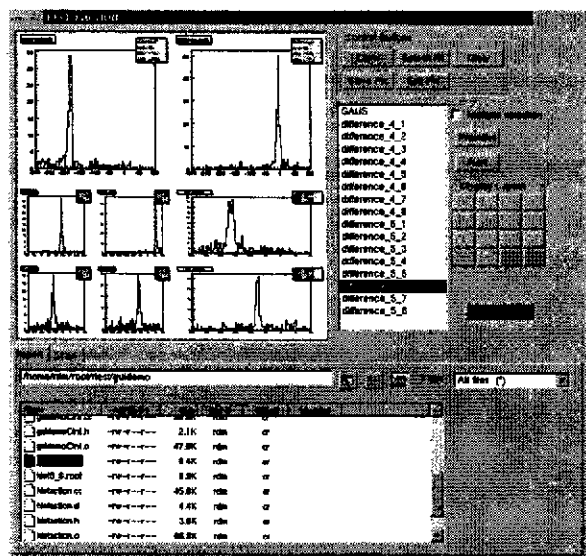
V.4.1 "Widgets" de base

Un "widget" est un élément d'une interface graphique, comme un bouton, une fenêtre, un menu, etc... ROOT dispose des widgets de base qui lui permettent de construire une interface utilisateur pilotable à la souris. On peut juste donner deux exemples :

Exemple d'une petite application. On peut cliquer sur l'un des éléments dans le tableau pour obtenir les caractéristiques d'un élément chimique, comme illustré sur la figure de droite.



Exemple d'un GUI dans un cadre "on-line", les histogrammes se remplissent en temps réel



V.4.2 Graphique 2D

En plus de disposer de boutons et menus, il est évident qu'il faut pouvoir dessiner des flèches, titres, lignes, carrés sur les histogrammes, fonctions et autres objets graphiques de haut niveau. Nous les appellerons objets graphiques de base.

ROOT dispose de primitives de base (lignes, texte, marqueurs, ...) ainsi que de la possibilité de réaliser des graphes de Feynman, des annotations. On peut également dessiner des formules avec

une syntaxe très proche du mode mathématique de LaTeX. Il y a également un éditeur graphique permettant de faire ces dessins sans programmation.

Pour introduire un peu de vocabulaire, une fenêtre graphique sera appelée "canvas" (objets de classe TCanvas) et elle pourra être divisée en sous-fenêtres qui seront appelées "pads" (objets de classe TPad).

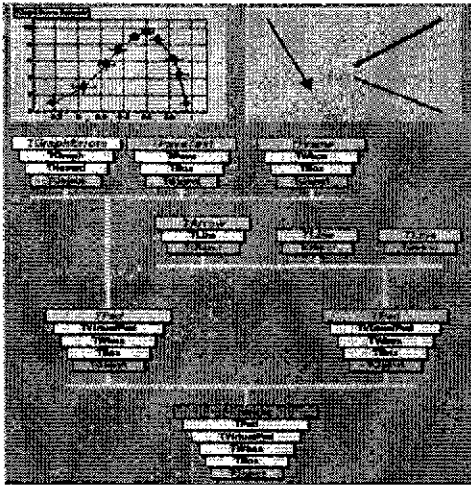
Chaque pad, avec tous les objets qu'il contient, peut être enregistré en format Postscript, sous forme d'une image gif ou encore sous forme d'un fichier natif ROOT.

Pour le programmeur, l'interaction des objets avec le graphique se fait via les quatre méthodes

- TObject::Draw/Paint
- TObject::DistanceToPrimitive/ExecuteEvent

Ceci illustre une caractéristique fondamentale de ROOT. Comme en Java, tous les objets dérivent d'une classe de base TObject qui sert de classe de base abstraite d'une part, c'est à dire qu'y sont définies les méthodes communes que devront avoir tous les objets (pensez aux entrées/sorties), et qui contient quelques fonctionnalités élémentaires d'autre part.

Evidemment, TObject::Draw ne fait rien ! il est nécessaire de la redéfinir dans chaque classe dérivant de TObject, puisque chaque classe est seule capable de décrire la façon de se tracer.



La figure ci-contre illustre divers objets graphiques. Le graphique est orienté objet dans la mesure où lorsqu'on agit sur un objet, par exemple pour le redimensionner, on touche bien à l'objet en mémoire. Ainsi, supposons que nous ayons fabriqué un histogramme h. Si l'on change la couleur du tracé à la souris et que l'on regarde ensuite dans un script la variable correspondant à cette couleur pour l'objet h, cette variable aura pris la valeur correspondant à la couleur choisie à la souris.

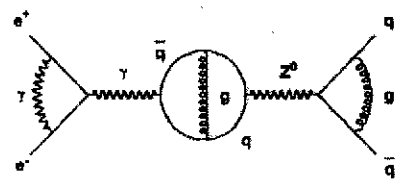
De même, si l'on détruit h en mémoire, il disparaît de la fenêtre graphique. C'est un peu surprenant au début mais on s'y fait !

Nernst equation

$$\frac{2s}{\pi a^2} \frac{dc}{d \cos \theta} (e^s \rightarrow \vec{r}) = \left| \frac{1}{1 - \Delta a} \right|^2 (1 + \cos^2 \theta)$$

$$+ 4 \operatorname{Re} \left\{ \frac{2}{1 - \Delta a} \operatorname{Im} \left[\frac{\operatorname{Re} \left[\frac{1}{1 - \Delta a} \right] (1 + \cos^2 \theta) + 2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{1 - \Delta a} \right] \cos \theta}{1 - \Delta a} \right] \right\}$$

Enfin, nous illustrerons le tracé de formules et de diagrammes de Feynman. Bien sûr, tous ces objets sont éditables interactivement à la souris.



V.5 Gestion des données

Nous allons illustrer les notions indispensables à une bonne compréhension de la gestion des données par l'approche choisie dans ROOT. Ce n'est pas la seule approche envisageable, et nous dirons quelques mots sur les autres approches à la fin du sous-chapitre.

V.5.1 La persistance

Quel que soit le choix de l'approche, la notion de persistance est universelle. La persistance est la capacité qu'a un objet de retrouver son état d'une session à l'autre. On parlera d'objets transitoires lorsque ceux-ci seront en mémoire vive et ne se sauvent pas sur disque, et d'objets persistants lorsqu'ils savent "se sauver" sur disque et qu'il le font.

La persistance est un très vaste sujet en soi et l'on peut essayer de faire une liste des caractéristiques que devrait avoir un système implémentant une persistance "idéale" :

- Pas de contraintes sur le modèle d'objet. Toutes les classes doivent accéder telles quelles à la persistance
- Une évolution de schéma automatique, c'est-à-dire la capacité de lire des objets anciens dont on ne connaît plus la description de classe. Si un concepteur veut ajouter des données membres ou en enlever dans un objet, il ne doit pas se soucier de persistance, celle-ci doit être automatique.
- Des convertisseurs automatiques entre mode transitoire et mode persistant d'un objet. Ce n'est pas si simple que ça en a l'air. Il ne s'agit pas juste de sauvegarder un objet, car celui-ci peut très bien avoir une forme en mémoire et une autre sur disque.
- Une compression de données efficace pour utiliser le moins de place possible sur disque
- Un format de persistance, ou format de fichier, qui soit indépendant de la machine pour pouvoir transporter ces fichiers d'une machine à une autre.
- Une granularité correspondant aux motifs d'accès. On veut pouvoir sauvegarder aussi bien des petits que des gros objets et ne pas charger une grosse quantité de données juste pour regarder un tout petit morceau.
- Un accès distant. Point fondamental si l'on fait du travail distribué.

On voit qu'il y a du travail !

V.5.2 Les entrées/sorties dans ROOT

ROOT utilise pour ses entrées/sorties un modèle séquentiel/plat, illustré sur la figure V.5.2.1. Un objet qui est en mémoire et veut sortir vers l'extérieur, que ce soit vers un fichier sur disque ou vers le réseau, passe d'abord par un "sérialiseur" ("Streamer" en anglais) qui produit une version série ou toutes les données internes de l'objet sont rangées dans un tampon séquentiellement, accompagnées éventuellement de données de contrôle. Une fois ceci fait, il est aisé d'envoyer ces données

- vers un fichier sur disque (classe TFile),
- un système distant à travers le réseau (classes TWebFile pour un serveur http, TNetFile pour un fichier distant géré par un démon rootd de gestion de fichiers natifs ROOT, TRFIOFile pour un serveur RFIO)
- une mémoire partagée

Pratiquement, chaque classe dans ROOT possède une fonction "Streamer" qui réalise la sérialisation et qui est appelée automatiquement pour sauver l'objet. Cette fonction est générée automatiquement par l'utilitaire rootcint dont nous avons parlé précédemment. Ainsi, un utilisateur qui écrit une nouvelle classe dispose quasi-automatiquement d'un mécanisme pour envoyer ses objets sur disque, à condition qu'il ait fait tourner la rootcint sur ses fichiers entête de description de classe (User.h dans l'exemple que nous avons donné plus haut).

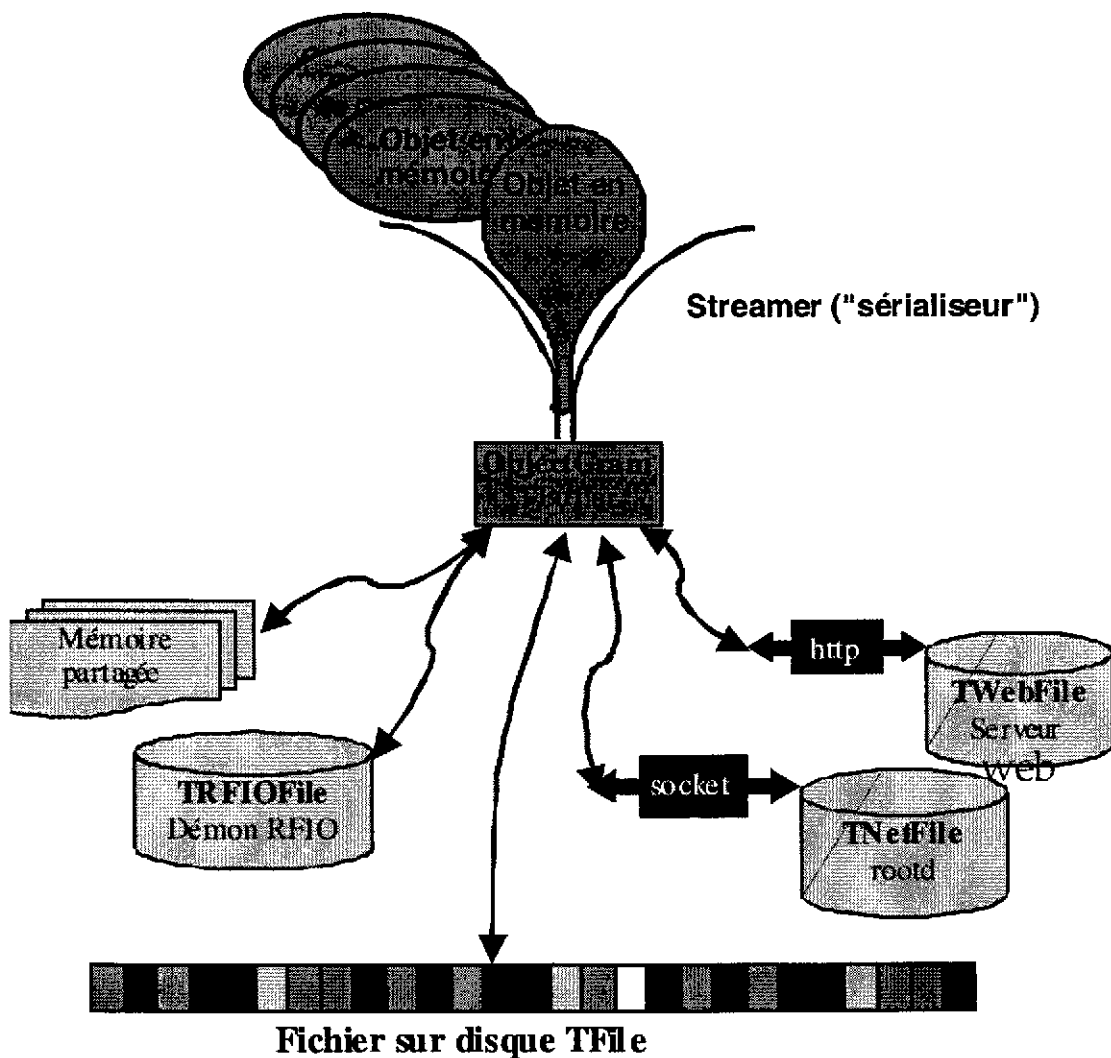


Fig V.5.2.1 Schéma d'entrées/sorties de ROOT. Illustre le passage d'un objet de la mémoire vers l'extérieur

Pour montrer en pratique comment on enregistre un objet, nous pouvons construire un histogramme simple et l'enregistrer dans un fichier. D'abord, on ouvre un fichier nommé "demo.root" dont nous mettons le descripteur dans une variable nommée "micro" :

```
root [0]. TFile micro("demo.root","new")
```

Puis nous fabriquons un histogramme à une dimension (classe TH1F), de nom "hg", de titre "rempli avec une gaussienne", ayant 100 canaux et dont les bornes sont -4, +4 :

```
root [1]. TH1F hg("hg","rempli avec une gaussienne",100,-4,4)
```

Il existe une méthode de la classe TH1F qui remplit automatiquement notre histogramme avec une distribution gaussienne :

```
root [2]. hg.FillRandom("gaus",5000)
```

Reste à écrire l'histogramme dans le fichier. Ceci se fait simplement en appelant la méthode "Write()" de la classe TH1F. Ceci revient à demander à l'objet de s'enregistrer lui-même :


```
root [3] hg.Write()
```

Comme tous les objets de ROOT, TH1F dérive de TObject, et cette méthode est en réalité une méthode de TObject. Elle va appeler la méthode Streamer() de TH1F (TH1F::Streamer) qui va remplir un tampon avec tous les constituants de l'objet.

On peut alors afficher la carte du contenu du fichier :

```
root [4] micro.Map()
          20000511/092959 At:64 N=92 TFile
          20000511/093055 At:156 N=423 TH1F CX = 2.10
```

On voit qu'enregistrer un objet est chose simple, et ce quelle que soit la complexité de celui-ci. Nous n'avons pas parlé de la structure des fichiers eux-même. Les fichiers ROOT peuvent être structurés comme un système de fichiers Unix. Chaque fichier peut contenir des répertoires. Un répertoire ("directory") contient une liste d'objets nommés, qui ont un nom. Un fichier peut contenir une hiérarchie de répertoires (à la Unix).

Deux autres qualités des fichiers ROOT est qu'ils sont machine indépendants, on peut les transporter sans problème, et qu'une compression des données y est intégrée.

Enfin, le modèle séquentiel/plat permet le support pour les fichiers locaux ou déportés. Exemples :

Un fichier local s'ouvre par

```
TFile f1("myfile.root")
```

Fichier déporté avec accès via un serveur web

```
TFile f2("http://pcbrun.cern.ch/renefile.root")
```

Fichier déporté, accès via le démon ROOT

```
TFile f3("root://cdlsaga.fnal.gov/bigfile.root")
```

Accès à un fichier dans un stockage de masse, tels HPSS, CASTOR, via RFIIO :

```
TFile f4("rfiio://alice/run678.root")
```

V.5.2 Ntuples et arbres ("Trees")

Définition et description

Comme nous l'avons vu en introduction, la quantité d'événements que devront analyser les physiciens dans une expérience est extrêmement importante. A raison d'une centaine d'événements par seconde enregistrés pendant un an, on obtient de l'ordre de 3.10^9 événements. Gérer, indexer, ranger, accéder un tel nombre d'objets ne va pas sans poser de problèmes. Pour les résoudre, certains outils ont été utilisés dans le passé et nous commencerons par ceux-là.

Les n-tuples sont de très grands tableaux où chaque ligne représente les données correspondant à un événement, chaque colonne une variable particulière. L'intérêt est que l'on peut faire des statistiques sur une colonne ou bien des corrélations entre colonnes. Un n-tuple est une mini base de données en quelque sorte. ROOT offre le support des n-tuples à la PAW et peut importer des histogrammes et n-tuples au format PAW.

Mais les n-tuples d'antan ne suffisent pas. Le concept a été étendu pour le rendre orienté objet et lui permettre une beaucoup plus grande souplesse. C'est la notion d'arbres.

Un arbre ("Tree", de classe TTree) est une extension des n-tuples pour les objets. Chaque entrée de l'arbre peut correspondre à un événement ou contenir un objet complexe quelconque dérivant de TObject. Les arbres sont structurés en branches, chaque branche pouvant contenir un sous-ensemble de l'événement ou de l'objet. Chaque branche a son propre tampon pour les entrées-sorties. Ceci signifie que l'on peut ne charger qu'une partie des objets que contient l'arbre. Imaginez que chaque élément de l'arbre corresponde à un événement, une collision par exemple, qui contient toutes les données de tous les détecteurs. Il est utile de ne pouvoir charger que les données venant d'un sous-détecteur si on n'étudie que celui-ci.

Par ailleurs, il est possible d'avoir plusieurs arbres en parallèle, pour étudier les corrélations entre plusieurs lots d'événements par exemple.

Enfin, on peut chaîner les arbres les uns à la suite des autres. Une chaîne (Chain, de classe TChain) est un recueil d'arbres. On peut ainsi séparer un très gros lot d'événements en une série d'arbres que l'on chaîne les uns aux autres et que l'on traite ensuite comme un arbre unique.

De l'utilité des arbres

La question qui peut venir à l'esprit est celle de l'utilité des arbres. En effet, ne peut-on simplement enregistrer les événements comme des objets dans un fichier ROOT ? Nous avons vu que tout objet qui dérive de TObject peut être écrit dans un fichier via object.Write(). Pour retrouver aisément l'objet, cette écriture se fait avec une clé (Key, de classe TKey) associée. Mais chaque clé produit un excès de 60 octets dans la structure du répertoire en mémoire. Lorsqu'on a des milliers ou millions d'événements, ceci n'est pas du tout négligeable. De plus, lorsqu'un fichier est lu, toutes les clés des objets qu'il contient sont chargées en mémoire, ce qui peut rapidement encombrer celle-ci. object.Write() est donc adapté pour des objets "esseyés" tels des histogrammes, objets du détecteur, étalonnage mais pas pour des objets "événements", très nombreux par nature.

Les arbres ont été conçus pour contenir de très grands ensembles d'objets. L'excès en mémoire ne dépasse pas en général 4 octets par entrée. L'accès se fait de façon séquentielle, les événements les uns après les autres ou aléatoire lorsqu'on va directement chercher un événement particulier. L'accès séquentiel est le plus efficace.

Les arbres ont des branches et des feuilles. On peut lire seulement un sous ensemble de toutes les branches. Cela peut grandement accélérer l'analyse de données.

Dans ce contexte, un n-tuple est un cas particulier d'arbre, les arbres étant conçus pour contenir des objets complexes.

Remarques importantes

Les fichiers ROOT sont autonomes : on peut lire un arbre sans les classes correspondant aux objets qu'il contient. Ceci peut paraître étrange mais s'explique par le dictionnaire décrivant les classes qui est sauvegardé en tant qu'objet dans la structure arbre/branche.

Les objets dans les fichiers ROOT (par ex. les arbres) peuvent référencer d'autres fichiers (arbres). Pour les arbres dont l'utilisateur n'a pas de code d'analyse, il est possible de générer un squelette de code automatiquement avec TTree::MakeClass, décrit un peu plus loin.

V.5.3 Utilisation pratique des arbres

Création d'un arbre

On crée un arbre par une commande telle que :

```
TTree *tree = new TTree("T", "Un arbre ROOT");
```

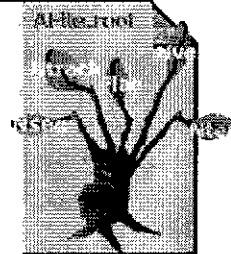


Ceci est le constructeur de la classe TTree. On lui indique le nom de l'arbre (par ex. "myTree"), son titre (ici "Un arbre ROOT") et en option la taille maximale totale des tampons (buffers) gardés en mémoire vive (par défaut 64 Mo).

Un arbre est une liste de branches et celui que nous venons de créer est nu, donc il faut en ajouter. Ceci se fait par les commandes :

```
Event *event = new Event();
myTree->Branch("eBranch", "Event", &event, 64000, 1);
```

On crée d'abord un objet événement vide, puis on crée la branche en indiquant son nom, le nom de la classe des objets que la branche va contenir, l'adresse du pointeur vers l'objet à enregistrer (dérivé de TObject). On spécifie en option également une taille de tampon (par défaut 32000) et un niveau de scission (split level), par défaut 1. Nous revenons tout de suite sur le sens du mot scission.



Scission d'une branche

Une branche peut être scindée automatiquement en sous branches contenant chacune une variable de l'événement. Ainsi, à la relecture, on pourra économiser du temps en ne relisant que les variables intéressantes.



Niveau de scission, "split level" = 0



Niveau de scission, "split level" = 1

Ajout d'une branche avec une liste de variables

Si toutes les variables que l'on veut mettre dans une branche sont des types fondamentaux (des entiers, des flottants) on peut mettre ces variables dans une structure C simple, et non une classe, et créer une branche spéciale en donnant une liste de variables. Exemple :

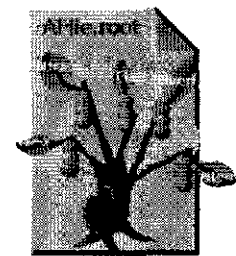
```
TBranch *b = tree->Branch ("EV_Branch" &event,
                          "ntrack/nseg/ntex:flag/1:temp/F");
```

La première variable est le nom de la branche, suivie du pointeur sur le premier élément d'une structure, suivi d'une chaîne de caractères décrivant les noms et types de toutes les variables.

Le conseil que nous pouvons donner est d'ordonner les variables selon leur taille, pour éviter certains ralentissements dus au processeur.

Remplissage d'un arbre

Maintenant que nous avons créé un arbre, nous pouvons le remplir. Pour cela, il faut d'abord créer des objets d'une classe correspondant aux événements que nous allons enregistrer. Dans l'exemple que nous avons choisi, cette classe s'appelle "Event". Nous créons donc un objet vide de classe Event en utilisant ce que l'on appelle en POO le "constructeur par défaut", qui ne prend pas d'argument et met les éléments internes à leur valeur par défaut, le plus généralement 0.



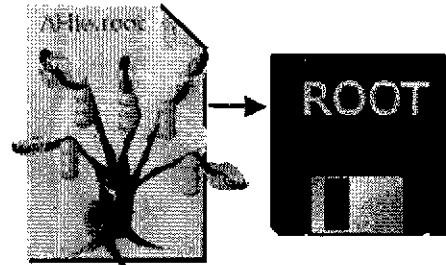
Ensuite, il faut créer une boucle "for" sur l'ensemble des événements.

Enfin, pour chaque événement, il faut remplir l'objet "event" avec les données correspondantes et appeler la méthode Fill() de l'arbre qui va enregistrer cet objet dans l'arbre :

```
myTree->Fill()
```

Écriture du fichier

Reste à enregistrer les données effectivement dans le fichier. C'est ce que fait la commande TFile::Write(). Elle écrit les histogrammes et les arbres dans le fichier ouvert. Bien sûr, les données, très nombreuses, ont été écrites au fur et à mesure d'abord dans le tampon de chaque branche, puis dans le fichier. Mais l'en-tête de l'arbre n'est écrit que lors de l'appel Write(). Et à la relecture, cet en-tête est indispensable pour connaître l'emplacement et la structure des données.



```
hfile->Write()
```

Exemple complet de création d'un arbre

Voici un exemple complet d'écriture de données dans un arbre, où l'on retrouve ce qui a été dit précédemment :

```
class TEvent: public TObject
  THeader          *fHeader;      //Event Header object
  TObjArray        *fVertex;      //List of vertices
  TClonesArray     *fTracks;      //List of tracks
  TTOF              *fTOF;        //Time of Flight object
  TCalor            *fCalor;      //Calorimeter object
```

```
main()
  TEvent *event;
  TFile dst("demo.root", "NEW");
  TTree tree("T", "Example of Tree");
  Int_t split = 1; // or split=0
  tree.Branch("event", "TEvent", &event, split);
  for (Int ev = 0; ev < 10000; ev++) {
    event = new TEvent(ev);
    tree.Fill();
    delete event;
  }
  dst.Close();
```

Les seules différences avec nos explications sont le fait que la fermeture du fichier par dst->Close() réalise une écriture automatique des en-têtes non encore écrites. De plus, le constructeur utilisé n'est pas exactement le constructeur par défaut. Après tout, ceci n'est que démonstratif. Des exemples plus complets sont donnés dans la documentation.

V.5.4 Les Chaînes (Chains)

Il existe un scénario qui risque d'être très courant si l'on a des millions d'événements répartis sur des centaines de fichiers contenant des arbres:

Réaliser une analyse sur de multiples fichiers ROOT. Tous les fichiers ont la même structure et le même arbre

Pour aborder ce cas, on introduit la notion de chaîne. Une chaîne (classe TChain) est un recueil (collection) d'arbres tous identiques. Une fois mis les uns à la suite des autres, ces arbres seront traités comme un seul arbre très grand. On utilisera donc la même syntaxe pour les chaînes et les arbres.

La création d'une chaîne se fait simplement en ajoutant les fichiers contenant les arbres dans cette chaîne, comme illustré ci-dessous :

```

//creates a TChain to be used by the h1analysis.C class
//the symbol H1 must point to a directory where the H1
// data sets have been installed

TChain chain("h42");
chain.Add("$H1/dstarnb.root");
chain.Add("$H1/dstarp1a.root");
chain.Add("$H1/dstarp1b.root");
chain.Add("$H1/dstarp2.root");

```

V.5.5 Analyse de données dans un arbre

Maintenant que nous savons comment enregistrer des données dans un arbre, il peut être important de savoir comment les analyser ! Il y a plusieurs possibilités suivant le degré de complexité de l'analyse.

Sur la ligne de commande

Comme dans "l'ancien temps", supposons qu'un arbre soit ouvert et que son nom soit "tree". La commande TTree::Draw(), à la PAW, permet d'afficher un histogramme de la ou des variables désirées, avec les conditions spécifiées :

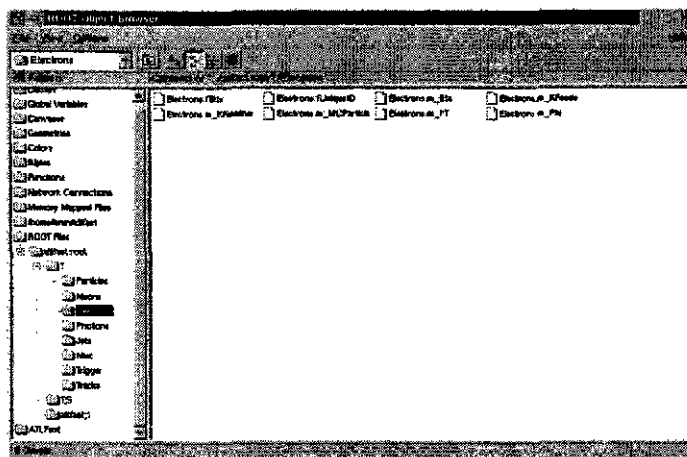
```
root > tree.Draw("px", "pt>1.2")
```

Ici, on affiche l'historgramme de la variable "px" dans le cas où la valeur de la variable "pt" dans le même événement est supérieure à 1.2.

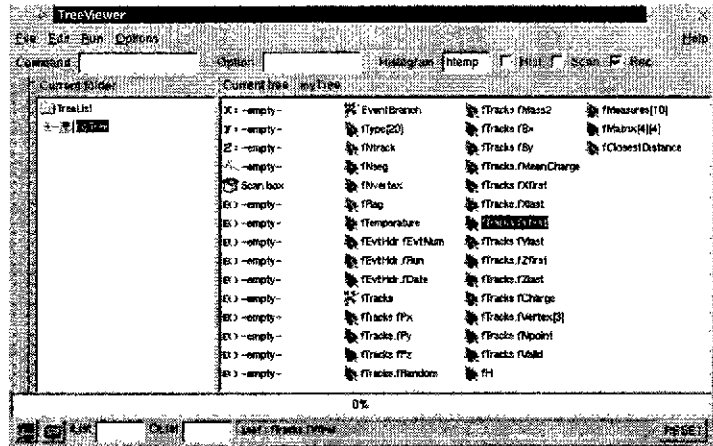
Par quelques clics de souris

Pour les amoureux de la souris, il existe au moins deux interfaces d'analyse interactive. L'une très simple ne permet que de réaliser des histogrammes sans pouvoir mettre de conditions. Il s'agit du "Browser" (de classe TBrowser) ou doit-on dire parcourer ? brouteur ? feuilleteur ? butineur ? Le choix est laissé au lecteur... Le Browser sert également à parcourir les objets ROOT dans le système.

Ci-contre un exemple de Browser ouvert sur un arbre contenant 8 branches et affichant la branche nommée "Electrons"



Il existe une classe spécialisée dans le traitement des arbres. Elle s'appelle TTreeView et permet de mettre des conditions complexes, des limites, de créer des listes d'événements, de réaliser des vues 1D, 2D, 3D, etc...



Si la complexité de l'analyse augmente, on a encore le choix. On peut, si on a conçu le code correctement, analyser les données avec la même classe que celle qui a généré l'arbre. Mais plus souvent, quelqu'un d'autre aura généré l'arbre et on devra partir de zéro ou presque. Il existe dans ce cas des générateurs de code automatique qui, partant de la description de l'arbre et des classes qu'il contient, ces informations étant contenues dans l'arbre lui-même, peuvent générer un squelette de code utilisateur. Celui-ci n'aura alors qu'à remplir ce squelette de son code d'analyse. Ces deux fonctions sont TTree::MakeClass et TTree::MakeSelector que nous allons un peu détailler.

Générateurs de code automatiques

L'idée est qu'après un certain temps, les classes qui ont servi à créer les données peuvent avoir disparu. On doit cependant pouvoir lire les données sans ces classes.

ROOT fournit deux utilitaires pour générer un squelette de classe qui puisse lire les données, en préservant les attributs de nom, de type et de structure.

TTree::MakeClass

Une fois l'arbre ouvert, appelons-le "tree" pour changer, la génération se fait simplement par :

```
root > tree MakeClass("myClass");
```

Ceci génère deux fichiers: myClass.h et myClass.C. myClass.h contient la déclaration de classe et le code des fonctions membres dont on sait qu'elles sont indépendantes de la ou des sélections qu'on pourra être amené(e) à faire. myClass.C contient un exemple de boucle vide ou l'on peut insérer le code d'analyse.

Après ça, l'utilisation du code est très simple. On charge d'abord les classes dans l'environnement par

```
root > .L myClass.C
```

ou

```
root > .L myClass.C++
```

Dans ce dernier cas, le code sera compilé et lié automatiquement avant son chargement. Reste à créer un objet de classe myClass et à appeler la fonction membre myClass::Loop() qui exécute le code d'analyse sur toutes les données :

```
root > myClass xx;
root > xx.Loop();
```

TTree::MakeSelector

Dans le cas où l'on désire utiliser un système d'analyse parallèle comme PROOF, décrit plus loin, ou une ferme de calcul distribué, la boucle d'événements doit être contrôlée par le système et non

plus par l'utilisateur. On peut vouloir envoyer tel événement se faire traiter sur telle machine et tel autre sur une autre. Ce n'est pas à l'utilisateur de gérer ces "basses besognes". Dans cette optique,

```
root > tree.MakeSelector("myClass");
```

génère deux fichiers myClass.h and myClass.C qui peuvent être utilisées dans un système parallèle. La boucle d'événements n'est plus sous le contrôle de l'utilisateur.

myClass.h contient la déclaration de classe et le code des fonctions membres qui sont "sélection invariantes", comme dans le cas précédent. myClass.C contient le squelette de 4 fonctions: Begin, ProcessCut, ProcessFill, Terminate, que l'utilisateur devra remplir. Dans ce cas, il ne s'occupe que d'un événement à la fois et des fonctions qui rassemblent les données finales.

L'utilisation est similaire à celle décrite plus haut:

```
root > tree.Process("myClass.C");
root > chain.Process("myClass.C++");
```

V.5.6 Approche base de données dans ROOT

Pour finir ce tour d'horizon, il est intéressant de discuter des spécificités de l'approche choisie dans ROOT pour gérer les données.

Comparons d'abord cette approche à celle préconisée plus classiquement. Celle-ci consiste à mettre tout dans des systèmes de gestion de bases de données orientées objet commerciaux. Par "tout", on entend principalement les événements sortant du détecteur et ceux qui sont pré-traités. L'utilisateur ne voit plus les données que par le prisme du serveur de bases de données. Celles ci sont en quelque sorte cachées dans la base et envoyées à la demande.

Il y a dans cette optique encore beaucoup de travail pour éviter les écueils (trop gros fichiers, transferts de données non optimisés, etc...).

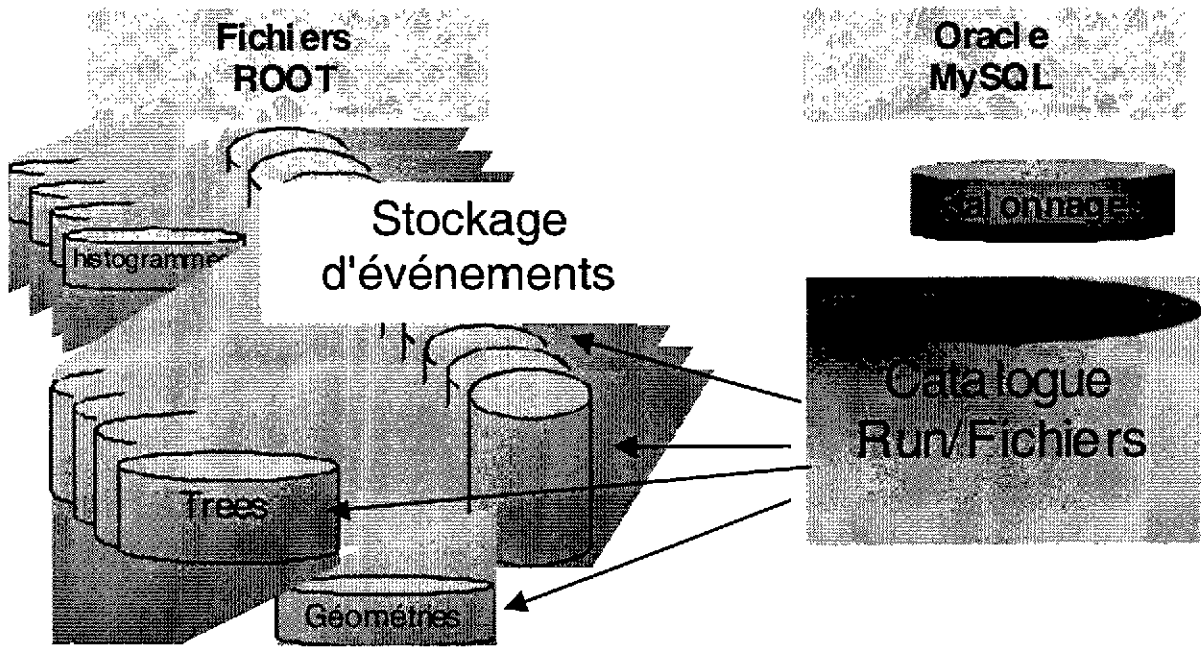
Les tendances "à la sauce ROOT"

Le modèle ROOT sépare les données d'événements proprement dites et les données de catalogues, géométrie, étalonnages, etc... Les premières sont écrites une seule fois et lues un grand nombre de fois, sans être modifiées. Typiquement il s'agit des données brutes, mais également toutes les données non destinées à être modifiées. Elles sont enregistrées dans un système de stockage d'objets, tel un ensemble d'arbres ROOT. Les données annexes, mais fondamentales pour l'analyse, sont enregistrées dans des RDBMS (Relational Database Management System, système de gestion de base de données relationnel) comme Oracle ou MySQL. Ceci concerne par exemple les catalogues Run/Evénements, la géométrie des détecteurs, les données d'étalonnage.

Plusieurs interfaces sont prévues entre ROOT et les RDBMS les plus courants (MySQL, Oracle, Postgresql), pour récupérer ou enregistrer ces informations simplement.

L'idée est de combiner le meilleur et les forces des deux technologies. On utilise par exemple le mode scindé (split) de ROOT pour faire l'analyse de physique, en raison de l'efficacité de l'accès, et les bases de données habituelles pour leur souplesse d'utilisation.

Le schéma ci-dessous illustre cette philosophie :

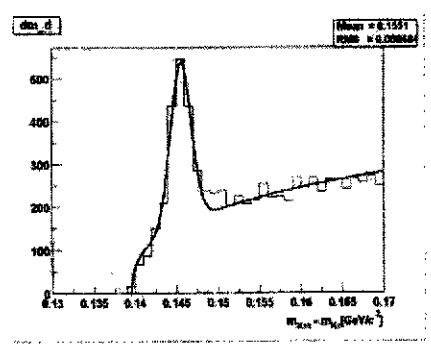
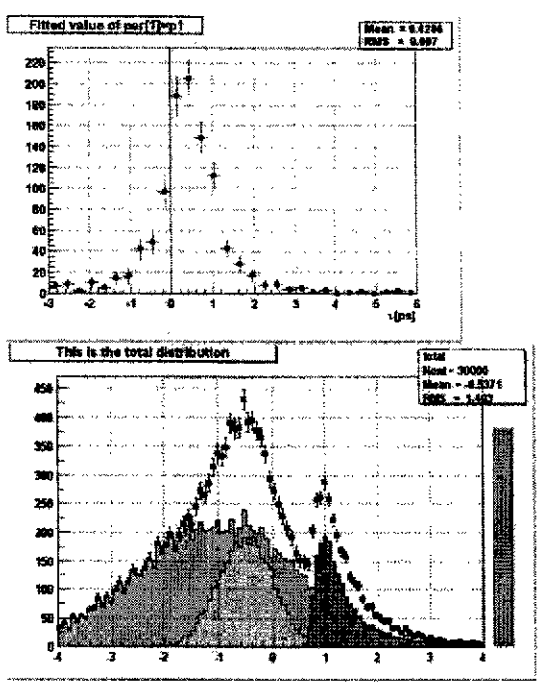


V.6 Graphique : présentation des données 1, 2 et 3D

Avant d'aborder les outils physiques, nous donnerons une idée des possibilités et options graphiques de présentation. Il est important de rappeler quelques remarques d'ordre général.

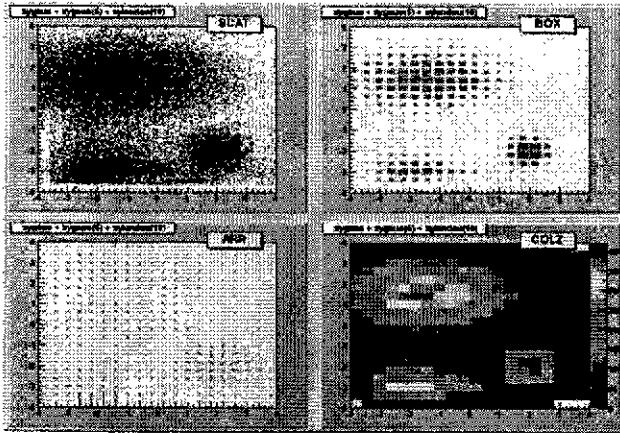
En premier lieu, les objets de ROOT dérivent de la classe de base TObject. Cette classe possède une fonction Draw(), surdéfinie dans les classes dérivées, ce qui signifie que chaque objet doit savoir se dessiner lui-même. D'autre part, ce que l'on voit sur l'écran est l'objet lui-même et non une copie. Si l'on modifie la représentation de l'objet à l'écran à l'aide de la souris, on modifie également l'objet en mémoire.

V.6.1 Options 1D

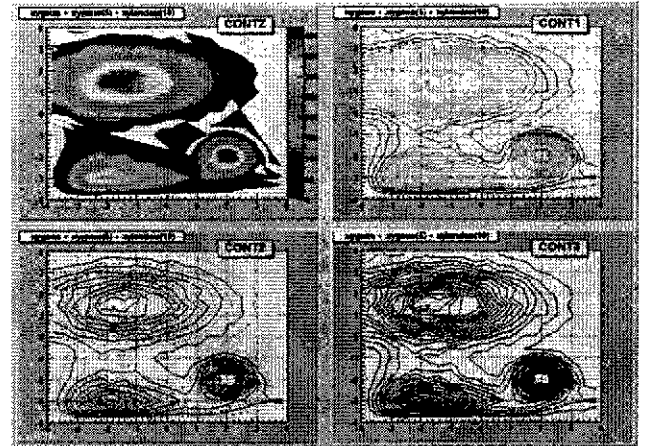


Tout objet dans un canvas peut être édité à la souris

V.6.2 Options 2D

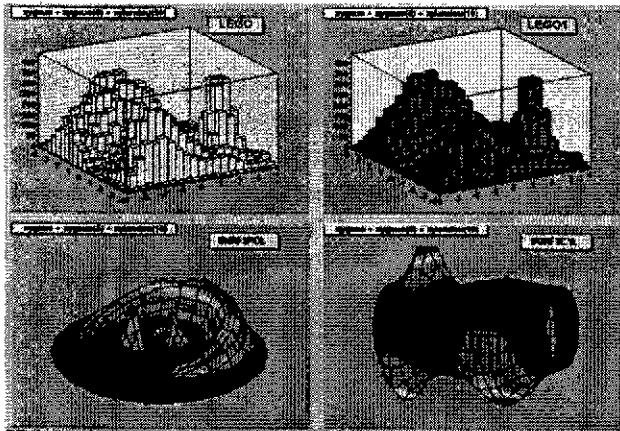


On peut avoir plusieurs vues du même objet

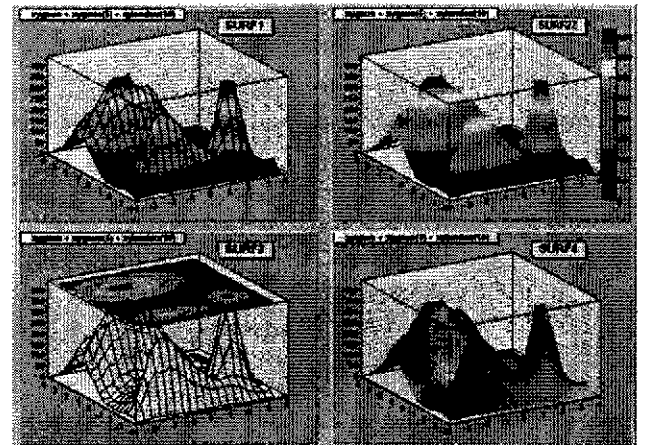


Le nombre et le type des contours peut être modifié avec la souris. Chaque contour est un objet

V.6.3 Options 3D



Rotation et zoom interactifs sont disponibles



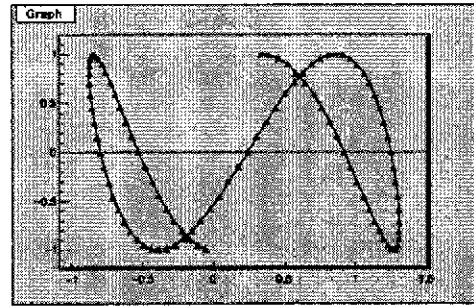
L'image sur l'écran est la même que celle obtenue sur la sortie Postscript

V.7 Outils "physiques"

Par "outils physiques", nous entendons les outils de base nécessaires à l'analyse des données recueillies en physique corpusculaire. Nous ne chercherons qu'à survoler les plus importants. Parmi eux, les graphes, fonctions, histogrammes 1D, 2D, 3D et les outils de minimisation seront décrits.

V.7.1 Graphes

Un ensemble de points (x,y) peut être représenté par un graphe (classe TGraph). Les options graphiques supportées sont celles correspondant au cas 1D.



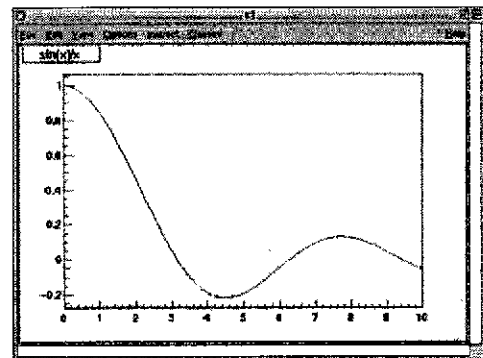
V.7.2 Fonctions

Les fonctions 1D, 2D et 3D (classes TF1,2,3) sont prévues. Un objet TF1 est une fonction à 1 dimension définie entre un minimum et un maximum. La fonction peut être une fonction mathématique simple, définie par une formule ou une fonction, au sens programmation, pré-compilée fournie par l'utilisateur, ou encore une fonction dans un script.

Dans le premier cas, les fonctions mathématiques standard (fonctions transcendentes) de la librairie mathématique C sont reconnues, ainsi que les fonctions logiques.

Dans les deux derniers cas, la fonction (programme) renvoie la valeur de la fonction (mathématique) en un point donné.

Dans tous les cas, la fonction peut également avoir des paramètres associés. Un exemple de création et d'affichage d'une fonction :



```
root > TF1 f1("f1", "sin(x)/x", 0, 10);  
root > f1->Draw();
```

Essayez !

V.7.3 Histogrammes

Les histogrammes sont sans doute l'un des outils les plus utilisés par les physiciens dans notre spécialité. Dans ROOT, il existe des classes d'histogrammes à 1, 2 ou 3 dimensions. Pour mémoire, PAW ne disposait pas d'histogrammes à 3 dimensions.

Les templates n'étant pas encore utilisés de façon extensive, pour des raisons dont nous n'avons pas le loisir de discuter ici, chaque classe est divisée en un certain nombre de sous classes correspondant au type des données enregistrées dans les histogrammes. Ainsi la classe dénommée TH2F représente les histogrammes à deux dimensions dont le contenu de chaque canal est enregistré sous forme d'un "float" (nombre réel).

La nom des classes est THXY où X représente la dimension, 1, 2 ou 3, et Y le type de la donnée, C pour "char", S pour "short", F pour "float", D pour "double". Pour être pratique, nous allons illustrer l'utilisation de ces classes.

Sauvegarde/Lecture d'un histogramme de/vers un fichier ROOT

Les lignes suivantes créent un fichier ROOT et y sauvent un histogramme rempli préalablement de données ayant une distribution gaussienne. Nous les avons déjà vues au début du chapitre sur ROOT.

```
root > TFile f("histo.root", "new");
```

```

root > TH1F h1("hgaus","histo gaussienne",100,-3,3);
root > h1.FillRandom("gaus",10000);
root > h1.Write();

```

Pour lire cet histogramme dans une autre session ROOT, il faut effectuer :

```

root > TFile f("histos.root");
root > TH1F *h = (TH1F*)f.Get("hgaus");

```

Une fois un fichier ouvert en lecture (ici, variable "f"), la fonction TFile::Get() charge un objet nommé en mémoire et renvoie un pointeur sur cet objet. Ce pointeur est de type TObject, donc on le transforme dans le bon type avant de l'utiliser. Lorsqu'on a un grand nombre de fichiers, on peut sauvegarder TOUS les histogrammes en mémoire dans le fichier par la seule commande:

```

root > f.Write();

```

Remplissage et accès aux données des histogrammes

Un histogramme est rempli, généralement dans une boucle, à l'aide de commandes telles que :

```

h1->Fill(x);
h1->Fill(x,w); //remplissage avec poids
h2->Fill(x,y);
h2->Fill(x,y,w);
h3->Fill(x,y,z);
h3->Fill(x,y,z,w);

```

Si TH1::Sumw2() a été appelé avant le remplissage, la somme des carrés des poids sera également sauvegardée. Il est possible d'incrémenter directement un canal particulier via TH1::AddBinContent() ou remplacer le contenu existant par TH1::SetBinContent().

L'accès au contenu d'un canal (bin) donné se fait par :

```

Double_t bincontent = h->GetBinContent();

```

"Binning" et "rebinning" automatique

Par défaut, l'utilisateur définit les limites et nombre de canaux de l'histogramme à la création de celui-ci et ils restent constants au fur et à mesure du remplissage. Lorsque l'option de "binning" automatique est sélectionnée, la fonction Fill va étendre les limites des axes pour les adapter à la valeur passée en argument. Si on passe un argument plus grand que la valeur maximale, ou plus petit que la valeur minimale, celle ci sera ajustée.

Ce binning automatique est utilisé dans TTree::Draw pour histogrammer les variables d'un arbre sans connaître l'étendue de leurs valeurs.

Un histogramme peut également être "rebinné" (changement du nombre de canaux) à l'aide de TH1::Rebin(). Les incertitudes associées à chaque canal sont recalculées durant ce processus.

Incertitudes associées

Au contenu de chaque canal est associée une incertitude. Le calcul de celle-ci dépend du fait que la somme des carrés des poids de chaque canal soit enregistrée ou non. Par défaut, pour chaque canal, on calcule la somme des poids au remplissage. On peut également appeler TH1::Sumw2 pour forcer la sauvegarde de la somme des carrés des poids pour chaque canal.

Si Sumw2 a été appelé, l'incertitude par canal (bin) est calculée comme racine(somme des carrés des poids), sinon elle est mise à racine(contenu du canal).

Pour obtenir l'incertitude correspondant à un canal donné, faire :

```

Double_t err = h->GetBinError(bin);

```

Où "bin" est le numéro du canal recherché.

Opérations sur les histogrammes

Un grand nombre d'opérations sont implémentées sur les histogrammes. Entre autres :

- Ajout, produit, quotient d'un histogramme par celui qui est courant
- Ajout, produit, quotient de deux histogrammes avec des coefficients et sauvegarde dans l'histogramme courant
- Ajout, produit, quotient d'un histogramme par une fonction

Les incertitudes sont recalculées en supposant des histogrammes indépendants. Les opérateurs +, -, *, / sont supportés.

Projections

Lorsqu'on a un histogramme à deux ou trois dimensions, il est courant de vouloir projeter les valeurs sur l'un des axes. Sont prévues dans ce contexte la projection 1D d'un histogramme 2D ou Profile. Nous laissons au lecteur le soin de regarder la documentation des fonctions TH2::ProjectionX,Y, TH2::ProfileX,Y, TProfile::ProjectionX

Il existe également des projections 1D, 2D ou un profile d'un histogramme 3D. Voir TH3::ProjectionZ, TH3::Project3D.

Toutes ces projections peuvent être ajustées par l'utilisation de TH2::FitSlicesX,Y, TH3::FitSlicesZ. Nous allons reparler de façon plus générale de l'ajustement dans un moment.

Fonctions associées

Un ou plusieurs objets, typiquement des fonctions TF1*, peuvent être ajoutés à la liste de fonctions associées à un histogramme. Soit un histogramme h, on peut récupérer une fonction associée par :

```
TF1* myfunc = h->GetFunction("myfunc");
```

Dessin et affichage des histogrammes

Lorsque vous appelez la méthode Draw (TH1::Draw()) d'un histogramme pour la première fois, un objet THistPainter est créé et son pointeur sauvé comme donnée membre de l'objet histogramme. La classe THistPainter est spécialisée dans le dessin des histogrammes. Elle a été séparée de l'histogramme lui-même pour permettre l'utilisation des objets histogrammes sans la surcharge due au graphique, dans un programme batch par exemple.

Lorsqu'un histogramme est modifié, pas besoin d'appeler Draw() de nouveau. Son image est rafraîchie lorsque le Pad est rafraîchi. Rappelez vous que ce que l'on voit est le reflet de ce qui existe en mémoire. De même, lorsqu'on détruit un histogramme, son image est automatiquement enlevée du pad.

Les éventuelles fonctions associées à l'histogramme sont tracées automatiquement en même temps que lui.

On peut dessiner le même histogramme dans des pads différents avec des options graphiques différentes.

V.7.4 Nombres aléatoires et histogrammes

En physique corpusculaire, la simulation des événements nécessite la génération d'un grand nombre de données aléatoires. Il est donc impérieux que cette génération soit réalisée correctement. Plusieurs générateurs de nombres aléatoires sont prévus dans ROOT. La documentation se trouve dans les classes TRandom, TRandom2 et TRandom3.

On peut remplir aléatoirement un histogramme par TH1::FillRandom selon une distribution donnée. Cette distribution suit soit une fonction analytique de type TF1 existante, soit un autre histogramme, ceci pour toutes les dimensions.

Donnons un exemple. Les deux lignes suivantes créent et remplissent un histogramme de 10000 entrées correspondant à une distribution gaussienne (moyenne = 0, sigma = 1 par défaut) :

```
TH1F h1("h1","histo gaussienne",100,-3,3);
```

```
hl.FillRandom("gaus",10000);
```

TH1::GetRandom est utilisé pour renvoyer un nombre aléatoire distribué selon le contenu d'un histogramme.

V.7.5 Ajustement ("fit") avec Minuit

Lorsqu'on a une série de valeurs, il est commun de vouloir ajuster une courbe théorique à celles-ci. La librairie d'ajustement Minuit, utilisée depuis de longues années dans PAW a été adaptée et intégrée dans ROOT et c'est l'outil principal d'ajustement de courbes.

On peut utiliser directement Minuit ou bien se laisser porter par l'interface, dans le cas des classes d'histogrammes. La première chose est de définir une fonction que l'on désire ajuster. Ensuite, les histogrammes (1D, 2D et 3D et Profiles) peuvent être ajustés avec cette fonction utilisateur via TH1::Fit. Deux algorithmes d'ajustement sont possibles, la méthode du χ^2 et celle du maximum de vraisemblance (Log Likelihood).

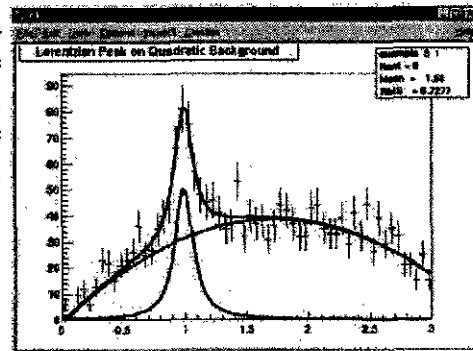
Les fonctions utilisateur peuvent être soit des fonctions standard

- "gaus" pour une gaussienne,
- "landau" pour une distribution de landau,
- "expo" pour une exponentielle,
- "poln" pour un polynôme de degré n.

ou une combinaison de ces fonctions, par exemple "poln+gaus".

Il peut s'agir aussi d'une fonction C++ interprétée ou compilée.

Lorsque l'ajustement d'un histogramme a été fait, la fonction résultante et ses paramètres est ajoutée à la liste de fonctions que possède chaque histogramme. Si l'histogramme est sauvegardé, cette liste également. De plus, la fonction est tracée automatiquement si l'histogramme a déjà été affiché.



On peut récupérer les paramètres de la fonction/ajustement à l'aide de commandes telles que :

```
Double_t chi2 = myfunc->GetChiSquare();
Double_t par0 = myfunc->GetParameter(0); // valeur des paramètres
Double_t err0 = myfunc->GetParError(0); // erreur des paramètres
```

Combinaison de fonctions

Il est possible d'ajuster une combinaison de fonctions, par exemple un signal, au hasard un pic ayant pour forme une lorentzienne, et un bruit de fond.

$$y(E) = a_1 + a_2E + a_3E^2 + A_P (\Gamma / 2\pi) / ((E-\mu)^2 + (\Gamma/2)^2) \quad \text{bruit de fond} \quad \text{pic} =$$

lorentzienne

Les paramètres pour le bruit de fond et le signal sont à priori dans 2 tableaux séparés

```
par[0] = a1          par[0] = A_P
par[1] = a2          par[1] = Γ
par[2] = a3          par[2] = μ
```

Pour utiliser cette combinaison de fonctions, on met tous les paramètres dans un seul tableau et la fonction à ajuster devient :

FonctionFinale = fond (x, par) + signal (x, &par[3])

avec

par[0] = a_1

par[1] = a_2

par[2] = a_3

par[3] = A_p

par[4] = Γ

par[5] = μ

V.8 Outils "techniques"

Afin de répondre à des besoins élémentaires, certains outils que nous appellerons "techniques" ont été développés et inclus dans ROOT. Ce sont principalement des conteneurs, c'est-à-dire des objets destinés à contenir d'autres objets. On pense par exemple aux listes, cartes, tableaux.

Ces fonctionnalités ont été développées à une époque où les fonctions équivalentes n'existaient pas ou peu au niveau du langage C++. Aujourd'hui, C++ intègre l'équivalent sous la forme de la librairie STL.

Ceci dit, certains conteneurs sont particulièrement efficaces dans le cadre ROOT, nous pensons en particulier aux TClonesArray.

Le contenu d'un de ces conteneurs est parcouru à l'aide d'un "itérateur" qui renvoie à chaque appel l'objet suivant.

Ici également, nous renvoyons le lecteur à la documentation ROOT pour avoir plus de précisions.

V.9 Calcul parallèle

Nous avons parlé de la nécessité de prévoir la possibilité de faire du calcul en parallèle sur des fermes de machines ou bien sur des sites distribués. PROOF est une implémentation d'un système de calcul parallèle dans ROOT, en cours de développement à l'heure où sont écrites ces lignes. Il permet le traitement en parallèle de chaînes d'arbres sur des grappes de machines hétérogènes.

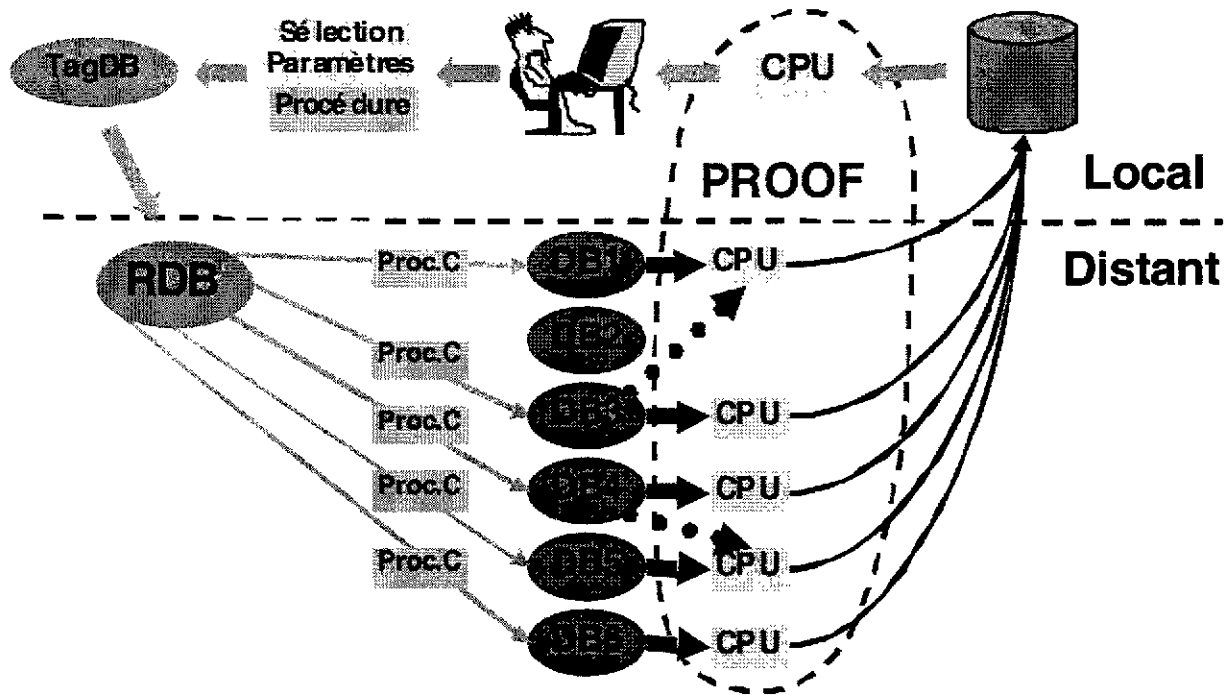
Ce développement se fait avec en arrière plan les développements récents de GRID, ce qui nous permet d'en dire un mot. GRID est un concept d'un ensemble de machines dispersées sur la terre devant traiter une très grande quantité de données en parallèle. L'exemple simpliste est le projet SETI@home qui recherche des messages venant d'une éventuelle civilisation extraterrestre dans le signal capté par le radiotélescope d'Arecibo aux Etats-Unis. Ce signal est découpé en petites tranches, chaque petite tranche est ensuite envoyée à un ordinateur connecté au réseau dont le propriétaire a accepté de faire un peu de travail. Ceci est bien sûr automatique, le résultat de la recherche étant renvoyé au site américain. Ainsi, plusieurs millions de machines passent une partie de leur temps à traiter les données du radiotélescope.

Nous avons dit que ce projet était simpliste parceque la quantité de données reçue dans chaque paquet est très faible, quelques kilooctets. En ce qui nous concerne, ce sont souvent des mégaoctets qu'il faut transférer à chaque événement, et il est hors de question de faire ceci sur une ligne téléphonique, par modem.

Plusieurs possibilités s'offrent a priori pour structurer un système de calcul distribué. Il faut tenir compte de la puissance de calcul disponible sur chaque machine, mais également de la granularité des échanges, c'est-à-dire de la quantité de données échangées à chaque transaction, ainsi que de la capacité des lignes de connexion entre les machines.

Mais on se rend rapidement compte que certaines options ne sont pas adaptées, généralement parcequ'elles induisent un trop grand transfert de données.

Dans le cadre de ROOT et des outils GRID en développement de part le monde, un système de calcul parallèle est en cours de mise au point, la "Parallel ROOT Facility", ou PROOF.



La figure ci-dessus montre la philosophie adoptée. Les serveurs esclaves DBxx forment la partie active, demandant au serveur maître du travail lorsqu'ils sont prêts. Celui-ci envoie des paquets de données à chaque serveur esclave. Les paramètres cruciaux sont la taille des paquets envoyés et la localisation des données. Le maître doit faire attention de n'envoyer à l'esclave que ce qu'il peut traiter, ni trop, ni trop peu. Ceci se décide en fonction du comportement précédent de l'esclave, sa vitesse, un crash éventuel, etc... Au maître de faire également attention à envoyer du travail sur des données qui sont proches de l'esclave, si possible sur l'esclave lui-même, pour minimiser l'occupation du réseau.

Autant que possible, on essaie de transférer la tâche vers les données et non l'inverse. En effet, une tâche est souvent un programme qui ne sera transféré qu'une seule fois, alors que le nombre d'événements à transférer est très grand.

Une fois que chaque processeur a fait son travail, il renvoie un résultat partiel au maître, résultat qui représente un bien plus petit flux de données que ce que le flux entrant. Les résultats partiels sont recombinaés par le maître.

Exemple d'une session PROOF

Une session PROOF complète est montrée ci-après.

```

root [0] _ | ls -l run846_tree.root
-rw-r--r-- 1 rdm  cr  598223259 Feb 1 16:20 run846_tree.root
root [1] TFile f("run846_tree.root")
root [2] gROOT->Time()
root [3] T49->Draw("FPx")
Real time 0.021, CPU time 10.860
root [4] gROOT->Proof()
*** Proof slave server : pna19a.cern.ch started ***
*** Proof slave server : pna19b.cern.ch started ***
*** Proof slave server : pna19c.cern.ch started ***

```



```

*** Proof slave server : pcna49d.cern.ch started ***
*** Proof slave server : pcna49e.cern.ch started ***
Real time 0:0:4, CP time 0.140

root [5] T49->Draw("fPx")
Real time 0:0:3, CP time 0.240

```

On ouvre un fichier ROOT de 600 Mo contenant un arbre. Si l'on histogramme la variable fPx contenue dans cet arbre, il faut 11 secondes de temps de traitement. Si l'on lance une session PROOF et que l'on redemande le même calcul, chaque serveur esclave va recevoir ses paquets de données et renvoyer un résultat d'histogrammation partiel. Les résultats seront ensuite combinés par le maître pour affichage. Le temps total nécessaire dans ce cas passe à moins de 3 secondes avec 5 machines esclaves. Ceci est bien sûr un cas d'école et les résultats peuvent varier selon l'algorithme. Ceci dit, les données de physique corpusculaire se prêtent bien à ce genre de parallélisation.

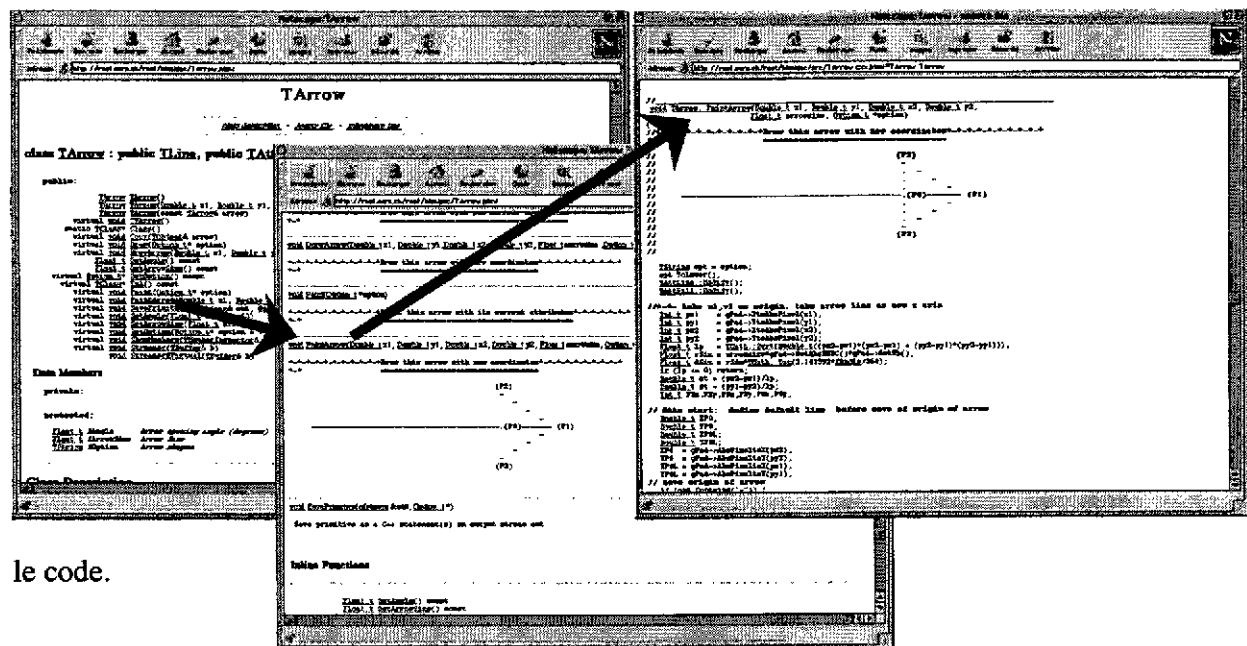
V.10 Documentation automatique

La documentation est très importante dans tous les grands projets. Il faut imaginer que le code source va être produit par plusieurs dizaines voire centaines de personnes. On imagine bien ce qui se passerait si un programmeur passait son code non documenté à un autre. Celui-ci serait tenté de tout refaire !

Mais documenter du code est une tâche ardue, qui demande de la discipline de la part de chacun. En quoi consiste exactement une documentation de code ? Pour l'utilisateur, il s'agit de disposer de manuels, d'exemples, etc... Pour le développeur, il faut une documentation du code, de la structure, etc...

Autant simplifier la tâche des utilisateurs, ou plutôt développeurs en réalisant une documentation automatique à partir du code source.

ROOT dispose d'un mécanisme de documentation automatique basé sur le dictionnaire généré par l'interpréteur CINT à partir des en-têtes de classe, les fichiers "xxx.h" (voir la section sur l'interpréteur). Ce mécanisme produit des pages web, avec des liens permettant de naviguer dans



le code.

Allez voir vous-même ! L'adresse web de la documentation du code source de ROOT est <http://root.cern.ch/root/html/doc/ClassIndex.html>

V.11 Et ce n'est pas tout...

Nous ne vous avons pas tout dit, loin s'en faut... Pour plus de détails, vous pouvez consulter ;

- Le site web : <http://root.cern.ch>
- Le manuel ROOT

Sur le web vous trouverez, en plus de la documentation, les sources et binaires pour une trentaine de combinaisons compilateurs/plateformes.

Bibliographie

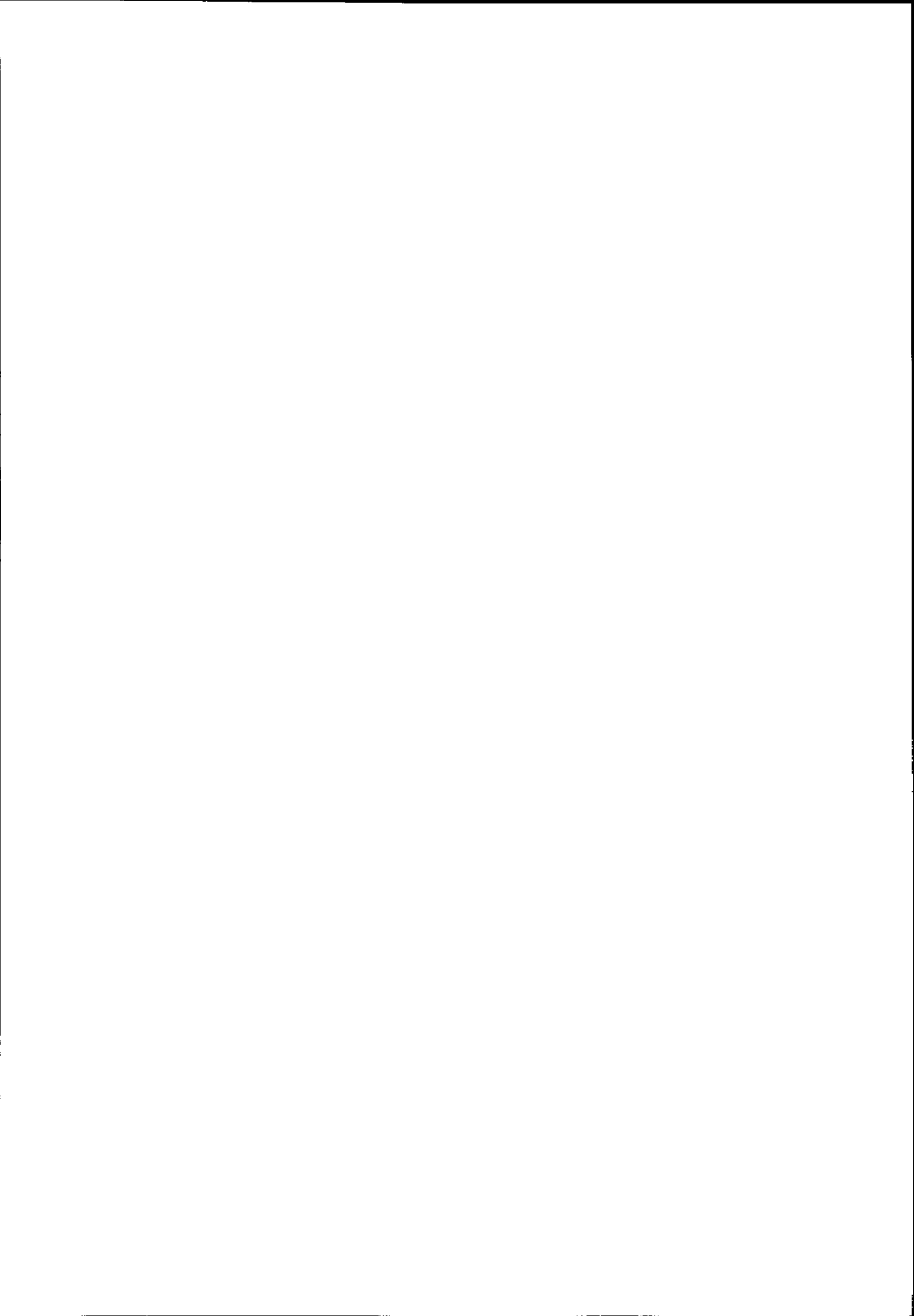
1. M. Asai, Object Oriented Design and Implementation, CERN School of Computing, Marathon, Greece, 2000.
2. T. Lewis, Object Oriented Application Frameworks, Manning Publications co., 1995, ISBN 0132139847.
3. R.G. Jacobsen, Storage and Software Systems for Data Analysis, CERN School of Computing, Marathon, Greece, 2000.
4. C. Delannoy, Programmer en langage C++, Editions Eyrolles, 1998, ISBN 2-212-09019-6.
5. Site web officiel Java, <http://java.sun.com>
6. T. Leflour, LAPP, communication privée
7. M. Asai, Geant4, CERN School of Computing, Marathon, Greece, 2000.
8. J. Apostolakis et al., Geant4 Status and Results, Proceedings of the CHEP2000 Conference.
9. J. Apostolakis, Geant4 status and applications, CERN Computing Seminar, 12 Dec. 2001.
10. Site web Geant4, <http://geant4.web.cern.ch/geant4>
11. Site web Anaphe, <http://anaphe.web.cern.ch/anaphe>
12. Site web Jas, <http://jas.freehep.org>
13. Site web Open Scientist, <http://www.lal.in2p3.fr/OpenScientist>
14. Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86.
15. C++ Interpreter - CINT, Masaharu Goto, CQ publishing, ISBN4-789-3085-3 (Japonais)
16. Site web ROOT, <http://root.cern.ch>

ANALYSE STATISTIQUE DES DONNEES, CALCULS D'ERREURS

J. BOUCHEZ

DAPNIA/SPP - CEA Saclay
F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

Cours non parvenu



Detector systems in ultra relativistic heavy ion collisions

Eugenio Nappi

INFN – Sezione di Bari, 70124 Bari, Italy

Résumé: Les collisions d'ions lourds ultra relativistes peuvent fournir les conditions extrêmes de haute densité d'énergie permettant de produire la transition à un état de vie courte appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) dans lequel les quarks ne sont plus confinés à l'intérieur des nucléons.

Après de nombreuses études au SPS du CERN, une nouvelle génération d'installations spécialisées fournira des densités d'énergie initiales encore plus élevées grâce à des collisions de faisceaux de noyaux lourds à des énergies sans précédent : le collisionneur d'ions lourds relativistes (RHIC) mis en service à BNL en 2000 et le futur grand collisionneur de hadrons (LHC) au CERN prévu pour 2006.

Quatre nouvelles expériences avec des caractéristiques complémentaires ont déjà commencé à prendre des données à RHIC, alors qu'ALICE (A Large Ion Collider Experiment), le seul détecteur dédié à ce type de physique au LHC, est en ce moment en construction.

Le but de ce cours est de faire la revue des concepts des techniques expérimentales envisagées. Les différents sous-systèmes seront illustrés en détails en insistant sur les solutions expérimentales choisies pour étudier au mieux les signatures subtiles de la formation du PQG.

Abstract: Ultra-relativistic heavy ion collisions are believed to provide the extreme conditions of energy densities able to determine the transition to a short-lived state, called Quark-Gluon Plasma (QGP), where the quarks are no longer confined within the dimensions of the nucleons.

After many years of studies at CERN-SPS, a new generation of dedicated facilities will provide higher initial densities by colliding heavy nuclei head-on at unprecedented energies: the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), commissioned at BNL in 2000, and the forthcoming Large Hadron Collider (LHC) at CERN, due to start in 2006.

Four novel experiments, with complementary features, have already started to take data at RHIC, while ALICE (A Large Ion Collider Experiment), the only dedicated experiment for heavy ion collision at LHC, is presently under construction.

The aim of this course is to overview the techniques envisaged in the experiment layouts. The various sub-systems will be illustrated in detail with emphasis on the experimental solutions adopted to investigate the challenging signatures of the QGP formation. The overview will be preceded by an introduction describing the underlying physics goals.

1. INTRODUCTION

According to the current theory of the strong interactions, Quantum Chromo-Dynamics (QCD), spin- $\frac{1}{2}$ quarks are the elementary constituents of hadronic matter and they interact by exchanging massless vector fields, called gluons, coupled to the matter fields through a set of three "colour" charges (the concept of quark carrying a "colour" charge led to the name QCD).

Although QCD was formulated by analogy with Quantum Electro-Dynamics (QED) where the role of gluons is played by photons, carriers of the electromagnetic interaction, a profound difference exists between the two theories: gluons are directly coupled among themselves, unlike the photons which are electrically neutral and therefore can couple only through electron loops.

One of the consequences of the direct coupling among gluons is that the field between two colour sources is limited to a thin string about 1 fm (10^{-15} m) across, with a resulting effective potential increasing linearly with r (the string tension). This peculiar behaviour, called "colour confinement", entails that the strong interaction remains constant as the sources move apart whereas in the case of electrical charges the field falls off at large distances. The colour confinement is the most evident manifestation of the complicated structure of the QCD vacuum that, acting as a "colour" dielectric, prevents the strong field to extend away from any set of colour sources (see Section 2.1). Consequently hadrons are a globally neutral system with respect to colours (colour singlets). Combination of three quarks^(*) carrying each a different colour makes up colourless non-integer spin hadrons, called baryons. Integer spin hadrons (mesons) are instead made up of combinations of a quark of a certain colour and an antiquark with the corresponding anti-colour.

Both quarks and gluons cannot be observed outside the hadrons; in fact by attempting to pull apart from each other two quarks, the interaction energy would increase up to a point where new quark pairs are created from the vacuum thus neutralizing the colour of the previous quarks and forming new colour neutral objects (hadronization mechanism).

Whilst any QED phenomenon can be calculated in a perturbative way, such an approach is applicable in QCD only to the strong interaction processes at large momentum transfer (or equivalently at short distance) where quarks and gluons appear to be weakly coupled due to the logarithmic decrease of the interaction strength between two coloured objects as they get closer (asymptotic freedom).

(*) Six varieties of quarks, called "flavors", can account for the properties of the entire multitude of hadrons. Flavors are labelled u (up), c (charm), t (top), d (down), s (strange) and b (bottom).

For distances approaching the typical hadron size (\sim fm), the effective coupling constant is larger than one owing to the QCD vacuum structure, thus requiring a non-perturbative approach. In fact, perturbation theory to any finite order in QCD depicts only a particle spectrum made of quarks and gluons in contrast to the confinement property.

A very promising non-perturbative technique is lattice-QCD: a Monte Carlo simulation that approximates the continuous space-time of real world into a discrete lattice.

Good statistics for accurate predictions on large lattices, with a grid spacing rather small to capture any details in the structure of the quantum field, require the employment of a huge computer power and a long running time. Nevertheless, computations with three dynamical light quark flavors on the lattice [1] revealed interesting insights into the behaviour of hadronic matter under extreme conditions of density and indicated that a phase transition from hadronic gas to QGP is expected at low quark chemical potential and at a temperature ^(*) of $T_c \sim 170$ MeV which corresponds to an energy density $\epsilon_c = 0.6$ GeV/fm³ (Fig.1).

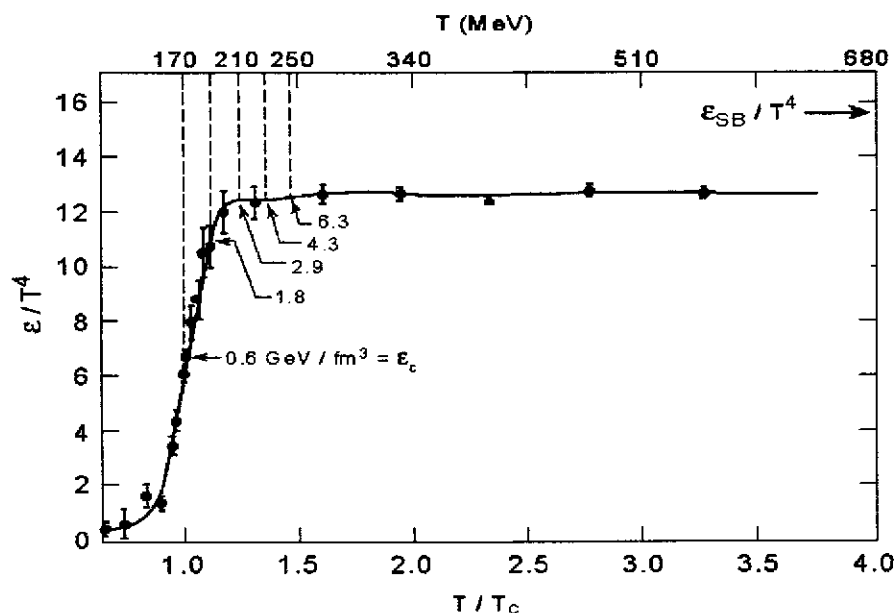


Fig.1. Lattice-QCD calculations of the energy density plotted in units of T^4 ; ϵ_{SB} is the energy density of an ideal Stefan-Boltzmann gas system of non-interacting quarks and gluons.

^(*) Temperature is defined by the relationship: $kT =$ average kinetic energy per nucleon (k is the Boltzmann constant of proportionality: $1 \text{ MeV} \sim 1.2 \times 10^{10} \text{ K}$).

T_c (QGP) $\sim 170 \text{ MeV} \sim 2040 \times 10^9 \text{ K}$ (much more than the temperature of supernova, the hottest process active nowadays in the Universe)

This paper consists of five parts: after an introduction on the underlying physics concepts, the main observables and signatures investigated in the study of ultrarelativistic heavy ion collisions are described in the framework of the results already achieved at CERN-SPS. The successive parts are devoted to the research programmes planned at the novel facilities (RHIC and LHC) and to the related experimental issues. Finally, an in-depth description of the ALICE experiment at LHC is provided.

The present paper is not meant to cover all the aspects of the investigation of the phase transition of hadronic matter to the QGP but rather to provide some context of the field. Interested readers are referred to the excellent books of Hwa[2] and the manuscripts of Kuhn [3] and Harris [4].

2. The Quark-Gluon Plasma

At the light of lattice-QCD predictions, the diagram for expected new phases of nuclear matter is shown in Fig.2.

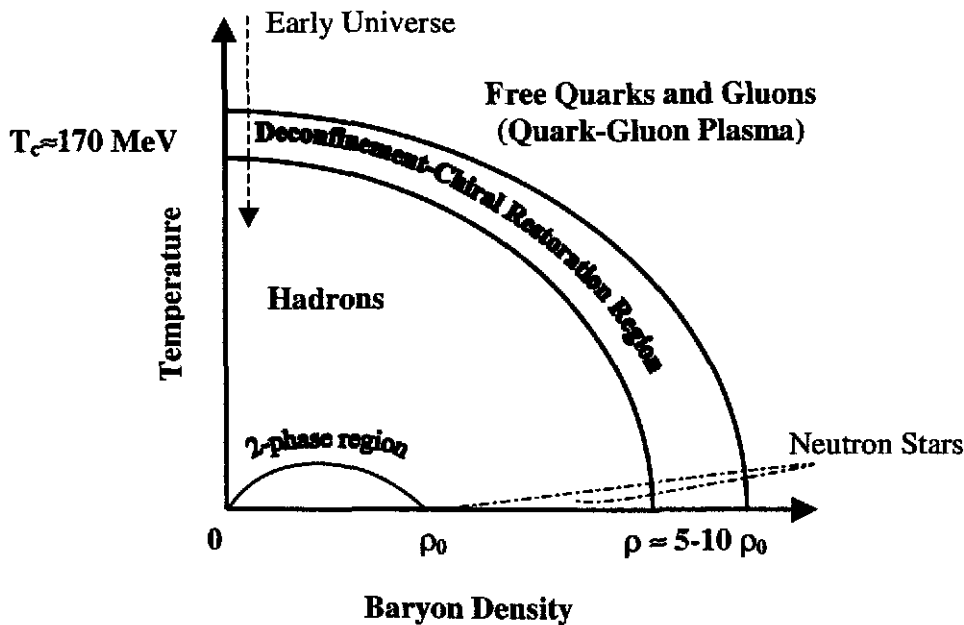


Fig.2. Phase diagram of nuclear matter showing regions of hadronic and deconfined matter. Ordinary nuclear matter density is $\rho_0=0.14$ nucleons \cdot fm⁻³.

Whilst in the low temperature and baryon density region, the basic degrees of freedom are hadronic (nucleons, mesons...), at high temperature and baryon density the basic degrees of freedom become those of quarks and gluons.

QGP would not be a mere “lab-creation” but it is supposed to be the primordial soup that originated the hadronic matter after the Big Bang, in the process of hadro-synthesis, as shown in Fig.3. The matter of the early Universe had a relatively small net baryon density, as the universe expanded it cooled and matter hadronized, following a downward trajectory practically along the vertical axis of the phase diagram.

A dense state of matter is thought to exist also in the interior of neutron stars [5]. The very high pressure of the core of a neutron star could in fact lead to the formation of a QGP.

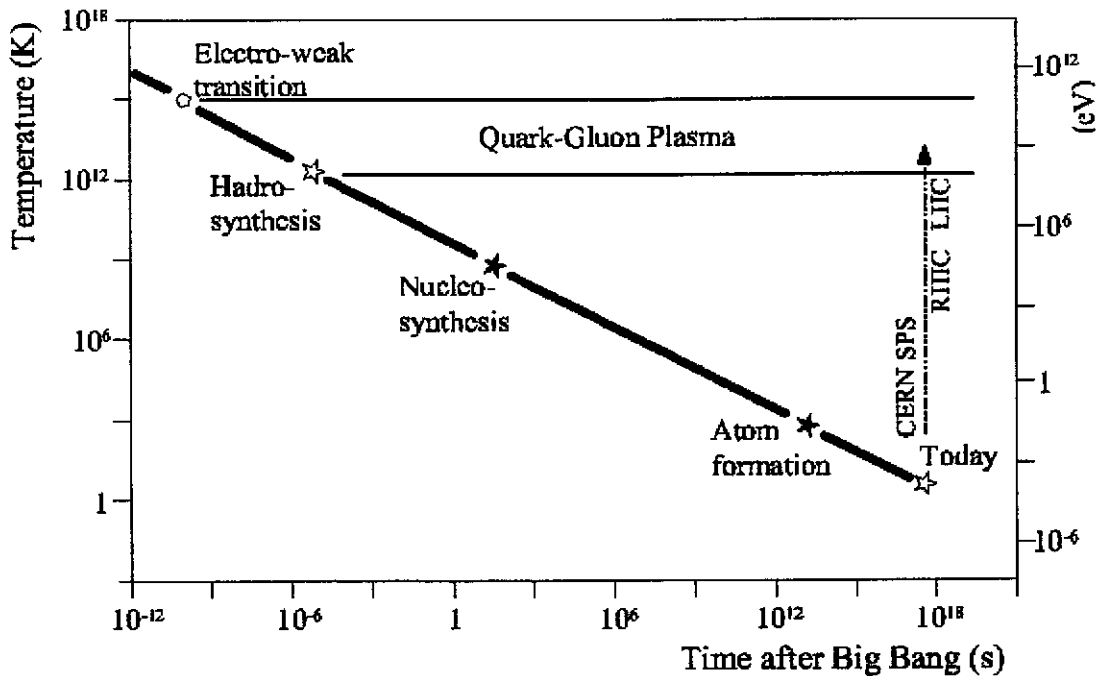


Fig.3. The transition from the primordial plasma of quarks and gluons to ordinary matter occurred some 10^{-5} s after Big Bang when the temperature lowered to about 10^{12} K. The inverse process is expected to occur nowadays at RHIC (and in near future at LHC).

The study of the properties of dense matter at low temperature would allow not only to achieve a more accurate knowledge of the dynamics of the evolution of neutron stars in supernovae, as a consequence of the huge compression of matter by gravitational collapse, but also to evaluate with better accuracy the correlation between the stability of neutron stars and their maximum mass.

Finally, the study of strongly interacting matter under extreme conditions of high energy density, beyond its paramount importance of addressing a new phase of matter and the above-mentioned exciting issues in astrophysics and

cosmology, is expected to reveal key insights into the fundamental questions of confinement and broken chiral symmetry. In fact, in the framework of statistical QCD, the phase transition from the ordinary nuclear matter to the QGP is accompanied by chiral symmetry restoration resulting in modified nuclear states and excitation of vacuum.

2.1 The QCD-vacuum and the chiral symmetry

According to the field theories, the phenomenon of quantum fluctuations led to a revision of the concept of vacuum being it no more an empty space as in the classical idea but a complex entity filled by virtual particle-antiparticle pairs. However, the resulting effect of vacuum polarization has a completely different behaviour in QED with respect to QCD, because in the latter theory the polarization from quark-antiquark pairs is not sufficient to offset the effect of interaction with the virtual gluons filling the vacuum.

Hence, the property of gluons to carry colour charge entails the remarkable effect of “anti-screening” of pair creation oppositely to the screening effect of pair creation in the QED vacuum.

Hadrons can therefore be imaged as bubbles within the “anti-screening” vacuum that behaves as a liquid, i.e. as small regions of space where the colour flux tubes between the constituent quarks are severely confined, the whole system having neutral colour. Such a behaviour inspired the “Bag model” in which quarks and gluons modify the vacuum in their vicinity, carving out regions of perturbative vacuum (bags) immersed in the normal non-perturbative vacuum: quarks and gluons propagate freely in the bags, but are strongly repelled by the non-perturbative vacuum. The bag constant B measures the excess energy density of the perturbative vacuum, and hence is a measure of the pressure of the normal vacuum on the bubble of perturbative vacuum.

The states of virtual excitations that dress quarks with dense gluon and quark-antiquark clouds modify the value of the quark mass depending on the distance at which the mass is measured: the shorter the distance, the smaller the mass is.

The two following extreme cases are particularly relevant:

- at very short distances (of the order of 10^{-14} cm), gluon influence is negligible owing to the asymptotic freedom: the mass of light quarks u and d is close to zero ($m_u \sim 5 \text{ MeV}/c^2$ and $m_d \sim 7 \text{ MeV}/c^2$). Quarks are called “current quarks”;
- at large distances, quarks acquire a large effective mass via interactions between themselves and the surrounding gluon clouds.

The largest mass value for u and d quarks is about $300 \text{ MeV}/c^2$, i.e. 1/3 of the nucleon mass by assuming that the mass of a nucleon is the sum of the masses of the three non-relativistic constituent quarks.

The QCD Lagrangian with massless u and d quarks reflects the existence of an underlying chiral symmetry since it consists of two components related to the splitting into two “handedness” terms. This is a consequence of the fact that massless particles possess a specific conserved helicity (the projection of the spin of a particle on its momentum) defined as left-handed (L) if the directions of spin and momentum are opposite and as right-handed (R) if they are identically oriented.

Helicity cannot be defined in a Lorentz-invariant manner for particles with nonzero mass, for instance a right-handed electron can be converted into a left-handed by changing the reference frame. On the contrary, massless particles move at the speed of light and hence there is no observer travelling faster to reverse the direction of motion and therefore the helicity of massless particles is Lorentz-invariant. This is similar to the case of real photons that can have only two transverse polarizations.

Emission and absorption of vector gluons by colour charges of quarks do not change quark helicities: the QCD Lagrangian of massless quarks naturally factorizes into two symmetric terms, one of which contains left-handed quarks u_L, d_L and the other, right-handed quarks u_R, d_R ; left-handed quarks interact only with left-handed antiquarks and similarly for the right-handed ones. Hence, although the Lagrangian has a definite symmetry, the physical states (nonzero mass nucleons) do not have it, with the net result that chiral symmetry is spontaneously broken through the creation of a vacuum scalar condensate (left-handed quarks and right-handed antiquarks and viceversa) that couples to the hadrons thus providing most of their mass.

As the QGP phase occurs, the chiral symmetry is expected to be restored (or partially restored) since the new degrees of freedom are (almost) massless quarks and gluons acting as free particles.

3. Ultra-relativistic nuclear collisions

As shown in the phase diagram of matter (Fig.2), ordinary nuclei are located in a region defined by a temperature much smaller than the proton and pion

rest masses and a baryon density^(*) of about 0.14 nucleons/fm³ corresponding to an energy density of 130 MeV/fm³ ($\rho=2.3 \cdot 10^{14}$ g/cm³).

This means that distances between nucleons are larger than their radius (≈ 0.8 fm), whereas the transformation of ordinary matter into QGP requires that the nucleon wave functions significantly overlap each other, condition likely reachable by smashing together, at relativistic energies, heavy nuclei that thus become very hot and very dense as a consequence of the substantial squeezing occurring in the collision.

An energy density many times higher than that of ordinary nuclear matter will be achieved in this way and hence nucleons will lose their identity by melting into a soup of quarks and gluons through a process that reverses the early Universe history.

As it will be described in Sect. 3.2, from an experimental point of view, the most convenient way to study QGP complicated behaviour is to produce a high energy density system in thermal equilibrium with a rather long lifetime. This entails that the deconfinement of quarks and gluons must preferably occur over a sufficiently large volume, compared to their scattering length, and hence in interactions between extended hadronic objects as heavy nuclei. The several rescattering processes experienced by the produced particles will redistribute the available centre of mass energy in higher degrees of freedom thus producing a state of thermal equilibrium.

On the contrary, although the energy densities achieved in collision e^+e^- or pp could be as high as in colliding heavy nuclei, tiny projectiles as leptons and nucleons are unable to create QGP since the overall size of the interaction region would be too small to study the effects of deconfinement. Moreover, because of the rather short range of the strong interactions and the subsequent evolution of the QGP, the relevant experimental observables come mainly from the interior of the dense energy region whilst background is essentially originated on the surface. Consequently the signal over background ratio is proportional to the colliding object's volume over surface ratio thus favouring, also in this case, the employment of heavy nuclei (Sect. 3.2).

^(*)For a nucleus of atomic mass A and radius $R \sim 1.2A^{1/3}$ fm, the density of nucleons ρ_0 is almost constant (no dependence from A):

$$\rho_0 = \frac{A \text{ nucleons}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \cong 0.14 \frac{\text{nucleons}}{\text{fm}^3}$$

3.1 Space-time evolution of nuclear collisions

Scattering reactions between heavy nuclei are characterized by the number of participant and spectator nucleons. A simple geometrical description, based on the impact parameter b , is indeed possible owing to the relevant size of heavy nuclei whose radius is larger than the interaction length: only some nucleons of both nuclei do participate in the interaction and therefore are called “participants” while the others, not in geometrical overlap with each other, remain as “spectators” (Fig. 4).

Central collision events ($b \sim 0$) are the best candidate for searching QGP because grazing or peripheral collisions at large b do not provide the geometrical overlap of enough nucleons mandatory to achieve a high energy density in a large volume.

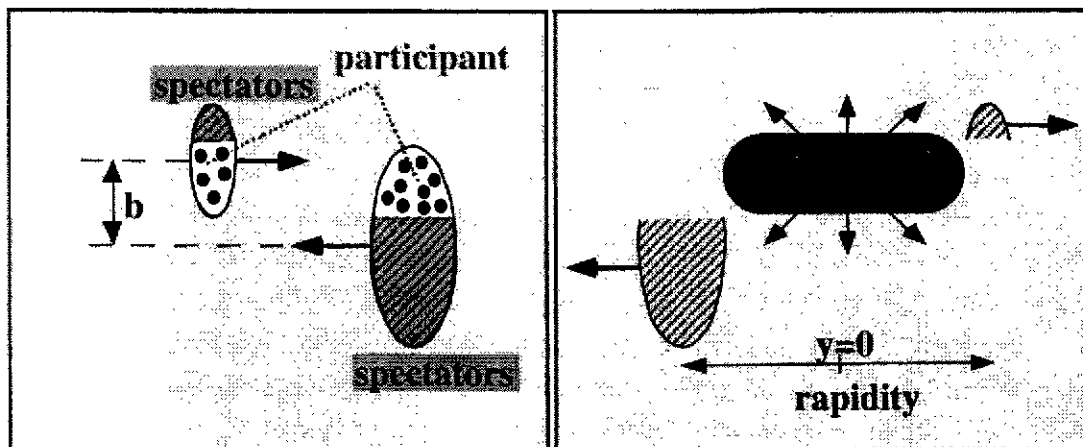


Fig.4. Schematics of a collision, with an impact parameter b , between two nuclei in the centre-of-mass system. The hot volume created by the participants consists of two regions: the central region (centred at $y=0$) almost baryon-free at the energy regimes of RHIC and LHC and the fragmentation region (at high rapidity) rich in nucleons.

The theoretical interpretation of the space-time evolution of a collision between two nuclei at very high energies is based on the assumption that, as soon as the nucleons penetrate through each other, quarks and gluons experience hard scatterings. The kinetic energy of the incoming nuclei is transferred from the longitudinal into the accessible transverse degrees of freedom.

After the “formation time” (about $1 \text{ fm}/c$), quarks and gluons materialize out of the highly excited colour field and thermal equilibrium is approached via reaction between individual pairs leading to the creation of the so-called “fireball”. At this point the system expands rapidly, mainly along the

longitudinal direction, and cools down thus reaching the transition temperature T_c for the creation of QGP.

In the subsequent mixed phase, hadronization starts in the “fireball” that still expands, likely in an ordered motion (large outward flow) through a hadron gas phase (Fig.5) until the “freeze out” is achieved when interactions cease and particles freely leave the reaction region and eventually can be detected by the experimental instrumentation. Each phase has associated specific signals that can be observed by experiments as it will be illustrated in the next section (Sect.3.2).

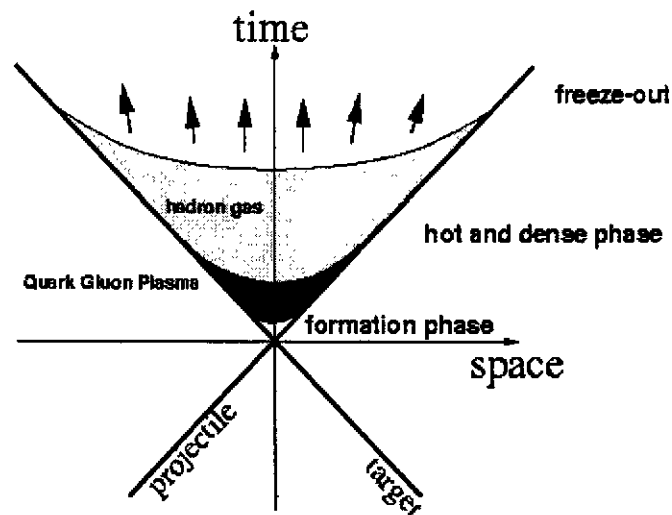


Fig.5. Space-time diagram of the evolution of an ultra-relativistic nuclear collision as viewed in the nucleon-nucleon centre-of-mass system.

Ultrarelativistic nuclear collisions are conveniently described in the rapidity^(*) variable: the baryons appear in the centre of mass frame, predominantly at the rapidities of the initial beams, while in the central rapidity region one expects the bulk of created particles.

As already mentioned, according to theoretical predictions, QGP may occur at about $0.6 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ (which is about 5 times the nucleus density).

^(*) Rapidity is a Lorentz-invariant longitudinal “velocity” defined by

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} = \tanh^{-1} \left(\frac{p_L}{E} \right)$$

where E is the particle’s energy and p_L is its longitudinal momentum parallel to the beam. In the case of transverse momentum $p_T=0$ and $p_L/E=\beta \ll 1$, $y \approx \beta$ (particle velocity). It is an additive quantity under Lorentz transformation along the beam axis (the shape of distributions in this variable is invariant under a Lorentz transformation): passing from the center-of-mass system (cms) to the laboratory system (ls) the rapidity distribution is the same, with the y -scale displaced by an amount equal to y_{cm} .

The attained energy density ϵ , defined as the amount of the energy made available in the collision divided by the volume of the interaction region, is experimentally estimated from the following equation based on Bjorken's model [6]:

$$\epsilon = \frac{\text{particle's average energy} \times \text{number of particles}}{\text{interaction volume}} = \frac{1}{c\tau_0\pi r_0^2 A_p^{2/3}} \frac{dE_T}{dy}$$

Here τ_0 is the formation time of the QGP state (typically ~ 1 fm/c) and $r_0 A_p^{1/3}$ is the projectile's nuclear radius. The transverse energy, E_T , is the energy lost by the incident baryons that is redistributed among many particles emitted at polar angles θ_i . It is defined as

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$$

where E_i is the kinetic energy for baryons and the total energy for all other particles. The highest transverse energies correspond to the most violent central collisions where the conditions to create the QGP are more likely to develop.

3.2 Experimental probes and QGP's signatures

The main difficulty in hunting the QGP arises from the fact that once formed, it blows away almost immediately as the high-density nuclear matter expands, cools down and hadronizes.

Ideally QGP is similar to a black-body and in principle it is expected to obey the equation of Stefan-Boltzmann law for a system of non-interacting particles ($\epsilon \propto T^4$) and hence, the entire hot volume of the interaction region will likely radiate a large number of photons and lepton pairs at low invariant mass. Oppositely, pions will be emitted mainly from the surface at lower temperature than photons and they will cease to interact when the density has fallen enough ("freeze-out" phase). In a few 10^{-23} s, most of the particles undergo significant reinteractions between the time of their production and their final detection. Consequently QGP's transient existence must be inferred from what remains once everything interesting has already happened thus making the "direct" identification of the QGP quite a hard task.

The current experimental approach aims at identifying observables that either decouple at different times from the expansion or are more sensitive to the early and hot stages of matter. Moreover, since theorists are not yet able

to define any single definitive signature for the QGP, many experimental observables must be measured to test unambiguously the plasma formation. The application of this strategy in the experiments performed for several years at CERN-SPS, formerly with oxygen and sulphur and later with lead nuclei, at the relatively low energy of 18-20 GeV in the nucleon-nucleon centre-of-mass, allowed to achieve a multitude of crucial results consistent with the hypothesis that a new phase of the QCD matter has been indeed created. Evidence for the onset of new collective phenomena has been also proved and the initial, dense hadronic medium (right after hadronization) has already revealed, at SPS-energies, a microscopic makeup characteristic of the conditions predicted by QCD chiral symmetry restoration, thus shedding first light on the suspected coincidence of the deconfinement and chiral restoration QCD transition. However, data are not providing unambiguous proof but each of them support different facets of the consequences expected to arise from a transient bulk deconfined QCD state formed early in the reaction dynamics of heavy nucleus collisions.

In the following sections, the most significant QGP's signatures will be reviewed in the light of the great outcomes from SPS runs, which motivated the present enthusiasm in the field.

3.2.1 Global observables: density of energy and temperature

According to the Bjorken model, events in which QGP has been achieved are likely characterized by the presence of a large amount of transverse energy and secondary particles and hence by a large amount of energy deposited during the collision. Experimental estimates from calorimetric study of bulk transverse energy production and from hadron yield measurement in full phase space indicate that the theoretical density has been already reached in sulphur induced reactions, and far surpassed in central Pb+Pb collisions [7,8]. In fact, from the value measured at NA49, one calculates an energy density of the order of 2-3 GeV/fm³ in central collisions [7], well above the critical energy density evaluated via lattice-QCD simulations.

Another valuable tool for understanding hadronic reaction is the measurement of inclusive transverse momentum distribution. This is certainly true even in the study of heavy ion collisions where a dramatic increase of $\langle p_T \rangle$ could be the signal of the phase transition from ordinary matter to QGP.

A comparison of particle spectra at high p_T allows to disentangle possible phase transition effects from nuclear or hadronic medium effects; in fact,

large differences in the high p_t tails of spectra are predicted depending upon various medium effects.

Data are properly plotted against the transverse mass, $m_T=(p_T^2+m^2)^{1/2}$, rather than p_T , being the slope of such distributions proportional to the inverse of the temperature T in the truly thermal case^(*).

SPS data [9] provided first glimpses at the non-perturbative QCD mechanism by showing temperatures in agreement with Monte Carlo lattice predictions as can be seen in Fig.6.

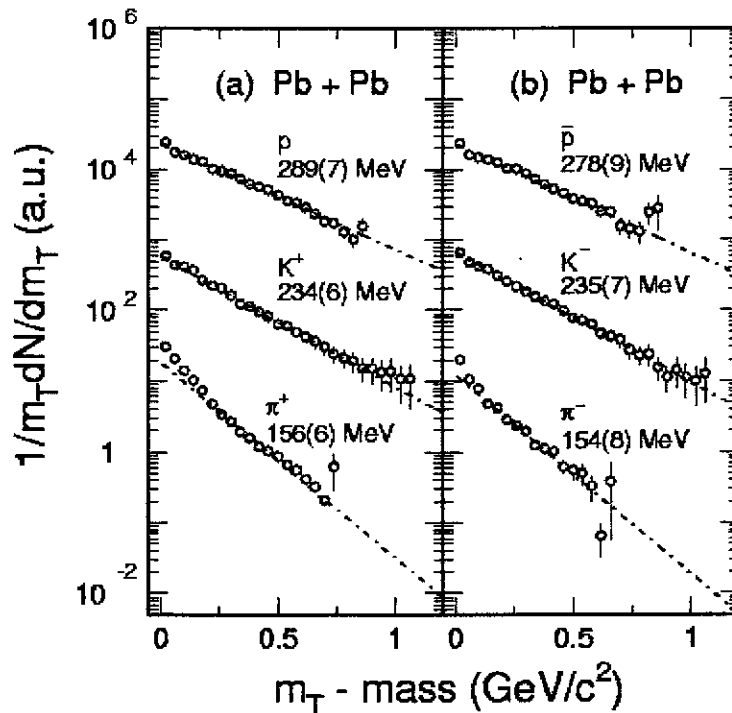


Fig. 6. Transverse mass spectra for positive (a) and negative (b) hadrons in central Pb-Pb collisions as from NA44 data. Fits by collective radial flow model is also shown: the inverse slope increases linearly with the particle mass as a result of the fast fireball expansion.

3.2.2 Electro-magnetic probes

Probes of the hot initial stage of the collision, where the most interesting phase of the nuclear matter has occurred, are based on particles with long mean free paths like direct photons that succeed to escape the plasma medium, while it is still hot, with a small probability of interacting in the outer freeze-out region since they do not undergo any strong interaction. The

(*) $\frac{1}{m_T} \frac{dn}{dm_T} \propto e^{-\frac{m_T}{T}}$

related momentum spectrum should reflect the initial temperature since direct photons are created by quarks thermalizing through collisions in the plasma.

These electromagnetic probes are therefore acting as a “thermometer” that would keep the memory of the temperature in which the thermal emission was created and hence, can serve as a diagnostic measure of the state of the system before it cooled and hadronized.

Unfortunately the shape of photon spectra is given by the laws of blackbody radiation and therefore does not provide any contents of the dynamics of the emitting source. Furthermore, there are also many other processes like the decay of π^0 and η mesons, which can produce photons, resulting in a huge amount of background.

Because of the relevant production rates of photons from hadronic reactions in the hadron gas, SPS was not able to provide unambiguous evidence of substantial thermal emission from the hot initial reaction volume, however this observable will become clearer at LHC and RHIC as both the QGP’s temperature and lifetime will increase.

3.2.3 Strangeness enhancement

In usual hadronic collisions, strange particles are always produced in association resulting in a zero net strangeness, since the related quantum number is conserved in the strong interactions. The lightest strange particles are the K-meson with a mass of about $500 \text{ MeV}/c^2$ and the Λ -baryon ($m_\Lambda=1115 \text{ MeV}/c^2$).

In chemical equilibrium, the abundance of particle species (hadrons/quarks) is governed by the Boltzmann factor, the temperature, the respective masses and the chemical potential $\mu^{(*)}$. Consequently at low temperature, production of strange quarks is suppressed because of their large effective mass (about $500 \text{ MeV}/c^2$).

On the contrary, in dense nuclear matter, an enhancement of strange quark production is expected in comparison to the production observed in hadronic collisions for the following two main reasons:

- once chiral restoration takes place, the strange quark mass value decreases to about $150 \text{ MeV}/c^2$, thus favouring the strangeness production since the temperature of the plasma will be significantly higher than the strange quark current mass;

(*) $\rho^{(h)}/\rho^{(q)} = \left(\frac{m_h}{T}\right)^{3/2} e^{-\frac{(m_h - \mu_q)}{T}}$

- the chemical potential for u and d quarks, which correspond to the Fermi level at zero temperature, may have a value comparable to the lighter strange quark mass. Hence, again strange quarks pairs, produced in the hot stage of the reaction, are favoured in the baryon rich environment of an ion collision since the Pauli exclusion principle pushes the creation of u anti-u and d anti-d pairs, via gluon-gluon fusion, to higher energy.

During the plasma expansion, most of the abundantly produced strange quarks and anti-quarks will not be able to encounter and annihilate into lighter quarks because they are diluted in a non-strange medium when the temperature drops. Each member of the pair, remaining frozen out of equilibrium, interacts with quarks of different flavour and eventually appears as a strange hadron in the final state.

Other mechanism than QGP could enhance the production of strange particles in the large bulk of particles created in nuclear collision. For example, some of the non-strange particles can yield new strange particles through rescattering off nucleons.

Nevertheless a particularly sensitive signature of strangeness enhancement from QGP is an excess of anti hyperons since their production energy threshold is large and because their thermal production depends on a high power of the strangeness density, whereas the non-equilibrium production in the hadron-gas phase is suppressed owing to the large mass.

In general, the ratio of strange to non strange particles and anti-strange to strange particles is expected to proceed much faster in QGP phase than by rescattering in a hadron gas as a result of the equilibration of strange and light quark flavors.

SPS data showed that the total strangeness content of the final hadronic phase is consistent with the input into hadronization expected from a flavour coalescence mechanism typical of a non-QCD perturbative quark-hadron transition (Fig.7) [10].

A further fingerprint [11] of the hadronization process has been found by plotting the overall set of particle over its relative antiparticle ratios for various species from pions to Ω hyperons (Fig.8), revealing a remarkable order in the hadronic population and temperature without the rather prominent fluctuations occurring in hadronic collisions.

Such a regularity among all the produced hadrons showing an apparent thermal equilibrium of all species can be understood as a consequence of the transition from QGP to the hadron gas phase.

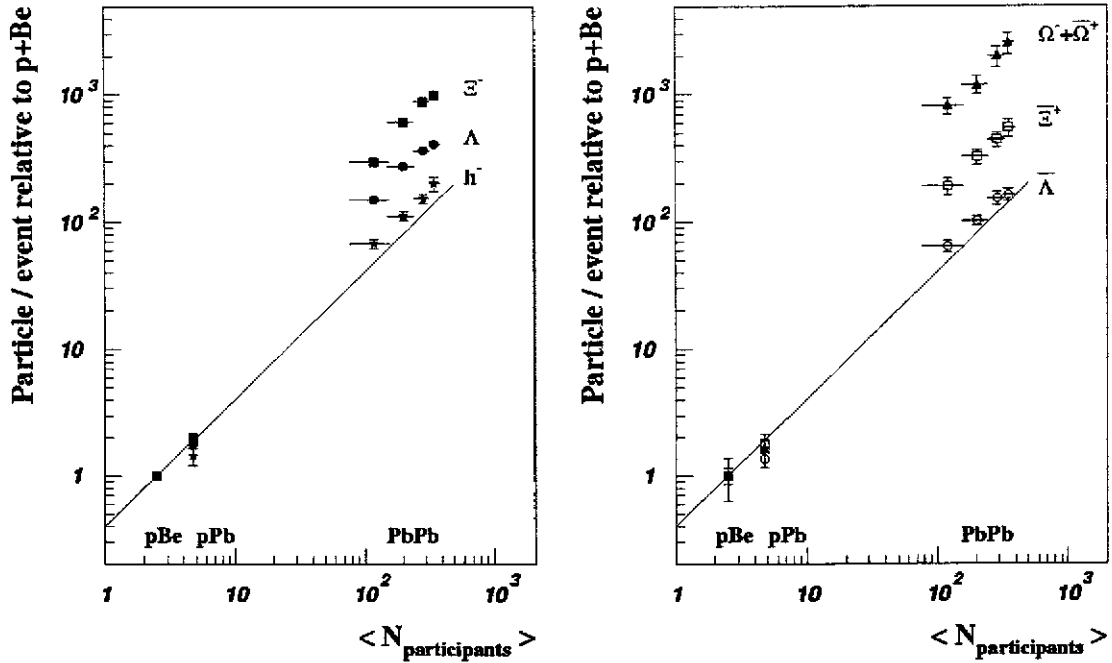


Fig.7. Strange particle production in Pb-Pb, p-Pb and p-Be as measured at the NA57 experiment at SPS.

The phase boundary appears to be located at about 170 MeV, corresponding to an energy density of about $0.6 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ in agreement with the lattice QCD prediction.

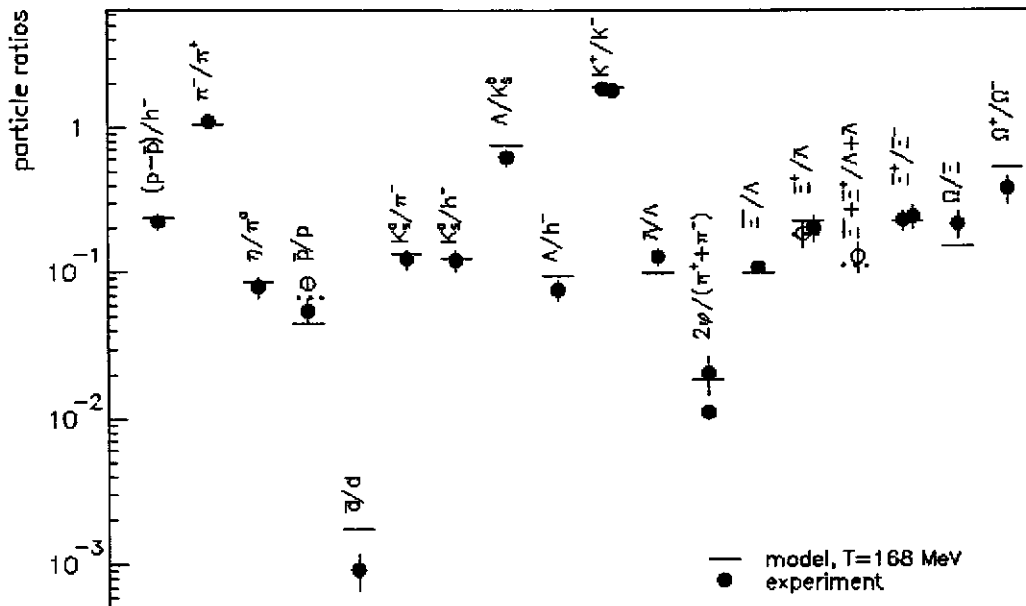


Fig.8. Compilation of particle ratios as measured at SPS (Pb-Pb central collisions). Comparison with a model of a hadron resonance gas in chemical equilibrium at $T=168 \text{ MeV}$ and baryochemical potential of 266 MeV .

3.2.4 Quarkonium state suppression

A long-lived bound state of heavy quarks ($J/\Psi, \chi, \Psi', Y$) mainly originates from gluon-gluon fusion, generating either a c anti-c or a b anti-b pair that becomes a bound state at very early times in the collision, when the temperature is still above the charm or bottom production threshold.

In this production mechanism, it is noteworthy that the quark pair stays separate until it attains the binding distance of the relative quarkonium state. Therefore, when the reaction takes place in a medium with a high density of colour sources (quarks and gluons), a suppression of such resonances is expected since the two charmed or beauty quarks are screened from each other by the dense colour medium and cannot bind being the size of the bound state larger than the screening radius. By the time the density has decreased enough for them to bind, they meet other quarks in the dense medium thus eventually forming two charmed mesons D.

The analogy with the QED case is the Debye screening [12]. In its ground state, hydrogen atom is an insulator: the electron is bound to the proton and both experience little screening from other nearby electric charges because the atomic spacing is large. By increasing the gas pressure and therefore the density, the attractive Coulomb field between the proton and the electron is screened by the presence of other protons and electrons in the dense system. Consequently the Debye radius decreases and the electron becomes quasi-free. As soon as the Debye radius becomes comparable with the electron orbital radius, the electron will be no more able to recognize its own proton and the hydrogen atom will eventually transform into a metallic conducting object (Mott transition).

Based on similar arguments, Matsui and Satz [13], predicted that if the temperature of formation of the QGP is greater than a critical deconfinement temperature T_c , there should be a distance λ_D such that, for distances greater than λ_D the strong (colour) forces that bind the c and anti-c or the b and anti-b pair together become screened and therefore no bound state will be formed. At large transverse momenta, the charmed quark-antiquark pair, which eventually bind into a J/Ψ , have a good chance of escaping the plasma and bind outside. The suppression effect should therefore decrease at large p_T .

Quite in line with this observation the predicted pattern of charmonium suppression, due to a transient medium made up of constituents, was measured at SPS by the experiment NA50 (Fig.9) using a muon spectrometer [14].

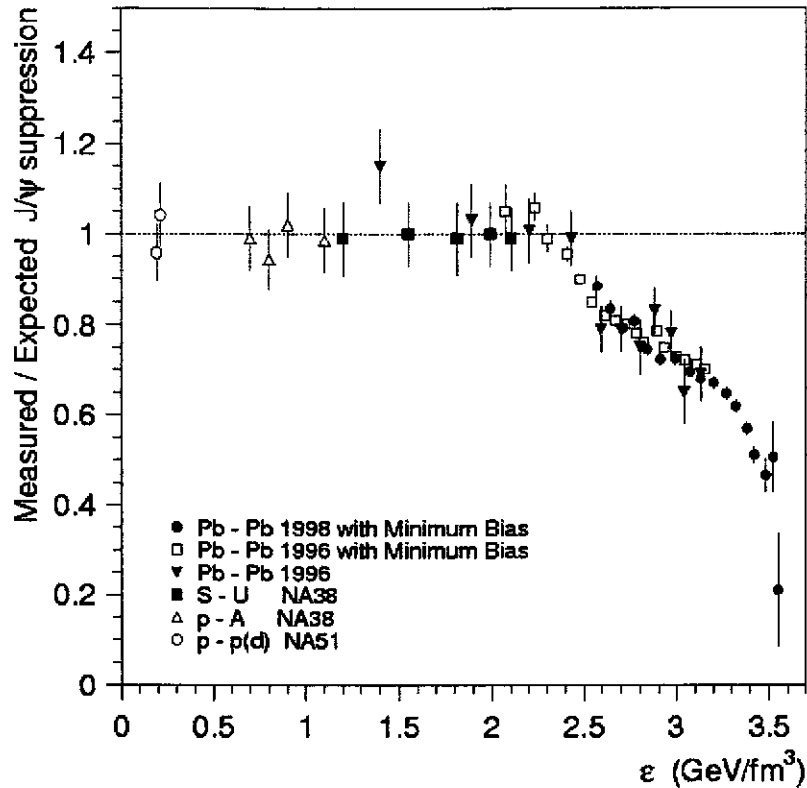


Fig.9. J/ψ yield, normalized to Drell-Yan pair production, as a function of initial energy density.

In Fig.10 it is shown how bound states with larger size (or equivalently less tight) first disappear, ones with smaller size disappear at higher T . The Υ ground state melts at a temperature around 2 times the transition temperature. Such a high temperature will be likely reached at LHC.

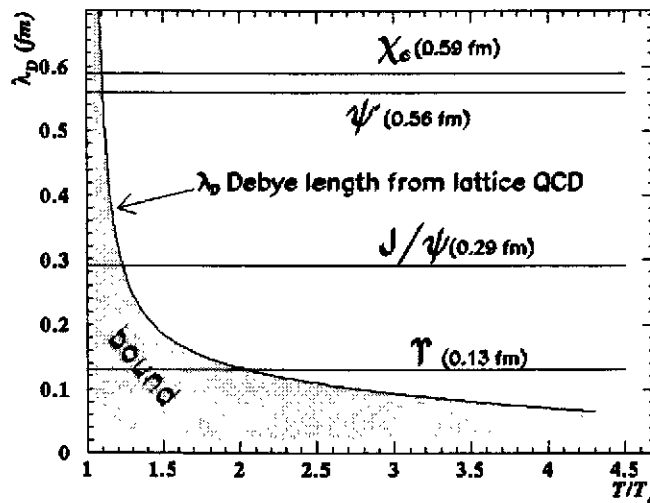


Fig.10. Debye length as a function of the ratio between the melting temperature and the transition temperature. Small size quarkonia break up at lower temperatures.

3.2.5 Low mass vector mesons

The study of vector mesons in their leptonic decay modes are difficult because of the presence of lepton pairs, produced via electromagnetic interaction of quarks and antiquarks (Drell-Yan pairs), totally independent of whether the system attains a thermalized QGP that goes through a phase transition to hadron gas.

In the 1-1.5 GeV/c^2 invariant mass region, Drell-Yan background is negligible, hence light mesons (ρ , ω and $\Phi^{(*)}$), decaying in lepton pairs with lifetimes of the order of the expansion time scale, could represent an effective probe of QGP formation. Their properties such as mass, width, and branching ratios are expected to be sensitive to strong in-medium effects and to changes in the quark masses, if chiral symmetry were partially restored.

Drastic changes have indeed been observed in electron-positron pair mass spectra thus reflecting the in-medium meson properties [15] (Fig.11). These observations are being further pursued with benefits from improved NA45 experimental facilities.

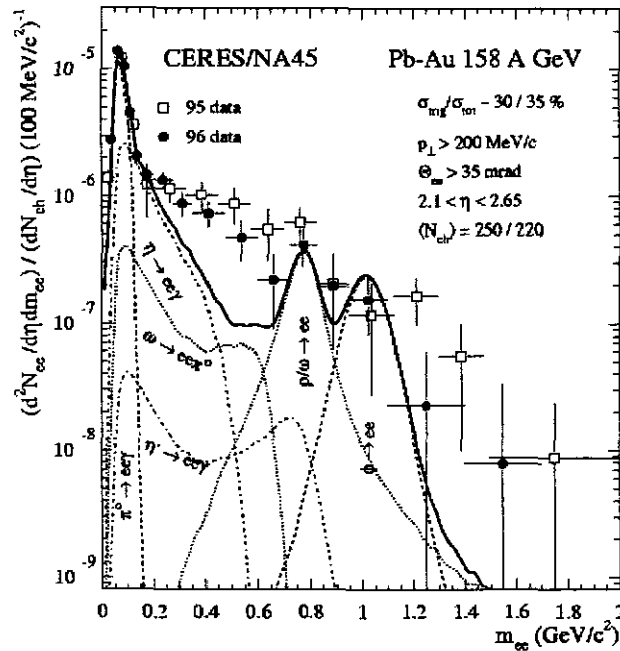


Fig.11. Background subtracted e^+e^- - pair invariant mass spectra from experiment NA45 in central Pb-Au collisions normalized to the charged particle density. Estimated contribution from meson decay is shown by the solid line.

(*) Although the same mechanism of screening holds also for s and anti-s pairs, the probability of forming a Φ (s/anti-s) remains still high owing to the large number of strange quarks created in QGP.

3.2.6 Geometrical parameters of the fireball phase

The Bose symmetry of two identical mesons imposes a correlation that depends on the size of the volume from which they originate and on the coherence that they then have thus providing helpful information on the space-time evolution of the boson-emitting source.

Meson interferometry is a generalization of the Hanbury-Brown and Twiss method in stellar interferometry.

Central Pb+Pb collisions at SPS have provided an analysis of two pion Bose-Einstein correlation data and hadronic transverse mass spectra, in terms of collective space-time parameters characterizing the "explosive" expansion dynamics of the initial dense interaction volume [16]. The overall time from formation of the "fireball" to decoupling resulted to be about 10 fm/c, long in comparison to a typical partonic relaxation time scale, of about 2 fm/c. The expanding system seems developing a strong collective velocity fields, with transverse velocity equivalent to almost 60% of the light speed, while cooling down to about 120 MeV at freezeout. These findings agree with a picture of an initial partonic cascade ending in a hadronization phase from which hadrons expand in a "blast wave" mode until decoupling.

4. RHIC and LHC

As shown in the previous paragraphs, the series of pioneering experiments at CERN-SPS in the 1990s provided an impressive evidence of the formation of a short-lived state of matter whose characteristics are very similar to the ones predicted by the lattice-QCD simulations.

However, an energy density significantly larger than that achievable by means of the 160 GeV/nucleon beam of lead nuclei at SPS, is necessary for obtaining a rather higher initial temperature resulting in a stretched hadronization time that will enable scientists to make direct observations of the plasma and to carry out a more quantitative characterization of the phase transition evolution.

A big step forward in the QGP research requires collision energy well above 100 GeV per nucleon in the centre-of-mass frame, condition that can be obtained only by using a heavy-ion collider, this being the most effective way to provide large energy to the nuclear interactions, since in fixed target collisions part of the incident energy is lost for the movement of the system as a whole.

The deployment of the two novel facilities RHIC at BNL and LHC at CERN operated with heavy nuclei, by making available a centre-of-mass energy in

the nucleon-nucleon system increased with respect to SPS by over 10 and 300 times respectively, will allow to reach initial values of energy and temperature substantially higher than the critical ones (Fig.12).

Initial Energy Density and Temperature

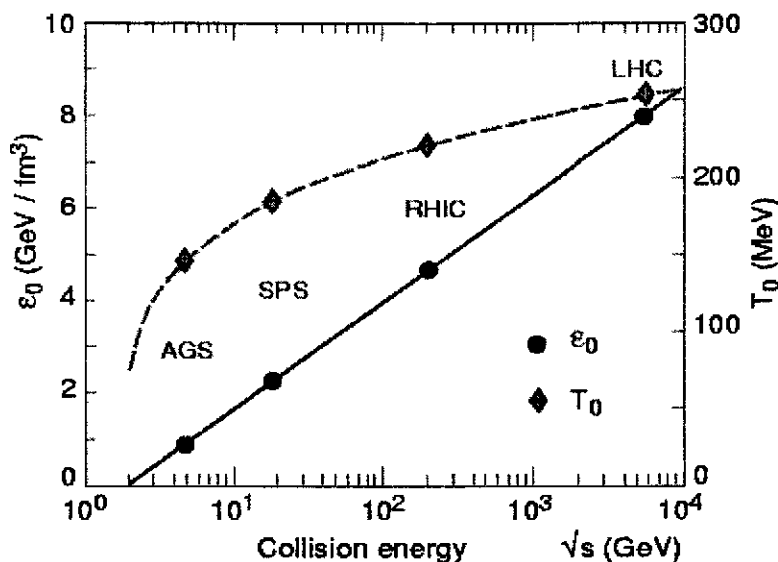


Fig.12. Initial energy density and temperature as expected at RHIC and LHC. Estimations made at BNL-AGS and CERN-SPS are also shown.

The other parameters relevant to the formation of QGP will also be favourable (Table 1): the size and lifetime of the system will improve by a large factor compared to Pb-Pb collisions at SPS thus allowing to probe QGP in its asymptotically Stefan-Boltzmann free “ideal gas” form. In particular, the lifetime is expected to be much longer than the relaxation times (which decrease in a denser system) thus allowing the system to reach and maintain thermal equilibrium throughout the expansion.

RHIC and LHC will make possible to carry out a large number of measurements, including much-improved determinations of leptonic and hadronic signals, and precise studies of even heavier quarkonium bound states like the Υ , Υ' , Υ'' especially at LHC where the initial temperature will likely be larger than the melting point of this resonance family (Sect. 3.2.4). At the collider energies, high p_t particle production is dominated by scattering and fragmentation of gluons that slow down faster (about 250 MeV/ fm), in the hot interaction region, owing to a colour charge larger than that of quarks.

Central collisions	SPS	RHIC	LHC
$s^{1/2}_{NN}(\text{GeV})$	17	200	5500
dN_{ch}/dy	500	600-700	3000-8000
$V_f(\text{fm}^3)$	10^3	$7 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$
$\epsilon(\text{GeV}/\text{fm}^3)$ $t_0=1\text{fm}/c$	2	5	8-10
$\tau_{QGP}(\text{fm}/c)$	<1	2-4	4-10

Table 1. Global features of central ultra-relativistic nuclear collisions as anticipated at RHIC and LHC. SPS values are also shown for comparison. ($s^{1/2}_{NN}$ =centre-of-mass energy in the nucleon-nucleon system; dN_{ch}/dy =charged multiplicity per unit of rapidity; V_f =fireball volume; ϵ =energy density; τ_{QGP} =QGP lifetime).

Quark matter properties could be therefore investigated by looking for medium-induced modifications to the propagation of nucleon quarks and gluons that will lose part of his energy before fragmenting into a jet by interacting with the QGP's high coloured field resulting in a softening of transverse momentum particle spectra (jet quenching). As a by-product, the coplanarity of the two jets from the quarks or gluon scattering will also be destroyed entailing an azimuthal asymmetry.

The energy loss mechanism will eventually depend sensitively on the Debye screening scale of the medium and will also reduce the background from high p_t π^0 's, making easier the observation of thermal radiation from QGP. The survey of the jet quenching mechanism, not exploitable at SPS, will be an essential objective of heavy-ion detectors at the novel facilities being a firm ground for testing experimentally well-established theoretical models, since quark and gluon scattering cross sections at large transferred momentum can be calculated in perturbative QCD.

Finally, it is worthwhile noticing that the large number of particles per event produced at the colliders will allow the study of non-statistical fluctuations in a number of observables on an event-by-event basis. Anomalous

fluctuations are in fact associated with critical phenomena in the vicinity of a phase transition [17].

The main features and goals of the novel experiments are schematically outlined in Table 2.

Experiment	Facility	Features	Goals
STAR	RHIC	Very accurate tracking with a large acceptance TPC and silicon vertex trackers in a solenoidal magnetic field, particle identification capability	Global observables, event-by-event physics, high p_t physics and jet quenching
PHENIX	RHIC	Two high resolution muon arms, calorimetry, RICH, axial magnetic field	Comprehensive measurement of electromagnetic probes
PHOBOS	RHIC	Silicon strip trackers and Silicon multiplicity counters, very large event rate capability, particle identification at very low p_t	Unbiased detection of rare and unusual events
BRAHMS	RHIC	Two-arm spectrometer in fixed target configuration, high quality particle identification capability by employing TOF and Cherenkov detectors	Detailed characterization of a sub-set of particles over a broad range of rapidity and p_t
ALICE	LHC	Hadron and lepton spectrometer based on large volume TPC, silicon trackers, TOF, RICH and TRD particle identification systems in solenoidal magnetic field and a single arm muon spectrometer	Specific probes (direct photons, strangeness, low mass vector mesons, jet quenching, colour confinement) and global observables

Table 2. Main characteristics of the detector layouts at RHIC and LHC.

5. Characteristics of collider experiment detectors

The experimental techniques employed in the heavy ion (HI) experiments are similar to those used in other High Energy Physics experiments, although the huge particle multiplicities, the lower transverse momentum range (entailing a careful control of the material for reducing the amount of multiple scattering) and the large background originated by various physics processes characterizing the collisions of ultra-relativistic heavy nuclei, make extremely difficult the design of experiments for searching the QGP. Among the above mentioned experimental issues, the very high multiplicity

of final state particles in central ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions presents the most serious challenge for the detector systems because the total hit density could rise to such a level as to spoil detector performances.

Although the multiplicity, dn/dy_{cm} , depends on the center-of-mass energy, E_{cm} , quite weakly ($dn/dy_{cm} \propto \ln E_{cm}$), it scales as the mass A of the nuclei thus reaching relevant value owing to the large mass of nuclei colliding head-on. For instance, at RHIC (Au+Au) the number of produced particles could be as high as 200 times those produced in pp interactions at the same centre-of-mass energy. Moreover, the background coming from particle decays, photon production and Drell-Yan processes scale as the square of the primary particle multiplicity and therefore the signal recognition will be affected more than in pp collisions of equal energy.

A great merit of the past experimental activity at SPS was to establish new technological directions for operating successfully in the very dense radiation environment.

In fact, although the total multiplicity was lower than that anticipated at RHIC and LHC, particle density is comparably high due to the focusing effect of the Lorentz boost in the fixed target experiments. A remarkably rapid advances in tracking detector allowed to exploit a significant physics programme by replacing the "old fashion" streamer chamber technique (Fig. 13b) with more challenging devices (Fig.13a-c).

As already stressed in the previous Sections, the identification of appropriate signatures is mandatory for surveying QGP formation and studying its properties. Therefore HI experiments are being designed in two basic configurations:

- multipurpose systems that simultaneously measure and correlate, with high accuracy, several of the most abundant observables;
- dedicated experiments that detect rare signatures with high statistics.

Both configurations must also be optimised for acquiring proton-proton and proton-nucleus events needed for searching qualitative and quantitative differences in the comparison with nucleus-nucleus events.

In the following, only the representative layout of a multipurpose HI experiment will be discussed, however some of the sub-detectors described are also employed in dedicated experiments as will be pointed out in the Sect. 6 devoted to the experiments at BNL.

A multipurpose apparatus is basically a spectrometer: a tracking system coupled to a magnetic field and a particle identification system. It covers a

large solid angle^(*) in order to measure several observables in a wide rapidity interval centred at mid-rapidity where the highest energy density is expected.

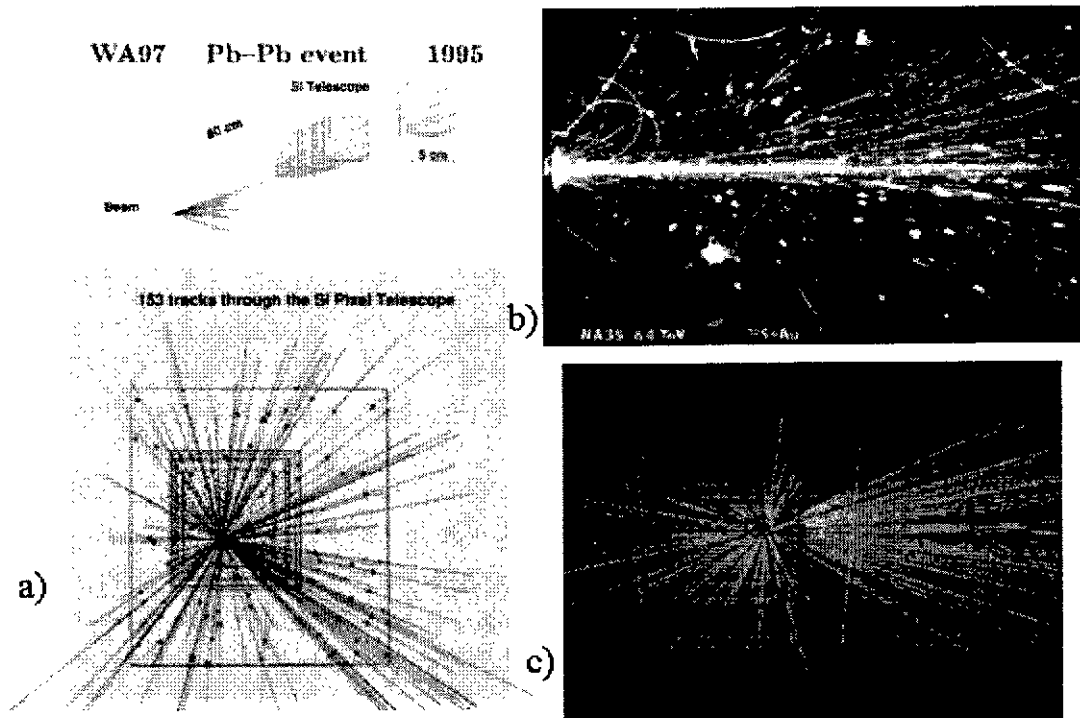


Fig.13. Examples of high multiplicity events reconstructed at CERN-SPS with silicon pixel detectors at NA57 [18] (a), streamer chamber at NA35 [19] (b) and a time projection chamber at NA49 [20] (c).

The central part has a cylindrical symmetry around the beam axis, and is embedded in a magnetic field provided by a large magnet.

Starting from the interaction point, it consists of:

- a central vertex detector designed to track charged particles emerging from the main interaction vertex and to identify decay products of short-lived secondary particles having strange and charm quark content;
- a large volume gaseous device envisaged to determine the charged particle trajectories curving in the magnetic field, allowing particle momentum and charge to be measured;
- one or more particle identification systems;
- an electromagnetic calorimeter;

(*) Coverage in rapidity of at least 2 units and 2π in azimuth is mandatory for efficiently detecting the decay products of small transverse momentum particles ($p_T < m$).

- a system for the muon detection. Muons lose a tiny fraction of their energy in traversing a dense material and therefore are identified via their high “penetrating” power. A series of absorbers will stop all incident particles but muons whose trajectories can be measured by a tracking telescope.

Some detector sub-systems will be overviewed in the following, in view of their peculiar application to HI experiments.

5.1 The tracking detectors

The working principle of a tracking device is the detection of the ionisation trail created by the charged particles traversing a medium.

Looking at the experimental probes and signatures, one realizes that tracking plays a fundamental role in HI experiments: particle identification requires the measurement of the particle momentum, strange particle recognition requires the reconstruction of the decay pattern and lepton pair measurements involve also tracking for the invariant mass reconstruction. Unambiguous space point measurements and a large number of pixels in the tracking volume (high granularity) are mandatory in the anticipated high multiplicity environment.

The reconstruction of both the primary and secondary vertices of strange and charm particles, whose proper decay lengths are typically of the order of a few centimetres and 100 μm respectively, is performed by means of a vertex detector, consisting of many concentric layers of silicon devices surrounding the collider beam pipe.

Although silicon detectors operate as ionization detectors they have the advantage to be much thinner than gaseous detectors since only 3.6 eV of energy loss is sufficient to produce an electron-hole pair; the typical thickness of few hundreds μm allows yielding a signal of some 10^4 charges per minimum-ionizing particle.

Contrarily to the gaseous tracking detector, the space resolution reachable by a silicon tracker is not limited by diffusive spreading of the ionisation cloud. Position measurements as precise as 10 μm have been achieved with silicon pixel and drift detectors (Fig.14). Both devices give two-dimensional space information in contrast to silicon strip detectors (SSD) that have a one-dimensional structure. The latter are therefore employed in the outer layers of the vertex detector barrel.

The design of the vertex detector is very challenging because of the high multiplicity and complexity of the collision’s topology.

The high density of channels that characterizes these devices requires the development of highly integrated low noise read-out electronics, whilst the

large number of readout channels illustrates the necessity for cost effective chips. Moreover, the necessity of limiting the dead area regions makes the design of the access for servicing much more challenging than in the applications to fixed target experiments.

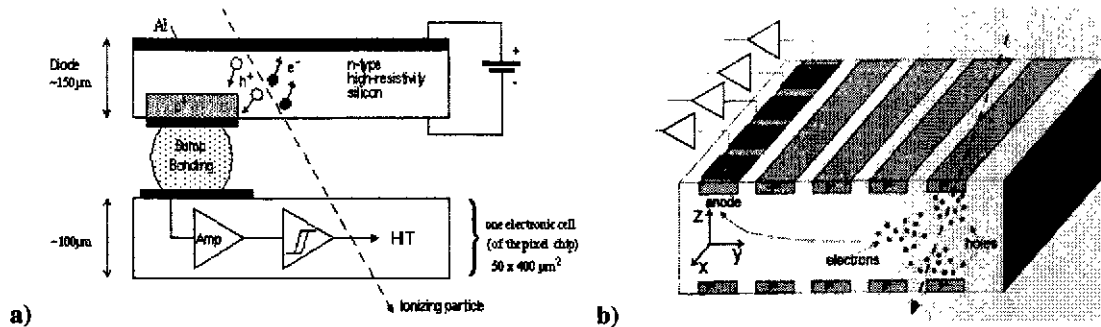


Fig.14. (a) Silicon pixel detector: the detection volume is bump-bonded to the electronic readout channel; (b) Silicon drift detector: a linearly rising potential is applied to the diode junction strips located on both sides of the silicon active volume. The resulting electric field allows to drift the electrons, created by the track ionisation, toward a segmented anode row (x-y coordinates). Drift time provides the third coordinate.

Tracking in a larger volume, at a certain distance from the interaction vertex, must be necessarily performed with gaseous detectors because of the cost effectiveness of such devices compared to that of silicon detectors.

In a collider experiment, the requirement of a maximum solid-angle coverage is fulfilled by a cylindrical time projection chamber (TPC) being a low mass device with unambiguous three-dimensional localization of tracks in a high purity gas volume embedded in a uniform electric and magnetic fields. Conventional multiwire proportional chambers (MWPC) will not be suited for this task because of their planar structure. Moreover ambiguity of hits on the wires would be too high in view of the large anticipated particle density.

The TPC's field cage is divided into two halves by a planar central electrode represented by a thin membrane and by two end cap MWPCs (Fig.15).

The primary electrons produced by ionizing particles slowly drift toward the MWPC's amplifying region where a gating grid allows their passage when triggered. If the gate is opened, avalanches are created and recorded as charge induced signal on cathode pads. Signals are inspected together with the arrival time on the wires (drift time) thus providing unambiguous three dimensional spatial measurements of the primary ionization: time measurement yields the z-coordinate along the beam direction and the wire and pad signals the x and y coordinates. The charge recorded on adjacent

pads enables an accurate determination of the position by means of the evaluation of the centre of gravity.

The large number of tracks requires the use of low gain gas mixtures and a more efficient electron gating and ion trapping for reducing the space charge effects.

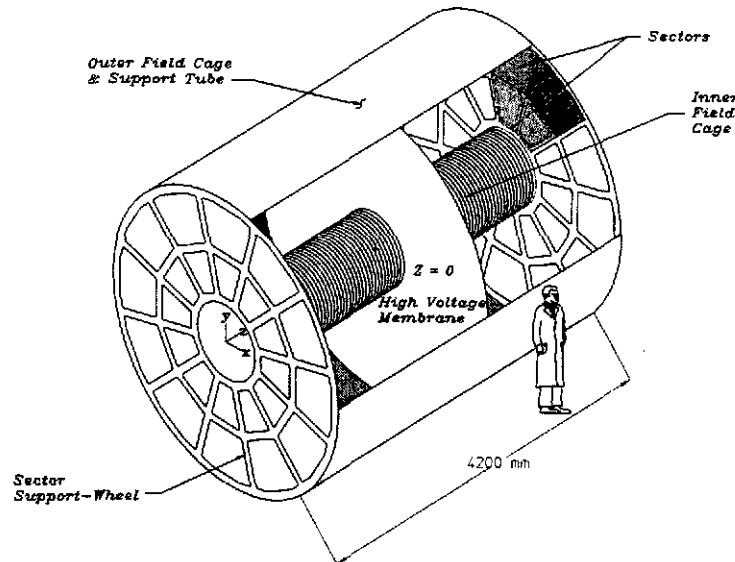


Fig. 15. Artist view of the STAR TPC. Electrons drift from the central membrane, set at a negative high voltage, toward the end-cap wheels equipped with the readout proportional chambers.

In view of the large number of electronic channels, the flux of information in a TPC is huge. Due to the fact that some channels are empty, the immediate data reduction is mandatory in order to avoid big traffic jams on the data acquisition.

Information on the track points obtained from the vertex detector combined with that provided by the TPC allows to reconstruct the entire particle trajectory. Charge sign and momentum of the particle will be eventually derived from the curvature of the trajectory in the magnetic field^(*).

The random sequence of Coulomb interactions (multiple scattering) experienced by the charged particle in traversing the detector media is the main source of uncertainty in the momentum measurement.

^(*) The radius of curvature, R , is given by: $R \text{ (m)} = 3.3 p_t(\text{GeV}/c)/B(\text{T})$.

Therefore the detector structural material must be carefully selected for achieving a momentum resolution that, in the case of HI experiments, is determined:

- at low p_t , by the meson interferometry of big size sources. The uncertainty relationship ($\Delta x \cdot \Delta p \leq 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$) provides the accuracy needed in the momentum measurements of the two bosons. For a source size bigger than 1 fm, the momenta of the two bosons must be measured with an accuracy better than about 200 MeV/c;
- at intermediate value of p_t , it must be of the same order of the natural width of ϕ mesons for studying the mass and width of this resonance in the dense medium;
- at large momenta, resolution should be such to allow the study of the spectra of the leading particles in the jets.

5.2 Particle identification

At RHIC and LHC energies, more than 97% of the particles are produced with a $p_t < 2 \text{ GeV}/c$, the bulk of the remaining 3% will be in the range 2-5 GeV/c although a not negligible fraction ($\sim 0.02\%$) will have a $p_t > 5 \text{ GeV}/c$. Therefore more than one method is needed for an efficient particle identification (PID). However PID can be performed on a statistical basis for the determination of the temperature as deduced from the transverse momentum spectra and of the mean transverse mass for different particle species. On the contrary, particle interferometry measurements and evaluation of ratios between particle species require a more demanding particle identification ($\geq 3\sigma$ separation) on a track-by-track basis.

Hadrons are identified by measuring their mass if the momentum p and the particle velocity are known^(*).

Low momentum hadron identification can be achieved via measurements of energy loss in the silicon layers and in the TPC field cage gas, while above the $1/\beta^2$ region, identification is performed by employing time-of-flight (TOF) detectors (Fig. 16).

At the collider experiments, the TOF technique is extremely challenging above 2 GeV/c because of the limited size of the flight path, whereas an approach based on detectors that exploit the emission of Cherenkov radiation from charged particles traversing an optical medium with a velocity higher than that of light in the same medium is more suitable for the favourable performance over cost effectiveness ratio.

^(*) $m = p/\beta\gamma c$, with $\beta = v/c$ and $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$

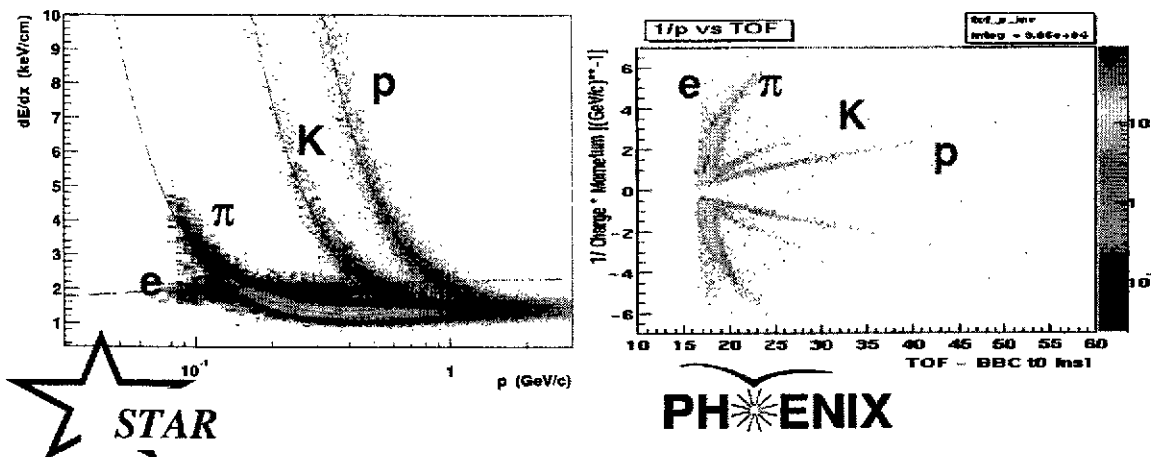


Fig. 16. Particle identification as achieved by STAR with energy loss measurements in the TPC and by PHENIX with TOF measurements.

More specifically, Ring Imaging Cherenkov (RICH) detectors, being able to determine the position of each of the Cherenkov photons converted into photoelectrons by a suitable photocathode, are used for their capability to measure the Cherenkov angle with an error of few mrad. This accuracy is sufficient to discriminate π , K and p in the relevant momentum range. Since its inception, RICH technology has continually benefited from new developments in the field of photon detectors, first using photosensitive vapours (TMAE, TEA), then exploiting CsI thin films deposited onto the cathode plane of a MWPC (Fig.17).

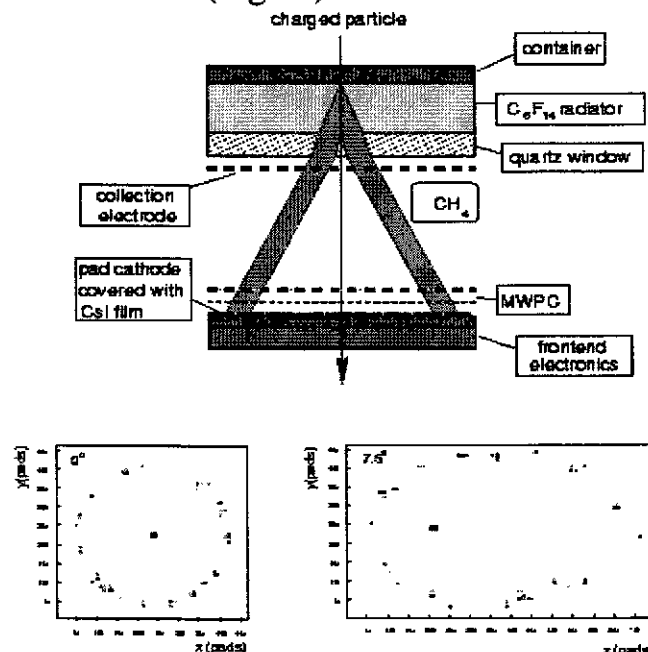


Fig.17. Working principle of the CsI RICH detector at STAR and ALICE [21]. A layer of photosensitive CsI film, evaporated on one of the MWPC's cathode, converts the Cherenkov photons into single electrons. The resulting single event images are shown, at the bottom, for 0° and 7.5° incidence angle, respectively.

Electrons are identified by employing transition radiation detectors (TRD). Transition radiation in the X-ray region occurs when a charged particle with a factor $\gamma \geq 10^3$ crosses the boundary between two media with different dielectric constants. TRDs consist of a radiator containing a discontinuous medium represented either by a stack of several hundred foils (Mylar, polyethylene or lithium) or by a foam (carbon fibers...) followed by a wire chamber filled with heavy gases (Xe or Ar) for the detection of the transition X-rays (Fig.18). The detection of the transition radiation is complicated by the presence of the particle ionization energy loss in the chamber gas. In fact on the contrary of the Cherenkov radiation, X-rays are emitted highly collimated along the particle track (emission angle $\sim 1/\gamma$), thus limiting the hadron rejection capability to about 10^2 .

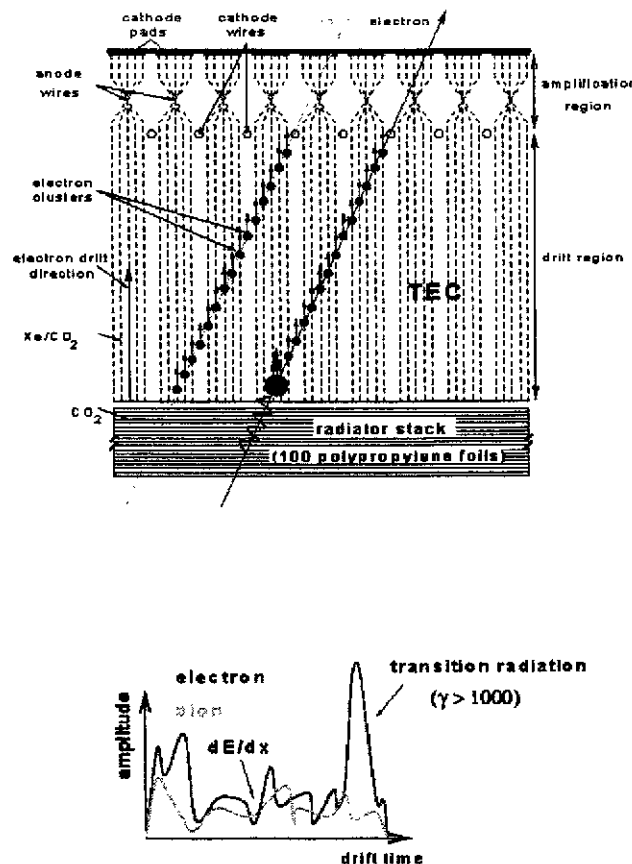


Fig.18. Working principle of the ALICE TRD [22] detector based on a time expansion chamber: the transition radiation X-rays, being converted into electrons as soon as they enter the gas region, will be detected after a longer drift time than the ionisation trail along the particle track.

5.3 Trigger detectors and beam counters

Specific beam counters are mandatory in the case of HI experiments because of the necessity to exploit the entire centre-of-mass energy available from the collider for achieving the most extreme conditions of high density and temperature in the nuclear matter.

Some beam nuclei lose part of their nucleons in interactions with the atoms of residual gas in the vacuum of the beam pipes. These nuclei do not carry the full energy and have to be identified by a detector placed upstream of the interaction region in order to separate them from the "good" beam nuclei. Such a detector must be fast and must have a high separation power for distinguishing nuclei of different size.

The interesting central collision events that must be selected and analysed for searching signals from QGP are characterized by small impact parameters. Only few percent of the collisions will be nearly central, consequently an efficient trigger counter must be designed to provide information on the collision geometry.

In head-on events, a small fraction of spectators from the colliding nuclei emerge with small transverse momenta from the collision releasing a small energy in the "zero degree calorimeter" located downstream the interaction region. An alternative way to the energy flow measurement is to look directly for the missing beam energy by counting the number of the secondary charged particles emitted in the collision^(*). Such a measurement is performed by employing silicon "multiplicity detectors" which surround the interaction region.

6. RHIC

RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider) [23], commissioned at Brookhaven National Laboratory (BNL) in 2000, is the first purpose-built facility completely dedicated for heavy-ion physics making available a variety of

^(*) Rather than the polar angle θ , one utilizes the pseudo-rapidity η defined as:

$$\eta = -\log \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

which is a good approximation for rapidity in the limit when the particle mass can be neglected ($p_T \gg mc$). It can be measured without knowing the momentum of the particle.

nuclei up to Au at a centre of mass energy of 200 GeV/A and protons up to 500 GeV.

RHIC consists of two 3.8 Km long concentric vacuum sections (Blue and Yellow Rings) of super-conducting magnets in which Au beams circulate in opposite directions and cross at six interaction regions (Fig.19). It is designed for a Au-Au luminosity of about $2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at top energy.

It takes almost one minute to fill each Ring by injecting a total of 60 bunches, successively nuclei are accelerated to 100 GeV per nucleon and left circulating and colliding for about ten hours.

Although RHIC is capable of colliding heavy nucleus beams in six interaction regions, only four detectors are currently running, although not fully instrumented because of insufficient funding, two with a large layout (STAR and PHENIX) and two smaller ones (PHOBOS and BRAHMS).

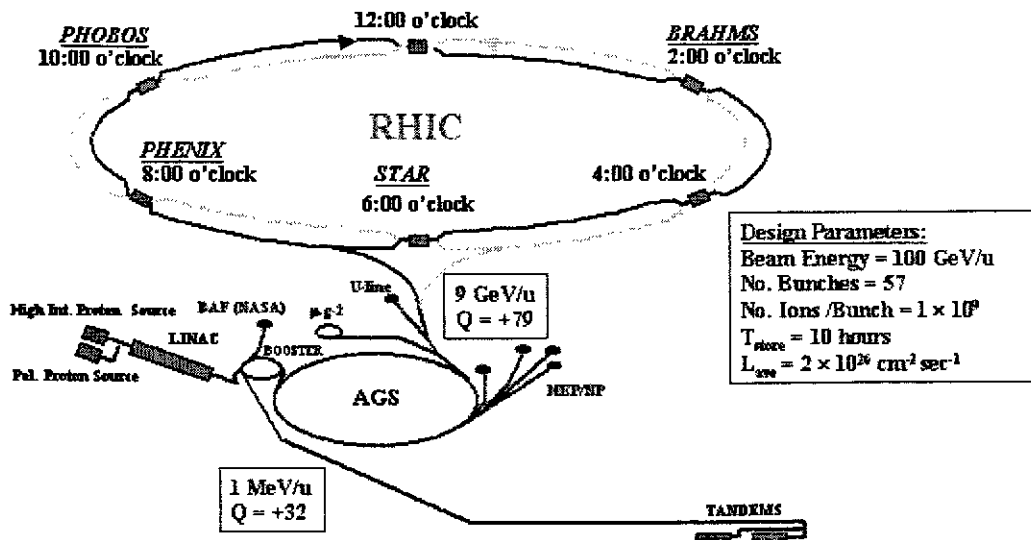


Fig.19. RHIC accelerator complex. Nuclei are accelerated from the tandems through the transfer line into the Booster and then into AGS prior to be injected into RHIC's Rings.

Each experiment exploits a variety of detection techniques and is designed to be complementary to one another in order to cover almost every proposed observable of QGP formation.

6.1 STAR

STAR (Solenoid Tracker At RHIC) is a high granularity 4π detector with emphasis on accurate tracking and precise impact point localization designed to measure mainly global features of identified hadrons and jets on a event-

by-event basis and on the study of hard scattering processes between nucleon constituents [24].

An artist view of STAR is shown in Fig.20. Moving out from the beam axis, in the large volume solenoidal magnet at 0.5 T, the first element is the silicon vertex tracker (SVT) consisting of three layers of silicon drift detectors arranged in cylindrical barrels providing a spatial resolution of 20 μm necessary for the reconstruction of hyperon and charmed particle decay vertices.

Moreover SVT improves the momentum resolution for high p_t particles, allows tracking and identification via dE/dx in the $1/\beta^2$ region for low p_t particles and the definition of the angles for tracks used in the particle interferometry measurements.

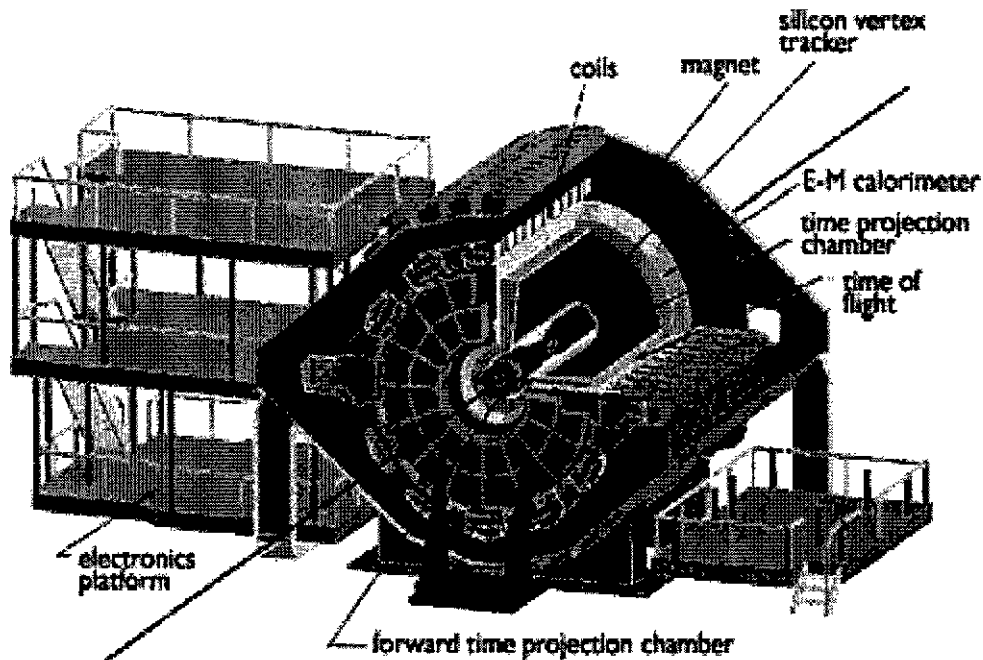


Fig. 20. Artist view of the STAR experiment at BNL.

SVT is followed by a TPC (with a diameter of 4 m and a length of 4.2 m) covering 4 units of rapidity with full azimuthal coverage.

Size and configuration of the pads of readout chambers have been optimised in order to provide the best accuracy in the energy loss measurements and the highest tracking resolution and double track separation power. On both edges of the TPC, there are 12 rows of pads arranged along radial sectors for a total number of 137000 pads. In the innermost sector, pads have the minimum size ($2.85 \times 11.5 \text{ mm}^2$) thus providing the best two track separation. The outermost pads are $6.2 \times 19.6 \text{ mm}^2$.

Momentum resolution is given by:

$$\frac{\delta p_T}{p_T^2} \approx 0.01(\text{GeV}/c)^{-1}.$$

For particle tracks at high pseudorapidity ($|\eta| > 1$), the momentum resolution worsens as the curvature R_{out} of tracks moving out from the TPC gets shorter:

$$\frac{\delta p_T}{p_T^2} \approx 0.01 \times \left(\frac{R_{\text{TPC}}}{R_{\text{out}}} \right)^2 (\text{GeV}/c)^{-1}.$$

An array of 240 scintillator slats, lying just outside of the TPC outer field cage constitutes the central trigger barrel (CTB) that provides fast charged particle multiplicity information and define the centrality of the interactions in association with measurements of beam fragments carried out by two calorimeters at small forward angles (ZDC).

The STAR data acquisition system can record about 2 central interactions per second. CTB is followed by a highly segmented TOF array to increase the pion/kaon and p/kaon separation power. The last layer of STAR is a Pb-scintillator sampling electromagnetic calorimeter (EMC) used to trigger on transverse energy and measure jets, photons and electrons. It consists of a barrel ($-2 \leq y \leq 2$, $\Delta\phi = 2\pi$) and one endcap. Two additional end-cap TPCs located in the forward regions ($2.5 < \eta < 4$) will extend the acceptance to near beam rapidities.

In 1999, STAR complemented its particle identification at low momenta (achieved with the TPC and SVT until 0.6 and 1 GeV/c, for kaons and protons, respectively) with a patch of detector dedicated to high momentum identification, based on the Ring Imaging Cherenkov technique.

It covers the central rapidity region $\Delta\eta < 0.3$ and $\Delta\phi = 20^\circ$ and allows to extend the momentum range of particle identification to ~ 3 GeV/c for kaons and 5 GeV/c for protons (Fig. 21). Such a detector was originally built as a prototype for the ALICE experiment at the LHC.

The STAR collaboration consists of 400 participants from 33 institutions in seven countries.

6.2 PHENIX

PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction experiment) was primarily designed to observe the leptonic and electromagnetic signals of QGP formation, i.e. electron and muon pairs and photons [25].

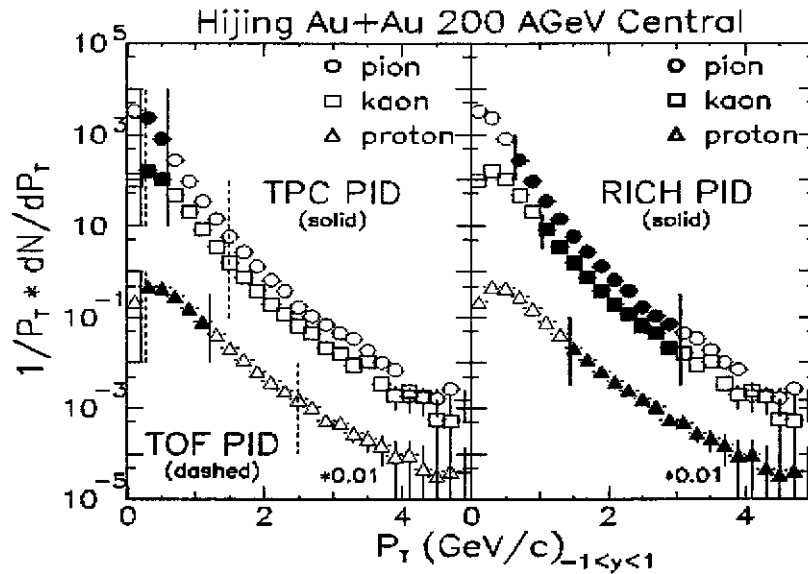


Fig.21. Invariant distribution of p_T for π , K e p, in Au-Au collisions at 200 AGeV/c as estimated by HIJING (Heavy Ion Jet Interaction Generator). Identification capability of TPC, TOF and RICH are shown. RICH extends the identification range for protons up to 5 GeV/c.

The schematic layout of the experiment is shown in Fig.22.

It comprises four spectrometers: two forward muon arms on both sides and a steel magnet providing an axial field along the beam axis, with two central left-right detectors each covering $-0.35 \leq y \leq 0.35$ and 90° in azimuthal angle. The central arms includes, from inside to outside : a silicon multiplicity vertex detector, an inner tracking system of two sets of drift chambers and a pad chamber as tracking detectors, a RICH, a time expansion chamber sandwiched between two pad chambers and em calorimeter for photon measurements.

The demanding electron/hadron separation is achieved by means of both the RICH and the calorimeter. In addition to leptons, the inclusive spectra of pions and kaons would be accessible to some extent by equipping a smaller part of one arm with high resolution TOF counters. The muon arms contain detector elements to perform charged particle tracking, momentum measurement and muon identification. The steel yoke of the central magnet is used as the primary hadron absorber. Those particles which emerge from the pole tip enter the muon arm which exploits the radial field produced by the muon magnet to perform momentum measurements. Trajectories are measured in multi-layer drift chambers arranged in three stations. Downstream of the muon magnet, muons are distinguished from pions and other shower products by means of a muon identifier, consisting of concrete

absorber walls interleaved with planes of streamer tubes. The coverage of the muon detection extends from $1.1 \leq \eta \leq 2.4$ (10° - 35°).

Light vector meson characteristics (width and position of mass spectrum) will be sensitive to the medium, especially the ρ -meson with its rather low lifetime ($c\tau \approx 1.3$ fm compared to the lifetime and size of the hot fireball < 10 fm).

PHENIX is the most suited experiment for these studies although a low signal-background ratio of 1:35 is expected in view of the presence of a high combinatorial background. The huge weight of the layout (3000 tons) and the largest collaboration at RHIC (>450 researchers from 45 institutions in 10 countries) makes PHENIX bigger than STAR although much fewer particles than STAR are detected per event.

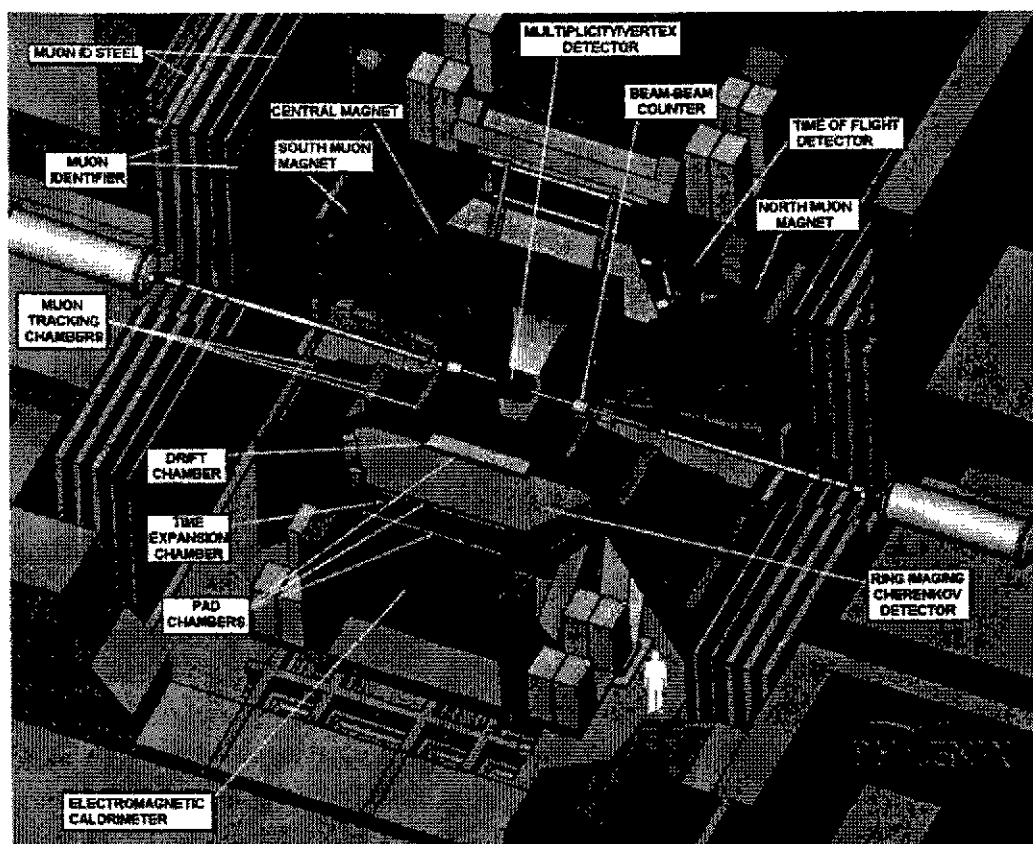


Fig. 22. The PHENIX experiment layout.

6.3 PHOBOS

PHOBOS is an experiment, based on silicon-detector technology, designed to look at RHIC collisions in an unbiased way (high rate, minimum bias data taking up to 600 Hz as expected at the nominal luminosity) [26].

Its goal is to detect rare and unusual events and to study in detail about one per cent of the produced particles, including measurement of charged hadrons, and possibly K_s^0 and lambda in the central region.

PHOBOS consists of a multiplicity detector covering almost the entire rapidity range of the produced particles ($-5.4 \leq y \leq 5.4$) with whom the events will be characterized and a two arm spectrometer at mid-rapidity located on either side of the interaction volume, as shown in Fig.23. Each arm covers about 0.4 rad in azimuth and the pseudorapidity range $0 \leq \eta \leq 2$ depending on the interaction vertex, allowing the measurement of p_t down to 40 MeV/c and PID for almost 1% of the produced particles by employing a TOF array. In such a way, a broad view of each event along with detailed information about a small subset of the fragments ejected from the plasma will be obtained. Seventy researchers from 12 institutions in three countries are working on PHOBOS.

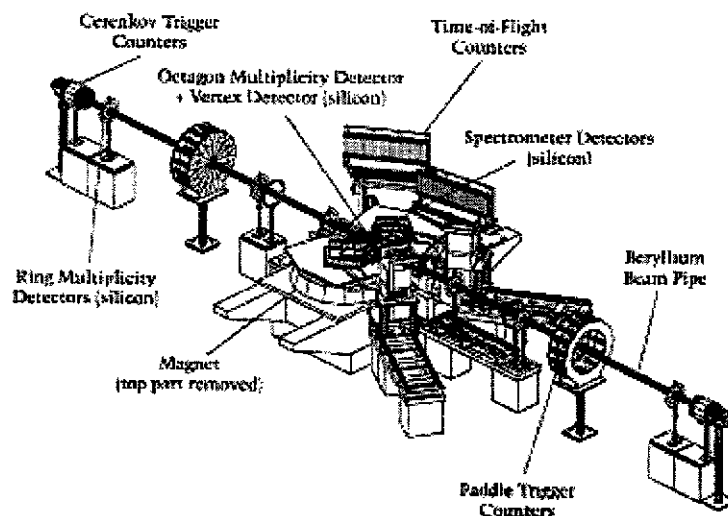


Fig. 23. The PHOBOS experiment layout.

6.4 BRAHMS

Currently, 51 participants from 14 institutions in eight countries are involved in the experiment BRAHMS (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer) based on a movable two-arm spectrometer capable of measuring identified charge particle spectra over a wide range of rapidity and transverse momentum from the central region to very close to the beam axis, depending on the position of its arms [27] (Fig. 24).

The midrapidity spectrometer covers the range: $0 \leq \eta \leq 1.3$ and is capable of identifying charged particles with $p < 5$ GeV/c by means of a TOF wall and

segmented gas Cherenkov counters. Tracking is achieved by employing two TPCs and a magnet for momentum measurement. The forward spectrometer has a solid angle acceptance of 0.8 mstr , covering $1.3 \leq \eta \leq 4.0$. It consists of four dipole magnets, three TPCs followed by drift chambers. PID is provided by TOF hodoscopes, one threshold Cherenkov and one RICH. It will determine the K/pion ratio over a large rapidity interval and measure high transverse momentum particles.

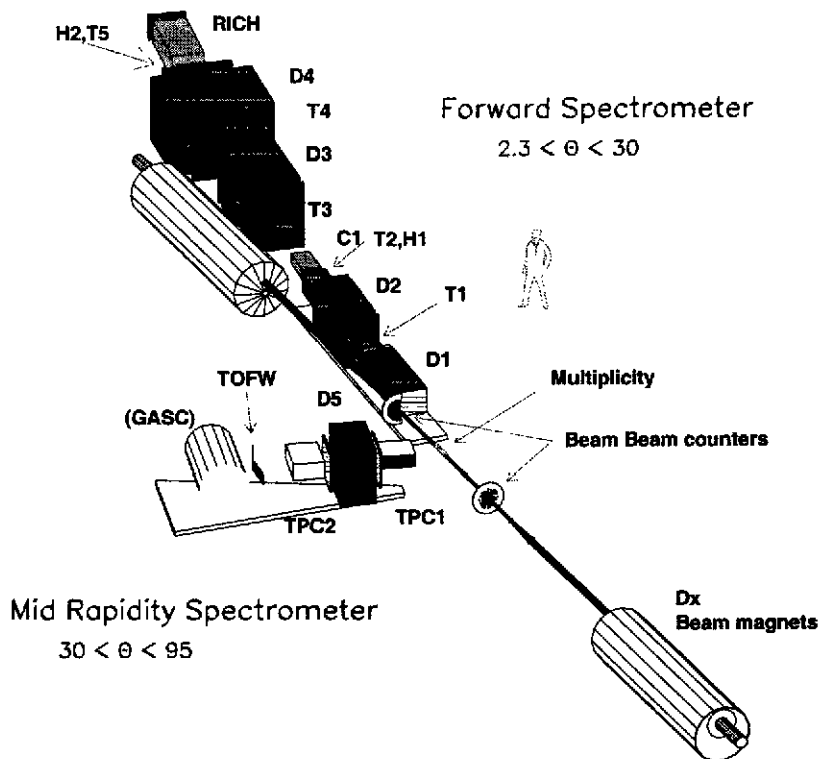


Fig. 24. The BRAHMS experiment layout.

7. LHC

LHC operated with Pb on Pb at a center-of-mass energy of 2.75 TeV/nucleon with a luminosity of $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ will be the ultimate facility for searching QGP. It will also be possible to accelerate lighter nuclei (at higher luminosity) and in principle also asymmetric systems like pA interactions [28].

Since LHC operations with lead beams is likely to reach a luminosity of $2 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, an interaction rate of about 10^4 Hz is expected, but

fortunately only a small fraction, approximately 2-3%, corresponds to the most interesting central collisions with maximum particle production.

It follows that the requirements on the detectors are much less stringent than those in LHC pp experiments, and allows to exploit slow devices like TPC and silicon drift detectors, although, as already pointed out, the high multiplicity represents in this case a very demanding task when it combines with the large rapidity range to be covered.

7.1 ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) is the only dedicated experiment planned for the CERN LHC to investigate heavy ion collisions at center-of-mass energy of 2.75 TeV per nucleon [29]. The uneasy role of being alone at LHC for this kind of physics (apart for the CMS experiment which will have some very limited capabilities for nuclear collision studies) conditioned its design. In fact, ALICE is meant as a general-purpose experiment with a single set-up whose design has been optimized to study both hadronic and leptonic signals together with a global survey of the events.

It is designed to cover a wide range of momenta (from 60 MeV/c up to 10 GeV/c) and identified particles (from the electron to the Υ 's resonances) and cope with the highest particle density anticipated for Pb-Pb collisions at the LHC (theoretical models predict up to 8000 charged particles per unit of rapidity for central Pb on Pb collisions). Interactions between lower mass nuclei and p-p will also be studied as reference data for the nucleus-nucleus collisions.

Currently, more than 900 physicists from 70 institutions in 25 countries are involved in building ALICE piecewise in an international jigsaw puzzle.

From the artist view of the lay-out, shown in Fig.25, one immediately recognizes that ALICE consists of two main components: a 2π barrel detector system at mid-rapidity (polar angles from 45° to 135°) embedded within the 0.2-0.4 T uniform solenoidal field provided by the large magnet formerly used in LEP's L3 experiment and a forward muon spectrometer (from 2° to 9° polar angles).

The following detectors, starting from the beam axis, are sheathed in the L3 magnet:

- an inner tracking system (ITS) with six cylindrical layers of highly accurate position-sensitive silicon detectors;
- a cylindrical, large volume, time projection chamber (TPC);

- two large area and highly segmented particle identification arrays for hadrons (TOF) and electrons (TRD);
- a single arm particle identification device for higher momentum hadrons (HMPID);
- a single arm outer electromagnetic calorimetric complex (PHOS) located below the central barrel region.

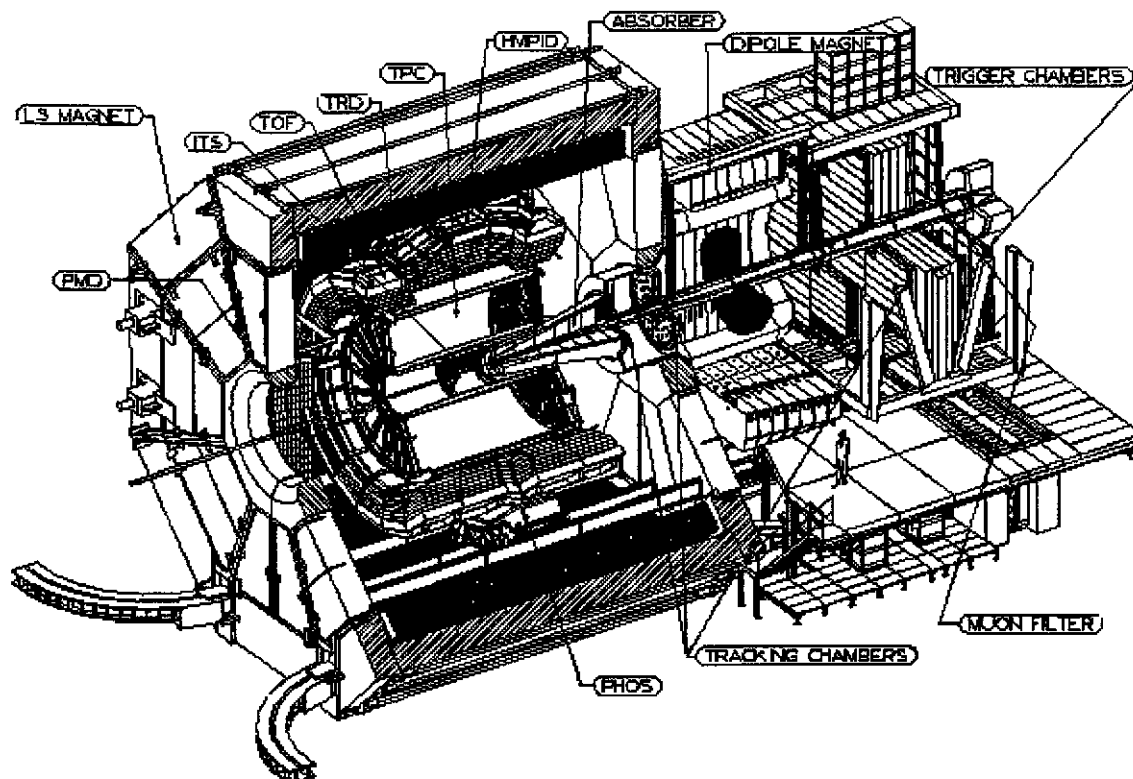


Fig. 25. The ALICE experiment layout.

Four small and very dense zero degree calorimeters, made of tungsten and lead with embedded quartz fibres read out by PMT's complete the set-up. They are located about 100 m downstream the machine tunnels on both sides of the interaction region to measure and trigger upon the impact parameter. The innermost planes of ITS are made of truly bi-dimensional devices, pixel and drift detectors, owing the high particle density expected whereas the two outer planes are made of silicon microstrip detectors.

ITS is located as close as possible to the beam axis and has the task of tracking particles of very low momentum, identifying short-lived particles (mostly hyperons) decaying before they reach the TPC, and improving the momentum resolution of the tracked particles. Drift and strip silicon layers will be equipped with an analog readout for independent particle identification via dE/dx in the $1/\beta^2$ region.

The TPC is designed to provide tracking, momentum and dE/dx measurements for charged particles with pseudo-rapidities in the range $-1 < \eta \leq +1$. It has an active volume defined by the two cylindrical surfaces at $r=90$ cm and $r=250$ cm. The inner radius is given by the maximum acceptable density of hits in the inner TPC volume whilst the outer radius is determined by the minimum track length required for achieving a dE/dx resolution better than 10%. The role of TPC is crucial for achieving good two-track resolution in order to cope with the expected high multiplicity events.

Particle identification (PID) in the full range of momentum is crucial for the physics that ALICE is designed to study, indeed TOF and HMPID systems enhance PID capability in the momentum range covered by energy loss measurements in ITS and TPC and allow to identify particles at much higher momenta than using dE/dx alone.

Namely, the TOF barrel is being optimized for the identification, on a track-by-track basis, of hadrons with a transverse momentum below 2 GeV/c, with a separation between pions and kaons better than 3 sigmas while HMPID is being designed to extend the useful range to 2.7 GeV/c (and up to 5 GeV/c for protons).

An array of multigap resistive plate chambers is the current solution for the low momentum PID system while the Ring Imaging Cherenkov (RICH) technique is the preferred option for the HMPID.

The TOF barrel covers a surface larger than 100 m² at a radius of about 3.5 m. Time resolutions as good as 70 ps are aimed for since a separation power greater than 3σ is required on a track-by-track basis to keep the contamination below a 10% level in the presence of a huge bulk of hadrons at low momentum. The TOF groups are working on scaling up an innovative device consisting in a stack of resistive plates, spaced one from the other with equal sized spacers creating a series of gas gaps, each 250 μ m thin. Electrodes are connected to the outer surfaces of the stack of resistive plates while all the internal plates are left electrically floating (Fig. 26). Time resolutions as good as 65 ps have been achieved on small size prototypes.

HMPID will consist of an array of CsI RICHs covering about 12 m² thus representing the largest scale application of such a technique.

The radiator is a 1.5 cm thick layer of low chromaticity C₆F₁₄ (perfluorohexane) liquid with an index of refraction of $n=1.2834$ at $\lambda=175$ nm corresponding to $\beta_{\min}=0.78$ (i.e. a threshold momentum $p_{\text{th}}(\text{GeV}/c)=1.26$ m, with m equal to the particle mass in GeV/c²). The Cherenkov cone refracts out of the liquid radiator of C₆F₁₄ and expands in the proximity volume of CH₄ before reaching the MWPC photon detector thus allowing a better imaging of the Cherenkov pattern (Fig. 17).

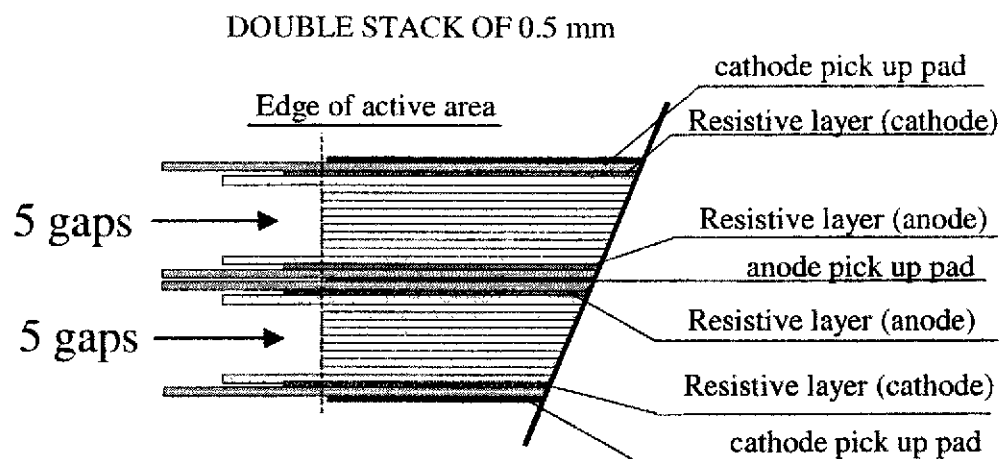


Fig. 26. Schematic of the Multigap Resistive Plate Chamber employed as TOF detector at ALICE.

Physics motivations for the single arm HMPID detector are the determination of inclusive particle ratios and transverse momentum spectra in the dense region of the mini-jets that dominate the pre-equilibrium stage of the nucleus-nucleus collisions.

Therefore, the HMPID is expected to provide useful information on jet quenching by measuring the ratio of high p_t proton/antiproton spectra and to allow extending p_t range where Bose-Einstein interferometry with kaon pairs can be studied. In fact, KK correlation will be less influenced by resonance decays after hadronic freeze-out than pionic correlations.

The TRD will identify electrons with momenta above 1 GeV/c to study quarkonia suppression and heavy quark production (charm, beauty) near mid-rapidity. It consists of six layers of xenon-filled time expansion chambers with a radiator stack of carbon fibers.

A pion rejection capability of less than 1% at 90% electron efficiency for momenta larger than 2 GeV/c is required.

The PHOS detector is a single-arm high-resolution electromagnetic calorimeter made with 17k lead tungstate crystals (PbWO_4) readout by silicon photodiodes designed to search for direct photons and to measure π^0 and η spectra at high momenta. It is located at 4.6 m from the vertex and covers 8 m². A charged-particle veto detector will be placed in front of the PHOS with the aim to identify charged particles reaching the calorimeter.

The forward muon arm is designed in order to cover the complete spectrum of heavy quark resonances up to the Υ family. It will measure the decay of these resonances into muons, both in proton-proton and in heavy-ion

collisions, with a mass resolution (about 100 MeV at quarkonia masses of 10 GeV) sufficient to separate all states. It consists of a complex arrangement of absorbers (reaching totally about $18 \lambda_{\text{int}}$) to reduce as much as possible the punchthrough into the spectrometer and the backsplash into the TPC, a large dipole magnet (3 Tm integral field), ten stations of thin MWPC equipped with highly segmented cathodes for tracking and four Resistive Plate Chambers for muon identification and triggering.

8. Conclusions

Collisions between heavy nuclei represent a powerful tool to investigate the behaviour of nuclear matter at densities higher than the ground state density, where, according to the lattice-QCD calculations, a primordial non-hadronic bulk phase of strongly interacting matter will likely occur.

This plasma of quarks and gluons (QGP), within which colour freely propagates, being an ideal testing ground for fundamental concepts of QCD, requires an experimental insight. For this reason, a large community of physicists is engaged on such a very promising research located at the interface between particle and nuclear physics.

After the promising results achieved at CERN-SPS, new collider facilities (RHIC at BNL and LHC at CERN) will allow studying new signatures in view of their unprecedented energy in the centre-of-mass that will uniquely characterize the QGP and will allow the physicists to shed light and maybe draw conclusions on the character of the strong interaction.

Acknowledgements

I am very grateful to P. Dupieux and to the Director of the Joliot Curie School, C. Le Brun, for having invited me to give these lectures on the investigation of nuclear matter in extreme conditions of density and temperature. I hope that I succeeded to draw some of the students to study in depth such a challenging but fascinating subject.

References

1. T. Blum et al., Phys. Rev. D 51,5153 (1995).
2. R.C. Hwa, Quark-Gluon Plasma, Vol.1&2, Singapore : World Scientific.
3. C. Kuhn, "Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC", Joliot-Curie School 1998 – IReS 98-24.

4. J.W. Harris, Relativistic Heavy Ion Physics and the Relativistic Heavy ion Collider, Lake Louise Winter Institute on Quantum Chromodynamics, YRHI-98-13.
5. G.Baym, Nucl.Phys. A590 (1995) 233c-248c.
6. J.D. Bjorken, Phys. Rev. D27 (1983) 140.
7. T. Alber et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 75, 3814-3817 (1995).
8. M. Aggarwal et al. (WA98 Collaboration), Nucl. Phys. A610, 200c-212c (1996).
9. M. Murray et al. (NA44 Collaboration), Phys. Rev. Lett. 78, 2080 (1997).
10. R. Lietava et al. (WA97 Collaboration), J. Phys. G25, 181-188 (1999).
11. P. Braun-Munzinger, I. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. B465, 15-20 (1999).
12. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Statistical Physics (Addison-Wesley).
13. T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
14. M.C. Abreu et al. (NA50 Collaboration), Phys. Lett. B 477, 28-36 (2000).
15. B. Lenkeit et al. (CERES Collaboration), Nucl. Phys. A661, 23c-32c (1999).
16. H. Appelshaeuser et al (NA49 Collaboration), Eur. Phys. J. C 2, 661-670 (1998).
17. M. Asakawa et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2072.
18. F. Antinori et al., Nucl. Instr. and Meth. A360 (1995) 91.
19. A. Sandoval et al. (NA35 Collaboration), Nucl. Phys. A461 (1987) 465c-486c.
20. V. Eckardt et al., Nucl. Instr. and Meth. A315 (1992) 33.
21. HMPID TDR, CERN/LHCC 98-19.
22. A Transition Radiation Detector for Electron Identification within the ALICE Central Trigger - Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 99-13, May 1999.
23. <http://www.bnl.gov/rhic/>.
24. Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker At RHIC, The STAR Collaboration, PUB-5347 (1992); J. W. Harris et al., Nucl. Phys. A 566, 277c (1994).
25. PHENIX Experiment at RHIC – Preliminary Conceptual Design Report, PHENIX Collaboration Report (1992).
26. RHIC Letter of Intent to Study Very Low pt Phenomena at RHIC, PHOBOS Collaboration (1991).

27. Interim Design Report for the BRAHMS Experiment at RHIC, BNL Report (1994).
28. <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
29. ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71.

SYSTEME DE DETECTION EN IONS RADIOACTIFS

Hervé SAVAJOLS

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds - Caen

1. INTRODUCTION

2. CONTRAINTES DES FAISCEAUX RADIOACTIFS

- 2.1 Intensité
- 2.2 Purification
- 2.3 Radioactivité
- 2.3 Cinématique

3. HISTOIRE EXPERIMENTALE DES NOYAUX EXOTIQUES

- 3.1 Recherches de nouveaux isotopes
- 3.2 Mesures de masses
- 3.3 Etudes spectroscopiques par réaction directe
 - 3.3.1 Détection du résidu lourd
 - 3.3.2 Détection du résidu léger
 - 3.3.3 Détecteurs de faisceaux secondaires
- 3.4 Spectroscopie gamma
 - 3.4.1 Après réaction de fragmentation
 - 3.4.2 Après réaction de fusion-evaporation

4. NOUVEAUX OUTILS

- 4.1 Spectromètre de grande acceptance
- 4.2 Détection de rayonnements gamma
- 4.3 Cibles cryogéniques
- 4.4 Cibles actives

1. INTRODUCTION

L'utilisation de faisceaux radioactifs pour les études de structure nucléaire n'est pas à proprement parler une nouveauté. Depuis plusieurs années déjà dans les laboratoires tels que le GANIL en France mais aussi au GSI en Allemagne, RIKEN au Japon, ou MSU aux Etats Unis, des faisceaux de noyaux exotiques sont produits par fragmentation d'un noyau projectile sur une cible. La différence majeure qui existe entre cette méthode et celle qui sera utilisée pour produire les faisceaux radioactifs du futur réside dans la possibilité d'obtenir un faisceau de noyaux exotiques purifié, accéléré et possédant une bonne qualité optique aux énergies allant de quelques MeV à une centaine de MeV par nucléon. L'Institut de Physique Nucléaire de Louvain la Neuve est le premier laboratoire où fut mis en œuvre ces nouvelles techniques, accélération d'un faisceau d'ions radioactifs produit par la méthode ISOL (Isotope Separator On Line).

Les motivations scientifiques justifiant les différents projets de système de production de faisceaux radioactifs à travers le monde sont nombreuses. Il en est de même pour les projets de systèmes de détection destinés à être installés auprès de ces faisceaux. Ces motivations couvrent un très grand nombre de domaines et vont explorer les noyaux dans leurs différents aspects et degrés de liberté : masse, isospin, déformation, etc., ceci afin de mettre en évidence ou de mesurer de nouveaux phénomènes : radioactivités exotiques, évolution de la structure en couches, processus astrophysiques, etc.

Contrairement aux systèmes de détection associés aux faisceaux stables, les systèmes de détection en ions radioactifs sont étroitement liés à la méthode de production des faisceaux secondaires. C'est pour cela que je commencerai par quelques remarques générales concernant les faisceaux d'ions radioactifs. Nous verrons en particulier quelles sont les nouvelles contraintes expérimentales liées à ce type de faisceau.

2. CONTRAINTES DES FAISCEAUX RADIOACTIFS

Pour produire un faisceau d'ions radioactifs, schématiquement, il faut faire interagir un faisceau d'ions stables avec une cible bien choisie, puis sélectionner un produit de réaction particulier et enfin le conduire là où son utilisation est requise [1]. Deux méthodes de production sont couramment utilisées (pour plus d'informations je vous renvoie au cours de Marc Loiselet). Dans la méthode ISOL (Isotope Separator On Line), le faisceau stable est arrêté dans une cible épaisse, les produits de réaction diffusent hors de la cible avant d'être transférés dans une source où ils sont ionisés. Un séparateur de masse et un post-accélérateur qui amène le faisceau sélectionné à l'énergie voulue complètent le schéma de production. Dans la méthode de fragmentation en vol, le faisceau stable bombarde une cible mince, les produits de réaction sortent librement de cette dernière. Ils sont émis dans un domaine angulaire restreint avec une vitesse très proche de celle du faisceau. Dans cette méthode, on va tirer avantage de la cinématique de la réaction pour séparer et sélectionner, aux petits angles, un isotope d'un élément donné.

Les temps caractéristiques relatifs à ces deux méthodes sont très différents, supérieurs à 100 ms pour la méthode ISOL et inférieurs à la ms pour la fragmentation en vol. Ceci engendre

une limitation sur la durée de vie des ions accessibles par la méthode ISOL. Néanmoins du fait de l'utilisation d'un post-accélérateur, la qualité optique des faisceaux est bien supérieure.

Les deux méthodes de production présentent des points forts et faibles qui vont avoir, comme nous allons le voir, une influence sur le système de détection utilisé.

2.1 Intensité

L'intensité de ces faisceaux secondaires devient rapidement le facteur le plus contraignant lorsque l'on souhaite réaliser des études loin de la stabilité. En effet, celle-ci est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle des faisceaux stables. Cette quantité est le fruit de plusieurs contributions et suit la relation suivante :

$$N_{IR} = N_p N_c \sigma \varepsilon$$

où N_p est l'intensité du faisceau primaire, N_c est le nombre de noyaux cible disponibles, σ est la section efficace de réaction et ε est l'efficacité de la méthode de séparation.

Pour compenser ces faibles intensités, il est nécessaire de construire des détecteurs de grande efficacité et couvrant un angle solide maximal. Par ailleurs, il va être difficile d'atteindre des sections efficaces faibles comme le montre la figure 1.

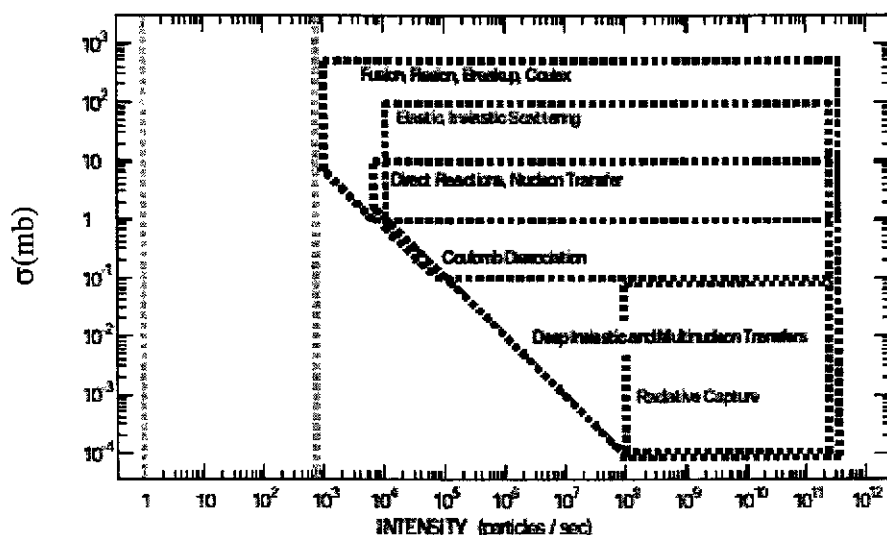


Figure 1. Relation qui existe entre intensité du faisceau et section efficace accessible. Les encadrés délimitent les grandes familles d'expériences [2].

2.2. Purification

La deuxième contrainte importante concerne la méthode de séparation. L'efficacité de celle-ci varie de 10^{-6} à 1 selon la réaction et la méthode de séparation utilisée. Il est souvent nécessaire de parler de faisceaux exotiques avec la présence de contaminants produits parfois avec une intensité supérieure et qui ne peuvent pas être complètement exclus. Cela nécessite pour bien sélectionner une voie de réaction, de travailler en coïncidence pour les particules sortantes

avec une bonne identification en masse et en charge. Cette problématique liée à la purification sera traitée en détail plus tard dans la section 3.2 « Recherche de nouveaux isotopes ».

2.3. Radioactivité

La décroissance radioactive des particules diffusées peut produire un bruit de fond important en particulier pour les détecteurs de rayonnements gamma. La figure 2 montre pour différentes réactions, la section efficace différentielle de la diffusion Rutherford. Chacune de ces réactions induirait, dans un détecteur Ge placé dans une région de ± 30 degrés par rapport à la direction du faisceau, un taux de comptage $> 2\text{kHz}$. Pour minimiser ce bruit de fond, il est nécessaire de blinder les détecteurs ou d'arrêter le faisceau et les produits de réaction loin du point de détection gamma. Une autre technique consiste à réaliser des mesures en coïncidence γ - produits de réaction, pour sélectionner les voies de réaction.

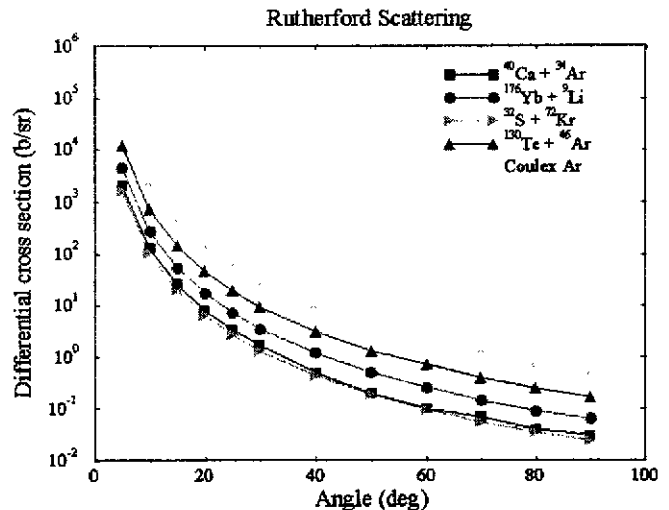


Figure 2. Section efficace différentielle de la diffusion Rutherford pour une série de réactions types [3].

2.4. Cinématique

Enfin, la dernière contrainte expérimentale est celle due à la cinématique de la réaction. Lors de l'étude d'une réaction à deux corps $a + A \rightarrow b + B$, les données intéressantes sont exprimées dans le système du centre de masse (CM). Elles peuvent donc être extraites, pour une même énergie dans le système du CM, soit en bombardant le noyau de masse A par un faisceau d'ions légers a d'énergie incidente E (cinématique directe), soit en bombardant une cible contenant des noyaux légers a par un faisceau d'ions A d'énergie incidente $(A/a)*E$ (cinématique inverse). D'un point de vue expérimental les contraintes imposées par la cinématique de ces deux réactions sont radicalement différentes. Ainsi, pour un noyau A beaucoup plus lourd que a, la vitesse dans le laboratoire du centre de masse du système est très petite si la réaction est directe. Par contre, elle est de l'ordre de la vitesse du faisceau lorsque la réaction est en cinématique inverse.

Dans le cas de l'étude de la structure de noyaux loin de la stabilité, il vaut mieux commencer par les faire interagir avec des particules simples telles que les électrons, les protons ou d'autres particules légères de structure bien connue. Comme la durée de vie des noyaux exotiques est en général trop courte pour pouvoir envisager d'en faire des cibles, il est nécessaire d'inverser la procédure utilisée par le passé dans les études de réactions directes, c'est-à-dire que le noyau à étudier sera le faisceau secondaire et que la cible sera constituée de protons ou d'Hélium. Dans

cette cinématique inverse, l'information recherchée peut être obtenue en mesurant les caractéristiques cinématiques du résidu lourd et/ou du fragment léger. Pour illustrer ces contraintes, nous allons regarder la contribution à la résolution en énergie du noyau d'intérêt, E^* , de la résolution associée aux grandeurs suivantes : E_{inc} , l'énergie du faisceau incident, E_{cin} , l'énergie cinétique de la particule détectée et θ_{lab} , l'angle de cette même particule.

- Dans le cas où on désire étudier l'éjectile lourd, celui-ci doit être lié ou posséder un temps de vie suffisamment long pour parvenir jusqu'au détecteur. Prenons l'exemple de la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ à une énergie incidente de 35 MeV/n [4].

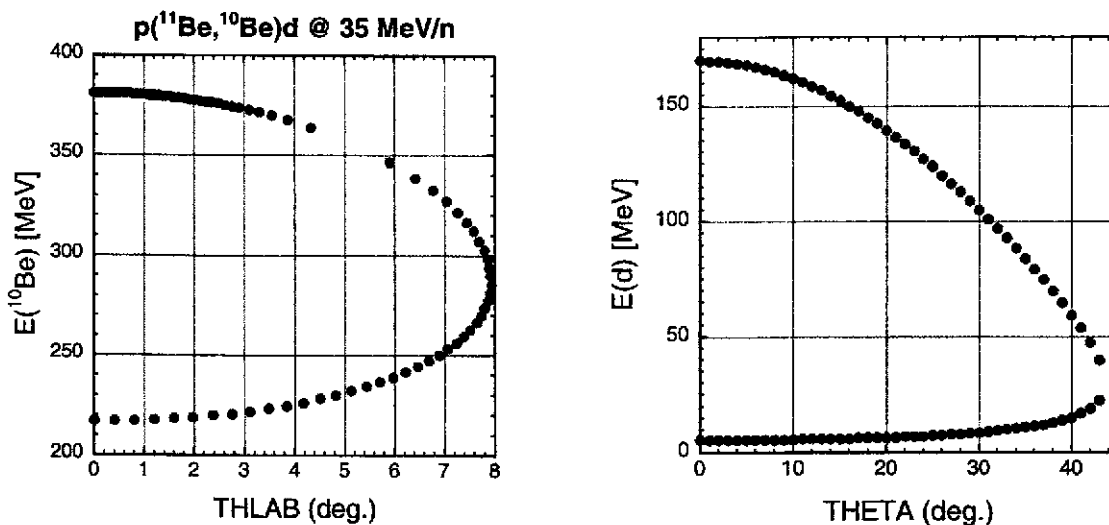


Figure 3 : Calculs de la cinématique pour le ^{10}Be et le d issus de la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ à 35 MeV/n en cinématique inverse.

Le résidu lourd est émis à très petit angle dans le référentiel du centre de masse. Ceci est un avantage du point de vue de l'efficacité de détection puisqu'une couverture angulaire réduite permet de couvrir une grande partie de la distribution angulaire d'une réaction. Par exemple, dans le cas de la réaction suscitée, $\Delta\theta_{CM}/\Delta\theta_{lab}=8.3$, l'angle solide du spectromètre SPEG (qui sera décrit plus tard), ± 2 deg., permet de couvrir en une seule mesure une grande partie de la distribution angulaire élastique. Toutefois cette focalisation cinématique a pour inconvénient de nécessiter des résolutions angulaires qui deviennent très vite inaccessibles lorsque la masse du faisceau incident augmente. La variation de l'énergie d'excitation en fonction de l'angle dans le laboratoire, $\Delta E^*/\Delta\theta_{lab}=2$ MeV/deg., ce qui pour une résolution angulaire de 0.2 deg. engendre une incertitude de 400 keV, qui ne permet déjà plus de séparer l'état fondamental du premier état excité du ^{11}Be à 320 keV. La situation se détériore quand la masse du projectile augmente, ce qui limite l'utilisation d'un spectromètre pour la détection du résidu lourd aux projectiles relativement légers. Enfin cette méthode est très sensible à la largeur en énergie du faisceau, $\Delta E^*/\Delta E_{inc}=0.71$. En contrepartie, la grande énergie cinétique de l'éjectile lourd, permet l'utilisation de cibles assez épaisses tout en conservant une bonne résolution en énergie, ce qui constitue un atout majeur de cette méthode. Cependant si le noyau de recul

se trouve dans un état excité, l'effet Doppler engendré par la vitesse de recul va limiter la résolution ($E^* = 1 \text{ MeV}$, $v/c \sim 0.3 \rightarrow \Delta E^* \pm 300 \text{ keV}$).

- Lorsque la détection du résidu lourd n'est pas possible ou optimale, soit parce qu'il n'est pas lié, soit parce que les conditions sur la résolution angulaire sont hors de portée des détecteurs existants, la solution alternative est de déterminer les caractéristiques de la réaction par la mesure de l'énergie et de l'angle de la particule légère de recul. Les caractéristiques cinématiques de cette méthode sont illustrées sur la figure 3 pour la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$. Dans le cas de cette réaction, la particule légère est émise dans l'hémisphère avant et jusqu'à $\theta_{\text{lab}}=40\text{deg}$, $\Delta\theta_{\text{CM}}/\Delta\theta_{\text{lab}}=0.48$. Le détecteur doit donc couvrir un angle solide important, capable de mesurer une gamme en énergie importante avec un seuil en énergie relativement faible ($<500 \text{ keV}$). Dans cette méthode, la largeur en énergie du faisceau a peu d'influence sur ΔE^* . La difficulté majeure vient des rapports : $\Delta E^*/\Delta E_{\text{cin}}$ (2.2) et $\Delta E^*/\Delta\theta_{\text{lab}}$ (0.3 MeV/deg) qui sont très défavorables. Ainsi, dans le cas de la réaction décrite, une erreur de 100 keV sur E_{cin} et une erreur de 1 degré sur θ_{lab} conduisent respectivement à une incertitude sur E^* de 220 keV et 300 keV. Cette méthode implique donc l'utilisation de cibles très minces, afin de minimiser le straggling, et des détecteurs possédant de très bonnes résolutions en énergie et en position.

Un des inconvénients liés à la cinématique inverse est la vitesse importante des noyaux de recul qui va limiter la résolution aussi bien dans la détection du résidu excité que dans la détection des rayonnements gamma. Ces derniers vont être émis par le noyau animé d'une vitesse non négligeable. L'énergie de rayonnement gamma détectée sera différente de l'énergie réelle en raison de l'effet Doppler selon la relation suivante :

$$E_{\text{det}} = E_{\text{reel}} \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta\cos\theta}$$

Une deuxième conséquence est l'élargissement des pics dû à l'ouverture angulaire des détecteurs suivant la relation :

$$\frac{\Delta E}{E} = \Delta\theta \frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}$$

En conclusion, les conditions à satisfaire pour la détection en ions radioactifs sont les suivantes. Pour pallier :

- La faible intensité des faisceaux secondaires \rightarrow un ensemble de détection de grande efficacité (ϵ) et avec la couverture d'un grand angle solide (Ω).
- La cinématique inverse \rightarrow une grande granularité (N).
- Les faisceaux multi-particules \rightarrow une bonne identification (Z,A) et des mesures coïncidence entre multidétecteurs.

3. HISTOIRE EXPERIMENTALE DES NOYAUX EXOTIQUES

Après avoir exposé les contraintes spécifiques associées à l'étude des noyaux radioactifs, nous allons nous intéresser aux conséquences que cela implique sur les systèmes de détection. Une façon originale de procéder est de suivre la démarche du physicien. La première expérience est naturellement la recherche de l'existence de nouveaux isotopes, la quête de la limite de stabilité. Une fois synthétisés, la masse des noyaux, c'est à dire leur énergie de liaison, est la première quantité accessible expérimentalement. C'est une quantité fondamentale puisqu'elle renferme les contributions de toutes les interactions qui se manifestent au cœur du noyau. Enfin une information plus fine sur leur structure peut être obtenue grâce à des expériences de spectroscopie. Chacune de ces familles d'expériences sera illustrée à travers des faits expérimentaux caractéristiques. Je tiens à préciser que mes critères de sélection ont privilégié les travaux effectués en France.

3.1 Recherche de nouveaux isotopes

Comment accéder aux noyaux situés à la limite de stabilité ? Une technique consiste à la production de faisceaux par fragmentation du projectile. La plus grande difficulté réside dans la sélection de ces particules rares représentant une partie infime de la section efficace totale de réaction. Une méthode de séparation et de purification est celle développée auprès des spectromètres de recul tel que le Fragment Recoil Separator du GSI, RIPS à RIKEN, A1200 au MSU, ACCULINA à DUBNA et Ligne d'Ions Supers Epluchés au GANIL (LISE) [5]. Ce dernier nous servira d'exemple pour décrire cette méthode. Pour obtenir des informations sur ces séparateurs, je vous renvoie au proceeding de la conférence EMIS-12 [6].

Tout d'abord, il est nécessaire de rappeler quelques définitions d'optique. Pour plus d'informations, je vous renvoie au cours de W.Mittig effectué en 1994 : « Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs ». Le spectromètre LISE, qui est présenté de façon schématique sur la figure 4, est un achromate. Il est donc constitué de deux dipôles identiques de telle sorte qu'au plan focal, la position finale ne dépendra pas de δ , cad. de la différence du moment de la particule par rapport à la particule de référence, et de plus la dispersion angulaire est nulle. En conséquence, une propriété importante d'un tel dispositif est que la longueur des trajectoires dans la ligne est indépendante de l'angle d'entrée dans le spectromètre. Ceci facilite la mesure du temps de vol des particules dans l'instrument. Une application importante des achromates est leur utilisation comme filtre. La position de la cible de production se situe avant le premier dipôle. Les produits de réaction sont focalisés à la sortie du spectromètre. Dans cette configuration, on peut sélectionner une rigidité magnétique et un angle optimisé pour la réaction d'intérêt. Les produits de réaction sont concentrés dans une petite région où une détection de qualité peut être utilisée.

Une sélection supplémentaire peut être obtenue en insérant au plan focal intermédiaire une feuille d'épaisseur et de forme appropriée [7]. Les noyaux traversant une certaine épaisseur de matière vont être ralentis. La quantité d'énergie perdue est fonction de la nature du noyau incident. L'achromatisme de la ligne sera conservé pour l'isotope que l'on veut transmettre en ajustant la rigidité magnétique du second aimant à la perte d'énergie du fragment voulu dans la

feuille. Il en résulte, pour des ions complètement épluchés $Z=Q$, que tous les noyaux ayant le même rapport M^3/Z^2 seront focalisés au même endroit. L'astuce consiste, grâce à un jeu de fentes approprié, à sélectionner la région d'intérêt. L'avantage de cette méthode est sa simplicité, son coût proche de zéro et sa bonne efficacité de sélection comme illustré sur la figure 5.

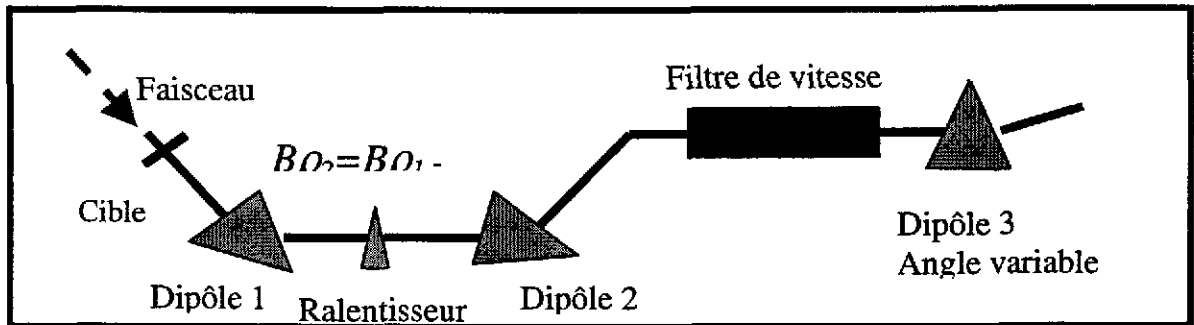


Figure 4. Vue schématique du spectromètre LISE du GANIL.

Un filtre de vitesse, filtre de Wien (champ électrique et magnétique croisé), peut donner une sélection supplémentaire en vitesse. Dans un domaine de fragmentation du projectile à haute énergie, la vitesse des fragments est $\approx V_{incident}$ et avec la relation $B\rho = MV/Q$, on sélectionne le rapport M/Q . Cependant la résolution va être limitée par la dispersion en vitesse des ions. Pour améliorer la résolution, on peut transformer ce filtre de vitesse en spectromètre de masse. Ceci s'effectue par l'ajout d'un dipôle pour compenser la dispersion en vitesse.

Le tableau 1 résume l'ensemble de ces sélections dans le cas de la fragmentation d'un faisceau d' ^{40}Ar à 50 MeV/n sur une cible de Ta d'épaisseur 100 mg/cm². La figure 5 montre l'évolution de la matrice d'identification des noyaux produits lors de cette réaction. Ces valeurs ont été obtenues en utilisant le code de simulation LISE [8].

	Mode	Selection	Nombre de noyaux	Σ , pps	Taux de ^{36}Ar	Taux de $^{36}\text{Ar} / \Sigma$
1	Dipole 1	$v \cdot A/Q$	105	2.4e+6	7.0e+4	2.9%
2	1 + Ralentisseur	$A^{2.5}/Z^{1.5}$	21	1.1e+5	4.6e+4	41.8%
3	2 + Wien Filter	v	11	7.5e+4	2.8e+4	37.3%
4	3 + D6-dipole	A/Q	7	5.7e+4	4.6e+4	80.7%

Tableau 1. résumant pour chaque étape le rapport du taux d' ^{36}Ar sur le nombre total d'ions transmis dans le spectromètre LISE.

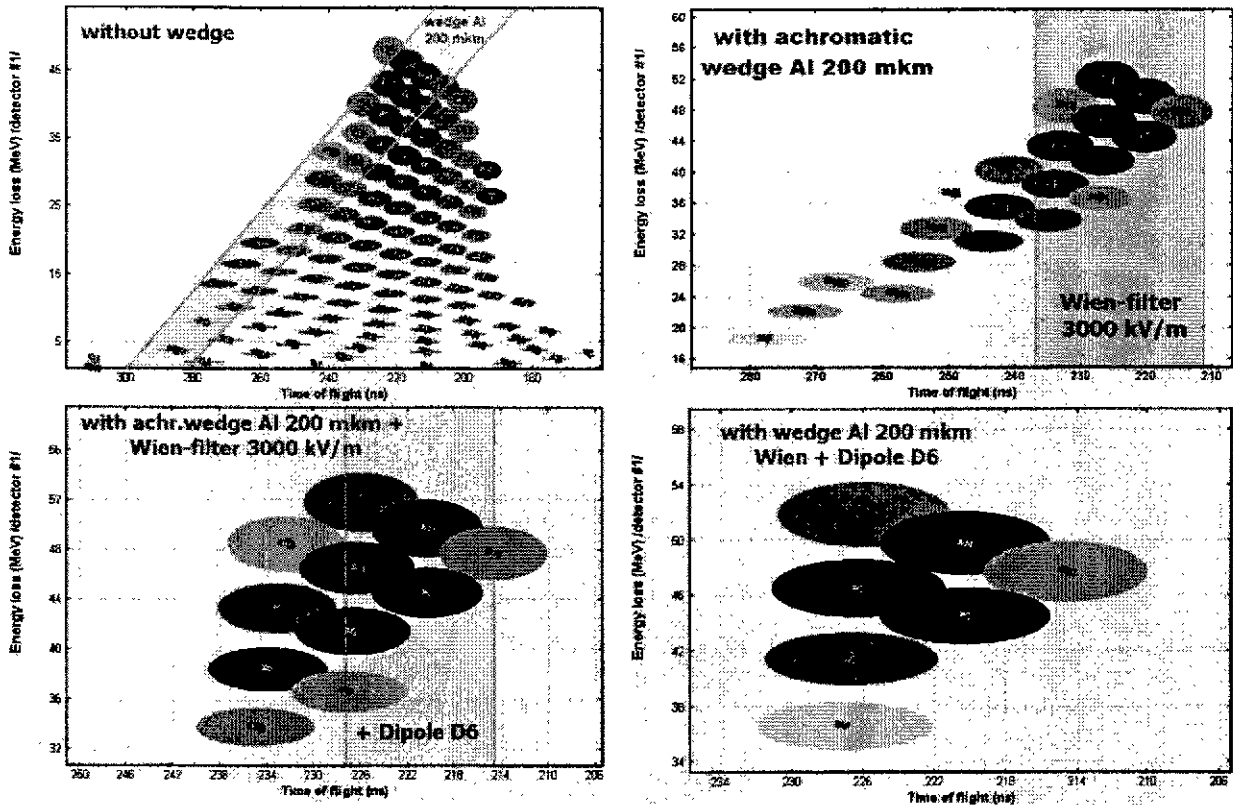


Figure 5. Ensemble de matrices d'identification des noyaux produits et transmis dans le spectromètre LISE lors de la réaction d' $^{40}\text{Ar} + \text{Ta}$ a 50 MeV/n après les quatre étapes de sélections : rigidité magnétique, dégradeur, sélection en vitesse et spectromètre de masse.

Pour illustrer cette technique, voici l'exemple de la récente découverte du noyau ^{48}Ni au GANIL [9]. Cette expérience reprend l'ensemble des sélections énumérées précédemment. Un faisceau d'ions stables de ^{58}Ni d'intensité $35 \mu\text{Ae}$ bombardait une cible de Ni naturel. Un ensemble de détection composé d'un télescope de silicium ($\Delta E, E$) avait pour fonction d'identifier les produits de réaction transmis. Ces détecteurs sont très bien adaptés à ce type d'expérience compte tenu du faible taux de comptage. En effet, les taux de noyaux transmis au plan focal intermédiaire, à la sortie du filtre de vitesse et dans la jonction E étaient respectivement de $5 \times 10^5 \text{pps}$, 500pps et 25pps . Le nombre de ^{48}Ni observé était de 4 ± 2 pour une dose

accumulée de 4.2×10^{17} particules, c'est à dire une section efficace de $0.05 \pm 0.02 \text{pb}$!

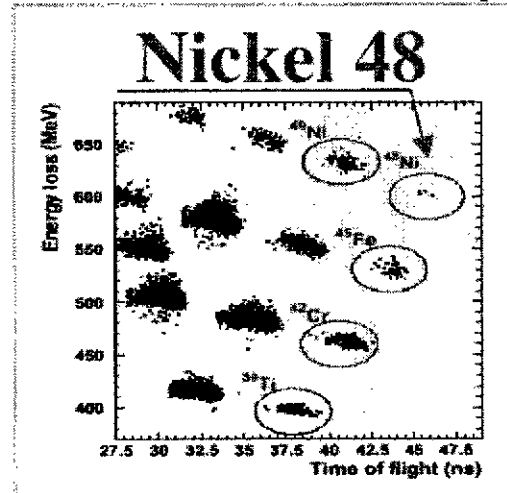


Figure 6. Matrice d'identification obtenue lors de la mise en évidence du ^{48}Ni .

3.2 Mesures de masses

Une fois les noyaux synthétisés, leur masse, c'est-à-dire leur énergie de liaison est l'une des premières quantités accessibles expérimentalement. La mesure des masses de noyaux voisins apporte des informations précieuses car elle permet d'estimer leur énergie de liaison relative et finalement la persistance des fermetures de couches loin de la stabilité, sujet qui est d'actualité en physique nucléaire.

L'ensemble des techniques de mesures de masses de noyaux exotiques a fait l'objet du cours « Experimental techniques for mass measurement far from stability » de Nigel Orr lors de l'école Joliot-Curie de 2000. Je ne vais donc pas ici en faire une description, mais je vous conseille de lire les notes de N.Orr car ces mesures font appel à des techniques expérimentales très intéressantes.

3.3 Etudes spectroscopiques par réaction directe

Ce domaine permet l'étude des propriétés de potentiels d'interaction, de distributions de matière et de propriétés de particules indépendantes loin de la stabilité. Les réactions de transfert de nucléons, par exemple, sont particulièrement bien adaptées pour l'étude des effets de couches dans les noyaux. L'échange d'un nucléon entre le projectile et la cible permet d'exciter sélectivement les états nucléaires à une particule ou à un trou. Les schémas de niveaux, les moments angulaires transférés, et les facteurs spectroscopiques de chaque transition, peuvent être déduits des sections efficaces de transfert. Le spin et la parité de l'état final peuvent aussi être déterminés si le faisceau ou la cible sont polarisés.

A cause de la nature du faisceau, la majeure partie des expériences se déroule en cinématique inverse. L'information recherchée peut être obtenue en mesurant les caractéristiques cinématiques du résidu lourd et/ou du fragment léger (cf. chapitre 2.3). Je vous conseille de consulter la référence [10] « Results and techniques of measurements with inverse kinematics » qui est un article très complet sur l'ensemble de ces techniques.

On peut déduire des contraintes angulaires de la cinématique inverse qu'un ensemble optimal est formé d'un spectromètre aux angles avant et/ou d'un ensemble de détecteurs de particules chargées du type semi-conducteur Si avec une mesure de la position pour la particule légère. Ce dernier est placé autour de la cible pour accroître l'acceptance angulaire. De plus nous verrons plus loin que des détecteurs de faisceau placés avant la cible sont souvent nécessaires pour les mesures de haute résolution.

3.3.1 Détection du résidu lourd

Une propriété intéressante des achromates est leur utilisation comme spectromètre à perte d'énergie. La position finale, et donc la résolution, est indépendante de l'énergie du faisceau, elle dépend seulement de la perte d'énergie (Q réaction). La largeur en énergie du faisceau secondaire incident, qui peut atteindre plus de 1 % dans le cas des faisceaux produits par fragmentation, est automatiquement compensée. Un spectromètre tel que SPEG [11] (S800 au MSU [12]) permet de mesurer avec une grande précision l'impulsion

d'une particule ($\Delta p/p \sim 10^{-4}$) et donc le bilan d'une réaction à deux corps. Le dispositif SPEG est visualisé sur la figure 7. L'acceptance en moment est de 7%, avec une acceptante angulaire de ± 2 deg. Une propriété intéressante des spectromètres est leur sélection en moment, qui permet la mesure à zéro degré des voies de réaction autres que la diffusion élastique. Toutefois, si une dispersion en moment importante (8 cm/% dans le cas de SPEG) est intéressante du point de vue de la sélection de la réaction étudiée et de l'élimination du bruit de fond, elle a aussi des inconvénients. En effet, la cinématique de la réaction varie trop rapidement pour pouvoir être mesurée en une seule exposition en $B\rho$. Le nouveau spectromètre VAMOS (cf. chapitre 4 Nouveaux outils) avec une dispersion en moment de seulement 2 cm/% est de ce point de vue mieux adapté à ce type d'études.

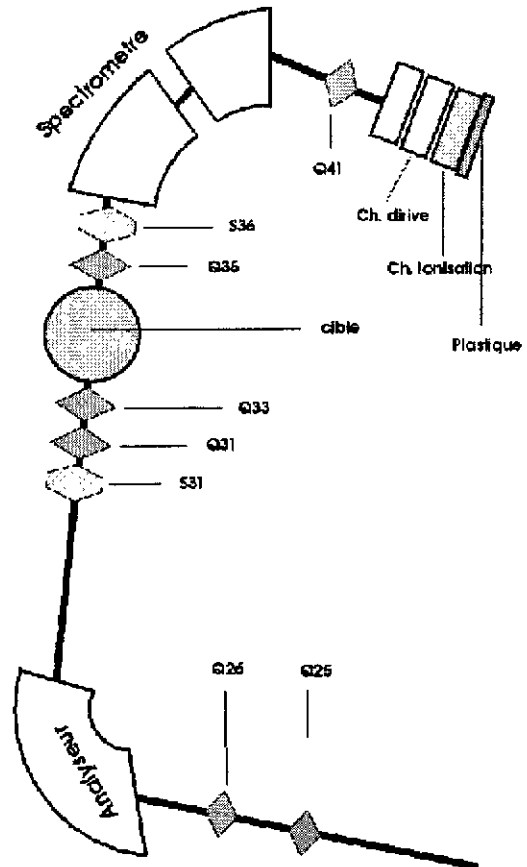


Figure 7. Vue du spectromètre SPEG au GANIL.

Le plan focal de SPEG, équipé de sa détection standard, comprend quatre détecteurs : deux chambres à dérive (CD), pour suivre les particules diffusées, un plastique (PL) et une chambre à ionisation (CI), pour les identifier. La particule diffusée dépose une partie de son énergie ΔE dans la chambre à ionisation ; elle s'arrête dans le scintillateur plastique, laissant l'énergie E . Le scintillateur donne un signal qui sert de référence en temps pour la mesure du temps de vol et pour la dérive verticale dans les CD. Ces quatre mesures indépendantes permettent, aux énergies intermédiaires, l'identification des particules (nombre de masse, état de charge et nombre atomique) suivant les relations :

$$\triangleright A/Q \propto B\rho \times Tvol$$

$$\triangleright A \propto E \times Tvol^2$$

$$\triangleright Z \propto (E \times \Delta E)^{0.5}$$

La figure 8, montre le spectre bidimensionnel angle-position dans le plan focal de SPEG obtenue lors de la réaction d'échange de charge $p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$ à une énergie de 41.6 MeV/n [13]. L'histogramme montre le spectre en énergie dans lequel le pic étroit correspond au stripping dans la cible d'un faisceau secondaire de $^6\text{Li}^{2+}$. Les autres pics correspondent à la réaction (p,n) conduisant à l'état fondamental (à droite) et à l'état isobarique analogue (à gauche).

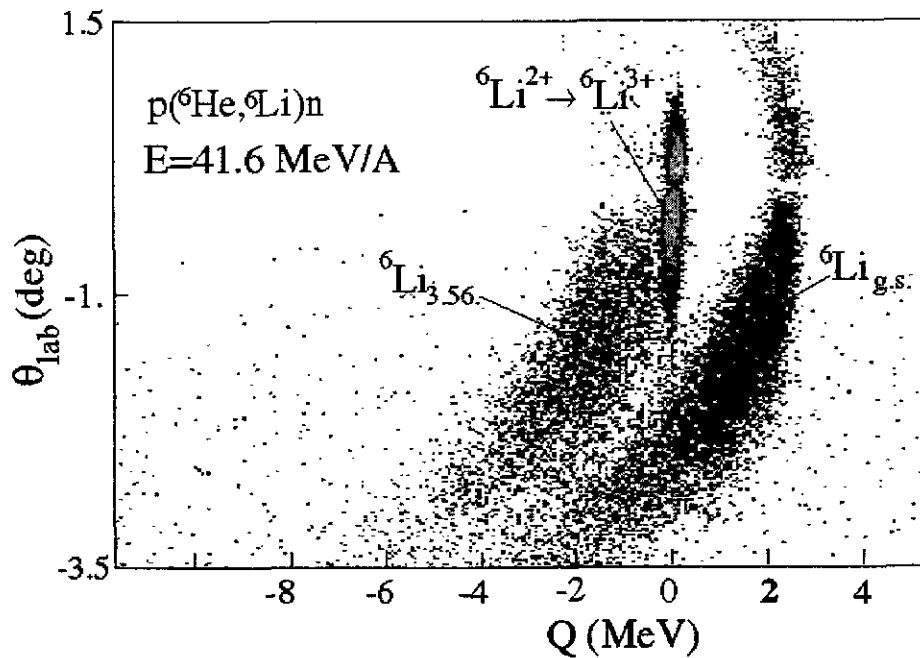
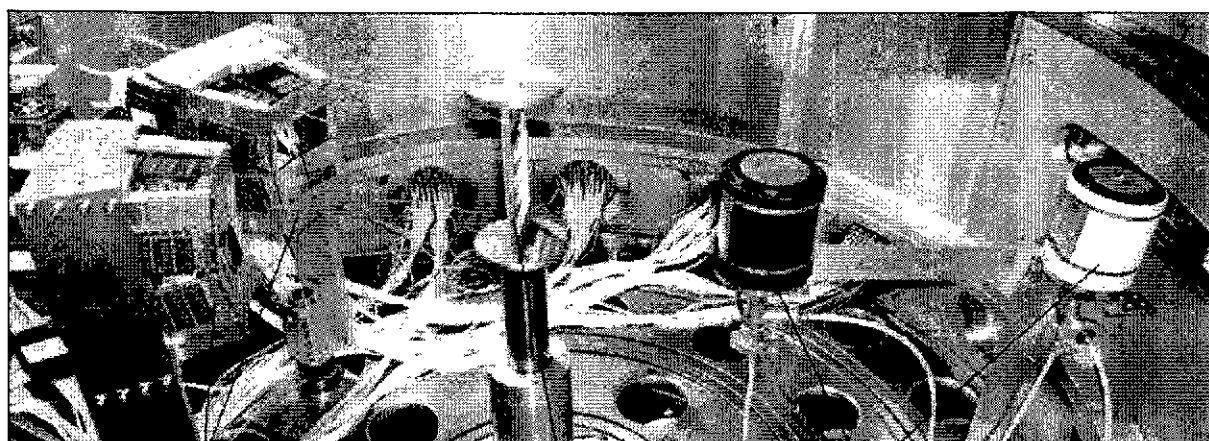


Figure 8. Spectre angle-position dans le plan focal de SPEG pour la réaction d'échange de charge $p(^6\text{He},^6\text{Li})n$.

3.3.2 Détection du résidu léger

Les caractéristiques de la réaction sont obtenues par la mesure de l'énergie et de l'angle de diffusion de la particule légère de recul.

Un exemple de ce type de détecteur est le multicompteur MUST [14] (voir figure 9). Celui-ci a été conçu pour la détection des particules issues de réactions induites par des faisceaux secondaires en cinématique inverse. Il s'agit d'un ensemble modulaire de huit télescopes composés chacun de deux ou trois étages de détecteurs. Le premier étage est un détecteur silicium à pistes double face (X-Y), d'une épaisseur de 300 μm , couvrant une surface utile de 60x60 mm². Il permet la mesure de l'énergie déposée, la position X-Y et l'instant de passage des particules dans le détecteur. Le deuxième étage est un détecteur silicium dopé au lithium, d'une épaisseur d'environ 3mm, auquel on peut éventuellement adjoindre un cristal d'iodure de césium permettant de déterminer l'énergie totale de la particule. Cet ensemble est très modulaire et peut donc être adapté à diverses expériences. Il permet la couverture d'un grand angle solide avec une résolution en position de 1mm (0.5 deg. à 15 cm de la cible) et une résolution en énergie de l'ordre de 60 keV.



MUST
Si-Si(Li)-CsI device

Target

Beam detectors

Figure 9. Dispositif expérimental utilisé dans la chambre à réaction de SPEG. Celui-ci comprend de droite à gauche : deux détecteurs de faisceaux secondaires (petite chambre à dérive), le porte cible, 6 modules composant le multidétecteur de particules chargées MUST.

Ce détecteur a été utilisé, par exemple, pour l'étude de la spectroscopie du noyau non lié du ^{10}Li et ceci par réaction de transfert d'un proton $d(^{11}\text{Be}, ^3\text{He})^{10}\text{Li}$ en cinématique inverse [4]. Le but de ces mesures était de déterminer les caractéristiques cinématiques (énergie, angle) des ^3He . Ensuite, par un calcul de cinématique relativiste à deux corps, le spectre en masse manquante du noyau non-lié au voisinage du seuil de séparation du système $^9\text{Li}-n$ a été déduit. Cette technique est couramment utilisée pour l'étude des noyaux non-liés. Dans cette expérience, six modules du détecteur MUST étaient utilisés, permettant une large couverture angulaire [8-26 deg.]. Les ^3He produits dans cette plage angulaire déposaient une énergie allant approximativement de 8 à 12 MeV. Une erreur de 100 keV sur E_{cin} et une erreur de 1 degré sur $\Delta\theta_{\text{lab}}$ conduisaient à une incertitude sur E^* de 220 keV ($\Delta E / \Delta E_{\text{cin}} = 2.2$) et 400 keV ($\Delta E / \Delta\theta_{\text{lab}} = 0.3$ MeV/deg). Le spectre en énergie du ^{10}Li

ainsi obtenu est présenté sur la figure 10. Il en résulte un pic asymétrique dont le maximum se trouve à $S_n = 130\text{keV}$, ce qui constitue une preuve expérimentale de l'inversion de parité dans cette région.

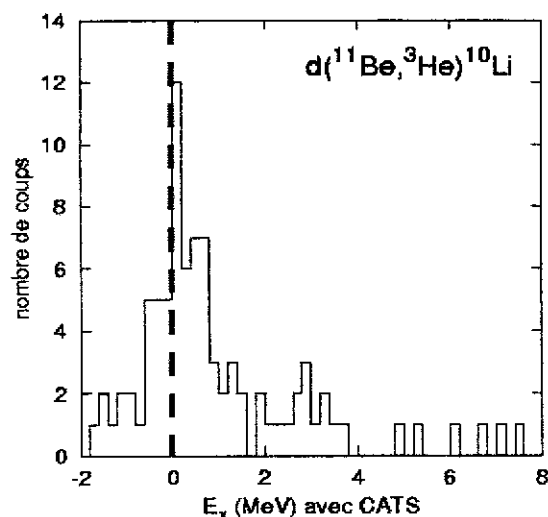


Figure 10. Spectre en énergie du ^{10}Li .

3.3.3 Détecteurs de faisceaux secondaires

Les expériences utilisant des faisceaux secondaires produits par fragmentation en vol sont confrontées à leur mauvaise qualité optique. Si nous prenons l'exemple des faisceaux secondaires produits par fragmentation au GANIL, l'emittance est de $16 \pi \text{mm.mrad}$, ce qui correspond à une ouverture angulaire $\Delta\theta = 1 \text{ deg}$ sur la cible de SPEG. Pour pallier cette difficulté, il est nécessaire de mesurer les caractéristiques angulaires et/ou énergétiques du faisceau incident particule par particule. Ceci est rendu possible par la faible intensité de ces faisceaux. Au GANIL, par exemple, trois types de détecteurs de faisceau sont utilisés : des chambres à dérive, des chambres proportionnelles multivoies où des systèmes basés à partir de galettes de micro-canaux. Pour obtenir l'angle d'incidence sur la cible, deux détecteurs distants d'environ 1 m sont placés devant la cible.

Dans le cas des chambres à dérive, la position est mesurée par le temps de dérive des électrons. Pour ce qui est du second type de détecteur, il s'agit de compteurs proportionnels fonctionnant à très basse pression. Pour ces deux types de détecteurs, la résolution en position est de l'ordre de 1mm. Pour plus d'informations sur le principe de fonctionnement de ces détecteurs, je vous renvoie au cours de Joël Poutas « Hautes résolutions en position et en temps avec des détecteurs à ionisation ». La figure 11 illustre l'amélioration obtenue avec l'utilisation des chambres à dérive dans une expérience de diffusion élastique ${}^6\text{He} + (\text{CH}_2)_3$. La cinématique de la diffusion sur les protons étant très rapide, l'incertitude sur l'angle d'incidence a pour conséquence une largeur importante en énergie, i.e. en position dans le plan focal (partie gauche de la figure). La largeur du pic est nettement diminuée lorsque l'angle d'incidence du faisceau sur la cible est pris en compte (partie droite de la figure).

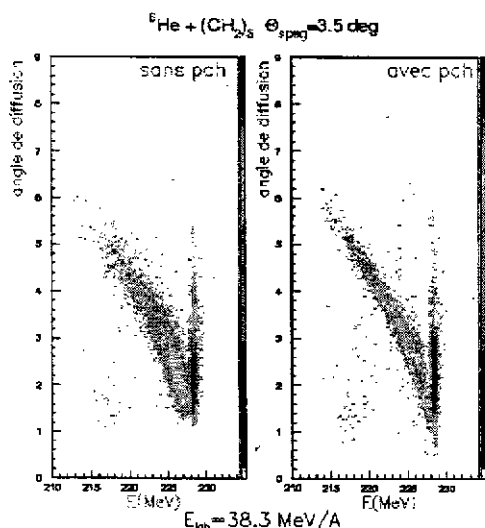


Figure 11. Spectre de diffusion d'un noyau d' ${}^6\text{He}$ sur une cible de $(\text{CH}_2)_3$ au plan focal de SPEG [16]. L'angle de diffusion est calculé pour le spectre de gauche en supposant que l'incidence du faisceau sur la cible est normale, dans le second spectre en prenant en compte l'angle d'incidence donné par des détecteurs de faisceau (petites chambres à dérive).

Finalement pour des ions de charge $Z > 8$ (particule suffisamment ionisante), les détecteurs utilisant un système de galettes de micro-canaux ont une bonne efficacité tout en restant très peu interceptifs, puisqu'ils fonctionnent avec des feuilles (cibles) d'épaisseur $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, alors que, pour les autres types de détecteurs, il est difficile de descendre en dessous de $1 \text{ mg}/\text{cm}^2$. La résolution spatiale est typiquement de 1 mm [15].

3.4 Spectroscopie gamma

Comprendre la structure d'un noyau nécessite de connaître ses premiers états d'excitation. Pour cela plusieurs méthodes sont à la disposition des expérimentateurs, parmi lesquelles figurent l'étude par spectroscopie gamma. Cet outil, bien que connu et utilisé depuis longtemps pour l'étude de la structure nucléaire des noyaux en rotation rapide par exemple, rencontre comme difficulté majeure les contraintes nouvelles liées à la production des faisceaux secondaires. Il est donc nécessaire d'imaginer de nouvelles méthodes expérimentales.

3.4.1 Après réaction de fragmentation

Dans cette section, je vais vous décrire une nouvelle méthode d'investigation du noyau rendant possible l'accès à plusieurs états excités dans les noyaux très exotiques. Cette méthode s'inspire de celle utilisée dans les réactions de fusion-évaporation où l'on détecte les photons issus de la désexcitation d'un noyau autour de la cible de production.

Lors de la fragmentation d'un projectile sur une cible, les fragments produits possèdent une grande énergie d'excitation. Après avoir émis des particules légères, il a été montré que les fragments pouvaient demeurer dans des états excités de spins importants (10h) et possédant une énergie d'excitation de 6MeV. La désexcitation s'effectue alors par émission de rayonnements gamma. La méthode consiste donc à détecter les rayonnements gamma issus de la désexcitation de ces fragments. Nous allons voir cependant que ce principe se heurte à plusieurs difficultés.

Les rayonnements gamma sont émis rapidement après la collision (dans un temps de l'ordre de la picoseconde). Il faudra placer la détection gamma près de la cible de production. Nous sommes donc confrontés à deux difficultés principales :

- Les rayonnements gamma sont émis par le noyau animé d'une grande vitesse (plus du tiers de la vitesse de la lumière). En raison de l'effet Doppler, l'énergie des rayonnements gamma détectés sera différente de l'énergie réelle et l'ouverture angulaire des détecteurs devra être limitée. Par ailleurs, en raison de la vitesse importante d'entraînement du centre de masse, les rayonnements gamma seront fortement émis vers les angles avant dans le référentiel du laboratoire. Il faudra donc tenir compte du changement de référentiel pour, par exemple, l'étude des distributions angulaires.

Ces considérations imposent l'utilisation d'un multicompteur de grande efficacité et de grande granularité ceci afin de connaître l'angle moyen d'émission des rayonnements gamma.

- Les rayonnements gamma qui correspondent aux noyaux exotiques sont des événements très rares et donc noyés dans un bruit de fond important. Ceci est dû à la très faible valeur de la section efficace de production d'un noyau exotique comparée à la section efficace totale de réaction. Le bruit de fond est principalement dû aux

rayonnements gamma provenant de tous les autres noyaux produits en grand nombre. Pour minimiser ce bruit de fond il va donc être nécessaire :

- D'arrêter le faisceau et les produits de la fragmentation loin de la détection de rayonnement gamma.
- D'effectuer des coïncidences gammas-fragments pour attribuer une transition gamma à un noyau.
- De bien choisir le couple intensité du faisceau incident et épaisseur de la cible pour minimiser le taux de coïncidences fortuites. Cette dernière remarque impose que la probabilité qu'il y ait plus d'une réaction à la fois soit faible.

Cette technique a été utilisée avec succès dans plusieurs laboratoires. Prenons l'exemple du GANIL, où je vais décrire une expérience qui s'est intéressée à l'étude de la fermeture de couche neutrons $N=20$ au voisinage du célèbre noyau de ^{32}Mg . La réaction utilisée était la fragmentation d'un faisceau de ^{36}S sur une cible de Be à une énergie de 77MeV/n [17-18].

Le faisceau d'ions stables délivré par le GANIL a une structure en temps périodique telle que le faisceau est présent environ 1ns toutes les 100ns environ, soit de l'ordre de 10^7 pulses de faisceau toutes les secondes. La résolution en temps des détecteurs n'étant pas meilleure que la durée du pulse, ceci entraîne pour une réaction par pulse un taux de coïncidences fortuites de l'ordre de 100%. Pour être dans des conditions où ce taux est faible, il est nécessaire de ne pas excéder 0.1 réaction par pulse, 1.10^6 réactions/s. La section efficace totale de réaction étant de l'ordre de 2b, avec une épaisseur de cible de 3 mg/cm^2 , raisonnable pour limiter le straggling angulaire des produits de réaction, cela conduit à une intensité du faisceau primaire de 10^6 pps. Ceci montre la nécessité d'un chronomètre pour éliminer les coïncidences fortuites entre rayonnements gamma et entre fragments. Une autre limitation concerne l'utilisation de détecteurs de faisceau auprès d'installation délivrant des faisceaux avec une structure en temps. Dans le cas des accélérateurs du GANIL, la résolution en temps des détecteurs de faisceau, de l'ordre de 1 ns, limite leur emploi à une intensité de 10^6 pps pour limiter le nombre d'évènements fortuits dans ces détecteurs.

Lors de cette expérience, le taux de production des noyaux riches en neutron était dans le meilleur des cas de quelques particules par seconde. Il est donc nécessaire de choisir un détecteur très efficace pour la détection des rayonnements gamma issus de la désexcitation des fragments. Comme il n'existe pas à l'heure actuelle de multicompteur 4π de Ge (très bonne résolution en énergie) de très grande efficacité adapté à ce type d'expérience, le choix s'est porté sur un multicompteur gamma composé de cristaux de BaF_2 de grande efficacité et de grande granularité. Cet ensemble se nomme le « château de cristal » [19], et se compose de 74 cristaux. Placé à une distance de 15 cm de la cible il avait une efficacité photopic avoisinant 30 % (pour une énergie de 1.3 MeV) pour un angle solide couvert de 70%. Cet ensemble était associé au spectromètre SPEG pour détecter les fragments.

Les fragments produits et identifiés lors de cette expérience sont montrés sur la figure 12. La figure de droite représente le spectre de décroissance gamma du ^{32}Mg obtenu avec ce dispositif. Deux transitions ont été clairement identifiées, dont une nouvelle d'énergie 1430 keV observée en coïncidence avec la transition connue 885 keV du niveau 2^+ vers l'état fondamental.

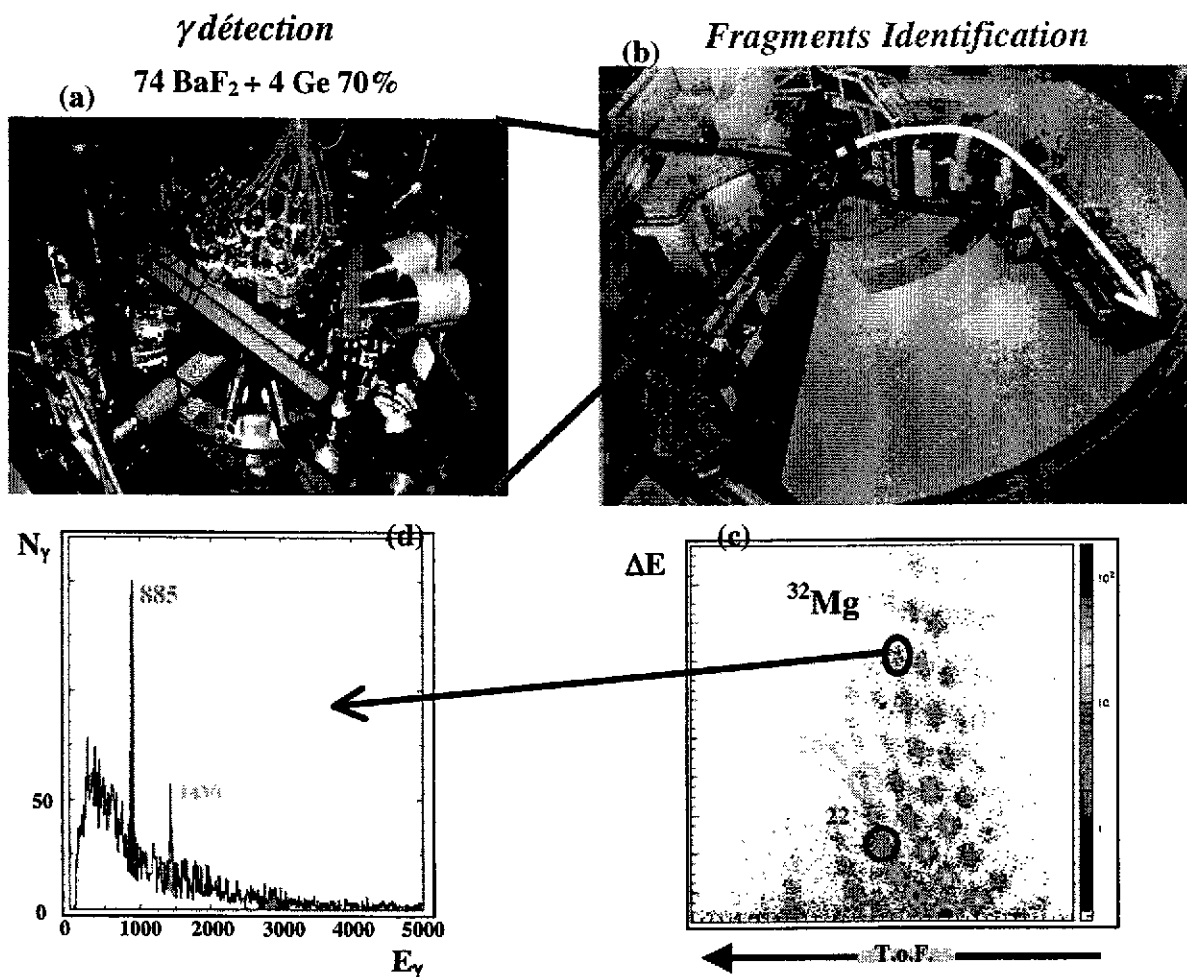


Figure 12 : Illustration de la méthode de la spectroscopie gamma en ligne au moyen de la fragmentation du projectile au GANIL. (a) Détection gamma : Château de cristal + 4 détecteurs Ge, entourant la cible de production. (b) Spectromètre SPEG pour l'identification des fragments. (c) Matrice d'identification obtenue au plan focal. (d) Spectre de décroissance gamma du ^{32}Mg .

Cette méthode s'avère être un moyen puissant pour mesurer les états excités à moyen spin de noyaux très exotiques. Il devient ainsi possible d'effectuer la spectroscopie gamma de noyaux dont les taux de production sont très faibles. Cependant, du point de vue expérimental le principal facteur limitatif provient du rapport signal sur bruit, qui limite l'utilisation de faisceau primaire intense sur la cible. Pour remédier à cette contrainte, une technique faisant intervenir une double fragmentation a été mise en œuvre pour la première fois à RIKEN. Un faisceau secondaire produit par fragmentation d'un faisceau primaire intense vient bombarder la cible où à son tour il subit une réaction. Cette expérience a utilisé des faisceaux d'ions rares de ^{36}Si produits à partir d'un faisceau primaire de ^{40}Ar . Ainsi la spectroscopie du noyau ^{34}Mg a pu être réalisée pour la première fois [20].

3.4.2 Après réaction de fusion-évaporation

Le développement, ces 10 dernières années, de multidétecteurs $4\pi\text{-}\gamma$ Ge tel que GAMMASPHERE, EUROBALL a permis, grâce à leur grande résolution en énergie et à leur

efficacité accrue de détection des événements de haute multiplicité, de grandes avancés dans l'étude de la structure nucléaire. L'étude des états de hauts spins pour les noyaux déficités en neutron en est un très bon exemple. Pour plus de détails sur ces ensembles de détection, vous pouvez vous reporter au cours de Gilbert Duchêne. Pour l'instant, ces études restent limitées à l'utilisation de faisceaux stables. Dans un futur proche, grâce à l'arrivée de faisceaux intenses radioactifs, il va bientôt être possible d'explorer de nouvelle région de la charte des nucléides.

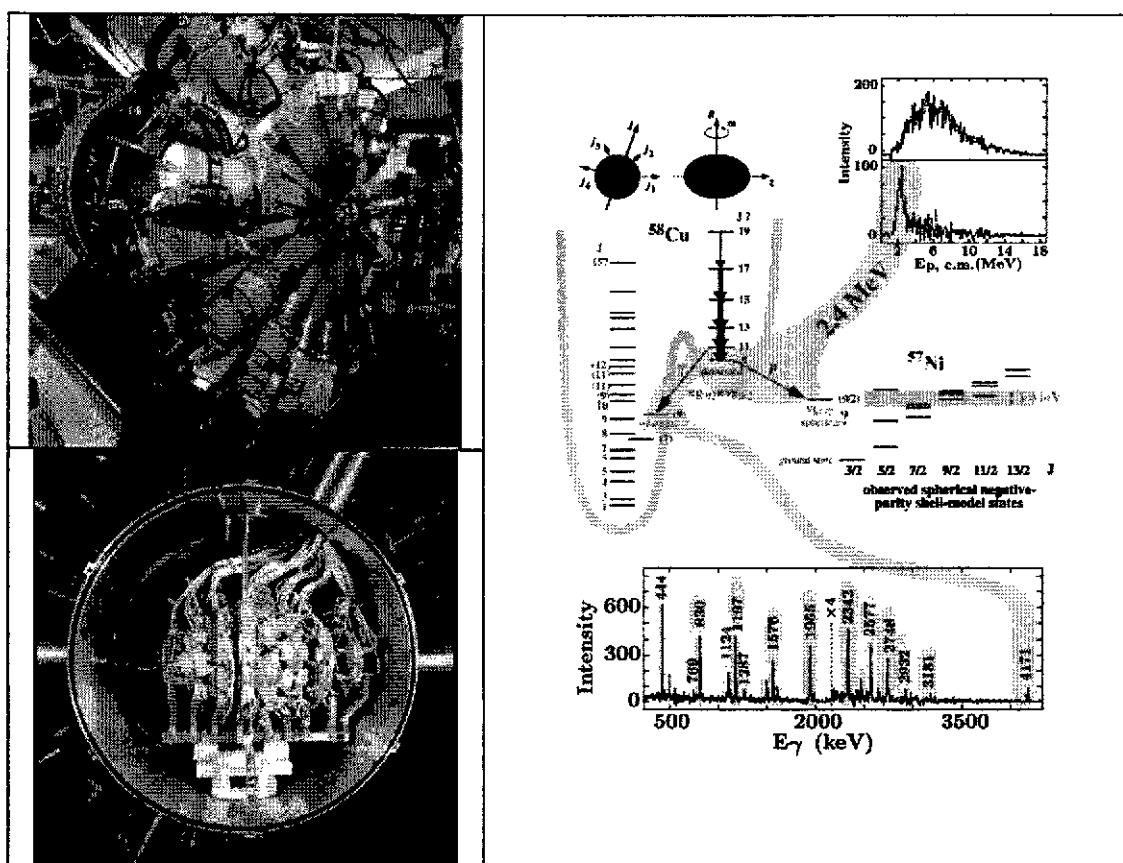


Figure 13. Vue du dispositif GAMMASPHERE [21] qui comprend 100 détecteurs Ge hyper-pur (en haut à gauche) couplé au mutidétecteur de particules chargées MICROBALL [22] composé de 95 cristaux de CsI (en bas à gauche). La cible est placée au centre de cet ensemble. La figure de droite montre la première observation de la décroissance par émission de proton d'une bande rotationnelle appartenant au puit déformé.

Un dispositif type consiste à associer un multicompteur gamma à des détecteurs auxiliaires tels que, par exemple, des multidétecteurs de particules chargées (voir figure 13). Ceux-ci permettent entre autre de sélectionner les voies de réactions (gain en sélectivité) ainsi que de déterminer le moment des noyaux de recul (correction cinématique de l'énergie de transition gamma). Un très beau résultat est celui obtenu pour le noyau $N=Z$ de ^{58}Cu [23]. Il a ainsi été possible d'isoler une bande rotationnelle appartenant au puit déformé qui se désexcite par émission d'un proton vers le noyau de ^{57}Ni . Ce résultat est très surprenant, car « normalement » une bande rotationnelle déformée se désexcite par émission de rayonnements gamma vers le

premier puis sphérique. Ce résultat, n'aurait pas pu être mis en évidence avec une détection unique de rayonnement gamma.

Nous venons de voir deux types d'expériences, associant respectivement la détection de rayonnements γ avec un spectromètre et avec des détecteurs de particules chargées. Imaginons, maintenant, un ensemble qui conjugue ces trois familles de détection. Une méthode originale s'appelle la RDT (Recoil Decay Tagging) [24]. Cette technique a un haut pouvoir de sélectivité. Elle permet l'étude des événements de très faible section efficace, $1 \mu\text{b}$, noyés dans 1 barn de bruit de fond. Principalement développée pour l'étude de la spectroscopie de noyaux lourds ($A > 100$), son schéma de principe est résumé sur la figure 14.

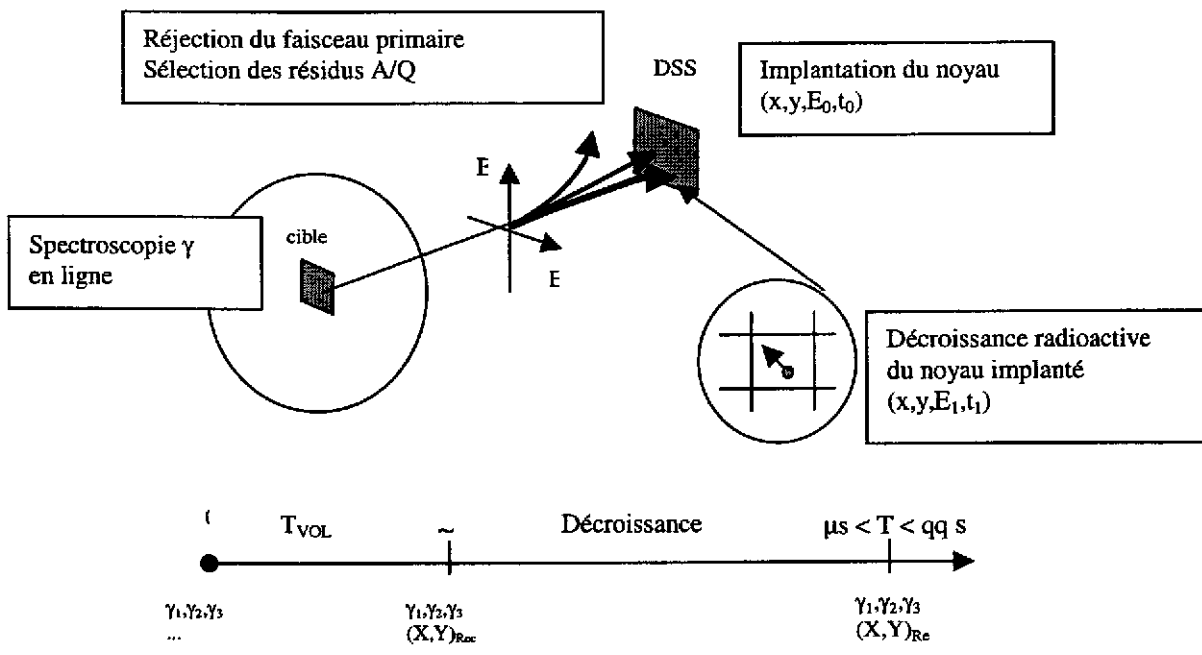


Figure 14. Schéma de principe de la méthode RDT.

Un multicompteur de rayonnements gamma de grande efficacité placé autour de la cible mesure la désexcitation prompte des produits de réaction. Les résidus sont ensuite sélectionnés par un séparateur (spectromètre de recul) suivant leur rapport masse sur charge. Ceci permet le plus souvent de rejeter le faisceau primaire intense qui présente un rapport A/Q très différent des noyaux d'intérêts. Ces derniers sont ensuite implantés dans un détecteur Si multistrips (DSSD : Double Side Strip Detector). Celui-ci permet de mesurer à la fois l'énergie des noyaux ainsi que les informations relatives à leur implantation : position et temps. Les éléments radioactifs vont décroître dans le détecteur Si. Au niveau du même pixel d'implantation, on peut donc récolter des événements de décroissance corrélés avec l'ion implanté. Ainsi il va être possible de déterminer le temps de décroissance et l'énergie de la particule émise. Enfin, une détection de rayonnements gamma placée autour du lieu d'implantation permet d'effectuer des mesures en coïncidences retardées.

On voit l'intérêt de ce dispositif qui va permettre d'effectuer la spectroscopie d'un noyau inconnu qui après une très bonne sélection va être identifié grâce à sa décroissance radioactive (multiple). De plus, une étude spectroscopique des noyaux-fils va être possible.

L'échelle de temps associée à un évènement est importante, il dépend de la chaîne de décroissance (pouvant aller jusqu'à plusieurs secondes). Les taux de comptage vont être très différents entre le point cible et le lieu d'implantation. Ces considérations nécessitent un système d'acquisition particulier pour, entre autre, limiter le temps mort. Une technique consiste à utiliser une horloge universelle qui va étiqueter chaque évènement, détecteur par détecteur. Bien que chacune de ces informations semble aléatoire, prises l'une par rapport à l'autre, elles peuvent présenter des corrélations qui dépendent des grandeurs physiques étudiées.

L'ensemble de ces techniques a permis récemment d'effectuer l'étude des isotopes super-lourds de Nobeélium ($Z=102$). La section efficace de production de ces éléments étant très faible, comparée au bruit de fond accompagnant la fission spontanée (~ 700 mb), cette région est restée longtemps inaccessible pour les études par spectroscopie gamma. La réaction $^{208}\text{Pd}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ a été étudiée à l'université de Jyväskylä ainsi qu'au National Argonne Laboratory. Les deux dispositifs utilisés sont très similaires :

- JUROSPHERE (multicompteur gamma) + RITU (spectromètre de recul rempli de gaz) [25] + DSSD - GAMMASPHERE [21] + FMA (spectromètre de recul) [26] + DSSD

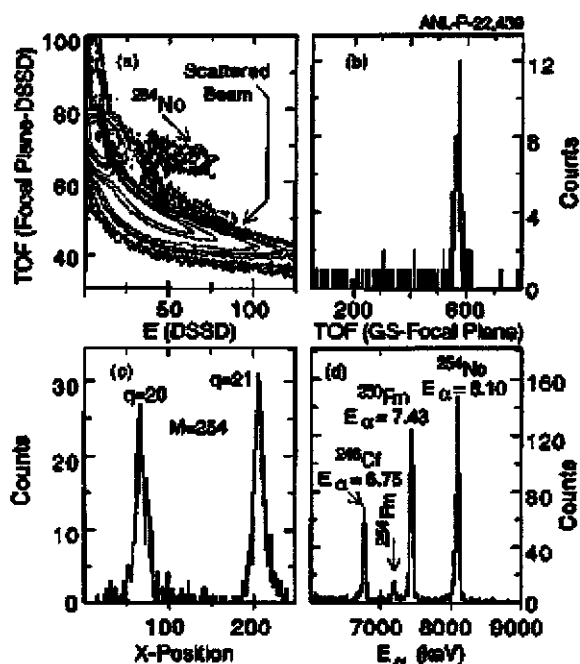


Figure 15. Ensemble des sélections effectuées lors de l'expérience $^{208}\text{Pd}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ auprès du spectromètre FMA [27]. (a) Sélection du ^{254}No à partir de la matrice d'identification : énergie déposée dans le détecteur Si (DSSD) et le Temps de Vol des particules. (b) Temps de vol entre GAMMASPHERE et les détecteurs du plan focal. (c) Spectre position au plan focal (M/Q). (d) Spectre de décroissance alpha obtenu dans le DSSD. Trois générations de décroissance alpha sont observées à partir du noyau père ^{254}No .

La figure 16 montre le spectre de corrélations gamma final obtenu avec l'ensemble des sélections présentées sur la figure 15.

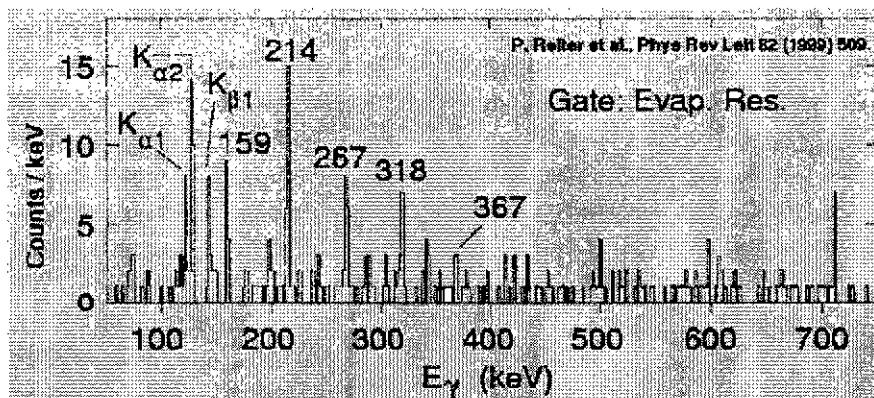


Figure 16. Spectre de décroissance du ^{256}No obtenue par la méthode RDT.

4. NOUVEAUX OUTILS

Comme il a déjà été mentionné plusieurs fois, malheureusement, tout du moins dans l'état actuel des installations délivrant des faisceaux radioactifs, les intensités disponibles sont de l'ordre de 10 à 1000 fois inférieures à celles auxquelles nous sommes habitués avec les faisceaux stables. Ceci a un impact direct sur la conception des systèmes de détection qui seront utilisés auprès des faisceaux radioactifs. Le bruit de fond généré par la nature radioactive du faisceau peut aussi être un sérieux problème. Pour minimiser ce bruit de fond et obtenir une information aussi complète que possible sur les noyaux étudiés, différents appareillages seront appelés à fonctionner en coïncidence. Ceci implique des conceptions extrêmement précises et concertées.

Dans ce chapitre, je vais vous décrire quelques développements en cours. Cette liste n'est pas exhaustive, mais elle me semble caractéristique de la nouvelle génération de systèmes de détection.

4.1 Spectromètre de grande acceptance

Avec les faisceaux stables, l'identification des produits de réaction était nécessaire pour atteindre des sections efficaces très faibles par rapport à d'autres réactions ayant une probabilité souvent de 3 à 6 ordres de grandeur supérieure à celle de la voie de réaction recherchée. Avec les faisceaux secondaires de première génération, il n'est pas possible de mesurer des sections efficaces bien inférieures au mbarn. Par ce fait, la discrimination par rapport à d'autres voies de réaction est donc en principe plus facile que dans le cas des faisceaux stables. Par contre, par la disponibilité des faisceaux secondaires on veut en général avoir accès à des noyaux très peu ou pas du tout connus. Il faut donc un moyen très efficace pour attribuer un produit de réaction à un noyau. L'observation d'un γ , d'un proton,... doit être associée à une coïncidence avec le résidu de la réaction, qui permet sans ambiguïté et avec une faible statistique d'attribuer ce produit de réaction à un système donné (cf Chapitre 3).

L'étiquetage des réactions est donc un outil indispensable pour utiliser d'une façon efficace les faisceaux radioactifs. Un spectromètre est très bien adapté à cette fonction. Pour mieux comprendre les critères retenus pour l'élaboration de ces nouveaux spectromètres, je vais rappeler quelles sont les contraintes principales liées aux réactions suivantes :

a) *Diffusion élastique et inélastique en cinématique inverse; réactions de transfert en cinématique inverse*

Ce type d'expérience a déjà été décrit en détail dans le chapitre 3. Rappelons que les noyaux de recul légers, p, d,... sont détectés par un multidétecteur de particules légères de type MUST ou autre. La résolution en énergie et en angle est obtenue par ces multidétecteurs, qui ont une très bonne granularité et résolution en énergie. Pour obtenir des spectres sans trop de bruit de fond, il est néanmoins nécessaire de détecter l'éjectile en coïncidence. Dû à la cinématique inverse, l'angle maximal de l'éjectile est inférieur à 10 degrés dans tous les cas d'intérêt. Les angles de recul étant très proche de zéro degré, il faut éliminer le faisceau direct. L'énergie de l'éjectile est typiquement de 5 à 20 MeV/nucléon, et une identification en M et Z est souhaitable.

b) *La diffusion profondément inélastique (deep inelastic)*

Ce type de réaction peut être utilisé pour produire de nouveaux noyaux ; les expériences à Dubna dans les années 70 ont démontré la puissance de cette méthode, qui a été néanmoins assez peu utilisée, puisque l'angle couvert par les produits de réaction est très grand et la collection des noyaux est difficile de ce fait. Un spectromètre de très grand angle solide est donc un instrument de choix pour ce domaine. Des calculs de modèles récents prévoient aussi que cette réaction à partir de faisceaux secondaires devrait donner des sections efficaces pour les noyaux loin de la stabilité de quelques ordres de grandeur supérieures à celles obtenues avec des faisceaux stables.

L'étude des mécanismes d'équilibration du rapport N/Z en fonction de l'isospin et un autre sujet de grand intérêt avec les faisceaux secondaires.

Pour ces deux sujets, il faut une identification en M et Z pour des noyaux de masse A souvent supérieure à 100. L'énergie des produits de réaction étant de 1 à 5MeV/nucléon, une acceptation maximale est nécessaire ainsi que des angles de détection jusqu'à environ 90 degrés.

c) *Fusion-évaporation*

Par l'utilisation des faisceaux secondaires, de nouveaux noyaux vont être accessibles par cette voie de réaction, aussi bien du côté des noyaux riches en protons, en particulier proche de la ligne N=Z, que des noyaux riches en neutrons, en général pas accessibles par les faisceaux stables à cause d'une forte évaporation de neutrons au début de la cascade d'évaporation. Avec les faisceaux de type ISOL obtenus par fission induite par un faisceaux de deutons, de protons ou d'ions lourds, la création de nouveaux noyaux transuraniens devraient également être possible.

La plupart des expériences dans ce domaine va être réalisée en cinématique directe, avec des énergies assez basses des résidus d'évaporation, de l'ordre de 0.1 à 1 MeV/nucléon. Des détecteurs très spécifiques seront nécessaires pour obtenir de bonnes identifications à une énergie aussi basse.

L'identification des résidus est réalisée en coïncidence avec des radiations promptes (γ , n, p,...) observées par des détecteurs autour de la cible, où avec des radiations retardées (α , β , β n, fission,...) par des corrélations implantations-désintégration (méthode RDT).

L'identification en M/Q et en M devrait être possible pour les masses les plus lourdes, $A \geq 250$. La basse énergie des produits de réaction implique que des angles très importants (5 à 10 degrés) devront être couverts. La réjection du faisceau direct est indispensable pour ces expériences nécessairement centrées à zéro degré.

En résumé, un spectromètre d'un très grand angle solide permettant d'étiqueter les réactions semble un outil indispensable pour tous les mécanismes de réaction utilisant des faisceaux de type ISOL. A l'heure actuelle, trois spectromètres de grand angle solide sont en cours de réalisation : MAGNEX à INFN-Catane [28], PRISMA à LNL-Legnaro [29], et VAMOS au GANIL [30,31]. Nous allons nous intéresser à ce dernier.

VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer) est donc un spectromètre d'un nouveau type, possédant un angle solide d'un ordre de grandeur supérieur à ceux existants, et possédant différents modes opératoires combinant un spectromètre de bonne résolution avec un filtre de vitesse permettant soit une dispersion en M/Q soit une réjection du faisceau pour les mesures à zéro degrés. Il dispose aussi d'un mode de focalisation sans dispersion similaire à un solénoïde.

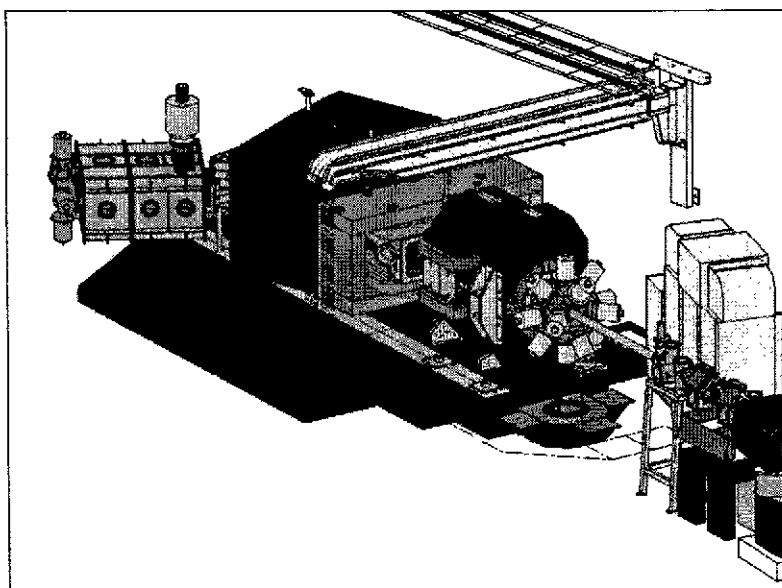


Figure. 17. Vue générale du spectromètre VAMOS.

Il se compose (cf figure 17)

- d'un doublet de quadrupôles de très grande acceptance géométrique ~ 80 msr
- d'un filtre de vitesse (filtre de Wien)
- d'un dipôle d'angle variable (pour $\theta_{\max} = 60$ deg, la dispersion en moment au premier ordre est de 2.47 cm/%)

L'acceptance en moment est de $\pm 6\%$ avec une résolution en moment, $\Delta p/p \sim 10^{-3}$ (au premier ordre).

L'avantage qu'offre une telle structure est que suivant le couplage des éléments magnétiques et électrostatiques, plusieurs modes d'opération sont permis. Trois modes vont être possibles : les deux quadrupôles seuls (grande acceptance, dispositif non dispersif), les quadrupôles avec le dipôle (système dispersif) et les quadrupôles + filtre de vitesse + dipôle (spectromètre de masse).

Mode	Elements	In operation	Function
1	Q-poles Dipole Filter	yes no no	Large acceptance non dispersive
2	Q-poles Dipole Filter	yes yes no	Dispersive facility
3	Q-poles Dipole Filter	yes yes yes	Beam rejection (V) and or M/Q resolution (H)

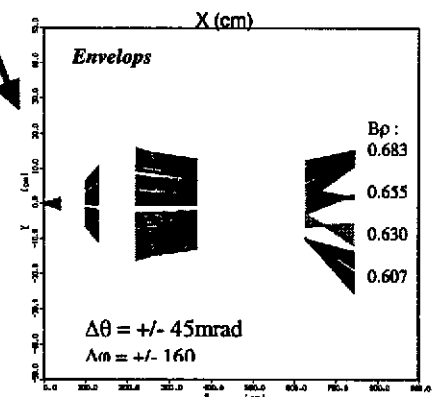
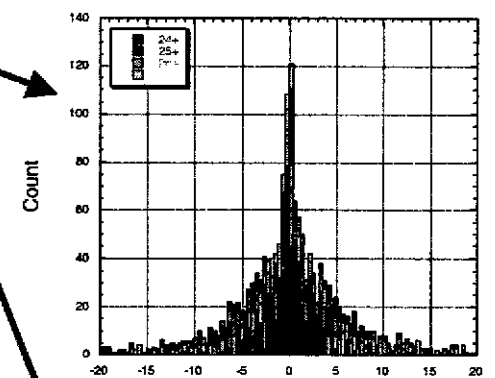
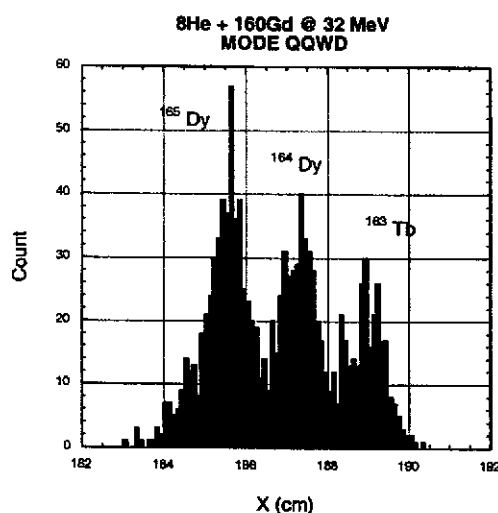


Figure 18. Résumé des trois principaux modes de fonctionnement du spectromètre VAMOS.

Pour obtenir une bonne résolution, une reconstruction de trajectoires est nécessaire pour corriger les aberrations optiques. Une bonne qualité de détection est donc indispensable, et ceci même pour des particules de basse énergie. La détection au plan focal doit être adaptée à la nature des particules à analyser, le pouvoir ionisant dépend de l'énergie et de la masse des ions. Pour cette raison deux ensembles de détection ont été envisagés, adaptés à la nature des particules.

Le premier ensemble de détection est dédié aux noyaux les plus légers et/ou rapides, par conséquent ceux ayant le plus faible pouvoir ionisant. Dans ce cas l'association de deux chambres

à dérive permet de mesurer la position des particules afin de remonter à l'angle de diffusion. La mesure de la perte d'énergie, ΔE , se fait au moyen d'une chambre à ionisation. Un plastique scintillant placé derrière la chambre à ionisation permet de mesurer l'énergie résiduelle E des particules et le temps de vol de celle-ci par rapport à la haute fréquence associée au faisceau.

Le deuxième ensemble de détection sert à la mesure des ions lourds et/ou lents au grand pouvoir ionisant. On utilise dans ce cas des feuilles émissives (30 à 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Cette technique limite la quantité de matière traversée. Ceci permet de réduire le straggling angulaire d'un facteur 18 et la perte d'énergie d'un facteur 10. Les ions au passage de la feuille arrachent des électrons qui sont guidés par un potentiel électrostatique jusqu'à un détecteur situé hors de l'axe du faisceau. Ce détecteur est une chambre à dérive basse pression qui a l'avantage d'être moins onéreuse que des galettes à micro-canaux. En plus de la position, ce système permet de mesurer le temps de vol des particules lourdes dans le cas où elles ne parviennent pas jusqu'au plastique. Le signal Start est donné par la première feuille et le stop par la seconde distante d'un mètre environ.

4.2 Détection de rayonnements gamma

Deux approches peuvent être retenues pour la conception de spectromètre gamma de grande efficacité. La première, dite conventionnelle, consiste à utiliser des technologies existantes pour développer des spectromètres de grande efficacité dédiés à l'étude spécifique des noyaux exotiques (EXOAM [32], MINIBALL [33]). La seconde, plus ambitieuse, est basée sur le tracking gamma. Celle-ci devrait répondre aux exigences de plusieurs communautés (exotique, haut spin, ...), mais demande encore de nombreux efforts de R&D. Je ne vais pas développer ce dernier point qui fait l'objet du court de Gilbert Duchêne.

Nous allons prendre l'exemple d'EXOAM au GANIL comme spectromètre dédié à l'étude des ions radioactifs. Les spécifications techniques pour EXOAM sont issues de l'étude détaillée de toutes les contraintes suscitées. Etant donnée la faible intensité attendue pour ces nouveaux faisceaux, la conception d'un spectromètre doit maximiser l'efficacité de détection. Ceci doit être vrai pour une gamme en énergie très vaste s'étendant du rayonnement X de quelques dizaines de keV à des énergies gamma de plusieurs MeV. Le rayonnement X est précieux en particulier pour l'identification des noyaux étudiés tandis que des énergies gamma de 5 à 6 MeV sont observées dans des expériences de type excitation Coulombienne de noyaux légers ou décroissance gamma. De même la cinématique des réactions est très différente d'une expérience à l'autre, en terme de vitesses de recul d'abord : le noyau d'intérêt émetteur peut soit se trouver à l'arrêt, soit être animé d'une vitesse de recul allant jusqu'à 10% de la vitesse de la lumière. En terme d'angles de recul ensuite, puisque les réactions de fusion produisent des noyaux composés reculant dans un cône de recul relativement réduit tandis que dans des réactions de diffusion inélastique, les particules seront diffusées entre 0 et 180 deg. La multiplicité est également un facteur crucial puisque la détection simultanée de plusieurs rayonnements dans un même détecteur détruira l'efficacité et augmentera le bruit de fond dans les spectres. Les premières expériences qui chercheront à identifier et étudier des isotopes très exotiques sont des expériences de type excitation Coulombienne qui permettent d'exciter les noyaux dans leurs premiers états excités et générant donc une multiplicité faible (jusqu'à 5 environ). A l'inverse les réactions de type fusion-évaporation peuvent conduire à des multiplicités beaucoup plus élevées (allant jusqu'à 20 et au-delà) lorsque les noyaux produits sont de bons rotors.

Après examen approfondi de toutes ces exigences, il est apparu que le meilleur choix (en l'état actuel des technologies) qui permette de concilier au mieux ces contraintes issues de la physique, est un spectromètre constitué de plusieurs détecteurs composites au germanium hyper pur, entourés d'une enceinte anti-compton et assemblés de façon très compacte autour de la cible.

EXOGAM se compose d'un ensemble de 16 détecteurs germaniums Clover (voir figure 19). Chacun est construit à partir de 4 cristaux assemblés de façon très compacte dans un même cryostat commun. Le détecteur choisi pour EXOGAM est un Clover de grandes dimensions construit à partir de 4 diodes de diamètre initial 60 mm et de longueur 90mm (voir figure 20b). Ces dimensions ainsi que la façon dont les cristaux sont taillés ont été déterminés par un grand nombre de calculs de simulation. Un paramètre important pour un détecteur composite est le facteur d'addback. Il est défini par le rapport entre l'efficacité photopic du Clover et la somme des efficacités des diodes individuelles. Lorsque deux d'entre elles ont déclenché en coïncidence, cela signifie dans la grande majorité des cas qu'il s'agit d'une diffusion Compton d'un cristal vers un autre. Pour l'acquisition de données, cela correspond à 2 événements distincts. En sommant les énergies déposées dans ces deux cristaux, si

aucun matériau absorbeur ne dégrade la partie diffusée, on retrouve l'énergie totale. Pour le Clover EXOGAM les calculs donnent une valeur 1,6 pour le facteur d'addback.

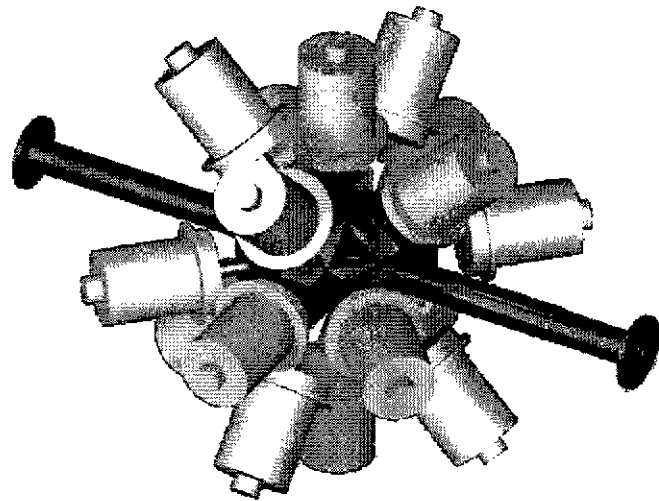


Figure 19. Vu du spectromètre EXOGAM dans sa version compacte

L'élargissement des pics de pleine énergie peut avoir plusieurs sources :

- Le ralentissement des noyaux émetteurs dans la cible
- La dispersion angulaire des noyaux de recul
- L'ouverture angulaire des détecteurs individuels.

Les deux premières contributions sont définies par les conditions cinématiques de la réaction choisie. Par contre il est possible de limiter la troisième par une conception adaptée. C'est ainsi que chacun des cristaux est segmenté électriquement en quatre (figure 20b), ceci afin de limiter l'angle solide sous tendu par un détecteur. Le gain n'est toutefois obtenu que lorsque le rayonnement gamma aura déposé toute son énergie dans un seul segment.

Il existe deux composantes dans le bruit de fond des spectres : les composantes corrélées au signal d'intérêt et celles qui ne le sont pas. Dans ce dernier cas il s'agit de coïncidences fortuites qui ont déjà été traitées dans le chapitre 3. Seul un blindage adéquat, l'emploi de

matériaux appropriés et l'utilisation de méthodes de réjection par anti-coïncidence temporelle peuvent limiter cette source. Le fond corrélés provient essentiellement de la diffusion Compton. La meilleure façon de lutter contre ce bruit de fond est d'entourer le plus complètement possible chaque clover par un scintillateur très efficace chargé de détecter le rayonnement diffusé qui s'échappe du Ge. L'enceinte anti-Compton d'EXOGRAM est basée sur un nouveau concept qui autorise une très grande souplesse d'utilisation. Elle est composée de trois éléments distincts appelés stoppeur arrière, stoppeur latéral et blindage latéral (voir figure 20b). L'utilisation de ces différents éléments donne lieu a deux configurations de référence pour EXOGAM, une version compacte très proche de la cible et une version reculée.

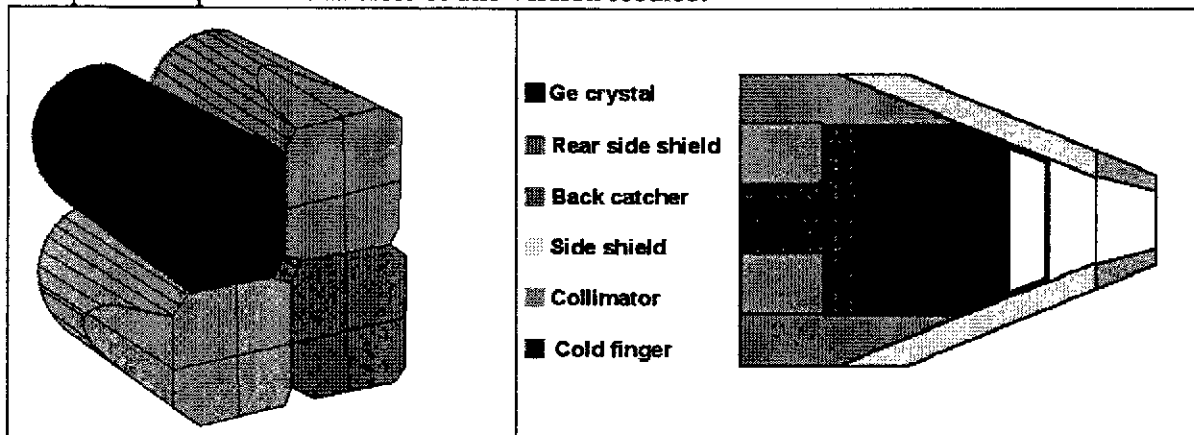


Figure 20. (a) Schéma représentant un détecteur clover segmenté (à droite). (b) Schéma représentant les différentes parties constituant l'enceinte anti-Compton EXOGAM.

Les performances d'EXOGRAM pour différents types de réactions sont les suivantes (pour une énergie de transition gamma de 1.3 MeV) :

	Décroissance radioactive ($v/c = 0$)	Excitation Coulombienne ^{40}Ar @ 160 MeV sur une cible de ^{208}Pb ($v/c = 7.5\%$)	Fusion-evaporation ^{72}Kr @ 280 MeV sur une cible de ^{40}Ca ($v/c = 6.3\%$)
Résolution (keV)	2-3	15	13
Rapport P/T	47	45	31
Efficacité Photopic (%)	20	18	13

Dans le cas de la réaction de fusion évaporation prise pour exemple, outre une vitesse de recul importante, une relativement grande multiplicité gamma est à considérer. Ceci correspond au cas le plus défavorable pour ce type de détecteur. (Deux exigences : grande efficacité photopic avec de bonnes performances à multiplicité élevée, difficiles à satisfaire conjointement).

Dans ces cas de figures, une configuration où chaque détecteur est éloigné de la cible (placée à une distance de 15 cm) avec un ajout d'une seconde enceinte anti-compton pour améliorer la qualité des spectres est souhaitable :

- résolution 11 keV
- rapport P/T = 49%
- efficacité photopic 13%

Cet ensemble jumelé avec le spectromètre VAMOS constitue un outil unique pour l'étude des réactions induites par les faisceaux radioactifs de SPIRAL au GANIL.

4.3 Cibles cryogéniques

Comme il a été mentionné au chapitre 2, le besoin de noyaux cibles simples pour l'étude des réactions directes avec des faisceaux exotiques, conduit à l'utilisation de cibles d'hydrogène (H ou D) et de $^3,4\text{He}$. Les cibles couramment utilisées, dans le cas de l'hydrogène, sont des composés chimiques comme le polyéthylène (CH_2 et CD_2). C'est avec des cibles de ce type que la première génération d'expériences a été réalisée. Celles-ci sont disponibles dans le commerce et ne nécessitent aucune préparation particulière. Cependant, la présence de carbone dans ses composés engendre un certain nombre de contraintes. La première concerne le bruit de fond qui, soit, doit être soustrait en faisant une mesure avec une cible de carbone pur (temps de faisceau supplémentaire), soit doit être éliminé par des mesures de coïncidences (cumul des efficacités de détection et donc réduction du nombre d'évènements). Maintenant, effectuons le calcul simple suivant : la perte d'énergie d'un faisceau d' ^6He à une énergie de 10 MeV/n, dans une cible de $1\text{mg}/\text{cm}^2$ de CH_2 et de H_2 est respectivement de 200 keV et de 407 keV. Donc, pour une même perte d'énergie, le nombre d'hydrogène dans une cible de CH_2 est 3.43 fois moins important que ce qui serait possible avec de l'hydrogène pur. Pour l'Hélium, la seule possibilité est d'utiliser des cibles gazeuses ou liquides. Ces cibles doivent donc être contenues dans un volume délimité par des fenêtres d'entrée et de sortie, dont l'épaisseur va être proportionnelle à la pression. Donc pour augmenter l'épaisseur de la cible, sans accroître de façon trop importante l'épaisseur des fenêtres, la seule possibilité est de diminuer la température.

Les têtes des pompes cryogéniques standard permettent à l'heure actuelle de descendre sans difficulté à une température de 15K, ce qui permet d'accroître la densité d'un facteur 20 par rapport à la température ambiante. Le diagramme de phase pour l'hydrogène montre qu'à une température de 15K et à la pression atmosphérique, celui-ci est liquide. Ainsi, pour une épaisseur de cible de 1 cm, cela correspond à une épaisseur d'hydrogène de $70\text{mg}/\text{cm}^2$. Il est donc nécessaire de travailler à des pressions relativement importantes, le point triple de l'hydrogène étant à 14K et 170 mbar.

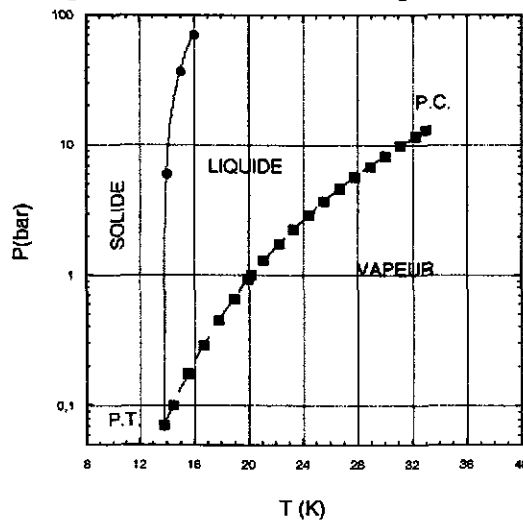


Figure 30. Diagramme de phase de la molécule H_2 .

De fortes contraintes vont alors s'exercer sur les fenêtres qui vont se déformer. Pour éviter ce problème de cibles bombées et inhomogènes, une technique originale a été développée au GANIL dans le cadre de cible d'hydrogène solide. Cette cible a été élaborée avec un système de doubles fenêtres comme illustrées sur la Figure 31. Son principe est simple ; pendant la formation de l'hydrogène solide, une pression d'hélium de valeur exactement égale à celle de l'hydrogène situé dans la partie centrale permet de maintenir les parois intérieures parfaitement planes (exemptes de toute contrainte $\Delta p = 0$). Une fois que le solide est formé, l'hélium peut être retiré. La figure 32 montre la cible durant la phase de formation du glaçon d'hydrogène, ou l'on peut distinguer les différentes phases gaz, liquide et solide. Cette cible d'hydrogène solide vient d'être utilisée avec succès lors de la première expérience utilisant un faisceau SPIRAL, étude de la diffusion élastique résonnante du noyau de ^{18}Ne sur des protons. La cible était de 1 mm soit 7 mg/cm^2 avec des épaisseurs de fenêtre de l'ordre de 0.5 mg/cm^2 de mylar.

De façon plus générale, l'ensemble des techniques développées dans cette section est à l'heure actuelle utilisé dans de nombreux laboratoires, pour des expériences d'intérêts astrophysiques (UCL-FYNU Louvain-La-Neuve), des études par réactions de transfert (RIKEN, JINR-FLNR DUBNA, GANIL, NSCL Michigan State University), ou des mesures de sections efficaces de réaction (GANIL).

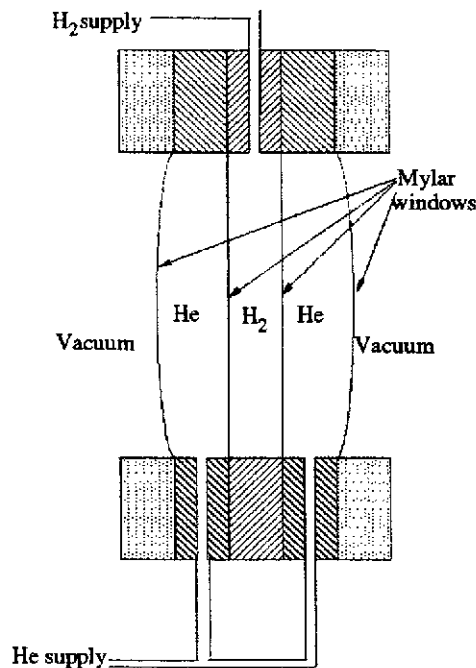


Figure 31. Schéma de principe de la cible permettant la formation du glaçon d'Hydrogène homogène, sans déformation des fenêtres

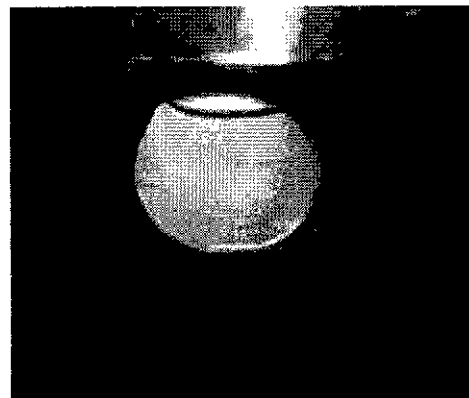


Figure 32. Cible d'hydrogène de 2mm d'épaisseur en cours de solidification. Nous distinguons sur la photo les trois phases, solide (au bas 65 % du volume), liquide (au centre 30 % du volume) et gazeuse (en haut 5 % du volume).

4.4 Cibles actives

Le problème de la perte de résolution dans les cibles épaisses peut être évité par l'emploi de cibles actives, c'est à dire que la cible est aussi utilisée pour mesurer la perte d'énergie avec une bonne résolution. En effet, H_2 , D_2 et He sont de bons gaz pour détecter les particules chargées. En détectant la particule diffusée et le noyau de recul, on peut atteindre une efficacité de 100%. Le prototype de ce type de cible active est IKAR [34], qui a été utilisé récemment pour mesurer la diffusion élastique de $^{4,6,8}He$ et $^{7,9,11}Li$ autour de 700 MeV/n [35]. Un détecteur du même type est actuellement en construction au GANIL. C'est la cible-détecteur gazeux MAYA, qui fournit une reconstruction des trajectoires des particules incidentes et diffusées en 3 dimensions ainsi que leur perte d'énergie le long de ces trajectoires. Le principe de détection est représenté sur la figure 33. La figure 34 représente une vue de la cathode située dans la partie inférieure du détecteur.

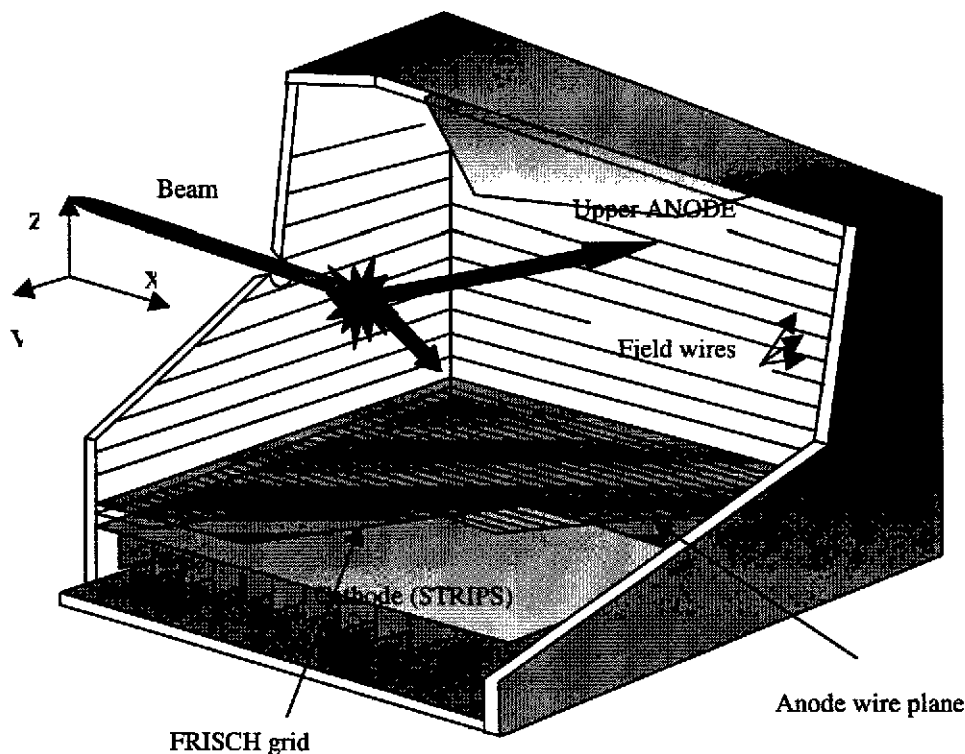


Figure 33. Vue schématique du dispositif MAYA

Le faisceau incident pénètre dans le détecteur où il va subir une réaction avec un atome du gaz de détection. La reconstruction des trajectoires des particules avant et après la réaction est obtenue par :

- Les temps de dérive des électrons récoltés par les fils amplificateurs donne une information sur le plan de la réaction (dimension Z).

- La mesure de l'amplitude sur les modules de la cathode (plan de détection). La géométrie en nid d'abeille de la cathode permet d'obtenir une information en 2 dimensions, x et y [36], grâce à un algorithme de recherche de centre de gravité. De plus, une information sur l'énergie de la réaction peut être obtenue.

Pour les réactions ayant lieu dans un plan supérieur à 45 degré par rapport à la cathode, la position est obtenue par analyse de forme du signal recueilli sur la grille de Frisch (cf. cours de J.Poutas) et la cathode grâce à un flash-ADC.

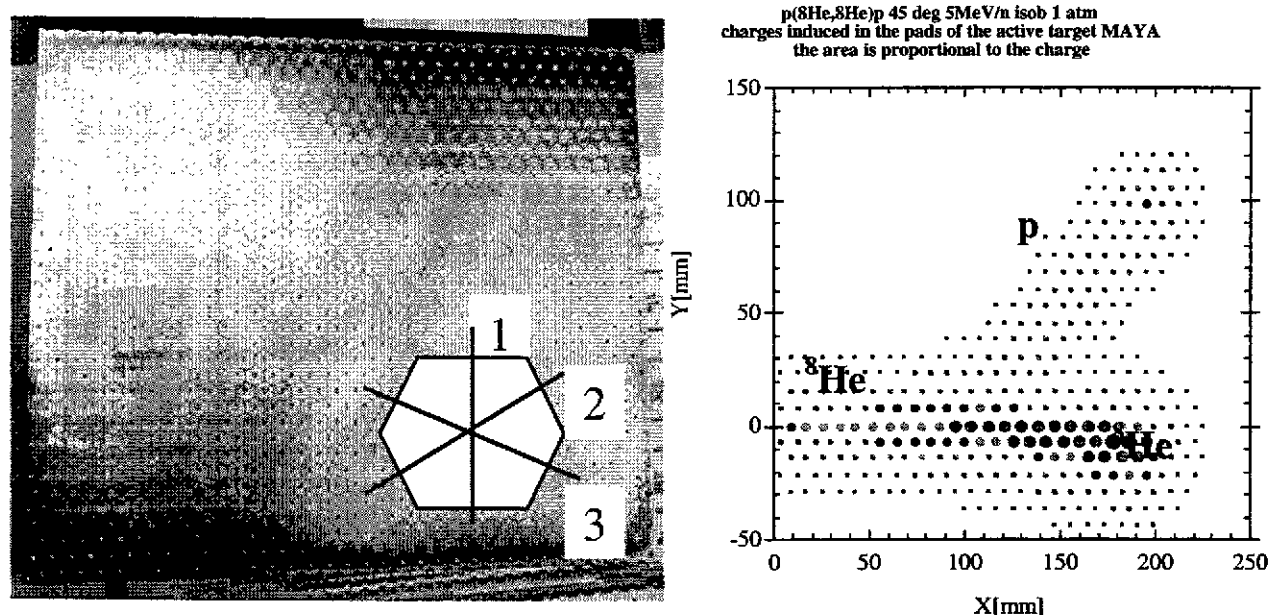


Figure 34. Vue de la cathode strippée située dans la partie inférieure de MAYA (gauche). La géométrie en nid d'abeilles (hexagone) permet de déterminer la position de la trajectoire dans le plan X et Y, ceci en déterminant le centre de gravité suivant les trois axes de symétries représentées 1-2-3. La figure de droite montre la distribution des charges récoltées sur chaque strip pour la diffusion d'un faisceau de ^8He à 5 MeV/n sur des protons contenus dans de l'isobutane à une pression de 1 atm. L'aire des disques est proportionnelle à la quantité de charge.

Une couverture angulaire de 4π peut en principe être obtenue avec ce dispositif. Le gaz utilisé ainsi que sa pression dépend du type d'expérience. Elle est pour l'instant au maximum de 3 atm, ce qui sur une longueur de 20 cm et pour l'iso butane, ne permet d'arrêter que les deutons d'énergie inférieure à 15 MeV. Pour la détection des particules légères de haute énergie, il devra être associé à des détecteurs CsI par exemple.

En résumé, MAYA est particulièrement bien adapté pour la détection des noyaux de recul de très basse énergie, qui sont incompatibles avec l'utilisation de cible solide. De plus des angles de recul très faibles dans le système du CM peuvent être atteints. L'utilisation d'un champ magnétique (1T) parallèle à la trajectoire du faisceau permettrait d'accroître la dynamique de cet ensemble. Un vaste programme a été initié, portant sur les études de diffusion élastique

résonnante (étude des états isobariques analogues de ^7He et ^9He par diffusion élastique de ^6He et ^8He sur proton) et les réactions de transfert induites par un faisceau de ^8He sur le carbone de l'isobutane (C_4H_{10}).

Références :

Avant de vous plonger dans les références relatives à ce cours, je vous conseille de lire attentivement les manuscrits relatifs aux deux écoles Joliot-Curie antérieures sur la physique instrumentale.

1988 : Instrumentation en Physique nucléaire et physique des particules

1994 : Physique nucléaire instrumentale : Des éléments pour un bon choix

- [1] H.Geissel, G.Munzenberg and K.Riisager, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 163.
- [2] Scientific Opportunities with an Advanced ISOL Facility.
<http://www.science.doe.gov/production/henp/np/program/isolpaper.pdf>.
- [3] <http://www.ganil.fr/exogam/definitionprojet/mou/detecteurs.html>.
- [4] Thèse de Santiago Pita, Université de Paris VI, IPN Orsay T-00-11
- [5] R.Anne et al., NIM in Physics Research B70 (1992) 276.
- [6] Proceedings of the 12th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications (EMIS-12), Sendai, Japon (1991), NIM in Physics Research B70 (1992) 1-602.
- [7] J.P. Dufour et al., NIM A248(1986)267.
- [8] O.Tarasov : <http://dnr080.jinr.ru/LISE.html>.
- [9] B.Blank et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1116.
- [10] W.Mittig, P.Roussel-Chomaz, Nuc. Phys. A693 (2001) 495.
- [11] L.Bianchi et al., NIM A 276 (1989) 509.
- [12] J.Yurkon et al., NIM A 422 (1999) 291.
- [13] M.D.Cortina-Gil, Nucl.Phys. A641, 263 (1998).
- [14] Y.Blumenfeld et al., NIM A421 (1999) 471.
- [15] Thèse de M. Chartier, Université de Caen, GANIL T-96-06.
- [16] Thèse de V. Lapoux, Université de Paris Sud, DAPNIA/SPHN-98-05T.
- [17] Thèse de M.J. Lopez-Jimenez, Université de Caen, GANIL T-00-01.
- [18] Thèse de M. Belleguic-Pigeard de Gurbert, Thèse de L'Université Claude Bernard – Lyon I, IPNO-T-00-05.
- [19] F.A.Beck, CRN (Strasbourg) – PN 84-41.
- [20] K.Yoneda, Phys.Lett. 499B, 233 (2001).
- [21] M.Devlin et al., NIM A383 (1996) 506.
- [22] D.G. Sarantites et al., NIM A 381 (1996) 418.
- [23] D.Rudolph et al. Phys.Rev.Lett. 80 (1998) 3018.
- [24] E.S. Paul et al., Phys. Rev. **C51** (1995) 51.
- [25] M.Leino et al., NIM in Physics Research B99 (1995) 653.
- [26] C.N. Davids et al., NIM in Physics Research B 70 (1992) 358.
- [27] P.Reiter et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 509.
- [28] A.Cunsolo et al., NIM in Physics Research A (2001)
- [29] A.M.Stefanini et al., LNL Annual Report 1999, LNL INFN (rep) –160/00.

- [30] H.Savajols et al., Nucl.Phys. A654 (1999) 1027.
- [31] <http://www.ganil.fr/vamos/index.html>
- [32] <http://www.ganil.fr/exogam>
- [33] D. Habs et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 38 (1997) 111.
- [34] A.A.Vorobyov et al.,NIM in Physics Research 119 (1974) 509.
- [35] J.P Burk et al., Nucl. Phys. B217 (1993) 285.
- [36] K.Lau et al., NIM A 366 (1995) 298.

Un détecteur exclusif en physique hadronique : CLAS au Jefferson Laboratory

M. Guidal

IPN Orsay, F-91406 Orsay, France

1. Introduction

1.1. La physique hadronique

La physique hadronique a pour objet l'étude des constituants de la matière interagissant à travers l'interaction "forte". A l'intersection de la physique nucléaire et de la physique des particules, elle étudie les systèmes composites à diverses échelles : des noyaux légers pour lesquels l'interaction entre les nucléons est décrite en termes effectifs d'échanges de mésons, à la structure interne même du nucléon dont les degrés de liberté sont les quarks et les gluons interagissant à travers QCD ("Quantum Chromo-Dynamics"), la théorie fondamentale de l'interaction forte.

Quelques exemples de questions ouvertes actuelles en physique hadronique sont (la liste n'est pas exhaustive) :

- De façon générale : comment les quarks et les gluons constituent le nucléon (et plus globalement les hadrons), quelle est l'origine de leur confinement ?
- Des problèmes plus particuliers qui concernent la structure du nucléon :
 - D'où provient son spin, comment est-il réparti entre le spin intrinsèque des quarks, des gluons et leur moment orbital relatif ?
 - Quel est le contenu en quarks étranges du nucléon ? Contribuent-ils à la distribution de charge ou au moment magnétique du nucléon ?
 - Quel est précisément le spectre d'excitation (résonances) du nucléon ? Les modèles prédisent bien plus de résonances nucléoniques qu'il n'en a été observées expérimentalement : s'agit-il d'un problème expérimental (appareillage de résolution insuffisante) ou faut-il réviser notre image de la structure du nucléon basée sur trois quarks de valence ?
- Existe-t'il des formes "exotiques" de matière hadronique ? Par exemple, existe-t'il des "glueballs", c'est-à-dire des mésons dont la valence est formée uniquement de gluons. De même pour les baryons, en existe-t'il constitués par des "molécules" de mésons ?

1.2. La sonde électromagnétique

L'essentiel de notre connaissance de la structure du nucléon et des noyaux légers provient d'expériences effectuées avec la sonde électromagnétique, c'est-à-dire avec des faisceaux de photons ou de leptons (électrons, positrons, muons et neutrinos).

La sonde électromagnétique possède de nombreux avantages :

- Les leptons, n'ayant pas de structure interne (tout au moins, à la date d'aujourd'hui...), ne peuvent se "briser", se scinder eux-mêmes et, par conséquent, tout

effet de structure dans la réaction ne peut provenir que de la cible. En termes plus imagés, si on veut sonder un objet "compliqué", comme le nucléon, il vaut mieux le bombarder avec quelque chose de simple, comme un lepton, plutôt que d'utiliser un projectile complexe. L'interprétation d'une réaction avec des projectiles hadroniques est bien plus difficile.

- La force *électromagnétique* par le truchement de laquelle a lieu l'interaction avec les constituants de la matière est parfaitement et exactement connue, c'est la mieux comprise des quatre forces de la Nature. Elle est décrite par QED ("Quantum Electro-Dynamics") pour laquelle l'application numérique des calculs théoriques est, dans plusieurs cas, en accord quantitatif avec les valeurs expérimentales jusqu'à la dixième décimale!
- Dans le cadre de QED, et jusqu'à un haut degré de précision et de confiance, on peut décrire l'interaction entre le lepton et la cible par l'échange d'un (seul) photon virtuel. Ainsi, à chaque énergie et angle de diffusion du lepton, correspond une longueur d'onde intrinsèque du photon virtuel qui définit la résolution que l'on peut atteindre ($\lambda = \frac{h}{q}$ où q est le module du quadri-moment du photon virtuel) pour sonder la cible. De façon générale, plus élevée est l'énergie du faisceau, plus fins sont les détails que l'on peut étudier : des électrons de 100 MeV ont une longueur d'onde intrinsèque de ≈ 12 fm. Ceci est juste suffisant pour "voir" les tailles et les formes des noyaux. Des électrons de 500 MeV à 1 GeV peuvent résoudre des distances de l'ordre de 1 à 2 fm. c.à.d., que l'on voit principalement les constituants mésoniques et nucléoniques des noyaux. Des transferts en impulsion supérieurs à 2 GeV sont nécessaires pour sonder des distances inférieures à 0.3 fm où l'on peut commencer à voir la structure en quarks des nucléons. C'est le domaine d'énergie que le Jefferson Laboratory aux USA, entre-autres, couvre et que nous allons détailler par la suite.
- Finalement, les leptons, à travers leur spin $\frac{1}{2}$ et les photons avec leur spin 1, peuvent sonder et analyser la structure en spin des cibles. Le spin est une propriété essentielle des constituants de la matière et il est fondamental de comprendre l'origine et la composition du spin des hadrons. C'est grâce au principe de Pauli et au théorème "Spin-Statistique" que les atomes et les noyaux sont stables et que le monde ne s'écroule pas sur lui-même! La polarisation fournit un bras de levier, un degré de liberté supplémentaire qui est souvent très sensible à des détails ou des composantes fins d'une interaction. Par exemple, avec des faisceaux polarisés, à travers les effets de violation de parité (c.-à-d., l'interaction faible), on peut étudier le contenu en quarks étranges du nucléon.

La sonde électromagnétique n'a évidemment pas que des avantages! Et son principal handicap est que sa constante de couplage, qui reflète son intensité, est très faible : $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$. Les sections efficaces de réaction sont donc très faibles, à peu près trois ordres de grandeur inférieures à celles des faisceaux hadroniques.

1.3. La structure du nucléon et les réactions exclusives

La structure interne du nucléon, c.-à-d. sa sous-structure en quarks et gluons (les *partons*) a été révélée, dès la fin des années 60, par les expériences de diffusion profondément inélastique de leptons ("Deep Inelastic Scattering" : "DIS") avec des faisceaux de leptons

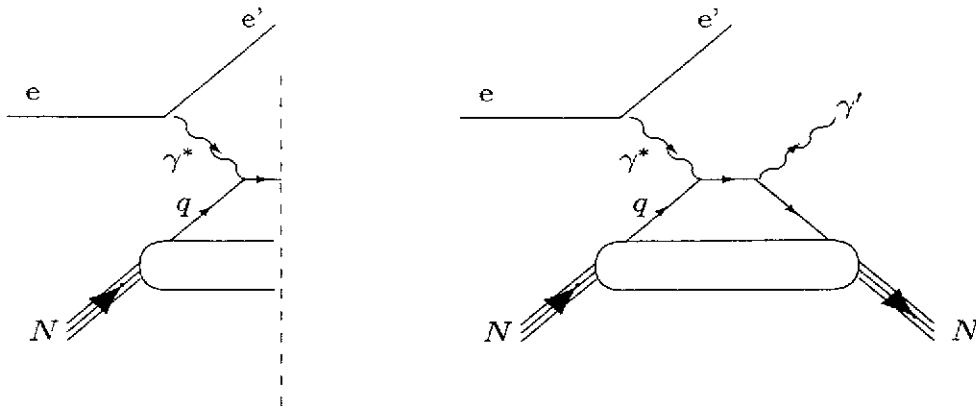


Figure 1. A gauche : une réaction *inclusive*, on ne détecte que l'électron (ou le lepton) diffusé; on ne sait pas ce qu'il advient du nucléon (la plupart du temps, il se fragmente). A droite : une réaction *exclusive* (en l'occurrence, la diffusion Compton virtuelle sur le nucléon), on identifie complètement l'état final de la réaction en détectant l'électron (ou le lepton) diffusé en coïncidence avec (au moins) une autre particule.

de plusieurs GeV. Dans ces réactions de DIS, on ne détectait que le lepton diffusé (voir fig. 1-gauche) et on ne regardait pas ce qu'il advenait du nucléon cible (il peut rester intact, émettre un ou plusieurs mésons, se fragmenter, etc...); on parle de réaction *inclusive*. Même en ne détectant que le lepton diffusé, on a appris une quantité importante de choses sur la structure du nucléon : par exemple, qu'à peu près 50% de l'impulsion du nucléon est portée par les quarks (le reste provenant des gluons) et que pas plus de $\approx 25\%$ du spin du nucléon a pour origine le spin intrinsèque des quarks. Ce dernier résultat était apparu, à la fin des années 80, en complète contradiction avec l'image et les modèles qu'on avait du nucléon où 100% du spin du nucléon, pensait-on, provenait du spin intrinsèque des quarks. On a parlé à un moment donné de "crise du spin" : quelle est donc l'origine du spin du nucléon? A part la contribution du spin intrinsèque des quarks, comment le reste du spin du nucléon est-il réparti entre le moment orbital et la contribution gluonique?

Sans entrer dans les détails dans ce qui suit, il est clair, intuitivement, que si on parvient à détecter une autre particule en coïncidence avec le lepton diffusé, et même à identifier complètement l'état final de la réaction, on obtiendra plus d'information sur le nucléon. Dans le premier cas, on parle de réaction *semi-inclusive* (ou *semi-exclusive*) et dans le second, de réaction *exclusive* où on contrôle complètement l'état final de la réaction. Dans la cadre de QCD, on comprend les réactions exclusives par le biais des diagrammes "sac à main"/"handbag" (fig. 1-droite).

En termes imagés, on peut parler de "microchirurgie" sur le nucléon dans le sens où on extrait un quark du nucléon et on l'y "réimplante" après avoir modifié, soit son impulsion, soit sa saveur, soit son spin, etc... On peut aussi interpréter ces réactions en termes de *corrélation* entre les quarks du nucléon : comment l'un avec une certaine saveur, impulsion, spin se comporte par rapport à l'autre. Il a ainsi été montré qu'en mesurant les distributions angulaires en fonction de l'énergie des produits de ces réactions exclusives, on pouvait accéder à des fonctions de structure qu'une règle de somme relie au moment

orbital porté par les quarks. On a ainsi une possibilité de pouvoir résoudre la “crise du spin” précédemment mentionnée en déterminant la contribution de la composante orbitale au spin du nucléon. Pour une excellente revue récente sur ce domaine, le lecteur peut consulter la référence [1].

Jusqu'à peu, les réactions exclusives étaient difficilement accessibles expérimentalement d'une manière systématique car les sections efficaces associées (qui réclament une détection en coïncidence de plusieurs particules) sont évidemment beaucoup plus faibles que dans le cas inclusif (où seul le lepton diffusé est détecté). Depuis les dix dernières années, avec l'avènement de la nouvelle génération d'accélérateurs de leptons de haute énergie, de haute intensité et de fort cycle utile, combinés avec des détecteurs à grande acceptation et de haute résolution, une grande variété de processus exclusifs ($ep \rightarrow ep\gamma$, $en\pi^+$, $ep\rho^0$, etc...) devient maintenant systématiquement mesurable.

Les trois sites expérimentaux actuels où cette physique des réactions exclusives avec des transferts d'impulsion suffisamment élevés pour “voir” les quarks, sont : Jefferson Laboratory¹, HERMES et COMPASS. Chaque expérience a ses avantages et désavantages propres. Le tableau 1 résume leurs caractéristiques principales et montre finalement leur complémentarité. En résumant, on peut estimer que l'atout majeur de JLab est la forte luminosité disponible (environ deux ordres de grandeur supérieurs aux deux autres facilités expérimentales) mais qu'il ne dispose pas, par contre, d'un grand espace de phase. Pour sonder les petits x_B et grands Q^2 , il faut HERMES et COMPASS.

Avant d'aborder la description proprement dite du détecteur CLAS dans le chapitre qui suit, précisons que le programme de physique qui y est en cours ne se résume pas aux seules réactions exclusives sur le nucléon à grande “virtualité” que nous venons de décrire. Il y a aussi tout un programme de spectroscopie, d'étude des résonances du nucléon, de production d'hypérons et d'étude de leur décroissance, de réactions sur les noyaux pour étudier les corrélations entre nucléons ou des phénomènes tels que la “transparence de couleur”, de physique inclusive avec faisceaux et cibles polarisés, etc... Cependant, la physique des réactions exclusives est certainement la plus contraignante, la plus “exigeante”, en termes de demandes sur les performances du détecteur (luminosité, résolution en énergie, en temps, etc...).

2. L'accélérateur CEBAF du JLab

Avant de présenter le détecteur CLAS, nous décrivons brièvement l'accélérateur d'électrons auprès duquel il est installé. CEBAF (*Continuous Electron Beam Accelerator Facility*) est l'accélérateur d'électrons du Jefferson Laboratory situé à *Newport-News* en Virginie aux USA. Il se caractérise par son faisceau continu et de haute intensité, qui va permettre de sonder, avec précision et qualité, la structure en quarks des nucléons. CEBAF peut produire des faisceaux d'électrons d'énergie comprises entre 800 MeV et 6 GeV². La possibilité de produire des faisceaux d'énergie inférieure à 1 GeV est importante car ceci permet de fournir une continuité et un recouvrement entre les précédentes et nouvelles expériences de plus basse énergie. Le choix de 6 GeV comme énergie maximale est un

¹abrégé en JLab, ou encore appelé TJNAF : Thomas Jefferson National Accelerator Facility.

²Notons qu'un projet de montée en énergie à 12 GeV, précédemment évoqué dans le tableau 1, avec une mise en opération approximativement en 2007, est actuellement en discussion aux USA

	E_i	\mathcal{L}	Q_{max}^2	x_{Bmin}
CLAS (Va/USA, JLab)	6	10^{34}	5	.2
HERMES (Hambourg, DESY)	27	10^{32}	5	.01
COMPASS (Genève, CERN)	200	10^{32}	5	.001
CLAS (Va/USA, JLab)	12	10^{35}	8	.08
ELFE (??, Europe)	30	10^{35}	13	.01

TAB. 1

Le tableau compare pour les 3 sites expérimentaux existant actuellement (partie supérieure du tableau), les valeurs de l'énergie du faisceau incident, sa luminosité, approximativement le carré du quadri-moment transféré maximum (Q_{max}^2) compte-tenu de la luminosité et la valeur minimum de x_B (la variable de Bjorken représente la fraction d'impulsion portée par un quark dans les processus inclusifs; il est nécessaire d'en couvrir un domaine aussi important que possible pour avoir une image complète du nucléon). Dans la partie inférieure du tableau, on a ajouté les projets de machine actuellement en discussion (voir références [2,3] pour de plus amples détails). On ne compare dans ce tableau que des détecteurs à grande acceptation qui sont, de façon générale, les plus appropriés pour une étude des réactions exclusives à plusieurs corps dans l'état final (il existe cependant à JLab aussi des halls expérimentaux avec des spectromètres "à bras" traditionnels qui permettent d'atteindre des luminosités plus importantes au prix d'une acceptation moindre adaptée à certaines réactions exclusives à état final limité).

compromis entre la nécessité scientifique d'électrons de longueur d'onde associée suffisamment courte (comme explicité dans la section précédente) et le coût d'un accélérateur qui croît avec l'énergie.

L'architecture de CEBAF est présentée sur la figure 2. Un canon à électrons produit un faisceau stable qui est accéléré dans l'injecteur jusqu'à une énergie de 45 MeV (à une vitesse proche de celle de la lumière). Le faisceau est alors injecté dans l'accélérateur principal qui consiste en deux accélérateurs linéaires (*linacs*), basés sur au total 338 cavités supraconductrices en Niobium, qui peuvent accélérer les particules de 400 MeV à 600 MeV (sur 240 m) et deux arcs de recirculations de 180° . La machine est basée sur le concept de recirculation. A la fin de l'injecteur, le faisceau pénètre dans le premier linac où il peut gagner jusqu'à 600 MeV. Il atteint alors le premier arc qui le transporte jusqu'à l'entrée du second linac où il gagne de nouveau 600 MeV. Le prochain arc de recirculation ramène alors le faisceau à l'entrée du premier linac où il est accéléré de nouveau. Le processus peut être répété 5 fois pour atteindre une énergie maximale de 6 GeV. Le faisceau est alors extrait et délivré aux halls expérimentaux quand l'énergie désirée est atteinte.

Ce processus très économique (d'un point de vue financier) est rendu possible par le fait que les électrons sont totalement relativistes. Les faisceaux de différentes énergies traversent simultanément les linacs à essentiellement la même vitesse et restent ainsi en phase avec le champ accélérateur de la machine. Cette procédure où 5 faisceaux d'électrons à 5 énergies différentes sont simultanément présents dans un linac nécessite 5 arcs de recirculation distincts dont le champ magnétique correspond à l'énergie du faisceau. A la fin de chaque linac, les électrons sont séparés verticalement (par un "spreader") selon leur

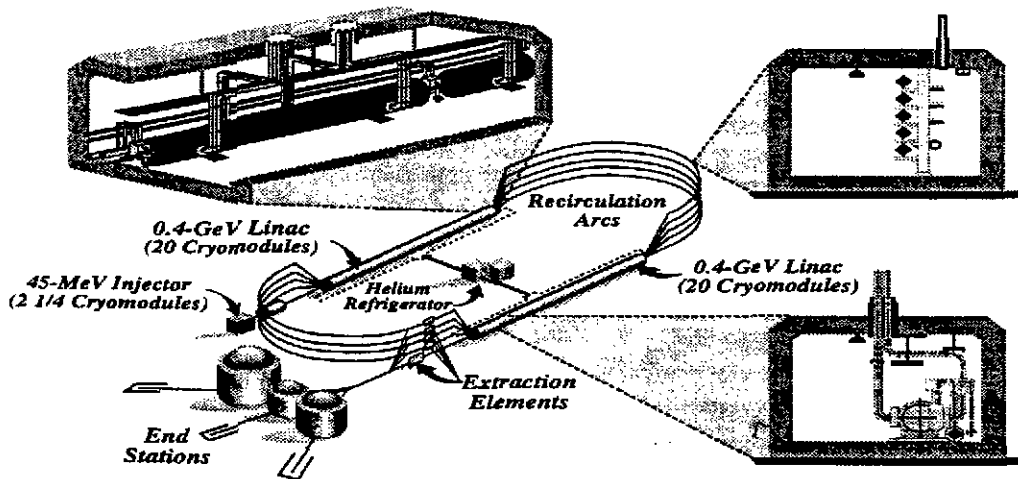


Figure 2. Configuration de l'accélérateur d'électrons CEBAF.

énergie et dirigés vers l'arc de recirculation approprié. Les faisceaux sont alors recombinaés à l'entrée du linac suivant. Trois salles expérimentales (Halls A, B et C) peuvent recevoir le faisceau simultanément. Diverses expériences avec différents détecteurs peuvent donc être réalisées simultanément, accroissant à la productivité et la flexibilité du laboratoire.

Une des caractéristiques majeures de CEBAF est son "cycle utile". Principalement à cause des limites technologiques, jusqu'à nos jours, les faisceaux classiques étaient structurés en *pulses*. Le rapport du temps pendant lequel un électron frappe effectivement la cible à l'intervalle de temps qui sépare chaque pulse définit le *cycle utile*. A faible cycle utile, il est clair qu'il y a un temps important pendant lequel rien ne se passe, les événements n'ayant lieu que lorsqu'un pulse du faisceau frappe la cible. On aurait alors tendance à penser qu'il faut augmenter le nombre de particules incidentes dans le pulse pour compenser ce temps mort. Mais il est aussi important d'éviter qu'il y ait plusieurs événements qui proviennent d'un même pulse afin de ne pas confondre des particules provenant d'une réaction avec celles provenant d'une autre (on parle de coïncidences accidentelles). Cette dernière considération limite sévèrement le nombre de particules qui peuvent être contenues dans un pulse et par conséquent la quantité de données qui peut être collectée dans un temps donné. La limite de l'intensité des faisceaux qui résulte de ces considérations a été le principal obstacle à la mesure des faibles sections efficaces des réactions exclusives (qui réclament une coïncidence) dans le passé. La solution est évidemment de réduire le temps mort entre les pulses, c.à.d. en fait, de tendre vers un cycle utile de 100%, c.à.d. un faisceau continu. Ceci est maintenant devenu technologiquement possible avec les importants progrès de la dernière décennie dans le domaine des *supraconducteurs*, dont CEBAF fait plein usage. CEBAF peut ainsi fournir un faisceau d'une intensité de $200 \mu A$ (correspondant à 1.2×10^{15} électrons par seconde) avec un cycle utile de $\approx 100\%$ sur toute la plage en énergie précédemment mentionnée et avec une résolution en énergie de l'ordre de 10^{-4} .

Il est aussi possible de produire des faisceaux polarisés (à partir d'une source d'Arseniure de Gallium contraint) jusqu'à 65% de polarisation longitudinale à $100 \mu A$. Avec en plus

des cibles polarisées, une exploration minutieuse de la matière nucléaire peut ainsi être envisagée dans ce laboratoire de classe mondiale.

Le premier faisceau a été délivré en juin 1994 dans le Hall C et le programme expérimental a commencé fin 1995 dans ce Hall. A peu près 1500 physiciens de plus de 30 pays y travaillent régulièrement.

3. Le détecteur CLAS au JLab

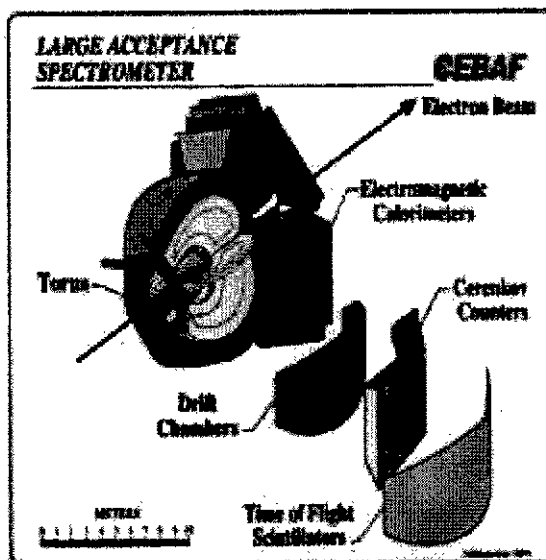
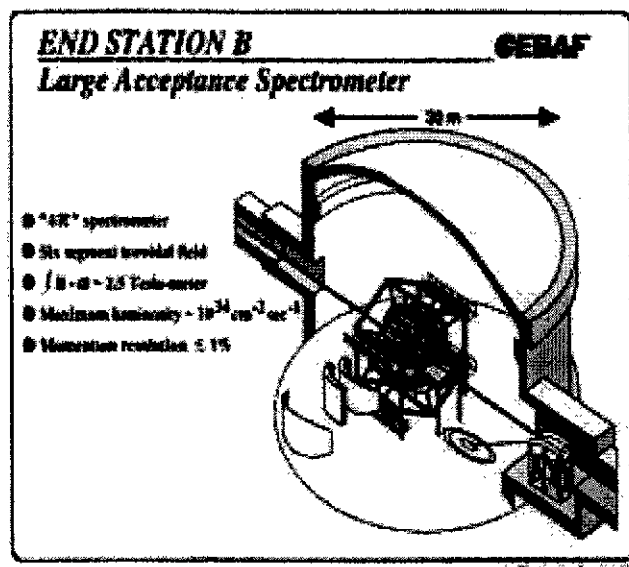


Figure 3. Vue générale et caractéristiques principales du Hall B et du détecteur CLAS. On distingue à l'entrée du Hall le système radiateur/étiquetage qui permet, à partir du faisceau d'électrons, d'obtenir un faisceau de photons réels et de mesurer leur énergie.

Figure 4. Vue "éclatée" du détecteur CLAS mettant en évidence les différents groupes de détecteurs et leur structure.

CLAS (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) est le détecteur à grand angle solide de CEBAF situé dans le Hall B. La figure 3 présente une vue générale du détecteur. CLAS est bâti autour de six bobines supraconductrices qui produisent un champ magnétique toroïdal avec une symétrie approximativement cylindrique par rapport à la ligne de faisceau. Les six bobines définissent ainsi six secteurs symétriques. Chaque secteur contient, en partant de la cible :

- Des chambres à dérive (sur une distance de ≈ 2.50 m) qui vont servir à déterminer les trajectoires des particules chargées provenant de la cible,
- Des compteurs Cerenkov à gaz pour identifier les électrons,
- Des scintillateurs pour le trigger et la mesure du temps de vol,
- Un calorimètre électromagnétique pour l'identification et la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques et la détection des particules neutres.

La figure 4 présente une vue plus détaillée du détecteur. Nous présentons ci-dessous les diverses composantes plus précisément.

3.1. Les bobines toroïdales

Il y a principalement deux types de configurations de champs magnétiques qui ont été utilisées dans le passé pour les spectromètres : les champs *longitudinaux* générés par des solénoïdes et les champs *transverses* produits par des dipôles. Les solénoïdes peuvent couvrir un grand angle solide mais le champ magnétique résultant est parallèle au faisceau, ce qui signifie que les particules émises à petit angle vers l'avant vont pratiquement dans la direction du champ et ne subissent donc que peu de déflexion. Dans une configuration de cible fixe comme celle de CLAS, où la plupart des particules vont être émises aux angles avant extrêmes (par le "boost" de *Lorentz*), il est clair que la très pauvre résolution en impulsion qui en résulte est un handicap majeur.

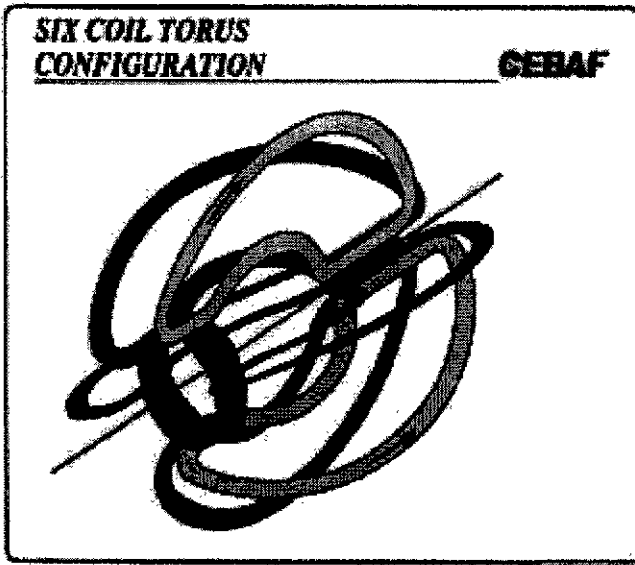


Figure 5. Forme des bobines de CLAS générant le champ magnétique toroïdal. A proximité des bobines, le champ est perpendiculaire au plan des bobines.

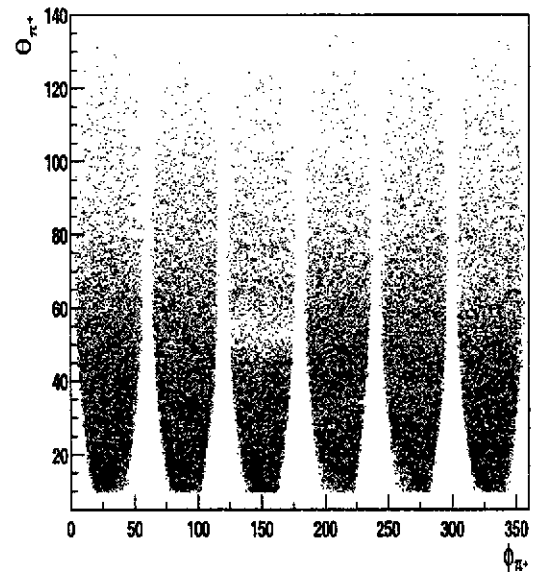


Figure 6. Acceptance (θ, Φ) des π^+ dans CLAS (données réelles). On distingue clairement les coupures dans l'acceptance de CLAS dues aux bobines.

Une configuration dipolaire pourrait permettre une haute résolution aux angles avant. Cependant, pratiquement, la taille et la disposition de tels dipôles est limitée et, de façon plus importante, le champ magnétique transverse qui en résulterait tend à répandre le bruit de fond électromagnétique (électrons *Möller* principalement) dans le détecteur.

De plus, les deux configurations ne permettent pas de préserver facilement une région sans champ autour de la cible, ce qui est fortement désirable pour les expériences nécessitant une cible polarisée. Ces considérations ont donc mené à envisager une troisième configuration de champ magnétique qui n'a jamais été utilisée auparavant et qui est plus adaptée à la luminosité, à l'énergie de CEBAF et la géométrie spécifique de CLAS. Il s'agit d'un

champ toroïdal toujours perpendiculaire à l'impulsion des particules (ce qui est important pour atteindre de hautes résolutions) généré par six bobines supraconductrices.

Le souci d'un champ magnétique fort dans la direction avant et qui diminue d'intensité avec les grands angles, tout en gardant une région sans champ autour de la cible, mènent naturellement à la forme des bobines illustrée sur la figure 5. Cette configuration fournit le champ magnétique le plus intense là où les impulsions des produits de réaction sont les plus grandes alors que l'intensité du champ décroît avec les grands angles là où les impulsions des particules diminuent. Un courant total de 5×10^6 Ampères-tours génère un champ de ≈ 2 Teslas dans la région avant.

Cette configuration de champ n'est cependant pas idéale car la couverture angulaire en ϕ (angle azimutal) se trouve limitée par la présence des bobines (d'où diminution de l'espace de phase, voir figure 6) et le champ n'est pas homogène, rendant la reconstruction des trajectoires plus compliquée.

3.2. Les chambres à dérive

Pour reconstruire les trajectoires des particules chargées, chacun des six secteurs de CLAS contient trois *régions* de chambre à dérive. La séparation de l'espace de détection des trajectoires en trois régions permet de minimiser la diffusion multiple parasite. En forme de "quartier (ou plutôt de "sixième") d'orange" (voir fig. 7), les chambres couvrent un domaine angulaire polaire de 8° jusqu'à 142° . La première région se situe à environ 70 cm de la cible dans une région à faible champ magnétique. La deuxième région, à peu près à 2 m de la cible, s'étend entre les bobines dans une région où le champ est le plus intense. La troisième et dernière région se trouve au-delà des bobines, à environ 3 m de la cible.

Chaque région est divisée en deux *supercouches*, chacune composée de six *couches* de fils. Les deux supercouches diffèrent par l'orientation des fils : les fils de la seconde supercouche font un angle de 6° (angle "stereo") par rapport à ceux de la première (fils "axiaux"), ce qui permet de définir deux axes et donc un repère pour déterminer les deux coordonnées de passage des particules. Cet angle de 6° est un compromis entre le plus grand angle possible $< 90^\circ$ (meilleur pour la résolution) et la contrainte mécanique (étant donné la géométrie particulière de CLAS) d'avoir des fils presque perpendiculaires à l'axe du faisceau. L'objectif physique est de reconstruire les trajectoires de toutes les particules chargées avec des impulsions supérieures à 100 MeV émises entre 8° et 140° en angle polaire et qui ne frappe pas les bobines en ce qui concerne l'angle azimutal. Les résolutions sont environ $0.5\% \leq \frac{\delta p}{p} \leq 1.0\%$ pour les impulsions et $1. \leq \delta\theta \leq 1.5 \text{ mrad}$, $2. \leq \delta\phi \leq 3. \text{ mrad}$ pour les angles. Pour atteindre ce but, les trajectoires des particules doivent être mesurées avec une précision de 200 microns par fil et le matériel dont les chambres sont faites doit contribuer à moins du pourcent de longueur de radiation à la diffusion multiple. Il y a à peu près 36.000 fils actifs (≈ 130.000 au total) dans le système des chambres. Les cellules définies par les fils sont de forme hexagonale (voir la figure 8 pour le détail de l'arrangement des fils) et les distances maximales de dérive des ions sont de .7, 1. et 2. cm pour les trois régions dans l'ordre. Le choix du gaz pour les chambres s'est porté sur un mélange de 90% d'argon et de 10% de dioxyde de carbone.

De plus amples détails sur ces chambres à dérive peuvent être trouvés dans la référence [4].

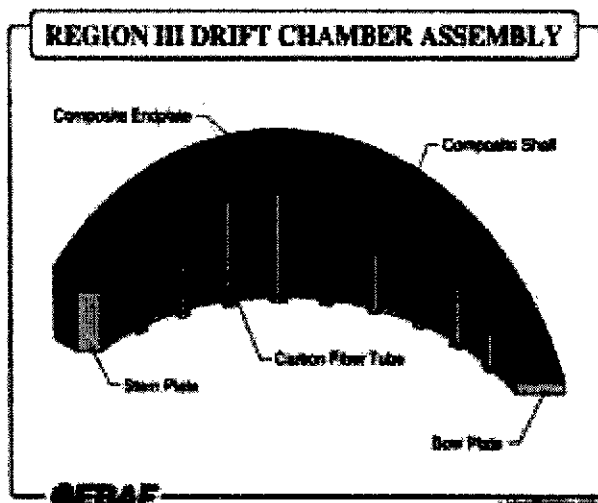


Figure 7. La figure présente la forme des chambres à dérive de CLAS (correspondant à une région d'un secteur de CLAS). La direction des fils "axiaux" est verticale sur cette figure (parallèles aux tubes de fibre de carbone). Les fils "stereo" font un angle de 6° avec cette direction.

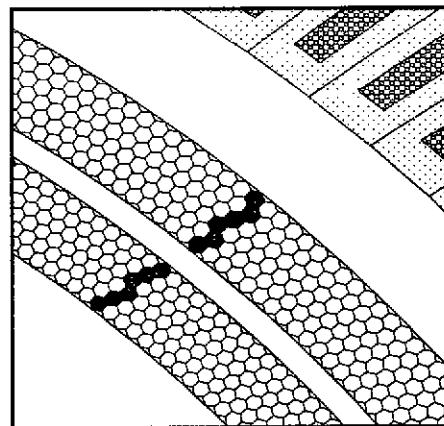


Figure 8. Zoom sur une partie de la région 3 des chambres à dérive montrant les 2 *supercouches*. Les fils actifs sont au centre de chaque cellule hexagonale et les fils *de champ* sont aux vertex. On voit sur la figure les cellules déclenchées suite au passage d'une particule chargée.

3.3. Les détecteurs Cerenkov

Une source importante de bruit de fond dans les expériences de diffusion d'électron est due à des pions qui sont confondus avec des électrons. Des détecteurs Cerenkov à gaz placés juste derrière la dernière région des chambres à dérive permettent d'identifier les électrons et de rejeter les pions dans la plupart des cas. Le pouvoir de réjection typique d'un détecteur Cerenkov à gaz est de l'ordre de 100 :1. Cette discrimination est cependant fortement dépendante de l'énergie des particules et de leur nombre relatif. Ainsi, à petit angle et par conséquent à grande impulsion, les particules avec une vitesse plus grande que celles correspondant au "*seuil du pion*" ne pourront pas être distinguées. Aussi, à grand angle, où le nombre de pions est bien plus important que celui des électrons, le rapport du nombre de pions pris pour des électrons au nombre d'électrons devient bien plus grand que .01. Le calorimètre électromagnétique que nous allons décrire un peu plus loin permet alors de compléter la réjection des pions. Le détecteur Cerenkov participe au trigger en sélectionnant les électrons.

Pour de plus amples informations sur ce détecteur, le lecteur peut consulter la référence [7]. Les figures 9 et 10 illustrent la géométrie particulière des détecteurs Cerenkov de CLAS.

3.4. Les scintillateurs

75 scintillateurs dans chaque secteur, situé à ≈ 4.90 m (pour les angles avant) de la cible couvrent un domaine angulaire de $\approx 8^\circ$ à 142° . Chaque scintillateur a 5 cm d'épaisseur et 15 cm de largeur, correspondant à une couverture angulaire polaire θ de $\approx 3^\circ$. Leur longueur varie de 32 à 450 cm selon θ . En photoproduction, l'information en temps provenant des scintillateurs est la base du système de trigger. Le détecteur

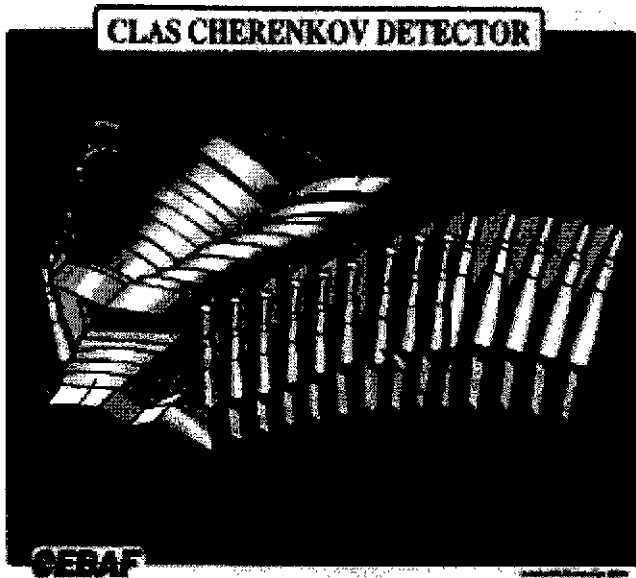


Figure 9. Vue en perspective des détecteurs Cerenkov (correspondant à un secteur de CLAS).

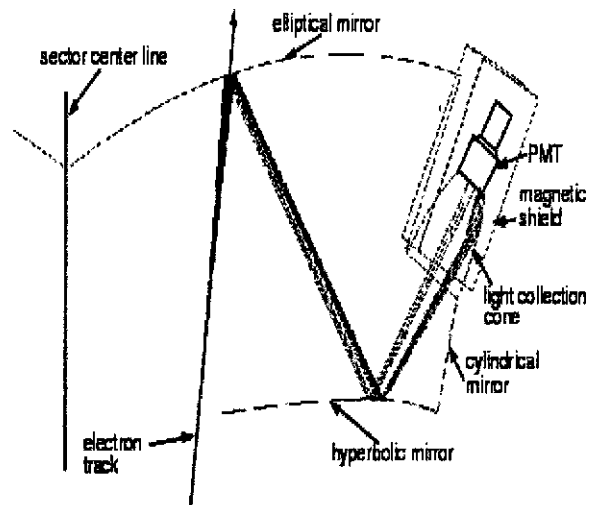


Figure 10. Arrangement optique d'un des 216 modules optiques du détecteur Cerenkov de CLAS.

a été conçu pour opérer à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui conduit à un taux d'interaction hadronique de quelques MHz pour une section efficace électromagnétique typique de l'ordre de quelques centaines de μb .

Après sélection du trigger, le taux de comptage correspond à quelques kHz dans un compteur situé à environ 10° , l'ordre de grandeur des taux que le système d'acquisition des données doit gérer. Les scintillateurs servent aussi à l'identification des particules par la technique de la mesure de temps de vol. La longueur d'une trajectoire (mesurée par les chambres à dérive) divisée par le temps de vol fourni par les scintillateurs détermine la vitesse de la particule. Combinée avec l'impulsion reconstruite, ceci permet l'identification de la masse de la particule. La figure 11 illustre cette méthode. La résolution en temps de vol résultante est de l'ordre de 200 ps et permet de discriminer les pions des kaons jusqu'à des impulsions de l'ordre de 2 GeV/c. La figure 12 montre la projection des masses.

Notons à ce stade que dans CLAS la méthode de mesure de temps de vol est fortement améliorée par la microstructure du faisceau de CEBAF. En effet, bien que le faisceau soit communément considéré comme *continu*, il est en fait composé de "*micro-pulses*" d'électrons espacés de 2 ns pour chaque Hall expérimental. Cette micro-structure est fort utile car elle permet de définir un temps initial d'interaction de façon très précise si le pulse dont provient un événement est identifié. Pour les expériences utilisant un faisceau d'électrons, on "remonte" à ce pulse en ayant identifié un électron (par le calorimètre -voir la section suivante- et le détecteur Cerenkov) et en ayant mesuré son impulsion et sa trajectoire (par les chambres à dérive). Pour les expériences utilisant un faisceau de photon, un système de scintillateurs minces (3 mm d'épaisseur) est installé autour de la cible (à environ 30 cm) afin de déterminer le pulse qui a produit l'évènement. La résolution de ces scintillateurs ("*start counters*") n'a pas besoin d'être extrêmement performante puisqu'il faut identifier des pulses espacés de 2 ns. Une résolution de l'ordre de 350 ps est

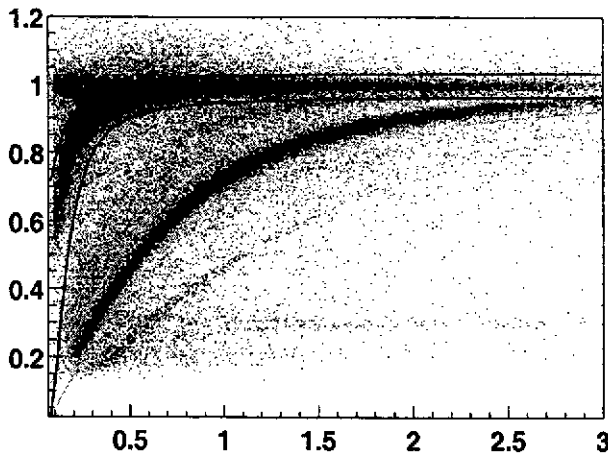


Figure 11. La figure présente la corrélation entre le temps de vol (en ordonnées, par rapport à des particules de $\beta = \frac{v}{c} = 1$) et l'impulsion (en abscisse) pour des particules positives (données réelles). On distingue clairement les "bandes" correspondant aux positrons, pions ("bande" supérieure), kaons, protons ("bande" inférieure) et deutérons.

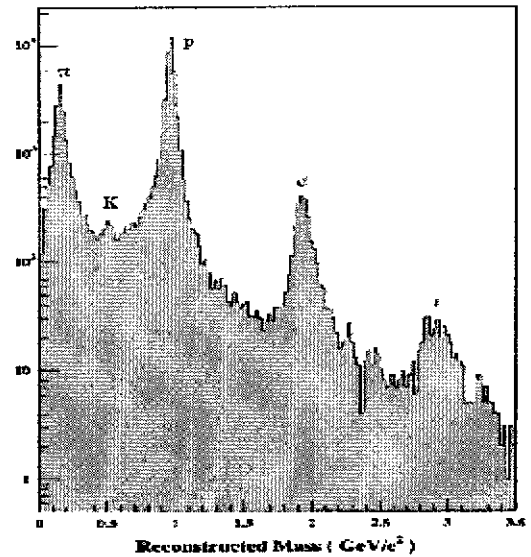


Figure 12. Projection des masses reconstruites. Les deutérons et les tritons proviennent des parois de la cible.

estimée nécessaire. En électrons, de tels compteurs ne sont pas nécessaires, car le pulse initial est déterminé en identifiant l'électron de l'état final (grâce à la combinaison des Cerenkov et du calorimètre électromagnétique) et en remontant sa trace (avec $\beta = \frac{v}{c} = 1$) au point d'interaction.

De plus amples détails sur le système de mesure de temps de vol du détecteur CLAS peuvent être trouvés dans les références [5,6].

3.5. Les calorimètres électromagnétiques

CLAS est équipé de six calorimètres électromagnétiques, un par secteur. Chaque calorimètre a une forme triangulaire avec des cotés de ≈ 4 m de long, et est situé à ≈ 5 m de la cible. Il est composé de 39 couches de scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur alternés avec des plaques de plomb de 2.2 mm. Chaque couche de scintillateur est faite de 36 compteurs, de 10 cm de largeur, parallèle à un côté du triangle, ce côté changeant avec chaque couche de scintillateurs. Le "motif" est illustré sur la figure 13.

Les cotés des triangles définissent donc trois axes appelés U, V et W et donc des cellules qui sont approximativement des triangles équilatéraux (voir figure 14). Ces cellules vont permettre de faire des mesures de position. En particulier, pour les photons, elles constituent la seule information positionnelle disponible car ils n'interagissent pas dans les chambres. Des particules arrivant simultanément dans des cellules non-adjacentes du calorimètre donneront toujours un signal dans un scintillateur différent dans au moins une des couches U, V ou W. Des événements à particules multiples peuvent donc être résolus (décroissance des π^0 en deux photons par exemple).

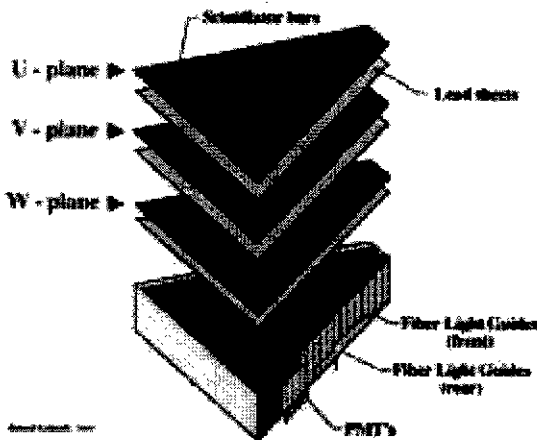


Figure 13. Vue "explodée" d'un des six calorimètres électromagnétiques de CLAS.

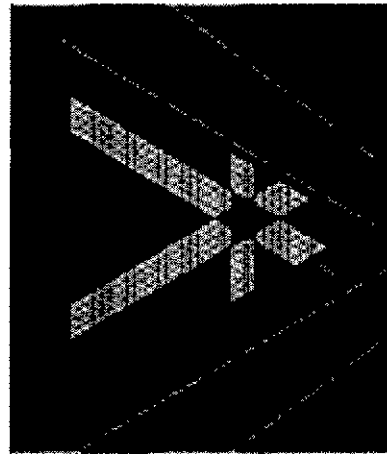


Figure 14. Vue de face du calorimètre et profil transverse d'une gerbe électromagnétique montrant sa localisation grâce aux projections sur les couches U, V et W.

Pour améliorer la discrimination pion/électron, le calorimètre est aussi divisé en parties avant (15 premières couches) et arrière (24 couches). Le profil de perte d'énergie d'une particule ainsi déterminé fournit un puissant moyen d'identifier les électrons. Pour des impulsions de particules supérieures à 2.8 GeV (au dessus du seuil de pion Cerenkov), la discrimination pion/électron proviendra uniquement du calorimètre. La résolution attendue de $\frac{\Delta E}{E} \leq \frac{1}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ permet l'identification de 98% des électrons et le rejet de 99.3% des pions.

En dernier lieu, le calorimètre permettra aussi de détecter des neutrons avec des efficacités de $\approx 50\%$, grâce à leur grande longueur d'interaction. En résumé, le calorimètre électromagnétique aura quatre utilités :

- L'identification et la mesure de l'énergie des électrons,
- La réjection des pions,
- La reconstruction des décroissances (π^0, η, \dots),
- La détection de neutron.

Pour en savoir plus sur ce calorimètre, le lecteur est invité à consulter la référence [8].

3.6. Capacités additionnelles

L'appareillage permet d'opérer avec des cibles polarisées. Des cibles avec 90% de polarisation du proton (NH_3 solide) et 50% de polarisation de neutron (ND_3) seront disponibles.

Il permet aussi d'effectuer des expériences de photoproduction grâce à un système de "tagging" et l'effet de *Bremsstrahlung* [9]. Le système radiateur/tagger est constitué d'un aimant dipolaire uniforme ($\approx 11.3 \text{ kG}$) et permet de produire des photons d'énergie entre 20% et 95% de l'énergie de l'électron à des taux de $10^{-7}/\text{s}$ et de mesurer leur énergie par "étiquetage" avec une résolution en énergie $\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = .3\%$.

4. Conclusion

La très bonne résolution en impulsion ($\frac{\delta p}{p} \approx .5\%$ FWHM à petits angles) et sa grande acceptance ($\approx 3\pi$) font de CLAS un outil unique pour l'étude de la matière nucléaire. Le programme de physique est vaste et comprend de manière générale les études de réactions où il y a plus de deux particules non corrélées dans l'état final, les expériences nécessitant une faible luminosité (en photons taggés, avec cible polarisée,...) et les réactions à faible section efficace où la grande acceptance de CLAS permet de "compenser" et d'obtenir des taux de comptage raisonnables. Un exemple typique est la première¹ mesure [11] de l'asymétrie de spin du faisceau pour la réaction DVCS (partie droite de la figure 1) à grand transfert d'impulsion, réaction à très faible section efficace par excellence et surtout, premier pas vers un accès au moment orbital des quarks à l'intérieur du nucléon [1].

Soulignons finalement quelques défis que la construction et la mise en opération de CLAS ont du affronter et qui correspondent, pour certains, à des performances uniques en leur genre :

- L'aimant toroïdal supraconducteur : par l'intensité du champ et sa forme géométrique.
- Les chambres à dérive à une telle échelle : 36.000 fils actifs, 130.000 fils au total, dans une géométrie particulière.
- Le système d'acquisition, le stockage sur disque, l'analyse *on-line* : 10 MBytes/s à extraire de façon continue.
- Et plus généralement, c'est une des premières fois que la communauté de la physique hadronique et de la sonde électromagnétique se rassemble à un tel degré pour concevoir, construire et utiliser un détecteur d'une telle échelle : 34 instituts internationaux, 130 collaborateurs permanents, 60 millions de dollars de budget de construction,...

Pour en savoir plus sur la collaboration CLAS, nous invitons le lecteur à consulter la page "web" : "<http://www.jlab.org/Hall-B>".

REFERENCES

1. K. Goetze, M. V. Polyakov and M. Vanderhaeghen, *Prog.Part.Nucl.Phys.* 47 (2001) 401.
2. "White Book", *The Science driving the 12 GeV upgrade of CEBAF*, http://www.jlab.org/div_dept/physics_division/GeV.html
3. *Elfe : Physics Motivation*, http://www-dapnia.cea.fr/Sphn/Elfe/Report/ELFE_phys.pdf, to appear as a NUPPEC report and "TESLA : The superconducting electron positron linear collider with an integrated X-Ray laser laboratory", Technical Design Report. PT. 6 : Appendices. Chapter 4 : ELFE : The Electron Laboratory For Europe. By TESLA-N Study Group (M. Anselmino et al.). DESY-01-011FD, DESY-2001-011FD, DESY-TESLA-2001-23FD, DESY-TESLA-FEL-2001-05FD, ECFA-2001-209FD, Mar 2001. 17pp.

¹quasi-simultanément avec l'expérience HERMES précédemment mentionnée [10].

4. M. Mestayer et al., Nucl. Instr. Meth. A **449** (2000) 81.
5. E.S. Smith et al., Nucl. Instr. Meth. A **432** (1999) 265.
6. S. Taylor et al., Nucl. Instr. Meth. A **462** (2001) 484.
7. G. Adams et al., Nucl. Instr. Meth. A **465** (2001) 414.
8. M. Amarian et al., Nucl. Instr. Meth. A **460** (2001) 460.
9. D. Sober et al., Nucl. Instr. Meth. A **440** (2000) 263.
10. A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182001.
11. S. Stepanyan et al., Phys.Rev.Lett. **87** (2001) 182002.

Hautes résolutions en position et temps avec des DéTECTEURS gazeux à ionisation

Joël POUTHAS

Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay Cedex ; pouthas@ipno.in2p3.fr

Résumé

Ce cours traite des principes de fonctionnement et des caractéristiques des détecteurs gazeux à ionisation utilisés pour les mesures de position ou de temps. Les deux premières parties sont des rappels des notions essentielles (mouvement des électrons et des ions, multiplication dans le gaz, création du signal) et leurs applications au compteur proportionnel et à la chambre à fils. La formation du signal est expliquée par le théorème de Ramo. Le troisième chapitre porte sur les principaux types de chambres à fils : chambre à dérive, chambre à lecture par influence sur les cathodes, TPC. Il évoque aussi quelques aspects techniques de construction et de vieillissement. Le chapitre suivant présente les détecteurs de type "Plaque parallèle" (PPAC, compteur de Pestov). Une part importante est consacrée aux RPC ("Resistive Plate Chamber") et leurs performances temporelles. La cinquième partie est consacrée aux détecteurs "Micro-pattern" qui utilisent des *micro-structures* pour l'amplification gazeuse. Après un rappel sur les MSGC, les nouveaux détecteurs MICROMEGAS, CAT, GEM et quelques applications sont présentés. Le dernier chapitre est une bibliographie avec des commentaires sur les sources utilisées.

Abstract

This document presents the principles and the characteristics of the gaseous ionisation detectors used in position and timing measurements. The first two parts recall the main notions (electron and ion motions, gaseous amplification, signal formation) and their applications to the proportional counter and the wire chamber. The explanation of the signal formation makes use of the Ramo theorem. The third part is devoted to the different types of wire chambers : drift or cathode strip chambers, TPC. Some aspects on construction and ageing are also presented. Part 4 is on the detectors in which the multiplication is performed by a "Parallel Plate" system (PPAC, Pestov counter). Special attention is paid to the RPCs (Resistive Plate Chambers) and their timing resolutions. Part 5 concentrates on "Micro-pattern detectors" which use different kinds of micro-structure for gaseous amplification. The new detectors MICROMEGAS, CAT and GEM and some of their applications are presented. The last part is a bibliography including some comments on the documents.

1. Principes généraux des détecteurs gazeux à ionisation

Dans un détecteur gazeux à ionisation, le phénomène primaire est la production de paires électron-ion par interaction des particules dans un gaz ou un mélange gazeux maintenu à pression constante dans une enceinte. La polarisation d'électrodes, placées à la périphérie ou dans le volume de l'enceinte, fournit un champ électrique qui engendre le déplacement des électrons et des ions. Avec des champs électriques intenses, on peut obtenir un accroissement important des charges par des processus d'avalanches dans le gaz. Le déplacement de l'ensemble des charges électriques crée, par influence sur les électrodes, des signaux qui sont traités par des dispositifs électroniques adaptés.

Les processus d'ionisation, d'avalanche, de transport et de diffusion sont bien résumés dans les paragraphes 6.2, 6.3 et 6.4 de la Ref.2. Ils sont développés dans les chapitres 1, 2 et 4 de la Ref.8. Le document de Sauli ⁹⁾ de 1977 est toujours une source intéressante.

1.1. Ionisation

Le dépôt d'énergie dans un milieu dépend de la nature de la particule et de son énergie. Nous considérerons principalement la détection de particules chargées au minimum d'ionisation. Au delà de la complexité des processus impliqués dans les phénomènes d'ionisation, le plus important pour la détection est le nombre de paires électron-ion créées. Un des paramètres essentiels est donc l'énergie moyenne de création d'une paire. Cette énergie qui, en raison des autres processus d'excitation, est plus grande que le potentiel d'ionisation est d'environ 30 eV. Elle varie avec la nature du gaz : 41 eV pour l'hélium ; 26 pour l'argon et 22 pour le xénon ^{2,8,9)}. Pour les détecteurs minces, majoritairement utilisés en mesure de position, le nombre d'interactions de la particule avec le gaz est faible et les différents processus de transfert d'énergie conduisent à des fluctuations importantes qui sont assez bien décrites par une distribution de Landau. Comme le montre la Fig.1, la distribution de Landau est beaucoup plus étendue qu'une distribution gaussienne. Ces grandes fluctuations ont des conséquences sur l'électronique qui doit traiter une grande dynamique de signaux. Dans les processus d'ionisation, il faut aussi ne pas oublier la possibilité d'éjection d'électrons de grande énergie (supérieure à quelques keV) ou "rayons δ " ⁹⁾ qui peuvent perturber les mesures de localisation.

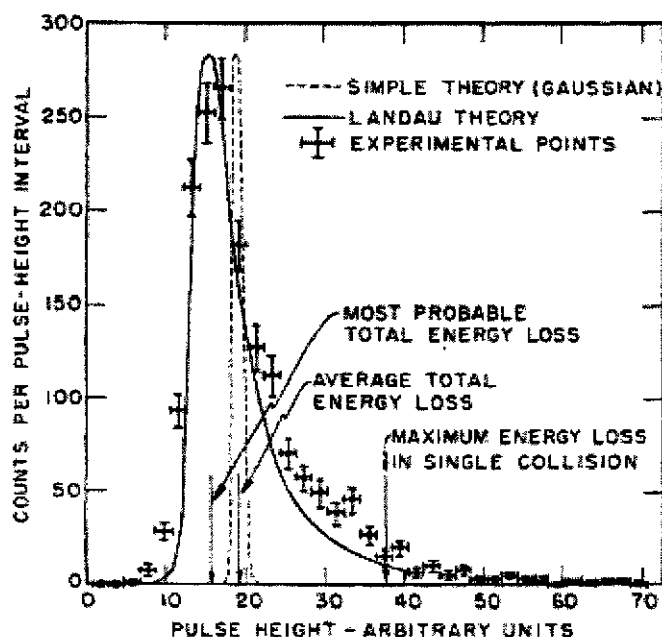


Fig.1. Distribution typique de la perte d'énergie dans un absorbeur mince. Les points expérimentaux ont été obtenus avec un faisceau de protons de 31,5 MeV dans un compteur proportionnel.

(Ref.20, reproduit dans Ref.10).

1.2. Mouvement des électrons et des ions

Sous l'action du champ électrique, les électrons et les ions créés par ionisation sont accélérés et migrent vers les électrodes. Cette accélération est très rapidement interrompue par les collisions avec les molécules de gaz. Les charges se déplacent en fait avec une vitesse moyenne de dérive ("Drift velocity") qui dépend du champ électrique et de la pression de gaz.

Pour les ions positifs, la vitesse de dérive (v^+) s'exprime en fonction du champ électrique (E) et de la pression du gaz (p) par :

$$v^+ = \mu^+ \cdot E \cdot (p_0/p) \text{ où } p_0 \text{ est la pression normale et } \mu^+ \text{ la mobilité}$$

La mobilité des ions est pratiquement constante sur un grand domaine de champ électrique et dépend de la nature du gaz. Les valeurs typiques ^{5, 8, 9)} vont de 0.5 à quelques $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$. Elles conduisent à des vitesses de dérive très faibles et des temps de collection relativement longs (de l'ordre de la milliseconde pour des détecteurs standards).

En raison de leur faible masse, le mouvement des électrons est plus complexe et la mobilité dépend du champ électrique. Les vitesses de dérive sont de l'ordre de mille fois supérieures à celle des ions ^{21,22)}. La Fig.2 donne des résultats de mesure pour des mélanges gazeux souvent utilisés dans des détecteurs gazeux.

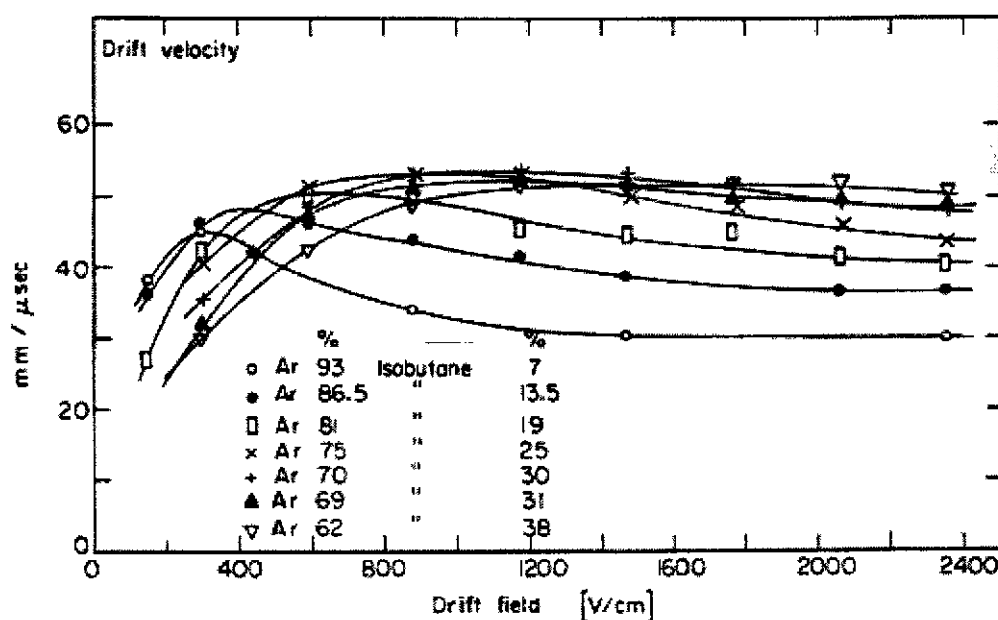


Fig.2. Vitesses de dérive des électrons dans des mélanges d'argon et d'isobutane à pression normale. (Ref.21, reproduit dans la Ref.9).

Une approche incluant les effets de diffusion, de champ magnétique, d'impuretés (gaz électronégatifs), est fournie par Sauli dans son document sur les chambres à fils ⁹⁾ ainsi que dans le livre de Kleinknecht ⁵⁾ (chapitre 1.3. "Electrons and ions in gases"). Le chapitre 2 du livre de Blum et Rolandi ⁸⁾ ("The Drift of Electrons and Ions in Gases") est une présentation détaillée du sujet avec comme objectif une application aux chambres à dérive.

1.3. Multiplication par avalanche

Dans les zones de fort champ électrique, les électrons créés par l'ionisation acquièrent une énergie suffisante pour ioniser le gaz et créer ainsi des électrons secondaires qui peuvent ioniser à leur tour... On obtient ainsi une multiplication du nombre d'électrons par un phénomène d'avalanche.

Le coefficient de multiplication M (nombre d'électrons créés n / nombre d'électrons primaires n_0) sur une longueur x peut s'exprimer par :

$$M = n/n_0 = \exp(\alpha \cdot x) \quad \text{où } \alpha \text{ (premier coefficient de Townsend) est la probabilité d'ionisation par unité de longueur.}$$

La valeur de α dépend du champ électrique réduit (E/p) qui peut varier à l'intérieur du détecteur. Il faut alors remplacer α par son intégration sur le parcours considéré^{2,9,10,23}. La multiplication est limitée par les phénomènes de décharge qui dépendent fortement du mélange gazeux. Raisonnablement, on n'excède pas des gains de l'ordre de 10^4 à 10^6 dans la plupart des détecteurs, sauf pour ceux, comme les compteurs Geiger-Mueller qui utilisent justement ce phénomène de décharge.

1.4. Influence sur les électrodes : Théorème de Ramo

L'idée d'un signal obtenu par "collection des charges" sur les électrodes peut prêter à confusion. Dès leurs apparitions, les électrons et les ions créent par influence sur les électrodes des charges qui constituent le signal du détecteur. L'évolution temporelle de ce signal peut être obtenue par des considérations d'équilibre d'énergie comme cela est fait pour la chambre d'ionisation et le compteur proportionnel dans les Refs 1, 2 et 4. Une autre manière, plus élégante, est de reprendre des travaux anciens comme ceux de Shockley²⁴ et Ramo²⁵ sur l'influence des déplacements de charge sur les électrodes de tubes sous vide²⁶. L'application du théorème de Ramo aux détecteurs et tout particulièrement aux semiconducteurs a suscité beaucoup de controverses²⁷ dans les années soixante en raison de la présence de charges fixes dans le volume. Sa validité ne fait plus de doute aujourd'hui²⁸, même si son application reste parfois délicate. Le théorème de Ramo qui se déduit des théorèmes de réciprocité en électrostatique, peut pour notre application aux détecteurs s'énoncer de la manière suivante :

Dans un système à n électrodes, la charge (q_a) induite sur "l'électrode a" par une charge ponctuelle (q) en mouvement est donnée par : $q_a = - q \cdot \varphi'_a(\mathbf{r})$ et sa variation (dq_a/dt) ou courant induit (i_a) par : $i_a = q \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}'_a(\mathbf{r})$ où \mathbf{v} est la vitesse instantanée de q et $\varphi'_a(\mathbf{r})$ et $\mathbf{E}'_a(\mathbf{r})$ sont le potentiel et le champ électrique qui existeraient avec la charge q en \mathbf{r} , "l'électrode a" mise à un potentiel 1 et toutes les autres électrodes à un potentiel nul. (Les caractères en gras sont des vecteurs)

Remarque. Il faut faire attention au sens du courant qui, dans le théorème de Ramo, est celui reçu par l'électrode. Or, à l'entrée d'une électronique couplée à cette électrode, le courant est "fourni" par le détecteur et donc de sens opposé.

La modélisation du signal peut donc être découplée en deux parties : déplacement des charges dans le champ électrique réel, puis calcul à tout instant de leurs influences électrostatiques. A titre d'exemple (Fig.3), considérons la formation du signal dans un détecteur simple : une chambre d'ionisation.

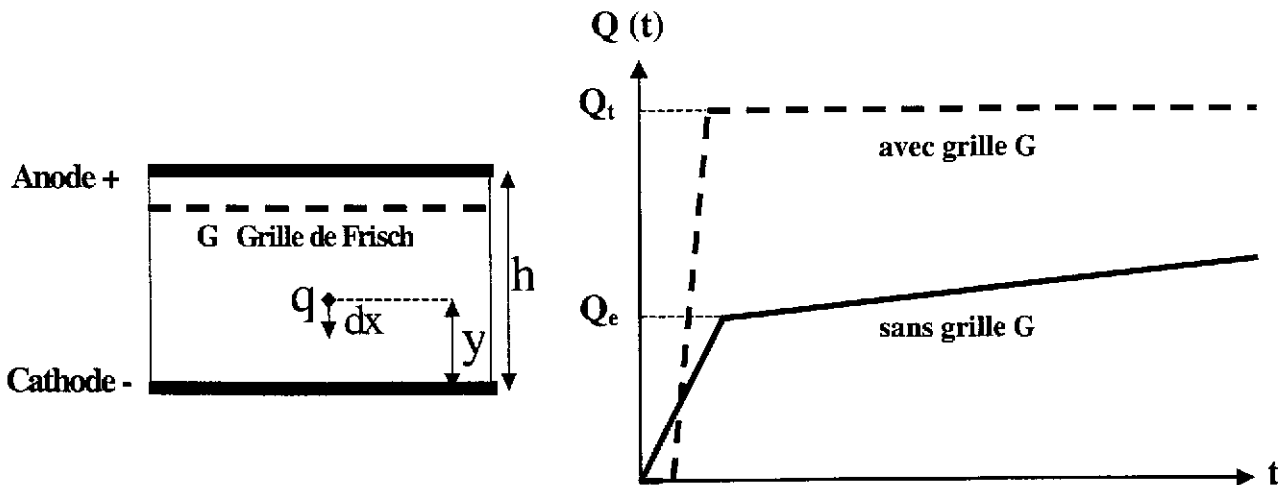


Fig.3. Principe de formation du signal dans une chambre d'ionisation. $Q(t)$ est la charge reçue par l'anode du détecteur. (voir texte).

Considérons une paire électron/ion créée dans une chambre d'ionisation, c'est à dire entre deux plaques ayant une différence de potentiel V_a . Soit q la charge électrique de l'ion. La variation de charge (dQ_i), vue par l'anode, pour un déplacement dx , est donnée par:

$$i = dQ_i/dt = q \cdot v \cdot E(\text{pour } V_a = 1) = q \cdot (dx/dt) \cdot (1/h)$$

$$\text{et } dQ_i = q \cdot (1/h) \cdot dx$$

L'expression est la même pour l'électron (charge $-q$) qui se déplace dans l'autre sens ($-dx'$)

Lorsque la charge positive (ion) s'éloigne de l'anode (dx), la variation de charge due à ce mouvement est : $dQ_i = q \cdot dx/h$. De même, l'électron en s'approchant (dx') crée une variation de charge (également positive) et égale à : $dQ_e = q \cdot dx'/h$. En intégrant sur les parcours respectifs, on obtient finalement :

Charge due à l'ion :	$Q_i = q \cdot y/h$	
Charge due à l'électron :	$Q_e = q \cdot (h-y)/h$	
Charge totale :	$Q_t = q$	et non pas deux fois q !

L'influence s'arrête lorsque les charges atteignent les électrodes et la contribution des électrons et des ions au signal dépend de la proximité, (y) ou ($h - y$), des électrodes. En raison de leur grande différence de vitesse, la contribution des électrons est beaucoup plus rapide que celle des ions (cf. Fig.3). L'introduction d'une grille (dite de Frisch) permet de limiter la formation du signal à l'influence du seul mouvement des électrons entre cette grille et l'anode et d'obtenir ainsi un signal (assez rapide) ne dépendant pas de y . Le mouvement des ions est "écranté" (comme celui des électrons) jusqu'à la traversée de la grille.

Le théorème de Ramo ne donne pas la distribution des charges en surface des électrodes, un paramètre important dans les mesures de localisation. Pour l'obtenir, on peut recourir à une autre méthode : calcul du champ E_s en surface du conducteur, puis déduction de la densité de charge par $\epsilon_0 \cdot E_s$. (cf. par exemple le § 6.8 de Feynmann²⁹).

1.5. Electronique de lecture

Les informations des détecteurs ne peuvent être exploitées qu'avec une électronique de lecture adaptée. En première approximation, le détecteur est équivalent à un générateur de courant (I_D) placé aux bornes d'un condensateur de capacité équivalente au détecteur (C_D). En régime d'impulsion qui est le mode utilisé pour les mesures de position et de temps, la chaîne de mesure comprend en général (avant la conversion numérique) un préamplificateur suivi d'un filtre. Le choix de ces éléments dépend des optimisations recherchées telles que le rapport signal sur bruit, les fluctuations temporelles ou le taux de comptage ¹²⁾.

La simulation de la forme du signal se fait en passant par un calcul symbolique en transformée de Laplace. A l'entrée de l'électronique, représentée par sa fonction de transfert $H(p)$, on injecte le signal fourni par le détecteur [courant $I_D(p)$] en tenant compte des caractéristiques du détecteur tels que sa capacité ¹²⁾. Pour trouver la forme temporelle du signal, il faut souvent recourir à des méthodes numériques car les solutions analytiques n'existent que dans des cas simples. Néanmoins, il est toujours intéressant d'essayer de simplifier le problème et de "se représenter le signal" en ne conservant que les constantes de temps intéressantes dans la zone d'étude.

A titre d'exemple (Fig.4, à droite), reprenons la chambre d'ionisation connectée à une électronique simplifiée réduite à un préamplificateur de charge de contre réaction RC. Le fonctionnement peut être assimilé (au premier ordre) à la charge de la capacité ($dV/dt = I_D/C$) en concurrence avec la décharge à travers la résistance (constante de temps RC). La Fig.4 montre les effets pour des constantes de temps courtes et longues devant le temps de collection des ions (t^+). Dans cet exemple, on a pu représenter simplement la forme du signal du détecteur en considérant que le rôle de la capacité du détecteur (C_D) était négligeable et que le temps de montée du préamplificateur était rapide devant le temps de collection des électrons (t^-), c'est à dire que les charges générées par le détecteur étaient instantanément transférées sur la capacité de contre réaction (C) du préamplificateur.

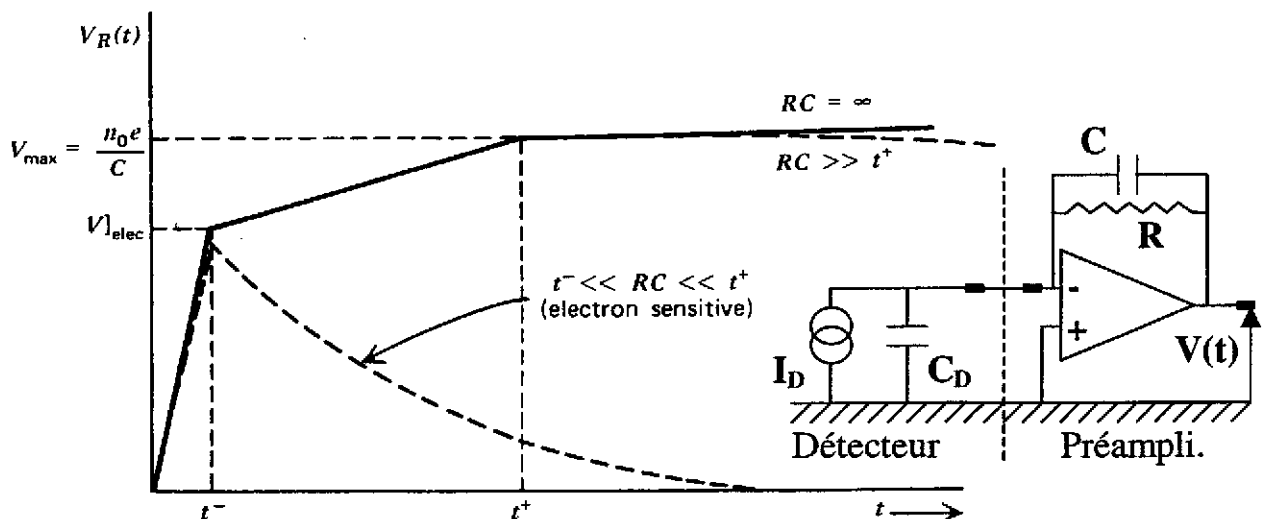


Fig.4. Forme du signal en sortie d'un préamplificateur de charge (inverseur) couplé à l'anode d'une chambre d'ionisation sans grille de Frisch. Les charges sont intégrées sur le condensateur de capacité C. La décroissance du signal dépend des rapports entre la constante de temps du préamplificateur (RC) et les temps de collection des électrons (t^-) et des ions (t^+). Pour les temps longs, on voit la totalité de la charge, mais pour un RC relativement faible le signal ne provient que du mouvement des électrons. (La courbe est extraite de la Ref.1).

2. Du compteur proportionnel à la chambre à fils

Le compteur proportionnel est l'exemple type souvent présenté ^{1,2,3,4,6,9,16}. Il permet de bien introduire les différents régimes de multiplication dans les gaz (de la chambre d'ionisation au compteur Geiger) et il constitue l'élément de base pour la compréhension de la chambre à fils proportionnelle (MWPC : Multi-Wire Proportional Chamber)

2.1. Compteur proportionnel

Un compteur proportionnel est constitué d'une enceinte cylindrique (cathode) avec un fil au centre (anode). Dans cette configuration (Fig.5), le champ électrique à la distance r du centre est : $E(r) = V_a / r \cdot \ln(r_c/r_a)$.

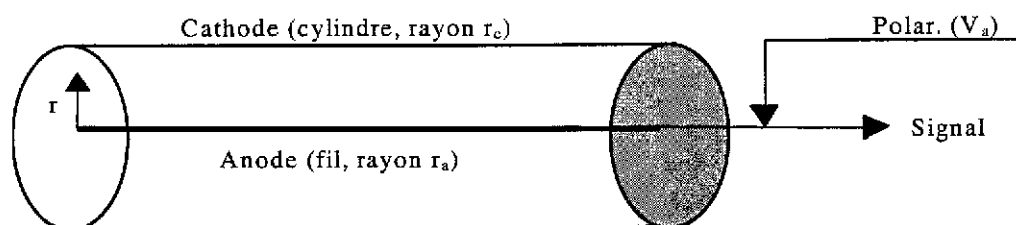


Fig.5. Schéma de principe d'un compteur proportionnel.

De grandes valeurs de champ électrique (10^5 V/cm à la pression normale) peuvent être obtenues au voisinage du fil avec un fil mince (r_a de 10 à 50 μm). La Fig.6 souvent reproduite ³⁰ illustre les différentes régions de fonctionnement d'un compteur à gaz. A très basse tension de polarisation, il y a recombinaison (région I). Lorsque la tension est suffisante, la collection complète est atteinte et on a le régime de chambre d'ionisation (région II). Dans la région III, il y a multiplication avec proportionnalité à la charge déposée. Si on accroît encore la polarisation, on atteint le régime de saturation de gain ou Geiger-Müller (région IV).

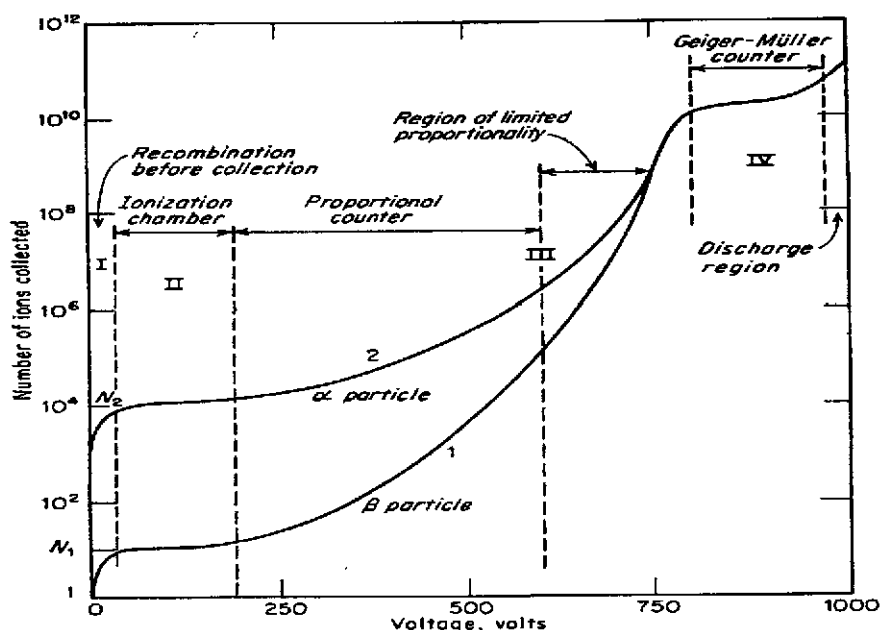


Fig.6. Différents régimes de fonctionnement d'un détecteur à gaz construit suivant le principe de la Fig.5. La courbe représente le nombre d'ions collectés pour différentes tensions d'alimentation et deux particules de pouvoir ionisant très différents (Ref.30).

Le choix du gaz est discuté dans les références 8 et 9. En général, on utilise un mélange avec une composante principale de gaz noble (comme l'argon) et un gaz poly-atomique, le "quencher", (comme l'isobutane) dont le rôle est d'absorber les photons générés par l'excitation du gaz principal.

Pour obtenir une forme approchée du signal, on peut considérer que le mouvement des électrons (et a fortiori des ions) primaires est négligeable devant celui des charges produites en grand nombre dans l'avalanche. Cette avalanche ayant lieu dans la proximité immédiate du fil, on peut négliger le déplacement (très faible) des électrons et dire que le signal provient essentiellement de la dérive des ions créés dans l'avalanche, comme cela est justifié par Mathieson ¹⁶ (appendix 7). Dans le chapitre 2 de son livre, Mathieson ¹⁶) utilise le théorème de réciprocité en électrostatique (analogue au théorème de Ramo) pour calculer la forme temporelle du signal "fourni" par le détecteur sur le fil d'anode :

$$Q_a(t) = - [Q_0 / 2 \cdot \ln(r_c/r_a)] \cdot [\ln(1 + t/t_0)]$$

où $t_0 = [r_a^2 \cdot \ln(r_c/r_a)] / 2 \cdot \mu \cdot V_a$ est un temps caractéristique du détecteur (μ est la mobilité des ions et Q_0 leur charge totale).

Ce résultat est présenté sous différentes formes suivant les auteurs. Certains introduisent la capacité par unité de longueur $[2 \cdot \pi \cdot \epsilon / \ln(r_c/r_a)]$ ou la tension de sortie sur l'anode en supposant le système isolé ^{1,2}.

Le compteur proportionnel est un système fermé à deux électrodes. La charge induite sur la cathode est simplement l'opposée de celle de l'anode. Le courant $i_a(t)$ ("fourni" par l'anode du détecteur) est obtenu directement ^{D1}) ou par dérivation temporelle de $Q_a(t)$:

$$i_a(t) = - [Q_0 / 2 \cdot t_0 \cdot \ln(r_c/r_a)] \cdot [1 / (1 + t/t_0)]$$

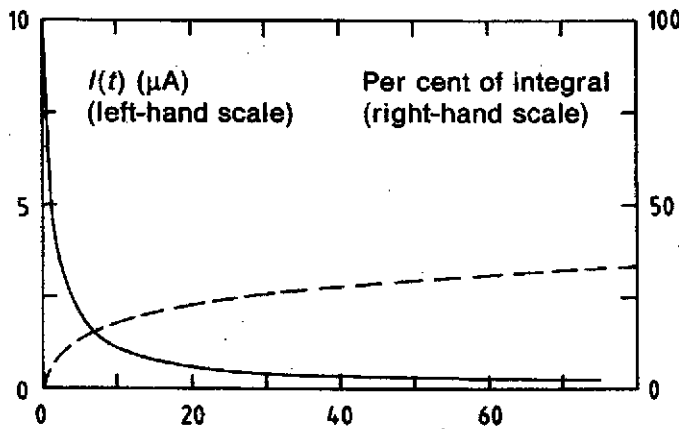


Fig. 7. Forme du signal en courant dans un compteur proportionnel avec $t_0 = 1,25$ ns et $r_c/r_a = 500$. La ligne pointillée est l'intégrale de ce signal (charge) exprimée en pourcentage du total sur l'échelle de droite. Le temps (en abscisse) est en nanosecondes. (Ref.8)

Le signal (Fig. 7) a une composante rapide et une composante de très longue durée souvent appelée "traînée ionique" bien que tout le signal (y compris la partie rapide) soit produit par le déplacement des ions de l'avalanche. La traînée devient gênante lorsque le taux de comptage s'élève car elle entraîne des empilements de signaux. Certains préamplificateurs contiennent des filtres de suppression de ces traînées. La forme du signal de la Fig. 7 correspond plutôt à une ionisation ponctuelle dans le volume du détecteur (Cas des rayons X). Pour des particules chargées, il faut prendre en compte la distribution temporelle des électrons primaires et superposer les réponses pour différents temps d'arrivée de ces électrons dans la zone d'avalanche. Comme le montre l'étude de la Ref. 31, ce phénomène influence le temps de montée du signal qui dépend de la répartition de l'ionisation primaire et du mélange gazeux. La connaissance de la forme du signal est importante pour les détecteurs où la mesure de position est déduite du temps de dérive des électrons (cf. ci-dessous § 3.1).

2.2. Amplification en mode SQS ("Self Quenching Streamer")

Dans le champ électrique intense d'un compteur de type Geiger, l'avalanche produit de nombreux électrons mais aussi des photons qui, en se propageant dans le détecteur, créent de nouvelles avalanches. On obtient un signal de grande amplitude (Région IV de la Fig.6) mais de très faible qualité en position car la décharge se propage tout le long du fil. Si on augmente la proportion de "gaz quencher", on peut avoir une décharge localisée tout en conservant un gain relativement élevé. Le détecteur fonctionne alors en mode dit S.Q.S (Self Quenching Streamer) ou simplement "Streamer" ^{32,33}. Un exemple de régime de fonctionnement de ce type de détecteur ("Streamer tubes") ^{6,33} est présenté sur la Fig.8 pour un mélange gazeux d'argon (60%) et d'isobutane (40%). On voit clairement le passage du mode proportionnel au mode streamer avec coexistence des deux modes autour de 3.5 kV. Des assemblages de "Streamer tubes" en plastique ont été proposés par Iarocci ³⁴ en physique des hautes énergies. Pour ce type d'application, la tendance aujourd'hui est plutôt d'utiliser des RPC ("Resistive Plate Chambers") qui fonctionnent (ou non) dans ce mode "streamer", mais avec une configuration de type plaques parallèles (cf. ci-dessous, chapitre 4, § 4.4).

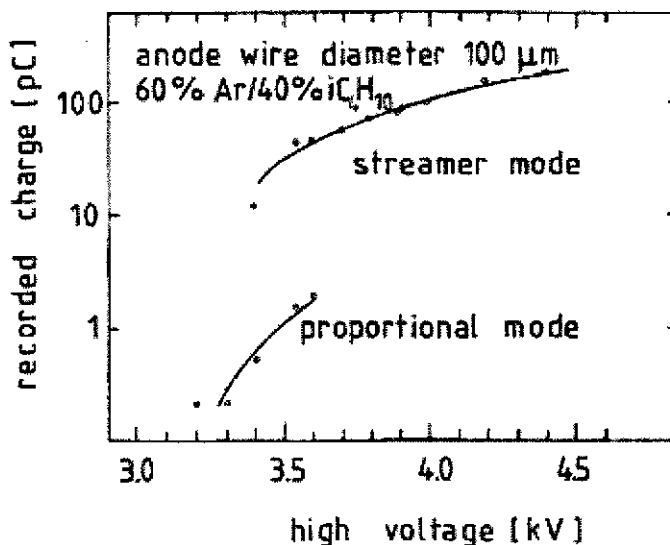


Fig.8. Charge collectée dans un "Streamer tube" en fonction de la tension d'anode. On voit bien le passage du mode proportionnel au "mode streamer" avec cependant une coexistence des 2 modes autour de 3,5 kV. (Ref.33 et 6)

2.3. Chambre proportionnelle multi-fils (MWPC)

La chambre à fils, inventée au CERN par Charpak ³⁵ en 1967-1968 s'est rapidement développée. Elle peut être considérée comme un ensemble continu de compteurs proportionnels. Mais, pour parvenir à cette idée, apparemment simple, fallait-il encore imaginer que l'effet du couplage capacitif entre les fils (dû à l'absence de séparation par des cathodes) serait largement dépassé par l'effet de l'avalanche au voisinage des fils d'anode. Une chambre à fils est donc un ensemble d'anodes constitués de fils minces équidistants, placés entre deux plans de cathode (Fig.9).

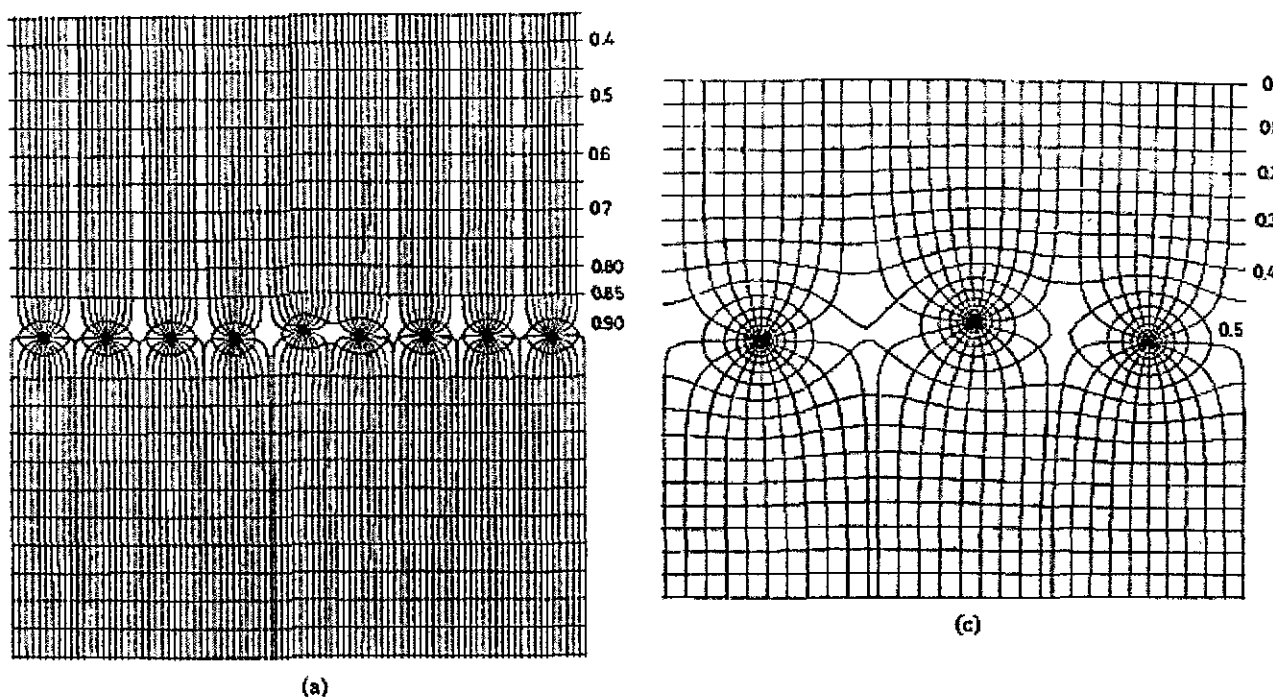


Fig.9. Equipotentielles et lignes de champ dans une chambre à fils plane (vue dans une coupe perpendiculaire aux fils). Les paramètres géométriques essentiels sont la distance entre fils (s), la distance du plan d'anode (fils) au plans de cathode (h) ainsi que le diamètre du fil (r_a). Sur cette figure $r_a = 40 \mu\text{m}$ et ($s = 1 \text{ mm}$, $h = 8 \text{ mm}$) à gauche (a) et ($s = 3 \text{ mm}$, $h = 4 \text{ mm}$) à droite (c). On peut voir aussi l'effet d'un léger déplacement de fils (Ref.36).

En première approximation, les électrons primaires créés lors de l'ionisation se dirigent vers un seul fil et la précision de localisation dans une chambre à fils "classique" est donnée par l'espacement (s) des fils. Pour des raisons d'instabilité des fils (portés au même potentiel), il est difficile d'avoir une valeur de " s " inférieure à 1 mm sur de petits ensembles et à 2 mm sur de grandes surfaces. Nous renvoyons au chapitre 6 du cours de Sauli ⁹⁾ (résumé dans la Ref.37 et souvent repris dans d'autres études) pour les informations essentielles sur les MWPC. Dans les chapitres 3, 4 et 5 de son étude, Mathieson ¹⁶⁾ développe les aspects théoriques (et leurs approximations) liés à la formation du signal : potentiel, lignes de champ, trajectoires des ions, influences sur les fils d'anode et sur les plans de cathode.

2.4. Signal induit sur les cathodes d'une chambre à fils

La connaissance de la distribution de charges induite sur les cathodes d'une MWPC est importante car elle peut conduire à de très bonnes résolutions spatiales (cf. chapitre suivant, § 3.2). Le calcul à une dimension peut se faire par la méthode des images en supposant que la charge créée dans l'avalanche est simplement localisée à mi-distance entre les 2 plans de cathode ^{29,38)}. Gatti et al. ³⁹⁾ donnent une formule empirique à trois paramètres pour l'induction développée dans la direction parallèle aux fils d'anode. L'étude la plus complète est celle de Mathieson, d'abord publiée dans la série d'articles, "Cathode charge distribution in multiwire chambers" ⁴⁰⁾, puis résumée dans sa monographie ¹⁶⁾. Un des résultats principaux, dans la continuité des travaux de Gatti, est l'expression, en fonction d'un seul paramètre (K_3) de la distribution de charge induite $\rho(\lambda)$ (avec $\lambda = x/h$) sur les cathodes planes d'une chambre

symétrique. Les formules de Mathieson et la signification des variables sont données dans la Fig.10. Les résultats sont remarquables car les paramètres géométriques de la chambre (h , s , r_a) sont rassemblés (pour un grand domaine de variation) en une seule valeur (K_3) à la fois pour des coordonnées (x) parallèles et perpendiculaires au plan de fils. Pour les petites valeurs de h/s ($h/s < 1$, rares dans les chambres réelles), le paramètre K_3 diffère légèrement pour les 2 directions (cf. les Fig. 5.3 a) et b) de la Ref.16).

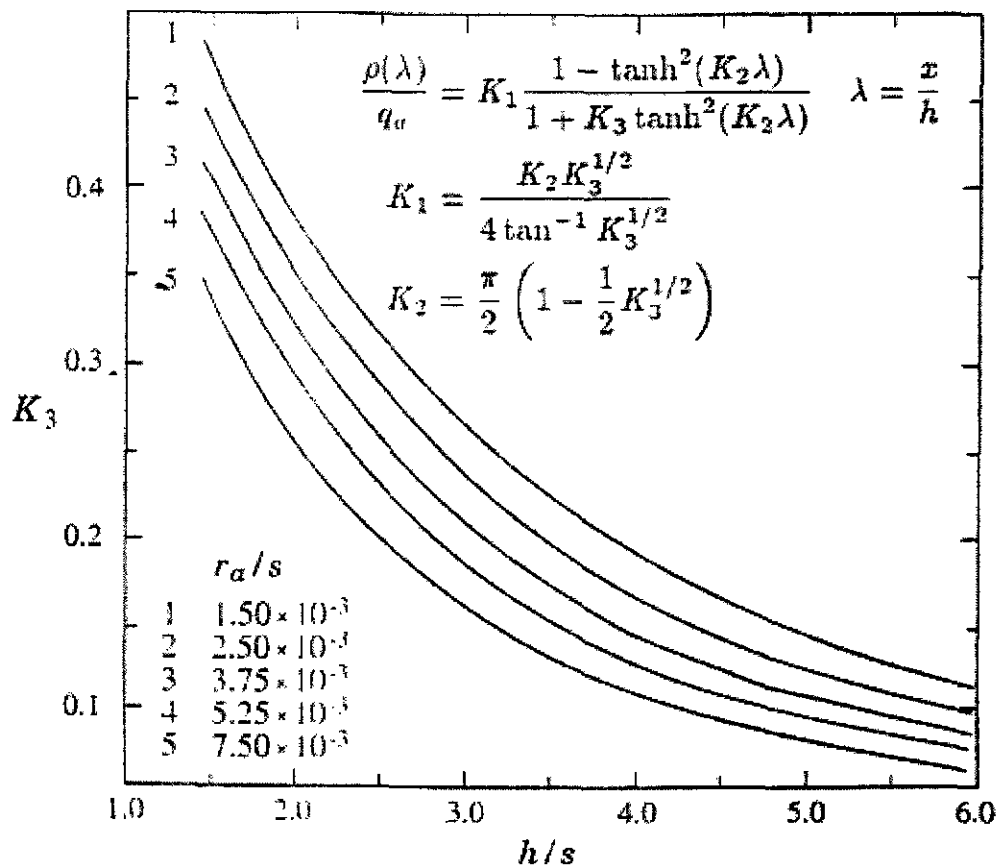


Fig.10. Formules de Mathieson donnant la distribution de charge induite $\rho(\lambda)$ sur les cathodes d'une chambre symétrique en fonction de la coordonnée réduite $\lambda = x/h$ où h est la distance anode/cathode, x la coordonnée sur un axe parallèle ou perpendiculaire à la direction des fils, r_a est le rayon du fil, s la distance entre fils et q_a est la charge totale induite (sur le fil d'anode). Cette distribution de charge est exprimée en fonction des paramètres K_1 , K_2 et K_3 qui peuvent se calculer à partir des valeurs de K_3 données (en fonction de h/s) sur les abaques de la figure. (Ref.16 et 40)

3. Chambres à fils à dérive, à pistes, à damiers. TPC

Une chambre à fils classique (MWPC) fournit une mesure de position à une dimension dont la précision est directement liée à l'écartement des fils (s). Si on considère simplement que les mesures suivent une distribution carrée de largeur s centrée sur le fil, la "résolution rms" ("root mean square", écart type de la distribution des mesures) est $\sigma = s/\sqrt{12}$. Différentes méthodes de lecture permettent d'améliorer considérablement cette résolution. Nous allons donner un résumé des deux principales : la mesure du temps de dérive des électrons primaires et l'utilisation de l'influence sur les cathodes. La localisation par division de charges sur un fil résistif (compteur proportionnel ⁴¹) et même chambre à fils ^{42,43}) qui permet de limiter le nombre de voies d'électronique, n'est plus beaucoup utilisée aujourd'hui. On peut en trouver une analyse théorique dans la Ref.44 et une description d'applications en physique nucléaire (compteur proportionnel) dans la Ref.10. Nous terminerons par un bref aperçu sur un détecteur gazeux tridimensionnel : la "T.P.C.", "Time Projection Chamber", traduit souvent par "chambre à projection temporelle".

3.1. Chambres à dérive (Drift Chambers)

Dans une chambre à dérive, la mesure de position est déduite du temps de dérive, c'est à dire du temps mis par les électrons primaires pour parvenir dans la zone de multiplication au voisinage des fils. Ce mode de fonctionnement nécessite une référence temporelle fournie par un système de déclenchement externe, comme, par exemple, des scintillateurs plastiques. La Fig.11 (Haut) donne le schéma de principe de la première chambre à dérive ⁴⁵) introduite en 1969. Dans l'espace de 3 cm placé au dessus d'une chambre à fils, la mesure du temps de dérive entre le passage des particules du faisceau et la MWPC donne la coordonnée verticale. La première chambre véritablement opérationnelle avec son système de lecture électronique a été construite en 1971 par Walenta ⁴⁶) (Fig.11, Bas). Les fils d'anode (sense Wire), séparés par des fils de champ (field Wire), constituent un plan placé entre deux plans de cathode à fils.

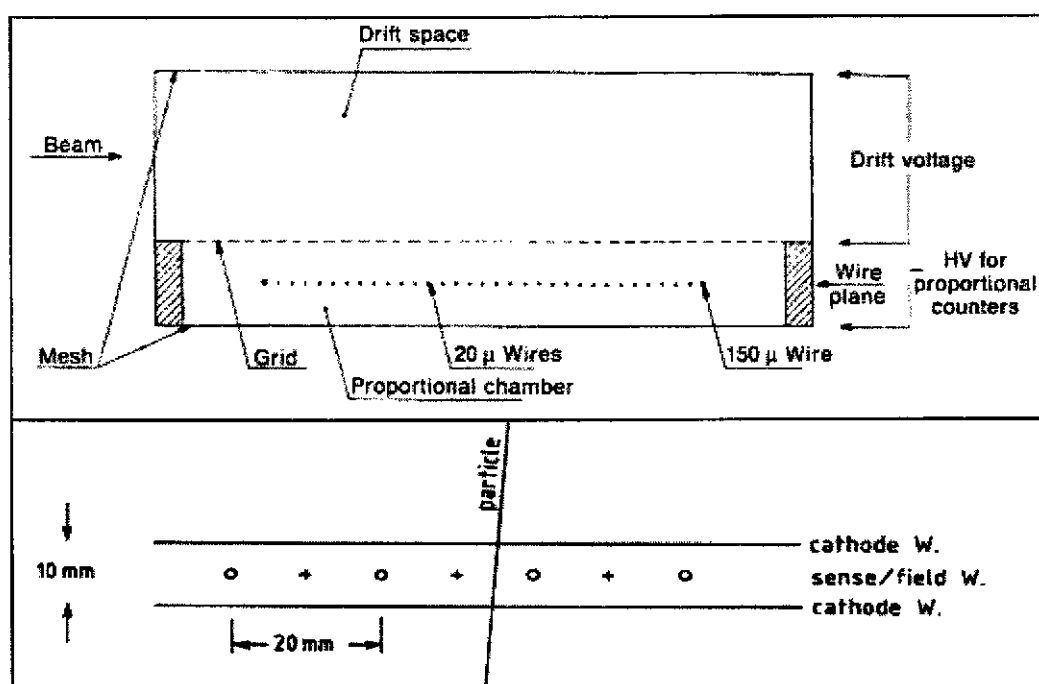


Fig.11. Premières chambres à dérives de Bressani et al. (partie supérieure de la figure, Ref.45, 1969) et de Walenta et al. (partie inférieure, Ref.46, 1971). (Extrait de la Ref.8)

Les chambres à dérive sont encore très utilisées aujourd'hui car elles donnent de bonnes résolutions en position avec des détecteurs de très faibles longueurs de radiation, c'est à dire de faibles épaisseurs de matière. On peut citer par exemple la détection de paires d'électrons dans les chambres ⁴⁷⁾ du projet HADES dont la construction s'achève actuellement au GSI (Darmsdat, Allemagne). Chaque station de détection (2 avant et 2 après un aimant toroïdal) est composée de 6 secteurs. Chaque secteur est un ensemble compact de chambres à dérives comprenant 13 plans de fils successifs (7 cathodes et 6 "anode/champ"). Les fils des plans d'anode/champ ont des inclinaisons différentes afin de traiter les ambiguïtés dues aux multiparticules. Les résolutions obtenues sont de l'ordre de 100 μm .

Le livre de Blum et Rolandi ⁸⁾ présente quelques exemples de chambres à dérive (chapitre 10), mais surtout il traite des fondements physiques et donne des résultats de mesure des phénomènes essentiels tels que l'ionisation, la dérive et la multiplication dans les gaz. Le chapitre 6 est consacré à la précision des mesures de position et à leurs limites fondamentales tels que la présence de champ magnétique ou l'ionisation sous forme de "clusters" le long de la trajectoire de la particule. Le chapitre 7 traite de la précision de reconstruction des traces à partir des mesures dans les chambres, car ce type de détecteur est principalement utilisé pour mesurer des trajectoires de particules et leurs déviations dans des champs magnétiques. La qualité de détection ne prend véritablement son sens que dans le système global incluant les méthodes de "fit", ou comme le disent avec humour les auteurs : "The proof of the pudding is in the eating, and the proof of the drift chamber is in the track parameters" ^{8, page 201}.

3.2. Chambres à lecture par influence sur les cathodes

Au lieu de considérer le signal induit sur les fils, on peut s'intéresser à celui créé sur les cathodes d'une chambre à fils. La Fig.12 donne la forme de la distribution en charges dont l'approche théorique a été résumée dans le chapitre précédent (§ 2.4). Si dans une chambre, un (ou les deux) plan de cathode est fractionné en pistes ("strips"), il est possible d'obtenir des signaux induits sur plusieurs pistes adjacentes (cf. schéma de principe de la Fig.13).

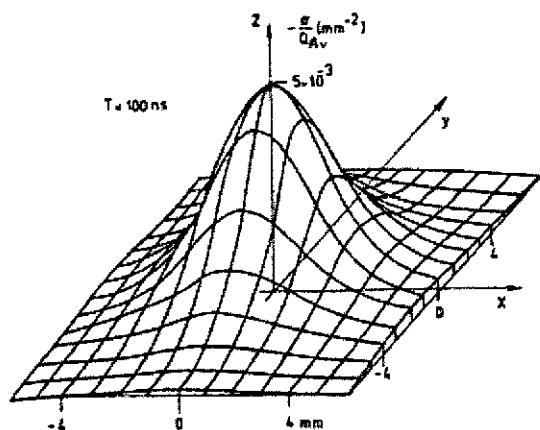


Fig.12. Forme de la distribution de charge induite sur un plan de cathode de chambre à fils (Ref.48)

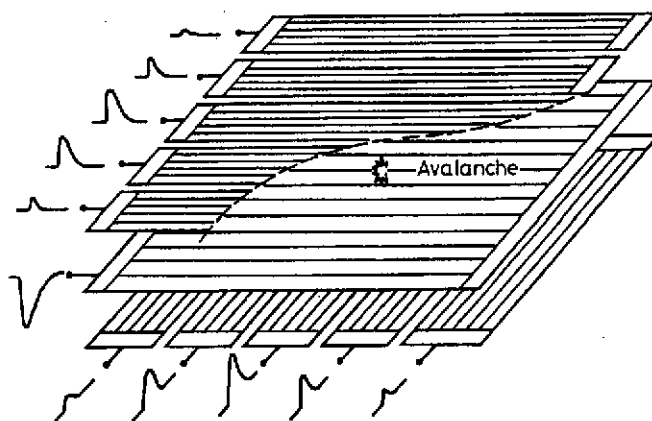


Fig.13. Schéma de principe d'une chambre à fils de type CSC (Cathode Strip Chamber) (Ref.49)

La mesure de localisation (position de l'avalanche sur le fil) résulte d'algorithmes de reconstruction tel que le calcul de centre de gravité des charges induites sur les pistes⁵⁰⁾. Les deux cathodes peuvent être divisées en pistes (fils ou bandes sur des plans), mais la précision de la mesure n'est pas la même dans les deux directions. En effet, le signal est lié à la position de l'avalanche sur le fil et on obtient une meilleure résolution que dans la direction des fils. Dans l'autre direction (perpendiculaire aux fils), la précision est celle d'une chambre classique donnée par l'écartement des fils.

La division des plans de cathodes peut se faire de différentes façons : en pistes (CSC ou Cathode Strip Chamber)^{49, 51)}, en pavés ou damiers (CPC ou Cathode Pad Chamber)⁵²⁾ et même en formes plus complexes : chevrons, "Backgammon", "Wedge and strip electrode"⁵³⁾ ... Dans sa thèse^{D1)}, Bo Yu donne une revue de ces différentes méthodes d'interpolation. A titre d'exemple, citons les chambres (CPC) de trajectographie du "Bras Dimuons" d'ALICE^{D2,D3)}. Une des difficultés résulte de la grande densité de particules au sein du même événement qui entraîne un morcellement important des plans de cathode et un grand nombre de voies d'électronique. Des résolutions spatiales de l'ordre de 30 μm ont été obtenues (dans la direction des fils) sur des prototypes^{D4)} avec des distances entre fils et entre anode/cathode de 2,5 mm et des largeurs de damiers de 5 mm. En tenant compte de l'inclinaison des trajectoires (de 2 à 10 degrés) et en considérant la totalité de la chambre, les résolutions devraient rester inférieures à 100 μm . Cette résolution est quand même plus de 7 fois (localement 25 fois) meilleure que la résolution ($2,5 / \sqrt{12}$) d'une chambre à fils de même pas ! Ces performances ne peuvent être obtenues qu'avec une électronique bas bruit et des étalonnages soignés.

3.3. Chambre à projection temporelle (TPC)

Il existe différentes réalisations de chambres à fils en volume^{6,8)}, mais comme le dit Grupen "The *crème de la crème* of track recording in cylindrical detectors at the moment is realized with the time projection chamber"^{6, page 117)}. La TPC est en général un détecteur cylindrique double (Fig.14) avec une cathode centrale portée à un fort potentiel et deux anodes équipées de détecteurs. Dans le champ électrique (cathode/anode de l'ordre de 20 kV/m), les électrons créés par ionisation le long de la trajectoire de la particule se déplacent vers l'anode. Les temps de dérive donnent les distances de la trajectoire à l'anode (dimension Z). Les secteurs d'anode sont constitués de chambres à fils à lecture bidimensionnelle (dimensions X et Y) sur un plan de cathode fractionné en damiers ("pads"). La seconde cathode (coté volume de la TPC) est une grille qui doit être largement transparente aux électrons venant de la trajectoire.

Le principe et le nom de "T.P.C." ont été introduits dès 1976 par D. Nygren à Berkeley et le premier détecteur de ce type a été construit avec succès pour l'expérience PEP-4 à Stanford^{D5)}. Les TPC ont été principalement utilisées sur des anneaux de collision, comme au LEP dans les expériences ALEPH^{54, 55)} et DELPHI⁵⁶⁾. C'est encore le cas aujourd'hui avec les expériences utilisant des faisceaux d'ions lourds de très haute énergie: STAR⁵⁷⁾ sur RHIC ou ALICE^{D6)} sur le futur LHC. La TPC est en général positionnée autour de l'axe du collisionneur et dans un champ magnétique uniforme de même direction. Le champ magnétique permet non seulement de mesurer l'impulsion des particules à partir de la déviation de leurs trajectoires, mais il joue aussi un rôle important dans la séparation des traces voisines. En effet, le champ magnétique et le champ électrique ayant la même direction, la diffusion transverse reste limitée pendant le processus de dérive des électrons.

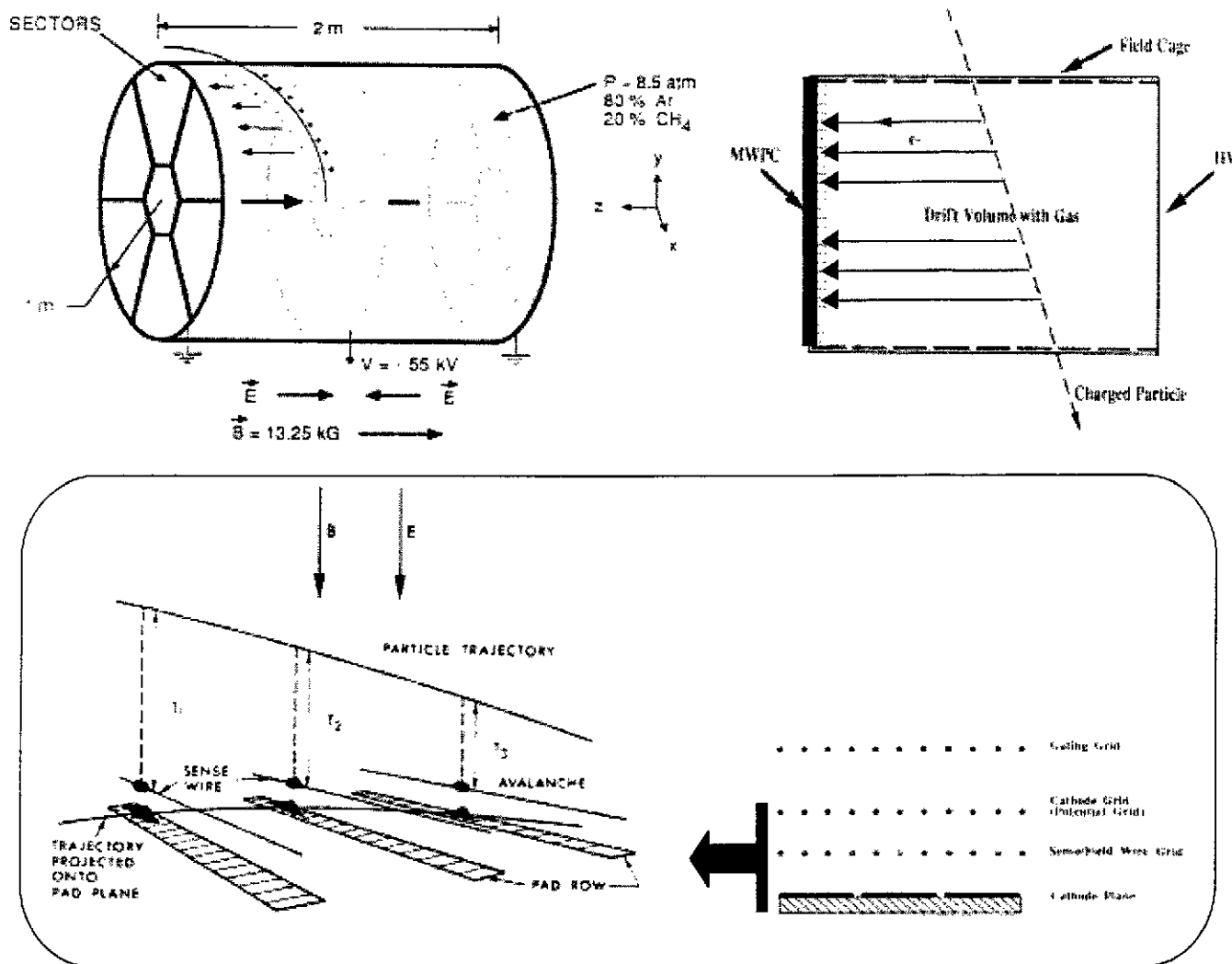


Fig.14. Schéma de principe de la TPC de PEP 4 (en haut, à gauche). La coordonnée (Z) est obtenue par mesure du temps de dérive des électrons entre la trajectoire de la particule et le détecteur (MWPC) placé à l'extrémité de la TPC (en haut, à droite). Le principe de la mesure en X, Y sur la chambre à fils ainsi que le déclenchement (gating grid) sont présentés dans l'encadré (en bas). (Extrait de la Ref.11)

La TPC est principalement un détecteur de mesure de trajectoires (positions en 3 dimensions), mais elle peut servir aussi à l'identification de certaines particules par mesure de leurs pertes d'énergie (dE/dX) le long des trajectoires⁵⁸⁾. La construction et le fonctionnement d'une TPC n'est pas aussi simple que peut le laisser supposer son principe. Par exemple, il faut introduire une grille écran (commandée par un déclenchement ou "Trigger") entre le volume de dérive et les détecteurs d'anode de façon à limiter l'envoi d'évènements inintéressants et à bloquer le retour des ions d'avalanche dans le volume de dérive^{8,11)}. Etant donné les temps de dérive importants et le type de fonctionnement, la TPC est un détecteur ayant une forte capacité de mesure simultanée d'un grand nombre de traces dans un volume proche de 4π , mais avec un taux de comptage en général faible. Par exemple, pour ALICE et les collisions centrales en Pb-Pb au LHC^{D6)}, on attend 20 000 traces de particules chargées primaires et secondaires. Le taux de comptage prévu pour l'acquisition de données est de 40 Hz pour la physique des di-électrons, taux qui peut être étendu jusqu'à 200 Hz.

Le document (70 pages) de T. Lhose et W. Witzeling du CERN, publié en 1992 comme chapitre de livre¹¹⁾, constitue encore aujourd'hui une source très complète sur les TPC.

3.4. Construction et vieillissement des chambres à fils

Comme beaucoup de détecteurs, les chambres à fils doivent être construites avec beaucoup de soin. En particulier, l'assemblage mécanique doit reprendre les tensions des fils et supporter avec une très faible déformation les variations de pression qui peuvent, sur de grandes surfaces, conduire à la génération de forces importantes. Différentes méthodes sont utilisées et dépendent des dispositifs expérimentaux. En général, on utilise des cadres métalliques autour du détecteur pour rigidifier l'ensemble. Pour la détection de particules de haute énergie, on a souvent recours à des matériaux de faible densité (structure alvéolaires ou mousse "foam") placés entre deux plaques. C'est le cas, par exemple, pour les chambres de détection de muons de ALICE^{D7)}.

Le choix du gaz est un paramètre très important et tout particulièrement pour les chambres à dérive. L'utilisation de certains matériaux de construction et celle d'agents de nettoyage peuvent contaminer le gaz en impuretés électronégatives (absorption d'électrons) et détériorer ainsi le fonctionnement du détecteur. Malheureusement, il existe peu d'études exhaustives de ces phénomènes parasites pourtant très importants pour l'exploitation du détecteur. Dans leur livre, Blum et Rolandi⁸⁾ reproduisent (p. 329) deux tables sur "l'empoisonnement de chambres" par différentes substances, résultats publiés dans des rapports internes à Berkeley en 1979 et au CERN en 1989 pour des TPC (PEP-4 et ALEPH).

Après un temps plus ou moins long d'exploitation, les chambres à fils présentent des défauts de fonctionnement tels qu'un accroissement du bruit de fond ou des pertes de gain. Ces défauts présents localement s'étendent et le détecteur finit par ne plus tenir la haute tension. Ils dépendent évidemment de l'exploitation de la chambre (flux et nature des particules), mais aussi du mélange gazeux et des matériaux utilisés. Un Atelier^{D8)} organisé à Berkeley en 1986 a tenté de faire le point sur les connaissances souvent empiriques. Dans le chapitre 11.6 de leur livre ("Deterioration of Chamber Performance with Usage"), Blum et Redondi⁸⁾ donnent un résumé des principaux résultats de cet Atelier. Ils citent également deux articles^{59,60)} publiés en 1987 et 1990 dans IEEE et donc plus faciles à trouver. La Fig.15 présente la perte de gain (déplacement relatif du pic de ⁵⁵Fe) et de résolution pour trois mélange gazeux à base d'argon.

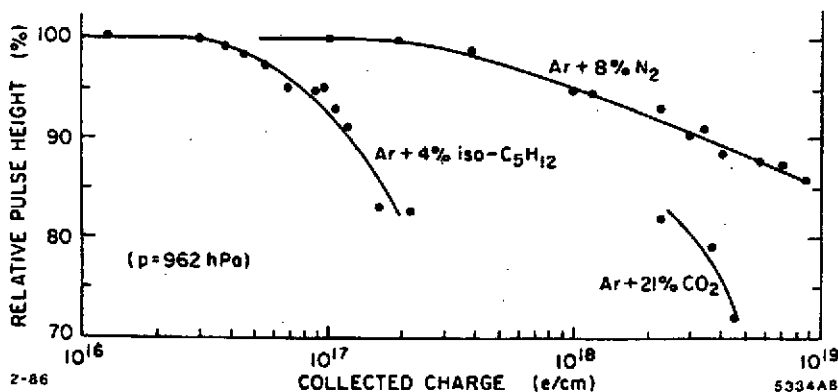


Fig.15. Variation relative de la position du signal (pic du ⁵⁵Fe) en fonction de la charge totale collectée (en électron par cm de fil) et pour différents mélanges gazeux (D8 et Ref.8)

Dans le chapitre 4.10 du livre de Grupen ("Ageing effects in wire chambers"), on peut voir quelques photographies impressionnantes de divers dépôts à la surface des fils qui illustrent bien certains phénomènes de vieillissement. Une partie de ces documents est extraite de l'article de revue en 1990 de J.A. Kadyk⁶¹⁾. La présence d'hydrocarbures dans les mélanges gazeux conduit à des dépôts de fibre de carbone qui réduisent le temps de vie des chambres et peuvent même conduire à la rupture de fils⁶²⁾.

4. Des "Plaques parallèles" aux RPC

Un détecteur à plaques parallèles est composé de deux électrodes planes séparées par une faible distance (d) et sur lesquelles on applique une tension (V) suffisamment élevée pour obtenir une multiplication dans le gaz. Ce détecteur, apparemment simple et connu⁶³⁾ depuis longtemps pour ses qualités temporelles, est plus difficile à maîtriser qu'un compteur proportionnel. Pour obtenir des champs électriques importants ($E = V/d$), il faut recourir à des tensions élevées sur de courtes distances. Avec des particules au minimum d'ionisation, le mode de fonctionnement recherché a été souvent celui du grand gain obtenu avec une décharge sous forme d'étincelle : l'ionisation primaire déclenche une avalanche qui se développe en un plasma conducteur entre les deux électrodes. Les chambres à étincelles⁶⁾, développés dans les années cinquante et soixante, sont des empilements de plaques parallèles déclenchées par un "Trigger" externe et destinées à la détection de traces. Elles ont été avantageusement remplacées par les chambres à fils et ne sont plus utilisées que dans des dispositifs de démonstration détectant des rayons cosmiques. Par contre, le compteur plan à étincelles (un seul espace de détection) connaît encore quelques développements, pour les mesures de temps, sous l'impulsion de Y. Pestov. Aujourd'hui, pour les ensembles de grandes dimensions, comme ALICE sur le futur LHC, le choix s'oriente plutôt vers des détecteurs à gains plus modérés tels que les RPC (Resistive Plate Chambers).

Les détecteurs à plaques parallèles ont été aussi beaucoup développés à la fin des années soixante-dix en physique nucléaire (ions lourds de basse énergie)⁶⁴⁾ où la densité d'ionisation importante des particules permet d'utiliser de très basses pressions et un mode de fonctionnement en simple avalanche. Dans ce domaine de physique, ces détecteurs sont connus sous le nom de PPAC : "Parallel Plate Avalanche Counter".

4.1. "Plaques parallèles" à basse pression (PPAC)

Ce sujet a été traité par Comparat à l'Ecole Joliot-Curie de 1988 dans son cours sur les "Détecteurs gazeux pour ions lourds"¹⁴⁾. Nous ne donnerons ici qu'un bref résumé de cet exposé. Les PPAC sont construits pour fonctionner à très basse pression, de 1 à 20 millibars et le paramètre important à considérer est le champ électrique réduit $E_r = E/p$ où E est le champ électrique (constant et égal à V/d) et p la pression. Avec des valeurs de E_r de 300 V/cm-mbar (obtenus avec quelques centaines de Volts sur 1 à 4 mm), le libre parcours moyen des électrons et des ions entre deux chocs augmente fortement et les vitesses de dérive sont beaucoup plus grandes qu'à pression atmosphérique. A très basse pression, l'avalanche a aussi un comportement très différent car les électrons atteignent des énergies importantes (100 eV) qui correspondent au maximum de la section efficace d'ionisation dans l'isobutane (le gaz le plus utilisé). Le coefficient réduit de Townsend (α/p) devient très grand ($40 \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$), ce qui explique que des avalanches puissent être obtenues à très faible pression pour des détecteurs minces. Ces détecteurs ne sont efficaces que pour des particules ayant un fort pouvoir ionisant comme des ions lourds de faible énergie : 300 électrons primaires pour un ion argon de 100 MeV dans 1 mm d'isobutane à 1 torr. Les résolutions en temps dépendent beaucoup de l'ionisation primaire, mais aussi des caractéristiques du détecteur (d , p , V) qu'il faut adapter à cette ionisation. Des valeurs inférieures à 100 ps (rms) peuvent être obtenues⁶⁵⁾.

Les PPAC permettent aussi des mesures de position. La Fig.16 présente le principe d'un dispositif couramment utilisé^{66,10,14)}. Les cathodes sont équipées de pistes (typiquement de 2 mm) reliées à une ligne à retard. Le signal d'anode fournit la référence temporelle pour la mesure du temps de propagation dans la ligne. Grâce au développement du signal sur plusieurs pistes, la résolution obtenue est meilleure que la largeur d'une piste¹⁰⁾. Un tel

dispositif (une anode, 2 cathodes) donne avec une électronique réduite une prise de temps et 2 mesures de position (x et y). Il constitue la base (10 cibles placées alternativement entre 11 détecteurs de ce type) du dispositif de mesure de section efficace de fission induite par neutrons dans le projet n-TOF^{D9)} en cours d'installation au CERN.

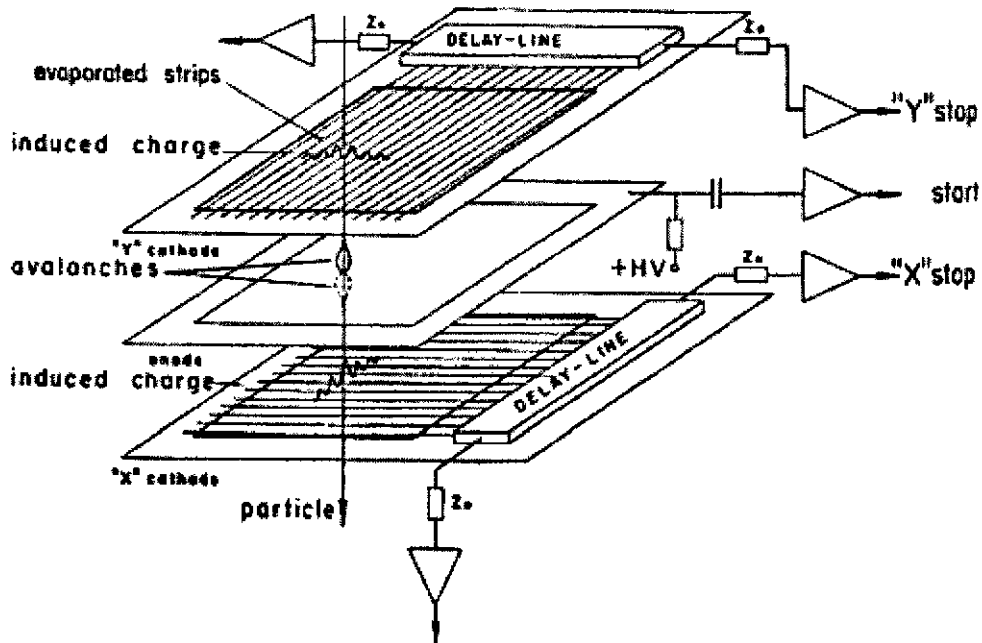


Fig.16. Exemple de détecteur à plaques parallèles basse pression (PPAC). L'anode centrale fournit la référence en temps et les 2 cathodes segmentées donnent 2 mesures de position (X et Y) qui sont extraites des mesures de propagation des signaux dans 2 lignes à retard (Ref.66, reproduit dans les Ref.10 et Ref.14)

4.2. Détection de "MIP" avec des PPC ("Parallel Plate Chambers")

L'utilisation de détecteurs à plaques parallèles pour la détection de particules de haute énergie (à leur minimum d'ionisation) ou "MIPs" ("Minimum Ionization Particle") pose des problèmes particuliers en raison du nombre faible de paires primaires. Cependant, les qualités temporelles, la possibilité de taux de comptage élevés, la grande résistance aux radiations et les faibles coûts espérés pour une production importante ont relancé les études et développements des PPC (Parallel Plate Chamber) pour les détecteurs du futur LHC dans le cadre de programmes tels que RD5 et RD37 du CERN. Dans les Ref.67 et Ref.68, les auteurs donnent un résumé de quelques méthodes de construction et des principales mesures. Les taux de comptage peuvent atteindre $10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ avec des gains de 10^4 . Les meilleures résolutions en temps obtenues⁶⁸⁾ ont été de 470 ps (rms) avec un préamplificateur standard et de 250 ps avec une électronique plus rapide (2,8 ns de temps de montée), ce qui représente un progrès important (quelques ns, Ref.67). L'efficacité maximale n'a pas dépassé 87 % pour des "gap" de 1 mm et différents mélanges gazeux.

Les PPC ont été considérées comme une des solutions possibles du "TOF" de ALICE et les travaux de R&D réalisés sont résumés dans le "TDR (Technical Design Report)" de ce sous ensemble^{D10)}. Les raisons de l'abandon des PPC sont la résolution en temps supérieure (au mieux 150 à 200 ps) à celle demandée (100 ps) et la nécessité d'utiliser un grand nombre de voies d'électronique rapide bas-bruit. Malgré tous les travaux réalisés sur les matériaux, il restait encore quelques interrogations sur la possibilité de produire ce type de détecteur en très grande quantité : 176 m² avec 160 000 cellules de 3 x 3 cm².

4.3. Détecteur plan à étincelles. Compteur Pestov

La Fig.17 présente le schéma de principe du détecteur plan à étincelles ⁶⁹⁾ appelé aussi "Spark counter" (Compteur à étincelles) ou parfois "Compteur Pestov" du nom du physicien qui a beaucoup travaillé sur son développement depuis 1970. Les parties métalliques des électrodes (anode et cathode) sont éloignées du volume gazeux de faible épaisseur par des matériaux de très forte résistivité. Ceci permet de limiter la décharge lors de la formation de l'étincelle qui ne concerne alors qu'une petite partie du détecteur autour du passage de la particule. Ces détecteurs sont essentiellement utilisés pour des mesures de temps, mais la segmentation de l'anode permet aussi d'obtenir une mesure de position de faible résolution.

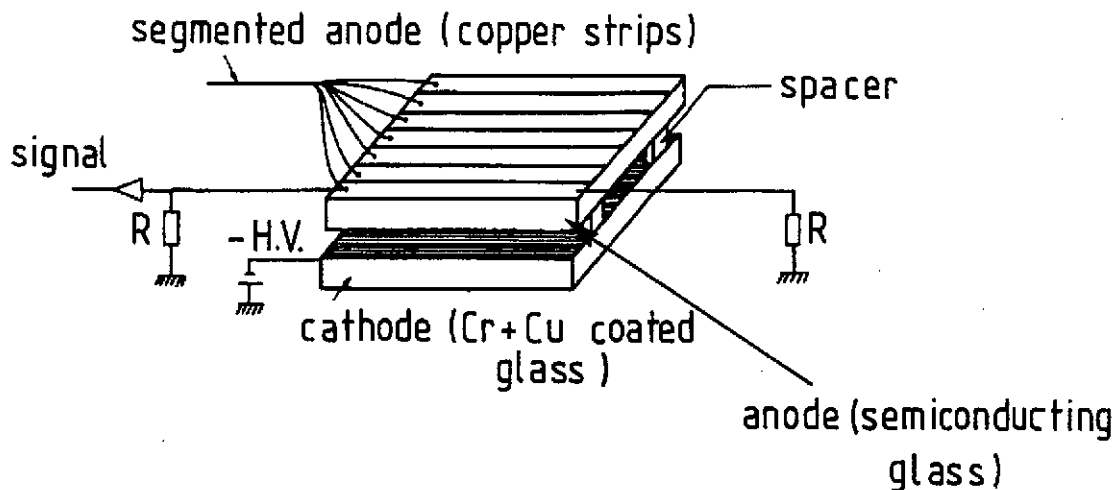


Fig.17. Schéma de principe d'un compteur plan à étincelles. (Ref.69, reproduit dans les Ref.5 et Ref.6)

Dès 1971, l'ambition de Pestov était de réaliser des détecteurs de grandes dimensions ⁷⁰⁾. Le prototype avait encore des caractéristiques relativement modestes : 600 cm² de surface, un "gap" de 1 mm et un mélange gazeux de 4 composants à la pression atmosphérique. Avec des rayons cosmiques, une résolution de 0,95 ns (fwhm, "full width at half maximum", largeur à mi-hauteur de la distribution) avait été obtenue entre deux détecteurs identiques. L'amélioration de la résolution passe par une réduction de l'épaisseur active du détecteur ou "gap". Cependant, pour conserver une bonne efficacité avec des particules au minimum d'ionisation, il faut augmenter la pression du gaz pour conserver une quantité de matière suffisante pour obtenir une forte probabilité d'interaction. L'efficacité atteint 96% pour un "gap" de 100 µm et une pression de 12 bars ⁷¹⁾. Un autre problème est de conserver une décharge localisée, ce qui nécessite une préparation très soignée des électrodes ⁷²⁾ et un choix de gaz bien étudié. En effet, il faut absorber les photons de différentes longueurs d'onde dans la région de l'étincelle. Les auteurs ^{71,73)} proposent le mélange suivant (proportions exprimées en pression, en bars) : 9,23 Ar + 2,4 C₄H₁₀ + 2,3 C₂H₄ + 0,07 C₄H₆. D'excellentes résolutions en temps (52 ps rms) ont été obtenues entre deux détecteurs, mais avec encore une "queue", c'est à dire une petite proportion d'évènements décalés en temps au delà d'une forme gaussienne de distribution (qqs % > 500 ps).

L'utilisation de "Compteurs Pestov" a été proposée pour différentes expériences ⁷¹⁾ comme l'extension de FOPI au GSI de Darmstadt ou les mesures de temps de vol dans ALICE. Mais, les difficultés de réalisation et d'exploitation constituent sans doute la raison principale du manque de succès final de ce type de détecteur dans les ensembles de grandes dimensions comme le "TOF" de ALICE ^{D10)}.

4.4. "Resistive Plate Chambers" (RPC)

Le terme "RPC", à l'origine "Resistive Plate Counter" maintenant "Resistive Plate Chamber", a été introduit en 1981 par Santonico et Cardelli (INFN Rome)⁷⁴⁾ pour désigner un détecteur à plaques parallèles largement inspiré de celui de Pestov mais plus facile à réaliser. L'innovation principale est l'utilisation de plaques de bakelite de 2 mm d'épaisseur comme matériau de forte résistivité (10^{10} à 10^{12} Ωcm) placé entre le gaz et les électrodes. Le détecteur était utilisé à la pression atmosphérique avec un "gap" assez grand (1,5 mm). Avec un mélange gazeux d'argon et de butane, une efficacité de 97 % et une résolution en temps de 1,2 ns (fwhm) ont été obtenues avec des rayons cosmiques.

Comme le souligne Santonico dans son introduction⁷⁵⁾ au cinquième "International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors", les RPC ont été beaucoup développées pour les détecteurs de déclenchement ("Trigger") dans des grandes expériences telles que ALICE, ATLAS et CMS sur le futur LHC. L'auteur cite également une expérience en astronomie gamma de haute énergie en cours d'installation au Tibet⁷⁶⁾. Le lecteur intéressé peut consulter les articles de ces Ateliers sur les RPC⁷⁵⁾. Un enjeu important est la construction, au coût le plus faible possible, de détecteurs couvrant de très grandes surfaces, mais ce n'est pas le seul. Il faut au préalable étudier des détecteurs dont les caractéristiques temporelles ou les taux de comptage doivent satisfaire des exigences souvent sévères. Nous allons nous limiter à une présentation rapide de deux exemples d'utilisation de RPC dans ALICE.

Le "Trigger" du "Bras Dimuons"^{D3)} est composé de 2 stations (33 m² et 37 m²) comprenant chacune 2 plans de détection. Chaque plan est constitué de 18 RPC avec lecture bidimensionnelle. La Fig.18 présente le principe de construction de ces RPC "simple gap"⁷⁷⁾. Deux électrodes en bakélite de 2 mm d'épaisseur recouvertes d'huile de lin séparent le volume de gaz ("gap" de 2 mm) des pistes de lecture en X et Y. L'utilisation d'une résistivité relativement faible ($3,5 \times 10^9$ $\Omega\text{.cm}$) permet de réduire les temps de récupération.

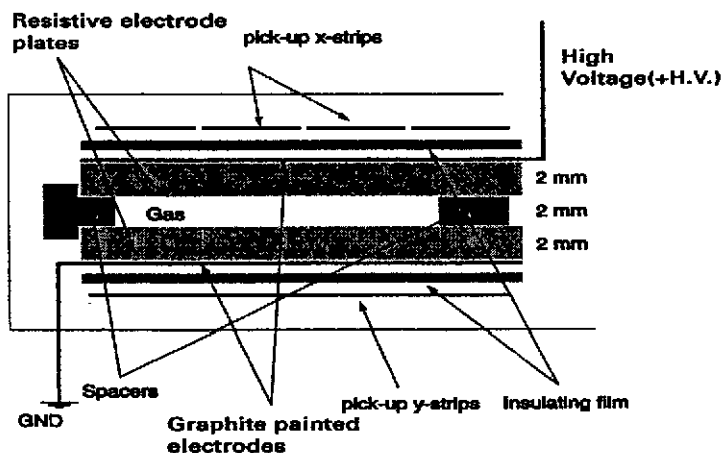


Fig.18. Schéma de principe du prototype de "RPC simple gap" utilisé pour les tests de détecteurs du Bras Dimuons de ALICE (Ref.77 et D3)

Avec des mélanges gazeux adaptés, on peut obtenir des modes de fonctionnement différents : mode "streamer" [$\text{Ar}(49\%) + i\text{-C}_4\text{H}_{10}(7\%) + \text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4(40\%) + \text{SF}_6(4\%)$] ou mode "avalanche" [$\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4(95\%) + i\text{-C}_4\text{H}_{10}(3\%) + \text{SF}_6(2\%)$]. La Fig.19 montre, pour ces deux modes, l'efficacité en fonction du taux de comptage local pour des pions à 120 GeV/c et différentes valeurs de haute tension. En "mode streamer" qui a l'avantage d'avoir directement un grand gain, les taux de comptage peuvent atteindre 1 kHz/cm². En mode avalanche (testé avec la faible résistivité de $3,5 \times 10^9$ $\Omega\text{.cm}$), le taux de comptage peut être dix fois plus élevé⁷⁷⁾.

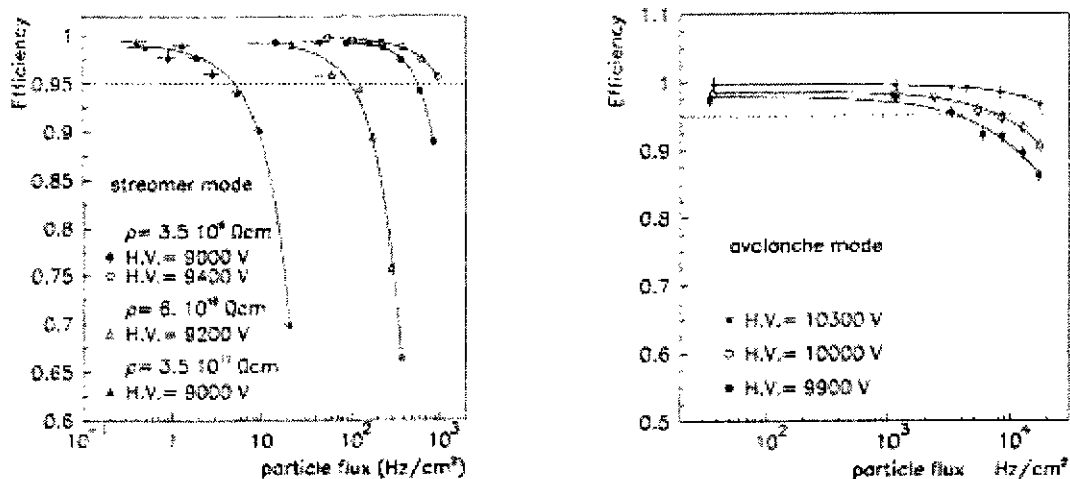


Fig.19. Efficacité en fonction du flux de particules pour les prototypes de "RPC simple gap" utilisée pour les tests de détecteurs du Bras Dimuons de ALICE. (Ref.77)

En "mode avalanche", les résolutions en temps, avec des discriminateurs à fraction constante, sont de l'ordre de la nanoseconde (rms) pour des taux de comptage de 1 kHz/cm². En "mode streamer", la résolution est la même à 100 Hz/cm² mais se dégrade avec le taux de comptage (4 ns à 1 kHz/cm²). Comme pour les détecteurs de type Pestov, un autre paramètre important est l'étalement de la distribution en temps. En "mode streamer", la forme d'impulsion peut varier et avoir une petite impulsion d'avalanche précédant le signal principal, ce qui perturbe fortement la prise de temps (cf. Fig.20). L'utilisation d'un discriminateur à double seuil (seuil bas validé par un seuil haut) permet de surpasser cet effet ⁷⁸). La compréhension de la formation du signal dans les RPC, et plus généralement dans les détecteurs à plaques parallèles, n'est pas simple car elle doit utiliser les phénomènes de décharge dans les gaz. L'article de Fonte ⁷⁹) résume les difficultés et introduit un modèle qui reproduit le signal "précurseur" de l'impulsion principale.

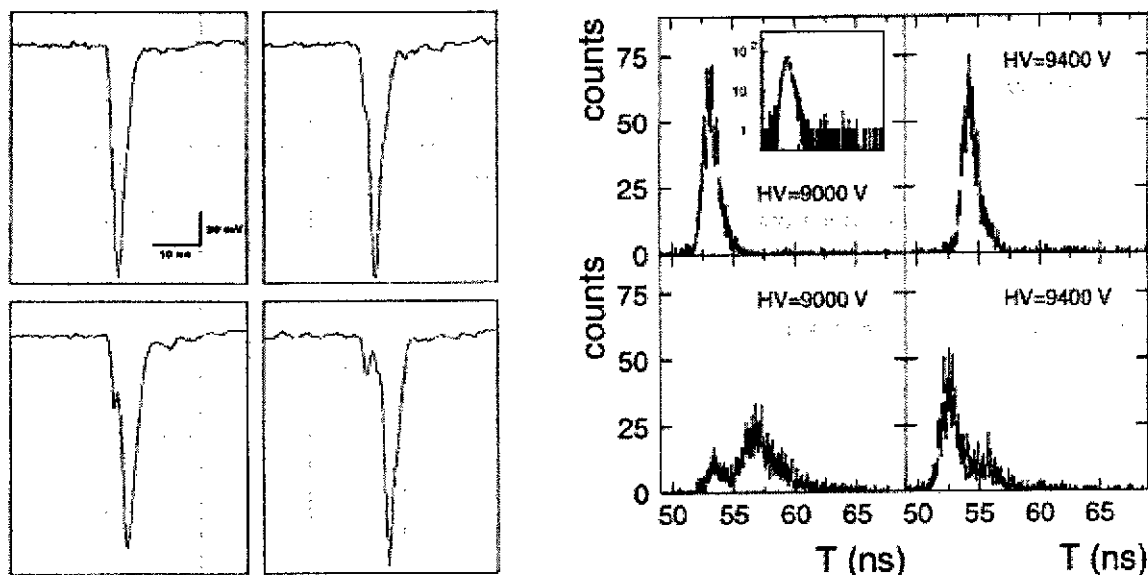


Fig.20. A gauche, quelques exemples d'impulsions obtenues avec des rayons cosmiques dans le prototype de "RPC simple gap" de la Fig.18. La référence en temps est donnée par un déclenchement externe et on peut voir les variations de forme avec parfois un signal d'avalanche "précurseur" ou plutôt un "streamer retardé". En haut, à droite, distributions en temps avec le circuit ADULT (discriminateur à double seuil 10, 80 mV). En bas, à droite, distributions en temps dans les mêmes conditions, mais avec un discriminateur simple seuil réglé à 80 mV. (Ref.78)

Les caractéristiques temporelles des RPC "simple gap" sont suffisantes pour le "Trigger" du "Bras Dimuons" de ALICE ^{D3)}. Par contre, les exigences de l'identification de particules par temps de vol dans le sous ensemble "Time of Flight System (TOF)" ^{D10)} nécessitent des résolutions en temps meilleures que 100 ps (rms) et ne peuvent être satisfaites par ce simple type de détecteur. Les études ^{D10)} se sont focalisées sur des empilements de RPC ou "Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC)". Une MRPC (cf. Fig.21, Ref.80) est un ensemble de plaques résistives séparées par des cales ("spacers") qui donnent une succession de volumes ("gaps") gazeux. Les électrodes (anode et cathode) sont placées sur les plaques résistives externes. Les plaques résistives internes sont électriquement flottantes et transmettent les signaux induits dans chaque "gap" sur les électrodes externes. Le signal du détecteur est donc la somme des signaux créés dans chaque "gap".

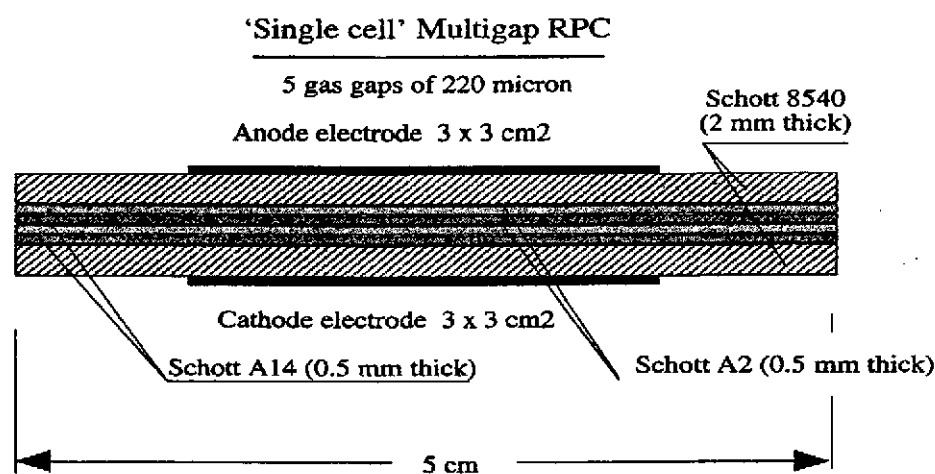


Fig.21. Coupe d'un prototype (un seule cellule, 5 "gaps") de "Multigap RPC". (Ref.80)

Comme pour les "plaques parallèles" ou les "compteurs Pestov", une bonne résolution en temps ne peut être obtenue qu'avec des "gaps" relativement faibles ^{D10)}. Le prototype ⁸⁰⁾ présenté sur la Fig.21 comprend 5 "gaps" de 220 μm séparés par des plaques en verre de 500 μm d'épaisseur (Schott A2, résistivité $8 \times 10^{12} \Omega\text{cm}$ ou Schott A14, $1,5 \times 10^{12} \Omega\text{cm}$). Les 2 plaques externes sont plus épaisses (2 mm) et de résistivité plus faible (Schott 8540, $10^{10} \Omega\text{cm}$). Le gaz utilisé est un mélange de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ (90%) + $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (5%) + SF_6 (5%).

De très bonnes résolutions en temps sont obtenues avec des particules proches du minimum d'ionisation (Fig.22, mesures avec des pions et des muons de 7 GeV/c) ⁸⁰⁾. Il faut cependant noter que les données ont été corrigées du déplacement avec l'amplitude ("walk") de la mesure de temps (déplacement de 500 ps sur une dynamique en charge de 10). En soustrayant également les fluctuations des détecteurs de déclenchement (33 ps) et celles de l'électronique (50 ps), les auteurs donnent pour ce prototype de MRPC une résolution intrinsèque de l'ordre de 50 ps (rms). La Fig.22 montre également les variations d'efficacité et de résolution temporelle avec le taux de comptage. Ces mesures d'efficacité ont été faites sur l'installation test GIF du CERN qui superpose à un faisceau de muons (150 GeV/c), un rayonnement gamma d'intensité réglable (Source de ^{137}Cs avec écrans absorbeurs en plomb) ⁸⁰⁾.

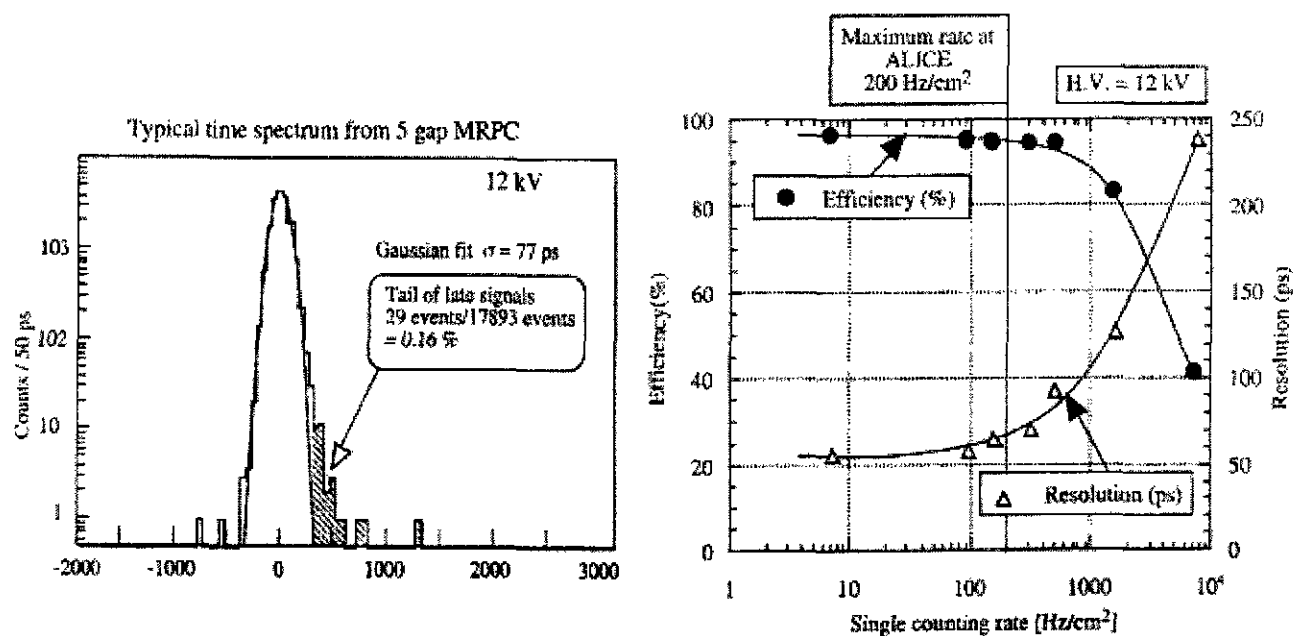


Fig.22. A gauche, résolution en temps obtenue (après correction de la variation avec la charge) pour le prototype de MRPC de la Fig.21. A droite, variations de l'efficacité et de la résolution en temps en fonction du taux de comptage. (Refs 80 et D10)

Les chapitres 2.3 ("Development of the multigap RPC"), 2.4 (R&D of the multigap RPC) et 2.5 ("Material for resistive plates") du "TOF" de ALICE ^{D10} sont intéressants car ils résument différents essais de RPC (avant le début 2000) et donnent quelques aspects techniques de la construction. Le choix final s'oriente vers l'utilisation de "RPC multigap" semblables à celle décrite ci-dessus, au détriment de la "double RPC" plus difficile à réaliser (cf. le §3 de D10).

Les bons résultats obtenus avec les prototypes de MRPC ne signifient pas que leur fonctionnement soit complètement compris. Les auteurs de la Ref.80 s'interrogent sur la très bonne efficacité qui conduit à admettre que des électrons secondaires sont émis par les surfaces des plaques résistives ou qu'un mécanisme d'inhibition empêche un développement trop important de l'avalanche. Pour Fonte ⁸¹, ce sont les phénomènes de charge d'espace qui sont responsables de la limitation du gain. "However, to reproduce the observed efficiencies either one has to assume unrealistic gas ionization densities or consider the emission of an electron from the cathode with a probability of 60%. It is not clear at this stage which possibility is to be preferred. Eventually, a third mechanism, not yet considered, could be also involved" ⁸¹. Il faudra encore beaucoup de travaux expérimentaux et théoriques pour bien comprendre les principes de fonctionnement des RPC !

5. Détecteurs gazeux "Micro-pattern"

Les chambre à fils sous différentes formes constituent encore aujourd'hui la base des mesures de position dans beaucoup de grands dispositifs expérimentaux. Leurs bonnes résolutions spatiales (50 à 100 μm), leurs relatives robustesses et la possibilité de réaliser de grandes surfaces (plusieurs m^2) à des coûts modérés sont les raisons principales de ce succès. Cependant, les taux de comptage ne peuvent guère excéder $10^4 \text{ s}^{-1} \text{ mm}^{-2}$ en raison de la diminution du champ électrique due à la charge d'espace créée par les ions d'avalanche autour du fil. Dans son article de revue sur les détecteurs gazeux pour la localisation, Fourme⁸²⁾ fait une analyse des limites des chambres à fils, principalement dans le domaine de la détection des rayons X et des neutrons de basse énergie. C'est dans ce domaine de physique qu'ont été introduites les MSGC (cf. § 5.1) où l'amplification se fait aussi au voisinage d'une anode. Les électrodes (anodes et cathodes) sont alternativement fixées sur un substrat solide et peuvent donc être très proches. D'autres structures amplificatrices de dimensions réduites sont utilisées comme la "plaque parallèle" dans Micromegas (§ 5.2). C'est aussi ce principe, mais réalisé par des trous dans l'épaisseur d'un circuit imprimé, qui constitue l'étage d'amplification des détecteurs CAT (§ 5.3) ou GEM (§ 5.4). La réalisation de toutes ces structures miniaturisées qu'on peut regrouper sous le terme générique de "Micro-pattern" (§ 5.5) s'appuie beaucoup sur les techniques de micro-gravures utilisées pour la fabrication de circuits en électronique.

5.1. MSGC (Micro-Strip Gas Chamber)

Le "MS-Detector" a été introduit en 1986 (publié en 1988)⁸³⁾ par Oed à l'ILL de Grenoble pour des expériences en physique à basse énergie et tout particulièrement pour la détection de neutrons. La Fig.23 représente le dispositif original de test : une chambre d'ionisation à champ parallèle à l'axe des particules et dont l'anode est une "MS (Micro-Strip) plate". Le but de ce dispositif était d'obtenir une amplification sur l'anode pour des mesures en énergie avec possibilité de localisation.

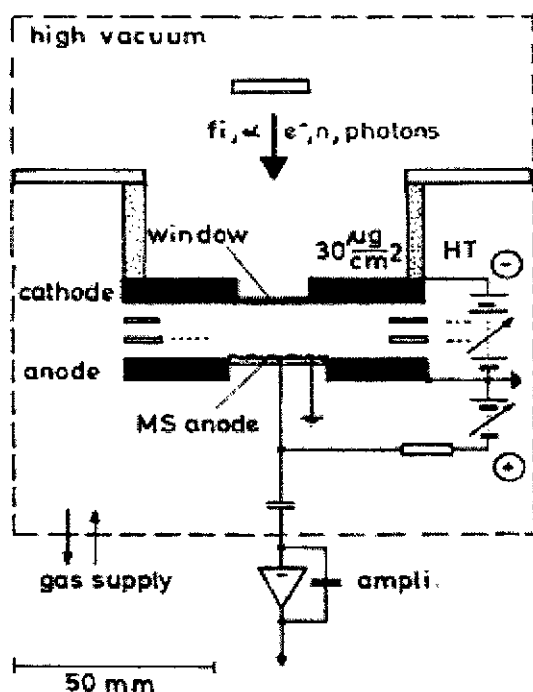


Fig.23. "MS-detector". Premier dispositif expérimental utilisant une structure micro-strip (MS) comme anode d'une chambre d'ionisation. (Ref.83).

L'originalité de la structure MS repose sur l'utilisation de la photolithographie pour la réalisation de fines pistes sur un substrat isolant (Fig.24). Le champ électrique nécessaire à l'amplification dans le gaz est créé au voisinage des pistes de $10\ \mu\text{m}$ dont le potentiel est plus élevé que celui des pistes de $90\ \mu\text{m}$. Ce détecteur fonctionne comme une chambre à fils, mais sur des distances beaucoup plus courtes (pas de $200\ \mu\text{m}$). Le choix du mélange gazeux dépend du type de particules à détecter. Pour des fragments de fission, avec de l'isobutane à $300\ \text{mbar}$, un gain de 2500 est obtenu pour une tension relativement faible ($550\ \text{V}$). La détection de neutrons nécessite l'introduction d'un gaz à forte section efficace de capture comme l' ^3He .

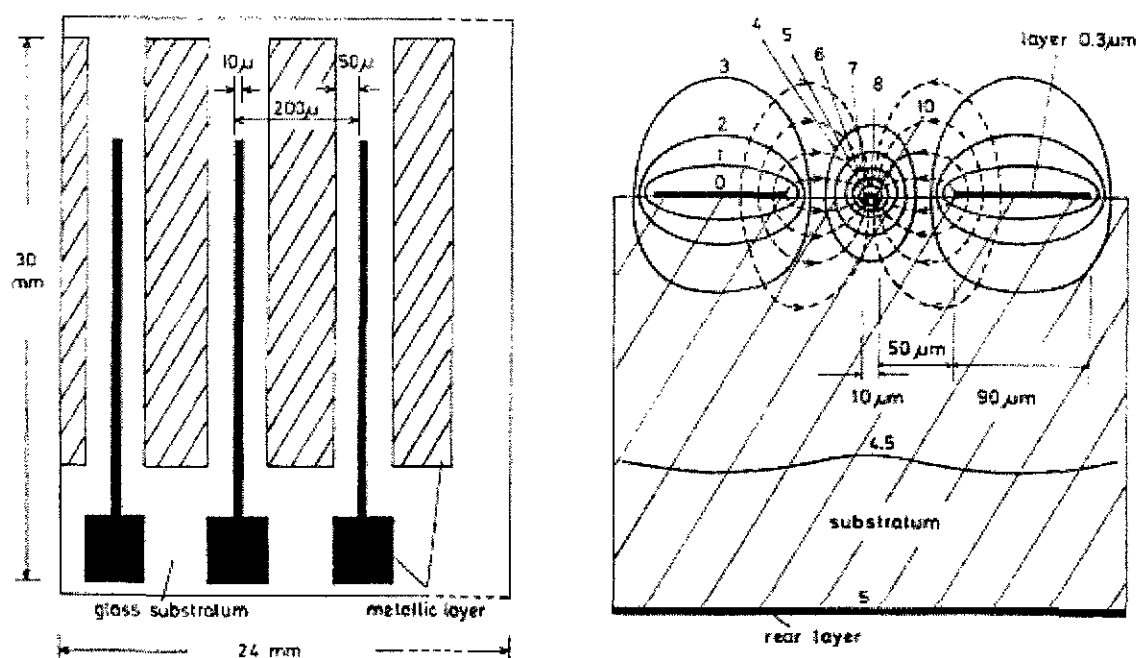


Fig.24. "MS-détecteur". A gauche, structure des électrodes : succession (au pas de $200\ \mu\text{m}$) d'anodes (en noir, $10\ \mu\text{m}$ de large) et de cathodes (en hachuré, $90\ \mu\text{m}$) sur un substrat de verre. A droite, coupe indiquant les lignes de champ et les équipotentielles. (Ref.83)

Le "MS-Detector", plus connu maintenant sous le nom de "MSGC (Micro Strip Gas Chamber)", a poursuivi son développement dans son domaine d'origine pour la détection des rayons X et des neutrons. Dans un article⁸⁴⁾ publié en 1995, Oed résume le fonctionnement et donne les principales propriétés de ce type de détecteur : très fort taux de comptage ($> 10^6$ coups/ $\text{mm}^2 \cdot \text{s}$), haute résolution spatiale (meilleure que $50\ \mu\text{m}$), bonne résolution en énergie (correspondant à la statistique de l'ionisation primaire, sur toute la surface). Il souligne également quelques difficultés d'instabilités à court et à long terme liées à la conductivité du substrat en verre. Pour obtenir une lecture bidimensionnelle, on peut implanter des électrodes sur la face opposée du substrat (celle qui ne contient pas la plaque micro-strip)⁸⁵⁾. Le mouvement des ions d'avalanche induit aussi par influence sur ces électrodes un signal qui dépend du rapport entre l'épaisseur de substrat et la distance entre les anodes et cathodes. Avec une électronique réduite (lecture par division de charge), des résolutions de $1,3\ \text{mm}$ (fwhm) sont obtenues dans les deux directions avec un faisceau de neutrons thermiques⁸⁵⁾. Des essais ont également été réalisés avec des MSGC à basse pression (10 à $50\ \text{Torr}$ d'isobutane). Le fort gain (10^4) résulte en fait d'une multiplication à deux étages : dans l'espace de dérive (comportement en plaque parallèle) puis au voisinage des anodes de la MSGC elle-même⁸⁶⁾. Cette propriété, couplée à l'utilisation de convertisseurs $^{157}\text{Gd}/\text{CsI}$, a été utilisée pour l'imagerie en neutrons thermiques⁸⁷⁾. En physique nucléaire, on peut citer les essais d'utilisation d'une MSGC, par une équipe du CENBG⁸⁸⁾, pour la collection et la détection de fragments de projectiles riches en neutrons au GANIL.

Les potentialités des MSGC, en particulier de haute résolution en position à très fort taux de comptage, ont très vite suscité un intérêt en physique des particules. La construction et le principe de fonctionnement est quasiment identique à celui du détecteur inventé par Oed. Les électrons primaires, créés par ionisation, dérivent vers les anodes de la structure micro-strip au voisinage desquelles se produit l'avalanche (Fig.25). Le signal résulte de l'influence et du déplacement des ions d'avalanche entre l'anode et la cathode.

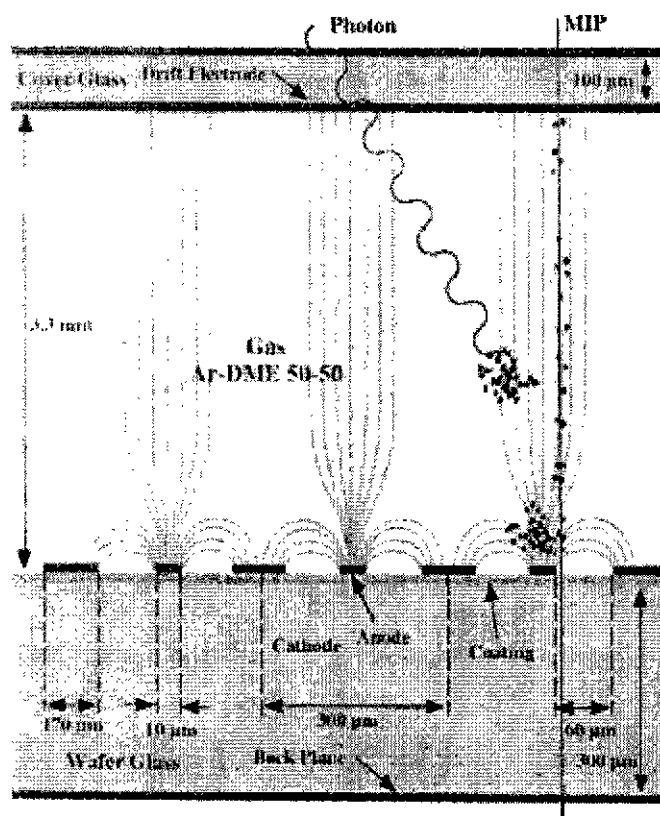


Fig.25. Schéma de principe de la MSGC standard développée pour le "Inner Tracker" de l'expérience HERA-B (DESY, Hambourg). (Ref.89).

Les efforts de R&D les plus intenses sur le sujet sont ceux réalisés par le projet RD28 au CERN, une collaboration d'une quarantaine de laboratoires principalement investis dans les études de trajectographie pour le futur LHC. Ces travaux ont fait l'objet de rapports, d'Ateliers spécialisés et de publications dans des conférences⁹⁰⁾. Pour les principaux résultats, on peut aussi consulter l'article de revue de Sauli et Sharma¹⁸⁾. L'utilisation des MSGC dans les expériences à haut flux se heurte au problème de vieillissement et à la détérioration liés aux décharges. En effet, il est impossible d'éviter la présence de particules de basse énergie fortement ionisantes tels que des protons (ou même des alphas et fragments de fission générés par les neutrons et gammas) qui créent un grand nombre d'électrons primaires. Quand la charge dans l'avalanche excède 10^7 à 10^8 paires électron/ion (limite dite de Raether), il s'ensuit une décharge qui peut endommager fortement les anodes comme le montrent les photographies de la Ref.89. L'utilisation d'une MSGC pour les particules au minimum d'ionisation nécessite une optimisation de différents paramètres⁹¹⁾. Il faut une tension suffisante pour que le gain conduise à une bonne efficacité tout en évitant un taux de bruit (micro-décharges) important. Une zone de fonctionnement peut être trouvée (vers 600 à 620 Volts dans l'exemple de la Fig.26). Mais, avec les hauts flux, la tension doit être réduite pour éviter les décharges dues aux particules fortement ionisantes. Malgré ces difficultés, l'utilisation de MSGC est toujours d'actualité pour l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) sur le futur LHC. Des essais⁹²⁾ (32 chambres comportant chacune 512 pistes) ont

été faits sur le faisceau intense de pions de PSI (350 MeV, 6 kHz/mm²). A la fin des tests, le taux d'étincelles était de une par chambre et par jour et seulement 3 pistes ont été détruites sur l'ensemble des chambres pendant les 20 jours de "tests officiels". Ces résultats sont considérés comme satisfaisant les exigences de CMS. Une autre façon de lutter contre ce phénomène est de diminuer le gain de MSGC en introduisant une préamplification gazeuse par un détecteur de type GEM (cf. § 5.4, ci-dessous).

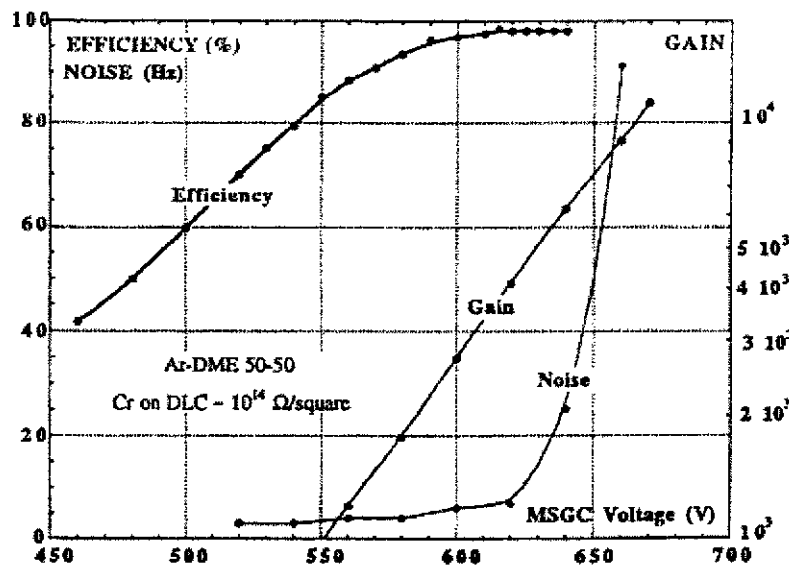


Fig.26. Gain, efficacité et taux de bruit en fonction de la tension de cathode d'une MSGC typique. (Ref.91, Figure reproduite dans les Refs 17 et 19)

5.2. MICROME GAS (MICRO-MEsh Gaseous Structure)

Le succès des chambres à fils n'a pas occulté les recherches et développements sur les détecteurs à plaques parallèles. Pour Charpak et Sauli, ce type d'amplification gazeuse reste très intéressant, en particulier pour les détecteurs à plusieurs étages d'amplification successifs. Les champs électriques uniformes ont de meilleures résolutions en temps et en énergie et sont plus favorables à la production de lumière qui peut être aussi utilisée en imagerie⁹³. Bien qu'elle en soit sans doute un lieu privilégié, la physique des particules n'est pas le seul domaine d'évolution des détecteurs. On peut citer, à titre d'exemple, des études pour l'imagerie en rayons X dans le domaine spatial⁹⁴. Ce dispositif a une double structure : un espace d'absorption des X et de dérive des électrons produits vers une grille qui constitue l'électrode d'entrée d'un deuxième espace d'amplification de type "plaque parallèle". La localisation se fait avec une électronique réduite sur la deuxième électrode de type "Wedge and Strip". Cette structure est très proche du futur Micromegas, mais avec une grille de pas élevé (330 μm) et un grand "gap" (3 mm) pour la plaque parallèle.

Le détecteur MICROME GAS ("MICRO-MEsh Gaseous Structure")⁹⁵, a été développé au CEA de Saclay en 1995 par l'équipe de Giomataris dans la continuité de recherches sur des chambres à fils fortement asymétriques⁹⁶ (Fig.27) où la mesure de position (comme pour une CSC, cf. § 3.2) se fait à partir des signaux créés par influence sur les pistes de cathode. L'originalité réside dans les dimensions réduites et surtout dans l'asymétrie du détecteur qui est finalement (Fig.27, b) composé de deux espaces successifs (1- ionisation, 2- amplification gazeuse). L'évolution vers Micromegas se fera par remplacement de la structure amplificatrice à fils par un autre type (plaque parallèle).

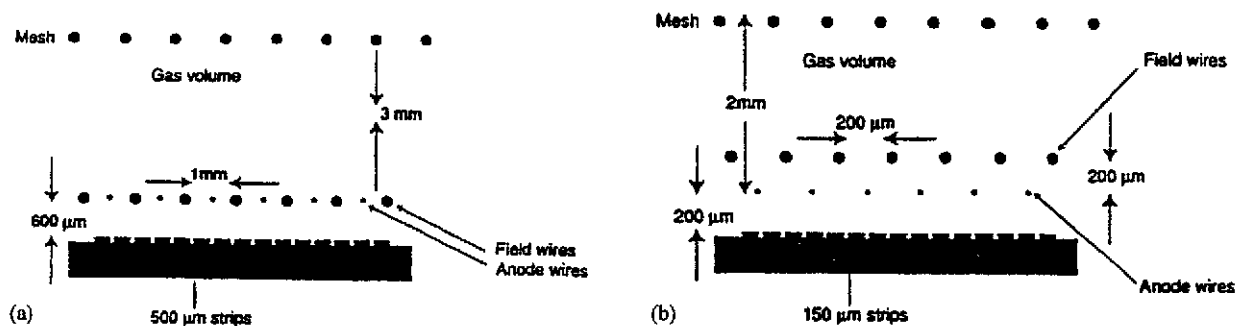


Fig.27. a) Coupe du schéma de principe d'une chambre à fils asymétrique. b) Coupe d'une version améliorée de ce type de détecteur. (Ref.96, figures reproduites aussi dans Ref.82).

La Fig.28 présente le schéma de principe de Micromegas qui repose, comme son nom l'indique, sur l'utilisation d'une micro-grille qui sépare l'espace de conversion de celui d'amplification à très faible "gap". Cette configuration permet, avec des valeurs de tension raisonnables, d'obtenir de très forts champs électriques (jusqu'à 100 kV/cm) dans la zone d'amplification. La micro-grille est en nickel avec des trous carrés de 17 μm de largeur au pas de 25 μm. Le "gap" est maintenu constant par des fibres de quartz qui sont maintenant remplacées par des micro-supports réalisés directement par lithographie sur le circuit imprimé d'anode. La maîtrise au CERN des techniques de circuit imprimé de haute résolution permet aussi de réaliser directement l'ensemble "micro-grille / espacement / anode à pistes" ⁹⁷.

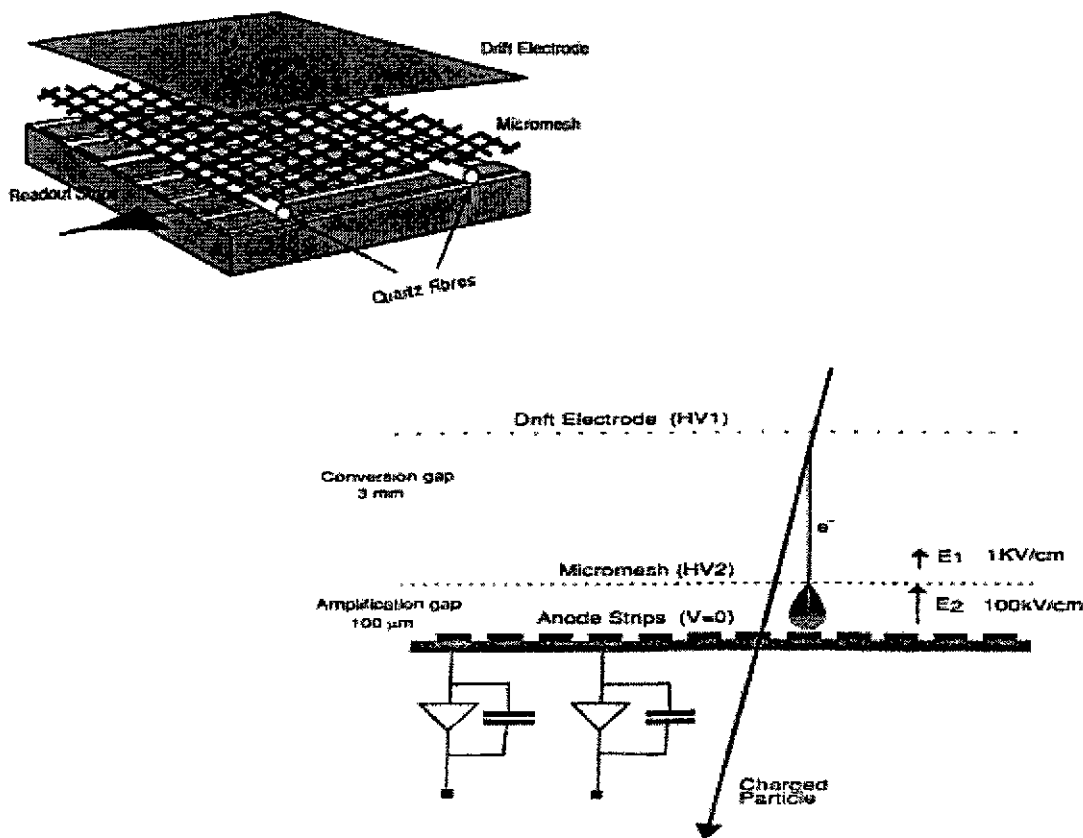


Fig.28. Schéma de principe et coupe de Micromegas. (Figures extraites des Ref.17 et 95)

Les champs électriques intenses conduisent à une saturation du coefficient de Townsend et les fluctuations de gain dues aux variations de "gap" inévitables à l'échelle de quelques microns restent donc relativement faibles. Ceci explique les très bonnes résolutions en énergie obtenues avec les rayons X de 5,9 keV du ^{55}Fe : 14 % FWHM (Ref.95) et 11,8 % (Ref.97). La Fig.29 donne, pour différents mélanges gazeux, le gain en fonction de la haute tension appliquée entre la grille et l'anode (avec un "gap" de 50 μm). Une autre caractéristique intéressante due au fort champ électrique sur un faible "gap" est la courte durée totale des signaux (50 à 200 ns) et la faible accumulation de charge d'espace. En effet, les ions créés dans l'avalanche sont principalement collectés sur la grille et remontent peu dans l'espace de dérive comme le montre la Fig.30. Cette propriété est intéressante pour les nouveaux détecteurs de lecture des futures TPC, sujet sur lequel des R&D viennent de commencer^{D11)}.

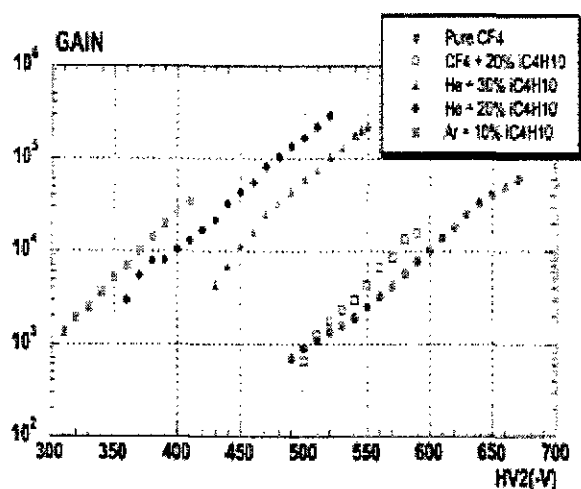


Fig.29. Gain de Micromegas en fonction de la tension grille / anode (HV2 sur un "gap" de 50 μm) et pour différents mélanges gazeux. (Ref.97)

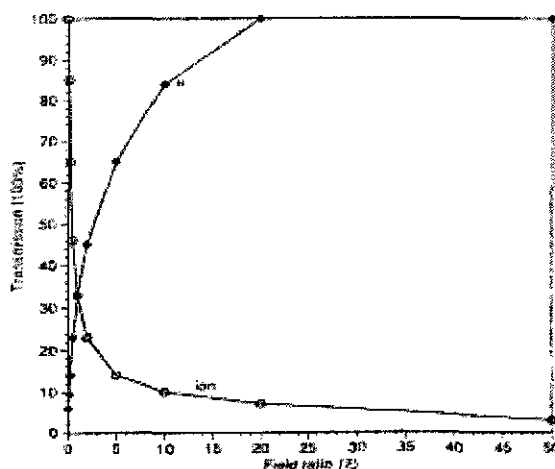


Fig.30. Calcul de la transparence de la grille de Micromegas en fonction du rapport (ξ) entre le champ dans l'espace d'amplification et celui dans l'espace de dérive. (Ref.95)

Par construction, Micromegas a potentiellement de bonnes résolutions pour les mesures de position. Les performances ultimes ont été testées⁹⁸⁾ avec des faisceaux de pions de 10 GeV/c. Pour une incidence perpendiculaire et avec des pistes au pas de 100 μm sur l'anode couplées à une électronique lente bas bruit (circuit Gassiplex du CERN), les auteurs donnent une résolution de 14 μm (rms) avec un mélange gazeux de 80% de CF_4 et 20% d'isobutane. Bien que peu de publications considèrent le phénomène, l'utilisation de Micromegas pour la détection de particules au minimum d'ionisation pose des problèmes de décharge dues à la présence inévitable de particules fortement ionisantes. Les décharges ne détruisent pas le détecteur, mais introduisent des temps morts importants car c'est l'ensemble du condensateur grille / anode qui subit le phénomène. C'est sans doute pour l'expérience COMPASS au CERN que les études ont été le plus poussées⁹⁹⁾. En raison de ses capacités de taux de comptage élevé et de sa faible longueur de radiation (faible épaisseur de matière), Micromegas a été retenu pour le "Small Area Tracker" de COMPASS qui sera composé de 12 détecteurs de 40 x 40 cm^2 . Avec un prototype proche de la dimension finale (26 x 36 cm^2) et une électronique dédiée, les auteurs ont pu montrer que les performances requises pour COMPASS étaient atteintes : gain de 6400, résolution spatiale de 50 μm et résolution temporelle de 8,5 ns. Ils ont aussi consacré beaucoup d'efforts au problème des décharges et finalement trouvé qu'un mélange gazeux à base de néon permettait d'obtenir un taux de décharge satisfaisant pour l'expérience qui utilise un faisceau de muons⁹⁹⁾.

5.3. Chambre A Trous (CAT)

C'est aussi dans un domaine de physique de basse énergie, la détection dans des expériences en rayonnement synchrotron, qu'a été introduit en 1994 le "Compteur A Trou" (C.A.T.)¹⁰⁰⁾ par M. Lemonnier et son équipe du laboratoire LURE à Orsay. L'utilisation de micro-trous (diamètre de 1,4 μm au pas de 5 μm) avait été testée avec des neutrons thermiques, mais donnait un gain très faible (20) en raison des dimensions réduites, en particulier de la distance anode/cathode (1,5 μm de SiO_2)^{D12)}. Peut-être inspirée par ces essais peu fructueux, l'idée de CAT est dans la continuité de travaux¹⁰¹⁾ sur des détecteurs gazeux à micro-pistes ("MHSC" pour "micro-heightened strip counter") réalisés par des techniques de lithographie profonde en rayons X. La Fig.31 présente les équipotentielles et lignes de champ dans le premier détecteur CAT¹⁰⁰⁾ qui dans sa forme de base est constitué d'un trou percé dans une cathode et suivi d'une anode. Sans entrer dans des querelles d'antériorité¹⁰²⁾, on peut dire que CAT, comme Micromegas (ou le détecteur de la Ref.94), a un principe de fonctionnement en deux étapes : un espace de conversion suivi d'une amplification de type plaque parallèle. Grâce à l'effet de lentille qui focalise les électrons primaires vers le trou, de bonnes résolutions en énergie peuvent être obtenues. Avec un mélange d'argon (90%) et de CO_2 (10%) et un rapport de 1,5 entre la distance anode/cathode et le diamètre du trou, le gain atteint 5000 et la résolution est de 16 % (fwhm) pour les rayons X de la source de ^{55}Fe . Des résultats plus récents sur CAT, présentés comme préliminaires par l'équipe du LURE, sont rassemblés dans la Ref.103. On y trouve des simulations numériques (2 dimensions, réalisées en collaboration avec un physicien de Toulouse) qui sont comparées à différents résultats expérimentaux (gains, résolutions en énergie et taux de comptage). Ces simulations permettent de mieux comprendre le fonctionnement du détecteur, en particulier sur le retour des ions dont seulement 10 à 20 % reviennent dans l'espace primaire d'absorption.

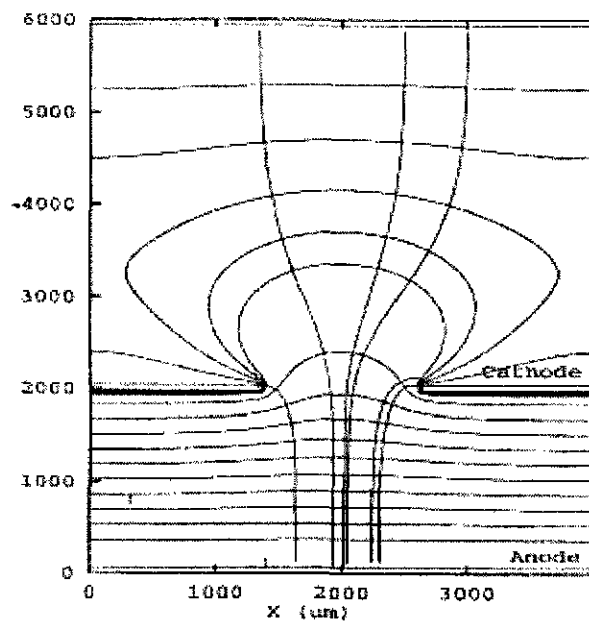


Fig.31. Schéma de principe du "Compteur à trou (CAT)". Les lignes de champ et les équipotentielles sont représentées pour l'électrode de dérive à - 25 V, la cathode à 0 V et l'anode à + 3 kV. (Ref.100).

L'amplification par les champs intenses créés entre deux électrodes placées de part et d'autre d'une structure à trous a également été testée par une équipe japonaise^{104,105)}. L'intérêt de ces travaux qui semblent indépendants de ceux réalisés au LURE, réside dans la réalisation de l'amplificateur gazeux. Il s'agit vraiment d'une microstructure un peu analogue à des galettes de micro-canaux (mais fonctionnant avec multiplication dans le gaz) : un ensemble de

tubes capillaires en verre de 100 μm de diamètre et 800 μm de longueur. Avec un mélange gazeux d'argon / méthane à différentes pressions, des gains jusqu'à 10^4 et des résolutions en énergie de 20% (fwhm, source de ^{55}Fe) ont été obtenus. Cependant et bien qu'il connaisse les travaux japonais, c'est en référence à CAT que Sarvestani ¹⁰⁶⁾ introduit une structure multiplicatrice à micro-trous ("MicroCAT") pour construire un détecteur bidimensionnel à fort taux de comptage en imagerie avec des rayons X. C'est aussi dans ce domaine de physique qu'une recherche de micro-structure originale à trois électrodes (2 dimensions et une lecture complémentaire pour la levée d'ambiguïté) a été faite sur une base d'amplification à trous ¹⁰⁷⁾. En référence à CAT, cette équipe néerlandaise a nommé ce détecteur "CATER" pour "Compteur à trous à Electrodes Redondantes" ! C'est sans référence à CAT, mais en citant GEM et sa technique de construction, que Bellazzini développe un détecteur de structure très voisine (trous coniques au pas de 120 μm dans une circuit en kapton de 50 μm d'épaisseur) qu'il nomme "WELL" ¹⁰⁸⁾.

5.4. GEM (Gas Electron Multiplier)

Introduit en 1996 par Sauli au CERN, le "GEM (Gas Electron Multiplier)" ¹⁰⁹⁾ avait comme objectif initial de diminuer les tensions de polarisation des MSGC en utilisant un "préamplificateur gazeux". Peut être inspiré par les discussions dans les Ateliers sur les MSGC ^{D12)}, GEM est né dans la mouvance des détecteurs à étages successifs d'amplification qui permettent de mieux maîtriser le fonctionnement en répartissant le gain sur plusieurs éléments ^{110, 93)}. Il a aussi bénéficié des capacités techniques de l'Atelier de circuits imprimés du CERN (EST-MT group, A. Gandi et R. De Oliveira). La Fig.32 présente les lignes de champ et équipotentielles d'un GEM et une vue de la structure amplificatrice, une feuille mince (kapton de 50 μm) percée chimiquement d'un grand nombre de trous (30 à 50 par mm^2). Les électrons créés par ionisation sont focalisés dans les trous où un champ électrique intense entraîne la multiplication.

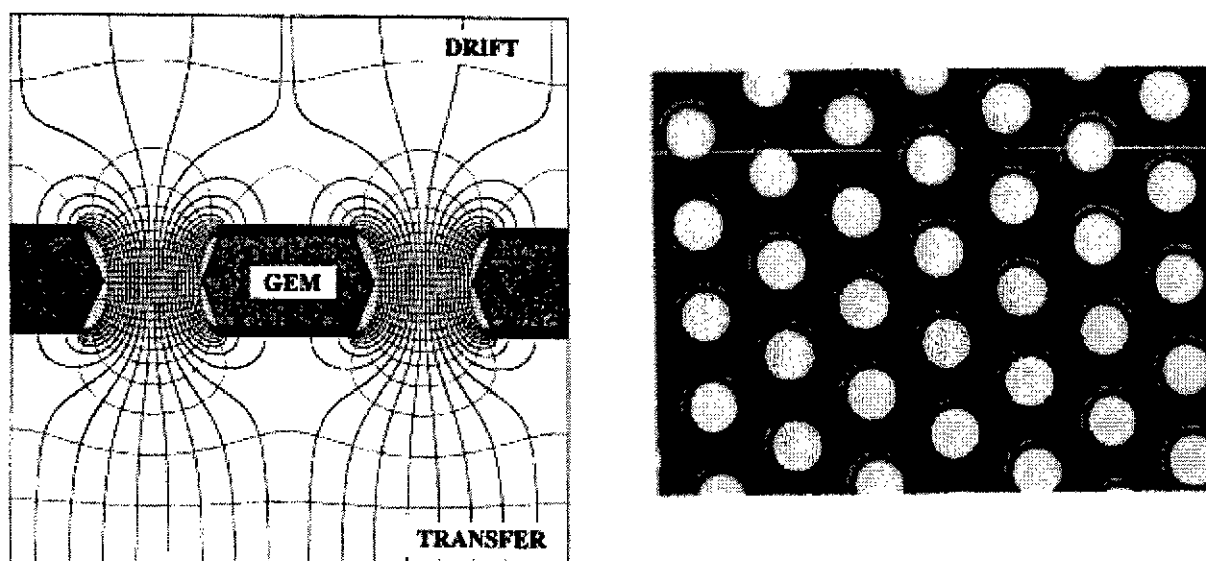


Fig.32. "GEM (Gas Electron Multiplier)". A gauche, lignes de champ et équipotentielles d'un GEM typique (trous de 70 μm , 55 μm au centre, avec un pas de 140 μm) (Ref.114). A droite, photographie au microscope de la structure avec des trous au pas de 140 μm (Ref.112). (Figures reproduites dans la Ref.18)

Les premiers travaux sur le GEM peuvent être consultés dans les Refs 109 et 111. Après une brève description, la plus grande partie de l'article de la Ref.111 porte sur l'utilisation du GEM comme "préamplificateur gazeux" dans un couplage avec une chambre à fils classique (MWPC) ou une MSGC. L'étude de GEM et son utilisation ont fait rapidement l'objet de publications par le groupe de Sauli dans des conférences, comme le "Nuclear Science Symposium" de IEEE (Albuquerque, novembre 1997)¹¹²⁾ ou la "Wire Chamber Conference" (Vienne, février 1998)¹¹³⁾. Des études systématiques sur les paramètres (géométrie des trous, rapport des champs électriques interne et externe) influant sur l'amplification et le processus de transfert dans un simple et un double GEM sont présentées dans la Ref.114. Plus généralement, les principaux résultats, publiés ou en de publication avant mai 1999, sont résumés dans la Ref.18. La Fig.33 présente l'évolution du gain d'un GEM avec la polarisation pour différents mélanges gazeux (Ar + CO₂). La Fig.34 montre la variation de gain avec les polarisations des 2 GEM dans un système double.

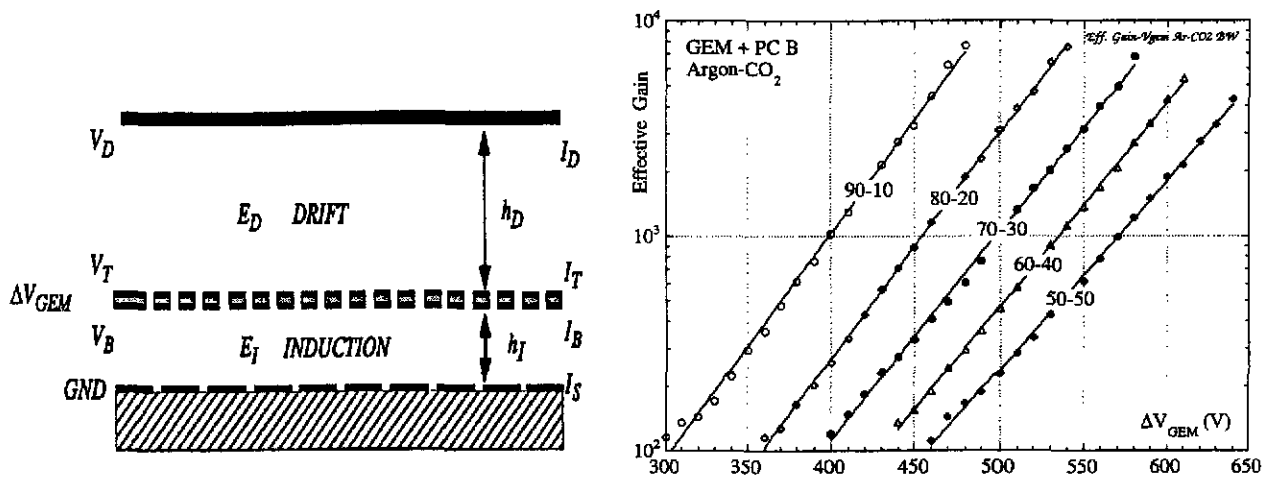


Fig.33. "Simple GEM". A gauche, schéma de principe (Ref.114). A droite, gain pour différents mélanges d'argon et CO₂ (Ref.18).

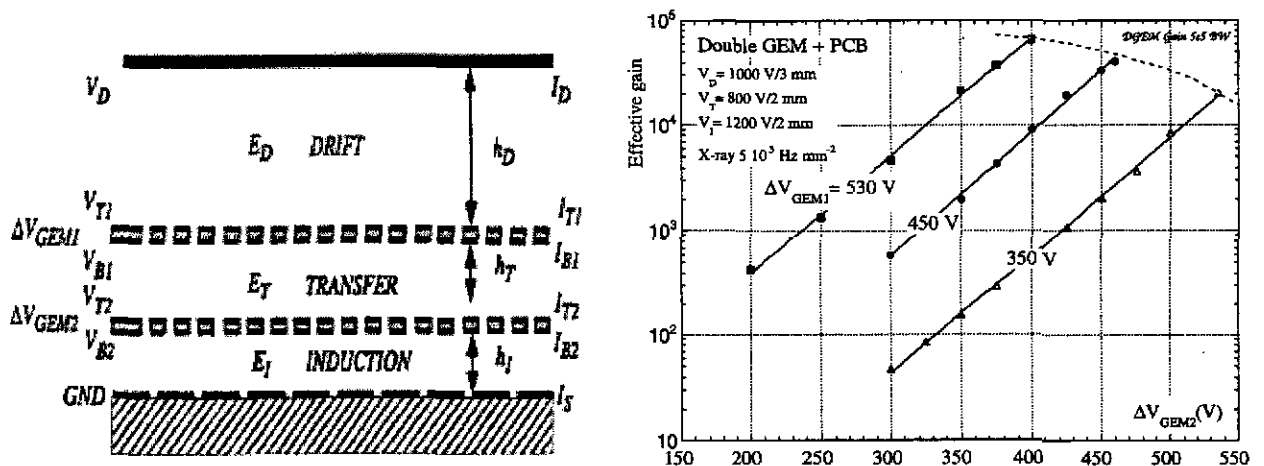


Fig.34. "Double GEM". A gauche, schéma de principe (Ref.114). A droite, gain pour différentes tensions sur les 2 GEM, avec un mélange de 70%Ar et 30%CO₂ (Ref.18).

L'utilisation de GEM comme préamplificateur gazeux couplé à une MSGC a été finalement adoptée pour le "Inner Tracker" de l'expérience HERA-B à Desy (Hambourg)¹¹⁵⁾. Des essais de résistance aux radiations de 18 ensembles GEM et MSGC ont aussi été réalisés sur le faisceau intense de pions (350 MeV/c) de PSI¹¹⁶⁾. Ces tests entrepris dans le cadre de qualifications de détecteurs pour l'expérience CMS sur le futur LHC ont montré que des points de fonctionnement et des taux de décharge satisfaisants pouvaient être obtenus. Cependant, il est difficile au lecteur de se faire une opinion générale sur l'absolue nécessité d'utiliser GEM avec les MSGC à la seule lecture des résultats (contradictoires ?) des Refs 92 et 116 qui restent très liés à la spécificité et au planning du projet CMS. Bien que les raisons profondes n'en soient pas toujours complètement connues¹⁹⁾, l'utilisation de systèmes à plusieurs étages repousse les limites du claquage pour le même gain effectif. Par exemple, un facteur 10 sur le seuil de claquage a été obtenu en passant d'un double GEM à un triple GEM¹⁹⁾. Dans le cadre des tests préparatoires de l'expérience COMPASS au CERN, un prototype "double GEM de grande dimension (31 x 31 cm²)" a été testé avec satisfaction sur le faisceau intense de PSI¹¹⁷⁾. L'expérience COMPASS disposera de deux nouveaux types de détecteurs : GEM et MICROMEAS. Bien que les détecteurs soient placés sur des parties différentes (à taux de comptage différents), les comparaisons ne manqueront pas d'intérêt !

Né en physique des particules pour les mesures de localisation fines à haut taux de comptage, GEM a aussi rapidement intéressé d'autres domaines. Dans le cadre de leurs recherches sur les "photomultiplicateurs gazeux" (couplage d'une photocathode à un multiplicateur d'électrons), l'équipe de Breskin (Weismann Institute, Israel) a étudié les performances de GEM ou de plusieurs GEM successifs¹¹⁸⁾. La Fig.35 présente le principe de ce type de détecteur. Des gains importants (10⁵) sont obtenus avec des retours très faibles d'ions et de photons vers la photocathode. Ce type de photomultiplicateur qui se conçoit aussi avec d'autres structures "Micro-pattern" peut fonctionner dans des champs magnétiques et assurer des mesures de localisation fines sur des dimensions relativement importantes. Au cours de ces travaux, une caractéristique générale intéressante est étudiée : l'efficacité de transmission du GEM¹¹⁹⁾.

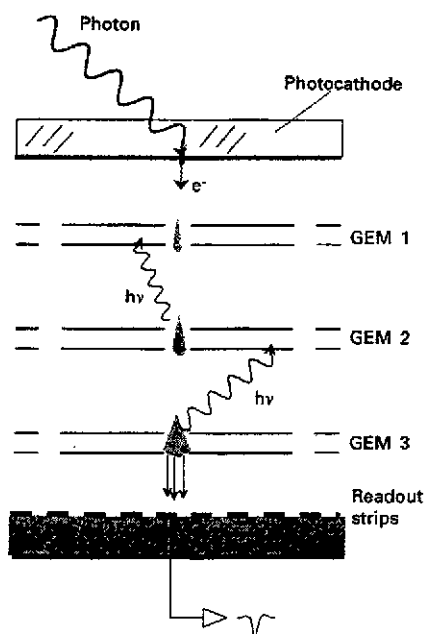


Fig.35. Schéma de principe d'un "photomultiplicateur gazeux" avec 3 GEM. L'avalanche finale est détectée sur les pistes d'un circuit imprimé. La succession des GEM constitue un écran pour le retour des ions et des photons vers la photocathode. (Ref.118)

Différents principes d'électrodes ont été étudiés pour la lecture bi-dimensionnelle dans des détecteurs à base de GEM¹²⁰⁾. Des tests de radiographie^{18, 19)} avec des rayons X de 8 keV ont donné de bonnes résolutions en position (100 μ m rms) sur des échantillons de petites dimensions (6 x 3 cm²). Ces résultats ont été obtenus en utilisant une électronique haute densité de physique des particules. Les capacités de GEM et de tous les "Micro-pattern" ne pourront être pleinement exploitées en imagerie sans le développement d'une électronique dédiée, rapide, à très grand nombre de voies et... à faible coût.

5.5. "Micro pattern structures" et tendances actuelles des détecteurs gazeux

Dans leur article de revue¹⁸⁾, Sauli et Sharma analysent les performances et les limites des MSGC. Ils présentent également deux autres structures apparentées de détecteurs à micro-anodes : les chambres de type "micro-gap" ou "small gap" et les "micro-dot chambers". Dans leur chapitre "Novel micro-pattern detectors", ils décrivent et donnent les principaux résultats (connus à l'été 1999) sur Micromegas, CAT et GEM. Dans un article récent¹²¹⁾, Oed rassemble dans une table (Fig.36) les différentes structures utilisées pour les détecteurs gazeux de type "Micro-pattern". Cet article contient aussi les principales références où ces détecteurs sont décrits.













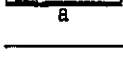
Structure	Name	Abbreviation
	Micro Strip Gas Chamber	MSGC
	Small Gap (micro strip) Gas Chamber	
	Micro Gap Chamber	MGC
	Compteur à Trous = Micro Well counter	CAT
	Micro Trench Gas Counter = Micro Groove	MGD
	Micro Dot Gas Avalanche Detector	
	Micro Slit Gas Detector	
	Micro Wire Detector	
	Micro Pin Array Detector	MIPA
	Micro Gap Wire Chamber	
	Capillary Plate Proportional Counter	
	Gas Electron Multiplier	GEM
	Micromesh Gaseous Structure	MICROME GAS

Fig.36. Différentes structures des détecteurs de type "Micro-pattern". La description rapide et les sources se trouvent dans l'article de Oed (Ref.121).

Confrontées à des impératifs de mesures à multiplicité élevée dans des flux importants, les études des détecteurs gazeux se sont orientées vers l'utilisation de micro-structures. Des associations sont même réalisées entre différentes structures, comme le GEM et le MGD ("Micro-Groove Detector"), une variante (indépendante ?) de CAT ¹²²⁾. On peut citer aussi le MICROMEGET, un "mariage de raison (sans le consentement des parents ?)" entre MICROMEGAS et GEM ¹²³⁾. Un des problèmes importants à résoudre reste celui des claquages pour les dispositifs à fort gain nécessaires à la détection de particules faiblement ionisantes ¹²⁴⁾.

Lorsqu'en mai 2000, Sauli analyse les évolutions des détecteurs gazeux, il les présente sous forme de trois transitions ¹⁹⁾.

La première transition, "spark to avalanche", retrace l'évolution des détecteurs à plaques parallèles, comme ceux de Pestov, vers les RPC d'abord en mode "streamer" puis en mode avalanche. L'amélioration des résolutions de mesures en position et temps passe par un accroissement du nombre d'électrons primaires qui pourrait être obtenu par l'émission de surface des électrodes. Pour les particules au minimum d'ionisation et même en utilisant des surfaces fortement émissives (recouvertes de CsI), il semble que l'effet d'émission secondaire reste limité face à l'ionisation dans un gaz à pression normale.

La deuxième transition, "avalanche to spark", a pour sujet les MSGC et les MPD ("Micro-Pattern Detectors") tels que CAT, Micromegas et surtout GEM. Le terme de "spark" (étincelle) ne prend plus sa signification dans le fonctionnement des détecteurs mais dans l'effet parasite de décharge provoquée par les particules fortement ionisantes. C'est principalement cet effet qui limite aujourd'hui l'utilisation de ce type de détecteurs dans le domaine de la physique des particules.

La troisième transition, "from particle physics to applications", concerne le domaine d'utilisation des détecteurs. Cette partie est sans doute la moins convaincante car, comme son auteur l'indique, elle se limite à l'utilisation des GEM dans quelques applications et principalement en radiographie par rayons X. Cette tendance se retrouve souvent ¹²⁵⁾ dans les documents du groupe de Sauli qui, après un fort investissement dans les MSGC, consacre maintenant l'essentiel de ses travaux sur les GEM et leurs applications.

Les développements récents de nouveaux détecteurs fondés sur l'utilisation de micro-structures constituent un renouvellement important dans le domaine des mesures de position avec des détecteurs gazeux. On peut sans doute reprendre la dernière phrase de conclusion de Sauli et Sharma dans leur article de revue sur le sujet écrit en 1999 :

"One hundred years after the invention of the proportional counter, and thirty years after the multiwire chamber, the development of high performance micropattern devices remains a challenging subject of research." ¹⁸⁾

6. Bibliographie commentée

Les références bibliographiques et les commentaires associés ne concernent que les sujets traités en cours. Ces références sont classées en quatre parties :

- 1) Livres
- 2) Chapitres de livres. Articles et documents de revue
- 3) Articles spécifiques
- 4) Documents de collaborations. Rapports internes. Thèses (Référéncés Dx).

Ces différentes sources n'ont pas le même statut. Les livres ou les chapitres de livres publiés par un éditeur dans un ouvrage collectif n'engagent que leurs auteurs. Souvent de conceptions assez anciennes, ils contiennent néanmoins les principaux fondements du sujet et les références bibliographiques essentielles. Pour les nouveaux détecteurs gazeux qui ne sont pas traités dans ces livres, on peut consulter les articles de synthèse de F. Sauli présentés à différentes conférences.

Les articles spécialisés sont principalement extraits de la revue « Nuclear Instruments and Methods in Physics Research ». Malheureusement, cette revue a de plus en plus tendance à publier (sans distinction spéciale) des comptes rendus de conférences et même d'ateliers (Workshop) où les contrôles par les éditeurs scientifiques sont en général beaucoup moins sévères que ceux des « referees ». Les articles de la revue I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science sont maintenant aussi principalement issus de communications à des conférences. Bien que de plus en plus centrés sur les applications des détecteurs à d'autres domaines comme la biologie et la médecine, certains articles apportent des idées intéressantes, en particulier pour les mesures de position.

Les grands détecteurs comme ATLAS, CMS ou ALICE font l'objet de publications spécifiques à différents stades de leur construction : T.P. (Technical Proposal), T.D.R. (Technical Design Report) et nombreuses notes internes. Cette documentation, organisée par classe de détecteurs (détecteurs de vertex, calorimètre électromagnétique ou hadronique, bras dimuons...) traite en détails certains aspects technologiques des détecteurs qui sont rarement décrits dans les autres sources. Il faut quand même se méfier de certaines justifications des solutions proposées (en particulier dans les TP) car ces documents constituent aussi la base de défense du projet devant les instances de tutelle.

Le WEB est aujourd'hui une source très importante et rapide de documentation sur laquelle il faut conserver un esprit critique, en particulier sur les pages personnelles qui n'engagent que leurs auteurs.

6.1. Livres

- 1) G. F. Knoll, Radiation Detection et Measurement, John Wiley (1989) (Première édition 1979, dernière édition 2000)
- 2) W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, (1994) (Première édition 1987)

Les livres de Knoll et de Leo, écrits sur des plans identiques, sont sans doute les ouvrages les plus lus. Ils restent très intéressants pour les phénomènes de base (interaction rayonnement matière, compteur proportionnel...) mais décrivent très peu les détecteurs en physique des hautes énergies.

- 3) C. F.N. Tsoufanidis, Measurements and Detection of Radiation, Taylor & Francis, (1995)
(Première édition 1983)

Le livre de Tsoufanidis contient comme les précédents des chapitres sur les principaux détecteurs de basse énergie. Une part importante est aussi consacrée à des techniques expérimentales telles que la spectroscopie (gammas et neutrons) ou l'analyse par activation.

- 4) C. F. G. Delaney and E. C. Finch, Radiation Detectors, Oxford University Press, 1992
Ce livre est, comme indiqué dans la préface, restreint à la détection des rayonnements au dessous de 100 MeV. Les explications sont souvent assez longues et rendent la lecture plus ennuyeuse que celle des trois ouvrages précédents.

- 5) K. Kleinknecht, Detectors for particle radiation, Cambridge University Press, 1998
(Première édition : en allemand 1985, en anglais 1986)

Ce livre traite des détecteurs en physique des particules. Après un chapitre d'introduction (Physics foundations), le découpage se fait par thèmes de mesure : ionisation, position, temps, identification, énergie, impulsion. Le dernier chapitre présente quelques exemples de détecteurs.

- 6) C. Grupen, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996
Le livre de Grupen est entièrement consacré aux détecteurs en physique des particules. Après un premier chapitre sur l'interaction particule / matière, les détecteurs sont classés suivant les méthodes expérimentales : mesures d'ionisation et de trajectoires, de temps, d'impulsion, identification de particules... Malgré une édition récente, on peut y trouver aussi la description d'anciens détecteurs peu ou pas utilisés aujourd'hui comme les chambres à bulles, à étincelles ou les émulsions.

- 7) R. C. Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1986

Ce livre ne traite pas uniquement des détecteurs, mais aussi de quelques rappels de physique expérimentale. Deux chapitres concernent notre sujet : 9 (Chambres proportionnelles) et 10 (Chambres à dérive).

- 8) W. Blum and L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag, 1993
Comme son titre l'indique, ce livre est consacré aux chambres à dérive. Plus précisément, il traite des fondements et des mesures : ionisation dans les gaz, dérive, amplification. Il traite aussi les aspects électrostatiques, la création du signal et les précisions des mesures. C'est un livre très complet dans ce domaine.

2) Chapitres de livres. Articles et documents de revue

- 9) F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional Chambers, CERN Report 77/09 (1977), "le rapport jaune". Réédité dans Experimental Techniques in High-Energy Nuclear and Particle Physics, (ed ; T. Ferbel), World Scientific, 1991 (Première édition 1987)

Le livre de Ferbel est composé d'une réédition fac simile d'articles déjà publiés, mais pas toujours faciles à trouver. C'est le cas de l'article de Sauli qui reste encore aujourd'hui une source essentielle sur les chambres à fils.

- 10) C. Stéphan, Gas Filled Detectors, dans Experimental Techniques in Nuclear Physics, (ed. N. Poenaru et W. Greiner), Walter de Gruyter, 1997

Le livre de Poenaru et Greiner dont les chapitres sont écrits par différents auteurs est principalement consacré (comme indiqué par son titre) à la physique nucléaire

- 11) T. Lohse and W. Witzeling, The Time Projection Chamber, dans Instrumentation in High Energy Physics (ed. F. Sauli), World Scientific, 1992
Le livre "Instrumentation in High Energy Physics" édité par F. Sauli est le volume 9 de la série "Advanced Series on Directions in High Energy Physics". Il est composé de 6 articles qui donnent une bonne synthèse des sujets abordés au début des années 90 et restent très intéressants pour les principes de base.
- 12) H. Fanet, Electronique associée aux détecteurs de rayonnements, Techniques de l'Ingénieur, B 3430 (et B 3431 pour les références bibliographiques)
"Techniques de l'Ingénieur" est une publication française privée (accès payant, www.techniques-ingénieur.fr) qu'on peut trouver dans les bibliothèques des laboratoires. Il s'agit d'une édition sous forme de fascicules régulièrement remise à jour dans des domaines techniques variés. Le document de F. Fanet est une bonne présentation de synthèse (26 pages) classée dans le thème "Génie nucléaire (BN)".
- 13) Particle Physics Booklet, July 2000
Ce livre de poche, régulièrement remis à jour, contient beaucoup de données (tables, formules, explications de base...). C'est un abrégé de Review of Particle Physics, dernière édition : D. E. Groom et al, The European Physical Journal C15, 1 (2000). On peut se le procurer à la documentation du CERN (e-mail : LIBDESK@CERN.CH)
- 14) Instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1988.
Cours de F. Sauli et V. Comparat
- 15) Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1994.
Cours de C. Bourgeois et J. M. Brom
- 16) E. Mathieson, Induced charge distributions in proportional detectors, (1991).
*Ce livre n'est pas toujours facile à trouver. Il s'agit pourtant du document théorique le plus clair et complet dans le domaine. On peut le trouver sur le WEB de Brookhaven National Laboratory (<http://www.inst.bnl.gov>) à l'adresse :
<http://www.inst.bnl.gov/publications/OtherPublications.html>*
- 17) F. Sauli, Gas detectors : Recent developments and future perspectives, Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 189
"Invited talk" à la huitième "Wire Chamber Conference" (Vienne, février 1997), cet article contient une analyse historique et critique du développement des MSGC et décrit l'introduction des nouveaux détecteurs Micromegas, CAT et GEM.
- 18) F. Sauli and A. Sharma, Micro-Pattern Gaseous Detectors, CERN-EP/99-69 (May 1999), publié dans Annual Review of Nuclear and Particle Science, 49 (1999) 341 "
Cet article est sans doute le plus documenté (190 références). Il contient une analyse détaillée des MSGC et de quelques détecteurs apparentés ainsi que de Micromegas, CAT et GEM.
- 19) F. Sauli, Gas detectors : achievements and trends, Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 47
Ce document présenté à la huitième Conférence "Frontier Detectors for Frontier Physics" (Ile d'Elbe, mai 2000), est beaucoup plus court que le précédent et porte sur les RPC, les "Micro-pattern detectors" et quelques applications de GEM. Cet article n'échappe pas à la tendance (crispante!) des références introuvables ("submitted for publication", "in preparation" et même "unpublished measurements of the author").

6.3. Articles spécifiques

- 20) G. Igo, D. Clark and R. Eisberg, Phys. Rev. 89 (1953) 879. *Cette figure est souvent reproduite (cf. Ref.9 et Ref.10)*
- 21) A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli, M. Atkinson and G. Schultz, Nucl. Instr. and Meth. 124 (1975) 189
- 22) B. Jean Marie, V. Lepeltier and D. L'Hote, Nucl. Instr. and Meth. 159 (1979) 213
- 23) T. Z. Kowalski, Nucl. Instr. and Meth. A234 (1985) 521
- 24) W. Shockley, J. Appl. Phys. 9 (1938) 635
- 25) S. Ramo, Proceedings of the I.R.E. (September 1939) 584. *L'article de Ramo est court (2 pages) mais très clair. Sa lecture peut être complétée par un article plus détaillé de la même époque dans le même journal : C.K. Jen, Proc. I.R.E. (June 1941) 345*
- 26) A. Beck, Thermoionic Valves, Cambridge University Press, 1953
- 27) G. Cavalleri, E. Gatti, G. Fabri and V. Svelto, Nucl. Instr. and Meth. 92 (1971) 137
- 28) Zhong He, Nucl. Instr. and Meth. A 463 (2001) 250
- 29) Le cours de physique de Feynmann, Electromagnétisme, Dunod 1999 (Prem. Edit 1963)
- 30) W. Price, Nuclear radiation detection, Mc Graw Hill, 1958. *Cette figure est souvent représentée ^{2,9,10)}, ou sous des formes voisines ^{1,4)}. Elle aurait été introduite (selon la Ref.10) par les Mongomerys en 1941*
- 31) R. Gott and M.W. Charles, Nucl. Instr. and Meth 72 (1969) 157
- 32) G.D. Alekseev, N.A. Kalinina, V.V. Karpukhin, D.M. Khazins and V.V. Kruglov, Nucl. Instr. and Meth 177 (1980) 385
- 33) R. Baumgart, C. Grupen and U. Schäfer, Nucl. Instr. and Meth. 222 (1984) 448
- 34) E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth 217 (1983) 30
- 35) G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and C. Zupancic, Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 235
- 36) G. Charpak, D. Rahm, M. Steiner, Nucl. Instr. and Meth. 80 (1970) 13
Reproduit dans 1, 2, 6, 9, avec parfois quelques erreurs sur le document d'origine !
- 37) G. Charpak and F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 405
- 38) I. Endo, T. Kawamoto, T. Mizuno, T. Ohsugi, T. Taniguchi and T. Takashita, Nucl. Instr. and Meth 188 (1981) 51
- 39) E. Gatti, A. Longoni, H. Okuno and P. Semenza, Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 83
- 40) E. Mathieson (avec T.J. Harris, J.S. Gordon, J.R. Thompson ou G.C. Smith) dans Nucl. Instr. and Meth : 227(1984)267 ; 227(1984)277 ; A234(1985)505 et A270(1988)602.
- 41) R.G. Markham and R.G. H. Robertson, Nucl. Instr. and Meth. 129 (1975) 131
- 42) J. Hough and R.W.P. Drever, Nucl. Instr. and Meth. 103 (1972) 365
- 43) J. Fisher, J. Fuhrmann, S. Iwata, R. Palmer and V. Radeka, Nucl. Instr. and Meth. 136 (1976) 19
- 44) J.L. Alberi and V. Radeka, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS23 (1976) 251
- 45) T. Bressani, G. Charpak, D. Rahm and C. Zupancic, Proc. Of the International Seminar on "Fimless Spark and Streamer Chambers", J.I.N.R. Dubna, 1969, p. 275. *Ce document, historiquement intéressant, est difficile à trouver. La figure est extraite de la Ref.8*
- 46) A.H. Walenta, J. Heintze and B. Schürlein, Nucl. Instr. and Meth. 92 (1971) 373
- 47) C. Garabatos et al., Nucl. Instr. and Meth. A412 (1998) 38
- 48) R. Bellazzini, A. Brez, M. Massai and M. Torquati, IEEE Trans. NS32 (1985) 389
- 49) A. Breskin, G. Charpak, C. Demierre, S. Majewski, A. Policarpo, F. Sauli and J.C. Santiard, Nucl. Instr. and Meth. 143 (1977) 29
- 50) Kwong Lau and Jörg Pyrlik, Nucl. Instr. and Meth. A366 (1995) 298
- 51) G. Bencze et al., Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995) 40

- 52) R. Debbe et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS37 (1990) 88
- 53) O. Siegmund, S. Clothier, J. Thornton, J. Lemen, R. Harper, I. Mason and J. Culhane, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS30 (1983) 503
- 54) D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 121
- 55) W.B. Atwood et al., Nucl. Instr. and Meth. A306 (1991) 446
- 56) C. Brand et al., Nucl. Instr. and Meth. A283 (1989) 567
Y. Sacquin, Nucl. Instr. and Meth. A323 (1992) 209
- 57) K. H. Ackermann et al., STAR Collaboration, Nucl. Phys. A661 (1999) 681
- 58) H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1263. *Cité avec une figure significative dans le § 4.10 de la Ref.11*
- 59) M. Atac, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS34 (1987) 476
- 60) J. Kadyk, J. Wise, D. Hess and M. Williams, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS37 (1990) 478
- 61) J.A. Kadyk, Nucl. Instr. and Meth. A 300 (1991) 436
- 62) E. Roderburg and S. Walsh, Nucl. Instr. and Meth. A 333 (1993) 316
- 63) *Pour les origines, Stephan¹⁰⁾ cite E. Bagge and J. Christiansen, Naturwissenschaften 39 (1952) 298. Mathieson¹⁶⁾ cite K.J. Schmidt, Z. Phys. 193 (1954) 251 et J.E. Draper, Nucl. Instr. and Meth. 30 (1964) 148. Quant à Grupen⁶⁾, il donne (sur les Plane-Parallel Spark Counters) M. V. Babykin et al., Sov. J. Atomic Energy IV (1956) 627. Pour les phénomènes physiques, consulter le livre de H. Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworth, 1964*
- 64) *Comparat¹⁴⁾ cite comme premières utilisations en ions lourds : G. Hempel et al., Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) 445 et H. Stelzer, Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 409*
- 65) A. Breskin et al., Nucl. Instr. and Meth. 165 (1979) 125
- 66) A. Breskin et N. Zwang, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS25 (1978) 126
- 67) Y. Galaktionov, Y. Kamyshev, A. Malinin and V Pojidaev, Nucl. Instr. and Meth. A317 (1992) 116
- 68) A. Arefiev et al., Nucl. Instr. and Meth. A348 (1994) 318
- 69) W. Braunschweig, Phys. Scripta 23 (1981) 384. *Ref. citée par Grupen⁶⁾*
- 70) V. Parkhomchuck, Y. Pestov and N. Petrovykh, Nucl. Instr. and Meth. 93 (1971) 269
- 71) H.R. Schmidt, Nuclear Physics B (Proceedings Supplements) 78 (1999) 372
- 72) Yu.N. Pestov, Nucl. Instr. and Meth. A265 (1988) 150
- 73) Yu.N. Pestov, H.R. Schmidt and B. Schreiber, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 11
- 74) R. Santonico and R. Cardelli, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 377. *Les auteurs citent comme source une traduction d'un rapport de Y. Pestov et G. Fedotovitch : Preprint IYAF 77-78, Slac Translation 184 (1978)*
- 75) R. Santonico, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 1. *Le volume A456 (p.1 à 161) est la publication des communications à "RPC'99", le cinquième Atelier sur les RPC (et détecteurs similaires) qui s'est tenu à Bari (Italie) en octobre 1999.*
- 76) C. Bacci et al., Nucl. Instr. and Meth. A443 (2000) 342
- 77) R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. and Meth. A451 (2000) 462
- 78) R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. and Meth. A457 (2001) 117
- 79) P. Fonte, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS43 (1996) 2135
- 80) A. Akindinov, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 16
- 81) P. Fonte, Nucl. Instr. and Meth. A456 (2000) 6
- 82) R. Fourme, Nucl. Instr. and Meth. A392 (1997) 1. *Cet article, écrit pour la quatrième Conférence sur les "Position-Sensitive Detectors (Manchester, septembre 1996) est un document de revue sur les "MWPCs and their gifted descendants" (MSGC, Micromegas, CAT, MGC) essentiellement en basse énergie.*
- 83) A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A263 (1988) 351

- 84) A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A367 (1995) 34
- 85) N. Vellettaz, J.E. Assaf and A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A392 (1997) 73
- 86) A. Breskin, E. Shefer, R. Chechik and A. Pansky, Nucl. Instr. and Meth. A345 (1994) 205
- 87) B. Gebauer, C. Schulz, T. Wilpert and S.F. Biagi, Nucl. Instr. and Meth. A409 (1998) 56
- 88) B. Blank et al., Nucl. Instr. and Meth. A330 (1993) 83
- 89) T. Hott, Nucl. Instr. and Meth. A408 (1998) 258
- 90) F. Sauli, Nuclear Physics B (Proceedings Supplements) 61B (1998) 236
- 91) T. Beckers et al., Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994) 95
- 92) R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A457 (2001) 22
- 93) G. Charpak, W. Dominik, J.C. Santiard, F. Sauli and N. Solomey, NIM A274 (1989) 275
- 94) K.D. Joensen et al., Nucl. Instr. and Meth. A356 (1995) 234
- 95) Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert and G. Charpak, Nucl. Instr. and Meth. A376 (1996) 29
- 96) G. Charpak, I. Crotty, Y. Giomataris, L. Ropelewski and C. Williams, Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994) 506
- 97) A. Delbart et al., Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 84
- 98) J. Derré et al., Nucl. Instr. and Meth. A459 (2001) 523
- 99) D. Thers et al., Nucl. Instr. and Meth. A469 (2001) 133
- 100) F. Bartol, M. Bordessoule, G. Chaplier, M. Lemonnier and S. Megtert, Journal de Physique III France 6 (1996) 337
- 101) M. Lemonnier et al., Nucl. Instr. and Meth. A349 (1994) 274
- 102) *Les détecteurs de "type CAT" ont fait (en novembre 1994) l'objet d'un dépôt de brevet en France (N° 2 727 525) par M. Lemonnier et son équipe sous le titre de "Détecteur de rayonnements ionisants à microcompteurs proportionnels"*
- 103) G. Chaplier, J.P. Bœuf, C. Bouillot, M. Lemonnier and S. Megtert, Nucl. Instr. and Meth. A426 (1999) 339
- 104) H. Sakurai, T. Tamura, S. Gunji and M. Noma, Nucl. Instr. and Meth. A374 (1996) 341
- 105) T. Tamura et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS43 (1996) 1533
- 106) A. Sarvestani et al., Nucl. Instr. and Meth. A419 (1998) 444
- 107) F. van den Berg, C. van Eijk, R. Hollander and P. Sarro, Nucl. Instr. and Meth. A453 (2000) 530
- 108) R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A423 (1999) 125
- 109) F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 531
R. Bouclier et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS44 (1997) 646
Ces 2 articles sur le GEM sont pratiquement identiques. Le premier a été envoyé à Nucl. Instr. and Meth. le 6 novembre 1996. Le deuxième est une communication de F. Sauli au Nuclear Science Symposium de IEEE (Anaheim, 3 au 9 novembre 1996)
- 110) G. Charpak and F. Sauli, Phys. Letters B (1978) 523
- 111) R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. A396 (1997) 50
- 112) J. Benloch et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS45 (1998) 234
- 113) J. Benloch et al., Nucl. Instr. and Meth. A419 (1998) 410
- 114) S. Bacheman et al., Nucl. Instr. and Meth. A438 (1999) 376
- 115) T. Zeuner, Nucl. Instr. and Meth. A446 (2000) 324
- 116) M. Ageron et al., Nucl. Instr. and Meth. A471 (2001) 380
- 117) S. Bachmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 42
- 118) A. Breskin et al., Nucl. Instr. and Meth. A442 (2000) 58
- 119) C. Richter, Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 38. *Cet article est une version courte d'un "preprint" soumis à Nucl. Instr. and Meth. (cf. la Ref.10 de l'article pour le "preprint")*
- 120) A. Bressan et al. Nucl. Instr. and Meth. A425 (1999), 254

- 121) A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A471 (2001) 109
- 122) R. Bellazzini et al., Nucl. Instr. and Meth. A425 (1999) 218
- 123) O. Bouhali et al., Nucl. Instr. and Meth. A459 (2001) 211
- 124) V. Peskov, B.D. Ramsey and P. Fonte, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS45 (1998) 244
- 125) F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A422 (1999) 257

6.4. Documents de collaborations. Rapports internes. Thèses

- D1) Bo Yu, Gas proportional detectors with interpolating cathode pad readout for high track multiplicities, PhD dissertation, University of Pittsburgh, 1991, Informal Report BNL 47055.
- D2) The Forward Muon Spectrometer, LHCC/P3-Addendum 1. to the ALICE TP, CERN / LHCC, 96-32 (1996)
- D3) Dimuon Forward Spectrometer, ALICE TDR 5, CERN / LHCC, 99-22 (1999) et Addendum 1 à ce TDR, CERN / LHCC, 2000-046 (2000)
- D4) L. Kharmandarian, Thèse Orsay1999, Rapport interne IPNO T 00-02
- D5) *Les informations historiques sont extraites de la Ref.11 dont les auteurs citent des rapports internes de la Collaboration PEP : D.R. Nygren, PEP 198 (1975) et A.R. Clark et al., PEP-4 Proposal (1976)*
- D6) Time Projection Chamber, ALICE TDR 7, CERN / LHCC, 2000-001 (2000)
- D7) J. Peyré, B. Genolini et J. Pouthas, IPN Orsay, Rapport interne IPNO 98-07 (1998)
- D8) Proceedings of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers (J. Kadyk organizer), Berkeley, 1986, Rapport LBL 21 170 (1986).
- D9) The n-TOF Collaboration, Technical Report, CERN, INTC 2000-018, (2000).
- D10) Time of Flight System (TOF), ALICE TDR 8, CERN / LHCC 2000-12 (2000). *Le chapitre 2 (R&D program, prototype test result) est très intéressant pour les études sur les Compteurs Pestov, les PPC et les RPC multigap.*
- D11) LC TPC R&D, DESY-PRC R&D 01/03, October 4, 2001. *Ce document écrit pour le 52^{ième} PRC (Physics Review Comitee) de DESY (Hambourg) présente des programmes de R&D sur une TPC pour les futurs collisionneurs linéaires (LC, Linear Collider) d'électrons.*
- D12) A. Oed, Proceedings of the MSGC Workshop, ILL, Grenoble, june 1991. *Cette source est donnée par Oed dans un article de 2001 (cf. Ref.121)*

Remarque : Les documents de la Collaboration ALICE (comme ceux de la plupart des grandes collaborations) sont sur le WEB : <http://alice.web.cern.ch/Alice/documents.html>. Mais, en raison d'une refonte de la documentation au CERN, cette adresse est en cours de changement. On peut consulter la page d'accueil du nouveau système de documentation qui contient de nombreuses informations sur ALICE, mais aussi LHC, ATLAS, CMS, etc.

EDMS (Engineering Data Management Service)

http://edmsoraweb.cern.ch:8001/cedarnew/cedarw.site_home.

LE TRACKING GAMMA

Gilbert Duchêne

Institut de Recherches Subatomiques,

CNRS-IN2P3 / Université Louis Pasteur Strasbourg 1,

23, rue du Loess, BP 28, 67037 Strasbourg Cedex 2, France

gilbert.duchene@ires.in2p3.fr

RESUME

Le présent cours décrit le principe de fonctionnement du spectromètre γ de nouvelle génération, AGATA, qui est basé sur la reconstruction du parcours des rayonnements γ dans le germanium (tracking γ). L'amélioration calculée de 2 à 3 ordres de grandeur de la sensibilité de détection par rapport à celle des appareillages actuels ouvre de toutes nouvelles perspectives dans l'étude de la structure de la matière nucléaire dans ses extrêmes de déformation, d'isospin, de numéro atomique et de température. Les avancées technologiques nécessaires à sa réalisation et le programme de R&D pour les quatre prochaines années sont exposés de même que l'organisation des collaborations nationale et européenne.

ABSTRACT

This lecture describes the basic principles of the γ path reconstruction (γ tracking) envisaged for the new-generation γ spectrometer, AGATA. The predicted detection-sensitivity improvement by 2 to 3 orders of magnitude compared to the ones of the arrays currently used, opens up completely new perspectives in the study of the nuclear-matter structure in its extremes of deformation, isospin, atomic number and temperature. The technological advances necessary to its construction, the corresponding R&D effort over the four coming years as well as the national and European collaborations are also presented.

I. INTRODUCTION

Les avancées majeures en détection γ ont souvent contribué de façon décisive aux découvertes les plus marquantes dans les études de la structure nucléaire. Ainsi les mises en évidence des bandes superdéformées et des premières bandes jumelles furent réalisées dans les années 1985-1990 auprès de multidétecteurs nationaux tels le Château-de-Cristal en France. Ces appareillages étaient constitués de 12 à 20 détecteurs Ge entourés d'enceintes de réjection Compton et incluaient un calorimètre 4π de scintillateurs (NaI, BaF₂ ou BGO) mesurant la multiplicité γ et l'énergie γ totale relaxées dans la réaction. Le calorimètre, communément appelé « boule interne », servait non seulement de trigger mais également de système de sélection de la voie d'évaporation d'intérêt. Ces spectromètres γ avaient une efficacité totale de détection de pleine énergie (photopic) $\epsilon_p\omega$ de 0,5 % qui donnait accès à des phénomènes physiques dont l'intensité I_γ pouvait être aussi faible que quelques 10^{-3} .

Par le biais de collaborations à l'échelle continentale, une nouvelle famille d'appareillages GASP, EUROGAM et EUROBALL vit le jour dans les années 90. Leur efficacité de détection typiquement supérieure d'un ordre de grandeur à celles des spectromètres précédents, crût avec le temps de 3 % à 10 % grâce à la mise en œuvre de détecteurs Ge composites (clovers et clusters). Ils ouvrirent un champ de recherche considérable pour l'étude de la structure nucléaire à haut moment angulaire : bandes superdéformées identiques ($I_\gamma \sim 10^{-3}$), transitions de liaisons entre puits superdéformé et normalement déformé ($I_\gamma \sim 10^{-4}$), mesure des durées de vies des états superdéformés, observation de nouvelles propriétés du noyau comme les bandes ciseaux, la rotation magnétique ou le mode d'excitation collectif de type « wobbling », première signature expérimentale directe de la triaxialité du noyau. L'adjonction de détecteurs additionnels (particules chargées, neutrons, fragments de fission, noyaux de reculs) permet d'accroître encore la sélectivité des spectromètres actuels et d'étudier les noyaux exotiques riches en protons ($N = Z$ jusqu'au voisinage de la masse 100) et riches en neutrons.

Ces dernières études prendront une dimension nouvelle auprès des installations de faisceaux radioactifs grâce à la mise en œuvre des nouveaux spectromètres dédiés de grande granularité (cristaux de Ge segmentés), EXOGAM et MINIBALL.

Afin de repousser les limites de détection de plusieurs ordres de grandeur ($I_\gamma \sim 10^{-7}$) et de permettre l'étude des propriétés de la matière nucléaire dans ses extrêmes d'isospin, de déformation et de charge, l'émergence d'un nouveau concept de spectromètres γ est nécessaire. Un travail de R&D lancé dès 1996 par la collaboration EUROBALL a permis de jeter les premières bases d'un appareillage de nouvelle génération utilisant la reconstitution du parcours des photons dans le Ge (tracking gamma). Après une période d'intense R&D au niveau européen, cet équipement qui soulève l'intérêt à la fois des communautés de physiciens engagées auprès des faisceaux stables et auprès des faisceaux radioactifs, sera utilisé en phases successives d'efficacité de détection photopic croissante entre 2007 et 2009.

L'exposé qui suit présente succinctement les thèmes de physique qui seront abordés avec ce spectromètre, les techniques mises en œuvre pour sa réalisation, les développements en cours, les collaborations nationale et internationale ainsi que le calendrier du R&D et de la construction.

II. LE TRACKING GAMMA , POUR QUELLE PHYSIQUE ?

Les études de la structure de la matière nucléaire en fonction du spin, de l'isospin, de la température et de la charge ont été menées jusqu'à présent à l'aide d'appareillages spécifiques à chacun de ces quatre axes de recherche. L'objectif est le développement et la réalisation d'un nouveau spectromètre γ , AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array), capable de sonder les états de la matière nucléaire dans tous ces degrés de liberté avec une sensibilité inégalée.

Le présent chapitre résume le contenu du rapport du groupe de travail français « Motivations physiques » [1] dirigé par A.Korichi (CSNSM) et le cas physique défendu en juin 2001 par G.Duchêne (IReS) et G.de France (GANIL) devant le Conseil Scientifique de l'IN2P3 pour le projet de R&D AGATA [2].

II.1. Etats extrêmes de la matière nucléaire à haut moment angulaire

L'étude des états extrêmes de la matière nucléaire à haut moment angulaire porte, entre autre, sur les formes exotiques du noyau atomique, les états moléculaires nucléaires, le chaos et les résonances géantes construites sur des états excités.

II.1.1 Formes "exotiques"

L'étude des formes "exotiques" des noyaux produits à haut moment angulaire est un moyen unique pour approcher nombre de phénomènes. Ainsi la mise en évidence de la superdéformation (ellipsoïde de rapport d'axes 2:1) des noyaux atomiques peuplée vers $J = 65\hbar$ avec des intensités I_γ de $\sim 10^{-2}$ - 10^{-3} , a permis d'étudier la combinaison des effets des orbitales de grand-j, de la rotation rapide et des intervalles de couches.

Les calculs théoriques prédisent l'existence d'une forme encore plus rigide et déformée, l'hyperdéformation. Un tel noyau, de rapport d'axes de $\sim 3:1$ est créé à très haut moment angulaire ($J = 80\hbar$) en forte compétition avec la fission ce qui réduit sa probabilité de formation de plusieurs ordres de grandeur ($I_\gamma \sim 10^{-7}$). Il est, vis-à-vis de la rotation rapide, le laboratoire stable ultime de la matière nucléaire aux confins du chaos. De plus, en bas de bande hyperdéformée (HD), ses états discrets sont noyés parmi $\sim 10^{10}$ états normalement déformés (ND) et sa désexcitation vers ces états correspond à une transition de phase ordre-chaos-ordre.

L'observation d'états HD constitue une importante confirmation des effets de couches dans le noyau et représente un enjeu fondamental pour la paramétrisation de la forme du potentiel en théorie du champ moyen [3-5]. En particulier les calculs théoriques prédisent que le paramètre de déformation octupolaire [6] et certaines contraintes sur les déformations des potentiels des neutrons et protons [7] affectent de façon significative la hauteur de la barrière et la profondeur du troisième puits.

La mise en évidence et l'étude d'autres formes de noyaux (forme superdéformée oblate, forme triaxiale) ou de transitions de formes présentent également un grand intérêt pour la confirmation de la pertinence des prévisions théoriques. Par exemple, de grands gaps dans les spectres de particules individuelles s'ouvrent autour de $N = Z = 40$. Ils correspondent au développement d'une déformation octupolaire exotique marquée ($\alpha_{3,2} \approx 0,18$) dont la forme rappelle celle de la molécule CH_4 (Figure 1). Cet objet de forme pyramidale présente une symétrie de type tétraédrique [8]. Fait unique dans la matière nucléaire, les fonctions d'onde de ses états brisent la symétrie de parité.

Un nouveau spectromètre permettant de gagner un facteur très important à la fois en efficacité de détection et en sélectivité est indispensable pour pouvoir espérer étudier des structures d'aussi faible intensité.

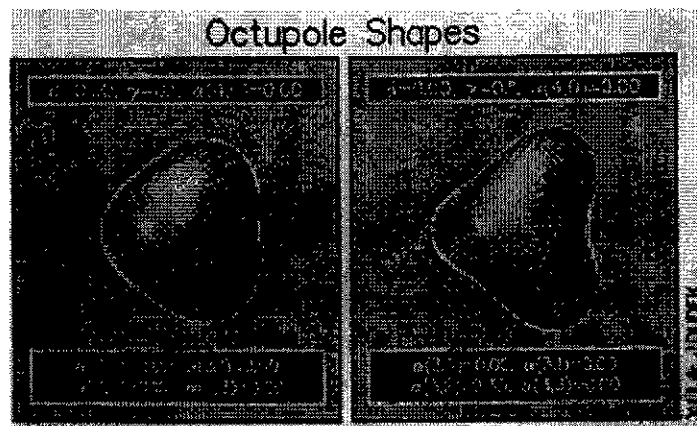


Figure 1 : Déformations octupolaires exotiques

- à gauche $\alpha_{3,2} = 0,15$
- à droite $\alpha_{3,2} = 0,30$

II.1.2 Etats moléculaires

Des états de type résonances moléculaires ont été observés pour la première fois par Bromley et collaborateurs au début des années soixante dans le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [9]. Depuis leur étude a été étendue jusqu'à la masse ~ 60 ($^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ par exemple [10]). Ces résonances peuvent aussi être corrélées pour les systèmes plus légers, à des phénomènes de clusterisation en fragments alpha, carbone, oxygène ...[11] stabilisés par des neutrons [12]. Ces structures correspondent à des configurations particules-trous très exotiques qui ne sont pas reproduites par le « modèle standard » de la physique nucléaire, le modèle en couches. Elles soulèvent de fait un regain d'intérêt. La mise en évidence et l'étude de ces états pourront être effectuées en associant des détecteurs de fragments au spectromètre γ qui doit avoir une très grande efficacité pour des énergies gamma de plusieurs MeV.

D'autres états de type moléculaires sont prédits dans les noyaux très lourds. Un des aspects les plus intéressants à étudier est le réarrangement des nucléons lorsque le noyau survit dans une structure extrêmement déformée tout en s'appêtant à fissionner ou à se désintégrer par émission de clusters. Cet aspect de la dynamique du noyau est très mal connu alors qu'il est du plus grand intérêt. Par exemple, une structure extrêmement déformée est prédite pour les noyaux très lourds qui sont alors constitués de deux pré-fragments de fission. Dans cet état extrême de la matière, à l'instar des électrons de valence mis en commun dans les molécules, certains nucléons se trouvent délocalisés et parcourent des orbitales communes aux deux fragments [13]. Ils forment ainsi un nuage de matière nucléaire diluée dont les "orbitales moléculaires" jouent un rôle particulier dans la stabilité de cette configuration nucléaire extrêmement déformée. La structure de tels états pose de nouvelles questions :

- est-ce que deux champs moyens peuvent coexister dans un même objet nucléaire et comment interagissent-ils ?
- les phases d'appariement dans la matière diluée et dans les fragments sont-elles corrélées ?

II.1.3 Chaos et Résonances Géantes

Le noyau est un excellent laboratoire pour étudier le phénomène de chaos. A basse énergie d'excitation il existe plusieurs nombres quantiques intrinsèques qui peuvent être utilisés pour caractériser les configurations nucléaires. A plus haute énergie d'excitation, du fait de la très grande densité de niveaux et de leur mélange, le concept de nombre quantique disparaît. La perte de nombres quantiques (et des symétries associées) est une signature du comportement chaotique. L'étude de la transition ordre-chaos nécessite des mesures précises d'un très grand nombre de

données spectroscopiques, souvent de très faible intensité, pour lesquelles un spectromètre de grande efficacité et de grande granularité constituera un outil ouvrant de nouveaux horizons.

L'étude des résonances géantes constitue un moyen assez unique d'approcher le comportement du noyau à température élevée. Le fait que le spectromètre de tracking gamma aura la même efficacité à une énergie de 10 – 15 MeV que EUROBALL à une énergie de 1 MeV rendra possible de nouvelles mesures. Elles concerneront les modes de décroissance des résonances géantes dipolaire et quadrupolaire. Il sera en particulier très intéressant d'étudier les résonances géantes bâties sur les formes superdéformées et triaxiales ou encore sur les états des noyaux riches en neutrons et faiblement liés. On peut notamment espérer dans ce dernier cas observer un nouveau type de résonances de basse énergie, par exemple les résonances pygmées, qui trouvent leur origine dans la séparation des densités de distribution proton et neutron et dont la structure fine pourra être résolue à l'aide d'un spectromètre γ de grande efficacité (rayons γ de 8 à 15 MeV) et de grande résolution en énergie (Figure 2).

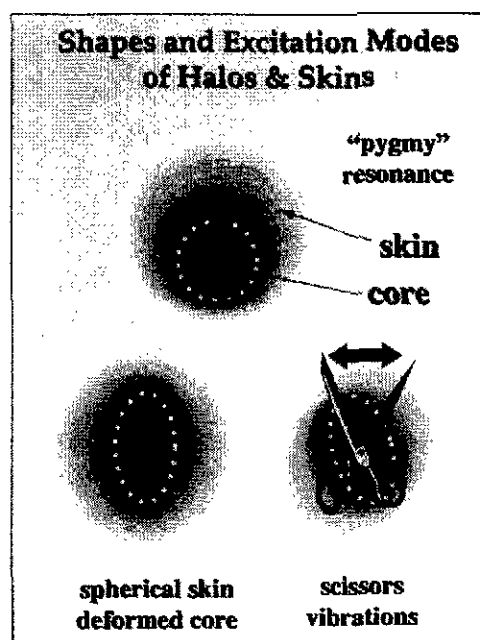


Figure 2: Modes collectifs d'excitation prédits pour les noyaux riches en neutrons

II.2. Noyaux loin de la stabilité

Durant les dix dernières années, un regain d'intérêt considérable pour l'étude de la structure des noyaux exotiques a vu le jour. Ceci est dû pour une large part au développement de sources de production d'ions de grande intensité auprès d'accélérateurs permettant ensuite la production de noyaux exotiques par fragmentation des ions d'une cible fixe épaisse (ISOLDE), fragments réaccélérés par la suite, ou par fragmentation du projectile sur la cible (GANIL et GSI). C'est ainsi qu'ont été mis en évidence, par exemple, les noyaux doublement magiques ^{100}Sn , ^{78}Ni , ^{48}Ni . Dans les paragraphes qui suivent seront décrits brièvement les thèmes de physique qui peuvent être envisagés grâce à la combinaison d'un détecteur type tracking gamma et des faisceaux radioactifs.

II.2.1 Noyaux à halo et réaction de « knock-out »

Le mécanisme de « knock-out » présente des sections efficaces élevées de l'ordre de 100 mb. Ce type de réaction correspond à l'extraction d'un neutron faiblement lié du halo. Dans l'état final on aboutit à un isotope excité du noyau a halo initial. Un exemple caractéristique de ce type de recherche est le cas de la réaction $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be}^* + n$ à 78 MeV/A [14]. Ces réactions sont utilisées afin d'avoir accès à la mesure de la distribution en moment des particules émises, aux sections efficaces différentielles ainsi qu'aux facteurs spectroscopiques [14-16]. Après l'éjection du neutron faiblement lié, le noyau de recul se désexcite par émission gamma et en fonction de sa structure, le spectre gamma peut être plus ou moins complexe. Il faut donc mesurer le moment du noyau de recul en coïncidence avec les rayonnements gamma émis (^{10}Be et $E_\gamma \sim 10$ MeV, respectivement, dans l'exemple précédent). Comme on le voit l'efficacité de détection est primordiale. De plus, ces réactions ont une section efficace maximum à des énergies de bombardement de plusieurs dizaines de MeV par nucléon. A ces énergies, les rayonnements gamma émis en vol subissent un effet Doppler maximum. D'où la nécessité impérieuse d'une correction Doppler extrêmement performante (grande granularité de l'appareillage).

II.2.2 Structure des noyaux très riches en neutrons

Lorsque l'on considère des noyaux loin de la stabilité vis-à-vis de la décroissance bêta, des phénomènes fondamentalement nouveaux sont prédits par les théories de type champ moyen. Dans ces régions où les énergies de liaison des derniers nucléons sont proches de zéro, la structure des

noyaux se rapproche de celle de la matière neutronique. La densité de neutrons est prédite supérieure à celle des protons dans tous le volume du noyau et ce tout particulièrement à sa superficie formant ainsi une sorte de « peau de neutrons » (Figure 3). Le potentiel nucléaire qui en résulte est si différent de celui que l'on trouve dans le cas des noyaux fortement liés, qu'une modification profonde de la structure en couche classique est prédite [17]. Aujourd'hui les données sont quasi inexistantes dans ce domaine. Seules les récentes études des noyaux riches en neutron tels ^{32}Mg et ^{44}S semblent indiquer un affaiblissement de la structure en couche [18]. Ce manque de données s'explique par la chute rapide des sections efficaces de production de tels noyaux ainsi que par l'efficacité toujours très limitée des spectromètres gamma actuels. Un moyen d'accéder aux nombres quantiques fondamentaux de spin et parité permettant de déterminer la structure des noyaux très exotiques est leur excitation Coulombienne. La section efficace de réaction est grande et le mécanisme suffisamment sélectif pour n'exciter que les premiers états et limiter la complexité des spectres gamma finaux.

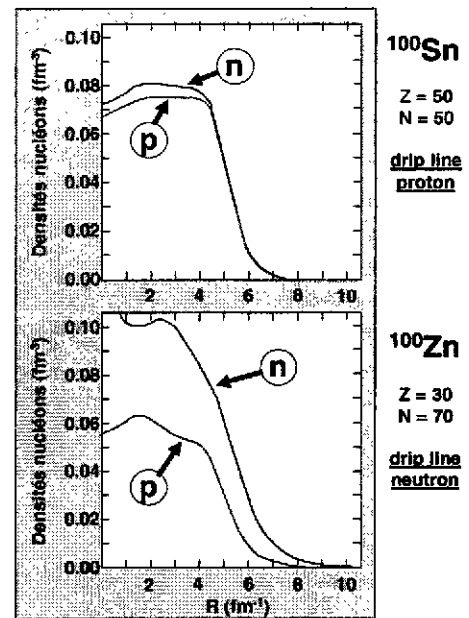


Figure 3 : Densité de neutrons et de protons dans les noyaux ^{100}Sn et ^{100}Zn (effet de peau de neutrons dans ce dernier)

II.2.3 Noyaux $N = Z$: les différentes phases d'appariement

Sur l'autre versant de la vallée de stabilité, la limite de cohésion des noyaux vis-à-vis de l'émission de proton est bien plus rapidement atteinte à cause de la répulsion Coulombienne qui prend le pas sur l'interaction forte. Jusqu'au noyau de ^{100}Sn , il est possible de peupler des noyaux $N = Z$ et d'étudier des aspects spécifiques à cette symétrie. L'interaction de pairing, qui a tendance à coupler à $J = 0$ les paires de nucléons, est un sujet fondamental et toujours incompris. Pour ces noyaux « symétriques », les nucléons de valence occupent les mêmes orbitales et le recouvrement des fonctions d'onde est donc très grand ce qui a pour conséquence que les interactions neutron-proton (np) sont maximales [19-21]. Des calculs récents semblent indiquer la coexistence des phases $T = 0$ et $T = 1$ pour ces noyaux $N = Z$ et en particulier que les paires couplées à $T = 0$ seraient prépondérantes lorsque le moment angulaire croît [22]. Une façon de mesurer ces phases d'appariement pourrait alors être la détermination du moment d'inertie dynamique et son évolution avec la fréquence de rotation. Plus le nombre de particules de valence est grand, plus l'effet est important. La très faible section efficace de production des noyaux $N = Z$ dans la région de masse 80-100 associée à la multiplicité gamma nécessaire à cette mesure impose une détection de très grande efficacité et de haute résolution.

II.2.4 Spectroscopie au-delà de la drip line proton

Au delà de la ligne $N = Z$, vers la limite de cohésion des derniers protons, des modes de décroissance peu compris voient le jour. L'émission de proton direct par des noyaux relativement lourds est pourtant un problème de base: il s'agit pour un proton de valence de franchir une barrière de potentiel par effet tunnel. La difficulté vient essentiellement de la complexité de la structure de la barrière, souvent déformée. Des progrès significatifs ont toutefois été réalisés grâce aux mesures faites à Argonne utilisant la technique RDT (pour Recoil Decay Tagging) qui associe l'identification par spectromètre du noyau de recul en coïncidence avec le proton émis [23]. Dans le cas des noyaux déformés, il y a compétition entre les décroissances proton et gamma et les probabilités de

décroissance varient rapidement en fonction du moment angulaire, de la déformation, et des interactions résiduelles. La détection simultanée des particules chargées et des rayons gamma est donc essentielle d'une part pour mesurer les rapports d'embranchement et les facteurs spectroscopiques des émetteurs proton, et d'autre part pour détecter l'alimentation éventuelle d'états excités du noyau résiduel après émission de proton. Un exemple de ce type d'expérience qui pourrait être mené à l'aide d'un détecteur tracking gamma auprès de faisceaux radioactifs, est l'étude de la décroissance d'une bande rotationnelle superdéformée dans le ^{58}Cu . Celle-ci décroît à la fois vers le ^{57}Ni après émission d'un proton et vers l'état fondamental du ^{58}Cu par transition gamma [24].

II.3 Structure des noyaux lourds et nouvel îlot de stabilité

En dehors des limites de cohésion dues aux excès de nucléons, il existe une troisième limite dans le plan N-Z, celle du numéro atomique Z avec les éléments superlourds. En fonction des paramétrisations, les différents modèles théoriques prédisent les prochaines fermetures de couches à (Z=114, N=184), (Z=120, N=172) ou (Z=126, N=184). Les sections efficaces de production sont certes trop faibles pour mener une étude spectroscopique de ces noyaux mais il existe une alternative particulièrement intéressante. Au-delà des isotopes de Fermium (Z=100), les noyaux se trouvent être déformés. Ceci a été observé expérimentalement dans le cas des isotopes $^{252,254}\text{No}$ [25,26] par exemple dans lesquels des bandes rotationnelles correspondant à une déformation de l'ordre de $\beta \sim 0,2-0,3$ ont été mises en évidence (Figure 4). A cette valeur de déformation, on peut observer dans les diagrammes donnant les énergies de particules individuelles en fonction de la déformation, des zones de stabilité délimitées en particulier par des orbitales intruses provenant des couches supérieures. Or ces niveaux sont précisément ceux qui sont actifs pour la couche magique *sphérique* suivante. Ainsi, étudier la structure des transférmas déformés permet d'approcher celle des éléments superlourds sphériques. Les

premiers résultats d'analyse des expériences menées dans les transférmas indiquent que la barrière de fission est élevée (supérieure à ~ 6 MeV) et ce jusqu'à des valeurs importantes de moment angulaire comprises entre 30 et 40 h [27]. De telles conditions, confirmées par les calculs théoriques [28], sont très favorables à une étude spectroscopique détaillée de ces noyaux et à la compréhension de la structure des noyaux superlourds. Lorsque la décroissance gamma est compétitive vis-à-vis de l'émission d'électrons de conversion, c'est-à-dire essentiellement dans le cas des noyaux pair-pair, la puissance d'un appareillage basé sur la technique du tracking gamma (les sections efficaces de production du $^{254}_{102}\text{No}$, du $^{256}_{104}\text{Rf}$ et du $^{265}_{108}\text{Hs}$ sont respectivement de 3 μb , 10 nb et 60 pb) combinée à un dispositif d'identification performant en terme de sélection et de réduction de bruit de fond (séparateur de masses et détecteur de plan focal efficace), sera essentielle.

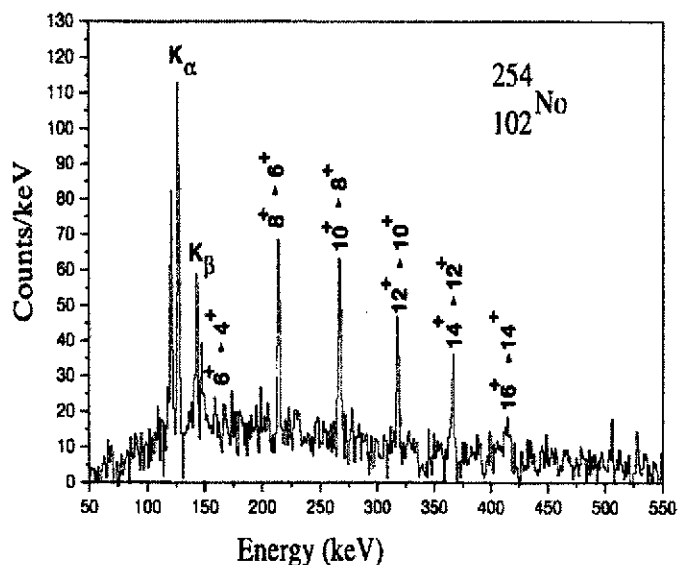


Figure 4 : Spectre γ en coincidence avec les résidus d'évaporation ^{254}No [26]

III. LES SPECTROMETRES γ EXISTANTS

III.1. Techniques actuelles de détection γ

Tous les multidétecteurs pour la spectroscopie γ utilisés actuellement emploient des détecteurs semi-conducteurs au germanium (Ge) car ils présentent une excellente résolution en énergie (FWHM = 1 keV à ~ 100 keV et 2 keV à 1 MeV). Cette propriété est due au faible gap existant entre les bandes de valence et de conduction (0,77 eV à 77 K) qui permet la création d'un grand nombre de porteurs (énergie de création de paire électron-trou de 2,96 eV), ainsi qu'au refroidissement du cristal à la température de l'azote liquide (77 K) qui réduit substantiellement le bruit thermique. Le Ge présente cependant un défaut, son faible numéro atomique ($Z = 32$). Ainsi l'interaction dominante des photons avec le Ge est l'effet Compton de 150 à 8000 keV. Même pour des cristaux de grande taille (diam. ~ 7 cm, long. ~ 7 cm et vol. ~ 300 cm³), 75 % des photons de 1 MeV s'échappent du cristal après avoir interagit. Le spectre γ qui en résulte présente un important fond continu appelé fond Compton (Figure 5). Le rapport Pic-sur-Total P/T du nombre de coups dans les photopics sur le nombre total de coups dans le spectre, mesuré avec une source de ⁶⁰Co émettrice de deux rayons γ de 1173 et 1332 keV, vaut 0,25.

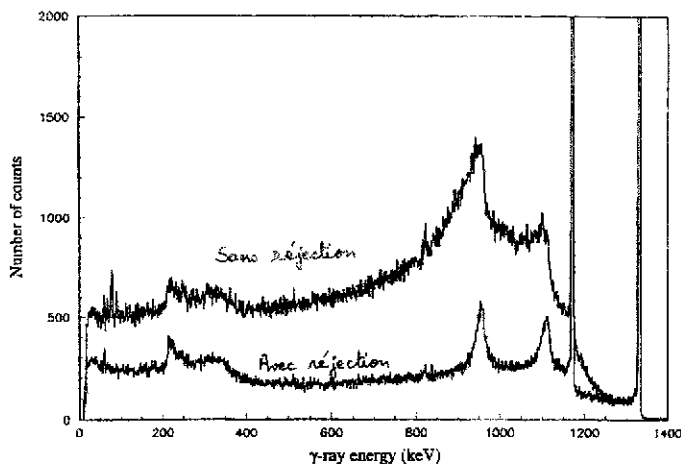


Figure 5 : Réduction du fond Compton obtenue par l'emploi d'une enceinte de réjection Compton en BGO

La réduction du fond Compton est réalisée en entourant le cristal de Ge de cristaux de scintillateur dense comme le BGO, fonctionnant en anti-coïncidence. Un tel montage permet de réduire le fond d'un facteur ~ 3 (Figure 5) et d'augmenter la valeur de P/T à 0,60.

Ainsi la majorité des spectromètres γ actuels sont basés sur l'assemblage de N ensembles de détection constitués d'un détecteur Ge et de son enceinte de réjection Compton.

III.2. Principales caractéristiques d'un spectromètre γ

La limite d'observation L d'un spectromètre γ 4π dépend essentiellement de deux paramètres :

- l'efficacité de détection photopic totale $N\epsilon_p\omega$ où ϵ_p représente l'efficacité photopic intrinsèque de chaque cristal Ge (probabilité d'absorption de pleine énergie ; $\epsilon_p \sim 0,20$ à 1 MeV), $\omega = \Omega/4\pi$ correspond à l'angle solide normalisé couvert par chacun des compteurs et N est le nombre de détecteurs Ge de l'appareillage. $N\epsilon_p\omega$ correspond à la probabilité totale de pleine absorption et est, de fait, inférieure à 1.
- le pouvoir de résolution R qui est fonction de la largeur des raies γ , ΔE_γ , dans les conditions expérimentales et du rapport Pic-sur-Total

$$R = (\delta E / \Delta E_\gamma) \times P/T \quad \text{où} \quad R > 1 \quad (1)$$

δE est l'espacement moyen dans le spectre γ entre deux transitions consécutives de la cascade γ étudiée.

La résolution en énergie sous faisceau, ΔE_γ , d'un photon d'énergie E_γ est affectée par l'effet Doppler et résulte de quatre facteurs :

- la résolution intrinsèque du cristal ΔE_{int}
- l'élargissement Doppler dû à la demi-ouverture angulaire $\Delta\theta$ du cristal Ge :

$$\Delta E_{\Delta\theta} = 2\beta E_\gamma \sin(\theta) \sin(\Delta\theta) \text{ où } \beta = v/c \quad (2)$$
- l'élargissement Doppler dû à la demi-ouverture $\Delta\alpha$ du cône de recul du noyau de recul émetteur γ ou du détecteur de fragment s'il y en a un :

$$\Delta E_{\Delta\alpha} = 2\beta E_\gamma \sin(\theta) \sin(\Delta\alpha) \quad (3)$$
- l'élargissement Doppler dû au ralentissement $\Delta\beta$ du noyau de recul dans la cible :

$$\Delta E_{\Delta\beta} = \Delta\beta E_\gamma \cos(\theta) \quad (4)$$

La résolution finale correspond à la racine carrée de la somme quadratique de chacune de ces contributions soit :

$$\Delta E = \left\{ \Delta E_{int}^2 + \Delta E_{\Delta\theta}^2 + \Delta E_{\Delta\alpha}^2 + \Delta E_{\Delta\beta}^2 \right\}^{1/2} \quad (5)$$

La limite d'observation L^n pour un ordre de coïncidence ou fold n pourra être déduite de la convolution de l'efficacité de détection photopic totale et du pouvoir de résolution :

$$L^n \propto (N\epsilon_p\omega)^n \otimes R^n \quad (6)$$

Le terme d'efficacité à l'ordre n est d'autant plus petit que n est grand ($N\epsilon_p\omega < 1$). Ainsi la statistique diminue rapidement quand l'ordre de coïncidence augmente (typiquement d'un ordre de grandeur en passant du fold n au fold $n+1$) et la limite d'observation L varie de $\sim 10^{-7}$ à $\sim 10^{-2}$ dans l'exemple donné en Figure 6 (trait rouge). Le terme R^n croît au contraire avec n améliorant la valeur de L (trait bleu en Figure 6). Plus l'ordre de coïncidence n auquel l'analyse des données pourra être effectuée sera grand, plus les contraintes ainsi imposées contribueront à accroître la sélectivité du spectromètre (Figure 7).

Un compromis entre efficacité de détection et pouvoir de résolution est donc à rechercher pour chaque appareillage et pour toute nouvelle condition expérimentale, afin d'optimiser la valeur de L .

III.3. Les spectromètres actuels

Essentiellement quatre appareillages sont utilisés ou en voie de l'être pour l'étude de la matière nucléaire, EUROBALL [29] et GAMMASPHERE [30] (moments angulaires extrêmes) et EXOGAM [31] et MINIBALL [32] (isospins extrêmes).

EUROBALL, fruit de la collaboration de six pays européens, l'Allemagne, le Danemark, la France, l'Italie, le Royaume Uni et la Suède, est constitué de 239 cristaux Ge regroupés dans 71 cryostats (Figure 8). Trois types de détecteurs Ge le composent, les troncs-coniques, situés aux angles avants ($\theta < 60^\circ$), simples détecteurs de gros volume (30 unités) [33], les clovers placés autour de $\theta = 90^\circ$, des détecteurs composites correspondants à l'assemblage compact de quatre cristaux de taille moyenne (26 unités) [34-36] et les clusters implantés à l'arrière ($\theta > 120^\circ$), des détecteurs composites correspondants à l'assemblage compact de sept cristaux encapsulés (15 unités) [37]. EUROBALL possède de plus une boule interne en BGO constituée de 210 cristaux. L'ensemble des détecteurs Ge, de leurs enceinte de réjection Compton et de la boule interne constitue un calorimètre mesurant l'énergie γ relaxée dans la réaction et le nombre de photons émis. Il permet la sélection de la voie d'évaporation d'intérêt et améliore de fait le rapport pic-sur-fond ainsi que la limite d'observation.

GAMMASPHERE est le concurrent américain de EUROBALL. Il ne possède pas de boule interne et n'est composé que de cristaux Ge de gros volume. Son pouvoir de résolution est néanmoins équivalent à celui de EUROBALL sans boule interne grâce à la segmentation électrique en deux des cristaux placés autour de la perpendiculaire à l'axe du faisceau. Sur 110 cristaux, 70 sont segmentés.

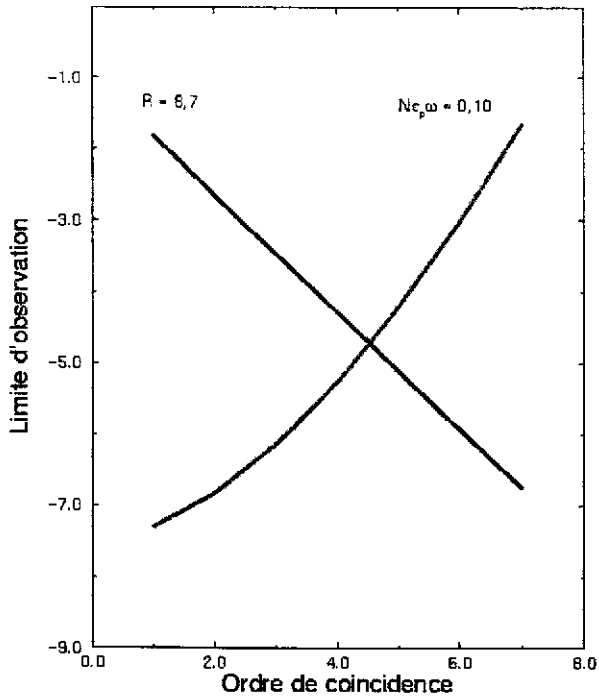


Figure 6 : Limite d'observation L calculée pour un appareillage d'efficacité de détection de 0,10 ayant un pouvoir de résolution de 8,7. L est donnée en fonction de l'ordre de coincidence γ^n . L'ordonnée est en logarithme décimal

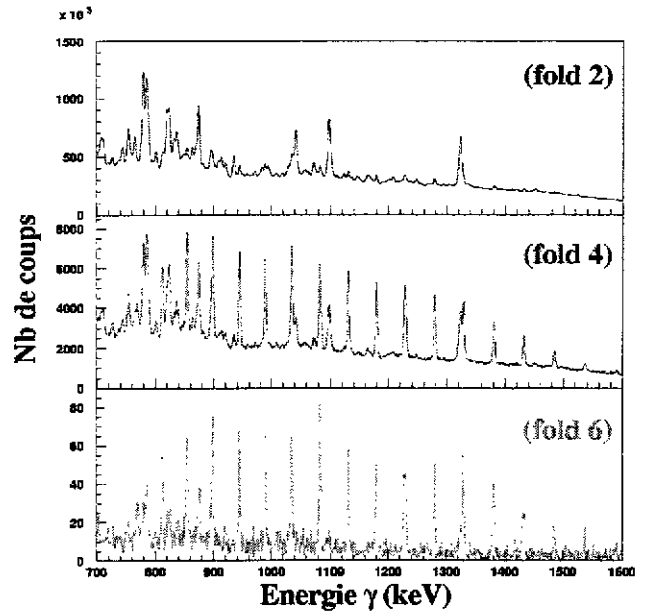


Figure 7 : Augmentation de la sélectivité d'un spectromètre γ avec le fold et réduction de la statistique associée. Spectres sans soustraction de fond

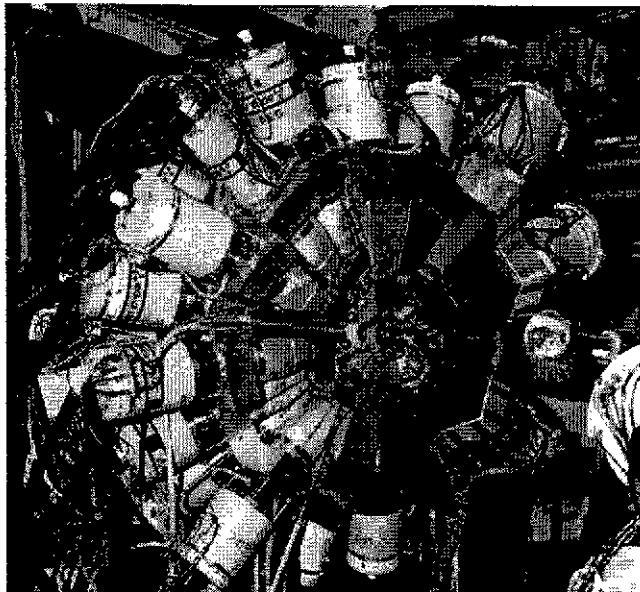


Figure 8 : Vue de EUROBALL IV ouvert. Au premier plan les détecteurs tronc-coniques, en position centrale les clovers et en arrière-plan les clusters. Au centre se trouve la boule interne en BGO

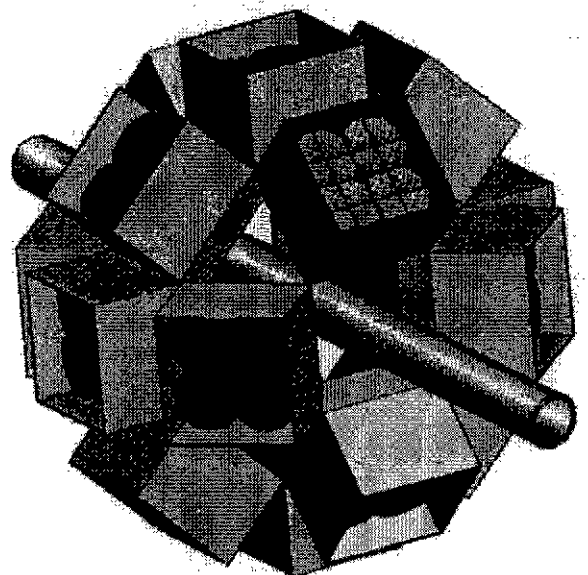


Figure 9 : Vue artistique de EXOGAM. Les cristaux (en bleu) des clovers (boîtes jaunes) sont segmentés chacun en quatre

Ces deux appareillages présentent une efficacité de détection identique $N\epsilon_p\omega = 0,094$, une limite d'observation $L \sim 10^{-4}$ qui peut-être améliorée par l'adjonction de détecteurs additionnels comme la boule interne pour EUROBALL et permettent une analyse des données en coïncidences quadruples.

EXOGRAM et MINIBALL sont les deux appareillages dédiés à l'étude des noyaux exotiques en Europe, le premier auprès de SPIRAL au GANIL, le second auprès de REX-ISOLDE au CERN.

EXOGRAM est constitué de 16 détecteurs clovers de grande taille dont chaque cristal est segmenté en 4 parallèlement à son axe conduisant à un total de 256 segments (Figure 9). Chaque détecteur clover est entouré d'une double enceinte de réjection Compton permettant un assemblage en deux géométries, l'une compacte (distance d Ge-cible de 11,4 cm) et de grande efficacité ($N\epsilon_p\omega = 0,20$) pour les études à très faible multiplicité ($M\gamma \sim 1$; excitation coulombienne et réactions de knock-out, par exemple) et l'autre plus ouverte ($d = 14,7\text{cm}$ et $N\epsilon_p\omega = 0,12$) pour les études à moment angulaire moyen ($M\gamma \leq 15$; fusion évaporation).

MINIBALL possède 40 cristaux coaxiaux, segmentés chacun en 6 parallèlement à leur axe pour un total de 240 segments. Ils sont encapsulés selon la technique des détecteurs clusters et regroupés en 8 triple- et 4 quadruple -clusters. La structure mécanique de MINIBALL donne une grande souplesse d'adaptation de l'appareillage aux contraintes des expériences (géométrie variable). Les cristaux ne sont pas entourés d'enceinte de réjection Compton et l'efficacité maximale est de 0,165.

III.4. Evolution technologique

La mise en évidence des phénomènes physiques associés aux thématiques scientifiques décrites plus haut suppose la mesure de signaux de très faible intensité généralement dominés par un fond important et souvent perturbés par leur mode de production, comme par exemple l'élargissement Doppler des pics γ provenant de la vitesse de recul élevée du noyau émetteur. Ceci entraîne que le spectromètre γ de nouvelle génération devra à la fois posséder une efficacité de détection photopique grandement améliorée et une granularité beaucoup plus importante. L'efficacité de détection devra ainsi être suffisante pour permettre l'observation de structures nucléaires peuplées avec une section efficace de quelques dizaines de nanobarns, une amélioration de 2 à 3 ordres de grandeur par rapport aux spectromètres actuels. La granularité devra être très grande non seulement pour réduire l'effet Doppler mais aussi pour d'autres raisons, notamment la précision angulaire nécessaire pour une reconstruction efficace du parcours du rayon gamma ou encore la réduction du nombre de rayons γ détectés simultanément dans le même détecteur.

Pour respecter ce cahier des charges il fallait pouvoir sortir du schéma classique "détecteurs Ge + anti-Compton BGO". Le présent programme de R & D "Tracking gamma" a été entrepris dans le but d'identifier et de développer les nouvelles technologies à mettre en œuvre pour la réalisation de spectromètres $\gamma 4\pi$ constitués uniquement de détecteurs Ge.

Des caractéristiques d'un spectromètre γ reportés plus haut on voit que l'amélioration de la limite de détection ne peut résulter que de l'amélioration d'une ou si possible de plusieurs des quantités suivantes :

- efficacité de détection photopique intrinsèque ϵ_p
- couverture angulaire $N\omega$ des détecteurs Ge
- largeur ΔE_γ des pics gamma sous faisceau
- rapport Pic-sur-Total

L'idée de base est de ne couvrir l'espace que de détecteurs Ge. Les énergies relaxées dans les détecteurs voisins pourront alors être sommées pour contribuer au pic d'absorption totale de sorte que l'on obtient ainsi à la fois une plus grande efficacité photopique totale et un rapport Pic-sur-Total similaire à celui avec détecteurs anti-Compton.

Dans cet esprit, une extension de la technologie actuelle consiste à assembler ~ 900 détecteurs Ge de grand volume, non segmentés, pour constituer une « boule Ge » de 50 cm de rayon interne. Une telle géométrie permet de limiter à seulement $\sim 10\%$ la probabilité de détection dans des cristaux adjacents, de deux rayonnements gamma émis simultanément dans une longue cascade de 30

gamma. Ainsi en sommant les énergies déposées dans deux cristaux voisins la probabilité est élevée de reconstituer l'énergie d'un photon ayant diffusé d'un cristal à l'autre. L'efficacité attendue d'un tel équipement est $N\epsilon_p\omega \sim 0,43$ [38] mais son coût est très élevé.

Aussi une nouvelle technologie très ambitieuse lui est-elle préférée. Elle est basée sur l'emploi d'un plus petit nombre de détecteurs, 100 à 200 cristaux ($d \sim 15$ cm), chacun multisegmenté longitudinalement et transversalement pour délimiter de petits éléments de détection appelés de façon générique 'segments'. Les énergies partielles déposées dans les segments touchés pourront être sommées pour contribuer au pic d'absorption totale. La détermination des points d'interaction γ -Ge sera réalisée en ligne par analyse des formes d'impulsion issues des préamplificateurs des segments.

Nous verrons dans le chapitre suivant les difficultés de ce pari technologique et les solutions proposées.

IV. LE TRACKING γ

IV.1. Principe de la méthode

La probabilité que le rayon γ soit totalement absorbé à la première interaction (effet photoélectrique) devient très faible au-delà de 100 keV. Le parcours du rayon γ dans la matière est alors essentiellement régi par la loi de diffusion Compton qui établit une relation univoque entre énergie absorbée, énergie diffusée et angle de diffusion. La méthode de la reconstitution du parcours du rayon γ consistera à utiliser cette relation, sachant par exemple qu'un photon de 1 MeV diffusera en moyenne 3 à 4 fois avant d'être totalement absorbé. Au delà d'une énergie de quelques MeV l'effet de création de paires devra également être pris en compte.

La détermination de l'angle de diffusion nécessite la mesure des coordonnées (x,y,z) des points d'interaction du rayon γ avec le cristal de Ge. Une segmentation électrique transversale et longitudinale des cristaux permet d'obtenir une mesure des coordonnées (x,y) . Seront ainsi créés, dans le cas de détecteurs Ge coaxiaux, de petits secteurs de cylindre conique et dans le cas de détecteurs planaires, de petits parallélépipèdes rectangulaires de formes très proches de cubes, les **segments**. La mesure de la hauteur de l'impulsion délivrée par ces segments donnera à la fois l'information de position (x,y) et l'énergie déposée. Une information encore plus précise sur les coordonnées (x,y) peut être obtenue en analysant les impulsions induites dans les segments voisins du segment touché.

La mesure de la forme et du temps de montée de l'impulsion donneront eux accès à la coordonnée z qui correspond à la distance du point d'interaction à l'axe du détecteur dans le cas du détecteur coaxial (rayon d'interaction r) ou la distance à l'anode dans celui du détecteur planaire (profondeur d'interaction x) puisque ces grandeurs sont caractéristiques du temps de collection des trous et des électrons. **La probabilité d'une reconstruction correcte du parcours du rayon γ est tributaire de la précision de mesure des points d'interaction** (Figure 10).

Des calculs de simulation avec le code GEANT III ont été opérés de façon extensive dans plusieurs laboratoires (Milan, Padoue, Stockholm et Strasbourg) pour déterminer les géométries de spectromètres γ les plus performantes avec la méthode du tracking gamma.

La simulation du parcours d'un rayon γ montre que les positions spatiales des interactions d'un photon avec le Ge sont situées dans un volume restreint autour du premier point d'interaction et forment un amas de N segments touchés (voir cercles rouges et rectangles verts en Figure 11). La somme E_{Σ} des énergies partielles e_i déposées, après diffusion Compton ou création de paires, dans chaque segment de l'amas est supposée correspondre à l'énergie totale du rayonnement ayant été détecté.

Le programme de tracking du rayon γ va chercher à déterminer l'ordre le plus probable des N points d'interaction de l'amas de segments touchés en respectant les relations (énergie e_i , angle de diffusion θ_i) imposées par la diffusion Compton ou la création de paires. Pour cela il utilise l'énergie initiale supposée E_{Σ} , sa direction incidente (provenance de la cible) et les coordonnées des points d'interaction pour calculer, pour chacune des $N!$ possibles permutations des points, la succession des angles de diffusions $\cos(\theta_{i,pos})$ et celles corrélées des énergies diffusées $E_{\gamma i,pos}$. Celles-ci sont comparées par un test de χ^2 aux valeurs déduites des énergies partielles e_i déposées. La permutation finalement choisie présentera un χ^2 inférieur à une valeur seuil. L'énergie E_{Σ} sera incrémentée dans le spectre γ et le premier point d'interaction de la permutation sera utilisé pour réaliser la correction de l'élargissement Doppler.

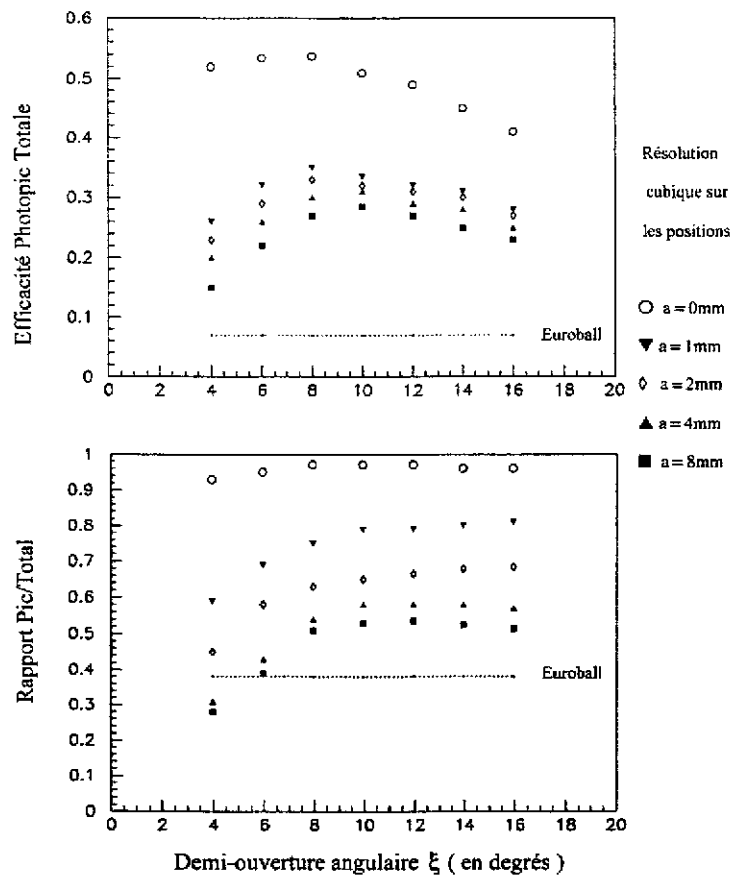


Figure 10 : Efficacité photopic et rapport Pic-sur-Total en fonction du demi-angle de regroupement et de la résolution cubique (a) pour une boule de Ge idéale

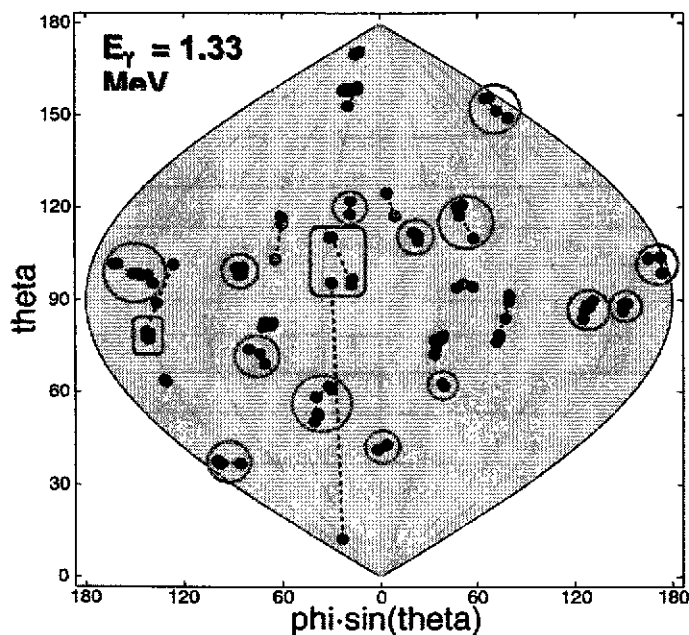


Figure 11 : Représentation, sous la forme d'une mappemonde, d'une boule Ge vue depuis la cible. Les points de couleur reliés par un trait pointillé correspondent aux points d'interaction d'un rayon γ dans le détecteur. Il apparaît clairement que ceux-ci sont regroupés en petits amas. Les cercles rouges et les rectangles verts représentent les photons γ reconnus par le programme de regroupement des points d'interaction en amas ; en rouge les bons amas, en vert les amas mal constitués

IV.2 Segmentation du détecteur Ge

Le Ge est un semi-conducteur. Son volume est rendu actif en créant une jonction n-p et en la polarisant en inverse (voir cours de S.Hustache Ottini). La zone de charge d'espace ainsi créée (déplétée) peut s'étendre à tout le volume du cristal. Avec une tension de surdéplétion de quelques centaines de volts, un champ électrique intense est établi dans le volume de Ge. Il permet la collection des charges libérées par la détection d'un photon.

Pour un cristal Ge intrinsèque de type-n, la jonction est générée par implantation d'atomes de bore (B) qui créés un contact p^+ très mince (0,5 μm). Un contact n^+ est produit sur la surface opposée du cristal par diffusion de lithium (Li), technique de fabrication qui conduit à de fortes épaisseurs (~ 0,5 mm). La surface du cristal comprise entre les deux contacts est passivée (isolante).

Dans un cristal coaxial, le contact central est diffusé au Li et le contact externe est implanté au B. Pour un cristal plan, les surfaces planes en vis-à-vis servent de contact (Figure 12). Le contact au Li est mis à la haute tension et celui au B à la masse. Le champ électrique est quasiment radial dans la partie coaxiale du cristal tronc-conique (traits rouge, Figure 12) et fortement distortu autour de la partie frontale. Il est perpendiculaire aux contacts actifs dans la planaire (Figure 12).

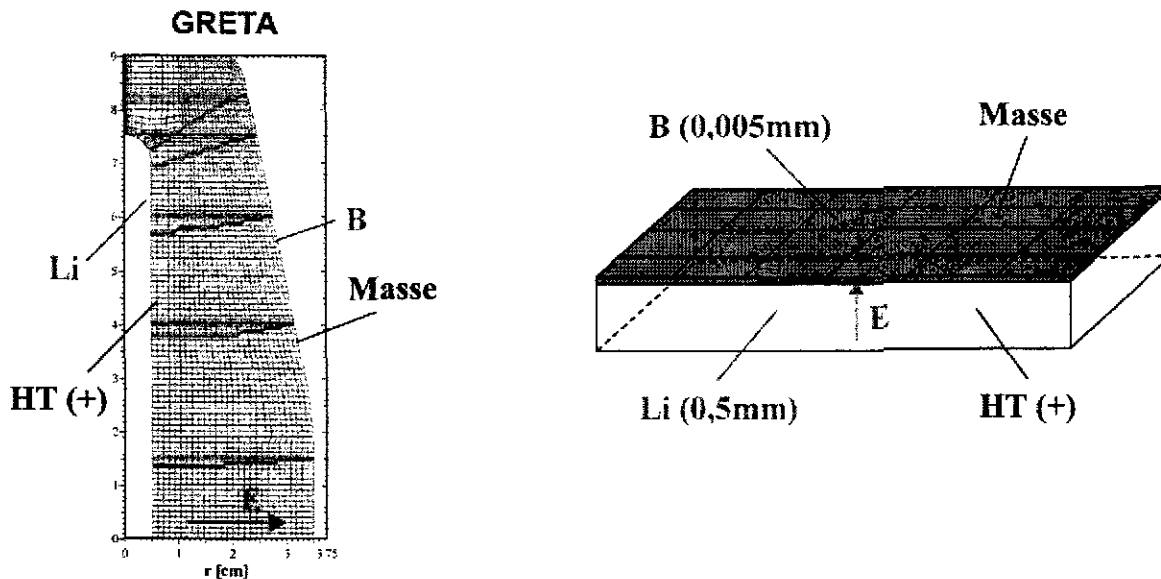


Figure 12 : Cristal tronc-coniques quasi-coaxial et cristal planaire. Les contacts actifs au bore (B) et au lithium (Li) soumis respectivement à la masse et à la haute tension (HT) sont représentés. Certaines lignes de champs et leur direction sont également indiquées

La segmentation électrique est réalisée sur le contact au B au moment de l'implantation. Il en résulte que de fines lignes de Ge intrinsèque séparent de **petites surfaces actives, les pixels**. La collection des porteurs s'effectue le long des lignes de champ électrique. Elles définissent ainsi le volume (segment) dans lequel la collection des charges conduisent à un pixel donné. Des différences importantes peuvent apparaître entre les volumes effectifs et souhaités d'un segment. Cet effet est montré en Figure 12 pour la géométrie quasi-coaxiale où les traits bleus représentent la subdivision recherchée et les traits rouges, celle obtenue. Le contact au Li soumis à haute tension est appelée **anode**, celui au B, segmenté est appelé **cathode**. Le contact électrique réalisé sur chaque pixel permet la mesure de l'énergie partielle e_i déposée dans le segment correspondant via un préamplificateur en liaison continue. L'énergie totale E_Σ déposée dans le cristal de Ge est tirée du contact au Li soumis à haute tension. Les signaux sont transmis au préamplificateur au travers d'une capacité de découplage (liaison alternative).

IV.3. Champ électrique et vitesse des porteurs

L'expression du champ électrique E en un point donné du cristal (rayon d'interaction r pour le cristal coaxial, profondeur d'interaction x mesurée à partir de l'anode dans le planaire) est fonction principalement de trois paramètres, la densité d'impureté ρ , la tension de fonctionnement V_o et les facteurs géométriques du cristal. Elle prend la forme suivante :

$$-E(r) = \frac{\rho}{2\varepsilon}r + \frac{V_o + \frac{\rho}{4\varepsilon}(r_{ext}^2 - r_{int}^2)}{r \ln(r_{ext}/r_{int})} \quad (7)$$

pour un détecteur vraiment coaxial et :

$$-E(x) = \frac{V_o}{d} + \frac{\rho}{\varepsilon} \left(\frac{d}{2} - x \right) \quad (8)$$

pour un détecteur planaire. ε est la constante diélectrique du Ge, r_{ext} et r_{int} sont respectivement le rayon externe et le rayon interne du trou central du cristal coaxial et d est l'épaisseur de la diode planaire. La valeur du champ varie dans l'épaisseur du cristal [40]. La vitesse des porteurs électrons et trous $v_i(E,r)$ varie linéairement avec E pour des valeurs modestes du champ (voir cours de S.Hustache Ottini) puis atteint de façon asymptotique la vitesse maximale de transport appelée « vitesse de saturation ». Cette dernière est la même à 10 % près pour les électrons et les trous et est atteinte à 10 % près pour des valeurs de champ supérieures à 1000 V/cm (Figure 13, image de gauche). Elle peut-être paramétrisée de la façon suivante :

$$v_i(E,r) = \frac{\mu_i E(r)}{\left[1 + \left(\frac{E(r)}{E_{oi}} \right)^{1/\beta_i} \right]} \quad (9)$$

où i = électron, trou et μ_i est la mobilité des porteurs. Les paramètres μ_i , E_{oi} et β_i sont donnés dans le Tableau 1.

i	E_{oi} (V/cm)	β_i	μ_i (cm ² /v.s)
Electrons	275	1,32	$-3,6 \times 10^4$
Trous	210,5	1,36	$-4,2 \times 10^4$

Tableau 1 : Valeurs des paramètres de la vitesse v_i des porteurs électrons et trous dans le Ge (Eq.9)

Le réseau cristallin du Ge présente une anisotropie: la vitesse de saturation v_d des porteurs dépend de l'orientation de la direction de la collection des charges par rapport aux axes principaux du réseau [41,42]. La vitesse v_d est la plus grande selon l'axe $\langle 100 \rangle$. Pour un champ électrique de 1000 V/cm, v_d est ~ 8 % plus faible selon l'axe $\langle 110 \rangle$ et est diminuée de ~ 30 % selon l'axe $\langle 111 \rangle$ (Figure 13, image de gauche). L'anisotropie du réseau entraîne également une **distorsion des lignes de champ** surtout marquée dans la partie frontale du cristal, non coaxiale (Figure 13, image de droite). Il en résulte une déformation des segments et l'établissement de zones frontières floues entre segments. Les cristaux de Ge sont produits par tirage selon l'axe $\langle 001 \rangle$. La collection des porteurs s'effectue dans la partie coaxiale dans un plan ($\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$) avec des dispersions de ~ 8 % alors que dans la partie frontale elle se réalise hors plan, partiellement selon l'axe $\langle 111 \rangle$ (dispersion de ~ 20 %).

Pour de longs cristaux planaires, la découpe dans le Ge brut peut être réalisée parallèlement à l'axe de tirage et de telle façon que l'axe de collection des charges soit $\langle 100 \rangle$. **Les effets d'anisotropie sont alors négligeables** dans de tels détecteurs.

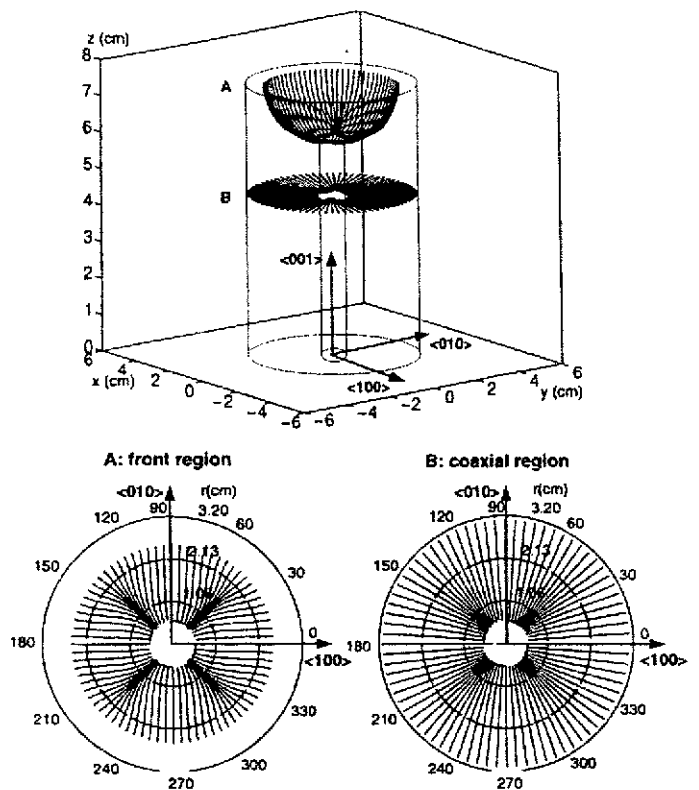
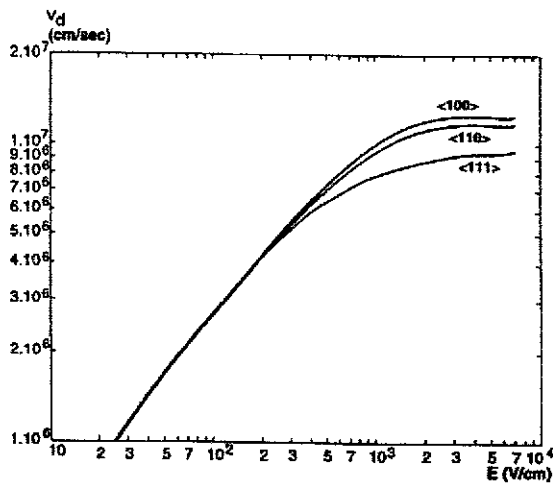


Figure 13 : Vitesse des porteurs en fonction de l'intensité du champ électrique suivant les trois axes principaux du réseau cristallin (image de gauche). Distorsion des lignes de champ dans les parties frontale et coaxiale d'un cristal quasi-coaxial (image de droite)

IV.4. Formes des impulsions

IV.4.1. Signaux du segment touché

Lors de la détection d'un photon, la paire primaire électron-trou porteuse de l'énergie déposée E_γ , génère un nuage de paires électron-trou dont le nombre est proportionnel à E_γ . Sous l'action du champ électrique, le nuage d'électrons se déplace vers le contact au Li et celui des trous vers le contact au B. Par influence ces nuages génèrent sur leurs électrodes respectives des charges miroirs de polarité opposée dont la charge augmente au fur et à mesure que le nuage de porteurs se rapproche du contact. Ainsi un courant $i(t) = dQ(t)/dt$ est induit sur chaque électrode. Lorsque le nuage atteint l'électrode, il s'annihile avec ses charges miroirs. Les préamplificateurs peuvent être équipés de deux sorties, une de charge et l'autre de courant. On observera donc, sur la sortie de courant d'un préamplificateur de segment, un fort courant dès détection du photon puis deux chutes successives et abruptes du courant liées aux moments où chacun des nuages de porteurs atteint son électrode respective.

Pour illustrer les formes que prennent les impulsions nous prendrons une diode planaire subdivisée en trois segments. La détection du photon a lieu au centre du pixel central (segment bleu) aux profondeurs A et B (Figure 14). La Figure 15 donne la variation des courants aux deux points de détection A et B (courbes vertes). La forme des signaux de courant est très sensible à la profondeur d'interaction dans le cristal. On voit clairement en Figure 15 les deux chutes de courant mentionnées plus haut. En intégrant les impulsions de courant on obtient les signaux de charge qui présentent une forme et une cassure dans le front de montée fonctions de la profondeur d'interaction (Figure 16).

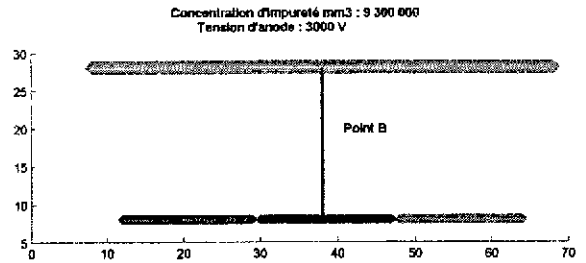
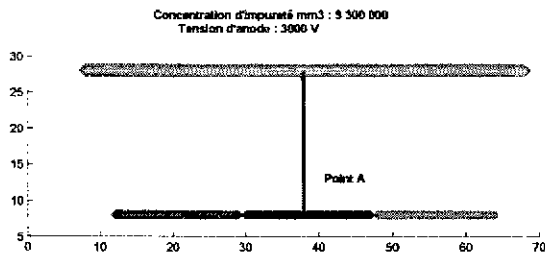


Figure 14 : Coupe transversale d'une diode planaire subdivisée en trois segments. La détection d'un photon de 1 MeV à lieu au centre du pixel central (bleu) à deux profondeurs d'interaction A ($x = 16$ mm) et B ($x = 5$ mm)

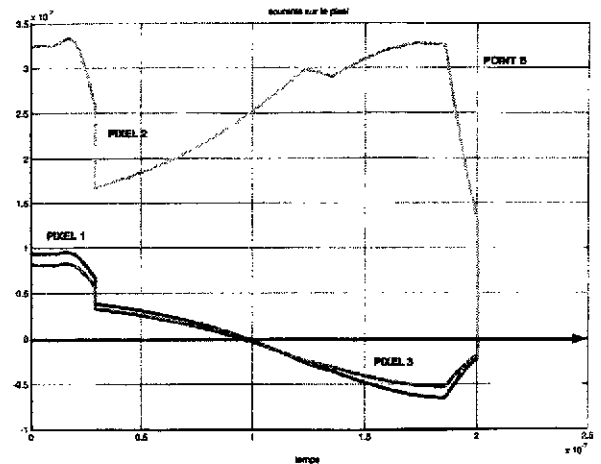
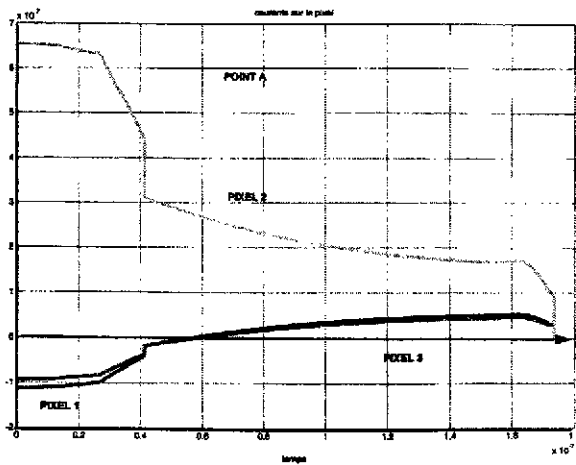


Figure 15 : Détection dans le segment central. Variation du courant sur l'électrode du segment central (courbe verte) en fonction de la profondeur d'interaction A ou B. Les courbes rouge et bleue correspondent aux courants induits dans les segments voisins par la collection des porteurs dans le segment central.

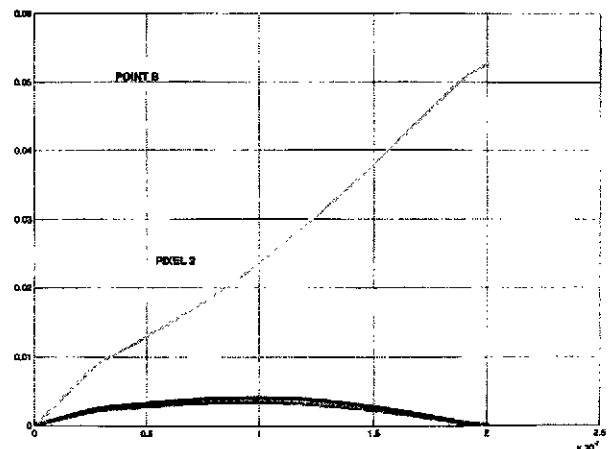
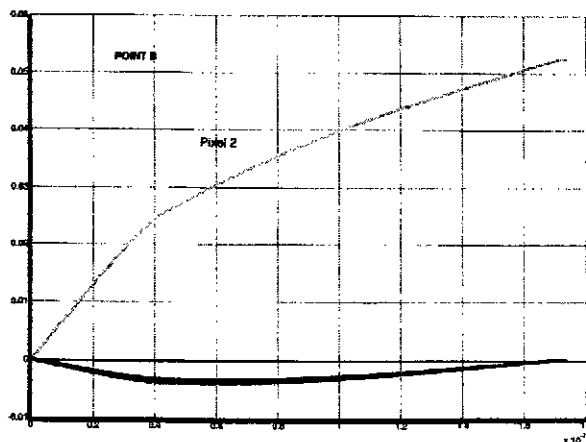


Figure 16 : Détection dans le segment central. Formes des signaux de charge observés sur l'électrode du segment central (courbe verte) en fonction de la profondeur d'interaction A ou B. Les courbes rouge et bleue correspondent aux impulsions de charge induites dans les segments voisins par la collection des porteurs dans le segment central.

L'effet de l'anisotropie du réseau cristallin sur la forme des impulsions dans un cristal coaxial conduit, pour une même longueur de collection des porteurs mais une orientation différente vis-à-vis de l'axe $\langle 100 \rangle$, à des différences de temps de collection de ~ 15 ns dans la partie coaxiale et ~ 50 ns dans la partie frontale (Figure 17). L'effet d'anisotropie est significatif et doit être pris en compte pour espérer atteindre une bonne résolution spatiale.

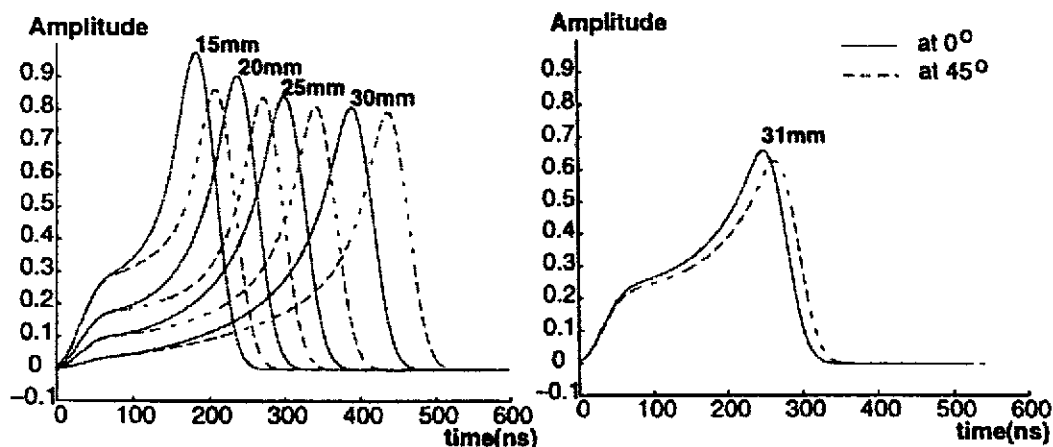


Figure 17 : Impulsions en courant mesurées dans les parties frontale (gauche) et coaxiale (droite) d'un cristal tronc- conique. En traits pleins les impulsions correspondant à une collection selon l'axe $\langle 100 \rangle$ et en pointillés celles selon l'axe $\langle 110 \rangle$. Les impulsions pour différents rayons d'interaction sont montrées.

IV.4.2. Signaux des segments voisins

La collection des charges dans le segment touché induit des signaux transitoires dans les segments voisins générés par le déplacement des porteurs au travers des lignes du champ géométrique E_g du segment voisin considéré. Selon le théorème de Ramo, le courant transitoire i_t s'écrit :

$$i_t(t) = \frac{-q}{V_0} \nabla \cdot \vec{E}_g(\vec{r}(t)) \cdot \vec{v}(\vec{r}(t)) \quad (10)$$

où le champ géométrique E_g est calculé en imposant une tension de 1 volt sur le segment voisin d'intérêt et de 0 volt sur tous les autres segments et sur l'anode. La forme de E_g est complexe dans le cas d'un cristal coaxial (voir Fig. 1 de la Réf. 43) et plus simple pour un cristal planaire (Figure 18).

Aucune charge nette n'étant déposée dans le segment voisin, l'impulsion de charge revient à zéro une fois les porteurs collectés (Figure 16, signaux autour de la ligne de base). Son signe dépend de la profondeur d'interaction, positif si l'interaction a lieu au voisinage de l'anode (point B) et négatif à proximité de la cathode (point A). L'impulsion de courant est bipolaire, positive puis négative au point B ou l'inverse au point A (Figure 15, voir les signaux autour de la ligne de base). L'amplitude des signaux transitoires est d'autant plus grande que l'interaction a lieu à proximité de la surface séparant les segments touché et voisin (E_g grand). Elle peut atteindre jusqu'à 30% de l'amplitude des signaux du segment touché.

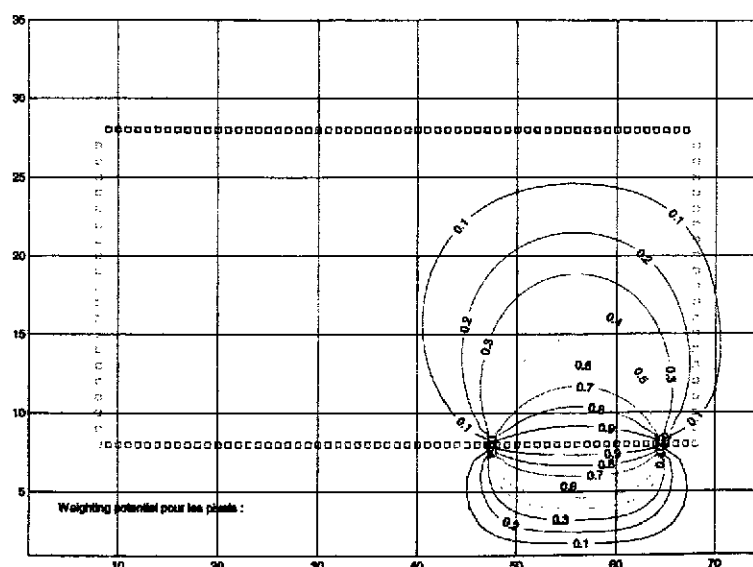


Figure 18 : Coupe transversale d'un cristal planaire segmenté en 3x3. Le potentiel géométrique d'un des segments latéraux s'étend dans le volume du segment central

IV.4.3. Analyse de la forme des impulsions

Il découle des paragraphes IV.4.1. et IV.4.2. que l'analyse de la forme des impulsions (AFI) issues du segment touché permettra de déterminer le rayon r ou la profondeur x auquel a eu lieu l'interaction, alors que l'AFI issues des segments voisins conduira à déterminer à quelles distances des surfaces délimitant le segment touché a eu lieu l'interaction (positions latérales dans le segment).

Nous avons vu que la forme des impulsions dépend de nombreux paramètres, la densité d'impureté, les dimensions du cristal, la tension de fonctionnement et l'anisotropie du réseau cristallin. Leur analyse est complexe tout particulièrement dans les cristaux coaxiaux pour lesquels ces grandeurs varient dans le volume alors qu'elles sont mieux maîtrisées dans les cristaux planaires.

L'AFI devra être réalisée en ligne pour réduire drastiquement le flux de données. Cette technique nécessite cependant la connaissance de la calibration en énergie de chaque segment au cours du temps, difficulté non encore résolue aujourd'hui. Vu la complexité de ce type d'analyse, les performances que l'on peut en attendre doivent être annoncées avec précaution.

Trois techniques d'analyse sont actuellement envisagées, celles dites :

- de la pente la plus abrupte (steepest slope) [44,32]
- des ondelettes (wavelets) [42]
- des réseaux neuronaux et des algorithmes génétiques [45].

La première technique développée à Manchester et Koeln cherche à déterminer l'instant où apparaît la première chute dans les signaux de courant pour calculer la profondeur d'interaction et compare les amplitudes des signaux transitoires dans les segments voisins pour en extraire les positions latérales. La précision spatiale atteinte jusqu'à présent lors d'analyses hors ligne est de 5 mm à mi-hauteur dans les trois dimensions. D'importantes traînes apparaissent cependant au dixième de hauteur et concernent un grand nombre d'interactions (> 30 %).

La méthode des ondelettes réalise une analyse en fréquence simplifiée des signaux de courant et constitue une matrice de 16 coefficients de Haar répartis dans cinq domaines de fréquence corrélés à huit intervalles de temps. Les performances de cette technique ont été estimées sur la base de formes d'impulsions simulées pour un cristal vraiment coaxial (trou central traversant le cristal),

cylindrique, segmenté en huit secteurs et quatre tranches. Dans cette configuration simplifiée une résolution spatiale inférieure à 2 mm est annoncée pour une interaction individuelle et supérieure à 3 mm lorsque deux interactions ont lieu dans le même segment (50 % des cas). Cette technique prometteuse devra être testée en ligne avec des signaux réels issus d'un détecteur prototype dont la géométrie avoisinera celle, plutôt complexe, retenue pour AGATA (voir section IV.5).

Les réseaux neuronaux et algorithmes génétiques comparent les formes d'impulsion mesurées à des formes d'impulsions types par le biais de paramètres caractéristiques. La reconnaissance des formes nécessite une phase d'apprentissage. L'AFI réalisée sur des impulsions simulées issue d'un cristal coaxial réaliste conduit à une précision spatiale pour une interaction unique comprise entre 3 et 6 mm.

Après AFI, l'énergie partielle déposée e_i , le moment t_i et le lieu x_i , y_i et z_i de l'interaction seront déterminés pour chaque interaction reconnue par la technique employée. La précision spatiale dépendra de la connaissance de la réponse de chaque cristal qui ne pourra être déterminée précisément que par un scanning à l'aide de sources collimatées de tout le volume de Ge avant utilisation. Une telle opération prend aujourd'hui 6 à 8 semaines.

IV.5. Géométries du spectromètre γ basé sur le tracking gamma : AGATA

Dans le cadre de la collaboration européenne de R&D (voir section VI), de nombreuses géométries ont été simulées en fonction de paramètres comme la forme des cristaux, le nombre de segments par détecteur, la distance cible-détecteur. Nous présenterons ici les performances des deux géométries actuellement retenues, l'une basée sur l'utilisation de cristaux coaxiaux segmentés et encapsulés et l'autre sur l'empilement de diodes planaires segmentées.

IV.5.1. Géométrie avec des détecteurs Ge coaxiaux

Le détecteur Ge coaxial est un cylindre avec un trou de 1 cm de diamètre percé au centre et parallèlement à son axe de symétrie jusqu'à 2 cm de la surface frontale (voir Figure 12). Pour les adapter à une géométrie sphérique les cristaux sont biseautés (forme conique) et facettés. La configuration retenue (Figure 19, image de gauche) est constituée de 190 cristaux coaxiaux biseautés dont 180 sont de sections hexagonales irrégulières (trois types d'hexagones représentés en Figure 19 par les trois couleurs rouge, bleu et vert) et 10 de section pentagonale (couleur bleu ciel). Les cristaux hexagonaux sont chacun enchassés dans une fine capsule d'aluminium constituant une enceinte de vide séparé de celui du cryostat. Ils sont regroupés à trois par cryostat (voir délimitations en grisé dans la figure 19). Les 10 cristaux pentagonaux sont montrés seuls dans leur cryostat. Au total, le spectromètre est constitué de 70 cryostats. Le rayon interne de la boule (distance cible-Ge) est de 16,5 cm.

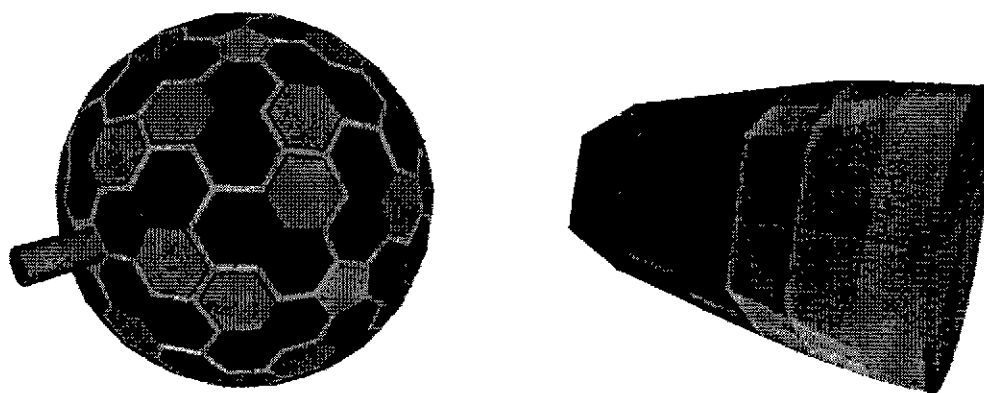


Figure 19 : Spectromètre γ 4π constitué de 190 cristaux coaxiaux (image de gauche). Cristal Ge coaxial hexagonal 36-segments subdivisé en 6 secteurs et 6 tranches (image de droite).

Les cristaux avant découpe ont un diamètre de 8 cm et une longueur de 10 cm. Le contact au B situé à l'extérieur du cristal est segmenté électriquement en 36 ou 30 segments, 6 ou 5 secteurs selon leur forme hexagonale ou pentagonale et en 6 tranches (Figure 19, image de droite). La segmentation en secteurs est réalisée au milieu des surfaces planes du cristal facetté. Le nombre total de segments s'élève à 6780 (ce qui conduit à 6970 voies électroniques puisque l'énergie totale déposée dans chaque cristal est également mesurée sur le contact central au Li).

La technique de tracking est basée sur l'équation de diffusion Compton (section IV.1). La Figure 10 montre que d'excellentes performances pourraient être obtenues par cette méthode si la résolution spatiale était d'environ 0,1 mm. La plus grande perte d'efficacité de détection du spectromètre s'effectue quand la résolution spatiale « a » passe de 0,1 mm et 1 mm. L'efficacité n'évolue plus que lentement quand « a » varie de 1 à 8 mm. Nous avons vu que les techniques d'AFI actuellement à l'étude, appliquées à des cristaux réalistes, ne permettent que difficilement d'atteindre une précision inférieure à 3 mm et nécessitent une analyse complexe en ligne gourmande en calculs temps-réel. **D'une méthode de reconstruction du photon a priori déterministe, nous débouchons donc sur une approche probabiliste du fait des précisions spatiales mises en jeu.**

Ces différents travaux de R&D réalisés dans le cadre de la collaboration européenne ont permis d'établir un cahier des charges pour un spectromètre basé sur le tracking gamma, appelé AGATA [46,47]. Il est proposé dans le cadre du projet d'upgrading de l'accélérateur du GSI Darmstadt avec comme objectif la réalisation de ce multidétecteur aux environs de 2007. Dans ce projet l'appareillage est basé sur la géométrie coaxiale car cette technologie est actuellement la plus avancée. Le spectromètre sera utilisé par campagnes de mesures et voyagera sur d'autres sites d'accueil qui en feraient la demande, qu'ils produisent des faisceaux radioactifs (le GANIL par exemple) ou des faisceaux stables (future machine à haute intensité).

III.5.2. Géométrie avec des détecteurs planaires

Récemment, l'idée de développer une technique de tracking résolument probabiliste a été imaginée à l'IREs dans le but d'éviter autant que possible une analyse complexe des formes d'impulsions en ligne et de simplifier la méthode de reconstruction du rayonnement γ . **Elle s'appuie sur un pavage du volume de Ge par des segments identiques de forme quasi-cubique.** La géométrie de cristal se prêtant le mieux à une telle segmentation est la forme **planaire**. Les détecteurs planaires individuels n'atteignent pas le volume d'un détecteur coaxial puisque leur épaisseur ne peut guère dépasser 2 cm. Par contre ils peuvent facilement être groupés pour constituer des empilements de détecteurs. Ainsi le détecteur basique de la géométrie retenue est constitué d'un empilement de 4 diodes planaires parallélépipédiques ayant chacune les dimensions suivantes : 10 cm x 7,5 cm, épaisseur de 2 cm (Figure 20, image de droite). Les performances ont été calculées pour un spectromètre qui aura pratiquement la forme d'un cube constitué de 72 détecteurs (Figure 20, image de gauche) avec un rayon interne moyen de 16 cm [38,48].

Chaque diode planaire est segmentée en 16 segments (4 x 4), ce qui fait que chaque ensemble de 4 diodes planaires en comprendra 64 de taille et géométrie identiques. Au total le spectromètre comprendra donc 4608 segments (72 x 64), soit 4752 voies électroniques (en incluant une sortie énergie totale par paire de cristaux). Dans la géométrie planaire les cristaux ne sont pas biseautés. Ainsi les segments ont tous la même forme simple, quasi-cubique (2,5 x 1,8 x 2 cm³).

La méthode de reconstruction est basée, à l'instar des détecteurs de physique des hautes énergies, sur une réponse « segment touché oui ou non » avec mesure de l'énergie e_i déposée. Les segments touchés sont regroupés en amas sur des critères de proximité, une taille maximale de l'amas étant imposée. Selon la tranche d'énergie dans laquelle est comprise l'énergie somme E_Σ de l'amas, les critères de reconstitution du photon varient. Le premier segment touché est déterminé sur un critère d'énergie (segment où, dépendamment de la valeur de E_Σ , soit la plus grande, soit la plus petite énergie e_i de l'amas est déposée). Le rapport entre l'énergie diffusée et celle déposée dans le premier

segment touché permet de détecter si l'amas est incomplet ou contient des segments touchés par un autre photon. La sélection d'événements typiquement photopics dans le plan (énergie diffusée/ E_{Σ}) - (angle de diffusion) permet d'améliorer le rapport Pic-sur-Total. Une sélection sur un critère lié au positionnement relatif des segments touchés en fonction de e_i et du nombre N de segments dans l'amas est également appliquée. **Les performances d'efficacité de détection et de rapport Pic-sur-Total sont assurées par cette méthode sans analyse des formes d'impulsions.**

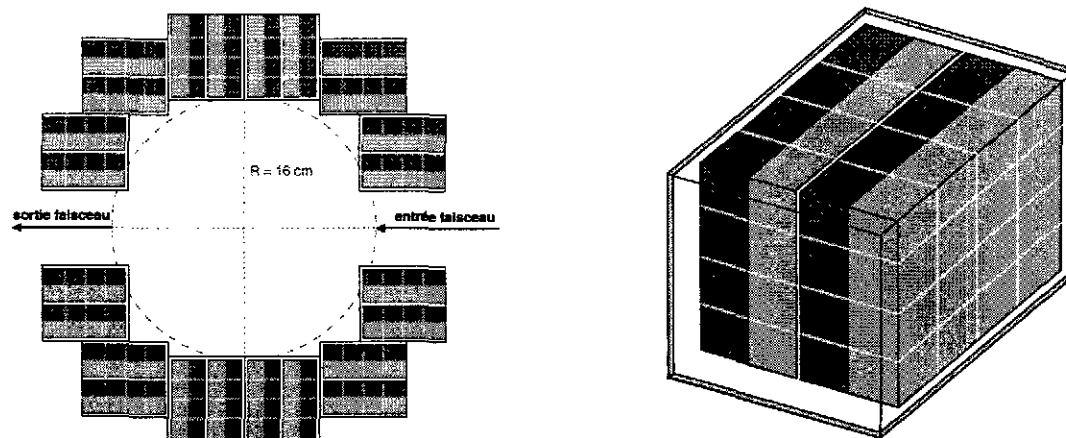


Figure 20 : Spectromètre de 72 détecteurs « empilements de 4 diodes planaires » (image de gauche).
Empilement de 4 diodes planaires subdivisées chacune en 16 segments (image de droite)

Pour réaliser la correction de l'élargissement Doppler, il est cependant nécessaire de déterminer, pour le premier segment touché, la profondeur dans l'épaisseur du cristal à laquelle a eu lieu l'interaction. Ceci est réalisé en mesurant la différence de temps de parcours des porteurs électrons et trous entre le point d'interaction et l'anode d'une part et la cathode segmentée d'autre part. Le champ électrique étant plus uniforme dans un cristal planaire que dans un coaxial, les fronts de montée des signaux présentent moins de dispersions et cette mesure est facilitée. **L'analyse de la forme d'impulsion réalisée en ligne est donc remplacée par la simple mesure d'une différence de temps.**

L'étude de la faisabilité d'un détecteur 4π à base de diodes planaires suppose cependant la validation à moyen terme des nouvelles techniques permettant 1) de limiter l'épaisseur des zones mortes et 2) de développer des contacts actifs peu épais et de grande surface.

Un prototype est actuellement disponible. Il est constitué de deux diodes planaires de petite taille ($6 \times 6 \text{ cm}^2$, épaisseur 2cm) segmentées l'une en 4×4 et l'autre en 3×3 . Les résolutions en énergie mesurées des segments sont excellentes (1,76 keV à 1332 keV et 840 eV à 122 keV en moyenne pour une constante de temps d'intégration de 4 μs). Il servira à tester le principe de reconstruction avec ou sans analyse de formes d'impulsions. Des tests réalisés sur la mesure de la différence de temps de collection des porteurs électrons et trous a permis de déterminer que la résolution spatiale pourra être inférieure ou égale à 2 mm dans le cas où une seule interaction a lieu par segment (Figure 21).

On peut signaler que ces diodes planaires très segmentées suscitent également un grand intérêt pour des applications aussi bien en astrophysique spatiale (facilité d'empilements de détecteurs), en médecine nucléaire (imagerie à faible dose) qu'en imagerie industrielle (décontamination, environnement, ..).

IV.6. Performances des spectromètres basés sur le tracking gamma

Utilisant les techniques de reconstruction présentées plus haut, nous allons comparer les performances des spectromètres basés sur le tracking gamma à celles des multidétecteurs actuels. Nous indiquons d'abord dans le Tableau 2 les principales caractéristiques géométriques des différents types de spectromètre considérés. La géométrie "sphère 4 π " reportée au début de ce tableau est celle d'une sphère de Ge "idéale" couvrant totalement 4 π stéradians donc sans interstices et sans matériel provenant des enveloppes d'aluminium des ensembles de détecteurs.

	Distance cible - Ge (cm)	Poids Ge (kg)	Nombre de cryostats (cristaux)	Nb de segments
Sphère 4 π idéale	15	233	1	1
Sphère coaxiaux	16,5	225	70 (190)	6790
Cube planaires	15-17	230	72 (288)	4608
EUROBALL	26,5-43,5	210	71 (239)	239
EXOGRAM	11,4 ou 14,7		16 (64)	256

Tableau 2 : Comparaison des caractéristiques géométriques des différents spectromètres

Le Tableau 3 démontre que l'amélioration des performances des spectromètres basés sur la technique du tracking gamma présentent un saut quantitatif important à la fois pour l'efficacité de détection et pour la largeur des raies gamma. La réduction de cette dernière est particulièrement spectaculaire pour les grandes valeurs de v/c attendues dans de nombreuses expériences avec des faisceaux radioactifs. Ainsi pour une énergie de 1 MeV et une vitesse de recul de 50% de celle de la lumière (valeur prévue pour certaines expériences au GSI Darmstadt) la largeur des pics γ pourra être réduite d'environ un facteur 10. Ce gain en pouvoir de résolution s'accompagne d'un gain en efficacité de détection très important, même pour des **multiplicités peu élevées** prévues dans certaines études avec les faisceaux radioactifs (excitation coulombienne par exemple). Ainsi pour un ordre de coïncidence $n=2$ on escompte **un gain en limite de détection de 1 ou 2 ordres de grandeur** par rapport à la génération des détecteurs comme EXOGAM et MINIBALL, suivant le type d'expérience.

	$\epsilon_p \omega$		P/T (%)		ΔE_γ (keV)	
	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$	$M_\gamma = 1$	$M_\gamma = 30$	$v/c = 2 \%$	$v/c = 50 \%$
Sphère 4 π idéale	65	36	85	60	2,5	2,5
Sphère coaxiaux	40	21	55	45	2,6	8
Cube planaires	42	22	54	37	2,6	8
EUROBALL	9,4	6,5	50	37	3,1	69
EXOGRAM	20	-	47	-	3,3	85

Tableau 3 : Comparaison des performances de différents types de spectromètres. Les deux premières colonnes donnent l'efficacité de détection $\epsilon_p \omega$ ($\times 100$) et le rapport Pic-sur-Total P/T à faible et grande multiplicité gamma. Les valeurs de résolution en énergie (ΔE_γ) ont été calculées pour des vitesses de recul extrêmes et pour un rayonnement d'énergie 1 MeV.

Pour les études à haut moment angulaire l'amélioration de l'efficacité de détection et du pouvoir de résolution conduiront à un abaissement de la limite d'observation, pour $M_\gamma = 30$, de plus de deux ordres de grandeur avec le nouveau spectromètre ($\sim 6 \cdot 10^{-7}$) par rapport à EUROBALL ($\sim 10^{-4}$), avec un ordre de coïncidence optimal passant de $n=4$ à $n=6$ (Figure 22). Ce gain devrait atteindre trois ordres de grandeur pour la recherche de l'hyperdéformation des noyaux ($M_\gamma = 40$).

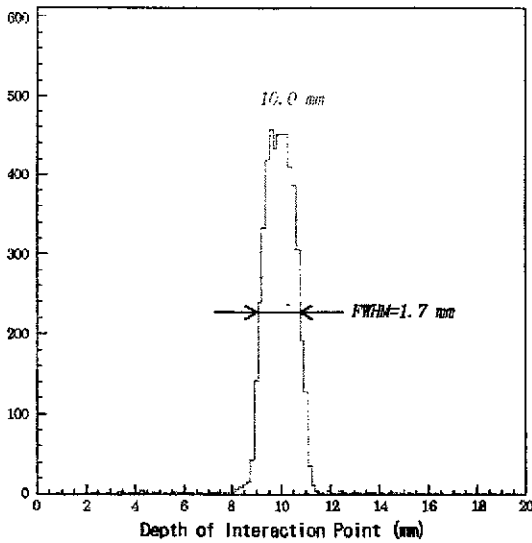


Figure 21 : Précision sur la profondeur d'interaction x mesurée au milieu du cristal ($x = 10$ mm) une fois les effets de dispersion dus aux collimateurs soustraits. La taille du spot γ est liée au diamètre de l'orifice du collimateur ($\phi = 1$ mm), ce qui indique que la réelle sensibilité sur la profondeur est probablement encore meilleure.

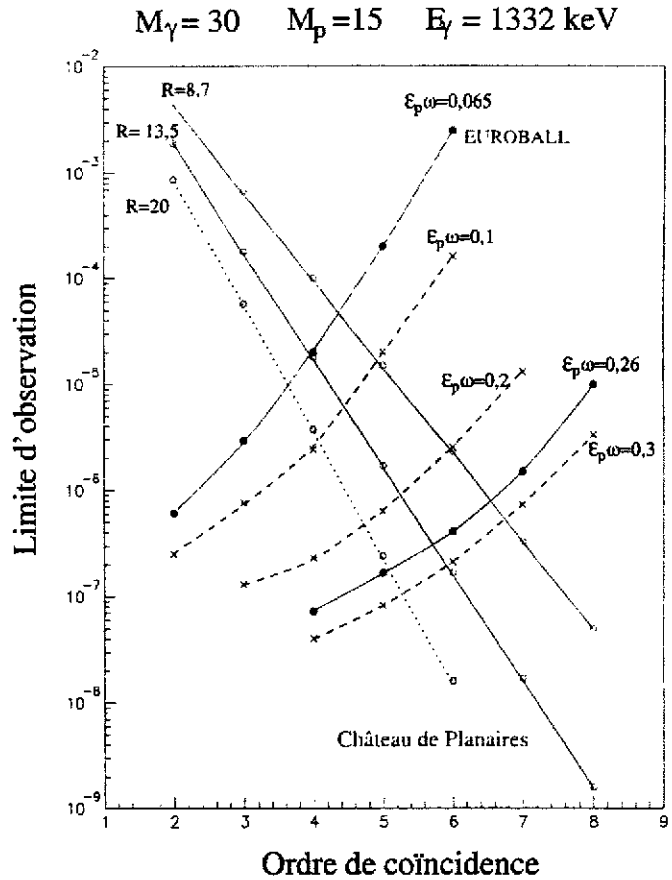


Figure 22 : Limite d'observation calculée pour EUROBALL (courbes rouges) et pour la géométrie planaire de AGATA (courbes bleues). Un gain substantiel d'environ 200 est attendu pour une cascade de 30 γ de 1332 keV, une vitesse de recul de 2 % et pour un ensemble de 15 énergies sélectionnant la structure d'intérêt.

V. DEVELOPPEMENTS EN COURS

Pour un projet aussi ambitieux que celui de AGATA, un travail de R&D est nécessaire dans tous les domaines technologiques, les détecteurs Ge, la mécanique, l'électronique frontale, le système d'acquisition, le stockage des données et l'analyse des données. Les techniques d'analyse des formes d'impulsions et de reconstruction du parcours du rayonnement γ dans le Ge seront appliquées pour la première fois dans le domaine de la spectroscopie gamma et requièrent un effort de R&D particulier. Elles ont été décrites dans le chapitre précédent. Nous nous concentrerons donc surtout sur les développements en cours pour les détecteurs Ge et l'électronique frontale.

V.1. Détecteurs Ge

Les développements sur les détecteurs coaxiaux et planaires sont réalisés en parallèle, l'Allemagne (Koeln) étant maître d'œuvre des premiers et la France (Strasbourg) des seconds.

V.1.1. Détecteurs coaxiaux

Le R&D porte essentiellement sur la réalisation d'une capsule 36-fold et d'un nouveau cryostat. La capsule contiendra un cristal de grande taille ($\varnothing = 8$ cm, $L = 10$ cm) segmenté en 36. Une étude sur la résistance mécanique de la capsule sera entreprise de façon à minimiser l'épaisseur de ses parois tout en assurant une rigidité suffisante. Il s'agira également de collecter les 37 signaux (36 segments + énergie totale) vers l'arrière de la capsule, sans diaphonie, et de les transmettre à l'extérieur au travers de passages sous vide (problème de miniaturisation). Ces derniers devront résister aux effets de dilatation lors des recuits à $\sim 100^\circ$ C pour réparation des défauts générés par les neutrons et rester étanche dans le temps.

Le cryostat de type triple-cluster, similaire à celui de MINIBALL, contiendra 111 préamplificateurs ainsi que l'électronique d'échantillonnage avancée (voir section V.2.) qui suppose une très forte miniaturisation des circuits avec tous les problèmes de diaphonie et de refroidissement qui sont corrélés.

La durée de ce travail est estimée à 2 ans minimum.

V.1.2. Détecteurs planaires

Les développements consisteront à réduire les zones mortes des cristaux planaires et à compenser les effets de bords qui modifient le champ électrique le long de la surface passivée.

Le contact au Li épais de 0,5 mm sera remplacé par un contact mince de l'ordre du micromètre. La société EURISYS Mesures maîtrise cette technologie pour des surfaces disques de ~ 40 cm² qui devra être étendue à des surfaces rectangulaires de ~ 80 cm². Il s'agira également de diminuer substantiellement l'épaisseur de quelques mm de l'anneau de garde réalisé sur le contact segmenté au B. Son existence était rendue nécessaire par des effets de distorsion du champ électrique le long de la surface passivée. Des calculs de simulation réalisés à l'IREs ont permis de reproduire les effets observés et d'identifier une technique de redressement des champs. Elle sera testée sur un nouveau prototype.

L'ensemble de ces améliorations ainsi que le développement d'un nouveau cryostat compatible avec la géométrie très compacte du multidétecteur (Figure 20) seront réalisés en un laps de temps de 2 à 3 années.

Un choix entre les deux technologies, coaxiale et planaire, sera réalisé d'ici 3 ans environ.

V.2. Electronique frontale

Les développements entrepris dans ce domaine sont particulièrement ambitieux puisqu'il s'agit de gérer 4600 à 7000 voies électroniques de très faible bruit (quelques pour dix mille), de très grande stabilité ($\sim 10^{-4}$ sur une semaine) et de grande dynamique (codeurs 13 à 14 bits effectifs). Cette électronique analogue/digitale devra être hautement miniaturisée (problèmes d'espace) et devra répondre aux problèmes cruciaux de puissance de calcul en ligne, de puissance de refroidissement et de flux de données. Le système de déclenchement fonctionnera en mode « Temps Universel ». Les préamplificateurs devront être miniaturisés et optimisés pour le traitement numérique réalisé par les cartes frontales.

Actuellement l'électronique disponible pour tester les détecteurs possède un grand nombre de voies analogiques ou quelques unités avec échantillonnage. Aucune ne permet aujourd'hui de réaliser l'analyse des formes d'impulsions en ligne.

La collaboration AGATA envisage donc de réaliser ce R&D. Consciente de la difficulté de la tâche, trois options ont d'emblée été proposées [46] :

- Option A : l'énergie, le temps et l'ensemble du traitement des signaux du segment touché et des segments voisins est réalisé en ligne dans l'électronique « embarquée » (dans le cryostat)
- Option B : seule l'énergie et le temps sont calculés dans le cryostat, les fronts de montée des signaux étant transférés par fibre optique vers un centre de calcul par cristal pour déterminer le point d'interaction
- Option C : les signaux analogiques sont transférés par câbles coaxiaux vers une électronique déportée.

Elles sont représentées schématiquement en Figure 23.

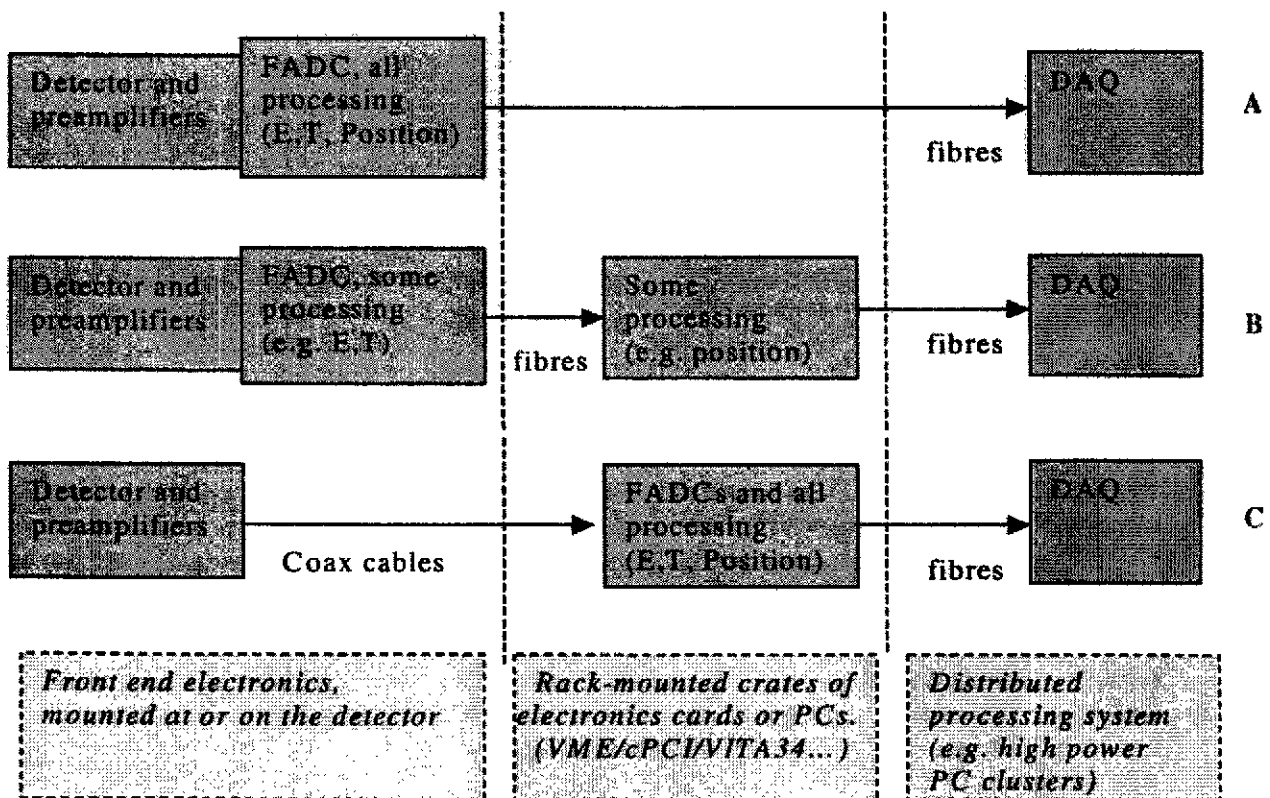


Figure 23 : Les trois options A, B et C d'architecture de l'électronique numérique retenues pour AGATA.

En France, nous avons choisi de développer dans un premier temps une électronique de type Option C pour permettre la réalisation de tests extensifs des premiers prototypes de détecteurs Ge multisegmentés et l'étude des formes d'impulsions [2]. Cette électronique est basée sur la carte VXI « position » (GOCCE-SPACE) de EXOGAM qui est en cours de réalisation. Elle gère 20 voies indépendantes avec deux acquisitions, une analogique implantée sur la carte mère et l'autre numérique. Les voies digitales sont traitées sur quatre cartes filles de 5 voies chacune. Chaque carte fille est composée de 5 Flash ADC de 100 MHz de fréquence d'échantillonnage et de 12 bits de résolution. Les données des 5 ADC sont envoyées vers un FPGA Xilinx de type Virtex-E et sont stockées dans une mémoire circulaire. Une carte mère prototype devrait être disponible pour test d'ici fin 2002 et le prototype de la carte fille digitale d'ici l'automne 2003.

Deux questions fondamentales devront également trouver réponse au cours de cette phase de R&D :

- Comment calibrer en énergie les différentes voies électroniques avec des segments d'aussi faible efficacité de détection de pleine énergie ?
- Comment vérifier leur stabilité dans le temps ?

V.3. Système d'acquisition

Dans l'Option A, le système d'acquisition consiste en un « Event Builder » qui collecte des informations provenant de l'électronique frontale, un histogrammeur qui génère des spectres, une CPU pour des traitements partiels en ligne et un système de stockage des données.

Dans l'Option B, une ferme de PC est chargée de réaliser en lignes l'analyse des formes d'impulsions et de corrélérer les signaux issus d'un segment touché et ceux issus des segments voisins. Un PC par cristal coaxial ou un par paire de cristaux planaires sera utilisé. Le système d'acquisition en aval de la ferme de PC sera semblable à celui de l'Option A.

L'Option C peut correspondre à une électronique et un système d'acquisition déportés de type Option A ou Option B.

Dans ce domaine de R&D tout reste à faire, électronique et logiciels.

V.4. Algorithmes nouveaux

Les logiciels d'analyse de formes d'impulsions développés sur la base de simulations devront être testés hors ligne avec les données échantillonnées produites par la carte GOCCE-SPACE, puis validés en ligne. Les tests les plus contraignants ne pourront être effectués que sur le prototype Ge finalement retenu pour AGATA. Les effets des dommages dus aux neutrons sur les formes d'impulsions devront également être étudiés.

Les algorithmes de reconstruction de photon devront être validés hors ligne lors des tests du premier groupement de cristaux multisegmentés (1 à 3 triple-clusters ou 1 empilement de diodes planaires). Le traitement de reconstruction en ligne n'est envisagé que pour permettre le suivi de l'expérience en cours.

L'étude des logiciels d'analyse de données, bien que dans une phase très préliminaire, a déjà été engagée.

VI. COLLABORATIONS NATIONALE ET INTERNATIONALE

VI.1. R&D Tracking gamma et TMR associé

Le présent programme de R&D a été initié en 1996 dans le cadre d'une collaboration européenne qui regroupe l'Allemagne, le Danemark, la France, l'Italie, le Royaume Uni et la Suède.

A partir de 1997 il fut soutenu par un contrat européen dans le cadre du programme TMR qui pris fin en novembre 2001. Les activités étaient coordonnées par R. Lieder (Jülich), responsable du TMR, entouré d'un Comité Scientifique comprenant les Coordonnateurs des laboratoires participants au TMR et les responsables des groupes de travail. Ces derniers étaient au nombre de cinq :

- Calculs de simulations (D. Bazzacco – Padoue)
- Développements de détecteurs Ge (G. Duchêne – Strasbourg)
- Analyse de forme d'impulsions (W. Gast – Jülich)
- Electronique et acquisition de données (J. Nyberg – Uppsala)
- Analyse de données (G. Smith – Manchester)

Outre les réunions de travail, un workshop général annuel et des workshops spécialisés sur des questions particulières (par exemple l'analyse des données) étaient organisés.

VI.2. Collaboration nationale

Au début de l'année 2000 le directeur scientifique de l'IN2P3 a souhaité élargir l'implication française dans le TMR au-delà de l'IREs. Pour cela il a chargé F.A.Beck de mettre en place une collaboration entre les différents laboratoires susceptibles d'être concernés par ce R&D dont la responsabilité nationale incombe aujourd'hui à G. Duchêne. La collaboration concerne trois autres laboratoires de l'IN2P3 (IPN Lyon, CSNSM Orsay et IPN Orsay), le GANIL et le CEA-DAPNIA. Ces laboratoires participent activement aux quatre groupes de travail créés :

- Motivations physiques (A. Korichi – CSNSM Orsay)
- Détecteurs et simulations (G. Duchêne – IREs Strasbourg)
- Electronique (C. Bourgeois et N. Karkour – IPN et CSNSM Orsay)
- Analyse de données (O. Stezowski – IPN Lyon)

en osmose avec les activités en cours au sein du TMR. En fait la contribution française est coordonnée tout en laissant une implication directe des chercheurs français dans les groupes de travail européens.

VI.3. R&D tracking gamma 2002-2005

Les avancées du R&D conduisent la collaboration européenne à poursuivre et intensifier celle-ci avec comme objectif de finaliser ces travaux en 2005.

La collaboration européenne AGATA qui s'est élargie depuis le TMR, rédige actuellement un MOU (Memorandum of Understanding) qui devrait être signé courant 2002. Cet accord définira les objectifs et échéances de la collaboration, sa structure et son fonctionnement ainsi que la répartition des tâches entre les partenaires. 38 laboratoires de 9 pays (Allemagne, Bulgarie, Danemark, Finlande, France, Italie, Pologne, Royaume-Uni et Suède) sont concernés par cet accord. La participation française y est conséquente avec trois instituts, l'IN2P3 (coordinateur G.Duchêne), le GANIL (coordinateur G. de France) et le CEA-DAPNIA (coordinateur W.Korten) et six laboratoires impliqués.

Le Tableau 4 décrit succinctement les échéances principales du calendrier du R&D.

	Tâches	Echéance fin
Ge	Détecteur coaxial encapsulé 36-segments	2004
	Empilement de diodes planaires	2004
	Tests de modules de tracking	2006
Electronique	Préamplificateur miniaturisé	2003
	Module d'électronique numérique	2004
	Carte d'électronique numérique finale	2005
Système d'acquisition	Logiciels d'analyse de formes d'impulsions	2006
	Logiciels, merger, trigger, stockage	2006
Analyse de données	Programmes d'analyse	2007

Tableau 4 : Principales échéances du calendrier de R&D

En 2007, un ensemble de détecteurs couvrant un angle solide de 1π sr sera construit et disponible pour les premières expériences de physique. Son efficacité de détection avoisinera celle de EUROBALL mais son pouvoir de résolution lui sera bien supérieur. L'appareillage sera ensuite progressivement complété pour atteindre sa pleine puissance courant 2009.

VII. CONCLUSIONS

Un nouveau spectromètre γ au germanium (Ge) AGATA (Advanced Gamma Tracking Array), est à l'étude en Europe. Il est basé sur un concept nouveau : la reconstruction du parcours des rayonnements γ dans le Ge ou tracking γ . Ses performances inégalées ouvrent des perspectives entièrement nouvelles pour l'étude de la structure de la matière nucléaire dans tous ses degrés de liberté, moment angulaire, isospin, numéro atomique et température.

Les technologies disponibles actuellement ne permettent pas d'assurer le fonctionnement d'un tel équipement. Aussi un fantastique effort de R&D a été entrepris à l'échelle européenne depuis quatre ans et sera poursuivi au cours des quatre années à venir. Il touche tous les domaines, multisegmentation des détecteurs Ge, miniaturisation des préamplificateurs (PA), connectique, électronique numérique, traitement en ligne de l'analyse des formes d'impulsions issues des PA, fonctionnement en mode « Temps Universel », reconstitution des événements, stockage des données, logiciels de reconstruction des photons et d'analyse des données.

Un choix entre deux géométries possibles de AGATA, l'une basée sur les détecteurs Ge coaxiaux et l'autre sur les détecteurs Ge planaires, sera réalisé en 2005 sur la base des performances et de la fiabilité des détecteurs et de l'électronique associée. Les premières mesures physique auront lieu à partir de 2007 avec une montée en puissance progressive de l'appareillage jusqu'en 2009.

REFERENCES

- [1] A. Korichi et al., <http://www-csasm.in2p3.fr/groupe/strucnuc/superdef.htm>
- [2] G. Duchêne et G. de France, « Etats extrêmes de la matière nucléaire en isospin et moment angulaire : programme de R&D Tracking γ », Conseil Scientifique de l'IN2P3, 21 juin 2001, gilbert.duchene@ires.in2p3.fr
G. Duchêne, « Etats extrêmes de la matière nucléaire en isospin et moment angulaire : programme de R&D Tracking γ », Conseil Scientifique de l'IN2P3, 9 novembre 2001
- [3] J. Dudek et al., Phys. Lett. **B211** (1988) 252
- [4] G. Royer et F. Haddad, Phys. Rev. **C47** (1993) 1302
- [5] S. Cwiok et al., Phys. Lett. **B322** (1994) 304
- [6] J.F. Berger et al., Nucl. Phys. **A502** (1989) 85c
- [7] J.F. Berger et al., Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 30
- [8] J. Dudek, communication privée
- [9] K.A. Erb et D.A. Bromley, Treatise on Heavy Ion Science, (Plenum, New York, 1985), Vol.3 (1985) 201
- [10] C. Beck et al., Phys. Rev. **C63** (2001) 014607
- [11] K. Ikeda, N. Takigawa et H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. (Jap.), Suppl. Extra Number (1968) 464
- [12] W. Von Oertzen, Eur. Phys. Journal **A11** (2001) 403
- [13] K. Pomorski, communication privée
- [14] T. Aumann et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 35
- [15] A. Navin et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5089
- [16] V. Guimaraes et al., Phys. Rev. **C61** (2000) 064609
- [17] J. Dobaczewski et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 981
- [18] F. Azaiez, Proc. of ENPE Conf. (1999) 171
- [19] A. Goodman, Phys. Rev. **C60** (2000) 014311 et papiers référencés
A. Goodman, Phys. Rev. **C58** (1998) R 3051
- [20] J. Terasaki et al., Phys. Lett. **B437** (1998)1
- [21] W. Satula et R. Wyss, Phys. Lett. **B393** (1997) 1
- [22] R. Wyss, Los Alamos Preprint Nucl-th/9912007 (1999)
- [23] E.S. Paul et al., Phys. Rev. **C51** (1995) 78

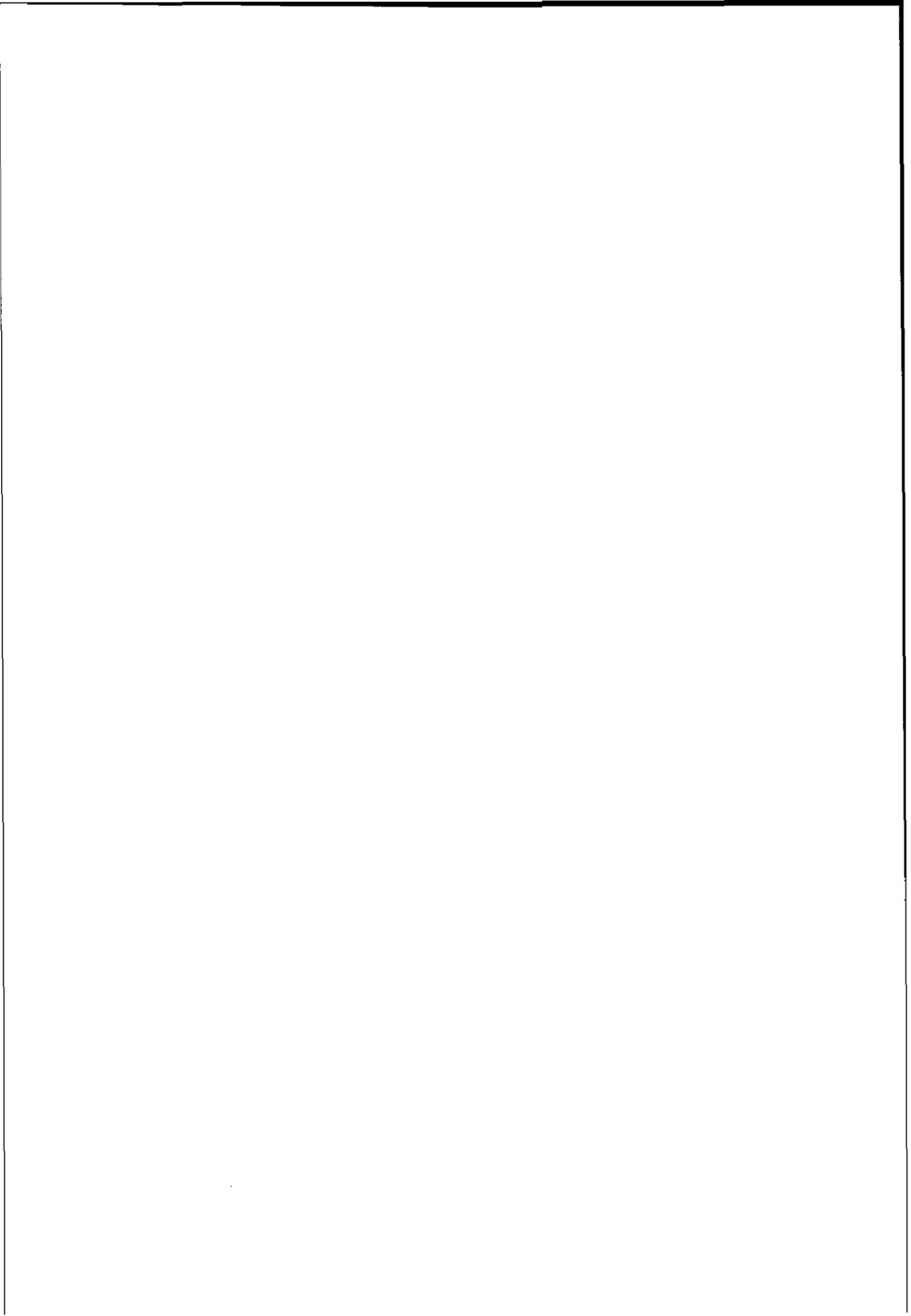
- [24] D. Rudolph et al., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3018
- [25] P. Reiter et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 509
- [26] M. Leino et al., Eur. Phys. Journal **A6** (1999) 63
- [27] P. Reiter et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 3542
- [28] J. L. Egido et L.M. Robledo, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 1198
- [29] J. Gerl et R.M. Lieder (Eds.), EUROBALL III, European γ -ray facility, GSI Darmstadt, 1992
- [30] I.Y. Lee, Nucl. Phys. **A520** (1990) 641c
- [31] F. Azaiez et W. Korten, Nucl. Phys. News, **Vol.7**, N° 4 (1997)
- [32] J. Eberth et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **46** (2001) 389
- [33] C.W. Beausang et al., Nucl. Instr. and Meth. **A313** (1992) 37
- [34] G. Duchêne et al., Workshop on Large Gamma-ray Detector Array, Chalk River, Canada, AECL 10613, 1992, p. 359 et p. 364
- [35] P. Jones et al., Nucl. Instr. and Meth. **A362** (1995) 556
- [36] G. Duchêne et al., Nucl. Instr. and Meth. **A432** (1999) 90
- [37] J. Eberth et al., Nucl. Instr. and Meth. **A369** (1996) 135
- [38] E. Pachoud, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (2000), IReS 00-12, n° 3567
- [39] GEANT 3, Detector Description and Simulation Tool (CERN, Geneva, 1993)
- [40] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, John WILEY & SONS, New York, 1989, p. 391
- [41] L. Mihailescu et al., Nucl. Instr. And Meth. **A447** (2000) 350
- [42] L. Mihailescu, PhD Thesis, Forschungszentrum Juelich (2001), Jul-3871
- [43] E. Gatti et al., IEEE Nucl. Sci. Symposium, Seattle, USA, octobre 23-30, 1999
- [44] L. Palafox Gamir, PhD Thesis, Manchester University (1997)
- [45] T. Kroell et al., LNL Ann. Rep. 1999, 2000, 2001
- [46] J. Gerl et W. Korten (Eds.), AGATA, Technical proposal for an Advanced Gamma Tracking Array for the European gamma spectroscopy community, GSI Darmstadt, 2001
- [47] R.M. Lieder et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **46** (2001) 399
R.M. Lieder et al., Nucl. Phys. **A682** (2001) 279c
- [48] I. Piqueras Pacheco, Thèse de l'Université Complutense de Madrid (2002), en cours de rédaction

POLARISATION DES LEPTONS FAISCEAUX, MESURE

T. PUSSIEUX

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay
F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

Cours non parvenu



LA PRODUCTION DES FAISCEAUX RADIOACTIFS

Marc LOISELET

*Centre de Recherches du Cyclotron
Université catholique de Louvain
Louvain-la-Neuve, Belgique*

Résumé

Les grandes étapes de la production des faisceaux radioactifs par la méthode de la séparation en ligne sont étudiées. Elles sont d'abord illustrées à partir de l'exemple particulier du faisceau d'hélium-6 accéléré à Louvain-la-Neuve. Les défis à relever lors de chacune de ces étapes sont ensuite détaillés et les solutions proposées par divers laboratoires sont discutées. Trois exemples d'installations basées sur des schémas très différents sont analysés. Enfin, les développements actuellement à l'étude sont brièvement décrits.

Abstract

The major steps involved in the production of radioactive beams by the on-line separation method are studied. They are first illustrated by the particular example of the acceleration of helium-6 at the Louvain-la-Neuve laboratory. For each of these steps, the challenges are described and the solutions proposed by various laboratories discussed. Three existing facilities based on very different schemes are analyzed. Finally, the developments presently under study are briefly described.

1. Introduction

Dès 1983, l'importance des faisceaux radioactifs avait été soulignée par W. Fowler lors de la réception du prix Nobel pour ses travaux en astrophysique nucléaire¹:

"It is my view that continued development and application of radioactive ion beam techniques could bring the most exciting results in laboratory Nuclear Astrophysics in the next decade. For example, the rate of the $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ reaction, which will be studied as $^1\text{H}(^{13}\text{N},\gamma)^{14}\text{O}$, is crucial to the operation of the so-called fast CN cycle."

Depuis lors, et suite aux premières expériences menées avec succès dans différents laboratoires avec des faisceaux radioactifs produits en vol d'abord, avec des faisceaux post-accelérés ensuite, l'intérêt de ces faisceaux non seulement pour l'astrophysique nucléaire mais également pour la physique nucléaire n'a fait que grandir. Le grand nombre de projets d'installation de faisceaux radioactifs actuellement à l'étude dans le monde en est une preuve. Le rapport NuPPEC² paru en 2000 et intitulé "Radioactive Nuclear Beam Facilities" présente de façon extensive ces projets. Les différentes techniques actuellement envisagées pour établir une installation de "seconde génération" en Europe (projet EURISOL) y sont abondamment détaillées.

L'exposé ci-dessous se concentrera sur la méthode de production des faisceaux radioactifs par la méthode ISOL. Il partira de l'expérience qui a été acquise à Louvain-la-Neuve pour mettre

en évidence certains aspects caractéristiques des installations de faisceaux radioactifs. Faute de temps, l'option a été prise de privilégier les exemples tirés d'installations en fonctionnement en septembre 2001. Les informations concernant les installations dont la mise en fonctionnement est prévue dans un avenir plus ou moins proche seront trouvées dans le rapport NUPPEC qui constitue actuellement la meilleure référence sur ce sujet en évolution constante.

2. Méthodes de production des faisceaux radioactifs

Deux types de méthodes sont utilisées pour produire des faisceaux radioactifs: la méthode dite de la production en vol qui sera brièvement décrite ci-dessous, et la méthode dite de séparation en ligne ou "ISOL method" (acronyme de Isotope Separation On Line).

2.1. La production des faisceaux radioactifs en vol

Dans cette méthode, les faisceaux radioactifs sont produits par fragmentation d'un faisceau d'ions lourds accélérés à quelques dizaines de MeV par nucléon (typiquement 100 MeV/A) sur une cible mince. Les produits de la réaction, qui sortent de la cible avec une vitesse proche de celle du faisceau initial, sont séparés par une analyse magnétique couplée à un dégradeur d'énergie pour permettre l'identification en Z.

La production en vol est utilisée en France (GANIL), en Allemagne (GSI), au Japon (RIKEN), au Etats-Unis (MSU), en Russie (Dubna)^{3,4,5}. Elle a l'avantage de permettre la production de noyaux radioactifs de temps de vie très court (μs) et de grande énergie, ce qui permet de les détecter même si seulement quelques atomes par seconde sont produits. L'énergie de ces faisceaux est fixée par l'énergie du faisceau primaire et présente une distribution qui peut-être relativement grande ce qui, dans certains cas, constitue une limitation. Au laboratoire du GSI, ces faisceaux peuvent être injectés dans un synchrotron pour être post-accélérés à 1 GeV/A.

2.2. La production des faisceaux radioactifs en ligne

Contrairement à la méthode précédente, les noyaux exotiques produits par le faisceau d'un premier accélérateur sont arrêtés dans la cible de production. Après en avoir été extraits, ils sont ionisés dans une source d'ions et injectés après séparation dans un second accélérateur qui les amène à l'énergie requise. Cette technique permet une plus grande flexibilité dans le choix de l'énergie du faisceau secondaire ainsi qu'une meilleure qualité optique de celui-ci. Elle est cependant difficilement applicable aux noyaux de temps de vie inférieur à quelques ms.

Les deux méthodes sont complémentaires à de nombreux égards. Nous nous concentrerons ici uniquement sur différents aspects de la production des faisceaux radioactifs par la méthode en ligne.

3. Les grandes étapes de la production des faisceaux radioactifs post-accélérés

La production des faisceaux radioactifs par la méthode en ligne comporte 5 étapes importantes que l'on retrouve dans les différents schémas proposés :

- la production des noyaux radioactifs
- leur extraction de la cible
- l'ionisation
- la séparation des faisceaux isobares ou analogues
- l'accélération.

L'exemple du faisceau d' ${}^6\text{He}^{1+}$ ($T_{1/2} = 0.8$ s) tel qu'il est produit et accéléré dans l'installation de Louvain-la-Neuve, permet d'illustrer à partir d'un cas particulier ces différentes étapes.

Le schéma de cette installation est présenté à la figure 1. Le premier cyclotron (CYCLONE30) accélère des protons jusqu'à une énergie maximale de 30 MeV avec des intensités pouvant aller jusque $500 \mu\text{A}$, ce qui représente une puissance de 15 kW dans le faisceau. La nature et l'énergie du projectile imposent de produire le noyau ${}^6\text{He}$ par la réaction ${}^7\text{Li}(p, 2p){}^6\text{He}$, dont le rendement en cible épaisse est de $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ ${}^6\text{He}$ par proton.

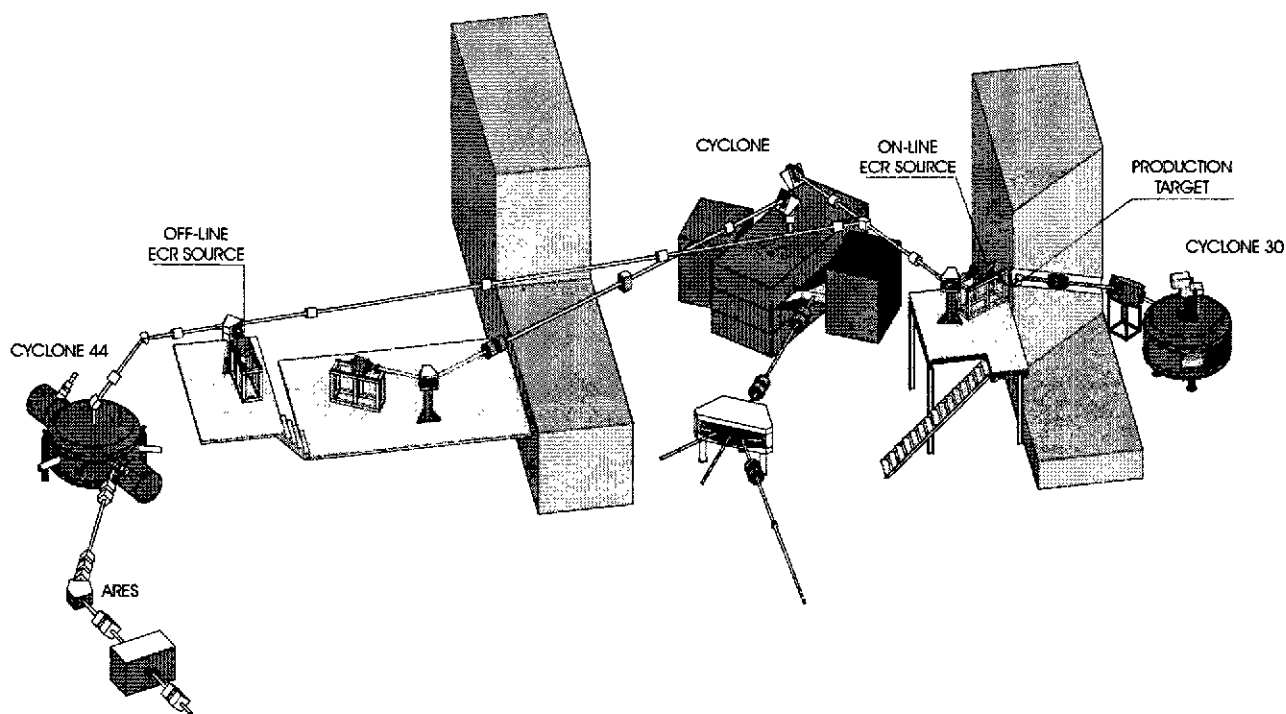


Figure 1: Vue d'ensemble de l'installation de Louvain-la-Neuve.

La cible est constituée de poudre de LiF comprimée dans un creuset en graphite, lui-même monté sur un support en cuivre refroidi à l'eau (figure 2). Une fenêtre de graphite mince (épaisseur: 0.5 mm) recouvre le creuset. Pour éviter de concentrer la puissance du faisceau primaire sur une petite surface, un aimant de balayage permet d'étaler le faisceau sur un diamètre de 50 mm. Bien que la cible ait été testée pendant plusieurs heures avec un faisceau de $270 \mu\text{A}$, l'intensité du faisceau primaire est limitée à $\sim 200 \mu\text{A}$ (soit 6 kW) pour garantir la fiabilité. Pendant l'irradiation,

le fluorure de lithium passe en phase liquide (t° de fusion = 845 °C). La même cible est également utilisée pour la production de ^{19}Ne ($T_{1/2} = 17$ s) et ^{18}Ne ($T_{1/2} = 1.7$ s).

L'hélium-6 étant un gaz noble, il diffuse à travers la fenêtre en graphite (qui est poreuse pour les gaz) et est pompé dans la source d'ions. Le temps de transfert de la cible à la source est de l'ordre de 1s. Ce temps assez long est dû à la distance entre la cible et la source (~ 1.5 m)^a.

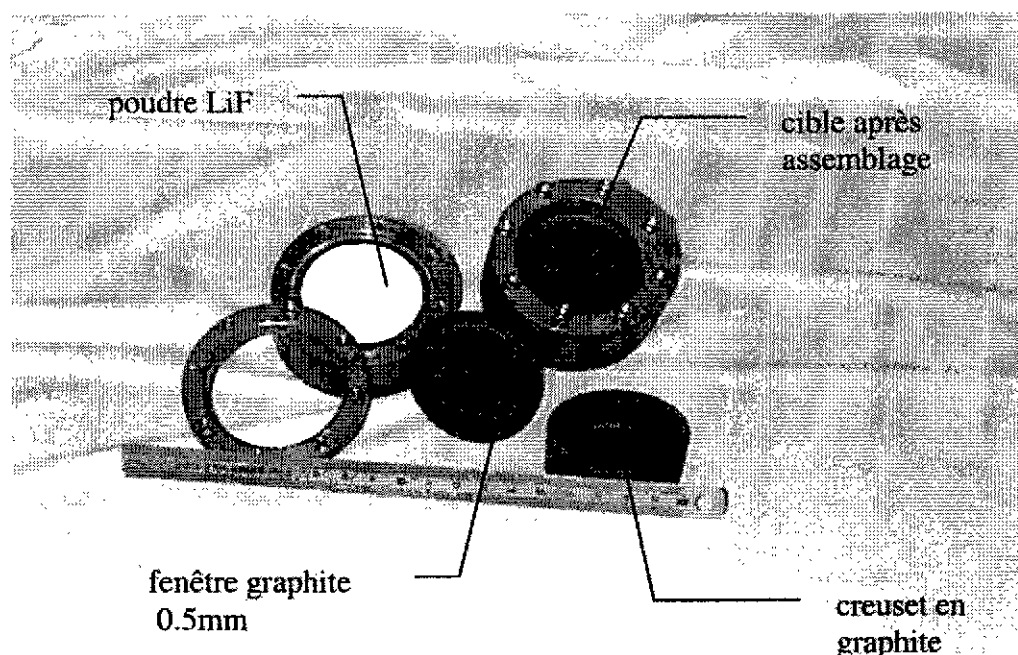


Figure 2: cible de production du faisceau d' ^6He

La source d'ions utilisée à Louvain-la-Neuve est une source de type ECR (Electron Cyclotron Resonance)^b. Ce type de source permet d'obtenir des ions multichargés avec une bonne efficacité d'ionisation. Typiquement celle-ci est de l'ordre de 35 % pour He^{1+} . Elle varie en fonction de la pression dans la source, qui elle-même dépend de la quantité de gaz provenant de la cible (dégazage, gaz de balayage).

Après extraction de la source, les ions de rapport $M/Q = 6$ sont sélectionnés par un aimant d'analyse avant d'être injectés dans le deuxième cyclotron (CYCLONE). Ce dernier joue non seulement le rôle d'accélérateur mais aussi celui de séparateur de masse. En effet, le faisceau $^6\text{He}^{1+}$ est injecté dans le cyclotron avec d'autres faisceaux de rapport M/Q très voisins. Ces faisceaux proviennent soit du gaz résiduel de la source (ex: $^{18}\text{O}^{3+}$, $^{12}\text{C}^{2+}$), soit d'éléments stables ou radioactifs extraits de la cible (ex: $^6\text{Li}^{1+}$, $^{18}\text{F}^{3+}$, $^{18}\text{Ne}^{3+}$). Le faisceau d' $^6\text{He}^{1+}$, dont l'intensité à la sortie de la source est inférieure à 1 nA, est ainsi injecté dans le post-accélérateur en compagnie d'un faisceau de $^{12}\text{C}^{2+}$ beaucoup plus intense (quelques μA). Seul le faisceau d' $^6\text{He}^{1+}$ est éjecté de la machine car il reste en phase avec la tension d'accélération jusqu'au rayon d'extraction. Les faisceaux

^a A l'origine, le dispositif avait été prévu pour montrer la faisabilité d'un faisceau de ^{13}N dont le temps de demi-vie est de 10 min.

^b Dans ce type de source, on crée un plasma qui est confiné dans une "bouteille magnétique". Les électrons de ce plasma sont chauffés par des ondes électromagnétiques de fréquence égale à la fréquence de rotation de ces électrons dans certaines zones de la bouteille magnétique.

contaminants dont la masse diffère de plus de $2 \cdot 10^{-4}$ ne respectent pas cette condition d'isochronisme, et sont décélérés avant d'atteindre le rayon d'extraction (voir ci-dessous).

4. Les défis à relever

4.1. Production des noyaux exotiques

Comme le montre le tableau 1, l'installation de Louvain-la-Neuve permet de produire des faisceaux intenses de noyaux proches de la ligne de stabilité. Le faisceau primaire (protons de 30 MeV) constitue néanmoins un handicap pour la production de noyaux plus exotiques, et de nombreuses alternatives ont été proposées pour les synthétiser.

La solution la plus fréquemment envisagée consiste à utiliser des faisceaux de protons d'énergie plus élevée. Cette solution est adoptée au laboratoire de TRIUMF (Canada), où un faisceau de 500 MeV et 100 μ A est disponible, et à ISOLDE (CERN) avec un faisceau de quelques μ A à 1.4 GeV.

Element	$T_{1/2}$	q	Intensité [pps]	Gamme d'énergie [MeV]
⁶ Helium	0.8 s	1+	$9 \cdot 10^6$	5.3-18
		2+	$3 \cdot 10^5$	30-73
⁷ Beryllium	53 days	1+	$2 \cdot 10^7$	5.3-12.9
		2+	$4 \cdot 10^6$	25-62
¹¹ Carbon	20 min	1+	$1 \cdot 10^7$	6.2-10
¹³ Nitrogen	10 min	1+	$4 \cdot 10^8$	7.3-8.5
		2+	$3 \cdot 10^8$	11-34
		3+	$1 \cdot 10^8$	45-70
¹⁵ Oxygen	2 min	2+	$6 \cdot 10^7$	10-29
¹⁸ Fluorine	110 min	2+	$5 \cdot 10^6$	11-24
¹⁸ Neon	1.7 s	2+	$6 \cdot 10^6$	11-24
		3+	$4 \cdot 10^6$	24-33,45-55
¹⁹ Neon	17 s	2+	$2 \cdot 10^9$	11-23
		2+	$5 \cdot 10^9$ *	7.5-9.5
		3+	$1.5 \cdot 10^9$	23-35,45-50
		4+	$8 \cdot 10^8$	60-93
³⁵ Argon	1.8 s	3+	$2 \cdot 10^6$	20-28
		5+	$1 \cdot 10^5$	50-79

Table 1: Faisceaux d'ions radioactifs actuellement disponibles (9-2001) à Louvain-la-Neuve. Intensités mesurées après accélération et séparation isobarique. * avec Cyclone44

Il est parfois intéressant d'utiliser d'autres projectiles que les protons. La possibilité d'accélérer des deutons, des hélium ou des ions lourds permet de sélectionner le projectile et le matériau cible les plus appropriés à l'extraction chimique des noyaux radioactifs produits. Les exemples des laboratoires d'Oak-Ridge (USA) et du GANIL, qui utilisent ce type de particules, seront détaillés plus loin.

Une autre voie consiste utiliser des neutrons comme projectiles pour produire des noyaux radioactifs riches en neutrons par la fission de l'uranium. C'est l'option prise par le laboratoire de Munich (Allemagne) où une source d'ions sera placée dans le flux de neutrons d'un réacteur actuellement en construction. Les laboratoires de Dubna (Russie) et du GANIL étudient la possibilité de faire la photo-fission de l'uranium en utilisant un faisceau très intense d'électrons de 50 MeV. Le laboratoire d'Argonne a proposé d'utiliser les neutrons secondaires produits par un faisceau très intense de deutons.

4.2. Extraction des noyaux radioactifs

4.2.A. Importance de la chimie dans la cible de production

Le développement du faisceau d' ^{15}O ($T_{1/2} = 2$ min), tel qu'il a été effectué à Louvain-la-Neuve, constitue un bon exemple de l'importance de la chimie dans la cible. En effet la cible de LiF, qui a été décrite plus haut pour la production du faisceau de ^6He , permet également la production de ^{15}O par la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ dont le rendement est très élevé ($1.5 \cdot 10^{-3}$ ^{15}O /proton en cible épaisse avec un faisceau de 30 MeV).

Dès les premières analyses des gaz extraits de la cible, il est apparu que très peu de noyaux ^{15}O étaient extraits car l' ^{15}O produit reste chimiquement piégé dans la cible. Une étude détaillée a montré que la présence de carbone favorisait l'extraction de l' ^{15}O sous forme de molécules C^{15}O ou C^{15}O_2 à haute température. La cible a dès lors été modifiée comme le montre la figure 3. La poudre de LiF est comprimée dans un barillet en graphite comprenant 48 alvéoles, ce qui permet d'avoir une grande surface de contact avec le carbone tout en réduisant la distance moyenne que doit parcourir un atome d' ^{15}O avant de rencontrer une surface en graphite. Dans cette nouvelle géométrie, des rendements d'extraction de 24% pour ^{15}O ont été obtenus à haute intensité (300 μA).

Les difficultés rencontrées pour l'extraction des noyaux radioactifs produits dans la cible peuvent être plus facilement contournées si le faisceau primaire est un faisceau d'ions lourds comme au GANIL. On peut alors sélectionner le meilleur couple (faisceau primaire-cible) permettant à la fois de produire et d'extraire l'élément souhaité.

4.2.B. Extraction des éléments de court temps de vie

L'extraction des éléments de court temps de vie constitue un autre défi pour les faisceaux radioactifs produits par la méthode en ligne. Il est cependant possible d'extraire des noyaux tels que le ^{11}Li dont le temps de demi-vie est de 8.7 ms. Les travaux de J. R. Bennett⁶, menés auprès de ISOLDE, ont montré l'importance de la géométrie de la cible pour diminuer le temps d'extraction.

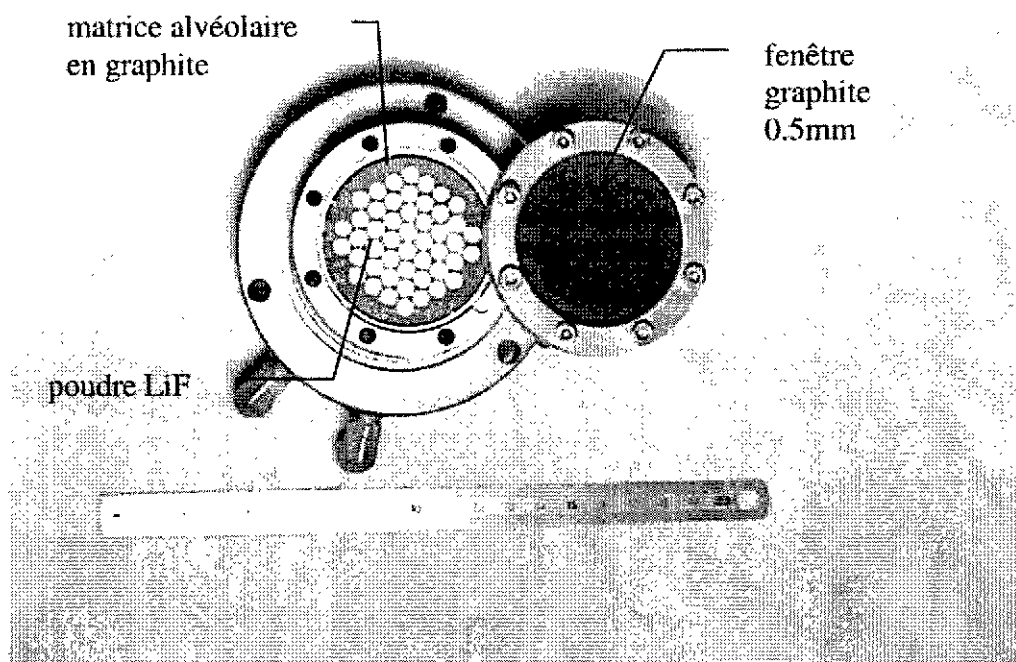


Figure 3 : Cible de production de ^{15}O

4.3. Ionisation

Outre les sources de type ECR, telles que celle brièvement décrite plus haut, il existe d'autres types de sources qui permettent la production d'ions monochargés^{7, 8}. En plus de leur robustesse aux radiations, ces sources peuvent présenter une certaine sélectivité chimique, ce qui limite considérablement les problèmes liés à la contamination isobarique. Ainsi, les sources à ionisation de surface ionisent préférentiellement les éléments alcalins tandis que les sources laser ionisent sélectivement un type d'élément en utilisant des faisceaux laser de fréquence appropriée^{9, 10}. Ces sources ont généralement des bonnes caractéristiques optiques. Elles ne permettent cependant pas de produire des ions multichargés, ce qui constitue une limitation importante. En effet, s'il est en principe possible de post-accélérer des éléments lourds ($A > 30$) de charge +1, il est souhaitable, pour limiter le coût du post-accélérateur, de pouvoir disposer d'ions de charge supérieure à un.

Les sources ECR présentent l'avantage de permettre la production d'ions multichargés. Elles ont une bonne efficacité d'ionisation pour les gaz et en particulier pour les gaz nobles. Cependant, pour les éléments condensables, leur efficacité est limitée parce que ce sont des sources à parois froides. Les ions qui se neutralisent sur les parois ont alors des "temps de collage" qui peuvent être longs par rapport au temps de vie de la particule à ioniser. La présence d'aimants permanent pour confiner le plasma constitue une limitation majeure des sources ECR car ils se démagnétisent lorsqu'ils sont soumis à une dose importante de neutrons. Il faut donc placer ce type de source en dehors du flux de neutrons. Enfin, leur émittance est relativement grande ($\geq \sim 50 \pi \text{ mm mrad}$), ce qui est difficilement compatible avec l'utilisation d'un séparateur de masse à haut pouvoir de résolution.

Les sources actuellement disponibles ne répondent donc pas aux contraintes spécifiques liées à la production (robustesse aux rayonnements), à la séparation (sélectivité chimique, faible émittance) et à l'accélération des faisceaux radioactifs (nécessité d'avoir des ions multichargés). Pour remédier à cela, des solutions mixtes sont proposées dans lesquelles les éléments sont extraits

de la cible sous forme d'ions $1+$, puis sont injectés dans une autre source qui les transforme en ions $n+$. C'est le principe de l'amplificateur de charge. La source d'ions $n+$ serait une source ECR, ainsi que l'a proposé le laboratoire de Grenoble¹¹, ou une source EBIS¹². Cette dernière solution est en cours de réalisation à REX-ISOLDE.

4.4. Séparation isobarique

La contamination par des faisceaux isobares ou des faisceaux analogues (de même rapport m/q) est un problème important pour les faisceaux radioactifs, spécialement lorsque ceux-ci sont proches de la ligne de stabilité. Parmi les cas rencontrés à Louvain-la-Neuve, citons les faisceaux $^{13}\text{N}^{1+}$ et $^{18}\text{F}^{2+}$. Pour le premier, les contaminants isobariques potentiels sont non seulement $^{13}\text{C}^{1+}$ ($\Delta m/m = -2 \cdot 10^{-4}$) mais aussi le faisceau d'ions moléculaires $^{12}\text{CH}^{1+}$ ($\Delta m/m = +2 \cdot 10^{-4}$). Pour le second, le contaminant isobarique est $^{18}\text{O}^{2+}$, avec $\Delta m/m = 9.9 \cdot 10^{-5}$. Dans ces deux exemples, les contaminants se trouvent dans le gaz résiduel de la source.

4.4.A. Le cyclotron comme séparateur de masse

Dans le champ magnétique B du cyclotron post-accélérateur, une particule de masse m et de charge q tourne avec une période $T_p = 2\pi m/qB$. Pour qu'il y ait accélération, il faut que la fréquence de rotation de cette particule soit égale à la fréquence de la tension d'accélération^a, $\omega_{\text{HF}} = \omega_p$ ("résonance"). Pour un contaminant de masse $m' = m + \Delta m$, il y a à chaque tour un retard $\Delta t = 2\pi \Delta m/qB$ par rapport à la particule de masse m , ce qui introduit un déphasage entre la tension d'accélération et le contaminant. Si après n tours, ce déphasage est tel que le contaminant se présente devant la cavité accélératrice lorsque la tension est décélétratrice, il sera décélétré. Le nombre de tours requis pour atteindre le rayon d'extraction est fixé par la tension d'accélération. En diminuant cette tension, on peut ainsi augmenter le nombre de tours dans la machine pour que le contaminant soit décélétré avant qu'il n'atteigne le rayon d'extraction. Cette technique a été utilisée pour séparer le faisceau de $^{18}\text{F}^{2+}$ de son contaminant isobarique $^{18}\text{O}^{2+}$. La figure 4 montre l'intensité des faisceaux extraits du cyclotron en fonction du champ magnétique¹³. L'intensité du faisceau $^{18}\text{O}^{2+}$ a été mesurée avant d'injecter le fluor-18 dans la source. L'oxygène-18 étant toujours présent dans le gaz résiduel de la source, ce faisceau est relativement intense (5 nA) à la résonance, mais il décroît très rapidement. En particulier, il ne reste que quelques fA de $^{18}\text{O}^{2+}$ au champ pour lequel $^{18}\text{F}^{2+}$ sera accéléré. Après injection du fluor-18 dans la source, les deux faisceaux sont bien séparés, alors que l'intensité de $^{18}\text{F}^{2+}$ (320 fA, échelle de droite) est beaucoup plus faible que celle $^{18}\text{O}^{2+}$ (5 nA, échelle de gauche). La variation du champ magnétique pour passer de $^{18}\text{O}^{2+}$ à $^{18}\text{F}^{2+}$ est de 1.2 gauss, pour un champ nominal de 12000 gauss. Cette séparation a été obtenue en réduisant la tension accélératrice de 36kV (valeur nominale) à 19kV, ce qui a pour conséquence de diminuer le rendement d'accélération qui passe de 3 - 5 % à 0.5 - 1 %.

4.4.B. Séparateur d'isobares à basse énergie

Lorsque le post-accélérateur est un linéaire, la séparation des isobares doit se faire avant injection, c'est-à-dire lorsque le faisceau a une énergie fixée par la tension sur la source qui est typiquement de l'ordre de 50 kV. La solution "classique" consiste à faire une analyse magnétique

^a L'accélération est également possible pour certaines valeurs entières telles que $\omega_{\text{HF}} = n \omega_p$.

suivie d'une analyse électrique^{14, 15}. La première sépare les faisceaux suivant leur rigidité magnétique. La seconde élimine les particules n'ayant pas la bonne énergie, par exemple celles dont l'état de charge a varié lors de l'accélération à la sortie de la source suite aux collisions sur le gaz résiduel.

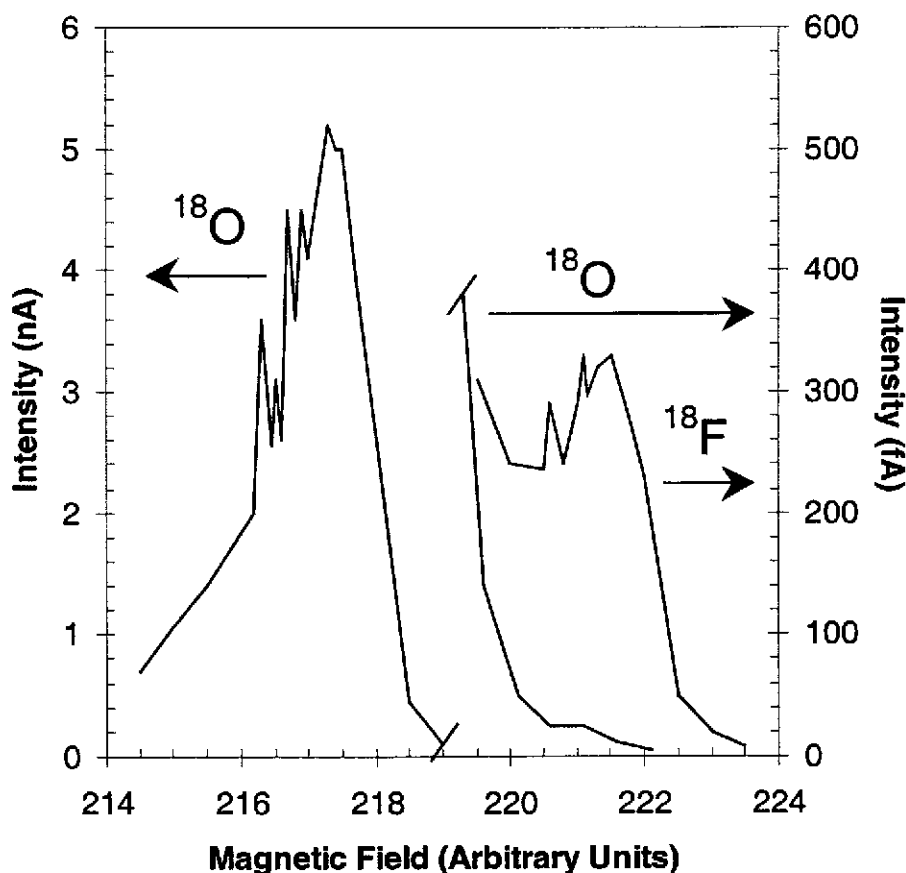


Figure 4: Séparation isobarique entre ^{18}O et ^{18}F : intensité du faisceau extrait en fonction du champ magnétique du cyclotron.

Avec de tels séparateurs à haute résolution, il est théoriquement possible de séparer deux faisceaux dont la masse relative diffère de $5 \cdot 10^{-5}$. Il faut cependant noter que l'acceptance de ces séparateurs est relativement faible, ce qui impose d'utiliser des sources d'ions de très bonne émittance (source à ionisation de surface par exemple, mais pas les sources ECR). De plus, comme il n'est pas rare que l'intensité du faisceau contaminant soit plus grande de plusieurs ordres de grandeur, il faut un facteur de réjection élevé pour pouvoir garantir la pureté du faisceau.

4.4.C. Sélectivité chimique dans la cible

Il est parfois possible d'utiliser la sélectivité de certaines réactions chimiques dans la cible pour diminuer considérablement les problèmes de contamination isobarique. Le faisceau ^{132}Sn ($T_{1/2} = 40$ s) actuellement en cours de développement à Oak-Ridge, en est un bel exemple¹⁶. Ces noyaux sont produits par fission induite par proton dans une cible de carbure d'uranium. Les contaminants isobariques potentiels sont ^{132}Sb , ^{132}Te , ^{132}I , ^{132}Xe . Après ionisation, la composition

du faisceau est $^{132}\text{Sb}^{1+}$: 12%, $^{132}\text{Te}^{1+}$: 87%, $^{132}\text{Sn}^{1+}$: 1%. La différence de masse relative entre ^{132}Sn et ^{132}Sb n'étant que $3 \cdot 10^{-5}$, il est actuellement extrêmement difficile de séparer ces isobares par les méthodes décrites plus haut. Le groupe de Oak-Ridge a cependant montré qu'il était possible d'obtenir un faisceau isobariquement pur en favorisant la formation de molécules SnS par la présence de vapeur de soufre dans la cible. En sélectionnant ensuite les ions moléculaires $^{132}\text{SnS}^+$ à la sortie de la source, aucune contamination par les isotopes de Sb et Te n'a été mesurée.

4.4.D. Sélectivité chimique de la source

Les problèmes liés à la contamination isobarique peuvent être considérablement réduits ou même éliminés par l'utilisation d'une source ayant une sélectivité chimique. C'est le cas des sources à ionisation de surface pour les éléments alcalins, et de façon plus générale pour les sources laser citées plus haut.

La possibilité d'accélérer des faisceaux de ^{14}C exempts de toute contamination est un exemple particulier où la sélectivité chimique de la source a permis une augmentation de la sensibilité de la méthode de datation au carbone-14 pour l'archéologie. Dans ce cas, la contamination isobarique en ^{14}N ($\Delta m/m = 1.2 \cdot 10^{-5}$!!) est supprimée grâce à l'utilisation d'une source d'ions négatifs, car l'ion $^{14}\text{N}^-$ est instable. A la sortie de la source, les seuls contaminants isobariques sont les ions moléculaires $^{12}\text{CHH}^-$ et $^{13}\text{CH}^-$. Ils sont éliminés lors de l'accélération dans un tandem par passage dans un épilucheur (feuille de carbone mince) où les liaisons moléculaires sont brisées.

4.4.E. Epiluchage du faisceau

La technique de l'épiluchage après accélération permet dans certains cas d'éliminer le contaminant isobarique. Elle a été utilisée à Louvain-la-Neuve pour garantir une très grande pureté du faisceau de ^7Be . Bien que la différence de masse entre le ^7Be et son contaminant isobarique ^7Li soit relativement petite ($\Delta m/m = 1.4 \cdot 10^{-4}$), il est possible d'éliminer le faisceau de ^7Li après passage dans un épilucheur en sélectionnant avec un dipôle magnétique les ions de charge $q = 4$ car cet état de charge n'existe pas pour le lithium ($Z = 3$).

Pour pouvoir utiliser cette technique il faut que le numéro atomique du contaminant soit plus petit que celui du faisceau (ici Li: 3; Be: 4). Il faut aussi que l'énergie du faisceau soit suffisamment élevée pour assurer un rendement élevé en ions complètement épiluchés.

Pour le ^7Be , il suffit de 0.6 MeV/A pour avoir 50% du faisceau dans l'état de charge 4+, mais cette énergie augmente considérablement pour des éléments de nombre atomique élevé (plus de 20 MeV/A pour Ar18+).

4.5. Accélération

A l'heure actuelle, trois types d'accélérateur sont utilisés pour accélérer les ions radioactifs: un cyclotron à Louvain-la-Neuve et à Caen (SPIRAL), un tandem à Oak-Ridge, un linéaire à Vancouver (TRIUMF) ainsi que pour le projet REX-ISOLDE.

Comme il a été dit plus haut, l'avantage du cyclotron est d'assurer à la fois l'accélération et la séparation des isobares dont la différence de masse relative est supérieure à 10^{-4} . Selon le facteur de réjection exigé, la transmission de ces machines varie de quelques % (Louvain-la-Neuve) à 50% (SPIRAL). La variation de l'énergie du faisceau en fonction de l'état de charge de l'ion injecté est

une autre caractéristique des cyclotrons. En effet, pour des ions lourds, l'énergie maximale est donnée par la relation $E = K_{\max} q^2/A$ où K_{\max} est une caractéristique de la machine. Ainsi, contrairement aux autres machines, l'énergie est proportionnelle au carré de l'état de charge de l'ion injecté. Le développement des sources d'ions multichargés est donc particulièrement important pour les cyclotrons.

Le tandem requiert l'injection d'ions négatifs et une séparation des isobares avant l'accélération dans la plupart des cas. La transmission du tandem est de l'ordre de 3 à 10%. Elle dépend de l'état de charge nécessaire après épluchage dans le terminal pour atteindre l'énergie requise. Le tandem a l'avantage de pouvoir accélérer des ions très lourds (Pb par exemple) à partir d'ions monochargés et de délivrer des faisceaux de très bonne qualité optique.

L'accélérateur linéaire offre l'avantage d'un rendement d'accélération proche de 100% mais il exige également une séparation isobarique avant l'injection. La construction modulaire de ce type d'accélérateur permet d'étendre la gamme d'énergie en ajoutant de nouvelles cavités.

5. Quelques exemples d'installation en fonctionnement

5.1. Le post-accélérateur est un cyclotron: l'exemple de SPIRAL

Le plan d'ensemble de l'installation est présenté à la figure 5. Le faisceau primaire est un faisceau d'ions lourds dont l'énergie peut atteindre 100 MeV/A jusque $A = 60$ et dont la puissance peut atteindre 6 kW. Les noyaux radioactifs sont produits par fragmentation du projectile dans une cible. Ce schéma permet de sélectionner à la fois le faisceau primaire et la cible non seulement pour favoriser la production mais aussi pour résoudre les problèmes liés à la chimie dans la cible.

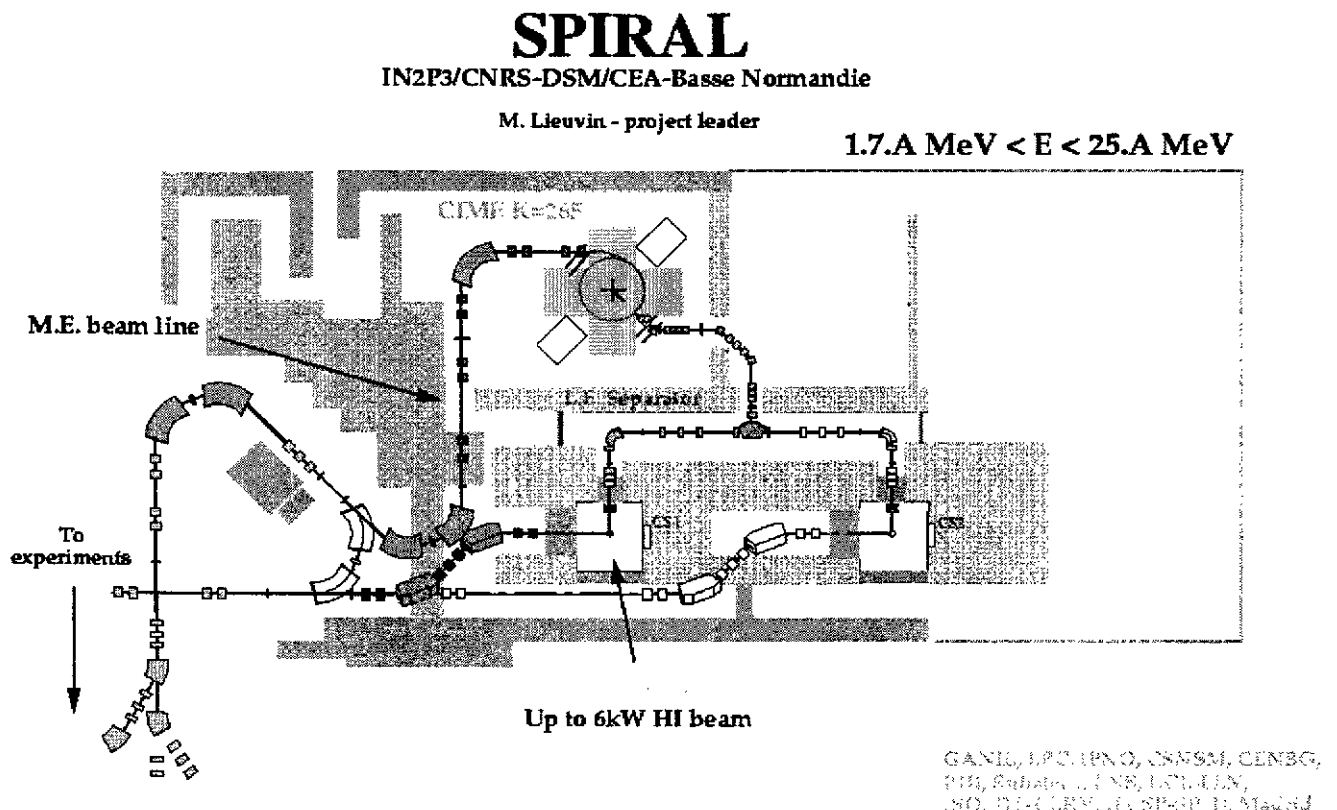


Figure 5: Vue d'ensemble de SPIRAL

La cible (figure 6) est en graphite dont la structure est très poreuse et dont la température de sublimation élevée autorise un fonctionnement à 2000 °C, ce qui favorise une extraction rapide des noyaux radioactifs qui y sont produits. Elle est chauffée par le faisceau ou par chauffage ohmique, et sa géométrie particulière permet d'évacuer par rayonnement une puissance de 2 kW¹⁷. Cette cible est couplée à une source ECR dont le champ magnétique est produit par des aimants permanents uniquement. Ces aimants étant très sensibles aux neutrons, la source est placée en-dehors du flux de neutrons produits par le faisceau incident. La source produit des ions multichargés tels que $^{18}\text{Ne}^{4+}$, $^{34}\text{Ar}^{8+}$ avec une efficacité d'ionisation de l'ordre de 10 à 15%.

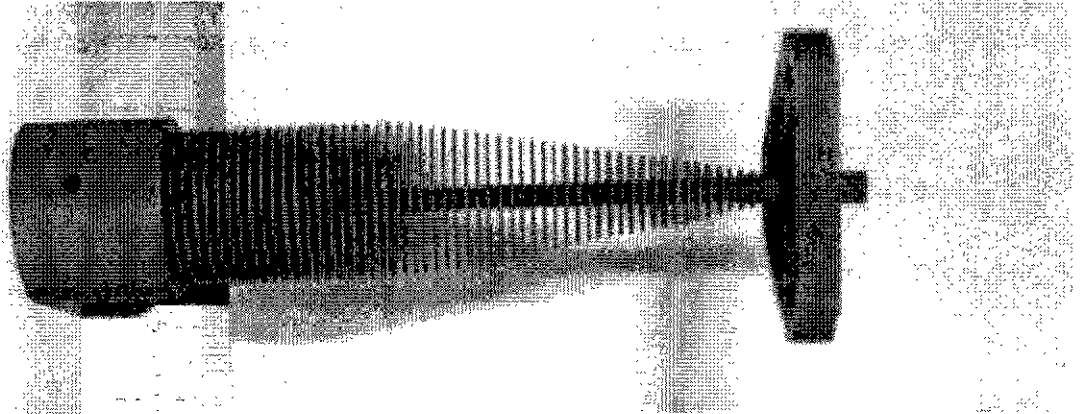


Figure 6: cible de production de SPIRAL

Le cyclotron CIME ($K_{\text{max}} = 265$) couvre la gamme d'énergie entre 1.7 et 25 MeV/A et permet de séparer les isobares dont la différence de masse relative est de $4 \cdot 10^{-4}$.

Fin septembre 2001, SPIRAL a accéléré son premier faisceau de ^{18}Ne produit à partir d'un faisceau primaire de ^{20}Ne sur la cible de graphite. La liste des faisceaux disponibles est accessible sur la Toile¹⁸.

5.2. Le post-accélérateur est un tandem: l'exemple de Oak-Ridge

Le plan d'ensemble de l'installation de Oak-Ridge¹⁹ est présenté à la figure 7. Les ions radioactifs sont produits par des faisceaux de 10 μA de protons, deutons ou alphas accélérés dans un cyclotron. La cible est portée à 1800°C par chauffage ohmique. Les ions négatifs sont produits directement dans une source d'ions négatifs, ou indirectement à partir d'une source d'ions positifs suivie d'une cellule d'échange de charge contenant des vapeurs de césium pour la conversion en ions négatifs. La séparation isobarique se fait avant l'injection dans le tandem. La tension sur le terminal fixe l'énergie de la première étape d'accélération ($U_{\text{max}} = 25 \text{ MV}$). Après passage dans un éplucheur situé dans le terminal, le faisceau est alors transformé en ions positifs et un dipôle permet de sélectionner l'état de charge $+Q$. Le faisceau est alors accéléré une deuxième fois jusqu'à l'énergie $(1+Q)eU$. Le rendement d'accélération est en grande partie fixé par le rendement d'épluchage dans le terminal. Il varie entre 3 et 10% suivant l'état de charge requis pour atteindre l'énergie demandée.

Parmi les faisceaux déjà accélérés à Oak-Ridge, les faisceaux de ^{18}F ($T_{1/2} = 110 \text{ min}$), et ^{17}F ($T_{1/2} = 65 \text{ s}$) méritent d'être soulignés vu la réactivité chimique du fluor²⁰. Les noyaux ^{18}F sont produits avec un faisceau de particules α de 85 MeV sur ^{16}O par la réaction $^{16}\text{O}(\alpha, pn) ^{18}\text{F}$. La cible est constituée de fibres de HfO_2 de 2 μm . L'extraction du fluor se fait à haute température sous la

forme d'ions AlF^+ dont la formation est favorisée par la présence d'aluminium dans la cible. Après passage dans la cellule d'échange de charge les ions F^- sont injectés à 200 kV dans le séparateur d'isobares puis dans le tandem.

La dispersion en énergie induite par le passage dans la cellule d'échange de charge limite considérablement le pouvoir de séparation. En effet, pour séparer 2 faisceaux tels que ^{18}F et ^{18}O pour lesquels $\Delta m/m = 9.9 \cdot 10^{-5}$, il serait nécessaire d'avoir une dispersion en énergie inférieure à 20 eV pour une source installée à 200 kV. Cette dispersion étant nettement supérieure à 20 eV à la sortie de la cellule d'échange de charge, la contamination du faisceau de ^{18}F par ^{18}O reste très importante et l'utilisation d'un épilucheur pour sélectionner les ions $^{18}\text{F}^{9+}$ après l'accélération est obligatoire pour purifier le faisceau.

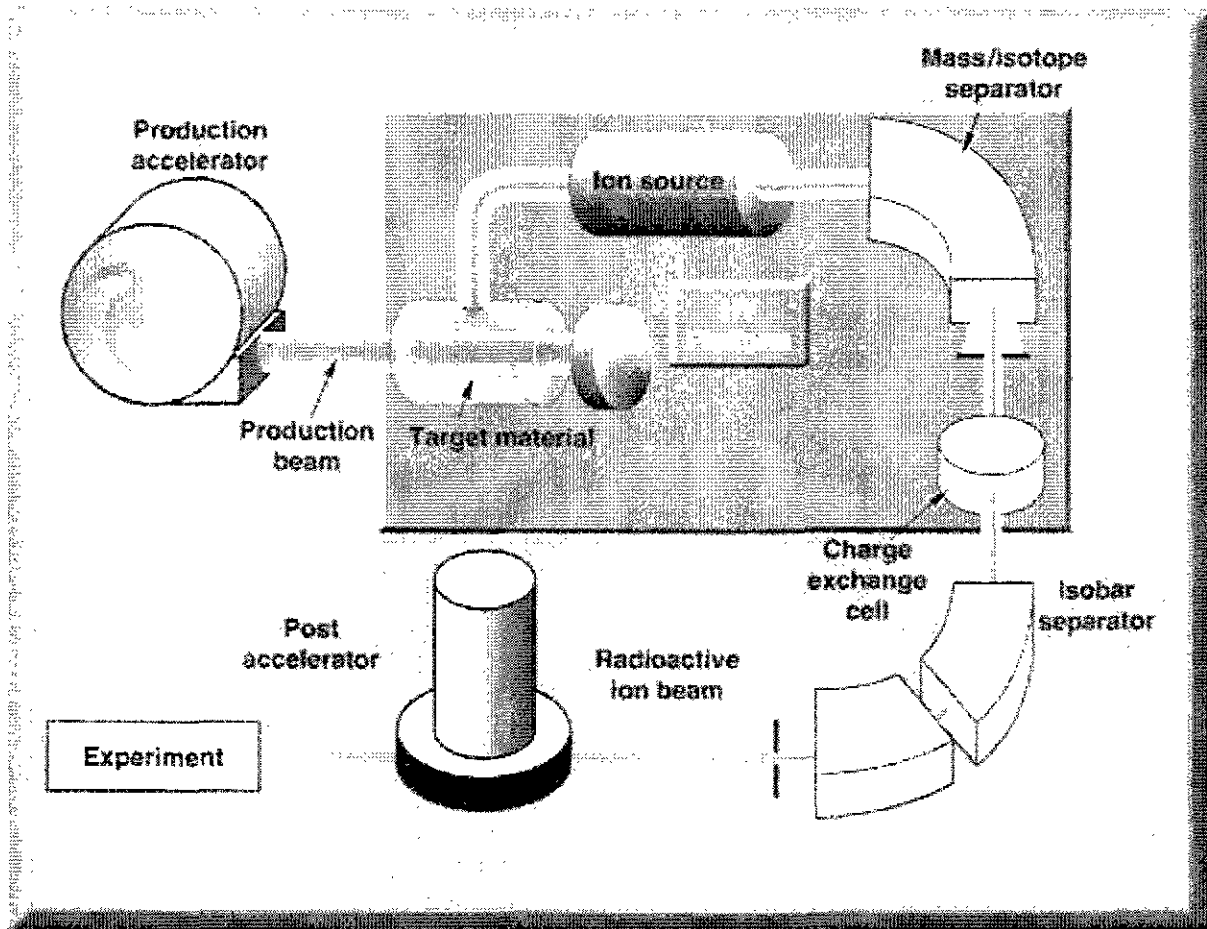


Figure 7: Vue schématique de l'installation de Oak-Ridge. Le post-accélérateur est un tandem.

5.3. Le post-accélérateur est un linéaire: l'exemple de ISAC (TRIUMF)

Les projets utilisant un accélérateur linéaire pour l'accélération des ions radioactifs sont nombreux et relativement anciens puisque le premier date de 1986. La seule installation en fonctionnement à l'heure actuelle (septembre 2001) est celle du laboratoire de Vancouver (ISAC-TRIUMF) dont le premier faisceau radioactif a été accéléré en juillet 2001²¹. Les premiers faisceaux de l'installation REX-ISOLDE au CERN sont attendus pour la fin 2001²².

Le plan d'ensemble de l'installation ISAC est donné à la figure 8. Les noyaux radioactifs sont produits par un faisceau de protons de 500 MeV. Bien que le cyclotron de TRIUMF puisse accélérer jusqu'à 180 μA de faisceau (soit 90 kW de puissance dans le faisceau), dans une première étape cette intensité est limitée à 20 μA pour la production des ions radioactifs. L'énergie élevée du faisceau permet de produire des noyaux très éloignés de la ligne de stabilité mais est aussi à l'origine d'une activation importante de la cible. Ceci requiert un système de manipulation et de démantèlement des cibles particulièrement étudié. Après ionisation, les ions sont séparés en masse par un séparateur à haute résolution ($\Delta m/m = 10^{-4}$) puis injectés à 2 keV/A dans un RFQ (radio frequency quadrupole). Celui-ci accélère les ions de rapport M/Q inférieur à 30 jusqu'à une énergie de sortie de 150 keV/A. Ils sont ensuite épluchés dans une feuille de carbone mince et injectés dans un accélérateur linéaire qui couvre la gamme d'énergie entre 0.15 MeV/A et 1.5 MeV/A pour des ions de rapport M/Q compris entre 3 et 6.

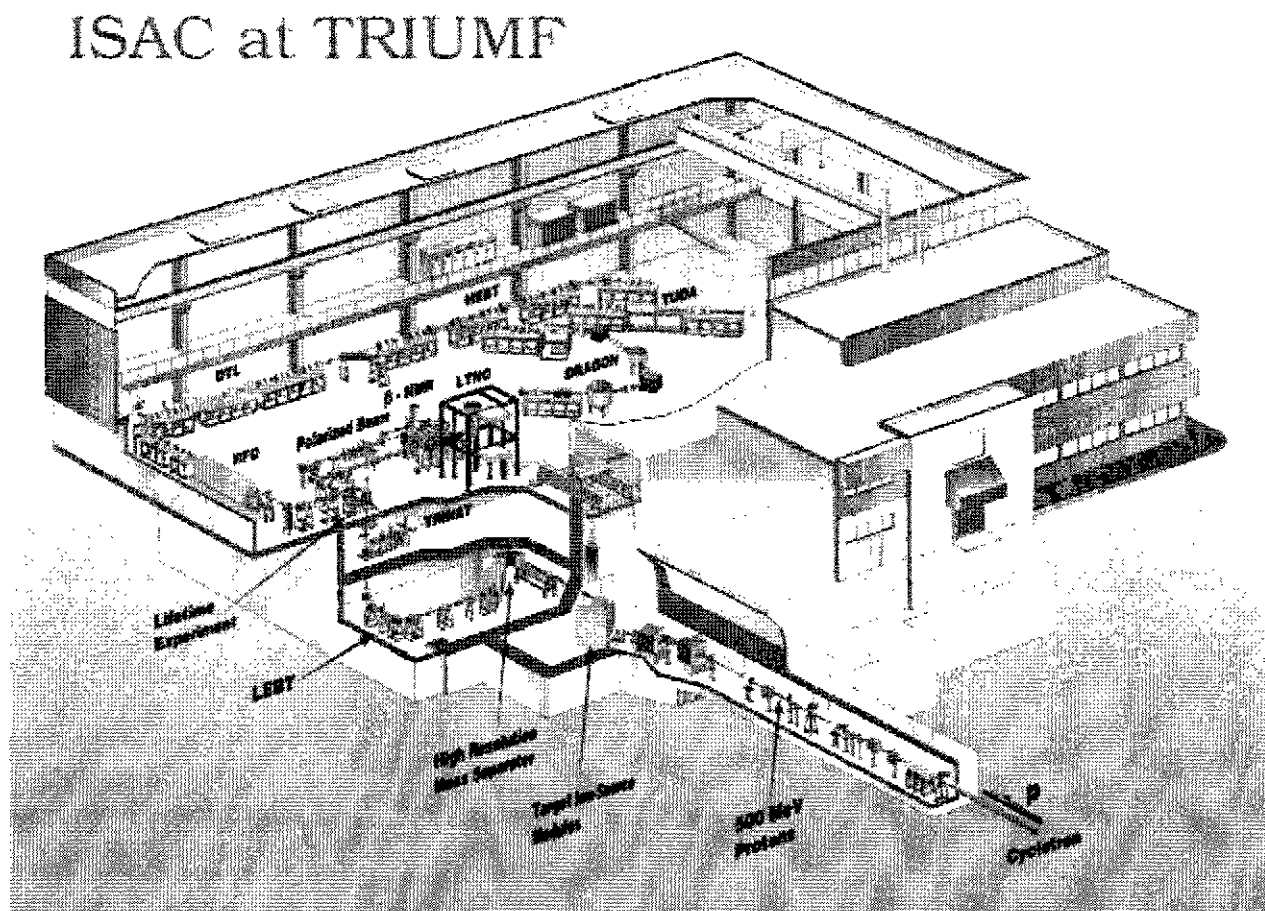


Figure 8: Vue d'ensemble de l'installation de TRIUMF

Le premier faisceau accéléré à ISAC est un faisceau de ${}^8\text{Li}^{1+}$ ($T_{1/2} = 0.8\text{s}$), produit dans une cible de tantale. Les noyaux sont ionisés dans une source à ionisation de surface dont la sélectivité pour les alcalins est très grande et qui ne produit que des ions monochargés. Les ions moléculaires (${}^7\text{LiH}^+$ et ${}^6\text{LiHH}^+$) seraient les seuls contaminants possibles pour ce faisceau puisque les ions tels que ${}^{16}\text{O}^{2+}$ ne sont pas produits. Après passage dans l'éplucheur, les ions ${}^8\text{Li}^{2+}$ (~50% du faisceau de 1+) sont injectés dans le linac. Un faisceau pur de $2 \cdot 10^8$ pps a ainsi été obtenu. La transmission dans l'ensemble de l'accélérateur est finalement fixée par le rendement d'épluchage.

Dans ce schéma, le problème de la contamination isobarique ne se pose pas tant que l'on peut utiliser une source dont la sélectivité chimique est grande. C'est le cas pour les faisceaux de Li^+ et de Na^+ pour lesquels une source à ionisation de surface convient. Pour les autres faisceaux légers tels que $^{15}\text{O}^{1+}$, ou les faisceaux de masse supérieure à 30 pour lesquels des ions multichargés sont requis, l'utilisation d'une source ECR est envisagée. L'émittance assez grande de ce type de source ($\sim 50 \pi \text{ mm.mrad}$) est cependant difficilement compatible avec l'acceptance limitée du séparateur à haute résolution ($\sim 5 \pi \text{ mm.mrad}$).

6. Développements en cours

6.1. Production des éléments radioactifs

La production des éléments riches en neutrons par fission de l'uranium est actuellement très étudiée. La solution la plus en vogue envisage d'utiliser les neutrons rapides produits par un faisceau de deutons sur une cible légère. Elle offre l'avantage de découpler la cible dans laquelle le faisceau primaire est arrêté, de la cible d'uranium dans laquelle les noyaux de fission sont produits. Ceci permet d'optimiser d'une part la cible primaire pour évacuer la puissance déposée par les deutons et d'autre part la cible d'uranium pour permettre une extraction rapide des fragments de fission.

6.2. Ionisation

Comme il a été montré ci-dessus, tant pour les cyclotrons que pour les accélérateurs linéaires, il est nécessaire de pouvoir disposer d'ions multichargés. La présence d'aimants permanents sensibles aux radiations dans une source ECR est une limitation importante à l'emploi de ces sources au voisinage d'une cible de production. Pour cette raison, la solution de transporter les ions $1+$ provenant d'une source robuste située près de la cible, pour les injecter dans une autre source chargée de fournir les ions $n+$, retient l'attention de nombreux centres. Le laboratoire de Grenoble qui a joué un rôle de pionnier dans le domaine a mesuré des efficacités de 10 % pour la conversion de Kr^{1+} en Kr^{11+} , et de 5% pour la conversion de Pb^{1+} en Pb^{22+} dans une source ECR. Le projet REX-ISOLDE utilisera une source EBIS pour produire les ions multichargés.

L'utilisation des sources laser pour tenter d'éliminer les problèmes de la contamination isobarique est une autre ligne de recherche prometteuse qui est actuellement développée notamment à ISOLDE et à Leuven (LISOL).

6.3. Accélération des ions radioactifs

Les développements en cours dans le domaine des accélérateurs suivent deux directions. Dans le domaine des accélérateurs linéaires, ils visent principalement à permettre l'accélération d'ions radioactifs de rapport M/Q supérieur à 30 en mode continu dans un RFQ, la deuxième phase de l'accélération se faisant dans un linéaire supraconducteur tel que celui développé à Argonne. Pour les cyclotrons, les efforts se concentrent à Louvain-la-Neuve sur la mise au point d'un cyclotron (CYCLONE44) spécialement conçu pour avoir à la fois un rendement d'accélération élevé et un grand pouvoir de séparation.

7. Conclusions

Depuis la première expérience avec un faisceau radioactif post-accélééré menée en 1990 à Louvain-la-Neuve, de nombreux projets d'accélération d'ions exotiques ont vu le jour à travers le monde. A ce jour (septembre 2001), quelques projets, dits de première génération, ont déjà accéléré des faisceaux radioactifs (Oak-Rigde, TRIUMF, SPIRAL) ou devraient le faire dans un avenir très proche (REX-ISOLDE). Ils utilisent des schémas différents pour produire, ioniser, séparer et accélérer, et ont tous leurs spécificités et leurs limitations.

D'autres projets beaucoup plus ambitieux sont à l'étude: le projet RIA aux Etats-Unis, le projet EURISOL en Europe. Pour ces projets dits de deuxième génération, de nombreuses options sont ouvertes. Des machines permettant d'accélérer des faisceaux d'ions lourds de centaines de kW, ou de MW pour les protons sont envisagées. Elles devront être couplées à des cibles capables d'évacuer la puissance déposée par le faisceau tout en assurant à la fois une extraction efficace des noyaux radioactifs formés et des conditions de fonctionnement adéquates pour la source d'ions située en aval. Des efforts considérables devront être consacrés pour développer ces accélérateurs et ces cibles dont la fiabilité sera un élément clé. Si les développements de la technique de l'amplificateur de charge permettent d'entrevoir la possibilité de produire des ions multichargés pour une large gamme d'éléments, des techniques nouvelles doivent encore être imaginées pour résoudre le problème de la contamination isobarique pour lequel les méthodes actuelles sont insuffisantes.

Remerciements

Je tiens à remercier Michel Gaelens et Pierre Leleux pour l'aide qu'ils m'ont apportée durant la rédaction de ces notes.

Références

- ¹ W.A. Fowler, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 149.
- ² NuPECC REPORT, "Radioactive Nuclear Beam Facilities", 2000.
- ³ Proc. of the 3rd Int.Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing (1993), ed by D.J. Morrissey, Editions Frontières.
- ⁴ Proc. of the 4th Int.Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Omya (1996), Nucl. Phys. A 616, 1997.
- ⁵ Proc. of the 5th Int.Conf. on Radioactive Nuclear Beams, Divonne (2000) à paraître.
- ⁶ J.R.J. Bennett et al., NIM B155 (1999) 515.
- ⁷ T. Bjornstad et al., NIM B26 (1987) 174.
- ⁸ H.L. Ravn et B. Allardyce, Treatise on Heavy-Ion Science, ed. A Bromley, Vol 8, p363.
- ⁹ Y. Kudryavtsev et al., Rev. of Sc. Inst., 69 (1998) 738.
- ¹⁰ J. Lettry et al., Rev. Sc. Inst., 69 (1998) 761.
- ¹¹ P. Sortais et al., Rev Sc. Instr., 71 (2000) 617.
- ¹² B. H. Wolf et al., Rev Sc. Inst., 73 (2002) 682
- ¹³ M. Cogneau et al., NIM A220 (1999) 489.
- ¹⁴ M. Przewloka et al. , NIM B70 (1992) 451.
- ¹⁵ M. Wada et al. , NIM B126 (1997) 25.
- ¹⁶ D.W. Stracener dans HRIBF Newsletter-Spring Quarter 2001, <http://www.phy.ornl.gov/hribf/usersgroup/news/>
- ¹⁷ J.C. Putaux, NIM B126 (1997)113.
- ¹⁸ voir http://www.ganil.fr/operation/available_beams/radioactive_beams.htm

¹⁹ voir <http://www.phy.ornl.gov/hribtf>

²⁰ D.W. Stracener, in Application of Accelerators in Research and Industry, AIP Conf. Proc., Denton2000 CP576 (2001) 257

²¹ voir <http://www.triumf.ca/isac>

²² voir <http://isolde.cern.ch/>

L'ANTIMATIÈRE DANS L'UNIVERS

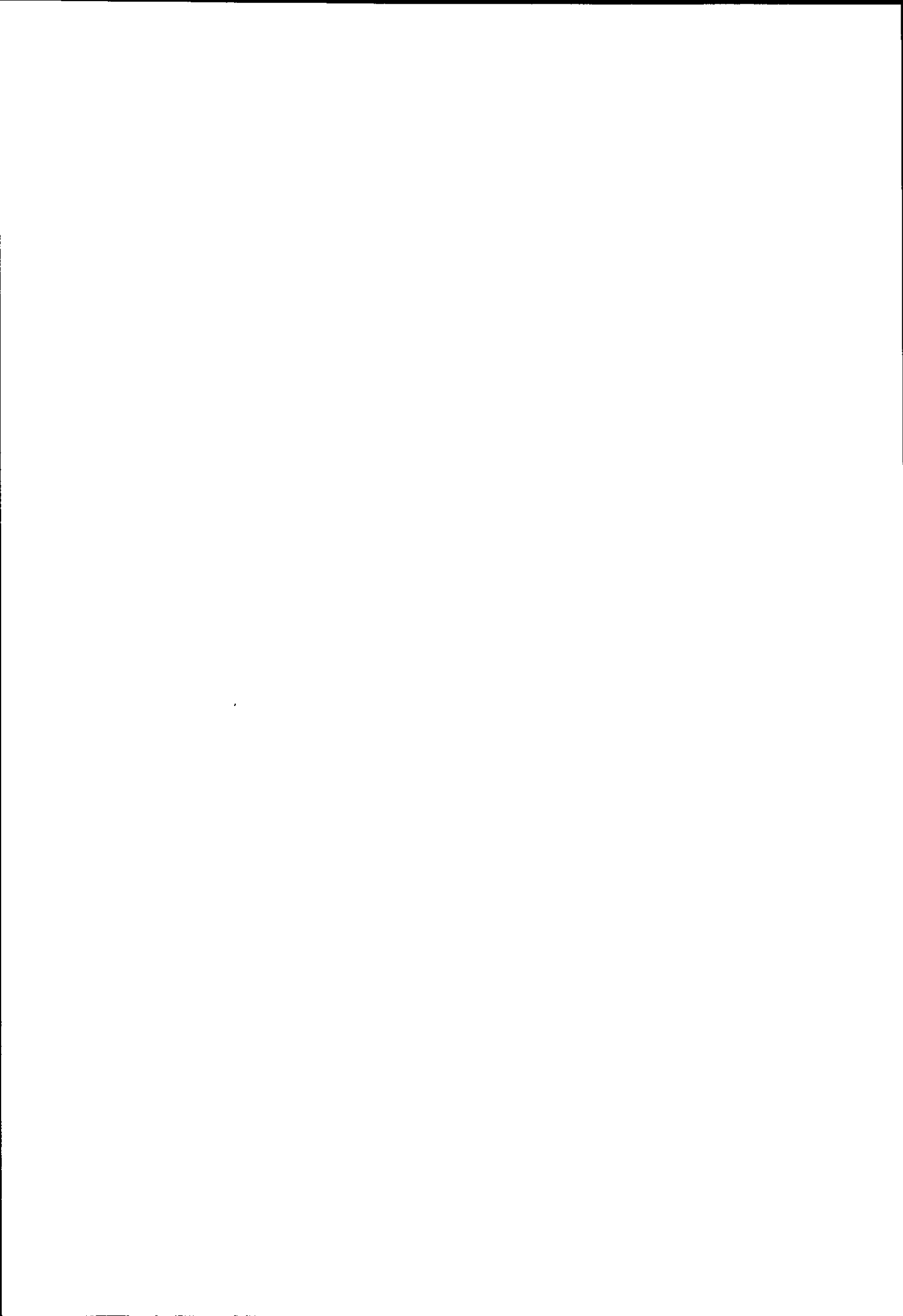
P. SALATI

LAPTH

BP 110 - Chemin de Bellevue

F-74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

Cours non parvenu



SEMINAIRES JEUNES

Z^0 : une sonde étrange du nucléon

Blaise COLLIN, IPN Orsay

Les expériences de diffusions pion-nucléon et de diffusions profondément inélastiques ont montré que le quark étrange (quark s) contribue de façon non négligeable à la masse et au spin du nucléon (que l'on sait être constitué de quarks u et d , lesquels baignent dans une mer de gluons et de paires quark-antiquark dont la paire $s\bar{s}$). Quelques expériences, dont PVA4 (Parity Violation in hall A4) à Mainz, tentent de montrer que les paires $s\bar{s}$ participent également aux distributions de charge électrique et de moment magnétique du nucléon (et en particulier du proton) via ses facteurs de formes électromagnétiques et faibles $G_{E,M}^V$ et $G_{E,M}^Z$.

On sait que ces facteurs de formes se décomposent sur la base des saveurs de quarks, i.e. ils s'écrivent comme combinaisons linéaires de $G_{E,M}^u, G_{E,M}^d, G_{E,M}^s$ (plus d'autres termes faibles mais non négligeables G_A et G_P). Pour mettre cette contribution en évidence, il est nécessaire d'extraire l'information issue du couplage faible qui intervient dans la diffusion élastique électrofaible d'électrons polarisés sur protons (couplage d'un électron à un proton avec échange d'un photon virtuel et d'un boson faible Z^0). La violation de parité dans l'échange du Z^0 renseigne alors sur le contenu étrange du proton en donnant accès, pour PVA4, à la combinaison des facteurs de forme étranges $G_E^s + 0.22G_M^s + 0.04G_A^s$.

Séparation des Facteurs de Forme

Hayko GULER, IPN Orsay

L'expérience G0 est une expérience de violation de parité qui aura lieu en 2002 dans le Hall C du Jefferson Laboratory (Newport News, USA).

Elle consiste à envoyer un faisceau d'électrons polarisés sur une cible de protons, afin d'extraire la contribution des quarks étranges, aux distributions de charge et de courant du proton. Deux séries de mesures sont prévues à des angles avant (2002-2003), et arrière (2003-2005), ce qui permettra de faire une séparation dite de Rosenbluth des facteurs de forme électrique et magnétique étranges du proton. Aux angles arrières, une autre série de mesures aura lieu avec une cible de deutérium, afin d'extraire la partie axiale G_A des Facteurs de forme, mal connue, partie que l'on pourra négliger aux angles avant, mais pas aux angles arrière.

G0 est une expérience a part entière qui nécessite des détecteurs spécifiques (8 octants contenant chacun 16 paires de scintillateurs), ainsi que d'une électronique d'acquisition rapide, permettant de faire des comptages événement pas événement, à un très haut débit (2MHz/voie), et de faire des spectres en temps de vol.

Pour les angles avant, on détectera des protons, et les spectres en temps de vol vont nous permettre de séparer le signal (protons élastiques) du fond (protons inélastiques, pions).

Etrangeté dans le nucléon. Expérience SAMPLE

Raphaël TIEULENT, ISN Grenoble

Le nucléon peut être considéré comme étant constitué de trois quarks de valence (de saveurs up et down) liés entre eux par des gluons, médiateurs de l'interaction forte. Toutefois, cette dernière génère en plus une "mer" de quarks, anti-quarks (up, down, strange, ...). Une des questions importante restant encore à élucider dans le domaine de la physique hadronique est le rôle joué par cette "mer" dans les propriétés fondamentales du nucléon. Le meilleur candidat pour cette étude est le quark étrange, le plus léger des quarks ne contribuant qu'à la mer.

Malgré des ambiguïtés théoriques dans leur interprétation, des expériences suggèrent que les quarks étranges contribuent à la masse et au spin du nucléon à hauteur de 10 à 15 %. Les expériences G0 et SAMPLE se proposent de déterminer la contribution du quark étrange aux facteurs de forme électromagnétique et faible-neutre du nucléon. Ces facteurs de forme sont mesurés grâce à la diffusion d'électrons qui interagissent avec le nucléon par l'échange de photons virtuels et de Z^0 . Ces expériences opérant bien en dessous de la masse du Z^0 , l'interaction électromagnétique domine l'interaction faible de telle sorte qu'il est impossible d'extraire les facteurs de forme faible-neutre d'une mesure absolue de la section efficace de diffusion, technique utilisée pour les facteurs de forme électromagnétique. La mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons polarisés est alors le moyen le plus commode pour extraire la contribution du couplage faible-neutre. Un programme international d'expériences (HAPPEX, SAMPLE, PVA4 et G0) se propose de réaliser ces mesures sur une grande gamme de moment transféré (et donc à des échelles de distance différentes dans le nucléon), mais également de séparer les contributions du quark étrange en partie électrique et magnétique.

Reconstruction des quasi-projectiles dans les collisions Ni+Ni et Xe+Sn

Adina BUTA, LPC Caen

Aux énergies intermédiaires ($20 < E_{\text{bomb}} < 100 \text{ MeV/u}$), lors de la collision entre deux ions lourds, une fraction de l'énergie cinétique incidente est retrouvée dans les noyaux résiduels sous forme d'énergie d'excitation intrinsèque, ce qui peut mener à la création des noyaux chauds dans les collisions les plus violentes. L'énergie d'excitation est un paramètre important pour comprendre l'évolution du noyau chaud formé, notamment les processus de désintégration qui peuvent se développer sur son chemin vers une configuration stable.

L'énergie d'excitation des noyaux primaires a été étudiée en appliquant la technique de la calorimétrie. Elle consiste à reconstituer l'énergie d'excitation d'un noyau primaire en sommant les énergies cinétiques de tous les produits émis au cours de sa désexcitation. Cette étude a été réalisée sur plusieurs systèmes: Xe+Sn, Ni+Ni, Ni+Au à différentes énergies de bombardement.

Le problème majeur dans ces études consiste à sélectionner les particules provenant de la désexcitation des noyaux. Au cours de la collision, des particules sont émises dès les premiers instants de la collision avec des vitesses intermédiaires entre celles du projectile et de la cible. Ces particules ne proviennent pas des noyaux primaires et de ce fait doivent être exclues du bilan en énergie. Une sélection a été faite en supposant que dans les collisions les plus centrales toutes les particules ne proviennent que d'émissions à vitesses intermédiaires. Le spectre de vitesse de ces particules est soustrait du spectre de vitesse des particules mesurées aux autres paramètres d'impact (estimé à l'aide de la multiplicité totale de particules).

Cette méthode conduit à une limite inférieure de l'énergie d'excitation.

Transmutation de I^{129}

Sébastien BOYER, CEN Bordeaux-Gradignan

Dans le cadre du programme GEDEON concernant la gestion des déchets nucléaires, une série d'expérimentations a été mise en place au CENBG, afin de déterminer les sections efficaces absolues de capture neutronique des deux principaux Produits de Fission à Vie Longue (PFVL), à savoir l' I^{129} et le Cs^{135} . L'expérience présentée, a consisté tout d'abord en la formation d' I^{130} (12.36h) par transmutation (capture (n, γ)), à partir d'une cible d' I^{129} bombardée par un faisceau de neutrons thermiques. Puis dans un second temps, nous avons utilisé la spectroscopie gamma des états excités du Xe^{130} , alimentés par la décroissance radioactive β^- du noyau d' I^{130} , pour déterminer l'activité de ce dernier et ainsi "remonter" jusqu'à la section efficace de capture neutronique de l' I^{129} . Le dispositif expérimental prévu à cet effet a fait appel à l'accélérateur Van de Graaff de 4MV se trouvant au CENBG et à des détecteurs de rayonnements γ de haute résolution en énergie.

Pré-analyse des données brutes d'EUROBALL : logique floue et calibration

Aurélien PREVOST, IPN Lyon

Dans le cadre d'une expérience menée récemment à Strasbourg avec EUROBALL IV, nous avons élaboré une méthode de calibration automatique et très rapide des 239 détecteurs germanium de ce multidétecteur γ . La logique floue a été initiée en 1965 par le Professeur Lotfi Zadeh de l'Université de Berkeley et représente une véritable théorie mathématique d'une logique non-binaire. Son utilisation permet d'intégrer en informatique une manière de penser plus "humaine" pour résoudre certains problèmes complexes comme l'identification des différents pics d'un spectre sur laquelle est basée notre technique de calibration automatique nous permettant de calibrer les 239 voies électroniques en moins de 30 minutes avec 98 % de réussite. L'implémentation se présente sous la forme d'un script ROOT compilé et, parmi les perspectives, cette procédure efficace de calibration automatique sera d'un intérêt certain pour les futures générations de multidétecteurs basés sur le tracking γ comme les projets AGATA ou GRETA.

Le détecteur DEMON à Louvain-la-Neuve

Juan CABRERA, IPN Louvain-la-Neuve

Le DÉtecteur MOdulaire de Neutrons (DEMON) est un ensemble de 96 scintillateurs Ne213 dédiés à la détection de neutrons. Ce détecteur est transportable et a été utilisé dans différents pays. Sur le site de l'Université Catholique de Louvain à Louvain la Neuve, les différents modules sont placés sur une structure sphérique de 4 m de diamètre. Au centre de cette sphère se trouve la chambre à réaction. A l'intérieur de celle-ci, autour de la cible et dans le plan horizontal (plan de la réaction), différents détecteurs sont utilisés pour l'étude des réactions entre ions lourds. Une des configurations utilisée pour l'étude des réactions $^{20}\text{Ne} + ^{159}\text{Tb}$ et ^{169}Tm est la suivante : deux compteurs proportionnels à multifils étaient placés à des angles θ de 60° et de -60° de part et d'autre du faisceau (axe $y \perp$ au plan horizontal et dirigé vers le haut, axe $z \equiv$ axe du faisceau), ont servi à obtenir la position et le temps de vol de deux fragments de fission de la réaction. Deux ensembles de galette à microcanaux couplés à une jonction, placés à des différents angles $|\theta| < 20^\circ$, ont été utilisés pour obtenir l'énergie et le

temps de vol des fragments de fission et des résidus d'évaporation. Une série de 6 triple-télescopes placés à l'arrière du plan $|\theta| > 115^\circ$ de la réaction ont servi à la détection des particules chargées légères (p, d, t et α) évaporées par les produits de la réaction. Ils sont composés de trois jonctions de Si de fonctionnant en ΔE - ΔE -E.

Etude de production des particules neutres et chargées légères pour les réactions p sur ^{nat}Si à 26.5, 48.5 et 62.9 MeV

Christophe DUFAUQUEZ, IPN Louvain-la-Neuve

L'objectif de ces mesures est d'établir pour les réactions $p + ^{nat}\text{Si}$, aux énergies de protons incidents de 26.5, 48.5 et 62.9 MeV, des mesures inclusives fournissant les sections efficaces de production $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$, $\frac{d\sigma}{dE}$, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et σ_{tot} des différentes particules neutres et chargées légères émises (n, p, d, t, ^3He et ^4He) lors de ces réactions. Le système de détection comprend d'une part, 7 triple-télescopes Si et 8 double-télescopes Si-CsI pour la détection des particules chargées et d'autre part, environ 80 détecteurs DEMON pour la détection des neutrons. Ces mesures ont été réalisées, en 1999-2000, auprès du dispositif expérimental DEMON implanté à Louvain-la-Neuve. Une étude similaire pour les réactions $\alpha + ^{nat}\text{Si}$ dans le même domaine d'énergies incidentes sera réalisée en 2002.

Etude de l'effet de peau de neutron sur les mécanismes de réaction nucléaire : $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$ à 6-7 MeV/nucléon

Vincent ROBERFROID, IPN Louvain-la-Neuve

L'utilisation de noyau magique en proton pour la cible ($Z=50$) et le projectile ($Z=28$) dans les réactions "miroirs" $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ et $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$, menant au même noyau composé ^{180}Pt , permet d'isoler un éventuel effet de peau de neutron. Dans ces réactions, nous recherchons l'influence possible de ces neutrons supplémentaires sur la fusion, sur la compétition entre la fusion-évaporation et la fusion fission, sur l'émission de particules légères et sur les processus profondément inélastiques.

Les expériences se sont réalisées auprès du multidétecteur DEMON situé à Louvain-La-Neuve en 1998 et 1999. Les résultats déjà analysés indiquent qu'il n'y a pas d'influence significative pour la fusion et la compétition entre la fusion-fission et la fusion-évaporation dans les deux réactions étudiées. Par contre l'étude des multiplicités neutroniques indique que le noyau composé créé dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{122}\text{Sn}$ émet en moyenne deux neutrons en plus que le noyau composé créé dans la réaction $^{64}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$ avec la même énergie d'excitation. Il reste encore à interpréter ces résultats.

Emission γ des novæ et nucléosynthèse du ^{18}F

Nicolas DE SEREVILLE, CSNSM Orsay

Le phénomène de novæ est une explosion à la surface d'une naine blanche accretant de la matière riche en hydrogène dans un système binaire serré. Lors de cette explosion, qui est en fait une combustion explosive d'hydrogène, plusieurs noyaux radioactifs sont synthétisés. Nous nous intéressons au ^{18}F , principal responsable de l'émission à 511 keV que l'on espère

détecter à l'aide de futurs satellites gamma. Malheureusement ce flux γ à 511 keV est entaché d'une incertitude (facteur 300) provenant d'incertitudes d'origine nucléaire concernant la réaction de destruction du ^{18}F : $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{N}$.

L'expérience que nous avons réalisé est une réaction de transfert de neutron : $d(^{18}\text{F},p)^{19}\text{F}$ permettant d'accéder aux facteurs spectroscopiques des états d'intérêt astrophysiques. L'expérience s'est déroulée au cyclotron de Louvain-la-Neuve (Belgique) avec un faisceau radioactif de ^{18}F ($\tau_{1/2} = 158$ min) d'énergie 14 MeV, de haute intensité ($I \sim 5 \cdot 10^6$ pps) et de grande pureté ($> 99\%$) sur une cible mince de CD_2 ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

L'analyse est en cours mais nous avons déjà pu identifier les niveaux d'intérêt astrophysiques. Pour obtenir la valeur des facteurs spectroscopiques, il faut maintenant extraire la distribution angulaire correspondant à ces états et effectuer une analyse en DWBA.

Physique du neutrino, expérience NEMO

Cécile JOLLET, CEN Bordeaux-Gradignan

L'expérience NEMO (Neutrino Experiment with Molybdenum) vise à mettre en évidence la désintégration double β sans émission de neutrino correspondant à l'émission simultanée de deux électrons dont la somme en énergie est égale à l'énergie de transition. Cette interaction, jamais observée à ce jour, serait un nouveau type de radioactivité naturelle dont le taux de désintégration est sensible à la nature du neutrino. Cette recherche est un des principaux sujets en physique des particules, elle a la particularité de pouvoir répondre aux questions sur la nature du neutrino : identification du neutrino comme particule de Dirac ou de Majorana, avec de plus une sensibilité de 0,1 eV sur la masse effective du neutrino. La collaboration internationale NEMO (France, Russie, USA, Rep Tchèque, Finlande) construit le détecteur NEMO3 qui est constitué d'une source émettrice mince (50 μm d'épaisseur), d'un ensemble de chambres à fils, fonctionnant en régime Geiger pour reconstituer la trajectoire des électrons, et d'un calorimètre formé de compteurs à scintillation pour mesurer leur énergie. Le nombre d'événements attendus pour ce processus ($\beta\beta(0\nu)$) étant très faible, il a été impératif de minimiser toutes les sources de bruit de fond. Pour cela, l'expérience est réalisée dans le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) qui, grâce à sa couverture rocheuse, assure une protection très efficace contre le flux de particules issues du rayonnement cosmique. De plus, le détecteur est entouré d'un blindage gamma et neutron, et tous les matériaux utilisés dans la construction du détecteur ont été sélectionnés pour leurs faibles taux de radioactivité naturelle.

Utilisation du pic Compton en scintigraphie planaire

Delphine LAZARO, LPC Clermont

La scintigraphie planaire est un examen médical permettant la détection et la localisation de tumeurs : il consiste à injecter au patient un radiotracer (le plus souvent du $^{99\text{m}}\text{Tc}$, émetteur γ à 140 keV) et à suivre le devenir du radiotracer dans l'organisme. Le radiotracer se fixe sur la tumeur et on utilise ensuite un détecteur spécifique appelée gamma-caméra pour détecter les photons émis par la tumeur. La gamma-caméra fournit ainsi une image bidimensionnelle de la distribution de la radioactivité dans l'organisme. Pour la reconstruction de l'image, les photons ayant subi une diffusion Compton dans le corps ou dans la gamma-caméra avant sa détection dans le cristal sont systématiquement rejetés car ils fournissent une information erronée sur la localisation de la source radioactive. Seule une petite partie du spectre en

énergie fournie par la gamma-caméra est utilisée, ce qui impose d'administrer au patient une quantité suffisante de radiotraceur pour obtenir une image de bonne qualité. Cependant, la probabilité d'une diffusion Compton dans le corps dépend de la profondeur de la source. Une étude expérimentale récemment menée sur une gamma-caméra utilisée en routine clinique au Centre Anticancéreux Jean Perrin du CHU de Clermont-Ferrand a montré que la déformation du spectre en énergie d'une source selon sa profondeur était visible et exploitable. Le dispositif expérimental comporte une source de ^{99m}Tc (émetteur de photons d'une énergie de 140 keV) localisée dans des fantômes d'épaisseurs variables. Les données sont collectées simultanément dans 4 fenêtres en énergie (126-154, 94-126, 66-94 et 46-66 keV) pour étudier la déformation du rapport R du nombre d'évènements dans le pic photoélectrique et du nombre d'évènements dans le pic Compton en fonction de la profondeur de la source. Une simulation Monte-Carlo de gamma-caméra a également été développée avec GEANT3 et GEANT4 pour essayer de reproduire les résultats expérimentaux. L'étude montre le même comportement entre les courbes expérimentales et les courbes de simulation. L'accord n'est cependant encore que qualitatif et de nombreux points restent à approfondir, en particulier le rôle du collimateur sur la déformation du spectre en énergie. En effet, il semble que l'effet de déformation soit aussi visible lorsque le collimateur n'est pas considéré dans le système de détection. Or, celui-ci est responsable de la perte d'une grande partie du signal puisqu'il a pour rôle de sélectionner les photons atteignant le détecteur orthogonalement à sa section, soit 1 photon sur 40000. La détermination de ce rapport R permettrait donc ainsi d'évaluer la profondeur de la source sans l'aide d'un collimateur.

Etude expérimentale des mécanismes de pré-équilibre dans les réactions (n,xn)

Isabelle LANTUEJOL, CEA Bruyères-le-Châtel

Le pré-équilibre joue un rôle important dans la compréhension des réactions nucléaires. Les modèles de pré-équilibre existant actuellement ne permettent pas d'expliquer parfaitement les observations.

Les mesures inédites de sections efficaces doublement différentielles des réactions (n,xn) associées à la multiplicité neutronique de la réaction permettront de mettre en évidence les effets du pré-équilibre et ainsi de contraindre fortement les modèles. Le détecteur CARMEN (Compteurs Associés Relatifs à la M_Esure des Neutrons) a été construit pour réaliser ces mesures.

Lors de ces expériences, un détecteur NE213 (scintillateur qui détecte les neutrons et les gammas) déterminera l'énergie d'un neutron de la réaction à un angle donné par rapport à l'axe du "faisceau" de neutrons par la méthode du temps de vol. CARMEN permettra alors la détection des (x-1) autres neutrons de la réaction considérée et ce, événement par événement.

Les premières prises de données sont prévues pour l'année 2002.

Etude des mécanisme de fusion-fission des noyaux superlourds

Nathalie AMAR, LPC Caen

Les noyaux superlourds sont des noyaux dont le numéro atomique Z est très grand (supérieur à 104). Le noyau le plus lourd que l'on trouve à l'état naturel est l'Uranium (Z=92). Au delà, les noyaux de numéro atomique plus élevé sont formés par réactions de fusion nucléaire d'un projectile sur une cible lourde (Actinides, Pb, Bi). L'étude des mécanismes de fusion de ces

noyaux super-lourds permet d'étendre notre connaissance de la matière nucléaire dans des régions jusqu'ici mal connues. Mais de tels noyaux sont difficiles à former, et très instables à cause de la répulsion coulombienne qui augmente avec le nombre atomique. Le modèle de la goutte liquide prévoit l'annulation de la barrière de fission pour les noyaux au delà de $Z=110$. Seuls les effets de structure, comme les fermetures de couches, peut donner à ces noyaux un gain de stabilité qui leur permet d'exister.

Cette étude de la dynamique des processus de fusion-fission et de fission rapide est effectuée auprès du cyclotron U-400 de Dubna (Russie). Deux systèmes de détecteurs sont nécessaires pour détecter les fragments de fission, et en coïncidence, les neutrons évaporés lors des réactions.

Le détecteur CORSET permet d'identifier les fragments de fission, ou de quasi fission. Il est composé de deux télescopes qui mesurent le temps de vol et l'énergie des noyaux ainsi que la position de passage du fragment.

Les neutrons émis lors des différentes réactions sont quant à eux identifiés par un ensemble de détecteurs, comprenant 41 modules de scintillateurs DEMON. Chaque module est composé d'un liquide organique NE213, riche en hydrogène, et permettant une bonne efficacité de détection des neutrons, ainsi qu'une mesure de leur énergie par temps de vol. Ils permettent, en outre, par discrimination de forme des signaux rapides et lents, de différencier les neutrons des photons gamma.

Ce système permet de mesurer à chaque événement pour lequel deux noyaux sont détectés en coïncidence sur un bras de Corset, les temps de vol, les énergies, les angles de diffusion, ainsi que les neutrons émis au cours de l'interaction de ces noyaux. Ainsi, on peut connaître les caractéristiques des différentes réactions – masse des fragments, section efficace, multiplicité de neutrons, énergie d'excitation déposée...

Ces recherches ont pour but, dans un premier temps de caractériser ces noyaux super-lourds encore mal connus, car difficiles à former; mais aussi de contraindre les différents modèles théoriques, afin de mieux comprendre la structure nucléaire des noyaux de nombre atomique élevé.

Photofission à PARRNe

Orianna PERRU, IPN Orsay

Avec SPIRAL, il est désormais possible de travailler avec des faisceaux radioactifs au GANIL. Les noyaux exotiques qui y sont accélérés sont actuellement produits par fragmentation, ce sont essentiellement des noyaux légers. Le programme PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons) installé au Tandem à Orsay sert de banc d'essai pour SPIRAL 2 qui permettra d'avoir accès à des faisceaux de noyaux riches en neutrons de masse intermédiaire. Dans le cadre de la R&D de PARRNe, une expérience de photofission a été réalisée au CERN sur la première partie de l'injecteur du LEP. Le faisceau d'électrons de 50 MeV est envoyé sur un convertisseur (une cible de tungstène), les électrons sont freinés par Bremsstrahlung, les photons émis irradient une cible de U^{238} et y induisent la fission. Les isotopes de Xe et Kr (gaz rares) qui diffusent hors de la cible sont collectés sur un doigt cryogénique et un détecteur Ge placé en face de ce doigt permet de les compter.

Après analyse, il est apparu que la photofission est très favorable par rapport à la fission par neutrons rapides (solution initialement retenue pour PARRNe) en dépit du facteur 10 entre les sections efficaces. Les taux de production normalisés à l'intensité du faisceau ne présentent en effet qu'un facteur 2 de différence en faveur des neutrons, mais étant donné qu'on peut facilement augmenter l'intensité du faisceau d'électrons, cette solution est très sérieusement envisagée.

Analyse des données des noyaux de fission issus de la réaction de spallation Pb+p (500 MeV A) .

Beatriz FERNANDEZ DOMINGUEZ, CEA Saclay

Les réactions de spallation ont un intérêt considérable dû à l'importance des applications techniques. Elles se trouvent à la base de la conception de sources intenses de neutrons, pouvant être utilisées pour la transmutation de déchets nucléaires et elles constituent aussi un mécanisme pour la production de faisceaux radioactifs. Grâce à la technique de la cinématique inverse on a accès aux sections efficaces de tous les isotopes avant décroissance radioactive et à leur énergie de recul. A l'aide du spectromètre de masse, le FRS placé au GSI, Darmstadt, les noyaux résiduels produits par fission dans la réaction Pb+p à 500 MeV par nucléon, ont été complètement identifiés en charge (Z) et en masse (A). Les caractéristiques cinématiques des résidus ont été aussi mesurées et utilisées pour séparer les deux mécanismes de réaction : évaporation et fission.

IRIS

Thierry LEGOU, LPC Caen

Ce projet d'Identification Rapide des Ions et Spectromètre (IRIS) est développé pour répondre à de nouveaux besoins en matière d'instrumentation nucléaire.

En effet, l'instrumentation conventionnelle (toute analogique) montre ses limites en matière de grande dynamique de signaux combinée à un temps de récupération très court. La philosophie du projet consiste à associer une électronique analogique très faible bruit, un étage de numérisation et un traitement numérique du signal dédié à chaque application. La souplesse liée aux traitements désormais programmés, destinée à IRIS et à d'autres applications en dehors de celle qui est à l'origine de son développement (le programme de Physique FUSION).

Cette nouvelle approche permet d'envisager des traitements plus performants (filtrage optimal), mais aussi d'en proposer de nouveaux. Il est possible de concevoir des approches adaptatives ou encore d'autres basées sur la reconnaissance de formes. Toutes ces techniques sont destinées à une meilleure mesure de l'énergie déposée par la particule dans le détecteur. Notons que la détection et la localisation de l'interaction particule-détecteur bénéficient également de cette nouvelle approche. En effet, l'analyse de la forme du signal permet dans certains cas de localiser la position de l'interaction (dans le détecteur) en plus d'en connaître l'intensité. D'autres traitements permettent une détection plus fine d'évènements jusque là problématique comme c'est le cas des multi-hits. (Deux coups successifs vus comme un seul).

ARES et les réaction (α , γ)

Franck VANDERBIST, IPN Louvain-la-Neuve

Le séparateur de recul ARES, implanté à l'UCL (Université Catholique de Louvain-la-Neuve), est destiné aux mesures, à basses énergies, de sections efficaces de réactions de captures radiatives (p,γ) et (α,γ) impliquant des éléments radioactifs. L'usage de la cinématique inverse implique l'utilisation de cibles de proton et d'hélium.

Pour les réactions du type (p,γ), une cible de polyéthylène $(CH_2)_n$ constitue une solution simple et efficace. Dans le cas des réactions du type (α,γ), bien qu'une cible gazeuse soit réalisable, une cible d'hélium implanté convient toutefois mieux à notre dispositif expérimental. La confection de ces cibles fut présentée lors de l'école Joliot-Curie 2000, dans

le cadre des séminaires jeunes. Ces cibles d'hélium implanté combinées au dispositif expérimental ARES et au vaste panel de faisceaux radioactifs disponibles au CRC (Centre de Recherche du Cyclotron), permettent d'évaluer les taux de réactions de type (α,γ) du cycle HCNO présent dans les environnements stellaires explosifs, tels $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ et $^7\text{Be}(\alpha,\gamma)^{11}\text{C}$.

La première mesure de réaction du type (α,γ) qui sera effectuée sur ARES sera la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. Afin de caractériser notre séparateur, cette mesure sera précédée de la mesure de la section efficace d'une réaction connue, à savoir $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$, n'incluant pas de faisceau radioactif. Elle nous permettra en outre de déterminer le pouvoir de détection de notre séparateur. Enfin, dans une configuration réaliste, basée sur une concentration en hélium dans la cible d'environ 20% et tenant compte notamment d'une efficacité de transport de 50% des produits de réactions à travers notre dispositif, un calcul simple permet d'évaluer le taux de bons événements dans notre détecteur à 70 coups par heure, et donc accrédite la faisabilité de la mesure.

La GDR de pré-équilibre : un outil pour comprendre la fusion

Cédric SIMENEL, GANIL Caen

La fusion de deux noyaux mène à un noyau composé équilibré qui n'a donc plus la mémoire de la voie d'entrée (hypothèse de Bohr). Il en résulte que sa désexcitation (émission de particules légères, de gammas, ...) est statistique (bien reproduite par les modèles). En revanche, le chemin vers la fusion (encore appelé phase de prééquilibre) est très mal connu. La GDR (Giant Dipole Resonance) de prééquilibre est un outil privilégié pour étudier cette phase, et notamment l'équilibre des charges, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental. Une GDR est un mode collectif du noyau qui correspond à l'oscillation des protons et des neutrons. On peut exciter une telle GDR dans le noyau de prééquilibre en fusionnant un noyau riche en proton et un riche en neutron. Les caractéristiques de cette GDR de prééquilibre (énergies, largeurs,...) nous apportent des informations sur la structure (déformation, rotation, couplages avec d'autres modes collectifs) et sur son temps de vie. Ces informations peuvent être utiles pour comprendre la formation du noyau composé, et donc pour choisir les bons partenaires de collision, notamment pour la formation de noyaux superlourds.

Réf. Simenel C. et al., Physical Review Letters **86** (2001)2971

Emission d'agrégats ^8Be dans les noyaux $N=Z$, $A\sim 40$

Paul PAPKA, IReS Strasbourg

La déformation et la superdéformation dans les noyaux de masse A inférieure à 60 ont été mises en évidence à plusieurs reprises (^{36}Ar , ^{48}Cr , ^{56}Ni ...), les bandes rotationnelles observées en spectrométrie γ en étant les preuves directes. Dans les noyaux à sous structure α des phénomènes de résonances, obtenus lors des collisions entre ions "lourds légers", peuplent des états avec des caractéristiques similaires à celles connues dans les bandes rotationnelles. Cependant leur nature n'est pas encore bien expliquée : les hypothèses les plus avancées sur le sujet évoquent des configurations de la matière nucléaire en états moléculaires. Nous cherchons à présent le lien possible entre ces états, dits "quasi-moléculaires", et les phénomènes de superdéformation et d'hyperdéformation dans les noyaux $N = Z$ de masse inférieure à 60. Le multidétecteur de particules chargées ICARE, installé auprès de l'accélérateur électrostatique Tandem VIVITRON, permet de déterminer les corrélations

énergétiques et angulaires entre un noyau résiduel et les particules légères chargées qui lui sont associées. Grâce à ses bonnes résolutions angulaires et énergétiques, il est possible de suivre très précisément les caractéristiques de ces corrélations et ainsi de définir les mécanismes de réaction conduisant aux différentes voies de sorties. Nous avons effectué une expérience prospective avec ce détecteur, sur le noyau ^{36}Ar ($N = Z = 18$), afin d'étudier les mécanismes de fusion (fusion-évaporation/fusion-fission) dans la réaction $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, X)^{36}\text{Ar}$. Nous étudions tout particulièrement la voie de sortie $^{28}\text{Si}(\text{O}, ^8\text{Be})^{36}\text{Ar}$ afin d'observer les effets de la déformation liés à l'émission d'agrégats ^8Be à partir du noyau composé ^{44}Ti .

Recherche et étude de transitions de liaison entre les puits super et normalement déformés dans les noyaux superdéformés ^{150}Tb et ^{151}Tb

Jérôme ROBIN, IReS Strasbourg

Excepté dans le noyau ^{149}Gd et très récemment dans celui de ^{152}Dy , aucune transition de liaison entre les bandes superdéformées (SD) et le puits normalement déformé (ND) n'a été observée dans la région de masse $A \sim 150$. Les quelques données actuellement disponibles montrent que ces transitions de liaison emportent peu de moment angulaire ($\sim 1 \hbar$). Or dans le cas du noyau ^{151}Tb , la différence de spin entre le spin théorique de désexcitation de la bande SD et le spin moyen d'alimentation des états ND avoisine 6-8 \hbar . Cet effet pourrait s'expliquer si le chemin de désexcitation de la bande SD yrast du noyau ^{151}Tb passait par des bandes collectives de déformation allongée (prolate) modérée. De telles structures n'ont encore jamais été observées dans le noyau ^{151}Tb qui est un noyau légèrement aplati (oblate). Ainsi la découverte de telles bandes collectives et de transitions de liaison permettrait de déterminer expérimentalement les spins et énergies d'excitation des états SD et ainsi d'imposer de fortes contraintes aux modèles théoriques.

Etude de la fission des actinides induite par des neutrons d'énergie intermédiaire

Pierre CASOLI, CEA Bruyères-le-Châtel

L'objectif de cette étude est la détermination de la distribution en masse et en charge des fragments de fission des actinides (et de ^{238}U en particulier), induite par des neutrons dont l'énergie est comprise entre 1 et 150 MeV.

Les expériences ont lieu au laboratoire LANSCE de Los Alamos, dont nous utilisons la source blanche de neutrons WNR et le multi-détecteur Gamma GEANIE. Les événements sont discriminés à l'aide de détecteurs de fragments utilisant des cellules photovoltaïques.

Ce travail s'accompagne d'une étude théorique de la réaction, selon une approche de champ moyen faisant intervenir des calculs auto-cohérents Hartree-Fock-Bogoliubov contraints.

Un polarimètre à protons pour le BBS

Marc De HUU, KVI Groningen

The EuroSuperNova collaboration has set up a focal plane detection system and a focal plane polarimeter at the large acceptance Big-Bite Spectrometer at AGOR (KVI Groningen). The detector systems are equipped with a high performance readout and online data processing system, which allows polarization transfer and charge transfer measurements at extreme

forward angles with high precision. Some preliminary results obtained with this detection system in (p,p') and (d,2He) measurements will be shown.

Etude des Résonances Isobariques Analogues (IAS) par la diffusion élastique résonnante ${}^6\text{He}+p$ et ${}^8\text{He}+p$ en cinématique inverse avec la cible active MAYA

Charles-Edouard DEMONCHY, GANIL Caen

Nous développons une nouvelle technique, une cible active qui permettra de travailler avec des faisceaux secondaires de faible intensité, de l'ordre de 10^3 à 10^5 particules/s. La cible sera constituée d'un gaz, l'iso-butane (C_4H_{10}), servant de milieu ionisation et dont les protons de l'hydrogène serviront de cible. Une projection temporelle et une reconstruction du centre de gravité des signaux provenant des 1024 éléments hexagonaux de l'anode permettent une reconstruction du lieu de réaction, de l'angle de diffusion et de l'énergie de la résonance. Cette grille permet de reconstituer l'image de la projection de la réaction dans le plan X-Y. Pour obtenir une épaisseur de cible suffisante, il faut utiliser des pressions élevées (de l'ordre de 1.5 atm). Dans ces conditions les temps de dérive deviennent très grands ($\sim 10 \mu\text{s}$). Les signaux de dérive seront traités par un DSP (Digital Signal Processor) en vue d'une analyse de forme qui permettra d'obtenir les caractéristiques de la réaction hors du plan X-Y.

La mesure des énergies, des spins, des parités et des facteurs spectroscopiques des résonances IAS fournira des informations détaillées sur les noyaux non-liés ${}^7\text{He}$ et ${}^9\text{He}$, extrêmement riches en neutrons. Quelques états non-liés pas très larges dans les noyaux ${}^7\text{He}$ et ${}^9\text{He}$ ont été observés par des réactions complexes mais qui ne permettent pas d'attribuer ni un moment angulaire, ni de déterminer un facteur spectroscopique, ce qui devrait être possible avec notre expérience.

LISTE DES PARTICIPANTS

ALLARD Denis

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *allard@ipno.in2p3.fr*

AMAR Nathalie

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *amar@caelav.in2p3.fr*

ASSOUAK Samia

IPN - 2, Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *assouak@fynu.ucl.ac.be*

ASTIER Alain

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *astier@ipnl.in2p3.fr*

AZZOUZ Malika

USTHB - BP 32 - El Alia - Bab Ezzouar - Algérie - *maly_azzouz@yahoo.com*

BAN Gilles

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *ban@caelav.in2p3.fr*

BLANK Bertram

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *blank@cenbg.in2p3.fr*

BOUCHEZ Jacques

DAPNIA/SPP - CEA Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *bouchez@hep.saclay.cea.fr*

BOYER Sébastien

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *boyer@cenbg.in2p3.fr*

BUSKULIC Damir

LAPP - BP 110 - F-74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex - *buskulic@lapp.in2p3.fr*

BUTA Adina

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *buta@caelav.in2p3.fr*

CABRERA Juan

IPN - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *cabrera@fynu.ucl.ac.be*

CASOLI Pierre

CEA/DAM Ile de France- DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-LE-CHATEL - *pierre.casoli@cea.fr*

COC Alain

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *coc@csnsm.in2p3.fr*

COLLIN Blaise

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *collin@ipno.in2p3.fr*

COUDER Manöel

IPN - 2, Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *couder@fynu.ucl.ac.be*

CZAJKOWSKI Serge

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *czajkows@cenbg.in2p3.fr*

DASSIE Danielle

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *dassie@cenbg.in2p3.fr*

De HUU Marc

Kernfysich Versneller Instituut KVI - Zernikelaan 25 - 9747 AA Groningen - The Netherlands - *dehuu@KVI.nl*

DEMONCHY Charles Edouard

GANIL Caen - BP 5027 - F-14076 CAEN Cedex 5 - *demonchy@ganil.fr*

DE SEREVILLE Nicolas

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *deserevi@csnsm.in2p3.fr*

DUCHÊNE Gilbert

IReS Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex - *gilbert.duchene@ires.in2p3.fr*

DUFAUQUEZ Christophe

IPN - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *dufauquez@fynu.ucl.ac.be*

DUPIEUX Pascal

LPC Clermont - F-63177 AUBIERE Cedex - *dupieux@clermont.in2p3.fr*

FERNANDEZ DOMINGUEZ Beatriz

DSM/DAPNIA/SPhN - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *bfernandez@cea.fr*

GENOUX-LUBAIN Alain

LPC Clermont - F-63177 AUBIERE Cedex - *genoux@clermont.in2p3.fr*

GUEDON Magalie

IReS Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex - *magalie.guedon@ires.in2p3.fr*

GUIDAL Michel

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *guidal@ipno.in2p3.fr*

GULER Hayko

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *guler@ipno.in2p3.fr*

HAAS Bernard

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *haas@cenbg.in2p3.fr*

HUSTACHE OTTINI Stéphanie

CEA/DRT/DIMRI - CEA Saclay - Bât. 451 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *hustache@cea.fr*

JOLLET Cécile

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *jollet@cenbg.in2p3.fr*

LANTUEJOUL Isabelle

CEA/DAM Ile de France- DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-LE-CHATEL - *lantuejo@bruyeres.cea.fr*

LAZARO Delphine

LPC Clermont - F-63177 AUBIERE Cedex - *lazaro@clermont.in2p3.fr*

LE BRUN Christian

ISN Grenoble - 53 Avneue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *lebrunch@isn.in2p3.fr*

LECOLLEY François-René

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lecollyf@caelav.in2p3.fr*

LEGOU Thierry

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *legou@caelav.in2p3.fr*

LELEUX Pierre

IPN - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *leleux@fynu.ucl.ac.be*

LIENARD Etienne

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lienard@caelav.in2p3.fr*

LIMA Victor

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *limav@ipno.in2p3.fr*

LOISELET Marc

UC Louvain - CRC 2 Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-LA-NEUVE - *loiselet@cyc.ucl.ac.be*

MARCHAND Dominique

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *marchand@ipno.in2p3.fr*

MATERNA Thomas

PNTPM Bruxelles - CP 229 - Av. F. Roosevelt, 50 - B-1050 BRUXELLES - *materna@ulb.ac.be*

NAPPI Eugenio

CERN - Bâtiment 160 - R 010 - 1211 GENEVE 23 - *eugenio.nappi@cern.ch*

NOGUERE Gilles

Institut for Reference Materials and Measurements - Retiseveg - B-2440 GEEL - Belgique - *noguere@irmm.jrc.be*

PAPKA Paul

IReS Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex - *paul.papka@ires.in2p3.fr*

PERROT Frédéric

IReS Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex - *perrot@sbgpcs.in2p3.fr*

PERRU Orianna

IPN Orsay - Bâtiment 100 - F-91406 ORSAY Cedex - *perru@ipno.in2p3.fr*

POUTHAS Joël

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *pouthas@ipno.in2p3.fr*

PRAS Philippe

CEA/DIF/DPTA/SPN - CEA Bruyères-le Châtel - BP 12 - F91680 Bruyères-le-Châtel - *philippe.pras@cea.fr*

PREVOST Aurélien

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *prevost@ipnl.in2p3.fr*

PUSSIEUX Thierry

DSM/DAPNIA/SPHn - CEA Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *pussieux@cea.fr*

RAPP Benjamin

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *brapp@ipnl.in2p3.fr*

ROBERFROID Vincent

IPN - Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *roberfroid@fyuu.ucl.ac.be*

ROBIN Jérôme

IReS Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex - *jerome.robin@ires.in2p3.fr*

ROIG Olivier

CEA/DIF/DPTA/SPN - CEA Bruyères-le Châtel - BP 12 - F91680 Bruyères-le-Châtel - *olivier.roig@cea.fr*

SALATI Pierre

LAPTH - BP 110 - Chemin de Bellevue - F-74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex - *salati@lapp.in2p3.fr*

SAVAJOLS Hervé

GANIL - BP 5027 - F-14076 CAEN Cedex - *savajols@ganil.fr*

SCHEURER Jean-Nicolas

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *sheurer@cenbg.in2p3.fr*

SILVESTRE BRAC Bernard

ISN Grenoble - 53 Avnue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *silvestre@isn.in2p3.fr*

SIMENEL Cédric

GANIL - BP 55027 - F-14076 CAEN Cedex - *simenel@ganil.fr*

SKAZA Flore

DSM/DAPNIA/SPHn - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF/YVETTE Cedex - *skaza@ipno.in2p3.fr*

THOMAS Jean-Charles

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *thomas@cenbg.in2p3.fr*

TIEULENT Raphaël

ISN Grenoble - 53 Avnue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *tieulent@isn.in2p3.fr*

VAN DERBIST Frank

IPN - 2, Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *vanderbist@fyuu.ucl.ac.be*

VAN LAUWE Aymeric

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *vanlauwe@caelav.in2p3.fr*

VILLAGRASA CANTON Carmen

DSM/DAPNIA/SPHn - CEA Saclay - Bâtiment 703 - F-91191 GIF/YVETTE Cedex - *cvillagrasa@cea.fr*

WAGEMANS Cyriel

Université de Gand - Proeftuinstraat 86 - B-9000 GENT - *wagemans@irmm.jrc.be*