

1993

« Les noyaux en 1993 : une nouvelle façon d'exister »
Maubuisson, 12^{ème} session, 13-18 septembre 1993

Table des matières détaillée

Avant-propos Y. Abgrall	p. i
I - Forces effectives aux frontières de la stabilité J. Meyer	p. 1
II - Isomeric states G. Sletten	p. 41
III - Structure nucléaire au moyen de faisceaux d'ions radioactifs accélérés S. Galès	p. 45
IV - La physique (expérimentale) du halo A.C. Mueller	p. 79
V - Résonances géantes et décroissances D. Vautherin	p. 101
VI - Radioactivités exotiques J.-P. Dufour	p. 111
VII - Perspectives dans la synthèse des superlourds P. Armbruster	p. 123
VIII - La théorie statistique : perspectives et limites D. Durand, B. Tamain	p. 135
IX - Techniques de production de faisceaux exotiques P. Leleux	p. 193
X - Aspects du programme scientifique à l'ERSF M. Belakhovsky	p. 219
Liste des séminaires des jeunes	p. 289
Liste des participants	p. 291

10235
b
N/E

ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE

DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Maubuisson, France

12^{ème} session, 13-18 Septembre 1993

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

et le Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique

LES NOYAUX EN 1993

UNE NOUVELLE FACON D'EXISTER

J. MEYER
G. SLETTEN
S. GALES
A. MUELLER
D. VAUTHERIN
J.-P. DUFOUR
P. ARMBRUSTER
B. TAMAIN
P. LELEUX
M. BELAKHOVSKY

CONSEIL SCIENTIFIQUE

Bordeaux CEN	- J.P. DUFOUR, P. QUENTIN
Bordeaux LPT	- Y. ABGRALL
Caen GANIL	- P. CHOMAZ, E. PLAGNOL
Caen LPC	- C. LE BRUN
Clermont LPC	- H. FONVIEILLE
Grenoble ISN	- S. KOX, B. SILVESTRE-BRAC
Lyon IPN	- J.Y. GROSSIORD, J. MEYER
Nantes LPN	- F. SEBILLE
Orsay CSNSM	- P. AGUER
Orsay IPN	- R. FRASCARIA, J.-F. MATHIOT
Saclay CE	- N. ALAMANOS, J.-P. BLAIZOT, P. BONCHE, - J. GOSSET, D. GOUTTE
Strasbourg CRN	- G. DUCHENE, C. MIEHE
Toulouse LPQ	- E. SURAUD
Bruxelles UL	- P.-H. HEENEN, C. LECLERCQ-WILLAIN
Liège U	- J. CUGNON
Louvain UC	- Y. EL MASRI
Mons U	- F. MICHEL

COMITE D'ORGANISATION

Y. ABGRALL, N. ALAMANOS, P. BONCHE, J.-P. DUFOUR,
P.-H. HEENEN, C. MIEHE

Cours enseignés aux précédentes sessions de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire.

- 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 PARTI-
CULES
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
- b/ A 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. Landaud, 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 NOYAUX 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

Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires de l'IN2P3, du CEA, de l'UL Bruxelles et au CERN. Les cours 1989, 1990, 1992, 1993 peuvent être obtenus sur demande auprès de :

*Josette GARRABOS
CEN Bordeaux
BP 120
33175 Gradignan Cedex, France*

Les cours de la session 1988 (a) sont en vente aux Editions de Physique, Paris.

TABLE DES MATIERES

Avant-Propos

Y. ABGRALL

Forces effectives aux frontières de la stabilité 1

J. MEYER

1. Introduction	2
2. La notion d'interaction effective	2
3. La construction d'une interaction effective de type Skyrme	9
4. Tests aux grandes déformations	24
5. De la "drip line" proton à la "drip line" neutron	27
6. Conclusions	30
7. Perspectives	31
Appendices	32
Références	35

Isomeric states 41

G. SLETTEN

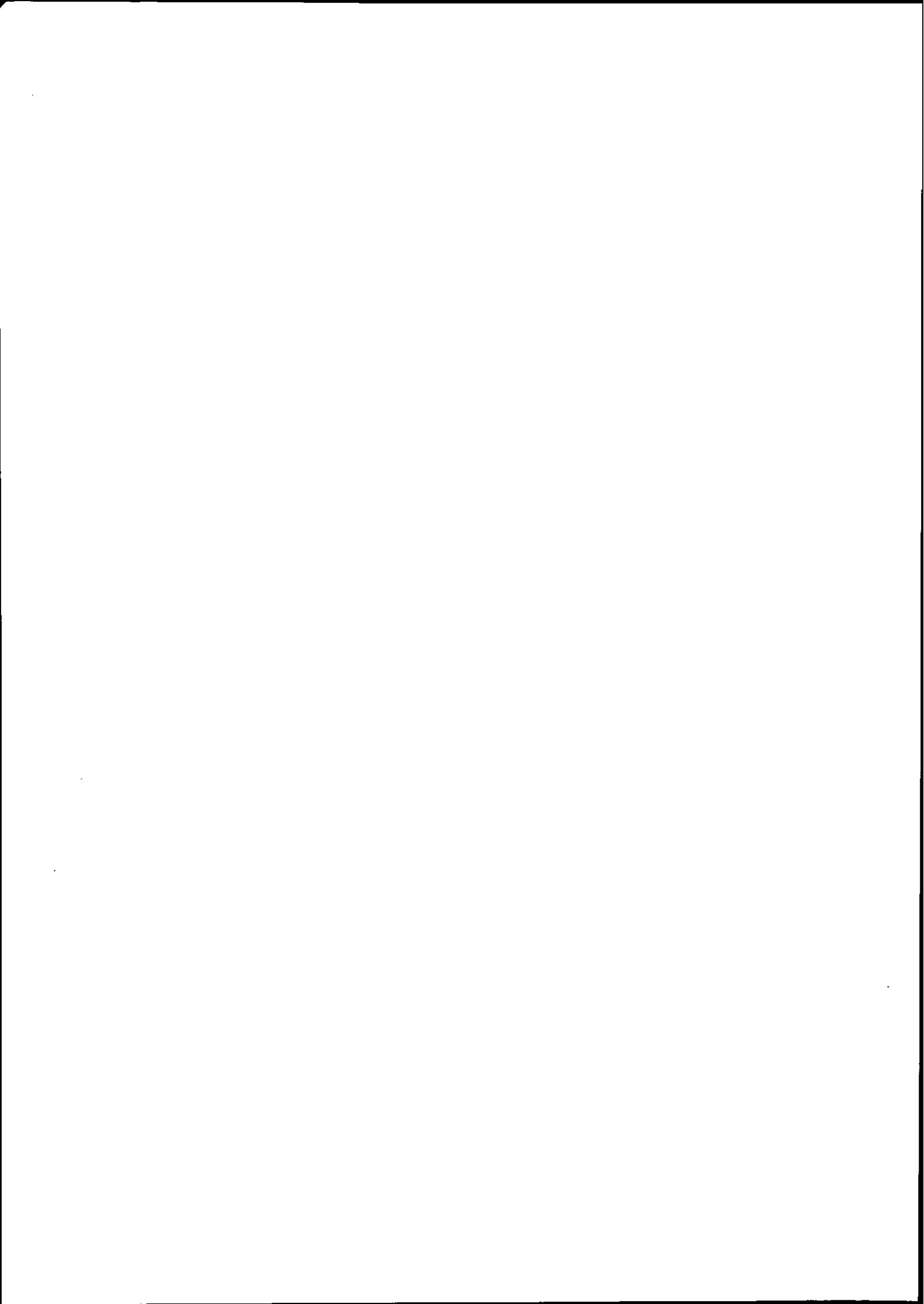
Structure nucléaire au moyen de faisceaux d'ions radioactifs accélérés 45

S. GALES

I. Introduction	47
II. Section efficace, rayons et forme des noyaux	51
.1 Section efficace totale et rayon d'interaction	51
.2 Potentiel nucléon-noyau	55
.3 Diffusion élastique et inélastique et potentiel optique	58
.4 Excitation coulombienne et forme des noyaux	68
III. Conclusions	75
Références	76

La physique (expérimentale) du halo	79
<i>A.C. MUELLER</i>	
I. Introduction.	79
II. 1 Carte des noyaux exotiques	80
.2 Mesures directes de masse de noyaux légers situés à la drip-line	80
.3 Comment accéder aux noyaux situés à la neutron drip-line	82
.4 Le nouvel outil: réactions induites par des faisceaux exotiques	84
.5 Diffusion élastique de faisceaux à "halo"	86
.6 Excitation coulombienne de systèmes faiblement liés	88
.7 Réactions de break-up d'un noyau à "halo"	90
.8 Perfectionnement des dispositifs expérimentaux pour l'étude du break-up	93
III. En guise de conclusion	95
Références	97
Résonances géantes et décroissances	101
<i>D. VAUTHERIN</i>	
1. Théorie de la réponse linéaire dans la matière nucléaire	101
2. Résonance géante dipolaire dans un noyau fini	104
3. Discussion	107
Références	108
Radioactivités Exotiques	111
<i>J.-P. DUFOUR</i>	
Introduction	111
I. Radioactivité par émission directe de nucléons	113
II. Nouveaux modes de décroissance par particules retardées	114
III. Radioactivités par ^{14}C et autres ions de $Z > 2$	116
Références	121
Perspectives dans la synthèse des superlourds	123
<i>P. ARMBRUSTER</i>	
I. La structure nucléaire des isotopes superlourds	124
II. La production des éléments superlourds	124
III. Les limites de la fusion des éléments lourds	125
IV. Les perspectives de faisceaux radioactifs	127
Références	127

La théorie statistique : perspectives et limites	135
<i>D. DURAND et B. TAMAIN</i>	
Introduction générale	137
I. La théorie de Weisskopf	137
II. Le calcul de la densité d'états	146
III. Le cas particulier de l'émission de fragments	163
IV. Le temps et la théorie statistique	175
V. Conclusions et perspectives	189
Références	191
Techniques de production de faisceaux exotiques	193
<i>P. LELEUX</i>	
I. Introduction	193
II. Les deux méthodes de production dans un cas simple	194
III. Méthode de fragmentation	197
IV. Méthode ISOL	203
V. Conclusion	211
Annexes	214
Références	217
Aspects du programme scientifique à l'ESRF	219
<i>M. BELAKHOVSKY</i>	
A. Introduction et orientations scientifiques à l'ESRF	221
B. Instrumentation	225
C. Les lignes ESRF	246
D. Quelques résultats scientifiques et perspectives	256
Références	278
Annexes	279
Liste des séminaires jeunes	289
Liste des participants	291



AVANT-PROPOS

Longtemps axée sur l'étude des noyaux stables à faible énergie d'excitation, la Physique Nucléaire est actuellement de plus en plus concernée par les problèmes posés par la dynamique des états nucléaires de haute excitation ainsi que par la production et l'étude des noyaux exotiques aux frontières de la stabilité.

Dans le même temps, l'intérêt des faisceaux radioactifs est apparu de plus en plus manifeste. Des perspectives tout à fait nouvelles et originales se font jour et certains thèmes, déjà abordés dans le passé, pourraient se voir considérablement renouvelés.

Le but de l'Ecole Joliot-Curie 93 était précisément de faire le point sur ce domaine de physique qui couvre différents aspects d'une matière nucléaire...volatile et éphémère.

Comme il est d'usage, une partie de la session a été consacrée à un second thème qui permette une ouverture vers d'autres champs très actifs de la Physique. Quelques mois après la délivrance des premiers faisceaux et avec les premières expériences, le choix de l'E.S.R.F. nous semblait tout indiqué.

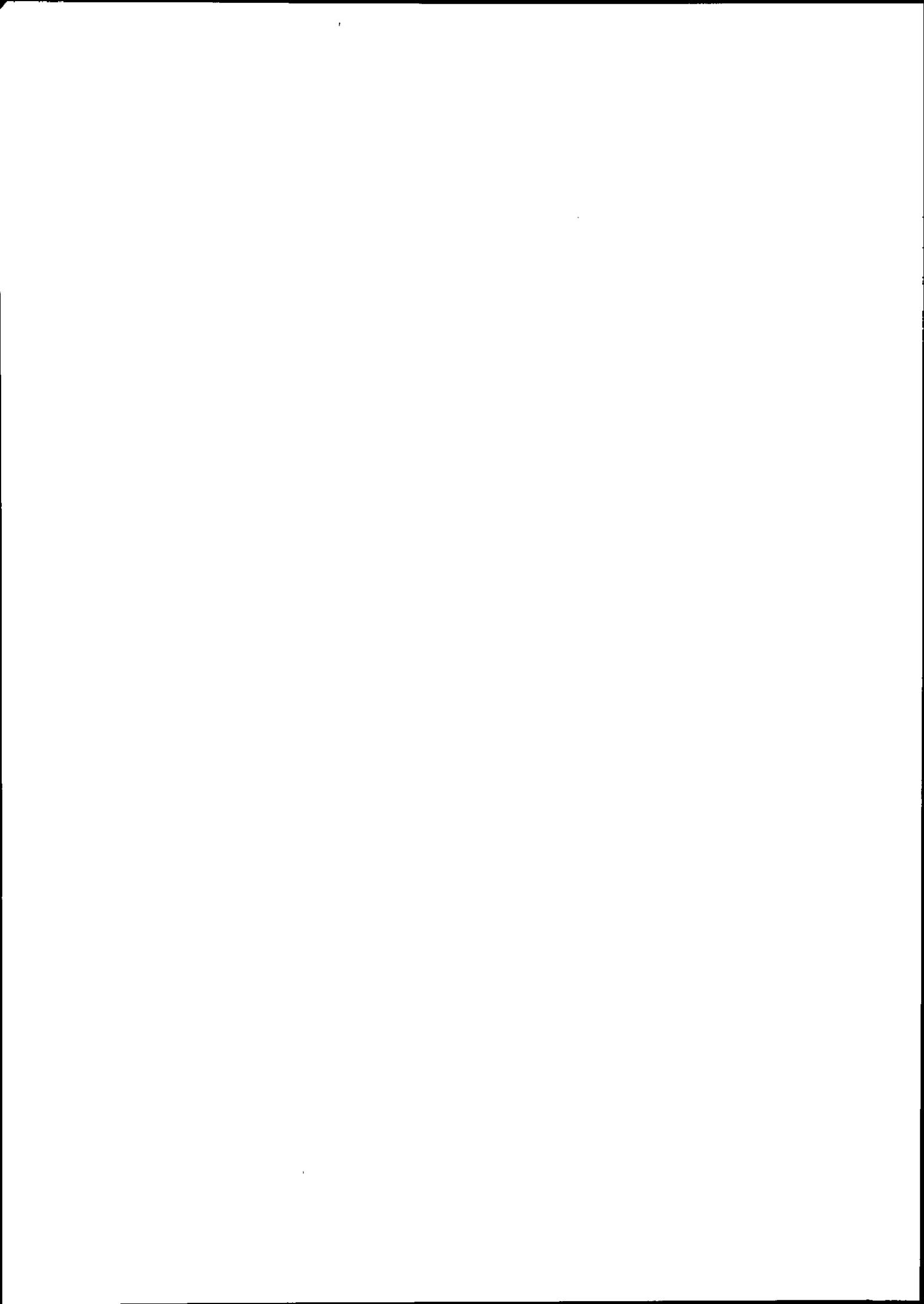
Avec cette année 68 participants partagés pour moitié entre chercheurs confirmés et thésards ou jeunes docteurs, la participation à l'Ecole montre une remarquable régularité.

Comparée à ses devancières, la 12^{ème} édition de l'Ecole Joliot-Curie se sera néanmoins singularisée sur un point : les conditions climatiques ! Accueillis par une tempête océane particulièrement tonique, le ciel ne s'est en effet guère montré plus clément par la suite. Malgré cela, nous sommes heureux de constater que l'ambiance de l'Ecole, studieuse comme il se doit, était restée très agréable et détendue. Les attentions redoublées de Mlle J. Garrabos, Secrétaire de l'Ecole, de l'ensemble du personnel de la résidence "Art et Vie" de Maubuisson et de son directeur, Monsieur Pouget, y sont évidemment pour beaucoup. Qu'ils trouvent ici l'expression de notre gratitude.

C'est également un plaisir de remercier Mme C. Khalifa du siège de l'IN2P3 et Mlle P. Chambon du CEN Bordeaux pour le dévouement et la compétence qu'elles mettent au service de l'Ecole.

Pour le Comité d'Organisation

Y. ABGRALL



FORCES EFFECTIVES

AUX FRONTIÈRES DE LA STABILITÉ*

J. Meyer

*Institut de Physique Nucléaire de Lyon,
CNRS-IN2P3 / Université Claude Bernard Lyon 1,
43, Bd. du 11.11.18, 69622 Villeurbanne Cedex, France*

Résumé

Ce cours présente une revue des forces effectives utilisées à l'heure actuelle dans les modèles microscopiques basés sur l'hypothèse du champ moyen pour décrire les propriétés des noyaux atomiques. Une attention toute particulière est portée sur la construction de forces effectives pour décrire la matière nucléaire placée dans des conditions extrêmes : conditions extrêmes de déformation dans le cas du phénomène de fission pour les noyaux lourds ou conditions extrêmes d'isospin pour les noyaux exotiques très riches en neutrons.

Abstract

A review of effective interactions used in mean field theories for the description of properties of atomic nuclei is presented. We will concentrate on the effective forces built up to investigate the nuclear medium in extreme conditions. Large deformations, as observed in the phenomenon of fission of heavy nuclei, and exotic neutron rich nuclei will be taken as examples of these extreme conditions.

* Cours donné à la XI^{ème} Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire : *Les Noyaux en 1993 : une nouvelle façon d'exister*, Maubuisson, 13-18 Septembre 1993.

1. Introduction

La détermination de la force nucléon-nucléon (NN) est à la fois le plus ancien et le plus important problème de toute la Physique Théorique Hadronique consacrée à l'étude des propriétés statiques et dynamiques des noyaux. De très nombreux théoriciens se sont attachés, et s'attachent encore à l'heure actuelle, à élaborer des interactions aussi réalistes que possible : la description de la diffusion nucléon-nucléon libre et aussi celle des états liés à peu de nucléons a en particulier permis la construction d'interactions très sophistiquées. De nombreuses tentatives sont également parties de la description des nucléons en termes de quarks en faisant appel à des *modèles de sac* par exemple, la force NN apparaissant alors comme une force résiduelle à longue portée, de type force de Van der Waals. Très réalistes, toutes ces approches se heurtent à un problème majeur, le passage de la situation *nucléon-nucléon libre* à la situation *nucléon-nucléon dans le noyau*. Ce passage ne se fait pas sans approximations et devient de plus très difficile à gérer lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes extrêmes : la fission des noyaux lourds par exemple. C'est dans ce cadre que l'on est amené à parler d'interaction effective.

Les théories microscopiques utilisant l'hypothèse du champ moyen utilisées à l'heure actuelle pour décrire les propriétés de basse ou moyenne énergie des noyaux font souvent le choix, pour leur ingrédient fondamental qu'est l'interaction effective nucléon-nucléon, d'une interaction effective phénoménologique. Celle-ci obéit avant tout à des critères de simplicité et ses paramètres sont fixés une fois pour toutes pour décrire un certain nombre de propriétés fondamentales du fluide nucléaire.

Les plus anciennes paramétrisations de ces interactions effectives ont été faites à partir de calculs sur des noyaux sphériques appartenant à la vallée de stabilité. Au fil des ans, ces paramétrisations ont évolué pour répondre à des données expérimentales nouvelles dont la prise en compte s'est avérée indispensable. Les données apportées par les résonances géantes observées dans de nombreux noyaux sont un exemple de cette évolution. Les outils microscopiques étant maintenant de plus en plus utilisés pour prédire des phénomènes exotiques dans des situations extrêmes, loin de la vallée de stabilité, il faut se poser le problème de l'*adéquation* de ces interactions à de telles conditions.

Ce cours se divisera en trois parties. Dans une première partie, la notion d'interaction effective sera introduite et les principales forces effectives phénoménologiques seront rapidement présentées. On analysera en particulier la force de portée nulle de Skyrme. La seconde partie, la plus importante du cours, décrira la construction d'une force de type Skyrme. On présentera une procédure possible de détermination de ses paramètres phénoménologiques à partir des données globales du milieu nucléaire. Les données de base seront présentées et on insistera tout particulièrement sur celles à prendre en compte si l'on veut explorer des noyaux dans des situations extrêmes de déformation ou d'isospin. La dernière partie (les deux derniers chapitres) donnera des exemples de résultats dans de telles situations extrêmes : les grandes déformations et les noyaux exotiques riches en neutrons, aux confins de la stabilité.

2. La Notion d'Interaction Effective

2.1. De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau

2.1.1. Les interactions NN réalistes. Toutes les constructions d'interactions NN réalistes ont en général un point de départ expérimental commun qui consiste à décrire la diffusion NN libre dont on connaît les déphasages et les paramètres de basse énergie. Quelques états liés simples, le deuton ou les noyaux ^3H et ^3He , sont également pris en compte avec discussion éventuelle des

effets à trois corps. La base théorique est le plus souvent composée d'une partie à longue portée attractive décrite par l'échange de π , d'une partie à moyenne portée souvent phénoménologique et d'un *coeur dur* ou *plus ou moins mou*. Ainsi sont nées d'innombrables forces NN avec parmi les plus connues, le potentiel d'Hamada-Johnston, les potentiels de Ried, les potentiels de Paris ou de Bonn parmi les plus récents et peut-être les plus évolués ¹⁾.

2.1.2. *La matrice G de Brueckner.* L'utilisation de ces potentiels issus de l'interaction NN libre dans le noyau ou même dans un milieu idéal tel que la matière nucléaire infinie (cf. §3.2 et Appendice A) passe par la construction d'une matrice G^\dagger solution de l'équation de Bethe-Goldstone ^{1, 2)} que l'on peut écrire symboliquement :

$$G = V - V \frac{Q}{e} G = V - V \frac{Q}{e} V \frac{Q}{e} V + \dots \quad (2.1)$$

où Q est l'opérateur de Pauli qui élimine les états intermédiaires occupés et e est le dénominateur d'énergie.

L'énergie totale prend la même forme que dans l'approximation Hartree-Fock excepté que les éléments de matrice de l'interaction à deux corps V sont remplacés par les éléments de matrice de G :

$$E = \sum_i \frac{k_i^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{ij < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle \quad (2.2)$$

où les e_i sont les énergies de particules individuelles définies de manière auto-cohérente comme :

$$e_i = \frac{k_i^2}{2m} + \sum_{j < F} \langle ij | G(E = e_i + e_j) | ij \rangle \quad (2.3)$$

Cette expression est évidemment la contribution à l'ordre le plus bas de la matrice G à l'énergie totale.

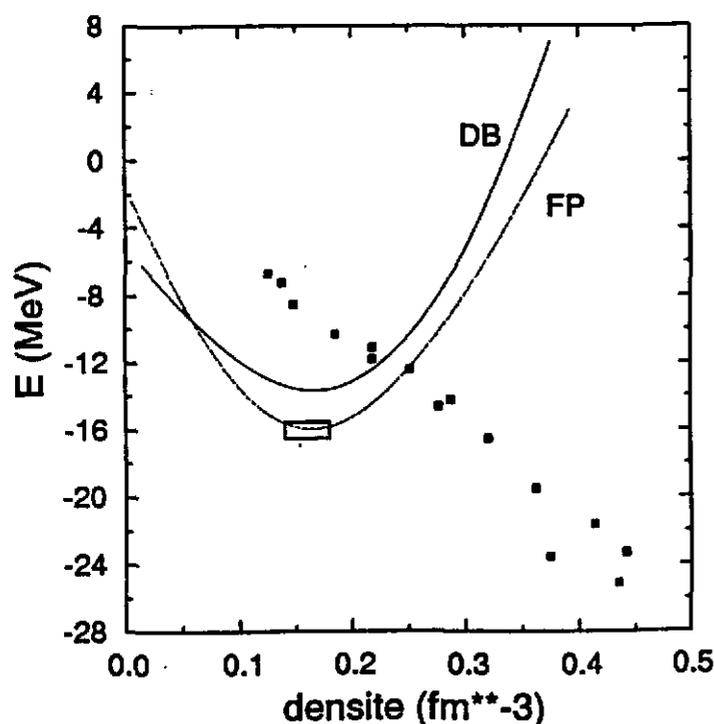


Figure 1 : *Energie par particule (en MeV) dans la matière nucléaire infinie symétrique en fonction de la densité (en fm^{-3}); le point de saturation empirique est indiqué par un rectangle. La courbe notée DB est un calcul relativiste de type Dirac-Brueckner ²⁾; la courbe notée FP est un calcul variationnel de Friedmann et Pandharipande ³⁾. Les carrés noirs donnent les résultats de l'eq. (2.2) pour la plupart des potentiels NN réalistes existants.*

¹⁾ processus identique à la construction de l'équation de Lippmann-Schwinger pour la matrice de diffusion T .

Pour des interactions réalistes, cet ordre d'approximation ne suffit pas à donner une convergence raisonnable du développement (2.1) et les contributions des troisième et cinquième ordres deviennent indispensables ^{1, 4, 5}). On n'entrera pas ici dans le détail de ces traitements, on pourra par exemple consulter la ref. ²) où sont discutés tous les modèles plus ou moins sophistiqués pour décrire la matière nucléaire infinie en termes d'interactions NN réalistes. On peut cependant résumer la situation avec la Figure 1 où chaque carré représente le point de saturation (cf. Appendice A) de la matière nucléaire infinie obtenu, à l'ordre le plus bas, avec la plupart des potentiels NN réalistes disponibles à l'heure actuelle, points de saturation qui se groupent sur une ligne appelée *ligne de Coester* ⁶). Sans porter un nom sur chacun de ces points, la principale remarque que l'on doit faire est l'incapacité de ces forces à reproduire correctement la propriété fondamentale de ce milieu. L'introduction de corrélations à trois corps ⁷), l'utilisation de formalismes relativistes améliorent à l'évidence les résultats; la courbe (DB) de la Figure 1, résultat d'un calcul type Dirac-Brueckner en est l'exemple parfait ²). Dans les noyaux finis, où la construction d'une matrice G nécessite des approximations supplémentaires ^{5, 8, 9, 10}), les résultats laissent encore apparaître des divergences importantes avec l'expérience ¹¹). Si l'introduction de corrélations au-delà de l'ordre le plus bas où la mise en oeuvre de calculs relativistes ^{11, 12}) améliorent là aussi les résultats, il est évident que la complexité des calculs numériques rend illusoire l'utilisation d'une telle approche pour l'étude des propriétés exotiques de noyaux très lourds.

2.2. Les interactions effectives phénoménologiques

Sans entrer dans d'importants développements théoriques (cf. les ouvrages de référence ^{1, 5}) ou ^{9, 13}) on peut présenter la notion d'interaction effective à partir des résultats rassemblés sur la Figure 1. Elle consiste à construire une force NN phénoménologique à base de paramètres que l'on détermine en reproduisant les propriétés fondamentales de la matière nucléaire infinie. Cette *force effective* va alors jouer le jeu d'une matrice G , et ses éléments de matrice vont remplacer les éléments de matrice G dans l'équation (2.2).

2.2.1. Interactions de portée finie. A partir des années 60 et jusqu'à nos jours, depuis les forces de type *Brink-Boeker* ¹) jusqu'à la *force de Gogny* ¹⁴), l'interaction effective de portée finie est probablement la plus étudiée parce que peut-être la plus naturelle. La portée finie permet en effet une meilleure simulation des longue et moyenne portées de l'interaction NN réaliste. Elle autorise en outre un traitement auto-cohérent des corrélations d'appariement ¹⁵) dans un formalisme Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) pour décrire les propriétés statiques des noyaux. C'est à l'évidence un atout important dès que l'on veut s'éloigner vers de grandes déformations ou vers les lignes d'instabilité proton ou neutron, les corrélations d'appariement s'adaptant automatiquement à ces nouvelles conditions.

Ces calculs HFB sont cependant relativement lourds à mettre en oeuvre et de plus il sera difficile de *jouer* avec les paramètres de la force pour s'adapter à de nouvelles conditions ¹⁶).

2.2.2. Interaction de portée nulle : la force de Skyrme. Si les premières interactions effectives de portée nulle datent de 1965-1970 avec l'interaction delta de surface (SDI ou MDI) ¹), c'est certainement Skyrme ¹⁷) qui a donné la forme la plus simple à utiliser, cette forme ayant d'ailleurs pris une réelle importance avec le succès de Vautherin et Brink ¹⁸) lors des premières applications aux propriétés des états fondamentaux des noyaux sphériques. Sous sa forme standard la plus utilisée, l'interaction de portée nulle de Skyrme se met sous la forme d'une somme de termes :

$$\begin{aligned}
V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \quad t_0(1 + \mathbf{x}_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) && \text{terme central} \\
& + \frac{1}{2} t_1 (1 + \mathbf{x}_1 P_\sigma) \left[\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}^2 \right] \\
& + t_2 (1 + \mathbf{x}_2 P_\sigma) \mathbf{P}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} && \text{termes non-locaux} \\
& + \frac{1}{6} t_3 (1 + \mathbf{x}_3 P_\sigma) \left[\rho(\mathbf{R}) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) && \text{terme dépendant de la densité} \\
& + i W_0 \sigma \cdot \left[\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} \right] && \text{terme spin-orbite}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

avec les notations usuelles :

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \quad , \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \quad , \quad \mathbf{P} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2) \quad , \quad \mathbf{P}' \text{ cc de } \mathbf{P} \text{ agissant à gauche}$$

et également :

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 \quad , \quad P_\sigma = (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2) / 2$$

Parmi toutes les modifications (termes *non standards* dans la suite du texte) qui ont été tentées, deux sont à retenir :

- la première consiste à modifier le terme dépendant de la densité pour avoir une dépendance séparée en ρ_n et ρ_p , densités neutron et proton respectivement. Le terme en t_3 de l'éq. (2.5) devient ainsi :

$$+ \frac{1}{6} t_3 (1 + \mathbf{x}_3 P_\sigma) \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}) \tag{2.5}$$

Mise en oeuvre récemment^{19, 20, 21)}, l'idée d'une telle modification avait déjà été émise par Dabrowski²²⁾ et Kölher²³⁾ pour avoir un meilleur comportement aux grandes valeurs de $I = \frac{(N-Z)}{A}$.

- Il est également possible d'ajouter au terme dépendant de la densité un terme dépendant des vitesses de la forme :

$$+ \frac{1}{2} t_4 (1 + \mathbf{x}_4 P_\sigma) \left\{ \mathbf{P}'^2 \left[\rho_{q_1}(\mathbf{r}_1) + \rho_{q_2}(\mathbf{r}_2) \right]^\beta \delta(\mathbf{r}) + \text{cc} \right\} \tag{2.6}$$

De nombreux auteurs ont tenté l'ajustement de ce type de termes^{24, 25, 26)} et on reviendra sur les problèmes qu'ils posent quand on étudie le degré de liberté d'isospin $I = \frac{(N-Z)}{A}$.

2.2.3. La fonctionnelle de Skyrme. L'énergie de liaison totale d'un noyau peut se mettre sous la forme d'une somme :

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{nuc.pot.}} + E_{\text{Coul}} \tag{2.7}$$

Un avantage fondamental de l'interaction de portée nulle de type Skyrme réside dans la possibilité d'écrire l'énergie potentielle nucléaire sous une forme simple. Dans le cadre de l'approximation de particules indépendantes, où la fonction d'onde totale du système de nucléons qui constitue le noyau est écrite sous la forme d'un déterminant de Släter, cette énergie apparaît comme la valeur moyenne du hamiltonien du système :

$$\langle \Psi | H | \Psi \rangle = \int \mathcal{H}(\mathbf{r}) d^3 \tau \quad (2.8)$$

avec

$$\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_3 + \mathcal{H}_{eff} + \mathcal{H}_{fin} + \mathcal{H}_{so} + \mathcal{H}_{sg} + \mathcal{H}_{Coul} \quad (2.9)$$

où l'on trouve un terme $\mathcal{K} = \frac{\hbar^2}{2m} \tau$ d'énergie cinétique, un terme \mathcal{H}_0 de portée nulle, un terme \mathcal{H}_3 dépendant de la densité, un terme \mathcal{H}_{eff} de masse effective, un terme \mathcal{H}_{fin} de portée finie, un terme \mathcal{H}_{so} de couplage spin-orbite et un terme \mathcal{H}_{sg} dû au couplage tenseur spin-gradient. Le terme coulombien contient une partie directe et une partie d'échange qui est généralement traitée à l'approximation de Släter^{18, 27}) avec les expressions :

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 &= \frac{1}{4} t_0 \left[(2 + x_0) \rho^2 - (2x_0 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\ \mathcal{H}_3 &= \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha \left[(2 + x_3) \rho^2 - (2x_3 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2) \right] \\ \mathcal{H}_{eff} &= \frac{1}{8} \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] \tau \rho \\ &+ \frac{1}{8} \left[t_2 (2x_2 + 1) - t_1 (2x_1 + 1) \right] (\tau_p \rho_p + \tau_n \rho_n) \\ \mathcal{H}_{fin} &= \frac{1}{32} \left[3t_1 (2 + x_1) - t_2 (2 + x_2) \right] (\nabla \rho)^2 \\ &- \frac{1}{32} \left[3t_1 (2x_1 + 1) + t_2 (2x_2 + 1) \right] \left[(\nabla \rho_p)^2 + (\nabla \rho_n)^2 \right] \\ \mathcal{H}_{so} &= \frac{1}{2} W_0 [\mathbf{J} \cdot \nabla \rho + \mathbf{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \mathbf{J}_n \cdot \nabla \rho_n] \\ \mathcal{H}_{sg} &= -\frac{1}{16} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \mathbf{J}^2 + \frac{1}{16} (t_1 - t_2) [\mathbf{J}_p^2 + \mathbf{J}_n^2] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Les densités totales sont définies comme $\rho = \rho_p + \rho_n$, $\tau = \tau_p + \tau_n$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p$ et de même pour $\nabla \rho$. Les densités locales neutron et proton ($q = n, p$) sont définies comme :

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q, \quad (2.11)$$

il en est de même pour les densités d'énergie cinétique :

$$\tau_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s} |\nabla \varphi_i^q(\mathbf{r}, s)|^2 n_i^q, \quad (2.12)$$

et pour les densités de spin :

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,s,s'} \varphi_i^{q*}(\mathbf{r}, s') \nabla \varphi_i^q(\mathbf{r}, s) \times \langle s' | \sigma | s \rangle n_i^q, \quad (2.13)$$

$\varphi_i^q(\mathbf{r}, s)$ sont les fonctions d'onde de particules individuelles avec des nombres quantiques orbital, de spin et d'isospin i, s et q , respectivement, les n_i^q sont les nombres d'occupation de l'état i, s, q .

La construction exacte de cette fonctionnelle génère également des termes dépendant des densités vecteurs $\vec{\rho}_q(\mathbf{r})$ et $\vec{j}_q(\mathbf{r})$ ^{27, 28}). Ces termes ne contribuent pas aux propriétés statiques des noyaux et sont omis dans l'expression (2.9),(2.10) pour des raisons de simplicité.

Les termes *non standards* (cf. eqs. (2.5),(2.6)) apportent des modifications au terme \mathcal{H}_3 et créent un terme supplémentaire \mathcal{H}_4 qui se mettent sous la forme :

$$\mathcal{H}_3 = \frac{1}{12} t_3 \left\{ (2 + x_3) \rho^\alpha \rho_n \rho_p + \frac{1}{8} (1 - x_3) \left[(2\rho_n)^{\alpha+2} + (2\rho_p)^{\alpha+2} \right] \right\} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_4 = & \frac{1}{32} t_4 (2 + x_4) \rho^\beta \left\{ (2\beta + 3) (\nabla \rho)^2 - (\nabla \rho_n)^2 - (\nabla \rho_p)^2 + 2\rho_n \nabla^2 \rho_n + 2\rho_p \nabla^2 \rho_p \right\} \\ & + \frac{1}{32} t_4 (1 - x_4) \left\{ (2\rho_n)^\beta \left[(2\beta + 3) (\nabla \rho_n)^2 + 2J_n^2 \right] + (2\rho_p)^\beta \left[(2\beta + 3) (\nabla \rho_p)^2 + 2J_p^2 \right] \right\} \\ & - \frac{1}{8} t_4 x_4 \rho^\beta \mathbf{J}_n \mathbf{J}_p \\ & + \frac{1}{8} t_4 \left\{ (2 + x_4) \rho^\beta (\rho_n \tau_p + \rho_p \tau_n) + \frac{1}{2} (1 - x_4) \left[(2\rho_n)^{\beta+1} \tau_n + (2\rho_p)^{\beta+1} \tau_p \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Depuis les premières paramétrisations de Vautherin-Brink ¹⁸), la plupart des auteurs ont exigé une bonne description des propriétés des états fondamentaux (énergies et rayons) des noyaux ^{23, 29}). Après ces premières investigations, il est apparu indispensable de prendre en compte un certain nombre de données expérimentales nouvelles concernant le fluide nucléaire. C'est ainsi que de nouvelles paramétrisations ont été construites pour décrire les propriétés des états excités des noyaux ^{25, 26, 30, 31}), les résonances géantes ^{26, 32}), les barrières de fission dans la région des actinides ^{33, 34, 35}), les distributions de charge des noyaux sphériques ²⁵), les déplacements d'énergie coulombienne ^{36, 37}), les propriétés des étoiles à neutrons ^{21, 38}), les corrélations d'appariement dans un traitement de type Hartree-Fock-Bogolyubov ³⁹), approche qui vient d'être récemment utilisée pour étudier les lignes d'instabilité (*drip lines*) neutron et proton ⁴⁰). Des travaux plus spécifiques ont porté sur les instabilités de spin ou d'isospin de certaines paramétrisations en s'intéressant aux paramètres de Landau-Migdal ^{41, 42}) ou en élaborant des conditions particulières ⁴³). Des ajustements systématiques ont également été réalisés dans le but d'étudier les corrélations qui existent dans les états fondamentaux des noyaux ^{44, 45}). Sans être exhaustive cette liste traduit bien la facilité avec laquelle on peut s'adapter à des conditions d'études particulières en utilisant ce type d'interaction effective de portée nulle.

Une revue synthétique voire même critique de toutes ces paramétrisations (cf. Tables 1 pour les forces qui seront utilisées dans le texte) serait fastidieuse et probablement inutile. Au moment où l'on s'intéresse de plus en plus aux noyaux dans des conditions extrêmes de déformation ou d'isospin, conditions de plus en plus proche de l'instabilité du milieu nucléaire, il est plus fondamental de se poser la question de savoir si, parmi toutes ces interactions, certaines sont capables d'apporter des informations prédictives fiables dans de telles conditions. Pour cela nous allons présenter une procédure possible, qui va nous permettre d'avancer pas à pas dans la détermination des paramètres de l'interaction, avec le souci permanent de répondre à la question : Quels sont les ingrédients simples, propriétés du fluide nucléaire, qu'il faudrait contraindre pour étudier ces conditions extrêmes?

Si on peut se poser la question de la réalité physique d'une telle force NN de portée nulle, on doit se souvenir de quelques raisons majeures justifiant ce choix :

- Vautherin et Brink ¹⁸) ont, il faut le rappeler, démontré qu'avec une forme aussi simple on peut correctement reproduire énergies de liaison et rayons à travers la table des noyaux.

- La forme mathématique très simple permet d'une part la construction d'une fonctionnelle pour l'énergie totale d'un noyau mais permet également des calculs Hartree-Fock (HF) très aisés dans l'espace $\{\mathbf{r}\}$ de configuration, le champ HF à un corps prenant lui aussi une forme remarquablement simple.
- L'argument le plus fort est certainement dû aux travaux de Negele et Vautherin ⁴⁶⁾ qui ont établi une connection entre les forces NN réalistes et ce type d'interaction phénoménologique. Leur raisonnement est basé sur une approximation de densité locale (LDA)¹ de la matrice G dérivée d'une force NN réaliste. La matrice réaction obtenue exhibe une dépendance vis-à-vis de la matrice densité dont on peut faire un développement (DME). On obtient ainsi une fonctionnelle $\mathcal{H}\{\rho(\mathbf{r}), \nabla\rho(\mathbf{r}), \tau(\mathbf{r})\}$ des densités locales ρ, τ pour la densité d'énergie d'un noyau. Cette fonctionnelle suggère tous les termes présents dans l'eq. (2.10), dont la dépendance en densité et y compris les termes *non standards*. Cette justification microscopique peut d'ailleurs être utilisée pour obtenir une première évaluation des divers paramètres de la force de Skyrme ⁴⁶⁾ en particulier pour montrer l'utilité des termes *non standards* ²⁵⁾.

Table 1 : Paramètres des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

Force		$SIII$ ²⁹⁾	SkA ²³⁾	$SGII$ ⁴¹⁾	SkM^* ³⁵⁾
t_0	[MeV fm ³]	-1128.75	-1602.78	-2645.00	-2645.00
t_1	[MeV fm ⁵]	395.00	570.88	340.00	410.00
t_2	[MeV fm ⁵]	-95.00	-67.70	-41.90	-135.00
t_3	[MeV fm ^{3+3σ}]	14000.00	8000.00	15595.00	15595.00
x_0		0.45	-0.020	0.0900	0.09
x_1		0.00	0.000	-0.5880	0.00
x_2		0.00	0.000	1.4250	0.00
x_3		1.00	-0.286	0.6044	0.00
σ		1.00	1/3	1/6	1/6
W_0	[MeV fm ⁵]	120.00	125.00	105.00	130.00

Force		$RATP$ ³⁸⁾	SkP ³⁹⁾	$T6$ ³⁴⁾	$FPLyon$
t_0	[MeV fm ³]	-2160.00	-2931.70	-1794.20	-2498.90
t_1	[MeV fm ⁵]	513.00	320.62	294.00	382.19
t_2	[MeV fm ⁵]	121.00	-337.41	-294.00	-336.96
t_3	[MeV fm ^{3+3σ}]	11600.00	18708.97	12817.00	15230.50
x_0		0.418	0.29215	0.392	0.5469
x_1		-0.360	0.65318	-0.500	-0.7624
x_2		-2.290	-0.53732	-0.500	-0.6813
x_3		0.586	0.18103	0.500	0.8094
σ		1/5	1/6	1/3	0.18832
W_0	[MeV fm ⁵]	120.00	100.00	107.00	119.58

¹on calcule la matrice G à chaque valeur $\rho(\mathbf{R})$ comme si le noyau, localement autour de \mathbf{R} , était un morceau de matière nucléaire de densité ρ . Les relations *type matière nucléaire infinie* demeurent vraies avec une dépendance en \mathbf{R} , $\rho(\mathbf{R}) = (2/3\pi^2)^{2/3} k_F^3(\mathbf{R})$.

3. La construction d'une interaction effective de type Skyrme

3.1. La matière nucléaire infinie symétrique

La matière nucléaire infinie symétrique est un système idéal composé de nucléons dont on peut résumer les principales propriétés :

- $N = Z$, neutrons et protons en nombre égal,
- milieu infini sans surface,
- pas d'interaction coulombienne entre les protons,
- pas de corrélations d'appariement entre les nucléons,
- milieu invariant par translation, les fonctions d'onde y sont des ondes planes.
- milieu de densité constante ρ_0 à l'équilibre.

On est en présence d'un gaz de Fermi dont le moment de Fermi est fixé par la densité ρ_0 (cf. Appendice A). Théoriquement et à partir d'une interaction NN, on peut calculer l'énergie par nucléon de cette matière nucléaire infinie en fonction de la densité ρ (cf. Figure 2) et la densité ρ_0 de saturation apparaît naturellement comme la densité d'équilibre. Il faut souligner que ce mécanisme de saturation est subtil, la présence d'un coeur dur est en particulier fondamentale pour assurer cet équilibre. On peut montrer en effet facilement qu'un potentiel à deux corps purement attractif ne donne pas de saturation pour un système de nucléons^{47, 48}).

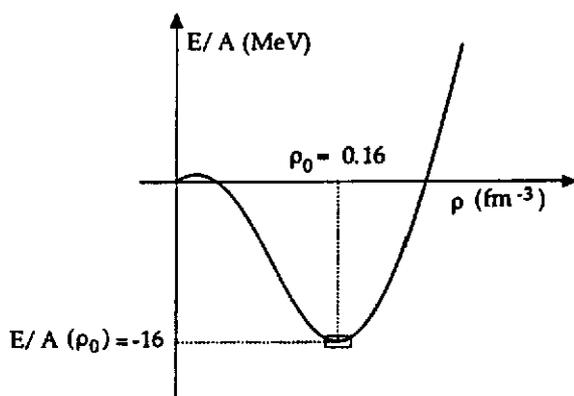


Figure 2 : Energie par nucléon d'une matière nucléaire infinie symétrique en fonction de la densité.

Les premiers tests d'une interaction NN sont usuellement faits dans ce fluide nucléaire idéal comme cela a été vu au §2.1.2 et il est donc naturel d'essayer d'ajuster les paramètres d'une interaction effective phénoménologique sur les propriétés d'un tel milieu. Dans le cas d'une interaction de Skyrme, cela devient particulièrement aisé puisque la fonctionnelle (2.9, 2.10) va générer des expressions très simples de ces propriétés.

3.1.1. La densité nucléaire à la saturation. La diffusion élastique d'électrons sur les noyaux fournit des informations fondamentales sur les distributions de charge⁴⁹) et en utilisant le facteur de forme du proton, dont la distribution de charge n'est pas uniforme, on peut extraire la distribution de protons puis la distribution de neutrons au moyen de modèles nucléaires simples. On constate que la densité totale de matière au centre des noyaux lourds et quasiment constante, indépendante du noyau. Pour un système symétrique ($N = Z$) cette densité est donnée dans l'encadré ci-dessous. On en conclue généralement que la densité de nucléons sature

à la densité ρ_0 et le concept de *matière nucléaire infinie* trouve ici toute sa justification : Le coeur des noyaux suffisamment lourds, insensible au nombre total de nucléons que contient le noyau se comporte comme un milieu infini.

$$\rho_0 = 0.16 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3} \quad ; \quad \frac{E}{A}(\rho_0) = -16 \pm 0.2 \text{ MeV}$$

3.1.2. *L'énergie de volume.* Aux effets de couches près, la formule de masse semi-empirique de Bethe-Weizsäcker donne une excellente approximation des énergies de liaison expérimentales des noyaux. Ce succès est un des supports fondamentaux des modèles de type goutte liquide qui écrivent l'énergie par nucléon d'un noyau (N, Z) de masse A et d'asymétrie $I = (N - Z)/A$ comme un développement :

$$\frac{E}{A} = a_v + a_I I^2 + a_s A^{-1/3} + a_{I_s} I^2 A^{-1/3} + a_c A^{-2/3} + a_{coul} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (3.1)$$

Sans entrer ici dans les diverses approximations qui différencient les modèles de la goutte liquide (LDM) ou de la gouttelette (*droplet model* DM), rappelons que les analyses les plus récentes^{50, 51)} des masses expérimentales faites par Möller, Myers et Swiatecki permettent de fixer le coefficient a_v (cf. encadré §3.1.1), coefficient qui correspond à la définition de l'énergie de liaison par nucléon dans une matière nucléaire infinie symétrique.

Dans le cas d'une force de Skyrme, la fonctionnelle (2.9, 2.10) fournit une expression analytique pour a_v en éliminant tous les termes de surface, de spin-orbite et en posant $\rho_n = \rho_p = \frac{\rho}{2}$:

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{3}{8} t_0 \rho + \frac{3}{80} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \left[3t_1 + t_2(5 + 4x_2) \right] \rho^{\frac{5}{3}} + \frac{1}{16} t_3 \rho^{\alpha+1} \quad (3.2)$$

expression que l'on peut réécrire aisément en fonction des coefficients $A, B, C,$ et D qui ne dépendent que des paramètres de la force :

$$\frac{E}{A}(\rho) = A\rho^{\frac{2}{3}} + B\rho + C\rho^{\frac{5}{3}} + D\rho^{\alpha+1} \quad (3.3)$$

La pression s'écrit comme :

$$P(\rho) = \rho^2 \frac{dE/A(\rho)}{d\rho} = \rho \left\{ \frac{2}{3} A\rho^{\frac{2}{3}} + B\rho + \frac{5}{3} C\rho^{\frac{5}{3}} + D(\alpha+1)\rho^{\alpha+1} \right\} \quad (3.4)$$

et l'équilibre à la densité de saturation ρ_0 satisfait l'équation :

$$P = \rho_0 \left(\frac{dE/A(\rho)}{d\rho} \right)_{\rho=\rho_0} = 0 \quad (3.5)$$

On s'aperçoit que deux paramètres pourront être déterminés à partir des deux équations (3.2) et (3.4) et des valeurs empiriques (cf. encadré §3.1.1) du point de saturation de la matière nucléaire infinie symétrique.

3.1.3. *Le coefficient d'incompressibilité.* Le coefficient d'incompressibilité est relié à la courbure au point de saturation de la fonction $\frac{E}{A}(\rho)$ (eq. (3.2)) (cf. Appendice A). Coefficient fondamental aux basses densités puisque relié à la dureté de l'équation d'état nucléaire, il l'est aussi aux hautes densités où certaines forces peuvent souvent violer le principe de causalité⁵²⁾ (cf. Appendice A). Pour une force de Skyrme il s'exprime simplement :

$$K_\infty = 9\rho_0^2 \left(\frac{d^2 E/A(\rho)}{d\rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} = -2A\rho_0^{\frac{2}{3}} + 10C\rho_0^{\frac{5}{3}} + 9D\alpha(\alpha+1)\rho_0^{\alpha+1} \quad (3.6)$$

Ce coefficient est resté longtemps très mal connu ($K_\infty = 300 \pm 100 \text{ MeV}$) tant que son approche expérimentale était tentée à l'aide de masses, de rayons nucléaires ou d'une manière générale de propriétés statiques des noyaux ⁵³). Il en existe désormais de multiples évaluations mais leur interprétation reste toujours délicate puisque la plupart des mesures expérimentales concernent des noyaux et non ce milieu idéal qu'est la matière nucléaire infinie. Dans le cadre d'une étude microscopique (calculs Hartree-Fock plus approximation RPA des phases aléatoires) de la résonance géante monopolaire (E0;T=0 GMR), J.P. Blaizot ⁵⁴) a pu extraire une valeur fiable de ce coefficient :

$$K_\infty = 210 \pm 30 \text{ MeV}$$

Depuis cette évaluation de multiples extractions ont été faites à partir de données très diverses ⁵³) et il convient d'en dresser un bilan synthétique et critique.

Remarque 1. Les résultats issus d'analyses de propriétés de supernovae ⁵³) doivent être pris avec prudence, la notion de surface dans ce type de milieu n'étant jamais prise en compte. C'est également le cas des valeurs que l'on peut extraire des règles de sommes de la théorie de Landau-Migdal pour les liquides de Fermi. D'une manière générale les coefficients extraits sont souvent affectés d'incertitudes très importantes pour cette raison.

Remarque 2. Les analyses du mouvement collectif transverse pour des collisions entre ions lourds, pour des énergies incidentes inférieures à $100 \text{ MeV}/A$, n'infirmant pas cette valeur de K_∞ associée à une masse effective $\frac{m^*}{m} \simeq 0.8$. Deux raisons essentielles montrent qu'il est difficile d'aller plus loin dans cette affirmation : i) lorsque l'énergie incidente augmente, les collisions à 2 corps deviennent prépondérantes et les signatures que l'on peut extraire pour l'équation d'état nucléaire deviennent rapidement floues; ii) la notion même d'équation d'état doit être considérée prudemment dans ces expériences : en effet, elle concerne des systèmes équilibrés et en ce sens, le temps auquel on construit ce flot collectif doit être soigneusement choisi ⁵⁵).

Remarque 3. L'extraction expérimentale du coefficient K_∞ à partir des énergies de la résonance géante monopolaire E0;T=0 (GMR), passe par la relation :

$$K_A = \frac{m}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle E_{GMR}^2$$

où $\langle r^2 \rangle$ est le r.m.s. du noyau. Le coefficient K_∞ est alors extrait à l'aide d'un développement de type goutte liquide du coefficient K_A d'un noyau :

$$K_A = K_\infty + K_s A^{-1/3} + K_c A^{-2/3} + K_I I^2 + K_{I_s} I^2 A^{-1/3} + K_{coul} Z^2 A^{-4/3} + \dots \quad (3.7)$$

Les divers coefficients K_j de (3.7) sont déterminés par ajustement des énergies expérimentales dont on dispose, soit environ une cinquantaine de valeurs à l'heure actuelle. Sachant qu'on ne peut en aucun cas négliger un des termes du développement (3.7) et que les meilleurs ajustements des coefficients de la relation (3.1) pour les masses des noyaux reposent sur environ 1600 masses expérimentales, on mesure l'incertitude qui peut demeurer sur le coefficient K_∞ . Ce problème a généré dans le passé des valeurs de K_∞ sans réelle signification ⁵⁶). J.M. Pearson ⁵⁷) a montré qu'il existait de très fortes corrélations entre les divers K_j qui rendent très difficile une détermination unique de K_∞ . Dans le cadre d'une étude critique de cette procédure, Shlomo et Youngblood ⁵⁸) ont récemment réanalysé toutes les données disponibles en 1993 pour conclure que l'on ne pouvait pas attendre une meilleure valeur que $K_\infty = 200 \div 350 \text{ MeV}$.

On peut très aisément montrer la difficulté de cette procédure en analysant les valeurs expérimentales de K_A de la Table 2. L'utilisation de l'expression (3.7) consiste en fait à utiliser

la variation de K_A avec A pour extraire les valeurs des coefficients K_j ; or cette variation est quasiment inexistante.

Table 2 : Coefficients K_A pour quelques noyaux.

	^{40}Ca	^{90}Zr	^{144}Sm	^{208}Pb
K_A [MeV]	137	141	144	145

Remarque 3. La seule détermination fiable est indirecte. Il faut faire un calcul microscopique (RPA ou HF plus règles de somme⁵⁹) ou semi-classique (règles de somme⁶⁰). Ce type de calcul est basé sur une modélisation du mode $E0;T=0$ sous la forme d'une compression radiale (*scaling*) où la densité est modifiée radialement comme :

$$\rho(r) \rightarrow \lambda^3 \rho(\lambda r) \quad (3.8)$$

le coefficient K_A est alors obtenu comme :

$$K_A = \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \rho(\lambda) \Big|_{\lambda=1} = \frac{m}{\hbar^2} \langle r^2 \rangle E^2(E0;T=0) \quad (3.9)$$

Les densités sont calculées microscopiquement à l'aide d'une interaction effective donnée (qui possède entre autres propriétés un K_∞ donné) et les énergies du mode $E0;T=0$ obtenues sont reproduites sur la Figure 3 pour quelques interactions effectives montrant ainsi clairement le caractère sélectif de ce mode géant vis-à-vis d'une force effective. Le désaccord général observé pour les noyaux légers est à mettre au passif de l'approximation (3.8), un seul mode de volume ne suffisant pas en rendre compte des résultats expérimentaux. Un *scaling* plus sophistiqué doit être utilisé en couplant un mode de volume à un mode de surface, couplage réalisé avec succès par Gleissl *et al.*⁶⁰ (cf. Figure 4). Même si cette approximation du *scaling* doit être utilisée prudemment à cause des erreurs systématiques qu'elle peut générer sur les modes à haute énergie d'excitation⁶¹, il n'y a pas à l'heure actuelle d'argument fondamental permettant de remettre en cause l'analyse de Blaizot⁵⁴ et la valeur de K_∞ de l'encadré ci-dessus. Rappelons que dans cet esprit, Gleissl *et al.*⁶⁰ et plus récemment Farine *et al.*²¹) ont analysé tous les résultats expérimentaux disponibles pour confirmer la valeur de Blaizot.

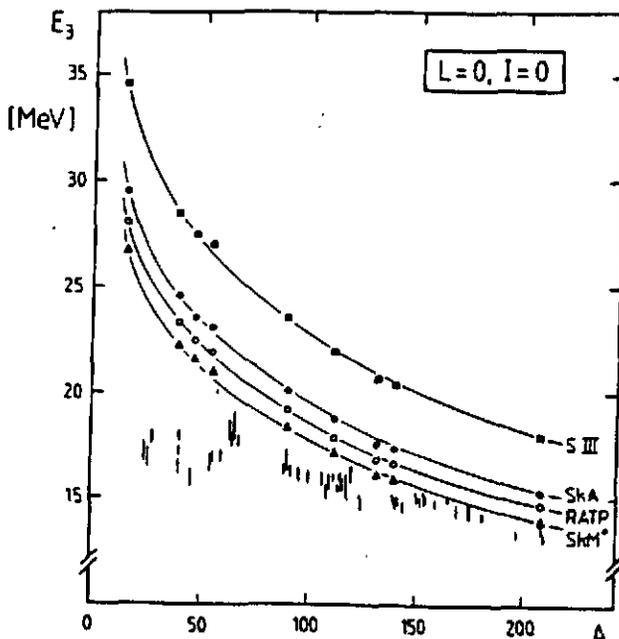


Figure 3 : Energies du mode monopolaire isoscalaire $E0;T=0$ (GMR) obtenues avec quatre forces différentes comparées aux énergies expérimentales⁶²) (représentées avec leurs erreurs).

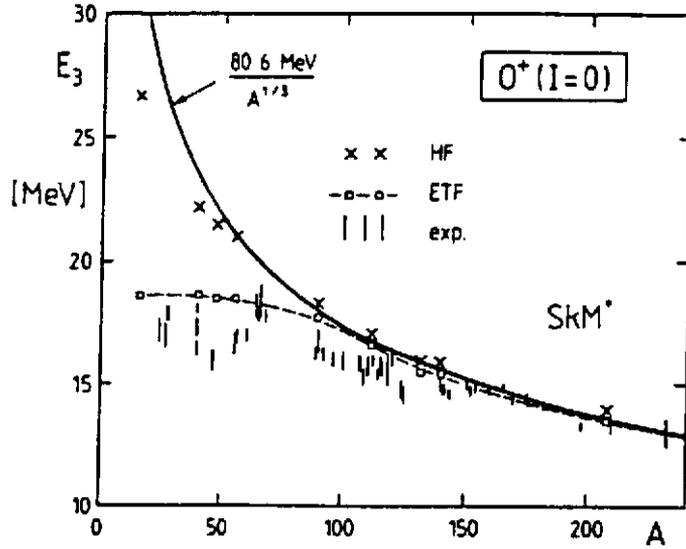


Figure 4 : Energies du mode $E0; T=0$ (GMR) obtenues avec la force SkM^* . Croix : énergies E_3 HF comme dans la Fig. 3. Carrés : énergies de l'état le plus bas dans un "scaling" à 2 dimensions. Les points expérimentaux sont les mêmes que dans la Fig. 3. Trait plein : ajustement de type LDM proportionnel à $A^{-1/3}$.

3.1.4. *La masse effective isoscalaire.* L'énergie d'une particule individuelle de moment p dans la matière nucléaire infinie s'écrit :

$$\varepsilon_p = \frac{p^2}{2m} + \Sigma(p, \varepsilon_p) = \frac{p^2}{2m^*} \quad (3.10)$$

Cette équation auto-cohérente pour ε_p contient un premier terme d'énergie cinétique et un second terme de *self-énergie* résultant de l'interaction de la particule avec le milieu. Cette énergie peut aisément être réécrite comme l'énergie cinétique d'une particule libre mais affectée d'une masse effective m^* qui s'exprime alors comme :

$$\frac{m^*}{m} = \frac{m}{p} \frac{d\varepsilon_p}{dp} \quad (3.11)$$

Dans les noyaux finis cette masse effective joue un rôle important sur la densité de niveaux à la surface de Fermi, ce qui donne une valeur d'environ $1.1 \div 1.2$ pour les états près du niveau de Fermi (^{63, 64}), tandis que les états plus profonds tendent à préférer une valeur plus faible. En prenant en compte les évaluations issues des résonances géantes quadrupolaires isoscalaires $E2; T=0$ (⁵⁴) on peut avancer une valeur de :

$$\boxed{\frac{m^*}{m} = 0.8 \div 0.9}$$

Dans la fonctionnelle de Skyrme (eq. (2.10)), la masse effective est extraite en rassemblant les termes en $\rho\tau$, mettant en évidence une dépendance vis-à-vis de la non-localité de la force soit :

$$\frac{\hbar^2}{2m_q^*} \tau_q = \tau_q \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8} \rho \left[t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right] + \frac{1}{8} \rho_q \left[t_2 (1 + 2x_2) - t_1 (1 + 2x_1) \right] \right\} \quad (3.12)$$

ce qui devient dans la matière nucléaire infinie symétrique où $\rho_p = \rho_n = \rho/2$:

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)^{-1} = 1 + \frac{1}{8} \frac{m}{\hbar^2} \rho \left[3t_1 + (5 + 4x_2) \right] \quad (3.13)$$

A partir des données isoscalaires que l'on vient de discuter, on voit déjà se dessiner un début de protocole de détermination des paramètres de la force effective (⁶⁵) :

$$\rho_0, \frac{E}{A}, K_\infty, \frac{m^*}{m} \longrightarrow t_0, t_3, \alpha, 3t_1 + t_2(5 + 4x_2)$$

La combinaison de paramètres $3t_1 + t_2(5 + 4x_2)$ peut être gardée en l'état avant la prise en compte d'autres données, les résultats de la Figure 5 montrant l'évidence de l'insensibilité de cette combinaison aux quantités autre que la masse effective $\frac{m^*}{m}$.

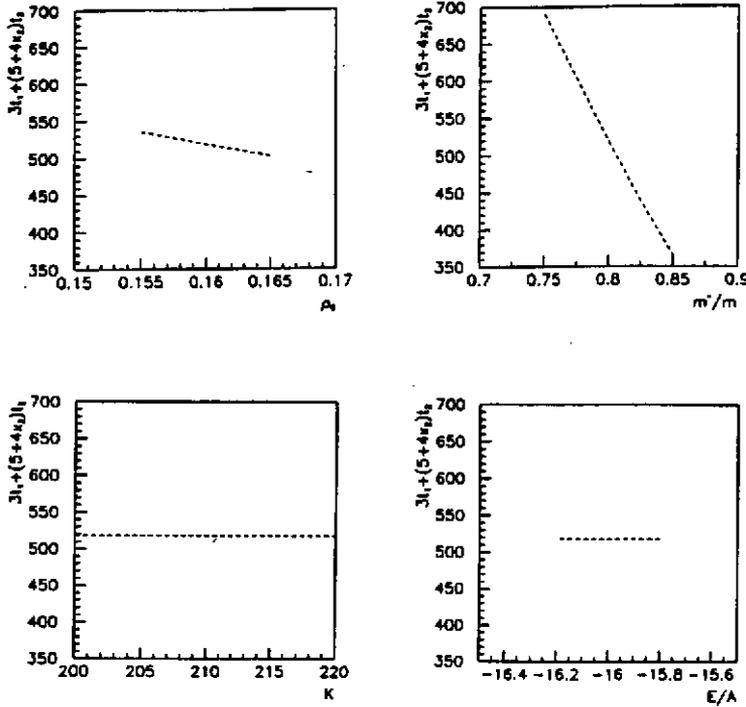


Figure 5 : Variation de la combinaison de paramètres $3t_1 + t_2(5 + 4x_2)$ en fonction des quantités ρ_0 , $\frac{m^*}{m}$, K_∞ et $\frac{E}{A}$ de la matière nucléaire infinie symétrique.

3.2. La matière nucléaire infinie asymétrique

L'étude des noyaux très loin de la vallée de stabilité, en particulier ceux proches de la *drip line* neutron nous imposent maintenant de savoir si l'on peut intégrer dans cette procédure des propriétés caractéristiques d'une matière nucléaire asymétrique $I \neq 0$. A partir de la fonctionnelle de Skyrme (cf. eqs. (2.9, 2.10)), il est relativement aisé de construire l'expression de l'énergie d'une matière nucléaire infinie asymétrique. Les densités de neutrons et de protons deviennent des fonctions de la densité totale ρ et d'un paramètre d'asymétrie neutron-proton Y_c ou $I = 1 - 2Y_c$ comme $\rho_n = \rho(1 - Y_c) = \rho(1 + I)/2$ et $\rho_p = \rho Y_c = \rho(1 - I)/2$ avec :

$$\text{matière nucléaire symétrique} \quad \frac{1}{2} \geq Y_c = \frac{Z}{A} \geq 0 \quad \text{matière de neutrons}$$

$$\text{ibid.} \quad 0 \leq I = \frac{N-Z}{A} \leq 1 \quad \text{ibid.}$$

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_c \text{ ou } I; \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} F_{5/3} \\ &+ \frac{1}{8} t_0 \rho \left[2(x_0 + 2) - (2x_0 + 1) F_2 \right] + \frac{1}{48} t_3 \rho^{\alpha+1} \left[2(x_3 + 2) - (2x_3 + 1) F_2 \right] \\ &+ \frac{3}{40} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} \left\{ \left[t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2) \right] F_{5/3} \right\} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$+ \frac{1}{2} \left[t_2 (2x_2 + 1) - t_1 (2x_1 + 1) \right] F_{8/3} \left. \right\}$$

avec la définition des facteurs d'asymétrie :

$$F_m(Y_e) = 2^{m-1} \left[Y_e^m + (1 - Y_e)^m \right] \quad , \quad F_m(I) = \frac{1}{2} \left[(1 + I)^m + (1 - I)^m \right]$$

La Figure 6 donne l'évolution de l'énergie par particule de cette matière infinie asymétrique en fonction de la densité ρ et pour quelques valeurs du paramètre d'asymétrie allant de la matière symétrique $Y_e = \frac{1}{2}$, $I = 0$ à la matière de neutrons $Y_e = 0$, $I = 1$.

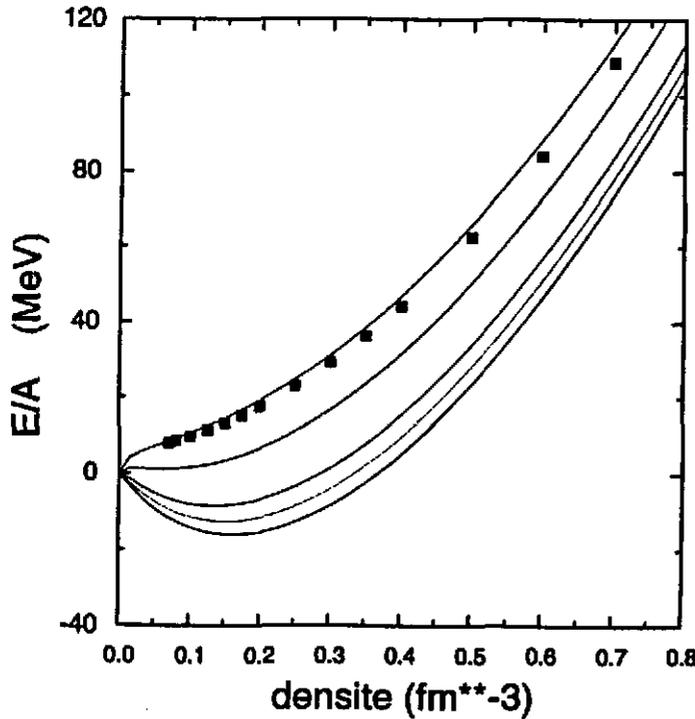


Figure 6 : Energie par particule dans la matière nucléaire infinie asymétrique en fonction de la densité ρ . Les énergies sont tracées pour diverses valeurs de $Y_e = \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \frac{1}{10}, 0$ soit $I = 1 - 2Y_e = 0, \frac{1}{3}, \frac{1}{2}, \frac{4}{5}, 1$. Les carrés noirs notent l'équation état de Friedmann et Pandharipande pour la matière de neutrons $Y_e = 0$.

L'évolution de $\frac{E}{A}$ en fonction de Y_e est relativement mal connue, bien qu'il existe des essais de calculs de type Brueckner-Hartree-Fock pour une matière asymétrique^{66, 67}) qui montrent par exemple que l'on doit s'attendre à un adoucissement de l'équation d'état avec Y_e ⁶⁸). Cet effet apparaît clairement sur la Table 3, qui donne les valeurs du coefficient d'incompressibilité à l'équilibre pour $Y_e = \frac{1}{3}$.

Table 3 : Coefficients $K_{eq}(Y_e = 1/3)$ pour quelques forces de Skyrme et pour le potentiel de Paris⁶⁸). Les valeurs de K_∞ sont données pour comparaison.

	SIII	SGII	SkM*	RATP	T6	FPLyon	Paris
K_∞ [MeV]	356	215	217	240	236	217	185
$K_{eq}(Y_e = 1/3)$ [MeV]	305	181	173	202	198	182	143

Si cet adoucissement est une caractéristique importante, une autre propriété est l'évolution de la densité d'équilibre avec l'asymétrie Y_e , sachant que l'on doit naturellement aller vers sa disparition puisqu'aucune saturation n'apparaît pour la matière de neutrons. La Figure 7

montre, pour des forces de Skyrme très différentes, que si l'énergie à la saturation ne change quasiment pas, on peut constater des variations importantes dans les comportements des densités en fonction de Y_e . Pour mieux comprendre la portée de ces différences, il faut rappeler que si la zone des faibles densités ($\approx 0.1 \text{ fm}^{-3}$) n'est intéressante que pour l'étude de la croûte des étoiles à neutrons, la zone $0.3 \leq Y_e \leq 0.5$ concerne les noyaux riches en neutrons, la *drip line* neutron devant être voisine de $Y_e = 0.3$.

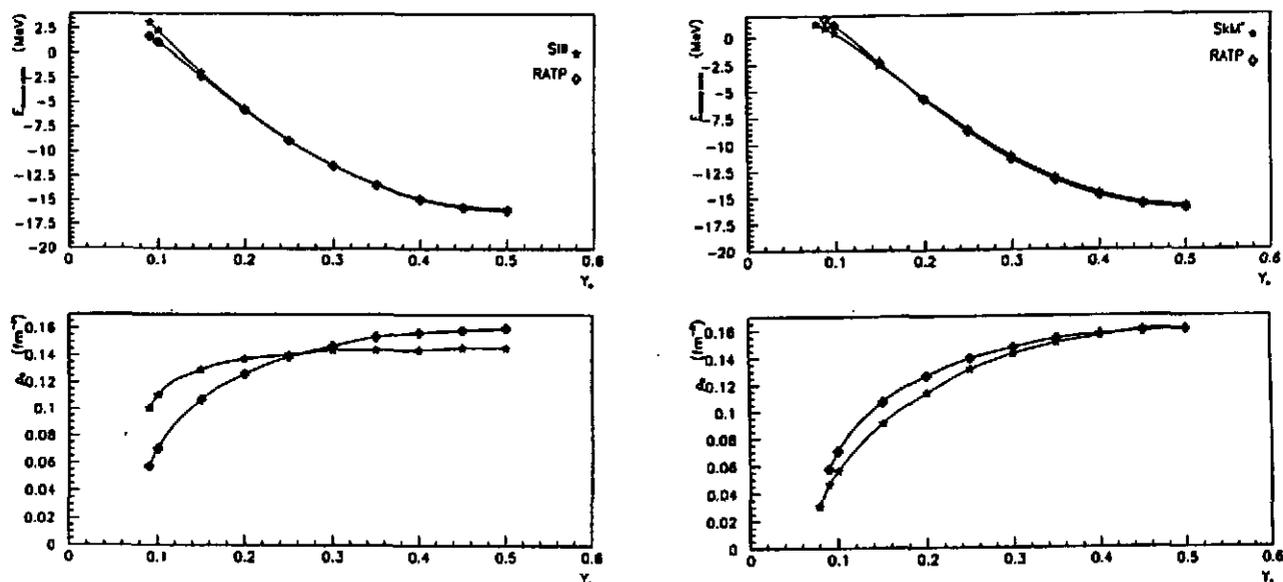


Figure 7 : Energie et densité à l'équilibre dans une matière nucléaire infinie asymétrique en fonction de Y_e . Les deux forces SIII et SkM* sont comparées à la force RATP portée ici comme référence.

3.2.1. *L'énergie de symétrie.* L'étude d'une matière nucléaire asymétrique $I = \frac{(N-Z)}{A} \neq 0$ donne des renseignements sur le coefficient a_I du développement (3.1). Les analyses expérimentales de Möller, Myers et Swiatecki^{50, 51}) donnent la valeur de l'encadré ci-dessous avec une incertitude qui intègre d'une part plusieurs déterminations du coefficient a_I (augmentation du nombre de masses expérimentales prises en compte) et d'autre part les différences que l'on observe entre les analyses type LDM ou DM ($a_I = 30.8 \text{ MeV}$ et $J = 32.7 \text{ MeV}$ respectivement), avec une légère préférence pour la valeur type DM, puisque ce modèle offre une meilleure description des effets de surface.

$$a_I = 32.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$$

Cette énergie de symétrie peut-être déduite simplement de (3.15) comme :

$$a_{sym} = \frac{1}{2} \frac{d^2 E}{dI^2} \frac{E}{A} \Big|_{I=0} = \ell \rho^{\frac{2}{3}} + n\rho + p\rho^{\frac{5}{3}} + q\rho^{\alpha+1} \quad (3.15)$$

avec les définitions :

$$\begin{aligned} \ell &= \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}}, & n &= -\frac{1}{8} t_0 (2x_0 + 1), & q &= -\frac{1}{48} t_3 (2x_3 + 1) \\ p &= -\frac{1}{24} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \left[3t_1 x_1 - t_2 (4 + 5x_2) \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

Les coefficients L et K_I peuvent également être déduits de (3.15) (cf. Appendice C) mais malheureusement leur détermination *expérimentale*, qui passe à nouveau par des développements de type goutte liquide, restent très aléatoires (cf. discussion sur l'extraction de K_∞).

Pour notre protocole de construction d'une force de Skyrme, cette énergie de symétrie fait intervenir, outre les paramètres t_0, t_3, α , trois nouvelles quantités x_0, x_3 et une combinaison $3t_1x_1 - t_2(5 + 4x_2)$.

3.2.2. La matière de neutrons. A partir d'hamiltoniens réalistes incluant des termes à deux et trois corps, il existe des calculs variationnels donnant accès à des équations d'état relativement sophistiquées ^{3, 69}) pour une matière pure en neutrons. Incluant diverses paramétrisations pour des zones particulières de densités (équation d'état de Bethe et Pethick ⁷⁰) aux très basses densités, description de Negele et Vautherin ⁷¹) pour les densités subnucléaires plus une matière faite uniquement de neutrons pour des densités supérieures à 0.1 fm^{-3} , ces équations rendent bien compte des masses des étoiles à neutrons de masses voisines de $1.44M_\odot$ ⁷²).

L'expression (3.15) écrite pour $Y_e = 0$ (ou $I = 1$) donne l'énergie par particule d'une matière infinie composée uniquement de neutrons ($F_m(Y_e = 0) = F_m(I = 1) = 2^{m-1}$) :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A}(Y_e = 0, \text{ ou } I = 1; \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{2}{3}} + \frac{1}{4} \rho t_0 (1 - x_0) \\ &+ \frac{1}{24} \rho^{\alpha+1} t_3 (1 - x_3) + \frac{3}{40} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{5}{3}} [t_1 (1 - x_1) + 3t_2 (1 + x_2)] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Pour notre protocole, cette énergie fait intervenir les mêmes paramètres x_0, x_3 et une nouvelle combinaison $t_1(1 - x_1) + 3t_2(1 + x_2)$.

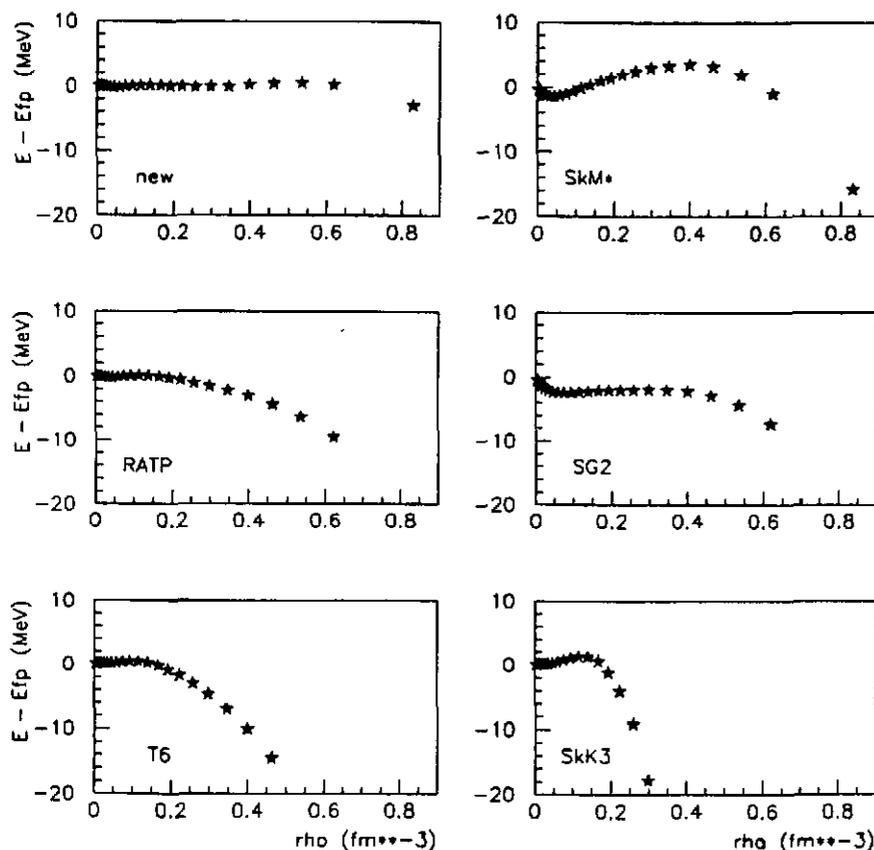


Figure 8 : Energie par particule dans la matière de neutrons en fonction de la densité ρ . Les énergies sont rapportées à l'équation d'état de Friedmann et Pandharipande. "new" est la force FPLyon; SkK3 est une paramétrisation ²¹) non standard.

Certains auteurs ont déjà regardé la possibilité de reproduire ces équations d'état ^{73, 74}) ou de reproduire un ou plusieurs points particuliers, parallèlement aux propriétés nucléaires habituelles ^{21, 38}). La Figure 8 montre pour comparaison comment les forces de Skyrme usuelles reproduisent l'équation d'état de Friedmann et Pandharipande ³) avec, pour certaines paramétrisations, un effondrement qui apparaît à des densités relativement basses.

Pour s'affranchir des difficultés que l'on peut rencontrer en cherchant à ajuster des forces utilisant des termes *non standards*, essentiellement pour s'affranchir d'un effondrement à des densités voisines de $2\rho_0$ ^{21, 25, 26}), une possibilité est d'ajuster la totalité de l'équation d'état d'une matière purement neutronique. En imposant une précision de départ d'environ 5% on pourra relâcher cette précision aux très grandes densités, pour décrire les propriétés des noyaux.

Les courbes $\frac{E}{A}(Y_e, \rho)$ qui sont tracés sur la Figure 6 sont les résultats d'une force effective d'essai, notée *FPLyon*, où l'on a ajusté, entre autres propriétés, l'équation d'état de Friedmann et Pandharipande pour la matière de neutrons.

3.3. La matière nucléaire semi-infinie : l'énergie de surface

La Figure 9 résume comment on peut réaliser un modèle simple de matière nucléaire semi-infinie, pour avoir accès au coefficient a_s de la formule de masse (3.1). Considérée comme constante selon deux axes, la densité nucléaire est modélisée par une fonction de Fermi avec une épaisseur de surface α .

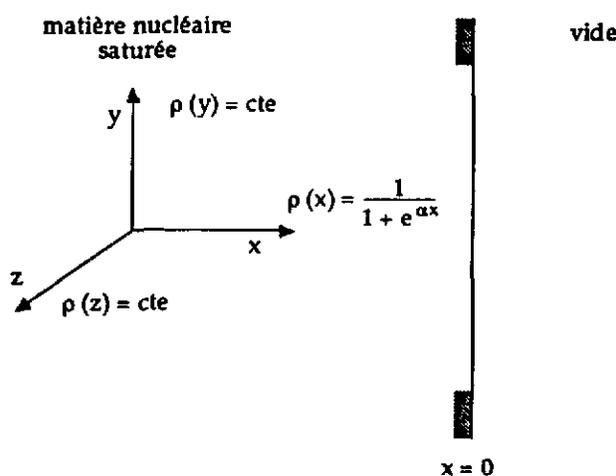


Figure 9 : Schématisation d'une matière nucléaire semi-infinie.

L'énergie de surface est alors simplement écrite selon l'eq. (3.18) et minimisée par rapport à ρ_0 et α .

$$a_s = 4\pi r_0^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \mathcal{H}[\rho(x)] - a_v \rho(x) \right\} dx \quad (3.18)$$

avec $a_v = \mathcal{H}(\rho_0)/\rho_0$ et $r_0 = (\frac{4}{3}\pi\rho_0)^{1/3}$.

De tels modèles simples ont été réalisés par plusieurs auteurs ^{75, 76, 77, 78}) et généralisés à une matière nucléaire asymétrique ^{78, 79, 80}) pour avoir accès au coefficient :

$$\bar{a}_s = a_s + a_{I_s} I^2 = J - \frac{9}{4} \frac{J^2}{Q} I^2 \quad (3.19)$$

où la seconde égalité fait apparaître les coefficients J et Q du modèle de la gouttelette (DM).

Pour une matière très asymétrique, la simplicité première du modèle doit être revue essentiellement en ce qui concerne le profil de Fermi, où une asymétrie de surface devient rapidement indispensable avec $I = (N - Z)/A$ ^{77, 79}). Néanmoins, et même si de tels modèles simples surévaluent l'énergie de surface de 1 ou 2 MeV par rapport à un calcul de type Hartree-Fock, leur compacité permet de prendre en compte simplement cette quantité dans l'ajustement d'une force effective. La Table 4 montre les énergies de surface obtenues ⁸⁰) pour quelques forces de Skyrme qui sont très proches de celles extraites d'un calcul de type goutte liquide ($\simeq 20$ MeV (LDM), $\simeq 23$ MeV (DM)) en prenant en compte qu'il faut corriger ces dernières valeurs de la contribution du terme spin-orbite ($1.5 \div 2.0$ MeV). On reviendra sur cette dernière nécessité en montrant au Chapitre 4 le lien étroit qui existe entre cette énergie de surface et les barrières de fission des noyaux lourds. Même si en valeur absolue, on ne reproduit pas exactement la bonne valeur de l'énergie de surface, surtout en partie à cause de l'approximation ETF, on a néanmoins un bon comportement en fonction de K_{∞} ou de a_v ⁸¹). On peut utiliser ces résultats comme test en se *calant* sur une force comme SkM^* dont on connaît le succès pour les barrières de fission des noyaux lourds. Les nombreux auteurs qui ont développé de tels modèles ^{75, 76, 77, 78, 80}) ont largement discuté comment on obtient des résultats très divers, parfois même incompatibles pour le coefficient a_{I_s} , montrant à quel point on devient tributaire du modèle utilisé.

Table 5 : Energies de surface a_s en MeV pour quelques forces de Skyrme.

	<i>SIII</i>	<i>Ska</i>	<i>SkM</i>	<i>SkM*</i>	<i>RATP</i>	<i>FPlyon</i>
a_s [MeV]	17.8	18.7	16.7	17.4	19.0	18.0

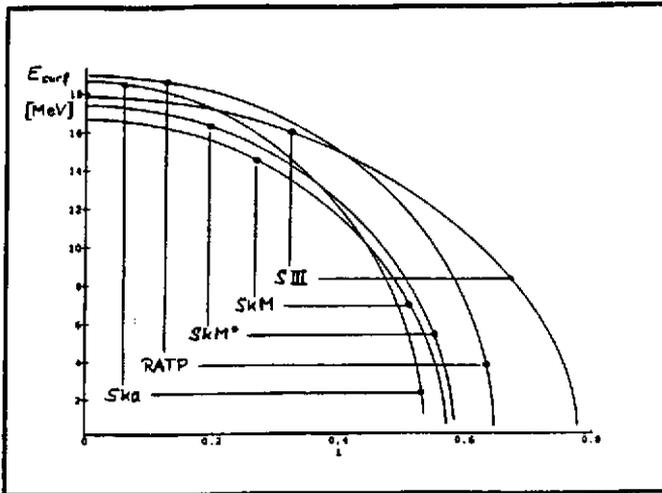
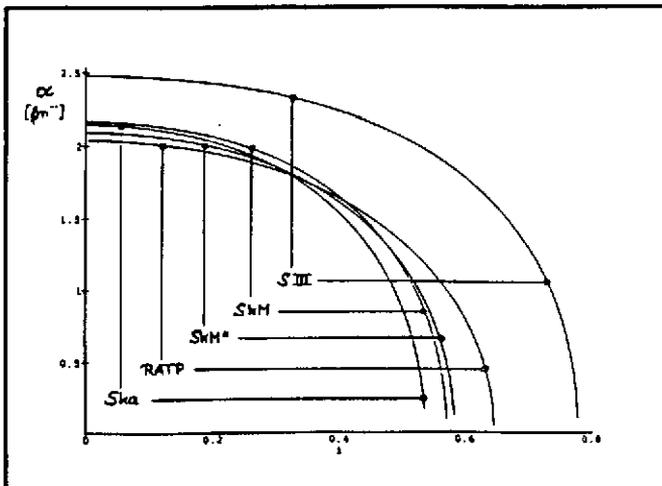


Figure 10 : Variations de l'énergie de surface \bar{a}_s , et de l'inverse de l'épaisseur de surface α en fonction de I pour diverses forces de Skyrme.



En l'absence de référence expérimentale pour la variation de ce coefficient \bar{a} , avec I , il est assez difficile de trier parmi les paramétrisations existantes ou de contraindre une telle valeur lors de l'élaboration d'une force. A titre d'exemple, la Figure 10 montre les différences importantes de comportement en fonction de I du coefficient \bar{a} , et de l'épaisseur de surface α .

3.4. Autres quantités importantes

3.4.1. La masse effective isovectorielle ou le facteur d'accélération de la résonance géante dipolaire isovectorielle. La résonance géante dipolaire isovectorielle $E1; T=1$ fournit également un bon test direct de partie non-locale de la force effective. La règle de somme m_1 ^{59, 60}) est en effet directement accessible expérimentalement par réactions de photoabsorption sur les noyaux :

$$m_1 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\hbar c}{e^2} \int \sigma(E_\gamma) dE_\gamma = \frac{NZ}{A} \frac{\hbar^2}{2m} (1 + \kappa) \quad (3.20)$$

$\sigma(E_\gamma)$ est la section efficace de photoabsorption, κ le facteur d'accélération mesurant la déviation par rapport à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK). La Figure 11 donne une extraction expérimentale de ce facteur κ qui dans le cas d'une force de Skyrme sera directement proportionnel à la combinaison $t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2)$ ^{60, 82}) (cf. Appendice C). Il ne faut cependant pas oublier que dans ces sections efficaces intégrées de photoabsorption entrent en jeu à la fois des effets tensoriels et des effets subnucléoniques, qui justifient que l'on admette généralement qu'avec une force de Skyrme standard où de tels degrés de liberté sont absents une bonne valeur de ce coefficient est $\kappa = 0.4 \div 0.5$. Il faut donc prendre garde de ne pas ajuster trop fortement une telle valeur qui doit être néanmoins surveillée pour rester dans des limites raisonnables.

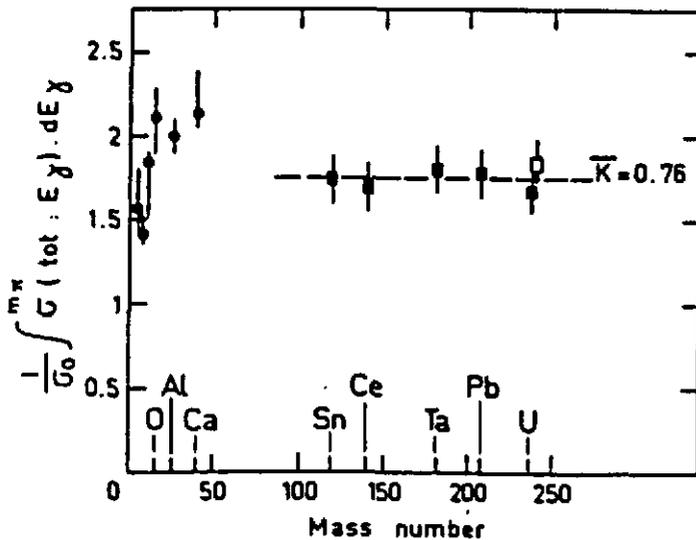


Figure 11 : Facteur d'accélération κ pour le mode géant $E1; T=1$ (GDR). Figure extraite de la ref. ⁸³).

3.4.2. Les paramètres de Landau-Migdal. Une critique souvent faite aux forces effectives de portée nulle de type Skyrme est leur instabilité de spin ou d'isospin. L'analyse d'une paramétrisation en termes de paramètres de Landau-Migdal ^{41, 42, 43}) par les inégalités et règles de somme qu'elle fournit permet une surveillance efficace de ce comportement.

3.5. Calculs Hartree-Fock pour quelques noyaux sphériques

Dans le cadre des théories basées sur l'hypothèse du champ moyen, le formalisme Hartree-Fock fournit un cadre microscopique idéal pour l'étude des propriétés statiques des noyaux. Le

succès de cet outil n'est plus à démontrer puisqu'il permet de prédire des phénomènes nouveaux avec un degré de fiabilité raisonnable. Il est d'autre part un point de passage obligé pour étudier les propriétés dynamiques d'un noyau en allant au-delà de l'hypothèse fondamentale.

3.5.1. Hypothèses principales du formalisme Hartree-Fock. Sans entrer dans une description détaillée du formalisme (cf. les Cours "Joliot-Curie" de J.F. Berger¹⁵) et de M. Meyer⁸⁴) et la revue⁸⁵), on peut rappeler les hypothèses générales :

- Hypothèse du champ moyen et construction auto-cohérente de ce champ moyen.
- Pas de coeur inerte, tous les nucléons participent à la construction de ce champ.
- Pas de paramètres libres ajustés en fin de calcul sur la situation expérimentale. Les énergies sont calculées en particulier en valeur absolue.
- A l'aide de calculs CHF, on sait analyser une situation hors d'équilibre vis-à-vis d'une coordonnée collective donnée. C'est ainsi que l'on a accès à des formes variées de type quadrupolaire axial ou non, octupolaire ou hexadécipolaire en *contraignant* le multipole $Y_{j\mu}$ correspondant.
- L'ingrédient fondamental d'un tel calcul est une interaction effective, de type Skyrme par exemple, et les paramètres de cette force, obéissant à des critères définis, ne sont jamais plus retouchés au cours des calculs.

Avec des forces effectives de portée nulle, les corrélations d'appariement sont généralement prises en compte à l'approximation BCS¹⁵), avec plusieurs procédures possibles :

i) une intensité constante de la force d'appariement⁸⁶), ii) une force d'appariement de portée nulle^{87, 88}), iii) ou en raffinant encore un peu plus, une force d'appariement de portée nulle avec un facteur de forme dépendant de la densité⁸⁹).

A partir d'un tel calcul microscopique on sait aller au-delà de l'approximation de champ moyen dans le cadre de la méthode de la coordonnée génératrice⁹⁰) par exemple afin d'analyser la dynamique contenue dans un phénomène collectif particulier.

3.5.2. Quelques noyaux sphériques. Afin de différencier les paramètres de la force dans les barres d'erreurs des divers coefficients que l'on vient de discuter, on ajuste, à l'approximation HF, les énergies de liaison E_B et les rayons de charge $\langle r^2 \rangle_c$ pour les noyaux doublement magiques ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni et ^{208}Pb . Pour les paramètres de la force notée FPLyon ajustée avec la procédure étudiée ici, on a pris en compte des tolérances de $\pm 1 \text{ MeV}$ sur les énergies de liaison et de $\pm 0.05 \text{ fm}$ sur les rayons de charge. La Figure 12 donne quelques résultats sur des noyaux sphériques où une attention particulière doit être portée sur les noyaux $^{40-48}\text{Ca}$ et $^{114-132}\text{Sn}$. Si les écarts importants observés pour la force SkM^* ont longtemps jetés un doute sur le comportement de cette paramétrisation avec I , on peut constater que la force FPLyon, très rapidement construite selon la procédure proposée dans ce cours, permet d'envisager une solution satisfaisante à ce problème.

Table 6 : Valeurs de $Y_e = \frac{Z}{A}$ et $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pour quelques noyaux sphériques.

	$^{56}\text{Ni}_{28}$	$^{78}\text{Ni}_{50}$	$^{100}\text{Sn}_{50}$	$^{132}\text{Sn}_{82}$
$Y_e = \frac{Z}{A}$	0.50	0.36	0.50	0.38
$I = \frac{(N-Z)}{A}$	0.00	0.28	0.00	0.24

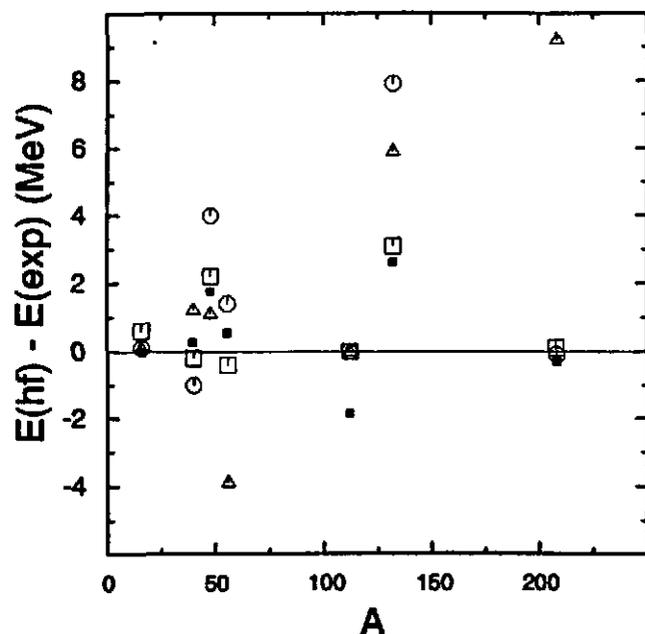


Figure 12 : Différences Energie Hartree-Fock - Energie expérimentale pour quelques noyaux sphériques. Carrés ouverts : SIII; Cercles ouverts : SkM*; Triangles ouverts : RATP; Carrés noirs : FPLyon.

Il est fort probable qu'une voie simple de détermination des paramètres de la force, serait d'essayer un ajustement sur des couples $\{ E_B, \langle r^2 \rangle_c \}$ énergies de liaison, rayons de charge de noyaux sphériques. Dans l'espoir de rééditer le succès obtenu avec la paramétrisation SIII²⁹, on pourrait tenir compte en priorité des $\{ E_B, \langle r^2 \rangle_c \}$ des noyaux de la Table 6 qui offrent une exotécité en isospin très *alléchante* ; expérimentalement, il manque encore une énergie et trois rayons dans cette table.

3.5.3. *La peau de neutrons.* Une quantité à considérer avec une très grande attention pour l'étude des noyaux très riches en neutrons et certainement la *peau de neutron*. Elle est en fait reliée, dans une matière asymétrique, à l'excès de neutrons par unité de surface et doit être définie à partir de la différence entre les rayons *sharp* neutron et proton⁷⁶). On peut d'ailleurs montrer que cette peau de neutrons est reliée aux deux paramètres a_I et a_{I_s} du développement de type goutte liquide (3.1). On se contente généralement de la définir comme $\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ (même si d'autres définitions existent⁹¹) mais on intègre alors dans cette définition des effets de couches qui ne concernent pas réellement l'excès de neutrons désiré. Certains auteurs ont ajusté cette quantité dans le noyau ^{208}Pb ⁹²), et on pourrait envisager d'intégrer certains résultats récents sur les isotopes de Calcium⁹³). Des systématiques expérimentales sur les distributions de neutrons dans les noyaux, particulièrement dans des noyaux riches en neutrons, seraient en ce sens un apport fondamental pour la détermination d'une force effective.

3.5.4. *Le problème des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux.* L'existence de corrélations dans les états fondamentaux des noyaux est certainement un des problèmes les plus importants qui se pose lors de la construction d'une interaction effective. Il faut rappeler que :

- d'une part on vient d'ajuster dans le §3.5.2 les énergies de liaison et les rayons de charge de quelques noyaux magiques à l'approximation HF,
- d'autre part, on va présenter dans le Chapitre 4 des études du comportement des énergies de liaison ou des énergies de séparation de deux neutrons ou de deux protons en fonction de I , et ceci toujours à l'approximation HF+BCS.

Des évaluations systématiques^{94, 95)} de ces corrélations qui se situent au-delà de l'approximation HF, ont été réalisées tant pour les corrélations venant des résonances et des états de haute énergie que pour celles venant de modes de basse énergie : mouvement du centre de masse, rotations ou vibrations collectives. Si les effets relatifs sont souvent faibles, il existe des effets de couches visibles, point important si on se souvient qu'une des questions majeures de l'étude des noyaux très riches en neutrons est justement la recherche de nouveaux nombres magiques dans cette région^{96, 97)}. En fonction de la déformation, les effets des corrélations des modes de basse énergie ont été évalués quantitativement à environ 5 MeV le long du chemin de fission et jusqu'au point de scission pour des noyaux moyens ou lourds⁹⁵⁾.

Sans développer plus loin cet aspect, il est important de rappeler qu'il pose le problème de la *renormalisation* de l'interaction effective que l'on a construite à la simple approximation HF. Une procédure idéale serait évidemment un ajustement des paramètres de la force au niveau HF+RPA mais le prix à payer deviendrait alors exorbitant. Un schéma plus souple pourrait consister dans la construction d'un état corrélé dans une matière nucléaire très simple dont on pourrait paramétriser l'énergie comme une fonctionnelle de Skyrme, une approximation de type LDA nous permettant enfin l'usage de cette fonctionnelle pour des noyaux finis. Ce type d'approche, tenté avec succès dans des systèmes constitués d'électrons (fonctionnelle de Gunnarson et Lundqvist⁹⁸⁾), pose encore dans les noyaux beaucoup de problèmes : la différence fondamentale qui existe entre les corrélations de type RPA dans la matière nucléaire et dans les noyaux est certainement un des points les plus importants.

3.5.5. Résumé du protocole de construction d'une interaction effective de type Skyrme. Avant de montrer quelques résultats dans des domaines extrêmes de déformations ou d'isospin obtenus avec des forces existantes, on peut rappeler les résultats de ce Chapitre sous la forme d'un tableau récapitulatif (Table 9) montrant un protocole possible de détermination des paramètres d'une force de type Skyrme. Dans cette Table 9, les erreurs ont été volontairement adaptées à un processus d'ajustement de paramètres.

Table 9 : Protocole d'ajustement des paramètres d'une force de Skyrme.

$\frac{E}{A} = -16.0 \pm 0.2 \text{ MeV}$ $\rho_0 = 0.16 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3}$ $K_\infty = 210 \pm 10 \text{ MeV}$ $\frac{m^*}{m} = 0.8 \pm 0.05$	t_0 t_3 α $3t_1 + t_2(5 + 4x_2)$
$a_1 = 32.5 \pm 0.5 \text{ MeV}$ EOS matière de neutrons	$x_0, x_3, 3t_1x_1 - t_2(4 + 5x_2)$ $x_0, x_3, t_1(1 - x_1) + 3t_2(1 + x_2)$
$\bar{a}_s = a_s + a_{1s}$	Valeur de S_{kM^*} pour $I(^{240}\text{Pu})$ Attention au modèle
$\kappa(E1; T=1)$ Paramètres de Landau-Migdal	sous surveillance
$E_B, \langle r^2 \rangle_c$	noyaux magiques (HF)

De nombreux auteurs ont développé de tels processus d'ajustement (partiellement ou en totalité) pour étudier systématiquement l'influence des paramètres de l'interaction sur certaines propriétés statiques des noyaux^{25, 38, 65, 99}). La force *F Plyon* qui est présentée dans ce Cours est un résultat très certainement encore perfectible de l'application du protocole de la Table 9.

4. Tests aux grandes déformations

4.1. Les barrières de fission des noyaux lourds

Expérimentalement, la structure des barrières de fission des actinides est relativement bien connue¹⁰⁰), les effets de couche dans cette région et leur influence sur ces barrières de fission le sont également¹⁰¹). Pour le noyau ^{240}Pu , la première barrière est légèrement triaxiale tandis que la seconde a une composante qui brise la symétrie droite-gauche (caractère octupolaire). Cette complexité du chemin de fission¹⁰²) rend difficile l'ajustement d'une force effective sur la simple hauteur d'une barrière de fission. Les calculs théoriques montrent en outre généralement que si la plupart des paramétrisations donnent les bonnes caractéristiques de la première barrière (position et hauteur), les différences apparaissent sur la seconde barrière^{33, 102}). La valeur de ces diverses contributions avec en outre celles dues à la projection des états intrinsèques a été évaluée¹⁰³) mais une philosophie plus simple (celle qui a fait le succès de la force *SkM**) consiste à étudier la composante semi-classique de la barrière de fission que l'on a porté sur la Figure 13 pour le noyau ^{240}Pu avec la force *SIII*.

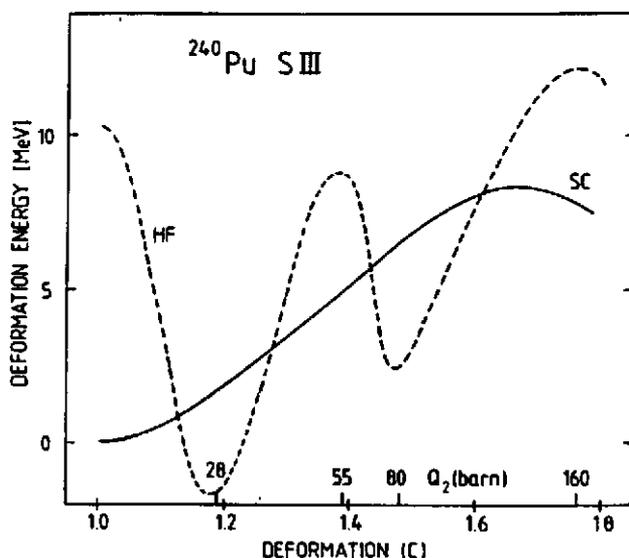


Figure 13 : Barrière de fission du noyau ^{240}Pu calculée avec la force *SIII*. HF = calcul HF+BCS; SC = calcul semi-classique. Figure tirée de la ref. ⁷⁷).

Sachant que l'on dispose d'une procédure efficace pour prendre en compte à la *Strutinsky* les effets de couches à partir d'un calcul semi-classique^{104, 105}), et retrouver la structure microscopique de la barrière de fission, on peut étudier simplement cette composante semi-classique pour diverses forces de Skyrme (cf. Figure 14). Il existe certes d'autres relations : i) entre la hauteur de cette barrière et le coefficient K_∞ , une équation d'état dure donnant généralement une barrière plus haute¹⁰⁶); ii) Tondeur a également établi une dépendance de la masse effective sur les oscillations de couches¹⁰⁷) qui semblent préférer une valeur proche de $\frac{m^*}{m} = 1.0$.

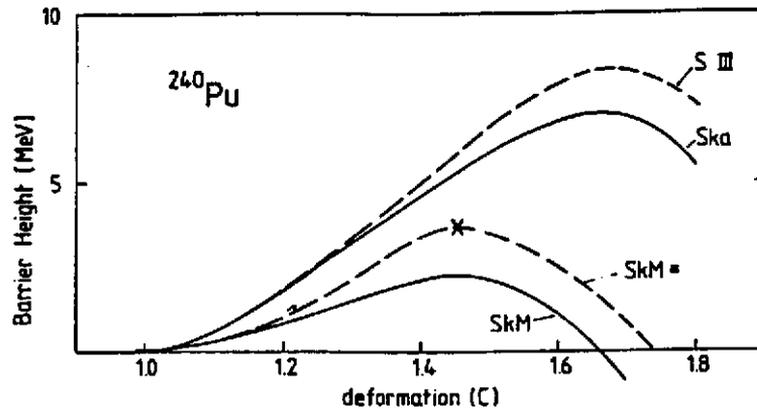


Figure 14 : Barrières de fission semi-classiques pour le noyau ^{240}Pu calculées avec diverses forces de Skyrme. La déformation axiale portée en abscisse est liée au profil de densité utilisé, la Figure 13 donne une équivalence avec le moment quadrupolaire en barns. Figure tirée de la ref. ⁷⁷).

Néanmoins, le lien le plus direct est certainement celui existant entre la hauteur de barrière et l'énergie de surface \bar{a}_s de la force. Cette corrélation est évidente sur la Figure 15 ⁸⁰). Si l'on prend comme référence la valeur de \bar{a}_s pour SkM^* (la structure microscopique de la barrière de fission est correcte, comparée à l'expérience ³⁵) on peut avancer l'hypothèse raisonnable que les forces $RATP$ et $FPLyon$ auront des hauteurs des barrières comparables à celle de $SIII$. Si cette corrélation se confirme, elle n'est pas le seul fait des forces de portée nulle puisqu'il existe le même effet pour les forces de portée finie de type $Gogny$ ¹⁰²). On pourrait donc envisager, abstraction faite du modèle utilisé pour calculer \bar{a}_s , de prendre en compte la valeur correcte de SkM^* dans un ajustement des paramètres de la force.

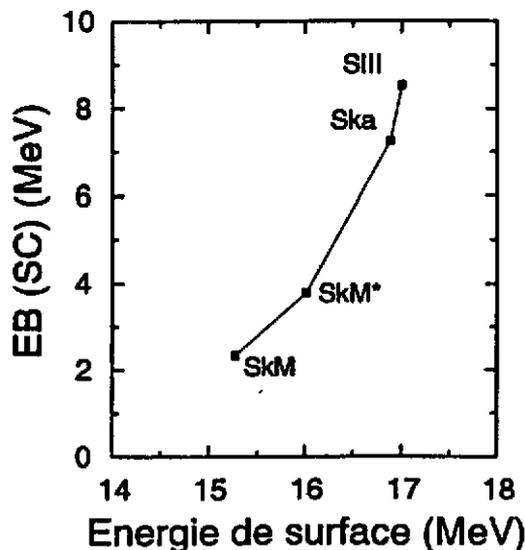


Figure 15 : Hauteur de la barrière de fission semi-classique en fonction de l'énergie de surface \bar{a}_s calculée pour diverses forces de Skyrme et pour une asymétrie $I(^{240}\text{Pu})$.

4.2. Le phénomène de superdéformation dans la région de masse $A=190$

On peut donner un exemple récent de l'importance des propriétés de surface de la force effective utilisée dans le domaine des grandes déformations, plus spécialement pour l'étude du phénomène de superdéformation. L'origine microscopique de ce phénomène est maintenant bien établie comme un effet de couche créant un second minimum (cf. Figure 16) vers $40b$ dans la variation de l'énergie potentielle du noyau en fonction de la déformation quadrupolaire ¹⁰⁸).

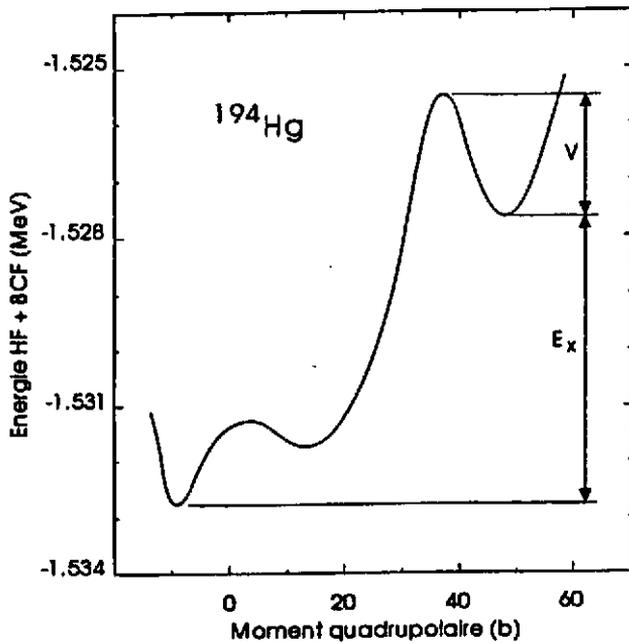


Figure 16 : Energie potentielle de déformation du noyau ^{194}Hg obtenue dans un calcul HF+BCS en utilisant la force SkM^* .

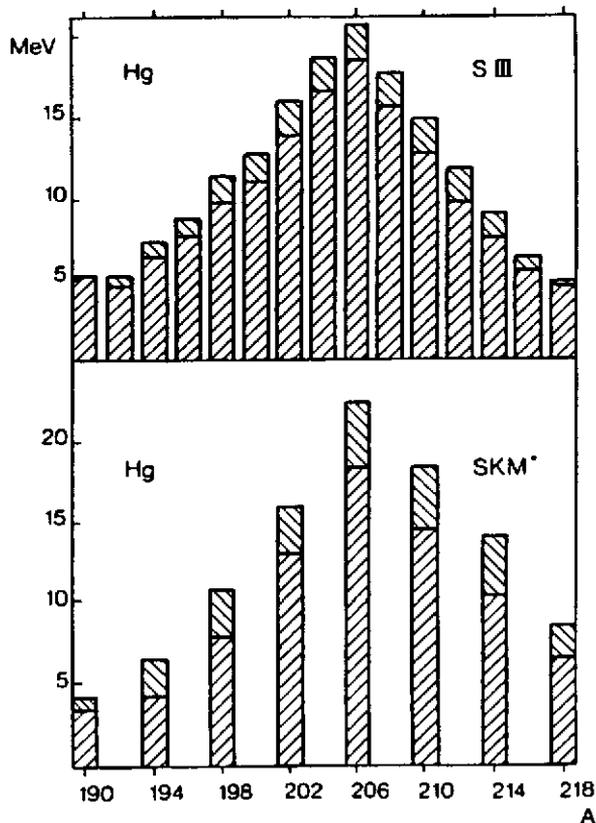


Figure 17 : Profondeurs V () et énergies d'excitation E_x (///) du minimum SD pour deux forces de Skyrme dans la région de masse $A = 200$.

La Figure 17 montre des différences importantes entre les forces $SIII$ et SkM^* dont le minimum SD apparaît systématiquement plus profond, et on vient de voir dans le §4.1 l'aptitude de cette dernière interaction à bien décrire les barrières de fission des actinides. Par exemple, la force $SIII$ ne donne pas de puits SD pour le noyau ^{190}Hg . Dans la région de masse $A = 200$ ces investigations systématiques ont permis de prédire de manière fiable les noyaux expérimentalement intéressants. Des bandes SD ont été en effet mises en évidence ¹⁰⁹⁾ à bas spins dans les noyaux $^{190-194}\text{Hg}$ (10^+ et 12^+ pour les spins estimés des états SD observés les plus bas) et $^{192-194}\text{Pb}$ (6^+ et 10^+ respectivement). Conjointement à ces résultats, des calculs

de type HFB utilisant l'interaction de portée finie de Gogny sont arrivés à la même conclusion (différence entre les paramétrisations $D1^{14}$) et $D1S^{16}$). La localisation expérimentale de l'énergie d'excitation des bandes SD permettra à l'avenir de mieux tester l'aptitude des ces forces à décrire la spectroscopie de ces états SD.

5. De la "drip line" proton à la "drip line" neutron

L'attrait des régions de noyaux près des lignes d'instabilité de particules (neutron ou proton) est évidemment lié aux nombreux phénomènes exotiques que certaines prospectives laissent entrevoir⁹⁶). Celles-ci posent un certain nombre de questions fondamentales dont celle liée au comportement des effets de couches avec le degré de liberté d'isospin $I = (N - Z)/A$ qui peut modifier profondément les valeurs des nombres magiques dans ces régions.

Le formalisme Hartree-Fock est un outil microscopique idéal pour de telles investigations et de nombreuses tentatives existent déjà en ce qui concerne notamment les lignes d'instabilité à une ou deux particules^{40, 110}). De très forts effets de couche ont été prédits près de la *drip line* neutron. L'utilisation de calculs HF dans ces régions de noyaux posent évidemment la question de savoir si la force effective utilisée est capable de *travailler* dans de telles conditions d'isospin et de déformation. Les propriétés de surface de l'interaction devront également jouer un rôle important particulièrement pour les noyaux riches en neutrons⁷⁹). Si la région des noyaux riches en protons semble relativement peu sensible aux propriétés d'asymétrie de la force, la région de *drip line* neutron est, au contraire, très dépendante du coefficient a_1 . Ceci a été confirmé à la fois avec de calculs HF et à l'aide de calculs utilisant une approximation de champ moyen dans un cadre relativiste (RMF)¹¹¹). Dans la région des isotopes de Zirconium, ce même type d'approche RMF a mis en évidence des effets de couches très différents de ceux prédits avec un calcul HF¹¹²), mettant ainsi l'accent sur les propriétés d'asymétries différentes des forces effectives utilisées.

Les paramétrisations de type Skyrme dont on dispose à l'heure actuelle semble souffrir de défauts importants lorsqu'on investigate des valeurs de I importantes. Outre les problèmes que nous avons mentionnés qui concernent les paramétrisations non standards et les déviations importantes sur les énergies de liaison des isotopes d'étain dans le cas de SkM^* par exemple, Tajima *et al.*¹¹³) ont mis en évidence une difficulté à reproduire les déplacements isotopiques $\delta < r^2 >$ dans les isotopes de Plomb, du ^{194}Pb ($Y_e = 0.423$, $I = 0.155$) au ^{214}Pb (0.38, 0.234). Même si la solution de ce problème se situe peut-être *au delà de l'approximation du champ moyen*^{113, 114}), la responsabilité des forces de Skyrme utilisées est en cause puisque les déviations constatées ne sont pas dans le même sens pour les $\delta < r^2 >$ et les énergies de liaison. L'ensemble de ces défauts ne semble d'ailleurs pas lié à la portée nulle de l'interaction, ni même à la manière de traiter les corrélations d'appariement à l'approximation BCS puisqu'ils sont également présents dans une approche de type HFB avec une *force de Gogny*^{113, 115}).

La force $FPLyon$ proposée dans ce texte comme exemple étant encore imparfaite (cf. propriétés de la Table D1) et en cours de test, il semble prématuré d'entreprendre des études systématiques de séries de noyaux et les paragraphes suivants vont montrer des résultats obtenus dans deux régions types avec des forces effectives existantes.

5.1. La région des isotopes de Fer et de Nickel

La région des isotopes de Fer et de Nickel a fait l'objet de programmes expérimentaux importants tant au GANIL^{116, 117}) qu'à SIS⁹⁷) en Allemagne. Les isotopes de Nickel ont déjà fait l'objet d'interprétations théoriques dans le cadre de calculs HFB¹¹⁸) et l'intérêt astrophysique des isotopes de Fer n'est plus à démontrer. La Figure 18 donne les résultats de calculs HF+BCS

pour les isotopes de Fer riches en neutrons réalisés avec la force $SIII$ (119) d'une part et pour les isotopes riches en protons avec la force SkM^* en utilisant une force d'appariement de portée nulle (88).

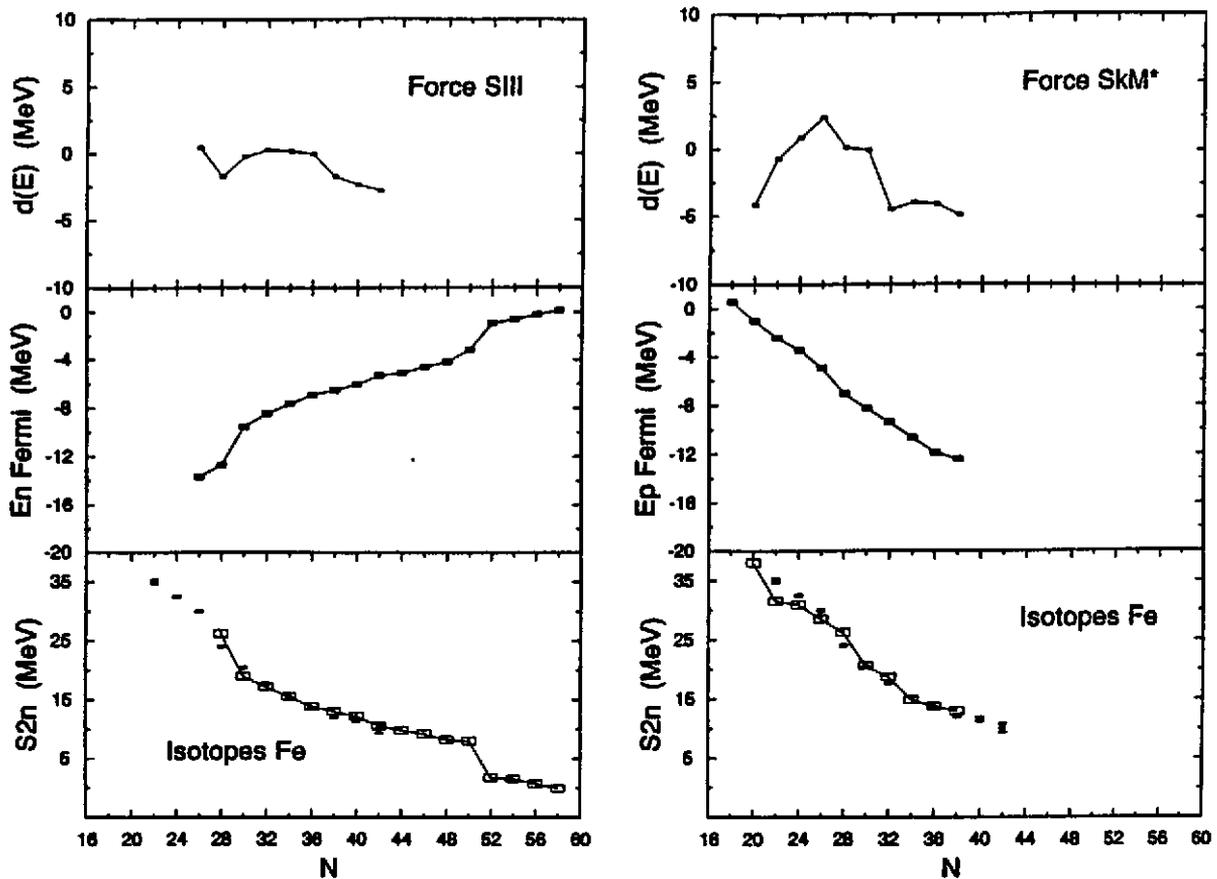


Figure 18 : Calculs HF+BCS pour les isotopes de Fer. La force $SIII$ est utilisée pour les isotopes lourds de Fer et la force SkM^* pour les isotopes légers. De haut en bas en fonction du nombre de neutrons : Différence énergie de liaison (HF-expt) rapportée au noyau ^{54}Fe ; énergie de Fermi neutron; énergie de séparation de deux neutrons. Les carrés noirs dans les figures du bas donnent les valeurs expérimentales qui sont issues des Tables 1993 de Audi et Wapstra (121). Les paramètres d'asymétrie ($Y_e = Z/A$, $I = (N - Z)/A$) sont respectivement : $^{84}\text{Fe}(0.31, 0.38)$ pour l'isotope calculé le plus lourd et $^{44}\text{Fe}(0.59, -0.18)$ pour l'isotope calculé le plus léger.

On remarquera les très faibles déviations des énergies de liaison obtenues avec la force $SIII$ ainsi que l'excellent accord avec l'expérience des énergies de séparation S_{2n} , confirmant les bonnes qualités spectroscopiques de cette force dans des zones de valeurs de I relativement faibles. L'isotope $A = 84$ est trouvé instable vis-à-vis de l'émission de deux neutrons. Les calculs HF+BCS sont réalisés dans le cadre d'une symétrie par renversement du sens du temps ce qui ne donne accès qu'aux noyaux pairs-pairs. Seule l'énergie de Fermi peut donc donner des renseignements sur le seuil d'émission de une particule. L'énergie de Fermi des neutrons apparaît positive pour le même isotope $A = 84$. La position expérimentale de la *drip line* neutron n'est pas connue puisque les derniers noyaux connus dans cette région sont encore à quelques $6 \div 8$ unités de masse dans les isotopes de Nickel ($^{97}, ^{120}, ^{121}$) et encore un peu plus loin pour les isotopes de Fer (122). Il est néanmoins possible de confirmer que comme pour le ^{78}Ni , l'isotope ^{76}Fe est obtenu très fortement sphérique confirmant la robustesse du nombre magique $N = 50$ même très loin de la vallée de stabilité.

Les résultats obtenus avec la force S_{kM}^* pour les isotopes légers mettent en évidence une fois de plus des écarts importants aussi bien pour les énergies de liaison que pour les S_{2n} . L'énergie de Fermi des protons devient positive pour l'isotope ^{44}Fe en bon accord avec les résultats obtenus au GANIL montrant la probable instabilité de l'isotope ^{45}Fe (123).

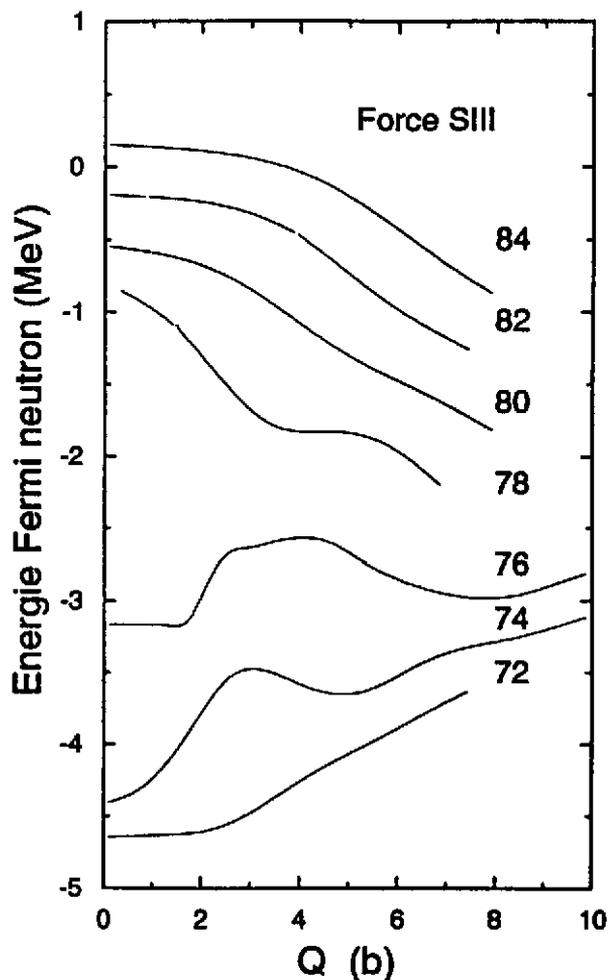


Figure 19 : Energie de Fermi des neutrons en fonction du moment quadrupolaire (en barns) obtenue dans un calcul $HF+BCS$ avec la force S_{III} pour les isotopes de Fer $A = 72-84$. Le rapport d'axe 2:1 qui devrait correspondre à la région de superdéformation, si elle existe correspond à un moment quadrupolaire de 5 barns environ.

Un des intérêts de disposer d'une interaction effective fiable à la fois dans le domaine des grandes déformations et des grandes valeurs de I peut être montré en analysant les énergies de Fermi des neutrons obtenues dans la systématique réalisée pour les isotopes de Fer très riches en neutrons. On peut remarquer sur la Figure 19, que cette énergie de Fermi, qui devient positive pour l'isotope ^{84}Fe marquant ainsi la probable instabilité de ce noyau, décroît fortement pour des déformations axiales élevées. Il en est d'ailleurs de même pour les isotopes plus légers $^{78-82}\text{Fe}$. Si un phénomène de superdéformation était attendu dans cette région (108), on pourrait envisager la possibilité d'un phénomène exotique assez particulier : un noyau plus stable vis à vis de l'émission de un neutron dans son état superdéformé que dans son état fondamental. Il est évidemment difficile d'aller plus loin dans ce type de prévisions sans être sûr de disposer de résultats dignes de confiance; si l'outil microscopique Hartree-Fock l'est, la force effective utilisée (ici S_{III}) n'est probablement pas la meilleure candidate dans cette région à la frontière de toute stabilité.

5.2. Les isotones $N = 82$

La région des isotones $N = 82$ offre une possibilité de test d'une interaction effective intéressante : bien connue expérimentalement comme constituée de noyaux peu déformés dans leur état fondamental, on y dispose d'un grand domaine de valeurs de I . La Figure 20 donne

les résultats de calculs HF+BCS réalisés avec la force effective SkM^* en utilisant une force d'appariement de portée nulle. Les déviations des énergies de liaison sont importantes et les énergies de séparation S_{2p} de deux protons n'offrent qu'un accord très moyen avec l'expérience. La *drip line* proton est atteinte par ces calculs avec l'isotone $^{156}_{74}W$ ce qui est à rapprocher des résultats obtenus à Daresbury $^{117, 124}$) qui ont permis de mettre en évidence l'instabilité proton des deux noyaux $^{156}_{73}Ta$ et $^{160}_{75}Re$, les plus lourds connus à l'heure actuelle sur cette *drip line* proton. Les paramètres d'asymétrie de ces deux noyaux sont respectivement : $^{156}_{73}Ta$ (0.468, 0.064) et $^{160}_{75}Re$ (0.469, 0.063).

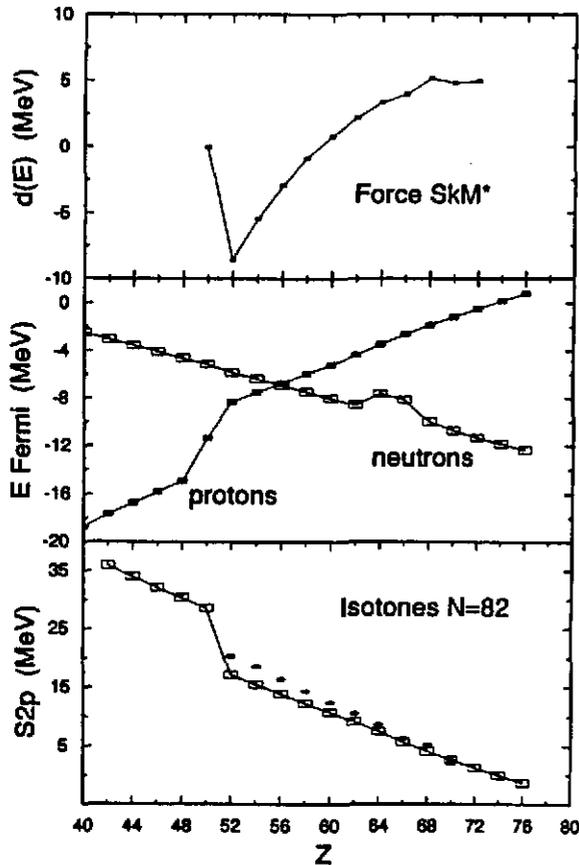


Figure 20 : Calculs HF+BCS avec la force SkM^* pour les isotones $N = 82$. De haut en bas en fonction du nombre de protons : Différence énergie de liaison (HF-expt) rapportée au noyau ^{132}Sn ; énergies de Fermi neutron et proton; énergie de séparation de deux protons. Les carrés noirs dans la figure du bas donnent les valeurs expérimentales. Les paramètres d'asymétrie ($Y_c = Z/A$, $I = (N - Z)/A$) pour les deux isotones calculés les plus lourds sont : $^{156}_{74}W$ (0.474, 0.051); $^{158}_{76}Os$ (0.481, 0.038).

6. Conclusions

Après avoir rappelé les hypothèses fondamentales sur lesquelles repose la notion d'interaction effective phénoménologique, les ingrédients qui entrent dans la construction d'une telle force ont été présentés et discutés dans le cadre de l'interaction effective de portée nulle de Skyrme. En vue d'utiliser ce type de force dans des calculs microscopiques Hartree-Fock + BCS pour étudier des noyaux situés aux frontières de la stabilité, une attention particulière a été portée sur les propriétés des forces effectives dans des zones de grandes déformations ou de grandes valeurs d'isospin. Une procédure possible pour construire une *bonne* force, apte à travailler dans de telles conditions, a été proposée avec des solutions efficaces pour lutter contre quelques défauts évidents des forces existantes. A titre d'exemple une la force $FPLYon$ a été proposée dans ce cadre de travail et devra probablement être encore quelque peu perfectionnée avant une utilisation systématique. Deux régions modèles de noyaux ont également été étudiées et apparaissent comme un champ de test efficace et simple d'accès pour de telles forces effectives.

7. Perspectives

La procédure qui a été décrite dans ce Cours ne constitue certes pas une fin en soi et on peut avancer un certain nombre de points qui nécessiteront certainement à l'avenir un important travail d'amélioration. On peut présenter ces perspectives à plusieurs niveaux :

7.0.1. Au niveau Hartree-Fock. Il faut encore une fois rappeler le problème crucial des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux et il y a toujours une question de choix de savoir à quel niveau il faut *ajuster* une force effective. Conscient de ce fait et en l'absence de solution simple pour tenir compte de ces corrélations nous avons pris le parti, dans l'ensemble de ce Cours, de construire une force de Skyrme au niveau Hartree-Fock avec la seule correction du centre de masse.

7.0.2. Au niveau HF+BCS. Le traitement des corrélations d'appariement à l'approximation BCS n'est peut-être pas idéal surtout en ce qui concerne le degré de liberté d'isospin. On peut cependant rappeler qu'en ce qui concerne les grandes déformations, on n'observe pas de différences fondamentales entre des calculs statiques de type HFB et HF+BCS^{108, 125}). Le problème est peut-être un peu différent en ce qui concerne la dépendance en I . De récentes études systématiques¹²⁶) montrent des corrélations évidentes entre l'appariement et A . La corrélation naturelle qui existe entre A et I le long de la *drip line* neutron ne permet alors pas de conclure sur une corrélation directe de l'appariement avec I .

7.0.3. Au niveau de la force effective. Plusieurs voies possibles se détachent :

- L'introduction de termes *non standards* doit être faite avec une parfaite maîtrise de ces termes. Les problèmes rencontrés même à haute densité dans la matière de neutrons et ou dans la matière nucléaire normale doivent être éliminés et une procédure possible a été avancée.
- Le terme spin-orbite souffre certainement d'une faiblesse manifeste dans sa détermination. Ajusté sur l'espace $p_{3/2} - p_{1/2}$ dans le noyau ^{16}O ou dans les noyaux ^{40}Ca ou ^{208}Pb , cette procédure met en lumière l'évidence d'une variation avec A qui n'est jamais prise en compte. Certaines études précises de ce terme ont également montré qu'il devrait être plus faible pour les grands excès de neutrons^{40, 70}); la croissance de l'épaisseur de surface doit conduire à une diminution de l'intensité de l'interaction spin-orbite.

Il est certain que les approches existantes utilisant un cadre relativiste¹²⁷) offrent une solution séduisante à ce problème. Limitées à une approximation de Hartree et à l'approximation sphérique^{111, 128}), il existe maintenant des systématiques intéressantes sur des évolutions de formes dans la région des noyaux de masse $A = 70 \div 80$ ^{129, 130, 131}) ou pour des noyaux très loin de la vallée de stabilité^{132, 133}).

Le succès le plus important obtenu dans ce cadre est probablement l'interprétation de l'évolution des déplacements isotopiques $\delta < r^2 >$ pour les isotopes de Plomb¹³⁴) qui peut être attribué au traitement correct de l'interaction spin-orbite, celle-ci étant prise en compte naturellement dans cette approche relativiste.

- Les termes tenseurs souffrent aussi certainement d'une faiblesse de détermination. Seuls quelques rares essais ont été tentés sans conclusions très positives sur leur caractère indispensible^{26, 135}).

7.0.4. *Au niveau des expériences.* Que peuvent nous apporter les prochains résultats expérimentaux? Il est certain que la connaissance complète des 4 noyaux déjà cités (cf. Table 6) apporterait un avantage fondamental dans la construction d'une force effective, à condition toutefois de ne pas avoir de *surprise* sur le noyau ^{100}Sn et sur son caractère doublement magique donc très durement sphérique. Si à ces propriétés on pouvait ajouter une détermination précise des distributions de neutrons dans des noyaux sphériques et atteindre ainsi la peau de neutrons 91 , des renseignements précieux sur la modification de la surface en fonction de $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pourraient être alors pris en compte.

Remerciements

Je dois tout d'abord remercier E. Chabanat à qui je dois un grand nombre de développements et calculs qui ont été présentés dans ce Cours. Ce Cours n'aurait certainement pas vu le jour sans les discussions que j'ai eues avec N. Alamanos, P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P. Haensel, P.-H. Heenen, Ph. Quentin, R. Schaeffer, P. Schuck, D. Vautherin, ils n'ont pas ménagé leur temps et leurs remarques pertinentes m'ont toujours permis d'éclairer un point précis. Je me dois de remercier plus particulièrement M. Brack qui m'a permis d'utiliser certains résultats concernant les barrières de fission semiclassiques, M. Meyer qui a lu et relu patiemment ce cours toujours avec la même minutie, P.-G. Reinhard qui m'a fait part de ses travaux les plus récents sur le délicat problème des corrélations dans les états fondamentaux des noyaux et G. Audi qui a bien voulu me communiquer quelques valeurs de sa table de masse en cours de publication.

8. Appendice A : Quelques définitions pour la matière nucléaire infinie 54).

L'énergie totale par nucléon dans la matière nucléaire infinie symétrique à température nulle peut être écrite comme :

$$\frac{E}{A}(\rho) = \frac{V}{A} \mathcal{E}(\rho) = \frac{\mathcal{E}(\rho)}{\rho} \quad (8.1)$$

V est un volume suffisamment grand pour pouvoir négliger les effets de surface et $\mathcal{E}(\rho)$ est la densité d'énergie. On a un gaz de Fermi de moment de Fermi k_F où chaque particule a une énergie cinétique $\frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2$ et $\rho = \frac{A}{V}$ la densité de nucléons est reliée au moment de Fermi k_F comme :

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3 \quad (8.2)$$

et on définit également la distance inter-nucléon comme :

$$d = \frac{(9\pi)^{\frac{1}{3}}}{2k_F} \quad (8.3)$$

On définit la pression de ce fluide :

$$P = - \left. \frac{\partial E}{\partial V} \right|_A = \frac{A}{V^2} \left. \frac{\partial E}{\partial \rho} \right|_A = \rho^2 \left. \frac{\partial \frac{E}{A}(\rho)}{\partial \rho} \right|_A \quad (8.4)$$

à la densité ρ_0 d'équilibre, on a $P(\rho_0) = 0$. Le module de compression χ est :

$$\chi = - \left. \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P} \right|_A = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{-1} \quad (8.5)$$

ce qui donne :

$$\rho\chi = \frac{2P}{\rho} + \rho^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \quad (8.6)$$

A l'équilibre, le premier terme est nul par définition et on définit le coefficient d'incompressibilité K_∞ comme :

$$K_\infty = k_F^2 \frac{\partial^2 E}{\partial k_F^2} = 9\rho_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0} \quad (8.7)$$

La vitesse du son (*son zéro*) dans le milieu est reliée à ce coefficient d'incompressibilité :

$$\frac{v_s}{c} = \sqrt{\frac{K_\infty}{9m}} \quad (8.8)$$

cette vitesse du son est reliée à la densité du milieu nucléaire et il est important d'étudier cette dépendance aux hautes densités où un phénomène de superluminosité peut apparaître pour une force de Skyrme donnée ⁵²).

Pour une matière nucléaire asymétrique, on peut, outre l'énergie par nucléon, calculer également le coefficient de compressibilité en fonction des asymétries $Y_c = \frac{Z}{A}$ ou $I = \frac{(N-Z)}{A}$ pour avoir les coefficients L et K_I qui s'écrivent :

$$L = 3\rho_0 \frac{d\alpha I}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho_0} = 2\ell \rho_0^{\frac{2}{3}} + 3n \rho_0 + 5p \rho_0^{\frac{5}{3}} + 3q (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1} \quad (8.9)$$

$$K_I = 9\rho_0^2 \frac{d^2 \alpha I}{d\rho^2} \Big|_{\rho=\rho_0} = -2\ell \rho_0^{\frac{2}{3}} + 10p \rho_0^{\frac{5}{3}} + 9q \alpha (\alpha + 1) \rho_0^{\alpha+1} \quad (8.10)$$

où les coefficients ℓ, n, p, q ont été définis dans le texte (3.16).

9. Appendice B : Masse effective isoscalaire et résonance géante E2; T=0 ⁶⁰).

Dans le cadre de l'approximation du *scaling* où l'on ne considère qu'un seul mode de compression radiale, les deux règles de somme m_1 et m_3 qui permettent de calculer une estimation de l'énergie de la résonance géante comme : $E = \sqrt{m_3/m_1}$ s'écrivent simplement :

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{\hbar^2}{m} A \langle r^2 \rangle \\ m_3 &= \left(\frac{\hbar^2}{m} \right)^2 \left[4E_{kin} + 4E_{eff} + 4E_{fin} + E_{so} - \frac{4}{5} E_{coul} \right] \end{aligned} \quad (9.1)$$

où les différents termes E_i sont naturellement issus des divers termes de la fonctionnelle (eqs. (2.9), (2.10)).

Dans la matière nucléaire infinie symétrique tous les termes sont nuls sauf E_{kin} et E_{eff} , ce dernier s'écrit en tenant compte de $\tau_q = \frac{3}{5} (3\pi^2)^{\frac{2}{3}} \rho_q^{\frac{5}{3}}$:

$$4E_{eff} = \frac{3}{20} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right) \rho^{\frac{8}{3}} \left[3t_1 + t_2 (5 + 4x_2) \right] \quad (9.2)$$

où l'on retrouve la combinaison de paramètres qui intervient dans la masse effective isoscalaire $\frac{m^*}{m}$ (cf. eq. (3.13)).

10. Appendice C : Masse effective isovectorielle et résonance géante $E1; T=1$ ^{60, 82}).

Le facteur d'accélération κ définit comme la déviation à la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn dans le cas de résonance géante dipolaire isovectorielle $E1; T=1$ (cf. eq. (3.20)) peut s'écrire comme :

$$\kappa = \frac{m}{4\hbar^2} \frac{A}{NZ} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \int \rho_n(\mathbf{r}) \rho_p(\mathbf{r}) d^3 r \quad (10.1)$$

ce qui donne dans la matière nucléaire infinie où $\rho_n = \rho_p = \rho/2$:

$$\kappa = \frac{m}{4\hbar^2} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} \rho^2 \quad (10.2)$$

La masse effective isovectorielle s'obtient en posant $\rho_q = 0$ dans l'expression (3.12) :

$$\left(\frac{m^*}{m} \right)^{-1} = 1 + \frac{m}{4\hbar^2} \left\{ t_1 (2 + x_1) + t_2 (2 + x_2) \right\} = 1 + \kappa \quad (10.3)$$

11. Appendice D : Principales propriétés des forces de Skyrme utilisées dans le texte.

Tables D1 :

Propriétés de la matière nucléaire pour les forces de Skyrme utilisées dans le texte.
Les divers coefficients apparaissent avec leur notation usuelle.

Force		<i>SIII</i>	<i>Ska</i>	<i>SGII</i>	<i>SkM*</i>
ρ_∞	[fm ⁻³]	0.145	0.155	0.158	0.160
k_F	[fm ⁻¹]	1.291	1.320	1.328	1.334
r_0	[fm]	1.180	1.154	1.147	1.142
a_V	[MeV]	-15.851	-15.991	-15.594	-15.770
K_∞	[MeV]	355.4	263.1	214.6	216.6
m_∞^*/m		0.76	0.61	0.79	0.79
J	[MeV]	28.16	32.91	26.83	30.03
L	[MeV]	9.91	74.62	37.63	45.78
K_{sym}	[MeV]	-393.7	-78.45	-145.9	-155.9
κ	[$E1; T = 1$]	0.53	0.94	0.49	0.53

Force		<i>RATP</i>	<i>SkP</i>	<i>T6</i>	<i>FPLyon</i>
ρ_∞	[fm ⁻³]	0.160	0.162	0.161	0.162
k_F	[fm ⁻¹]	1.333	1.340	1.335	1.338
r_0	[fm]	1.143	1.137	1.141	1.138
a_1	[MeV]	-16.046	-15.948	-15.963	-15.922
K_∞	[MeV]	239.51	200.96	235.93	217.01
m_∞^*/m		0.67	1.00	1.00	0.84
J	[MeV]	29.26	30.00	29.97	30.93
L	[MeV]	32.40	19.68	30.86	42.76
K_{sym}	[MeV]	-191.2	-266.6	-211.5	-135.6
κ	[E1; T = 1]	0.78	0.35	0.00	0.03

Dans un souci d'uniformité, toutes les propriétés données dans les Tables D1 ont été calculées avec les valeurs suivantes des constantes usuelles :

$$\text{masse moyenne du nucléon (MeV)} = 938.91897$$

$$\hbar \cdot c \text{ (MeV} \cdot \text{fm)} = 197.32705$$

$$(e^2/\hbar \cdot c)^{-1} = 137.03604$$

References

- 1) P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- 2) B. ter Haar and R. Malfliet, *Phys. Rep.* 149 (1987) 207.
- 3) B. Friedman and V.R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* A361 (1981) 502.
- 4) D. Vautherin, *Nuclear Physics of Hot Dense Matter*, Lectures given at the NATO Advanced Study Institute on Supernovae, Les Houches, France, July 31-September 1, 1990.
- 5) J.W. Negele, *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982) 913.
- 6) H. Müther, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 14 (1985) 125; 17 (1986) 97.
- 7) H. Müther, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 30 (1993) 1.
- 8) J.W. Negele, *Phys. Rev. C*1 (1970) 1260.
- 9) D.W.L. Sprung and P.K. Banerjee, *Nucl. Phys.* A168 (1971) 273; D.W.L. Sprung, *Nucl. Phys.* A182 (1972) 97.
- 10) X. Campi and D.W. Sprung, *Nucl. Phys.* A194 (1972) 401.
- 11) S.C. Pieper, R.B. Wiringa and V.R. Pandharipande, *Phys. Rev. C*46 (1992) 1741.
- 12) R. Fritz, H. Müther and R. Machleidt, preprint Tübingen, May 1993.
- 13) H.S. Köhler, *Nucl. Phys.* A162 (1971) 385; A170 (1971) 88.
- 14) J. Dechargé and D. Gogny, *Phys. Rev. C*21 (1980) 1568.
- 15) J.F. Berger, *Comptes-Rendus de l'École Joliot-Curie* 1991.

- 16) J.F. Berger, M. Girod and D. Gogny, Nucl. Phys. A502 (1989) 85c.
- 17) T. H. R. Skyrme, Phil. Mag. 1 (1956) 1043; Nucl. Phys. 9 (1959) 615.
- 18) D. Vautherin and D.M. Brink, Phys. Rev. C3 (1972) 626.
- 19) A.K. Dutta, J.-P. Arcoragi, J.M. Pearson, R. Behrman and F. Tondeur, Nucl. Phys. A458 (1986) 77; F. Tondeur, A.K. Dutta, J.M. Pearson and R. Behrman, Nucl. Phys. A470 (1987) 93; J.M. Pearson, Y. Aboussir, A.K. Dutta, R.C. Nayak, M. Farine and F. Tondeur, Nucl. Phys. A528 (1991) 1; Y. Aboussir, J.M. Pearson, A.K. Dutta and F. Tondeur, Nucl. Phys. A549 (1992) 155.
- 20) F. Tondeur, communication privée.
- 21) M. Farine, J.M. Pearson and F. Tondeur, Preprint, Univ. de Nantes, 1992.
- 22) J. Dabrowski, Nukleonika 21 (1977) 143.
- 23) S. Köhler, Nucl. Phys. A258 (1976) 301.
- 24) M. Waroquier, J. Sau, K. Heyde, P. Van Isacker and H. Vincx, Phys. Rev. C19 (1979) 1983.
- 25) M. Waroquier, K. Heyde and G. Wenes, Nucl. Phys. A404 (1983) 269; M. Waroquier, G. Wenes and K. Heyde, Nucl. Phys. A404 (1983) 298.
- 26) Keh-Fei Liu, Hong-De Luo, Zhongyu Ma, Qing-Biao Shen and S.A. Moszkowski, Nucl. Phys. A534 (1991) 1, 25, 48 and 58.
- 27) M.J. Giannoni and P. Quentin, Phys. Rev. C21 (1980) 2076.
- 28) Y.M. Engel, D.M. Brink, K. Goeke, S.J. Krieger and D. Vautherin, Nucl. Phys. A249 (1975) 215.
- 29) M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, Nucl. Phys. A238 (1975) 29.
- 30) S. Krewald, V. Klemt, J. Speth and A. Faessler, Nucl. Phys. A281 (1977) 166.
- 31) M. Waroquier et K. Heyde, Comptes-Rendus de la 6^{ème} Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, La Toussuire, 2-6 Février 1981, Rapport LYCEN 8102.
- 32) H. Krivine, J. Treiner and O. Bohigas, Nucl. Phys. A366 (1980) 155.
- 33) A.K. Dutta and M. Kohno, Nucl. Phys. A349 (1980) 455.
- 34) F. Tondeur, M. Brack, M. Farine and J.M. Pearson, Nucl. Phys. A420 (1984) 297.
- 35) J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet and H.-B. Håkansson, Nucl. Phys. A386 (1982) 79.
- 36) J.M. Gómez and J. Martorell, Nucl. Phys. A410 (1983) 475.
- 37) S. Marcos, Nguyen Van Giai and L.N. Savushkin, Nucl. Phys. A549 (1992) 143.
- 38) M. Rayet, M. Arnould, F. Tondeur and G. Paulus, Astron. Astrophys. 116 (1982) 183.
- 39) J. Dobaczewski, H. Flocard and J. Treiner, Nucl. Phys. A422 (1984) 103.
- 40) R. Smolańczuk and J. Dobaczewski, Phys. Rev. C48 (1993) R2166.

- 41) Nguyen Van Giai and N. Sagawa, Nucl. Phys. A371 (1981) 1.
- 42) S.-O. Bäckmann, A.D. Jackson and J. Speth, Phys. Lett. 56B (1975) 209.
- 43) B.D. Chang, Phys. Lett. 56B (1975) 205.
- 44) J. Friedrich and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C33 (1986) 335.
- 45) P.-G. Reinhard and J. Friedrich, Z. Phys. A321 (1985) 619; P.-G. Reinhard, communication privée.
- 46) J.W. Negele and D. Vautherin, Phys. Rev. C5 (1972) 1472; C11 (1975) 1031.
- 47) M.A. Preston and R.K. Bhaduri, Structure of the Nucleus, Addison-Wesley Pub., Reading, 1982.
- 48) E. Suraud, Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie 1990.
- 49) B. Frois and C.N. Papanicolas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 133.
- 50) P. Möller, W.D. Myers, W.J. Swiatecki and J. Treiner, Atomic Data and Nuclear Data Tables 39 (1988) 225.
- 51) P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Atomic Data and Nuclear Data Tables, to be published.
- 52) R.K. Su, H.Q. Song and T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C37 (1988) 1770.
- 53) N.K. Glendenning, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1120; Phys. Rev. C37 (1988) 2733.
- 54) J. P. Blaizot, Phys. Rep. 64 (1980) 171.
- 55) V. de la Mota, F. Seville, B. Remaud and P. Schuck, Z. Phys. A343 (1992) 417; V. de la Mota, F. Seville, M. Farine, B. Remaud and P. Schuck, Phys. Rev. C46 (1992) 677.
- 56) M.M. Sharma, W.T.A. Borghols, S. Brandenburg, S. Crona, A. van der Woude and M.N. Harakeh, Phys. Rev. C38 (1988) 2562; M.M. Sharma, W. Stocker, P. Gleissl and M. Brack, Nucl. Phys. A504 (1989) 337.
- 57) J.M. Pearson, Phys. Lett. 271B (1991) 12.
- 58) S. Shlomo and D.H. Youngblood, Phys. Rev. C47 (1993) 529.
- 59) O. Bohigas, A. M. Lane and J. Martorell, Phys. Rep. 51 (1979) 267.
- 60) P. Gleissl, M. Brack, J. Meyer and P. Quentin, Ann. Phys. (N.-Y.) 197 (1990) 205.
- 61) Ph. Chomaz, T. Suomijärvi, N. Van Giai and J. Treiner, Phys. Lett. 281B (1992) 6.
- 62) M. Buenerd, Int. Symp. on Highly Excited States and Nuclear Structure, Orsay 1983; J. de Physique (Paris), Colloques, 45 (1984) C4-115.
- 63) V. Bernard and Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A348 (1980) 75.
- 64) J.P. Blaizot and B.L. Friman, Nucl. Phys. A372 (1981) 69.
- 65) J.M.G. Gómez, C. Prieto and J. Navarro, Nucl. Phys. A549 (1992) 125.
- 66) I. Bombaci and U. Lombardo, Phys. Rev. C44 (1991) 1892.

- 67) H. Huber, F. Weber and M.K. Weigel, Phys. Lett. 317B (1993) 485.
- 68) H.Q. Song, Z.X. Wang and T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C46 (1992) 1788.
- 69) R.B. Wiringa, V. Fiks and A. Fabrocini, Phys. Rev. C38 (1988) 1010; R.B. Wiringa, Rev. Mod. Phys. 65 (1993) 231.
- 70) C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, in *Neutron Stars : Theory and Observation*, ed. J. Ventura and D. Pines, NATO ASI Series C : Vol. 334, Kluwer, Dordrecht, 1991, p. 3.
- 71) J.W. Negele and D. Vautherin, Nucl. Phys. A207 (1973) 298.
- 72) R. Schaeffer, *Supernovae de type II et assimilées*, Cours de Structure Interne, 3^{ème} Session, Aussois, 29 Septembre-5 Octobre, 1991, Rapport CEA Saclay, SPhT/92-130.
- 73) D.G. Ravenhall, C.D. Bennett and C.J. Pethick, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 978.
- 74) P. Bonche and D. Vautherin, Nucl. Phys. A372 (1981) 496.
- 75) J.P. Blaizot and B. Grammaticos, Nucl. Phys. A355 (1981) 115.
- 76) B. Grammaticos and A. Voros, Ann. of Phys. 123 (1979) 359; 129 (1980) 153.
- 77) M. Brack, C. Guet and H.-B. Håkansson, Phys. Rep. 123 (1985) 275.
- 78) J. Treiner and H. Krivine, Ann. of Phys. (N.-Y.) 170 (1986) 406.
- 79) K. Kolehmainen, M. Prakash, J.M. Lattimer and J.R. Treiner, Nucl. Phys. A439 (1985) 535.
- 80) M.F. Hasler, Rapport de Stage, Magistère des Sciences de la Matière, ENS Lyon, Septembre 1993, non publié.
- 81) V.S. Uma Maheswari, V.S. Ramamurthy and L. Satpathy, Phys. Rev. C47 (1993) 194.
- 82) J. Meyer, P. Quentin and B.K. Jennings, Nucl. Phys. A385 (1982) 269.
- 83) A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. de Miniac and A. Veysièrre, Nucl. Phys. A367 (1981) 237, and references therein.
- 84) M. Meyer, Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie 1983; Ann. Phys. Fr. 9 (1984) 791.
- 85) S. Åberg, H. Flocard and W. Nazarewicz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 (1990) 439.
- 86) P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen, S.J. Krieger and M.S. Weiss, Nucl. Phys. A443 (1985) 39.
- 87) F. Tondeur, Nucl. Phys. A315 (1979) 353.
- 88) S.J. Krieger, P. Bonche, H. Flocard, P. Quentin and M.S. Weiss, Nucl. Phys. A517 (1990) 275.
- 89) R.R. Chasman, Phys. Rev. C14 (1976) 1935.
- 90) P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen and J. Meyer, Nucl. Phys. A510 (1990) 466.
- 91) N. Fukunishi, T. Otsuka and I. Tanihata, Phys. Rev. C48 (1993) 1648.

- 92) F. Tondeur, *Phys. Lett.* 123B (1983) 139.
- 93) W.R. Gibbs and J.P. Dedonder, *Phys. Rev.* C46 (1992) 1825.
- 94) P.-G. Reinhard and M. Girod, *Nucl. Phys.* A389 (1982) 179.
- 95) P.-G. Reinhard and C. Toepffer, to be published; P.-G. Reinhard, communications privées.
- 96) The IsoSpin Laboratory (ISL), Research Opportunities with Radioactive Beams, Report prepared by the North American Steering Committee for the IsoSpin Laboratory, Report LALP 91-51, 1991.
- 97) E. Roeckl, *Rep. Prog. Phys.* 55 (1992) 1661.
- 98) M. Brack, *Rev. Mod. Phys.* 65 (1993) 677.
- 99) E. Chabanat, communication privée.
- 100) S. Bjørnholm and J.E. Lynn, *Rev. Mod. Phys.* 52 (1980) 725.
- 101) Z. Patyk, A. Sobiczewski, P. Armbruster and K.-H. Schmidt, *Nucl. Phys.* A491 (1989) 267; Z. Patyk and A. Sobiczewski, *Nucl. Phys.* A533 (1991) 132.
- 102) J.F. Berger, *Nucl. Phys.* A502 (1989) 85c.
- 103) Ph. Quentin, *Comptes-Rendus de la 6^{ème} Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, La Toussuire, 2-6 Février 1981, Rapport LYCEN 8102.*
- 104) M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky and C.Y. Wong, *Rev. Mod. Phys.* 44 (1972) 320.
- 105) M. Brack and P. Quentin, *Nucl. Phys.* A361 (1981) 35.
- 106) M.M. Majumdar, J.N. De, C. Samanta and S.K. Samaddar, *Phys. Rev.* C48 (1993) 2093.
- 107) F. Tondeur, *Nucl. Phys.* A442 (1985) 460.
- 108) P. Bonche, S.J. Krieger, P. Quentin, M.S. Weiss, J. Meyer, M. Meyer, N. Redon, H. Flocard and P.-H. Heenen, *Nucl. Phys.* A500 (1989) 308; S.J. Krieger, P. Bonche, M.S. Weiss, J. Meyer, H. Flocard and P.-H. Heenen, *Nucl. Phys.* A542 (1992) 43.
- 109) M. Meyer and J.P. Vivien, *Ann. Phys. Fr.* 17 (1992) 11.
- 110) J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz and J.A. Sheikh, preprint, JHIR 93-20, 93-23, Oak Ridge, USA.
- 111) K. Sumiyoshi, D. Hirata, H. Toki and H. Sagawa, *Nucl. Phys.* A552 (1993) 437; D. Hirata, H. Toki, I. Tanihata, K. Sumiyoshi, Y. Sugahara and R. Brockmann, paper presented at the "Third Int. Conf. on Radioactive Beam", East Lansing, USA, May 24-27, 1993; D. Hirata, Ph.D Thesis, Saitama University, Japan, 1993; Report RIKEN-AF-NP-152, March 1993.
- 112) M.M. Sharma, G.A. Lalazissis, W. Hillebrandt and P. Ring, preprint MPA 758, Garching, Allemagne, October 1993, to be published in *Phys. Rev. Lett.* .
- 113) N. Tajima, P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen and M.S. Weiss, *Nucl. Phys.* A551 (1993) 434.

- 114) B. Nerlo-Pomorska and B. Mach, preprint Lublin, Pologne, Novembre 1993.
- 115) M. Girod, communication privée.
- 116) C. Detraz and D.J. Vieira, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 39 (1989) 407.
- 117) A.C. Mueller and B.M. Sherrill, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 43 (1993) in print.
- 118) M. Girod, Ph. Dessagne, M. Bernas, M. Langevin, F. Pougheon and F. Roussel, *Phys. Rev. C* 37 (1988) 2600.
- 119) J. Meyer, M. Meyer, N. Redon, P. Bonche, P. Quentin, H. Flocard, P.-H. Heenen and M.S. Weiss, *Proceedings of the Third International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Saint-Malo, France, June 6-11, 1988.*
- 120) M. Bernas, P. Armbruster, J.P. Bocquet, R. Brissot, H. Faust, Ch. Kozhuharov and J.L. Sida, *Z. Phys.* A336 (1990) 41.
- 121) G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys.* A565 (1993) 1 and 66.
- 122) M. Bernas, P. Armbruster, S. Czajkowski, H. Faust, J.P. Bocquet and R. Brissot, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 3661.
- 123) V. Borrel, R. Anne, D. Bazin, C. Borcea, G.G. Chubarian, R. del Moral, C. Détraz, S. Dogny, J.P. Dufour, L. Faux, A. Fleury, L.K. Fifield, D. Guillemaud-Mueller, F. Hubert, E. Kashy, M. Lewitowicz, C. Marchand, A.C. Mueller, F. Pougheon, M.S. Pravikoff, M.G. Saint-Laurent et O. Sorli, *Z. Phys.* A344 (1992) 135; V. Borrel, Invited talk given at the *Radioactive Beams Third International Conference, East Lansing, USA, May 24-27, 1993.*
- 124) R.D. Page, P.J. Woods, R.A. Cunningham, T. Davidson, N.J. Davis, S. Hofmann, A.N. James, K. Livingston, P.J. Sellin and A.C. Shotter, *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992) 1287.
- 125) M. Girod, J.P. Delaroche, D. Gogny and J.F. Berger, *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 2452.
- 126) P. Möller and R. Nix, *Nucl. Phys.* A536 (1992) 20.
- 127) P.-G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner and J. Friedrich, *Z. Phys.* A323 (1986) 3; M. Rufa, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner and M.R. Strayer, *Phys. Rev. C* 38 (1988) 390.
- 128) H. Toki, Y. Sugahara, D. Hirata, B.V. Carlson and I. Tanihata, *Nucl. Phys.* A524 (1991) 633.
- 129) D. Hirata, H. Toki, I. Tanihata and P. Ring, *Phys. Lett.* 314B (1993) 168.
- 130) S.K. Patra and C.R. Praharaj, *Phys. Rev. C* 47 (1993) 2978.
- 131) J.A. Sheikh, J.P. Maharana and Y.K. Gambhir, *Phys. Rev. C* 48 (1993) 192.
- 132) D. Hirata, H. Toki, T. Watabe, I. Tanihata and B.V. Carlson, *Phys. Rev. C* 44 (1991) 1467.
- 133) J.A. Sheikh and P. Ring, *Phys. Rev. C* 47 (1993) R1850.
- 134) M.M. Sharma, G.A. Lalazissis and P. Ring, *Phys. Lett.* 317B (1993) 9.
- 135) Fl. Stancu, D.M. Brink and H. Flocard, *Phys. Lett.* 68B (1977) 108.

ISOMERIC STATES

Geirr SLETTEN

Tandem Accelerator Laboratory
Niels Bohr Institute
4000 ROSKILDE, Danemark

Abstract.

The 2 lectures of about one hour each starts with definitions and a short historical introduction. Since the whole concept of isomerism is based on the ability to measure lifetimes, typical experimental techniques will be reviewed. Different types of isomers will be discussed under the following headlines: 1) Spin isomers. 2) K-isomers. 3) Shape isomers, including fission isomers. The study of isomers has played a very important role in the infancy of nuclear structure physics because special structural features are isolated with high sensitivity. In the future experiments with Radioactive Accelerated Beams (RAB) a very high experimental sensitivity is also needed since the initial beam intensities will be small. The study of isomers are therefore suggested as some of the early experiments for the PIAFE project in Grenoble. The presence of an isomer opens the possibility of different types of time-dependent perturbed angular correlation measurements and evaluation of nuclear moments. Such measurements will be discussed briefly.

Definitions.

Isomeric states are excited nuclear states with a measurable lifetime. The distinction from other states is that its decay is not prompt within the experimental resolving time, and can be singled out experimentally. The whole concept is therefore somewhat ambiguous and has been redefined according to the development of experimental techniques over the years. It is still an open question : what is an isomer and what is not?

Historical development.

In the beginning of the thirties isotopic masses had been measured and a systematic search for induced radioactivity was going on. The measurement of radioactivity from the heaviest elements had already been going on for a long time. Nuclear isomerism was first observed and understood in decay studies of ^{238}U where the daughter nucleus ^{234}Th decays into the excited 0^- state and the 4^+ ground state of ^{234}Pa . Previously they were called UX_2 and UZ respectively as a matter of classification. Feather and Bretcher (Proc.Roy.Soc.London(1938))suggested

for the first time that the 1.18 min half-life and the 6.75 h half-life belonged to the same nucleus, the shortest being the excited state. Amaldi and coworkers and later Snell found that ^{80}Br was decaying with two different half-lives. This was the first of many isomers discovered by nuclear reaction studies. By improvement of experimental techniques a large number of isomers was discovered and they were found to cluster in islands near magic nucleon numbers. A correlation between a large change of angular momentum involved with the decay of the isomers and the prediction of the nuclear shell model was established.

Spin Isomers.

The even $N = 81$ isotones from ^{131}Sn to ^{149}Er serve as examples of spin isomers. They all have $h_{11/2}$ neutron hole states which decay by a M4 transition to a lower-lying $d_{3/2}$ excited or ground state. Some of them also have EC-decay to the daughter nucleus in competition with the small M4 transition rates. The systematic occurrence of these isomers is used for mapping out particular shell model states over ranges of nuclei and is therefore a powerful method of investigating single particle motion in a mean field. The $N = 81$ isotones is one example, similar systematics have been established near $Z = 50$ and $Z = 82$.

K-Isomers.

Prolate deformed nuclei can accommodate angular momentum along an axis perpendicular to the symmetry axis or along the symmetry axis. States of the latter type are called deformation aligned and the former rotation aligned. Decay of the deformation aligned states into the rotation aligned is forbidden if the transition multipole order is smaller than the change of the K-quantum number between the states. The forbiddenness may result in long half-lives and such states are called K-isomers.

There is a large empirical body of hindrance factors which indicate a preference for decays which minimize the change of K. The theoretical understanding of these decays has been invoking band mixing induced by the Coriolis force, such that the final or intermediate states have finite amplitudes of high-K values. More recently, very sensitive experiments indicate that the dynamics of the decay is much more complicated. A barrier penetration mechanism through a sequence of states with different γ -deformation has been proposed.

Shape Isomers.

The most prominent example of shape isomerism is the fission isomer. The spontaneous fission of these isomers was discovered by Polikanov in 1964 and the theoretical understanding of them was formulated in Copenhagen in the end of the sixties. These isomers are due to shell effects on the liquid drop barrier.

A potential well with twice the ground state deformation contains a spectrum of superdeformed states which decay into each other and by barrier penetration to either fission or to the less deformed ground states. The physics of these states is very similar to that of the more recently observed high spin superdeformed states.

Measurement of Nuclear Moments.

If the isomeric lifetimes are sufficiently long, the spatial radiation pattern of multipole transitions can be perturbed by external magnetic or electric fields. By interaction with external magnetic fields, the nuclear magnetic dipole moment can be determined by measurement of the Larmor-precession frequency. The comparison of such g-factors to factors calculated on the basis of intrinsic structures is very valuable for the understanding of the spectrum of excited states. The quadrupole moment of isomeric states can be determined by measurement of the quadrupole interaction when the isomer decays while recoiling in an electric field gradient. In experiment the field gradient of a single crystal is used and the isomer decays while recoiling inside its lattice. The sign of the quadrupole moment is of crucial importance since it distinguishes between prolate and oblate deformation.

Experimental Applications.

The presence of an isomer in the level spectrum opens certain experimental possibilities apart from those already discussed under measurement of moments. The isomer life-time makes it possible for example to select decays which populates this special level by electronic timing or use of pulsed accelerator beam, or both. In the case of ^{147}Gd which has an $I=49/2 \hbar$ isomer at 8590 keV, it is possible to start the spectroscopy at this level by the requirement of a delayed, high multiplicity cascade following the prompt cascades observed in the beam burst. Other applications of this technique will be discussed.

References.

- 1) Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics.
H.Ejiri and M.J.A. de Voigt.
Clarendon Press, Oxford (1989). chapter 6.4, p. 520-562.
- 2) In-Beam Gama-Ray Spectroscopy.
H.Morinaga and T.Yamazaki.
North Holland Publishing Company,
Amsterdam, New York, Oxford. (1976).
chapter 8. p. 372-423.

- 3) The double-humped fission barrier.
S.Bjørnholm and J.E.Lynn.
Rev.Mod.Phys. 52 no.4. (1980)
p. 778-803.
- 4) Spectroscopic Properties of Fission Isomers. V.Metag, D.Habs and
H.J.Specht.
Phys. Rep.65, no.1 (1980).

STRUCTURE NUCLEAIRE AU MOYEN DE FAISCEAU D'IONS RADIOACTIFS ACCELERES

S. GALES - Institut de Physique Nucléaire IN2P3/CNRS
91406 Orsay Cedex, France

Résumé :

Cette série de cours a pour but de rappeler tout d'abord les relations étroites qui existent entre les différents types de réactions nucléaires et les observables qui caractérisent le système nucléaire étudié, puis d'illustrer à l'aide d'exemples de réactions induites par des faisceaux d'ions radioactifs accélérés quelques thèmes d'études de la structure nucléaire loin de la stabilité.

Abstract :

This serie of lectures has the aim, to describe the close relation ships between the different types of nuclear reactions and the observables which characterize the nuclear system under study. Then, through a selected number of examples, the domains where the new beams of accelerated secondary radioactive ions will enlarge our vista of nuclear structure will be discussed.

*"Des réactions nucléaires aux propriétés du noyau,
l'interdépendance est presque absolue.
Une physique à l'image de notre monde".*

PLAN DU COURS

I Introduction

II Section efficace, rayons et forme des noyaux

II.1 Section efficace totale et rayons

II.2 Potentiel nucléon-noyau

II.3 Diffusion élastique et inélastique : rayons et potentiel optique, collectivité

II.4 Excitation coulombienne et forme des noyaux

III Conclusions

I. INTRODUCTION

La dernière décade a été sans aucun doute marquée par l'émergence d'un nouveau et potentiellement riche pôle d'intérêt en physique nucléaire :

"La physique au moyen des faisceaux d'ions radioactifs accélérés (IRA) d'énergie comprise entre quelques centaines de keV et quelques dizaines de MeV par nucléon".

Le système quantique à N-corps qui constitue le noyau à une structure très dépendante de l'interaction entre quelques nucléons de valence. De même, l'évolution de ces propriétés est fortement liée à l'équilibre délicat entre le nombre de protons Z et de neutrons N constituants. Ces faits expliquent fort bien que loin de la stabilité, notre compréhension de l'évolution des propriétés nucléaires est fortement limitée.

L'émergence de faisceaux d'ions radioactifs accélérés et les réactions nucléaires qu'ils peuvent donc induire, modifie radicalement l'étendue du domaine d'études. L'accès à des chaînes très longues de noyaux où le nombre de nucléons actifs et les orbitales disponibles varient, permet d'observer dans des conditions tout à fait nouvelles, les interactions résiduelles et les effets de corrélations.

La variété des réactions nucléaires schématisées dans la fig. 1, et le panorama des thèmes de recherches en structure nucléaire illustrés dans un plan (énergie, spin) dans la fig. 2, permettent d'imaginer les perspectives offertes par ces sondes "exotiques" si l'on explore dans une large gamme du rapport N/Z , l'énergie de liaison ou le spin total, les spectres nucléaires.

L'intérêt croissant de cette problématique est reflété par : d'une part, le nombre de conférences et journées d'études dédiées¹⁻⁵⁾ et d'autre part, par la variété des systèmes accélérateurs existants ou en projets qui produisent déjà où se préparent à délivrer une large gamme en masse et énergie de faisceaux IRA.

Les différentes méthodes mises en oeuvre pour produire ces faisceaux IRA, leurs qualités et limitations, les techniques de purification et la description de quelques expériences "pionniers" dans le domaine font l'objet du cours d'Alex Mueller, donné à cette même école d'été⁶⁾.

Enfin, la richesse du sujet m'a contraint à limiter les thèmes traités, ainsi cette version écrite du cours ne discutera pas des très belles perspectives offertes par les faisceaux IRA pour la physique des états de très haut spin, pour celles des réactions résonnantes ou de break-up du projectile; par le transfert et l'échange de nucléons.

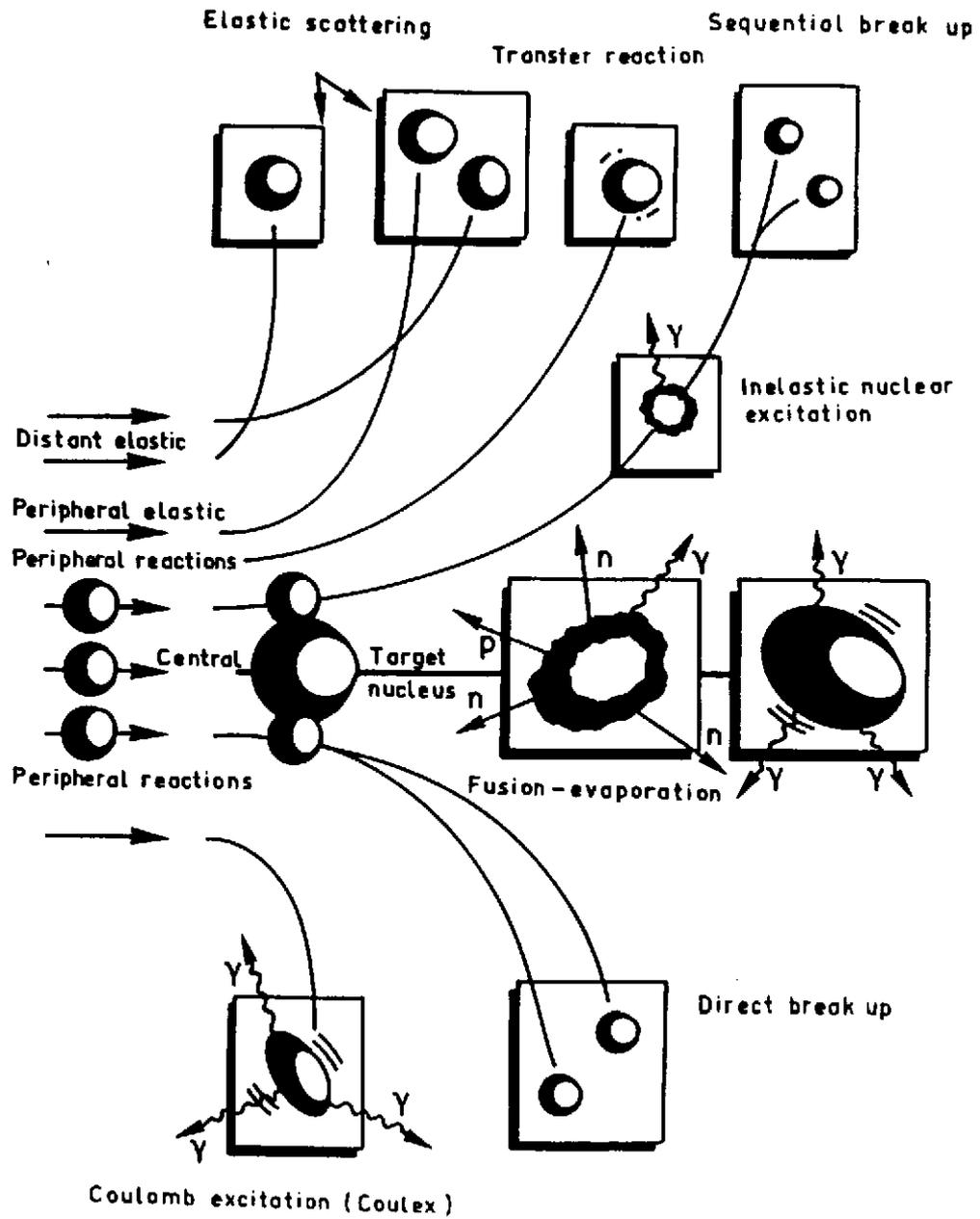


Figure 1 : Illustration de la variété des réactions nucléaires

PAYSAGE DES ANNEES 90 EN STRUCTURE NUCLEAIRE

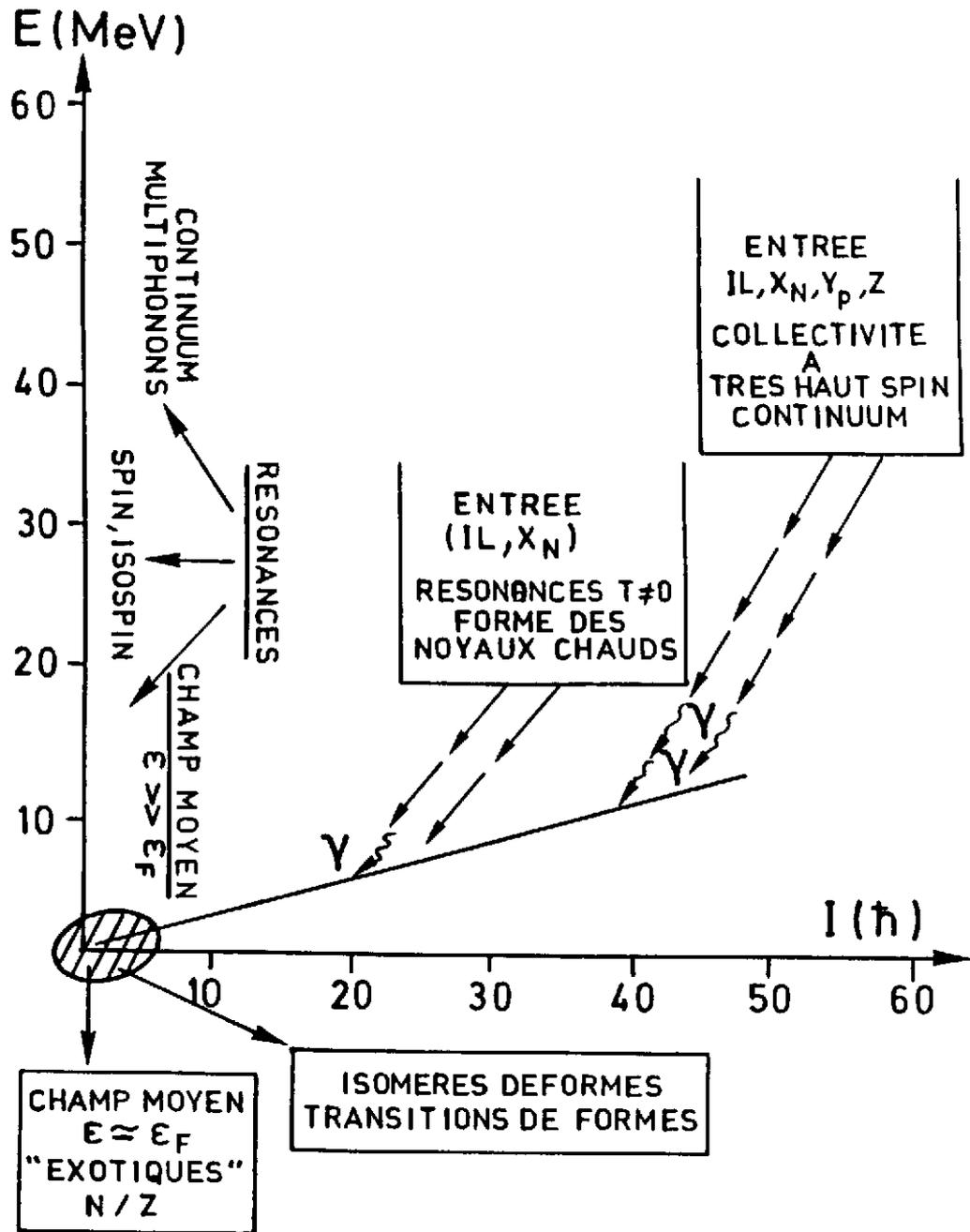


Figure 2 : Dans un plan (énergie, spin), les thèmes actuels de recherche en structure nucléaire.

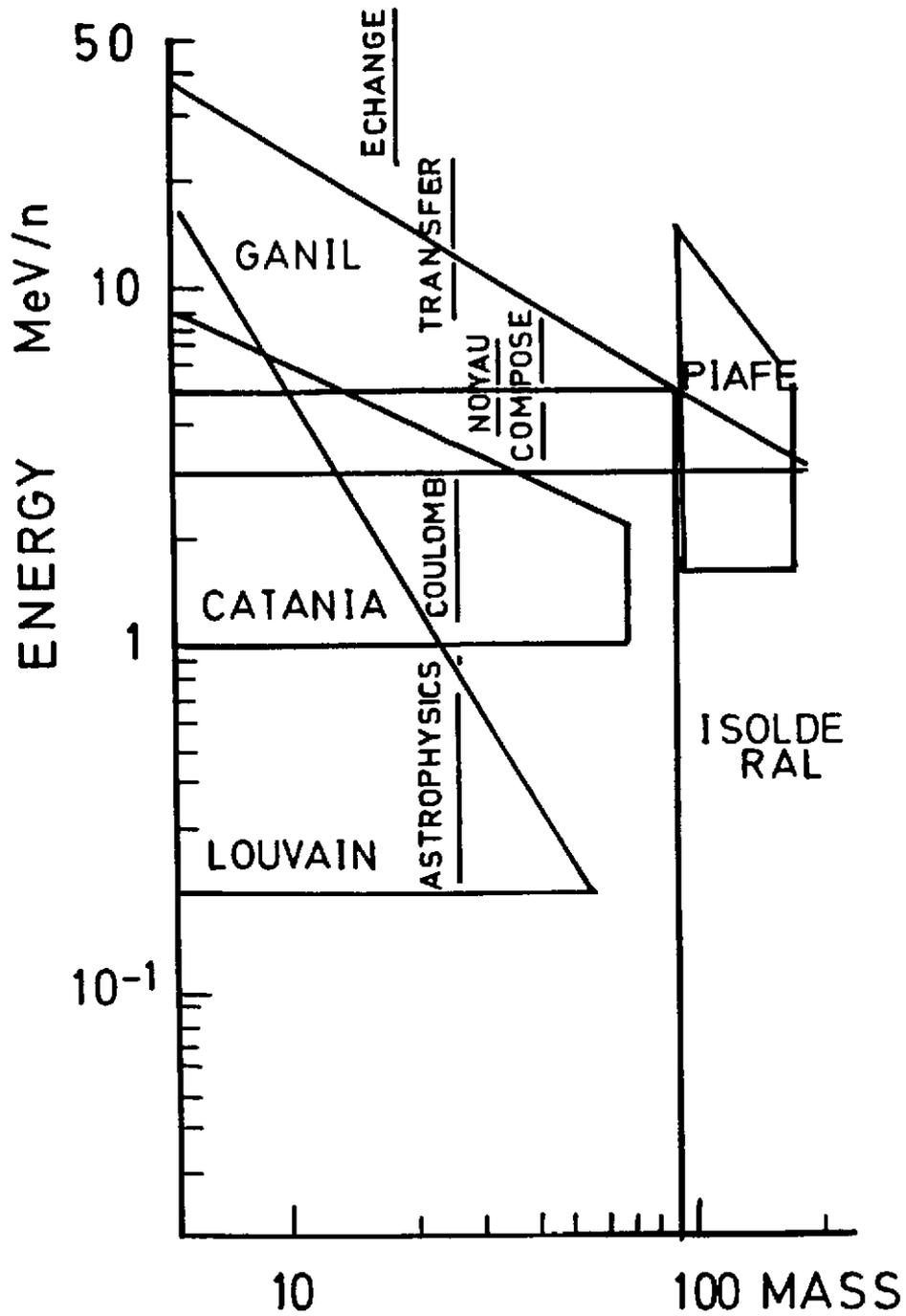


Figure 3 : Domaines en énergie et en masse pour les faisceaux IRA dans les différents projets européens. Les thèmes de physique qu'ils se proposent de couvrir sont aussi indiqués.

Le tableau 1 résume les différentes méthodes de production de faisceaux secondaires alors que la fig. 3 montre les différents thèmes de physique nucléaire qui peuvent être abordés et les machines existantes ou en projet qui se proposent de couvrir de telles régions du plan énergie, masse.

réactions de production	ions incidents	énergie	intensité
fusion-évaporation	p, ^3He , α	30-80 MeV	> 50 μA
Fragmentation	p	1 GeV	> 10 μA
	ions lourds	~ 100 MeV/n	qq μA
Fission	n	thermique	10^{14} n/s/cm ²

Tableau 1 : Caractéristiques des réactions primaires utilisées pour la production des faisceaux IRA.

Le but de ce cours est de rappeler tout d'abord, les relations qui existent entre les différents types de réactions nucléaires et les observables qui caractérisent le système nucléaire étudié, puis d'illustrer à l'aide d'exemples, les thèmes d'études de la structure nucléaire loin de la stabilité au moyen des faisceaux d'IRA.

II. SECTION EFFICACE, RAYONS ET FORME DES NOYAUX

II.1 Section efficace totale de réaction et rayon d'interaction

Dans une collision noyau-noyau entre un faisceau d'ions incidents de $n_{a/s}$ et une cible A contenant N_{A/cm^2} noyaux par cm², la section efficace totale de réaction s'écrit :

$$\sigma_T = \Delta n / n_{a/s} N_{A/cm^2} \quad (\text{II.1})$$

ou $\Delta n = n'_{a/s} - n_{a/s}$, $n'_{a/s}$ étant le nombre d'ions incidents qui ont survécu à l'interaction avec les noyaux cibles et qui sont détectés dans le détecteur placé derrière (voir fig. 4). Cette mesure de la section efficace totale de réaction par la méthode dite de "l'atténuation" est très bien adaptée aux faisceaux d'ions secondaires peu intenses (< quelques 10 000 cp/s). Une version plus optimisée de la méthode consiste à utiliser une cible active ou cible-détecteur quand on s'intéresse à la section efficace de réactions dans des matériaux comme les plastiques,

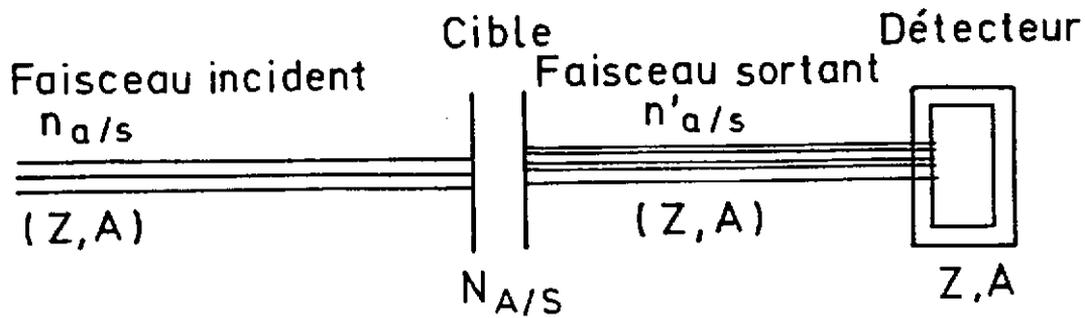


Figure 4 : Représentation schématique de la méthode d'atténuation pour la mesure de la section efficace totale de réaction.

Silicium, Germanium, etc... qui constitue le détecteur. Notons, que bien qu'il s'agisse d'une mesure simple dans son principe, il s'agit de mesurer des atténuations de l'ordre du pour-cent et donc il faut bien maîtriser des phénomènes parasites (diffusion sur des fentes, empilements, etc) pour éviter les erreurs systématiques et obtenir une bonne précision.

Comment relier cette observable aux caractéristiques géométriques de l'interaction ?

On se place dans l'hypothèse de l'interaction entre deux sphères R_1 et R_2 dont la diffusion est représentée par un potentiel central.

soit $b = \ell/\hbar p = \ell \lambda$ (II.2)

le paramètre d'impact de la collision

ou $\lambda = k^{-1}$ est la longueur d'onde associée au faisceau incident et le rayon d'interaction est appelé $R = R_1 + R_2$.

Si l'on décompose en ondes sphériques les ondes entrantes et diffusées, on peut écrire la section efficace totale :

$$\sigma_T = \sigma_{sc} + \sigma_R \quad (II.3)$$

$$\sigma_{sc} = \sum_l \pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2 \quad (II.4)$$

avec $k_i = k_f = k$ pour la diffusion élastique

$$\text{et } \sigma_R = \sum_l \pi \lambda^2 (2l+1) [1 - |\eta_l|^2] \quad (II.5)$$

où η_ℓ sont les facteurs de transmission pour l'onde ℓ .

Faisons l'hypothèse additionnelle que le noyau se comporte comme un corps noir pour le rayonnement incident c'est-à-dire que toutes les ondes $\ell \leq R/\lambda$ sont absorbées ($\eta_\ell = 0$) et que les ondes $\ell > R/\lambda$ ne sont pas affectées ($\eta_\ell = 1$)

les relations (II.3), (II.4) et (II.5) deviennent alors :

$$\sigma_T = 2\sigma_{SC} = 2\sigma_R = 2\pi (R + \lambda)^2 \quad (\text{II.6})$$

Cette simple mesure nous renseigne sur la taille des noyaux en interaction. De plus, à haute énergie

$$\lambda \ll R \quad \text{d'où} \quad \sigma_T \text{ prop à } R^2$$

Enfin, dans ce modèle très simplifié du corps noir, la section efficace totale décroît avec l'énergie incidente en $1/E^2$.

Des modèles plus réalistes que celui du corps noir permettent de déduire que la mesure de la section efficace de réaction noyau-noyau, le rayon d'interaction R .

Dans le cadre de la théorie de Glauber⁷⁾ on peut écrire :

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^\infty b db [1 - T(b)] \quad (\text{II.7})$$

où b est le paramètre d'impact de la collision $a + A$ et $T(b)$ la fonction de transparence. Les deux noyaux sont représentés par des sphères avec une densité de distribution gaussienne.

$$\varphi_i(r) = \varphi_i(0) \exp(-r^2/R_i^2) \quad (\text{II.8})$$

$$T(b) = \exp[-\bar{\sigma}_{NN} K \exp(-b^2/2\sigma^2)] \quad (\text{II.9})$$

$$\text{avec} \quad 2\sigma^2 = R_a^2 + R_A^2$$

$\bar{\sigma}_{NN}$ est une moyenne de la section efficace d'interaction n-n, p-p, p-n

$$\text{et } K = \pi^2 \varphi_a(0) \varphi_A(0) R_a^3 R_A^3 / 2\sigma^2 \quad (\text{II.10})$$

Une telle approche permet de reproduire avec une bonne précision les sections efficaces de

noyau-noyau comme le montre la figure 5 pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ entre 1 et 100 MeV/n⁸⁾.

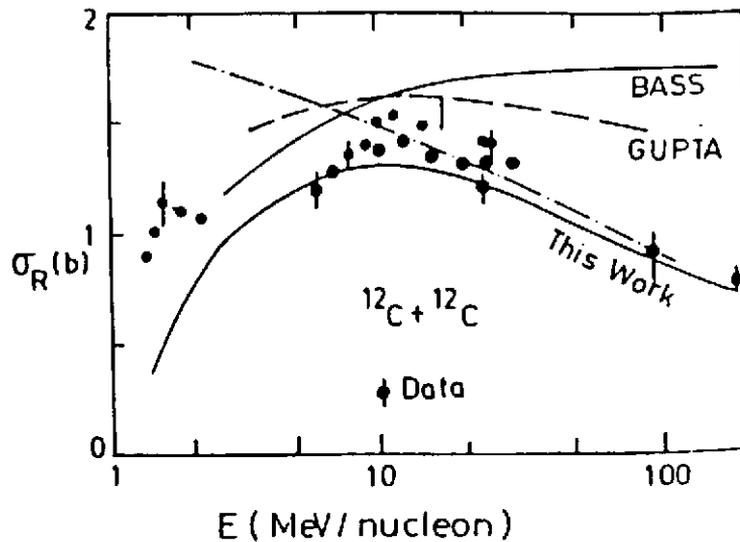


Figure 5 : Section expérimentale efficace de réaction en fonction de l'énergie incidente pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ entre 1 et 100 MeV/n (●). Les prédictions du modèle de Charagi et al. sont montrées en trait plein avec le label "This work" - Tiré de la réf. 8.

L'importance de telles mesures et analyses de la section efficace de réaction a été montrée récemment par I. Tanihata et al.⁹⁾. Une expérience de mesure de la section efficace totale de réaction a été effectuée à Berkeley, ou pour des faisceaux d'ions légers ($Z = 2$ à $Z = 6$) secondaires d'énergies très élevées (plusieurs centaines de MeV/n), on a déduit de σ_R le rayon d'interaction individuel des noyaux. La figure 6 montre les résultats de ces mesures pour des isotopes d'He, Li, Be, C et B. Ce rayon d'interaction est comparé au rayon de matière calculé pour les mêmes noyaux à partir du modèle de la goutte liquide ($R = 1.18 A^{1/3}$).

On note une très forte augmentation du rayon d'interaction des noyaux légers riches en neutrons (^8He , ^{11}Be , ^{11}Li , ^{14}Be , etc...) par rapport à celui des noyaux plus proches de la ligne de stabilité.

C'est cette simple déviation par rapport à la loi de variation des rayons en $1.2 A^{1/3}$ a été et est encore à l'origine des modèles qui cherchent à expliquer cette augmentation du rayon d'interaction par une densité de matière étendue pour les noyaux légers riches en neutrons, plus connue sous le nom de noyaux "halo".

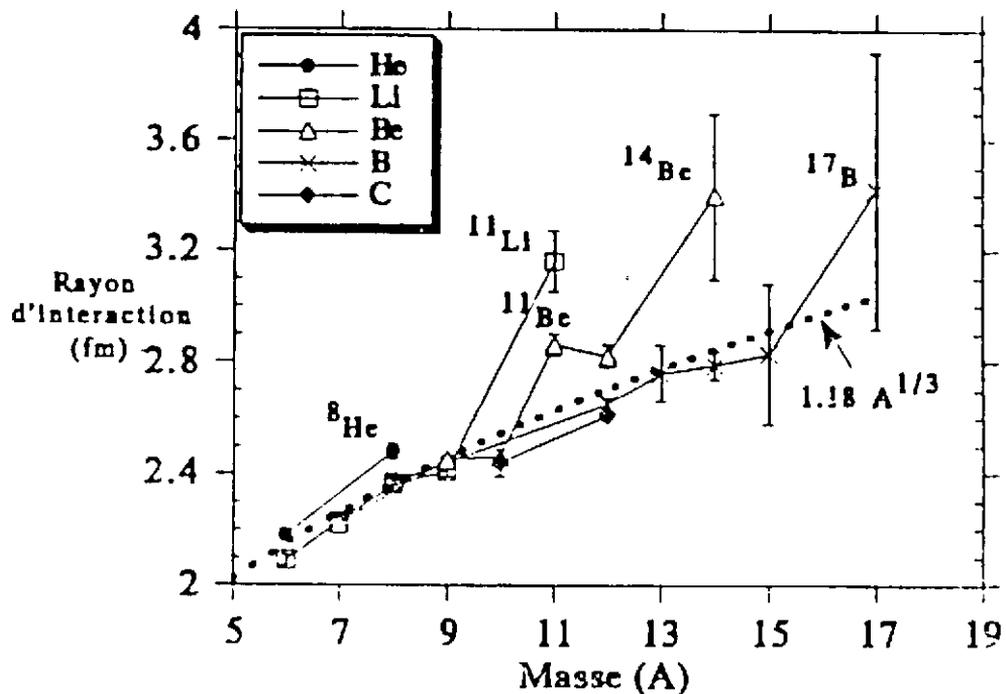


Figure 6 : Rayon d'interaction pour les isotopes des noyaux légers He, Li, Be, B et C déduits de la mesure de la section efficace de réaction par Tanihata et al⁹⁾.
Noter les écarts très importants par rapport à la loi en $1.18 A^{1/3}$ pour les isotopes riches en neutrons ^8He , ^{11}Be , ^{11}Li , ^{14}Be , etc... Tiré de la réf. 9.

11.2 Potentiel nucléon-noyau

Pour décrire l'interaction entre nucléons incidents et noyau cible, le concept de base est celui appelé du "champ moyen" caractérisé par : "le mouvement (quasi) indépendant des nucléons (quasi) libres dans un potentiel moyen V sans (ou presque d'interactions réciproques)".

Les fondations d'un tel concept sont bien établies puisque la théorie Hartree-Fock justifie l'existence d'un tel potentiel moyen. Cependant, les nucléons étant des fermions en interaction forte, dans un potentiel moyen, les effets de corrélations à courte portée sont très mal décrits. Le potentiel moyen nucléon-noyau empirique à la forme¹⁰⁾

$$V(r) = V_0 [1 + \exp (r-R_v)/a_v]^{-1} \quad (\text{II.11})$$

$$R_v = r_0 A^{1/3} \quad r_0 = 1.25 \text{ fm}$$

$$a_v = 0.65 \text{ fm}$$

L'existence d'un tel potentiel moyen permet d'expliquer à quelques modifications près, l'énergie, la séquence des états liés, les sections efficaces nucléon-noyau et leur dépendance en énergie¹⁰⁾ ainsi que l'illustre la figure 7.

Les premières informations sur ce potentiel moyen sont obtenues par l'étude de la diffusion neutron-noyau. Pour un potentiel central, le noyau étant assimilé à un corps noir, rappelons l'expression de la section efficace totale de réaction :

$$\sigma_T = 2\pi (R + \lambda)^2$$

La figure 8 montre une compilation de données de σ_T pour les systèmes neutrons + cibles entre 1 et 100 MeV, les noyaux cibles allant du Cu au Pb.

Les sections efficaces mesurées sont en traits pleins, les prédictions pour un corps noir de rayon $R = 1.4 A^{1/3}$ sont données en pointillés.

Très clairement, le noyau ne se comporte pas comme un corps noir, la section efficace expérimentale présentant des oscillations qui sont la signature d'un phénomène d'interférence entre une onde entrante et une onde réfléchie d'où la nécessité d'introduire une partie imaginaire dans le potentiel $V(r)$ pour tenir compte de cette absorption du flux incident :

$$V(r) = V_0(r) + i W(r) \quad (\text{II.12})$$

dans ce potentiel, l'onde incidente plane est absorbée au taux de : $e^{-2/\hbar W(r)}$
d'où un libre parcours moyen Λ du nucléon dans le noyau de :

$$1/\Lambda = 2/\hbar v W(r) \quad (\text{II.13})$$

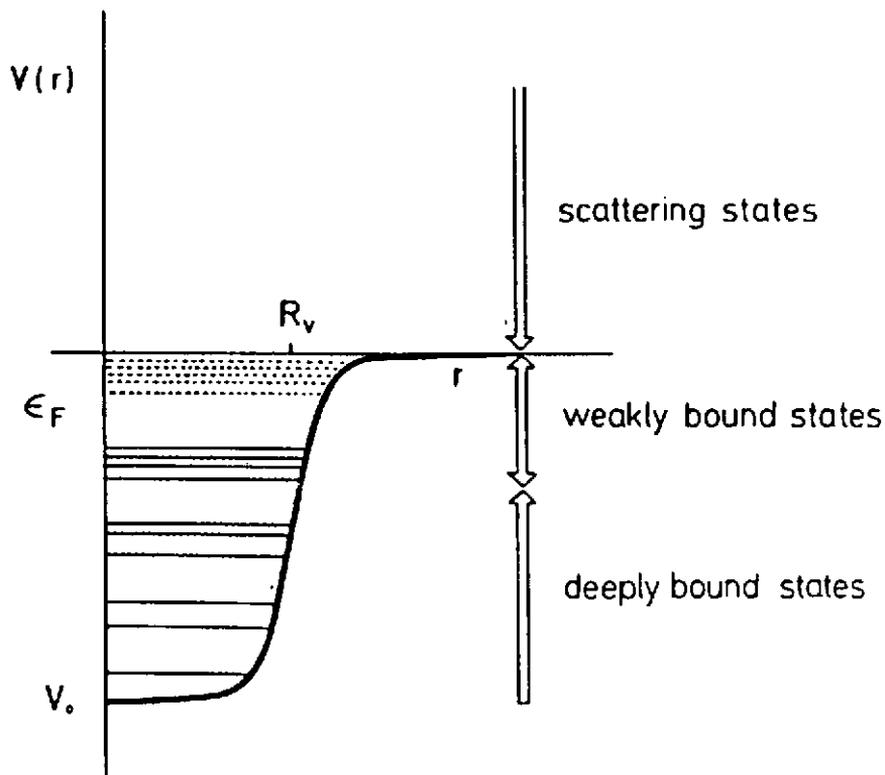


Figure 7 : Forme du potentiel moyen neutron-noyau (voir Eq. II.11). Tiré de la réf. 10.

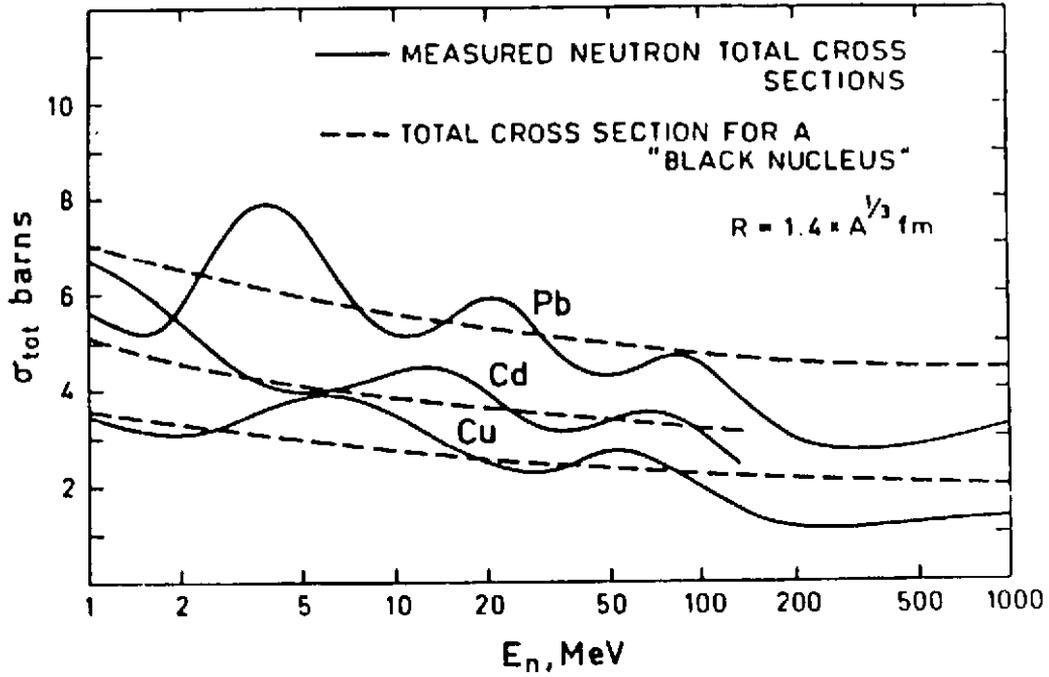


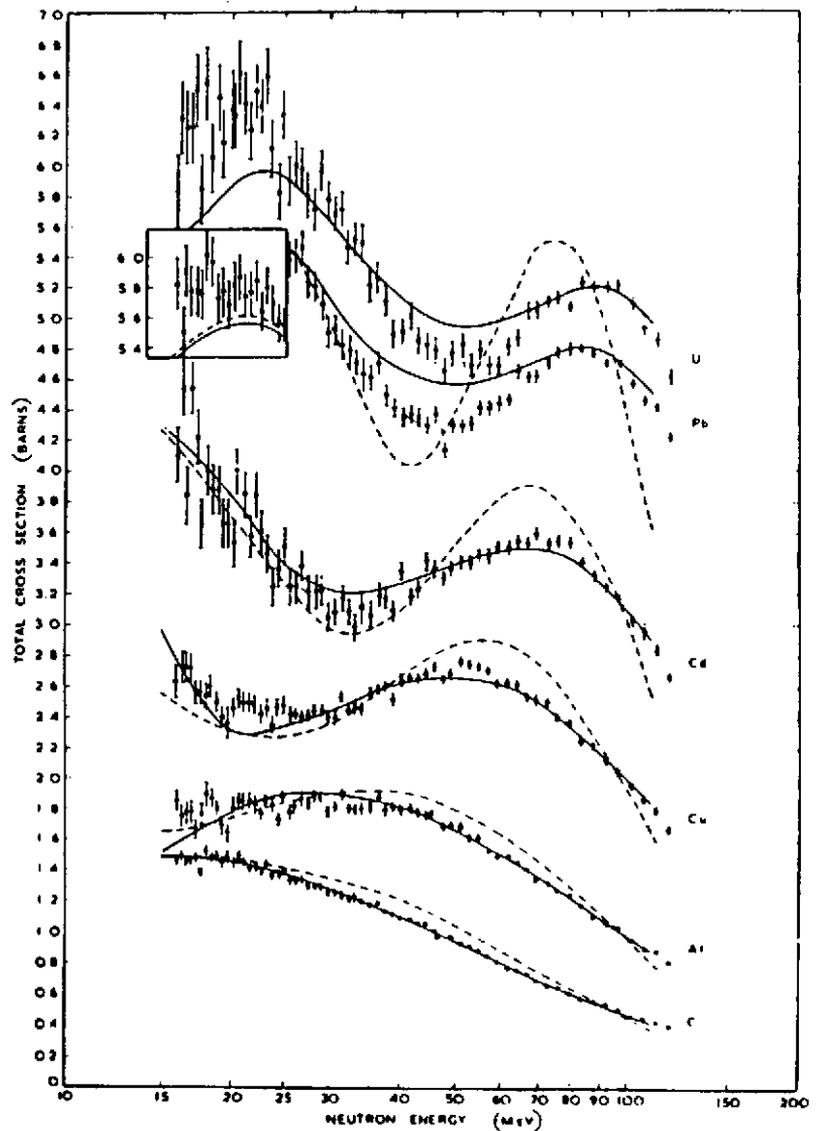
Figure 8 : Les sections efficaces totales expérimentales neutron Cu, Cd, et Pb (traits pleins) et prédictions du modèle du corps noir (traits pointillés).

La figure 9 montre les mêmes sections efficaces n+noyau avec les résultats en pointillés d'un calcul utilisant un potentiel $V(r)$ complexe (eq. II.12). L'accord avec les données expérimentales est bien meilleur mais l'amplitude des oscillations (voir fig. 9) n'est pas bien reproduite.

Un accord avec l'expérience quasiment parfait (lignes continues) est obtenu si on utilise un potentiel réel dont les profondeurs réelle et imaginaire sont dépendantes de l'énergie:

$$V(r,E) = V_0(r) [1 - 0.3 E] + iW(r,E) \quad (\text{II.14})$$

Figure 9 : σ_T pour neutron-noyau les courbes en pointillées sont les prédictions du potentiel $V + iW$ indépendant de E. Les courbes en trait plein sont les prédictions du potentiel dépendant de l'énergie (tiré de la réf. 10).



Cette dépendance en énergie de potentiel pour les systèmes neutron + noyau est illustré dans la figure 10.

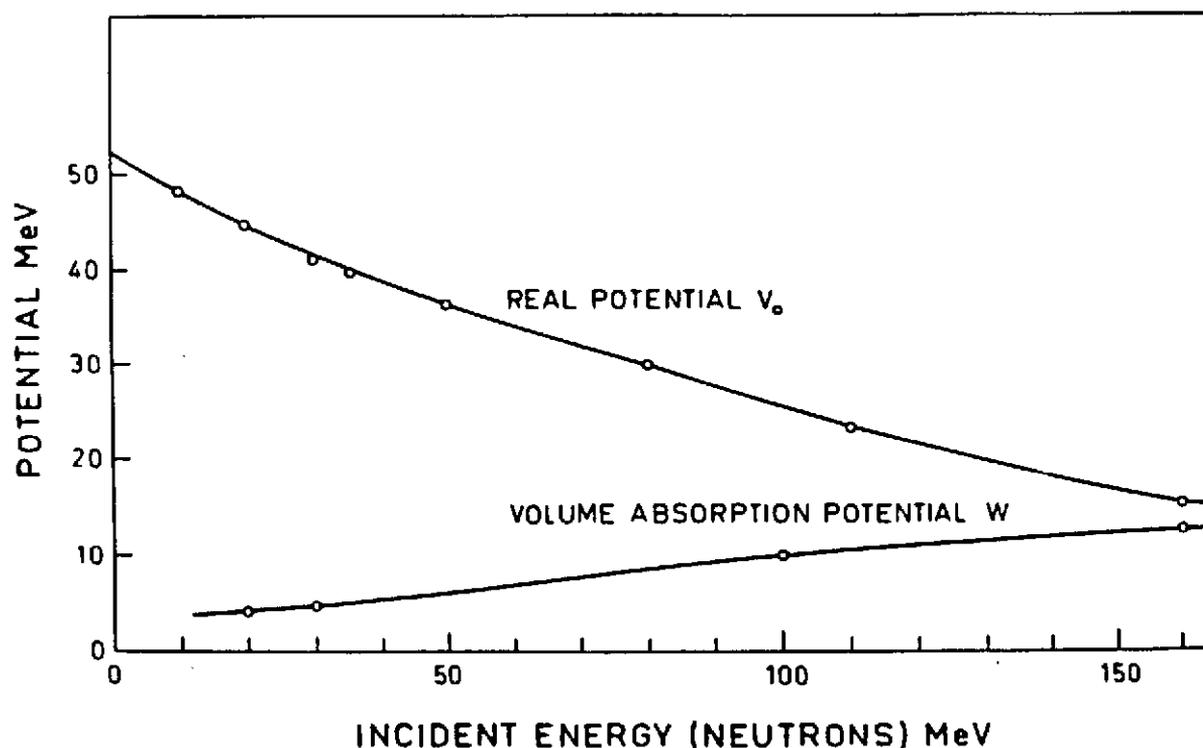


Figure 10 : Dépendance en énergie des profondeurs réelle et imaginaire de potentiel n-noyau.

11.3 Diffusion élastique et inélastique et potentiel optique

L'interaction d'un projectile avec un noyau cible peut induire en fonction du temps d'interaction toute une série d'excitations du noyau cible qui sont représentés schématiquement dans la figure 11.

Dans cette représentation, l'interaction du projectile avec tous les nucléons de la cible est représenté par un potentiel moyen $U(r)$ de même forme que celui décrit au paragraphe précédent. Le potentiel, pour des états de diffusion est généralement appelé potentiel optique (par analogie avec la diffusion des ondes lumineuses par un disque).

Si on se limite aux réactions où la particule incidente conserve son identité après la collision (voir fig. 11) on peut induire des réactions ou au fur et à mesure que le temps d'interaction augmente des états de plus en plus excités de la cible sont formés jusqu'à l'équilibre complet de tous les degrés de liberté et la formation d'un noyau composé.

Ce spectre d'excitation de la cible est représenté dans la figure 12 où sont représentés les différentes étapes de ce mécanisme d'interaction avec la population des niveaux discrets (0-2 MeV), des résonances géantes, de la zone de prééquilibre et enfin du noyau composé.

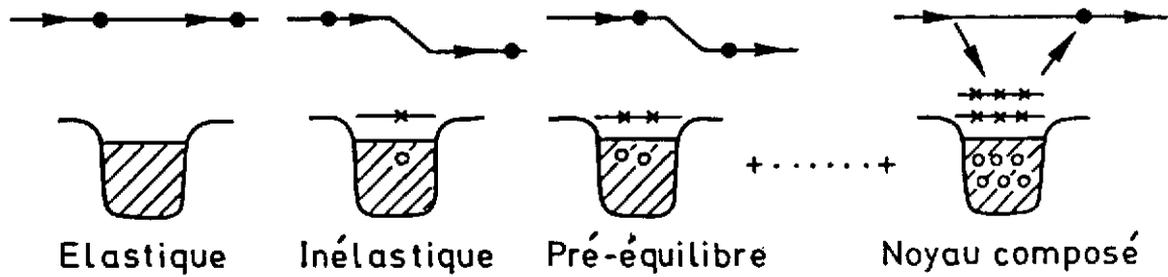


Figure 11 : Représentation schématique de la diffusion d'un nucléon par un noyau, de la première étape (élastique) au noyau composé.

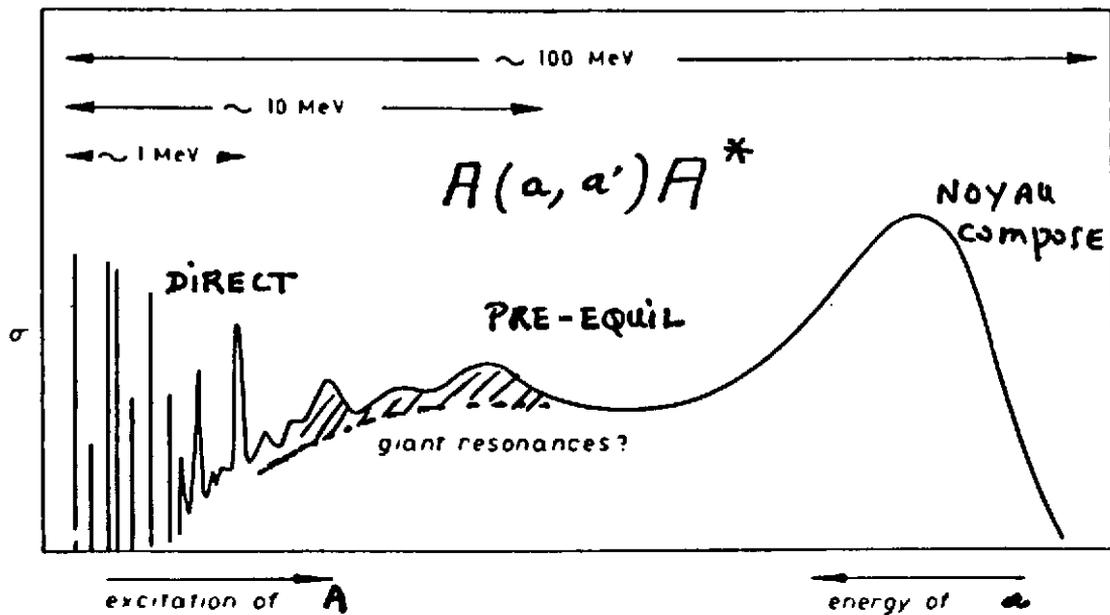


Figure 12 : Spectre en énergie d'excitation du noyau d'après les différentes étapes de l'interaction représentées dans la fig. 11.

II.3.1 Caractéristiques de la diffusion élastique

L'analogie classique de la diffusion de nucléon a sur un noyau A , est la diffusion de lumière sur un disque circulaire. L'intensité du rayonnement lumineux de longueur d'onde λ mesurée en fonction de l'angle, présente les caractéristiques classiques d'une figure de diffraction illustrée par la figure 13 pour un disque de diamètre $d = 10 \lambda$. De manière générale, l'interaction du projectile avec la cible est représentée par un potentiel optique $U(r) = V + iW + V_c$ ou V_c est le potentiel Coulombien dans le cas de particule chargée.

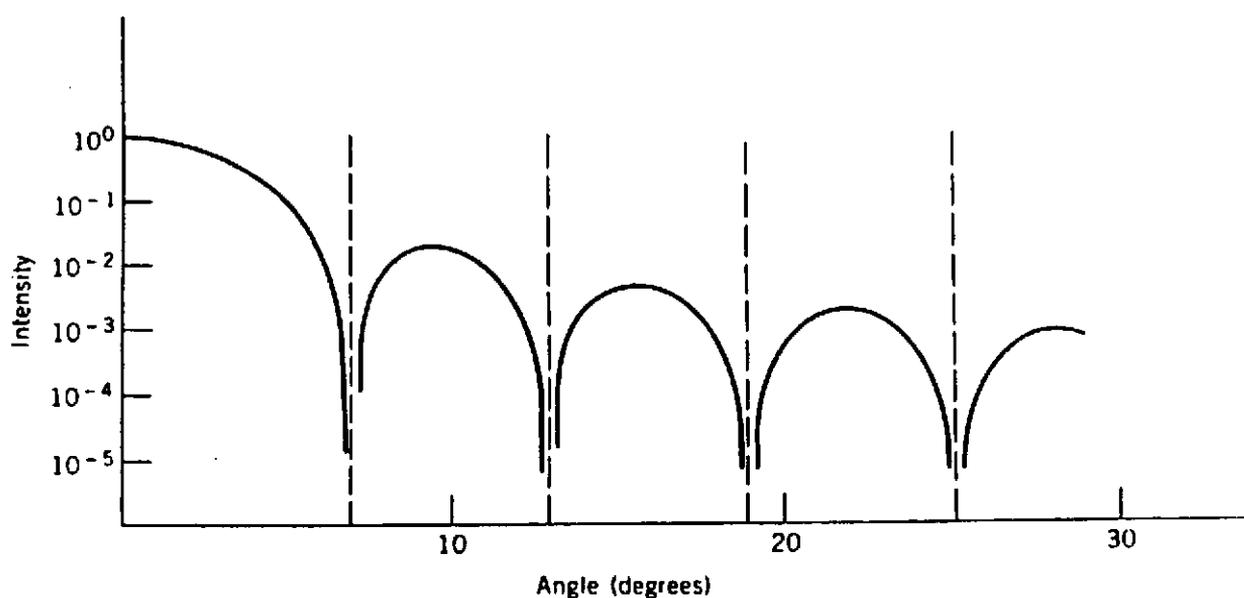


Figure 13 : Distribution de l'intensité lumineuse diffusée par un disque circulaire.

Une première définition du rayon d'interaction R_{INT} entre projectile et cible consiste à poser que pour :

$$r = R_{INT} ; V + iW = 0$$

L'équation de Schrödinger correspondante pour les ondes partielles $\chi_L(k,r)$ est

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) \right] \chi_L(k,r) = 0 \quad (II.15)$$

où $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$ et μ est la masse réduite.

L'amplitude de diffusion s'écrit :

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f'(\theta) \quad (II.16)$$

où $f_c(\theta)$ est l'amplitude diffusée par le potentiel Coulombien $V_C(r) = Z_p Z_A e^2/r$ et $f'(\theta)$ l'amplitude correspondant au potentiel nucléaire $V + iW$.

La section efficace différentielle de diffusion élastique a alors la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_c(\theta) + f'(\theta)|^2 \quad (II.17)$$

Toutes les caractéristiques de la figure de diffusion sont déterminées par l'importance relative de ces deux termes. Quelques cas limites sont discutés ci-dessous :

i) Diffusion élastique neutron-noyau à basse énergie

L'allure de la distribution angulaire est montrée dans la figure 14 pour le système $n + {}^{208}\text{Pb}$ à 14 MeV. En l'absence de Coulomb, le noyau se comporte comme un disque à bord diffus, les minimas de $\sigma(\theta)$ sont remplis, seule l'amplitude nucléaire intervient $f(\theta)$ on peut définir une longueur d'onde d'effleurement λ_g par la relation

$$\lambda_g = kR_g \quad (\text{II.18})$$

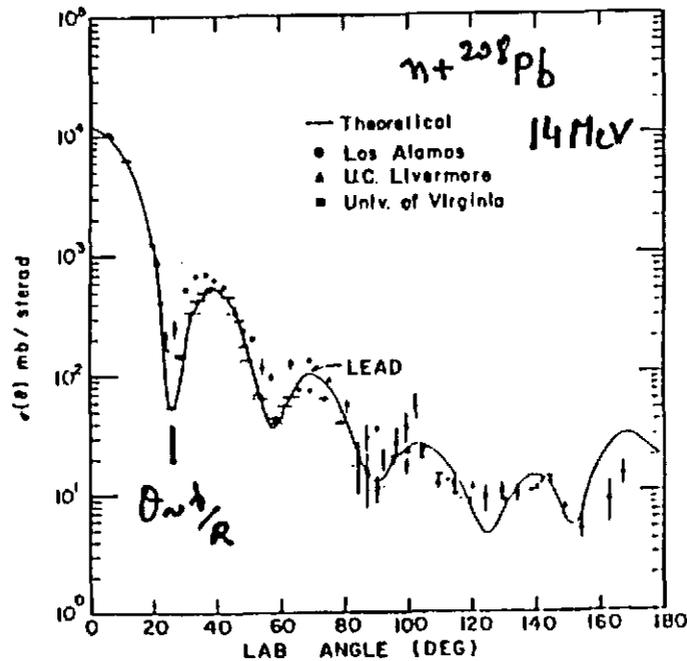


Figure 14 : Section efficace différentielle pour la réaction ${}^{208}\text{Pb}(n,n){}^{208}\text{Pb}$ à 14 MeV. Le 1er minimum a lieu pour $\theta = \lambda/R$.

ii) Diffusion proton-noyau à basse énergie

A basse énergie $V_c \neq 0$; avec le paramètre $\eta = Z_a Z_A e^2/hv$ (II.19)

la figure de diffraction est très différente comme le montre la figure 15 par comparaison avec le système $n + {}^{208}\text{Pb}$ (Fig. 14) à la même énergie. Pour remonter au rayon d'interaction R_g on appelle θ_g l'angle où $\sigma/\sigma_R = 0.75$

$$\text{avec } \theta_g = 2 \operatorname{arctg} \eta / \lambda_g \quad (\text{II.20})$$

$$\lambda_g = k Rg [1 - 2\pi/k Rg] \quad (\text{II.21})$$

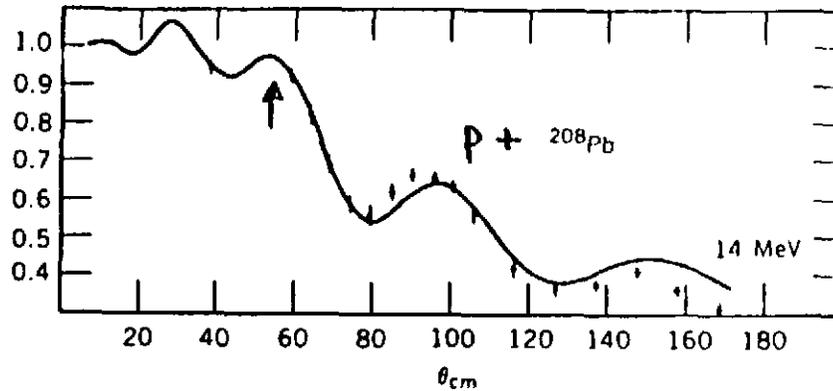


Figure 15 : Section efficace différentielle élastique $^{208}\text{Pb}(p,p)^{208}\text{Pb}$ à 14 MeV.

De la figure 15, on déduit un rayon $Rg = 12$ fm soit $R_{\text{int}} = 1.7 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm.

iii) Diffusion noyau-noyau à basse énergie

Les deux cas illustrés dans la figure 16 sont des exemples d'absorption forte dans lesquels les effets du couplage aux voies inélastiques est dominant.

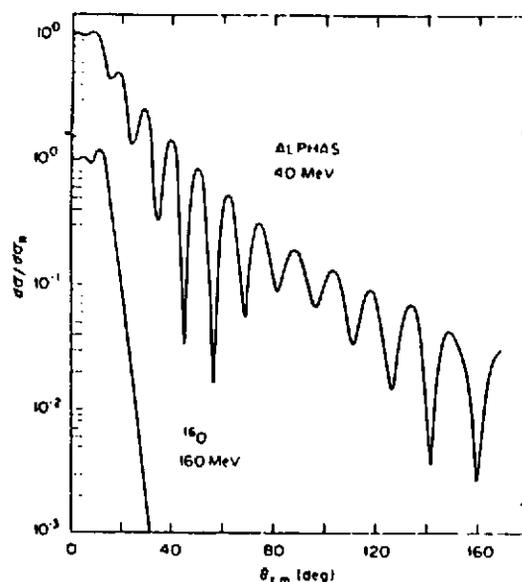
La section efficace élastique $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ à 10 MeV/n décroît très vite au-delà de θ_g , la distribution angulaire résultante rappelle une diffraction de Fresnel par les bords d'un corps noir. Quand l'énergie incidente augmente par rapport à la barrière Coulombienne.

(système $\alpha + ^{58}\text{Ni}$ à 40 MeV), la diffraction domine toujours mais son caractère change pour aller vers une figure de Fraunhofer avec un comportement oscillateur très marqué. La séparation $\Delta\theta$ entre les minima ou maxima successifs permet une mesure du moment angulaire de grazing.

$$\lambda g \approx \pi / \Delta\theta \quad (\text{II.22})$$

En utilisant la relation (II.21) on peut remonter au rayon d'interaction Rg . En conclusion, l'étude de la diffusion élastique permet généralement de déterminer le rayon d'interaction des deux noyaux participant à la collision.

Figure 16 : Distributions angulaires élastiques pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ et $\alpha + ^{58}\text{Ni}$ à 10 MeV/n.



II.3.2 Diffusion élastique et densité de matière étendue

Le développement des faisceaux d'ions radioactifs secondaires a permis très récemment de réaliser des expériences de diffusion noyau-noyau, qui pouvaient paraître impossible jusqu'à présent.

Les premières expériences se sont tournées tout naturellement vers la mesure des distributions angulaires de noyaux diffusés élastiquement pour les noyaux riches en neutrons en particulier le ^{11}Li , dans l'espoir de déterminer la distribution de densité de neutrons.

Trois expériences ont été réalisées très récemment, à GANIL¹²⁾ avec l'étude comparée des voies $^7\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ et $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ à 29 MeV/n, à RIKEN¹³⁾ pour les systèmes $^9,^{11}\text{Li} + (\text{C}, \text{H}_2)_n$ en cinématique inverse à 60 MeV/n et à MSU¹⁴⁾ ou les systèmes symétriques $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ ont été étudiés à 58 MeV/n.

Les résultats de cette dernière expérience sont montrés dans la figure 17.

Pour des faisceaux de quelques centaines de particules secondaires par seconde de ^{11}Li obtenus par fragmentation du projectile la résolution angulaire et la statistique obtenue est remarquable.

L'analyse des données en termes de potentiel optique que par M. Mermaz¹⁵⁾ permettait de tirer les conclusions suivantes :

- le potentiel réel du ^{11}Li nécessaire pour reproduire ces données présente une large queue à grande distance (jusqu'à 12 fm).
- la partie imaginaire au contraire est caractérisée par un rayon beaucoup plus faible et donc présente une très forte réfraction.

R. Da Silveira a repris cette analyse en utilisant une forme de l'amplitude $f(\theta)$

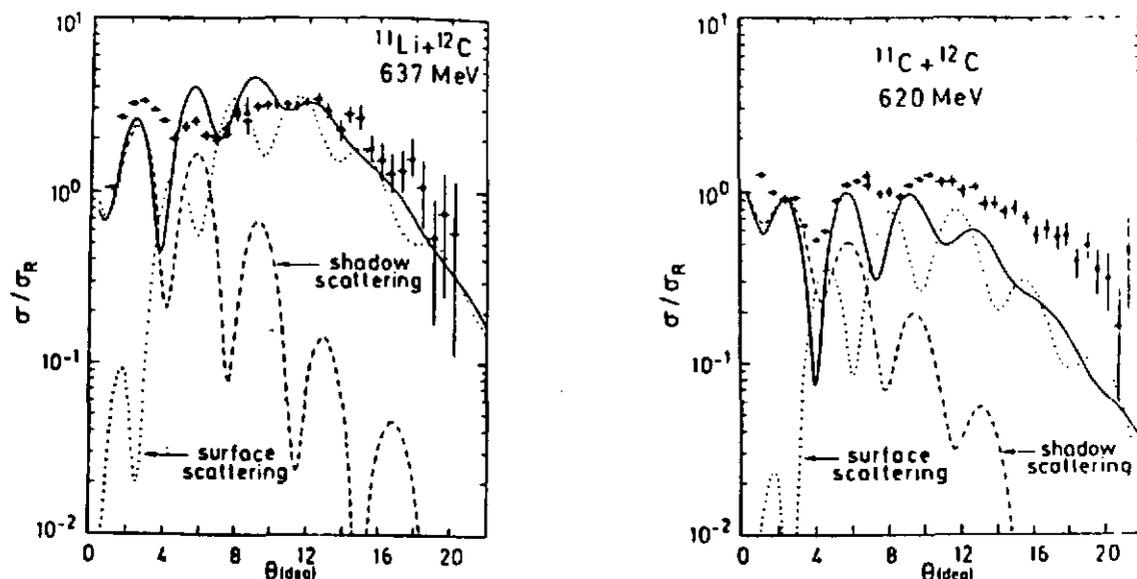


Figure 17 : Distributions angulaires de diffusion élastique $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 637 et 620 MeV, respectivement. Les lignes continues sont le résultat d'un fit de modèle optique. La décomposition de l'amplitude de diffusion en amplitude de surface et amplitude Coulombienne (Shadow) est montré (Tiré de la réf. 16).

$$f(\theta) = f_{sha}(\theta) + f_{surf}(\theta) \quad (\text{II.23})$$

ou $f_{sha}(\theta)$ représente la diffusion du projectile par le potentiel Coulombien V_c sur une cible opaque,

et $f_{surf}(\theta)$ représente la diffusion élastique par un potentiel $U(r)$ ou seuls les termes pour $\ell \geq \ell_0$ interviennent.

Cette décomposition est illustrée dans la fig. 17. Il apparaît clairement que seule la diffusion Coulombienne [$f_{sha}(\theta)$] explique bien la différence entre le comportement à l'avant de la section efficace élastique du ^{11}Li et du ^{11}C . Aux angles plus élevés ($\theta > 12^\circ$), la section efficace est complètement dominée par le potentiel nucléaire [$f_{surf}(\theta)$]. Cela confirmerait pour le ^{11}Li un potentiel avec une "queue" à grand rayon et/ou une partie réfractive très importante. On peut déduire de ces premières expériences que les conclusions sont hélas modèles dépendantes et que la maîtrise de paramètres (V, r, a) du potentiel serait bien meilleure si comme le propose G.A. Bertulani et al⁽¹⁷⁾, une étude en cinématique inverse de la diffusion élastique $p(^{11}\text{Li}, ^{11}\text{Li})p$ et $p(^9\text{Li}, ^9\text{Li})p$ à 100 MeV.

Dans ce cas, la queue à large distance du potentiel réel associé au noyau halo de ^{11}Li se manifesterait directement par un déplacement mesurable des minima de la section efficace élastique par rapport à celle du ^9Li .

II.3.3 - Les caractéristiques de la diffusion inélastique

La diffusion inélastique de nucléons ou de noyaux a permis depuis bien des années de mettre en évidence les premiers états excités du noyau. Le développement de la théorie des réactions nucléaires et l'analyse des résultats de diffusion inélastique dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues (communément appelé DWBA) ont conduit très rapidement à interpréter les distributions angulaires et les sections efficaces mesurées en termes du moment angulaire l de la transition inélastique $A \rightarrow A^*$ donc de déduire les nombres quantiques, spins et parités, des niveaux excités. Enfin, la collision inélastique peut induire pour le noyau cible A , des vibrations autour de la forme sphérique ou des rotations (déformation statique). Ces excitations sont la manifestation la plus simple d'un mouvement collectif des nucléons constituant le noyau. Si bien que dès la fin des années 50, Bohr puis Cohen et Rubin¹⁸⁾ avaient suggéré que la diffusion inélastique apparaissait comme un moyen préférentiel d'excitation des états collectifs (vibrationnels ou déformés) des noyaux et qu'il y avait une corrélation très forte entre la section efficace inélastique et les probabilités de transitions électriques $B(E_l)$.

D'abord, les caractéristiques des distributions angulaires inélastiques sont très semblables à celles décrites pour la diffusion élastiques et obéissent aux mêmes règles quand à l'importance relative du potentiel Coulombien et nucléaire.

SOME CHARACTERISTICS OF INELASTIC SCATTERING

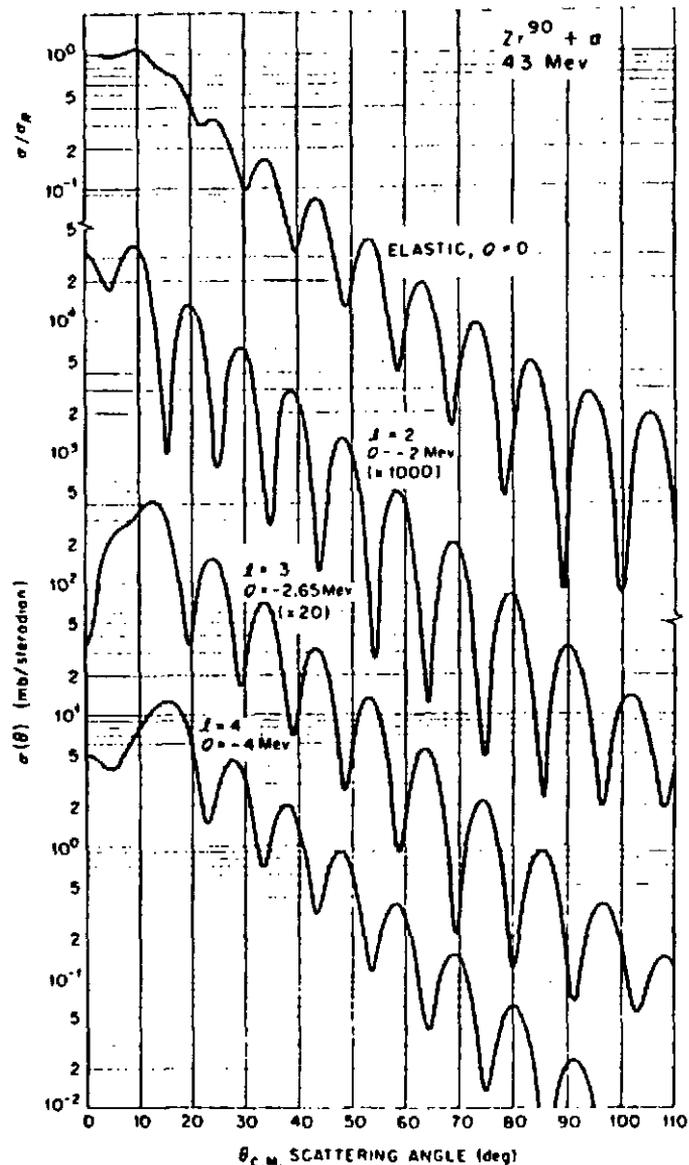


Figure 18 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique pour le système $^{90}\text{Zr} + \alpha$ à 43 MeV.

Une illustration typique d'une diffusion inélastique caractérisant la diffraction à la surface d'un disque est montrée dans la figure 18 pour le système $\alpha + {}^{90}\text{Zr}$ à 43 MeV. On retrouve le caractère oscillatoire des distributions avec dans ce cas le déplacement caractéristiques du premier maximum associé à chaque moment transféré ℓ qui croît avec ℓ . Le spin et la parité des niveaux donnent des formes caractéristiques avec $J = \ell$ et $\pi = (-1)^\ell$. Dans le cadre du modèle collectif, le potentiel d'interaction responsable de ces excitations vibrationnelles ou rotationnelles s'exprime simplement en faisant l'hypothèse que la forme du noyau oscille autour du rayon de la sphère avec

$$R(\theta, \varphi) = R_0 + \delta R(\theta, \varphi) \quad (\text{II.23a})$$

$$\text{ou } R = R_0 \left[1 + \sum_{lM} \alpha \beta_m Y_l^m(\theta, \phi) \right] \text{ avec } l \geq 2 \quad (\text{II.23b})$$

En approximation de Born en ondes planes et en faisant l'hypothèse que le potentiel d'interaction V a une portée nulle

$$V = V_0 \sum_{i=1}^A \delta(r_i - r_a) \quad (\text{II.24})$$

on peut montrer¹¹⁾ que la probabilité de transition inélastique (α, α') prend la même forme que l'opérateur multipolaire électrique E^l

$$P_{lm}(\alpha, \alpha') = 4\pi V_0 \sum_l j_l(qr_i) Y_l^m(r_i) \quad (\text{II.25})$$

$$\begin{aligned} \text{avec } q &= k_i - k_f \\ \text{pour } qr \text{ petit } j_l(qr) &= (qr)^l (2l+1)!! \approx E^l \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

d'où une section efficace inélastique pour un moment orbital ℓ donné qui est directement proportionnel au taux de transition $B(E^l)$.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha, \alpha'} \propto B(E^l)$$

II.3.4 - Diffusion élastique et inélastique en cinématique inverse et conditions expérimentales

Ainsi que le laisse deviner les expériences de diffusion élastique de première génération¹²⁻¹⁴⁾ les conditions cinématiques et donc expérimentales d'étude de ce type de réaction avec des faisceaux secondaires sont très spécifiques.

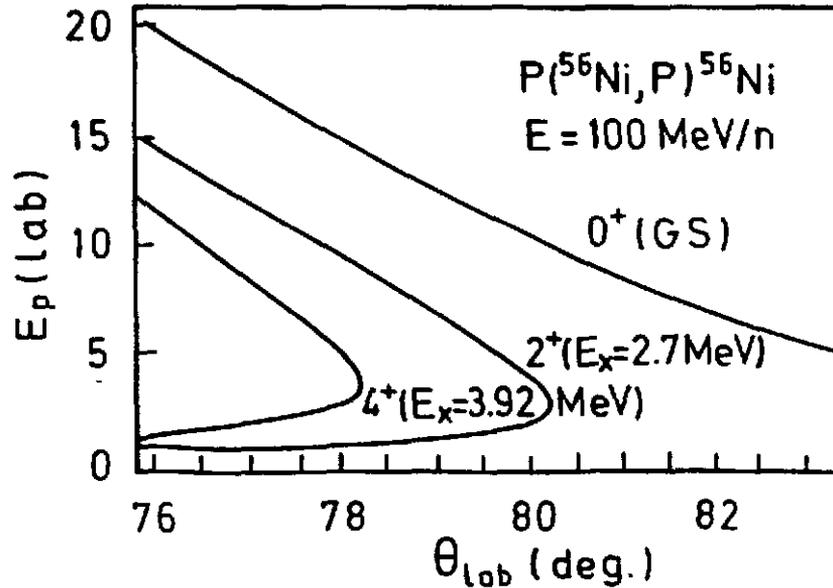


Figure 19 : Cinématique de la réaction $p(^{56}\text{Ni},p)^{56}\text{Ni}$ à 100 MeV/n.

Les faisceaux secondaires ont une intensité faible et des qualités optiques plutôt mauvaises (en particulier ceux qui sont obtenus par fragmentation). De plus, pour mesurer une diffusion élastique ou inélastique, on doit utiliser des cibles légères du type polystyrène $(\text{CH}_2)_n$, He, ^{12}C , etc, d'où la nécessité de travailler en cinématique inverse. Un exemple de la cinématique de ces réactions est montré dans la figure 19 pour le cas de la réaction $p(^{56}\text{Ni},p)^{56}\text{Ni}$. Si l'on souhaite séparer les premiers niveaux excités du projectile (^{56}Ni) avec une pente de 2.5 MeV/deg. cela exige une résolution angulaire $\leq 0^{\circ}4$. Plus le projectile est lourd et l'énergie élevée, plus cette condition sera difficile à remplir puisque pour un "faisceau" d' ^{132}Sn on a une variation d'énergie avec l'angle de 4 MeV/deg.

L'utilisation d'un dispositif expérimental tel que celui de la figure 20, où le quasi projectile après diffusion sur une cible légère est détecté et identifié dans un cône étroit à l'avant ($\Delta\theta = \pm 4^{\circ}$) dans le plan focal d'un spectromètre magnétique et les éjectiles légers (généralement des protons pour une diffusion élastique sur l'hydrogène) sont détectés à l'aide d'un ensemble de compteurs de grande granularité (résolution angulaire, modulaire et couvrant un large angle solide ($\sim 80\%$ de 4π), permettant une mesure précise des distributions angulaires élastique, inélastique avec une résolution en énergie inférieure à 0.5 MeV et une résolution angulaire d'environ $0^{\circ}4$ deg.

En conclusion les expériences de diffusion élastique et inélastique à basse énergie ($E \leq 10$ MeV/n) avec des faisceaux secondaires de masse comprise entre 10 et 150 sur des cibles légères H, He, C, permettraient d'obtenir des informations précises sur la forme du potentiel nucléaire (V,R) de mettre en évidence les premiers niveaux excités avec de très bonnes signatures de spins et parités et d'établir le degré de collectivité $B(E\ell)$ de ces niveaux à basse énergie. Pour des faisceaux de plus haute énergie incidente, de 30 à 100 MeV/n, et avec des

limitations dues à la résolution angulaire et en énergie liées à la cinématique inverse, on peut alors étudier les résonances géantes (E_0 , E_1 , E_2) isoscalaires loin de la stabilité.

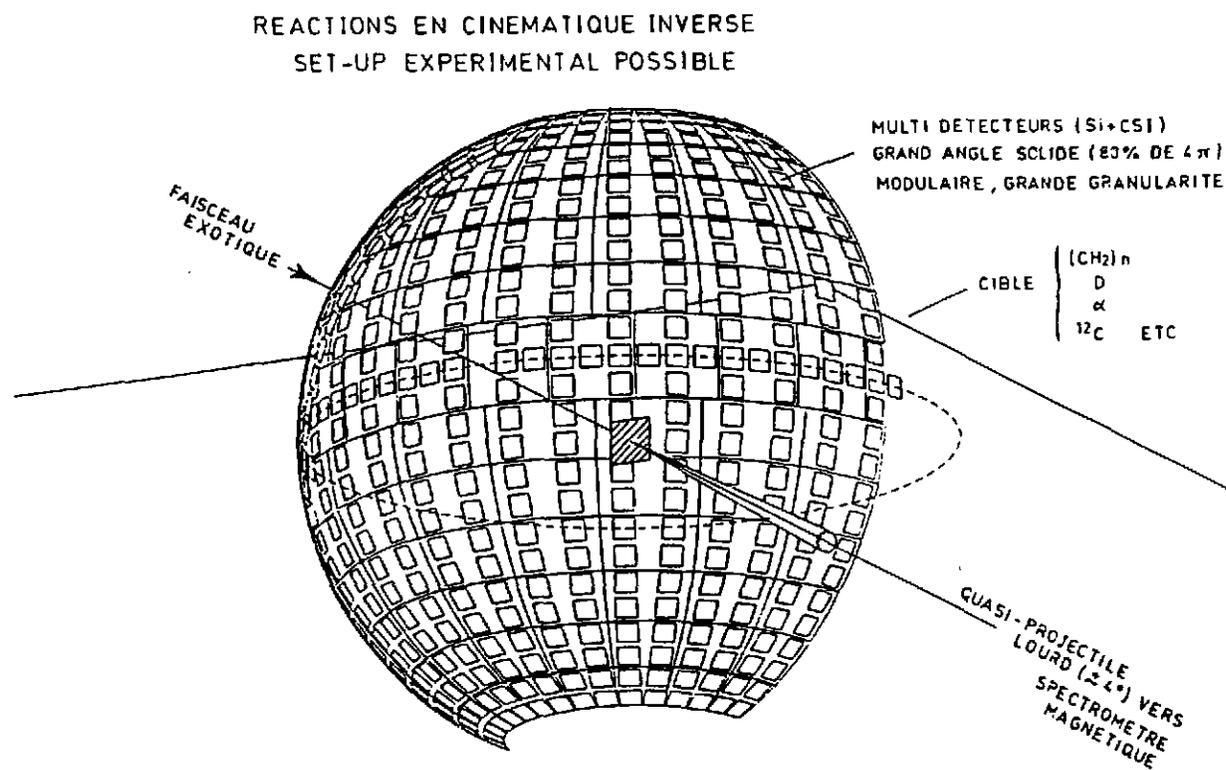


Figure 20 : Dispositif expérimental pour la mesure des distributions angulaires élastique, inélastique en cinématique inverse.

II.4 Excitation Coulombienne et forme des noyaux

Quand deux noyaux s'approchent l'un de l'autre à des distances telles que l'interaction forte ne peut agir, ils peuvent néanmoins être excités par l'intermédiaire de la force Coulombienne. Ce type de réaction est appelé excitation Coulombienne¹⁹⁾. La théorie de l'excitation Coulombienne est bien comprise, mais elle est mathématiquement compliquée. Une représentation simplifiée de ce type de collisions est donné dans la figure 21. Le cas typique discuté est l'excitation d'un noyau ${}^{238}\text{U}$ pour un projectile d' ${}^{40}\text{Ar}$ à 140 MeV qui est ensuite diffusé à 160° .

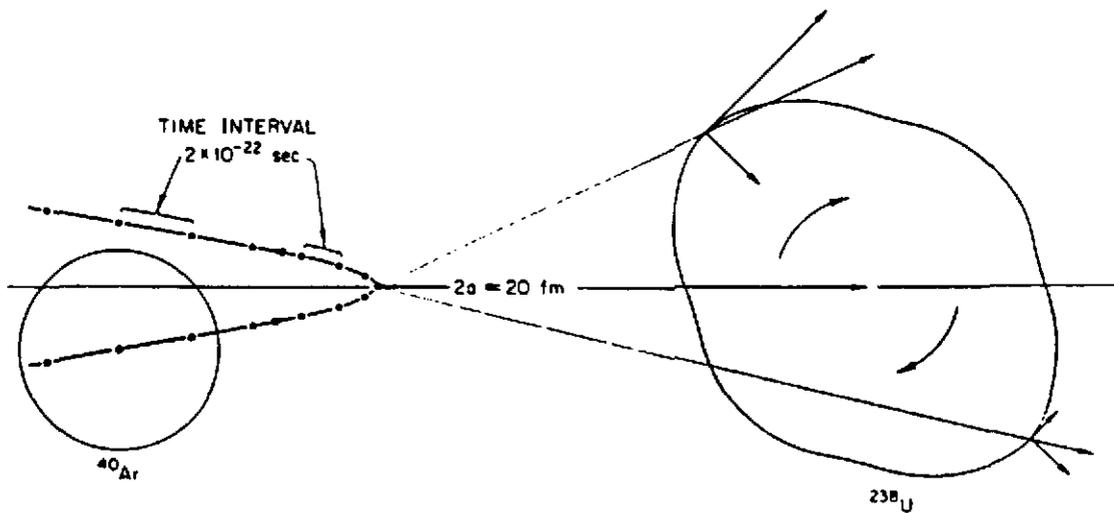


Figure 21 : Illustration de l'excitation Coulombienne de l' ^{238}U par la diffusion d'un faisceau de 140 MeV d' ^{40}Ar à 160° . La trajectoire classique suivie par le projectile est indiquée par la ligne pleine à points. Sont aussi indiqués les distances et les temps caractéristiques de la collision.

Les paramètres principaux de la collision sont

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{z_1 z_2 e^2}{\hbar v}, \quad a = \frac{z_1 z_2 e^2}{M_0 v^2} \quad \text{et} \quad M_0 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \quad (\text{II.27})$$

La quantité $2a$ est la distance d'approche minimum. Dans le cas choisi $\eta = 10$. Dans ces conditions, l'approximation d'une trajectoire classique (hyperbole) est parfaitement justifiée pour le projectile. A la distance minimum d'approche, la fig. 21 montre les forces électrostatiques qu'exercent le noyau ^{40}Ar sur le noyau ^{238}U . Le couple de forces qui agit sur l' ^{238}U est responsable de l'excitation de ce noyau, connu pour avoir une déformation statique importante, donc un spectre rotationnel à basse énergie.

Les caractéristiques de cette excitation Coulombienne peuvent être résumées ainsi :

- Plus la charge du projectile est élevée, plus le couple de forces exercées sera grand,
- Plus la distance d'approche est faible, plus le couple donc l'excitation du noyau sera élevée,
- Enfin, plus le noyau est déformé et plus grand sera le couple résultant.

Un autre aspect important de ce type de réaction est l'échelle de temps d'action des forces coulombiennes comparées à la période des états excités du noyau.

Le temps caractéristique de la collision est

$$\tau_c = 2\pi a [\nu \sin(\theta/2)] \quad (\text{II.28})$$

soit $23 \cdot 10^{-22}$ s dans le cas cité.

Parallèlement, le temps associé à l'excitation de la cible, à une énergie ΔE au-dessus du fondamental est

$$\tau(E_x) = h/\Delta E \quad (\text{II.29})$$

soit $930 \cdot 10^{-22}$ s pour le premier 2^+ de ^{238}U .

Un paramètre utile pour discuter des probabilités d'excitation Coulombienne est le rapport de deux quantités

$$\xi = \tau_c / \tau_{E_x} = \frac{a \Delta E}{[h\nu \sin(\theta/2)]} \quad (\text{II.30})$$

Il apparaît alors clairement que la probabilité d'excitation Coulombienne est maximum si $\xi \ll 1$.

Par exemple, pour le cas illustré dans la fig. 20, $\xi = 1.2$ pour l'excitation d'un état à 2 MeV dans ^{238}U , alors de $\xi = 0.0025$ pour le premier 2^+ à 45 keV. Soit, $P(\Delta E)$ cette probabilité, elle diminue d'un facteur 30 quand ξ varie de 0 à 1.

En conclusion, l'excitation Coulombienne est maximum lors d'une collision pour un temps d'interaction très court d'où l'expression de "sudden shock".

La situation décrite dans la fig. 21, illustre l'importance de ces larges probabilités d'excitation Coulombienne où à chaque intervalle de temps court (qqqs 10^{-22} s) on peut exciter par étapes successives (excitation multiple de ΔE) les premiers niveaux excités de la cible.

Avant de passer à la description expérimentale et aux potentialités de telles études, si l'on dispose de faisceaux d'IRA entre 3 et 5 MeV/n, il faut encore définir les conditions "saines" (pas d'interférence nucléaire) de ce processus et rappeler la formulation de la section efficace.

II.4.1 - Barrière Coulombienne et sections efficaces et distribution angulaires

Première question : A quelle énergie le processus est purement Coulombien ?

On peut réécrire l'expression du paramètre de ξ de la manière suivante :

$$\xi = a^{3/2} (M\alpha / z_1)^{1/2} (2\pi \Delta E / \nu z_2^{1/2}) \quad (\text{II.31})$$

Pour un projectile donné (Z_1) et un état excité défini (ΔE) le seul moyen de faire décroître ξ est de diminuer a , ce qui est en contradiction avec l'hypothèse de base où la distance est

suffisamment grande pour empêcher toute action des forces nucléaires.

Il faut alors définir l'optimum tout en assurant une distance minimum d'approche "saine" soit :

$$D = R_1 + R_2 + S \quad (\text{II.32})$$

avec R_1 et R_2 les rayons des deux partenaires de la collision et S le paramètre qui assure la validité de l'hypothèse de base. Généralement toutes les études conduisent à prendre $S = 5$ à 6 fm pour définir la valeur de D pour être dans les conditions optimum.

Dans le traitement semi-classique de l'excitation Coulombienne, la probabilité d'exciter le noyau cible de l'état i à l'état f s'écrit :

$$d\sigma_{i \rightarrow f} = P_{i \rightarrow f} d\sigma_R \quad (\text{II.33})$$

où $d\sigma_R$ est la section efficace Rutherford dans le centre de masse.

- Si $P_{i \rightarrow f} \ll 1$ on peut écrire au premier ordre des perturbations la section efficace

$$d\sigma_{E_\lambda} = (Z_1 e / \hbar v)^2 a^{-2\lambda+2} B(E_\lambda, J_i \rightarrow J_f) df_{E_\lambda}(\theta, \xi) \quad (\text{II.34})$$

avec des ions légers p , α on peut extraire de la section efficace les $B(E_\lambda)$ avec une bonne précision, de plus la distribution angulaire des γ émis, $W(\theta_\gamma)$ est proportionnelle aux polynômes de Legendre $P_{\gamma\gamma}^L(\cos \theta)$ et donc caractéristique de l'ordre multipolaire de la transition.

-Si $P_{i \rightarrow f} < 1$ ou près de 1, alors il faut faire un traitement mathématique différent à savoir résoudre une série d'équations couplées qui décrit l'excitation coulombienne multiple où plusieurs états nucléaires servent d'étapes intermédiaires pour atteindre l'état peuplé. Des codes de calcul très complets existent pour évaluer la section efficace²⁰⁾.

Les excitations en une, deux et plusieurs étapes sont illustrées dans la figure 22. Elles sont caractéristiques des conditions représentées dans la collision de deux ions lourds à des énergies entre 3 et 5 MeV/nucléon. De telles excitations peuvent peuplées des bandes rotationnelles jusqu'à des spin de 30 \hbar .

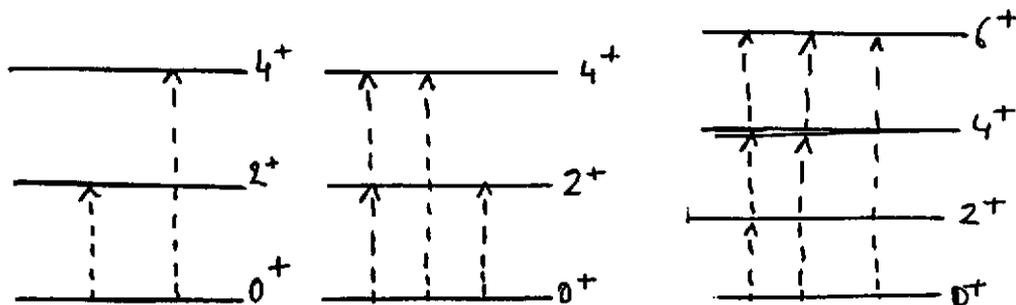


Figure 22 : Illustration des différentes voies d'excitation Coulombienne des états excités du noyau.

III.4.2 - Les expériences d'excitation coulombiennes et les dispositifs associés.

Plusieurs méthodes expérimentales peuvent être mise en oeuvre pour mesurer les sections efficaces et les distributions angulaires associées au processus d'excitation Coulombienne.

a) Analyse des projectiles chargés diffusés à l'arrière

Pour des ions suffisamment légers, on peut analyser à l'aide de spectromètre magnétique, les projectiles diffusés à l'arrière. L'avantage de cette méthode est d'obtenir des sections efficaces $\sigma(E_\lambda)$ très précises avec une bonne résolution en énergie.

Les désavantages sont nombreux : le taux de comptage est faible car on doit utiliser une cible mince. La détection des ions lourds légers ou de $A > 60$ est une limitation intrinsèque car la résolution dans le plan focal limite la séparation des différents états excités.

b) Analyse du rayonnement γ à l'aide des multidétecteurs

C'est la technique qui a permis les avancées les plus spectaculaires dans ce domaine. En utilisant les multidétecteurs $4\pi \gamma$ modernes (Ge(Li) + BG0) comme NORDBALL, EUROGAM, etc... (voir figure 23).

On obtient :

- une très bonne résolution (qqes keV) indépendamment de l'épaisseur de la cible,
- on peut travailler en cible épaisse, donc des taux de comptages élevés,
- on peut mesurer à partir des distributions angulaires γ - γ , les taux de transitions $B(E_\lambda)$.

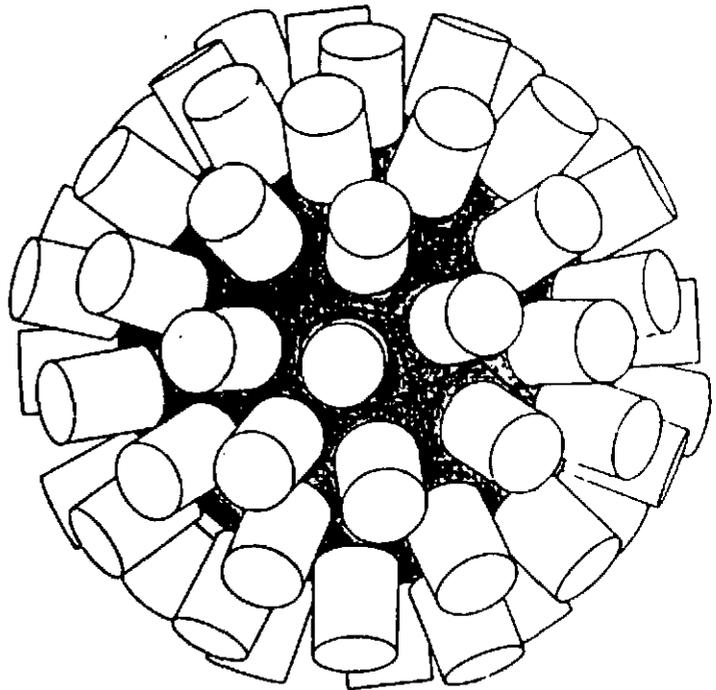


Figure 23 :
Vue générale schématique du multidétecteur γ EUROGAM.

Un des inconvénients de la méthode est que la vitesse de recul du projectile lourd peut être de l'ordre de $v/c = 0.1$ et que l'effet doppler élargit les pics γ mais aussi le temps de vie des états peuplés comparés au temps de ralentissement de l'ion dans la cible.

c) Des expériences tout à fait complètes peuvent être menées en cinématique inverse (faisceau lourd) quand le rapport de la masse du projectile à la masse de la cible M_C/M_P est telle que la focalisation cinématique $\sin \theta_{\max} = M_C/M_P$ conduit avec des détecteurs annulaires à l'avant, à récolter près de 100 % de la section efficace d'excitation coulombienne. Associée à un multidétecteur γ , cette technique conduit en plus à des corrélations angulaires Ions Lourds - γ très sensibles au mélange multipolaire δ .

En conclusion, l'excitation Coulombienne menée avec des faisceaux secondaires radioactifs d'énergie comprise entre 2 et 5 MeV/n depuis les noyaux légers (${}^6\text{He}, \text{Be}$) jusqu'aux noyaux plus lourds $A = 100$ est certainement un thème de recherche très riche.

1) La faisabilité de telles expériences a été déjà démontrée par le groupe LISE III à GANIL⁶⁾ ou l'excitation Coulombienne du ${}^{11}\text{Be}$ sur une cible de Pb a été réalisée.

2) Deux thèmes d'études privilégiés sont envisagés :

- l'étude de la structure de noyaux $N = Z$ de $A = 60$ à 100 où les prédictions théoriques et les informations expérimentales existantes laissent entrevoir des zones de déformations nouvelles (voir fig. 24).

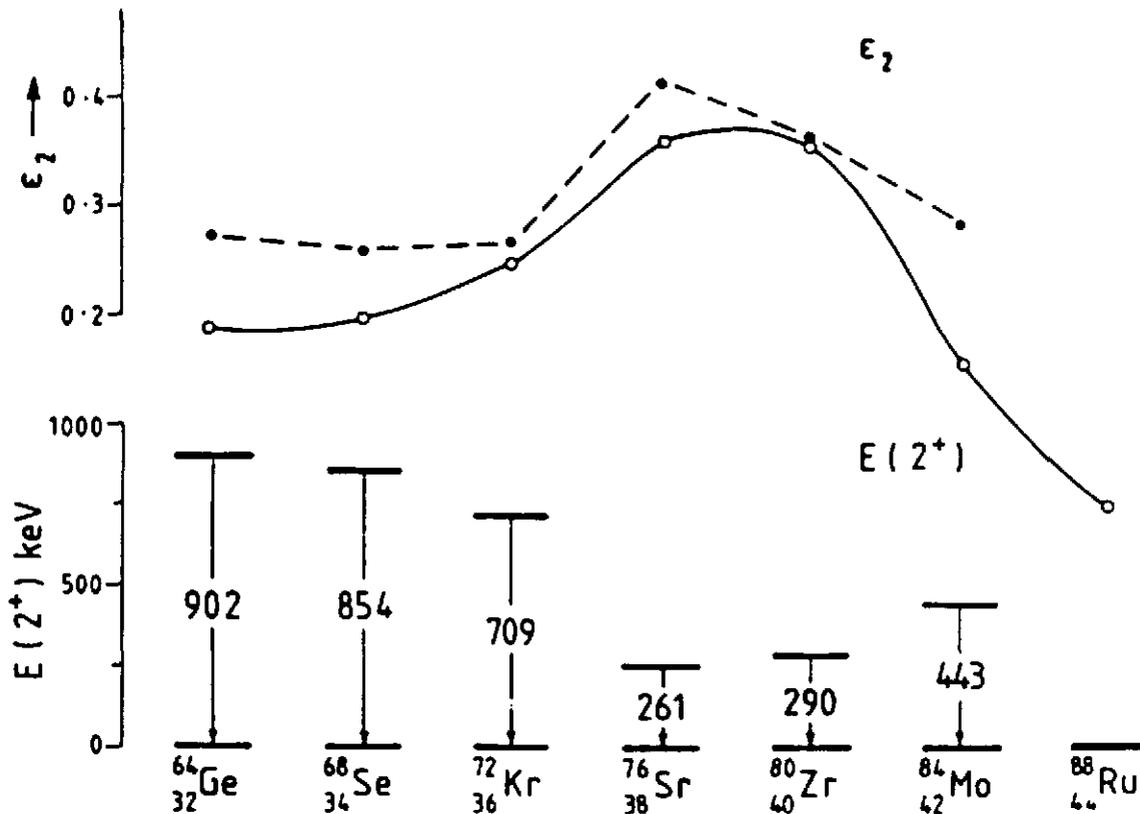


Figure 24 : Bas $B(E_2)$ expérimentaux pour le premier 2^+ des noyaux pairs-pairs $N = Z$
 Haut Tirets : valeurs correspondantes de la déformation quadrupolaire ϵ_2 -
 Plein : valeurs de ϵ_2 prédits par Möller et Nix.

A titre d'exemple, un faisceau de ^{72}Kr de 4 MeV/n sur une cible de ^{90}Zr de 1 mg/cm² donne une section efficace d'excitation Coulombienne de 20 barns. Avec un faisceau de seulement 10^5 pps, on obtiendrait 200 cp/s pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$.

L'autre thème privilégié est la recherche de grande déformation et l'étude de la structure de longue chaîne d'isotopes dans les noyaux déficitaires en neutrons autour de $A = 120-130$, $A = 160 - 180$.

III. CONCLUSIONS

Les premières réactions nucléaires induites par des faisceaux radioactifs secondaires ont déjà mis en évidence de nouveaux phénomènes liés à une densité de matière étendue à grande distance dans les noyaux légers riches en neutrons (^{11}Be , ^{11}Li).

Le test précis du potentiel nucléaire passera par la mesure de la diffusion élastique avec une précision encore accrue.

Dès que l'intensité et la résolution en énergie le permettront, l'accès aux spins et parités des premiers niveaux excités de ces noyaux à la frontière de la stabilité deviendra accessible au moyen de la diffusion inélastique. Le schéma de telles expériences a été discuté.

La diffusion Coulombienne est une ligne de recherche potentiellement très riche grâce à l'association de faisceaux secondaires même peu intenses ($> 10^5$ pps) et de multidétecteur γ couvrant un très grand angle solide ($\sim 4\pi$) avec une résolution en énergie de quelques keV. L'étude de la collectivité et de la déformation à basse énergie en particulier pour les noyaux de $N = Z$ jusqu'à ^{100}Sn ouvre de très larges perspectives.

Enfin, il est important d'ajouter que les réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons permettront de tester la validité du modèle en "couche" loin des régions en masse où il a connu le succès que l'on sait. A plus long terme l'échange de charge et sa sélectivité quand à la population des modes d'isospin et de spin-isospin donnera peut être un souffle nouveau au concept d'isospin dans les noyaux.

REFERENCES

- 1) Proc of "Int. Conf. on Radioactive beams".
First Int. Conf., Berkeley (USA) oct 1989, ed. WD Myers
J.M. Nitschke, E.B. Norman, World Scientific, 1990.
Second Int. Conf., Louvain la Neuve (Belgium), Aug. 1991,
ed. Th. Delbar, Adam Higher, 1992.
Third Int. Conf., MSU, East Lansing (USA) May 1993 ed. D. Morrissey in press.
- 2) Proc. Int. Workshop on "Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams".
March 1992, Dourdan (France) ed. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex,
Editions Frontières, 1992.
- 3) The isospin Laboratory, North American Steering Committee for Isospin Laboratory,
Report LALP 91-51.
- 4) "European Radioactive beam facilities", NuPECC Report, May 1993 529.
- 5) Nuclei at the limits of particle stability.
A.C. Mueller and B.M. Scherill, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science 43 (1993) 529.
- 6) A. Mueller, cours à cette école.
- 7) P.J. Karol, Phys. Rev. C11 (1975) 1203.
- 8) S.K. Charagi, Phys. Rev. C48 (1993/452)
- 9) I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676.
- 10) C. Mahaux, P.F. Bortignon, R.A. Broglia and C.H. Dasso, Phys. Rep.120 (1985)1.
- 11) G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, New York (1983).
- 12) M. Lewitowicz et al, Z. Phys. A562 (1992) 16.
- 13) C.B. Moon et al., Proc. Int. Conf. on Nuclei far from stability, Bernkastel-Kues, RFA,
IOP Publishing (London) 1993.
- 14) J.J. Kolata et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2631.

- 15) M. Mermaz, Phys. Rev. C47 (1993) 2213.
- 16) R. da Silveira et al. Phys. Rev. C48 (1993) 468.
- 17) G.A. Bertulani, L.F. Canto and M.S. Hussein, Phys. Reports 226 (1993) 281.
- 18) A. Bohr and B.M. Mottelsson, Nucl. Structure, Vol. 2, Benjamin, New-York (1975).
- 19) Pour une revue récente voir l'article de D. Cline, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 683.
- 20) A. Winther, J. de Boer, in Coulomb excitation published by K. Alder and A. Winter, New-York Academic Press (1986) 303.

La physique (expérimentale) du halo

(Notes de cours)

Alex C. MUELLER

CNRS-IN2P3

Institut de Physique Nucléaire

91406 ORSAY cedex

I. INTRODUCTION

Ce n'est qu'après des hésitations et quelque peu réticent que je soumetts ces notes de cours aux organisateurs de l'école "Joliot-Curie" de 1993: Étant donné la grande mouvance de ce récent champ de recherche (plus de cent publications dans les derniers 5 ans!) il m'est impossible, à l'heure actuelle, de rédiger un ouvrage didactique et "complet" qui mériterait le terme *cours*, au sens générique du terme. En effet, il faut également garder à l'esprit que de nouvelles informations expérimentales sortent tous les jours, en particulier en provenance du MSU-NSCL (USA) et du RIKEN (Japon), qui consacrent à ce domaine des faisceaux exotiques un nombre d'heures très important de faisceau d'accélérateur. Les mêmes observations peuvent être faites en ce qui concerne le phénomène du halo d'un point de vue théorique. Je crains donc, que ces notes, dans un laps de temps court, ne présentent pas le même intérêt qu'habituellement les cours de l'école Joliot-Curie. Les résultats les plus récents (expérimentaux et théoriques) seront publiés dans les comptes-rendus de la récente et très instructive "3rd International Conference on Radioactive Nuclear Beams" [1]. Une revue générale des noyaux situés aux bords de la stabilité, relativement facile à lire, est également sous presse [2].

Par ailleurs, un excellent article, assez court, que l'on peut consulter afin de comprendre "la physique du halo", a été rédigé par P.G. Hansen [3]. Le même auteur a aussi récemment publié une discussion "vulgarisée" du phénomène du halo dans la revue "New Scientist", s'adressant à un public plus large que des physiciens [4].

Avec toutes ces remarques faites, l'ambition de ces notes de cours est la suivante: Je présenterais, en reprenant les mêmes têtes de chapitre choisies pour la présentation orale, une sélection des faits expérimentaux caractéristiques. Par ailleurs, je suis conscient que mes critères de sélection ont privilégié les travaux effectués en France.

II. CHAPITRES DU COURS

II.1. Carte des noyaux exotiques et bords de la stabilité nucléaire pour la région des noyaux les plus légers.

La figure 1 montre la carte des nuclides pour les noyaux les plus légers jusqu'à l'élément néon. Le "pattern" caractéristique d'absence et de présence d'isotopes (prédit par les formules de masse courantes) a été vérifié expérimentalement, en particulier grâce aux expériences réalisées au GANIL avec le spectromètre LISE (voir aussi le chapitre II.3). Ce pattern souligne le rôle essentiel que l'appariement joue à la drip-line en neutrons: pour tous les éléments, l'isotope le plus lourd a un nombre pair de neutrons ($=2n$). A l'exception des isotopes de l'hydrogène et de l'azote, tous les cas avec $2n-1$ ne sont pas liés, et, pour l'hélium et le bore, les isotopes avec $2n-3$ sont toujours non-liés. Un cas intéressant est celui de l'oxygène: ^{26}O est lié prévu par la plupart des prédictions théoriques, mais comme nous le discuterons dans le chapitre II.3, l'expérience n'a permis que la synthèse du ^{24}O .

Ce sont ces noyaux légers au bord de la stabilité, très faiblement liés, qui vont donner naissance au phénomène du halo de neutrons.

II.2. Mesures directes de masse de noyaux légers situés à la "drip-line" en neutrons: situation actuelle et perspectives de futurs instruments. Le cas particulier du ^{11}Li .

Afin d'aller au-delà des observations qualitatives comme celles faites dans le contexte de la description de la figure 1, il faut faire des expériences de mesure de masse. Compte tenu des taux de production faibles des noyaux situés au bord de la stabilité, ces expériences sont très difficiles. Cependant, des progrès ont été faits ces dernières années (pour toutes les références, voir § 5.2 dans [2]) en particulier, grâce à des expériences de mesure *directe* de masse à Los Alamos et au GANIL, où la combinaison des spectromètres ALPHA et SPEG s'est révélée très puissante [5]).

Pour le ^{11}Li , le premier noyau faiblement lié pour lequel les phénomènes de halo ont été mis en évidence, la bonne connaissance de l'énergie de liaison est importante car sa valeur entre de façon critique dans toutes les descriptions théoriques du halo. Jusqu'à très récemment, cette valeur était quelque peu incertaine, mais il semble, qu'une expérience récente, à MSU, a permis de "lever le doute" : $S_{2n} = 318$ keV (B.M. Young et al. Phys.Rev.Lett. sous presse). L'expérience à MSU se basait sur une réaction de transfert avec un faisceau stable, $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{Li})^{14}\text{O}$. Cette technique, (aussi beaucoup utilisée avec l'accélérateur VICKSI à Berlin, voir les références dans le §5.2 de [2]) ne peut cependant cibler que les noyaux les plus légers sur la drip-line en neutrons à cause de la courbure de la vallée des noyaux stables. Si on veut aller au-delà du ^{11}Li , il faut disposer de faisceaux radioactifs (riches en neutrons) afin de pouvoir poursuivre cette technique puissante. C'est en effet une des raisons avancées pour de la construction des futurs post-accélérateurs à faisceaux "exotiques".

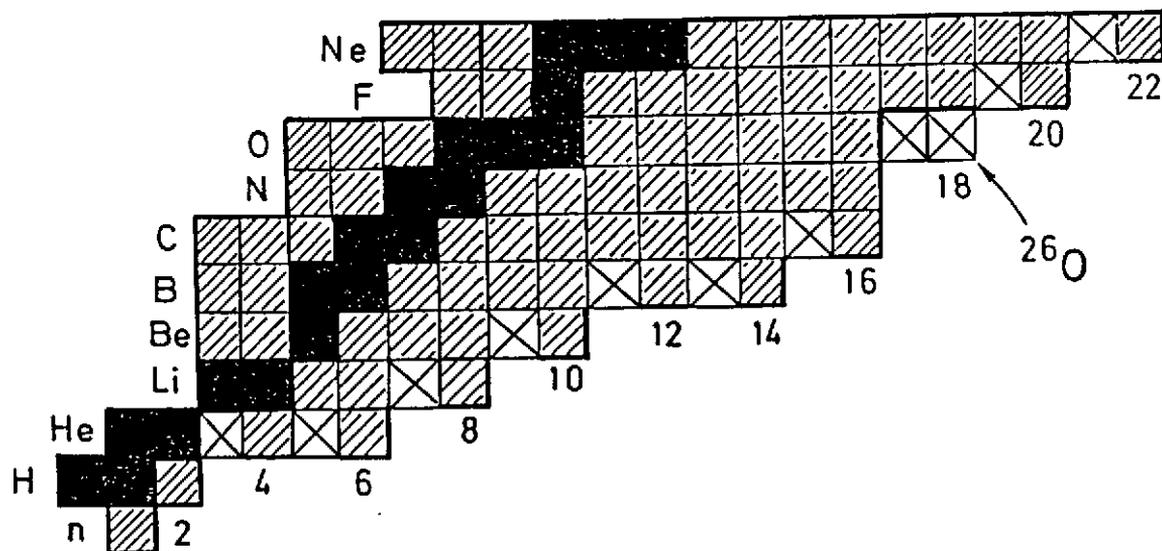


Figure 1: Carte des nuclides pour les noyaux les plus légers jusqu'à l'élément néon.

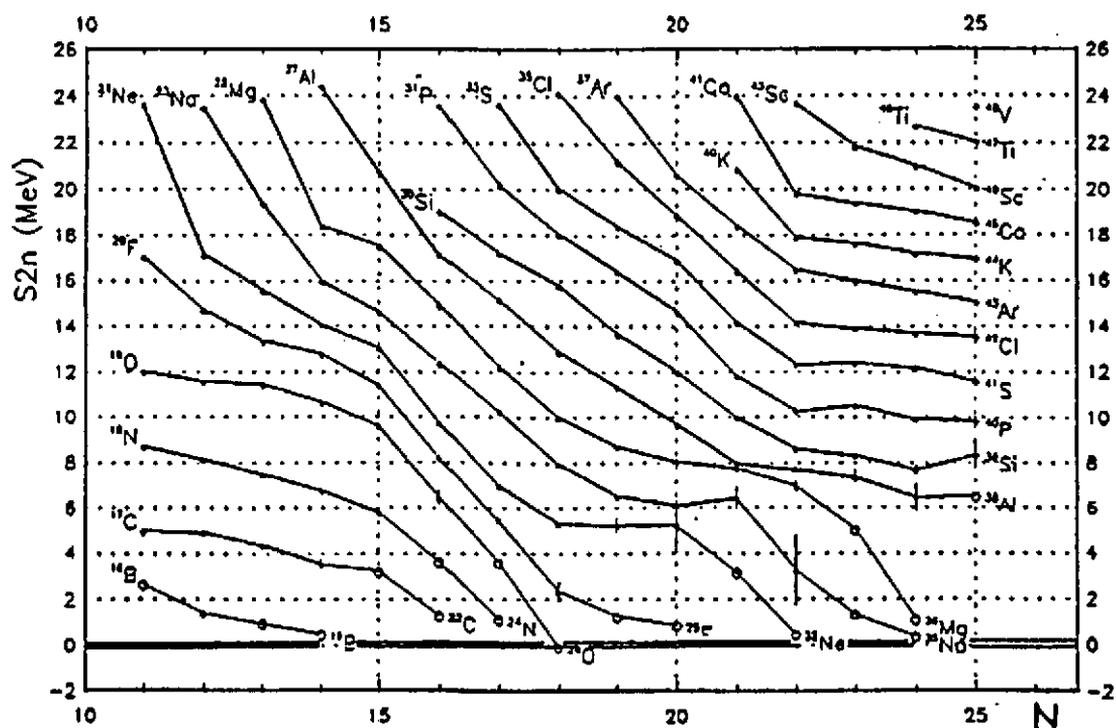


Figure 2: Énergie de liaison des deux derniers neutrons pour les éléments légers (voir texte du chapitre II.2).

La figure 2, extraite d'un rapport de G. Audi [6], montre une description globale des mesures de masse: C'est l'énergie de séparation des *deux* derniers neutrons, S_{2n} , qui est portée en fonction de la masse A pour les éléments légers. On note une tendance curieuse lors ce qu'on approche la "drip-line". Les courbes ne semblent pas couper l'axe $S_{2n}=0$ de façon franche, ou transiter du régime lié (vis-à-vis de l'interaction forte) au régime non-lié. La tendance est plutôt celle d'une approche tangentielle, indiquant peut-être, qu'il ne faut que de très peu pour lier des systèmes avec de grands "clusters" de neutrons [7].

II.3 Comment accéder aux noyaux situés à la neutron drip-line: production de faisceaux exotiques par fragmentation du projectile. Méthodes de séparation et de purification.

A la fin des années 1970 Symons, Westfall et leurs collaborateurs [8,9] ont découvert, à Berkeley, qu'il était possible de produire des faisceaux secondaires très riches en neutrons par fragmentation de projectile d'ions lourds. La persistance des caractéristiques de la fragmentation à haute énergie dans le domaine des énergies de Fermi [10] a permis, dès 1984, le développement d'un large programme expérimental à GANIL auprès du spectromètre LISE [11]. L'utilisation de la fragmentation du faisceau primaire du GANIL pour produire des faisceaux secondaires a nécessité la conception d'un spectromètre avec les propriétés suivantes:

- une détection autour de 0° avec une ouverture angulaire importante et à très bas bruit de fond (en particulier l'élimination complète du faisceau primaire) afin d'être sensible à des événements de faible section efficace
- une bonne identification de particules afin de pouvoir séparer les nombreux produits de la réaction sans ambiguïté
- une optique d'ions souple afin de produire des faisceaux secondaires d'une qualité optique raisonnable.

La solution suivante a été retenue pour LISE: un spectromètre magnétique constitué de deux dipôles identiques (D1 et D2) dans une configuration achromatique (Fig.3). La longueur de la trajectoire dans la ligne est au premier ordre (mieux que 10^{-4}) indépendante de l'angle d'entrée dans le spectromètre. Ceci facilite la mesure du temps de vol des particules dans l'instrument. Une sélection supplémentaire en Z peut être faite en introduisant au plan focal intermédiaire de LISE une feuille de matière. L'achromatisme de la ligne est 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. Le spectromètre LISE dans sa première version se terminait à ce premier point focal achromatique, une description détaillée est présentée en référence [11]. Un filtre de WIEN a été ajouté depuis, donnant une sélection supplémentaire en vitesse [12].

L'identification des produits de fragmentation est faite dans un télescope de détecteurs semi-conducteurs installé au premier point focal achromatique. La mesure, événement par événement, de la perte d'énergie ΔE , de l'énergie totale E et du temps de vol (TOF) dans le

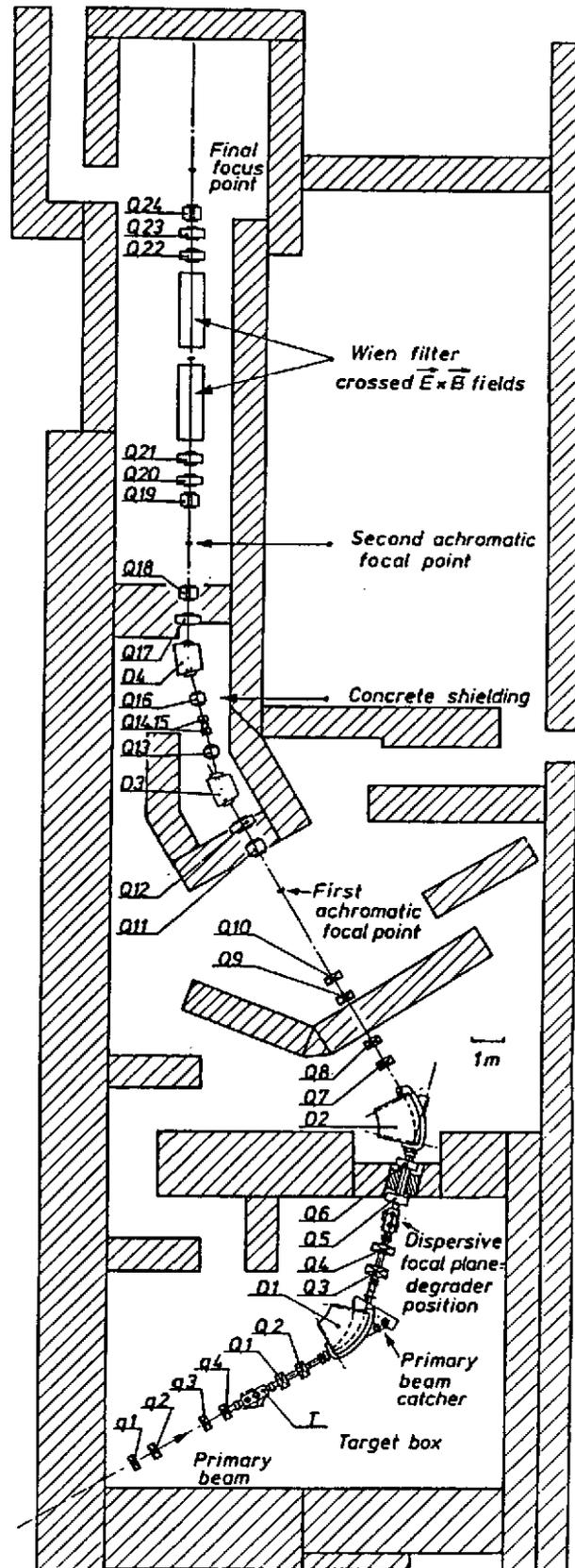


Figure 3: Le spectromètre LISE du GANIL. L'extension au-delà du premier point focal achromatique ("LISE") a été construite en 1992. q_{1-4} et Q_{1-24} sont des quadrupoles de focalisation en amont et en aval de la cible, respectivement. D_1 et D_2 d'une part et D_3 et D_4 d'autre part, sont des dipôles magnétiques qui assurent le double achromatisme de l'ensemble de LISE3.

spectromètre permet une détermination de la masse et du numéro atomique des fragments. La figure 4 représente une matrice d'identification (ΔE -TOF) obtenue dans la réaction d'un faisceau de ^{48}Ca à 44 MeV/A sur une cible de Ta de 173 mg/cm².

On remarque la parfaite réjection du dispositif pour le faisceau primaire. Les noyaux les plus riches en neutrons observés ^{11}Li , ^{14}Be , ^{22}C , ^{23}N et ^{29}F correspondent aux derniers noyaux prédits liés [13]. En effet, les expériences auprès de LISE ont permis la synthèse de ^{22}C , ^{23}N et ^{29}F ainsi que de ^{32}Ne pour la première fois. On peut également noter que les noyaux de ^{13}Be , $^{16,18}\text{B}$, ^{21}C , ^{25}O , ^{28}F et ^{31}Ne prédits non liés ne sont pas observés ce qui souligne l'excellent pouvoir séparateur de LISE. Il est cependant étonnant de ne pas observer dans cette expérience le noyau semi-magique ^{26}O prédit lié par la plupart des formules de masse alors qu'en utilisant la systématique des taux de production on prévoyait environ 30 coups. Ceci peut signifier que pour les isotopes d'oxygène (pourtant semi-magique en protons) on assiste à un effet brutal de diminution de liaison. Une explication alternative avancée par P. G. Hansen (communication privée) est que ce noyau, faiblement lié, subit dans la cible de production une importante dissociation coulombienne (voir aussi II.7)

Grâce à la technique de fragmentation du projectile, avec des faisceaux de $^{36,40}\text{Ar}$, $^{40,48}\text{Ca}$, ^{58}Ni , ^{86}Kr , de très nombreux isotopes aussi bien très excédentaires que déficients en neutrons ont pu être fabriqués pour la première fois et de nombreuses études spectroscopiques ont été menées (voir [2] et références incluses). Un exemple récent est la découverte de la nouvelle radioactivité β -3protons dans la décroissance du noyau ^{31}Ar [14, 15]. Les études de décroissance par neutrons retardés de noyaux exotiques de S et Cl, produits à LISE par fragmentation de ^{48}Ca apportent de précieuses informations dans un domaine autre que nucléaire: l'astrophysique. En effet il est possible d'interpréter les abondances isotopiques observées dans la météorite Allende en incluant des effets de structure nucléaire [16].

II.4. Le nouvel outil: réactions induites par des faisceaux exotiques. Mesures de sections efficaces totales et premiers signes de présence du "halo". Moment magnétique et moment quadripolaire électrique du ^{11}Li par spectroscopie laser.

C'est au milieu des années 90 que Tanihata et ses collaborateurs ont eu l'idée de profiter de l'énergie des faisceaux exotiques, préparés par fragmentation du projectile. Leur expérience était la plus simple que l'on puisse imaginer: une mesure de la section efficace totale d'interaction σ_I par la méthode de transmission: On regarde le nombre de particules que l'on envoie sur une cible et on analyse combien de noyaux ont interagi après la cible en comptant ceux qui ont changé leur numéro atomique ou leur nombre de masse. De ces σ_I il est alors possible (par un calcul de type Glauber) de déduire des rayons de matière nucléaire [17]. La figure 5 montre des rayons ainsi obtenus, en envoyant des faisceaux légers dans la gamme de 400-800 MeV/u sur une cible d'interaction. De façon surprenante, on observe une forte déviation pour les noyaux situés sur la drip-line par rapport au comportement "normal",

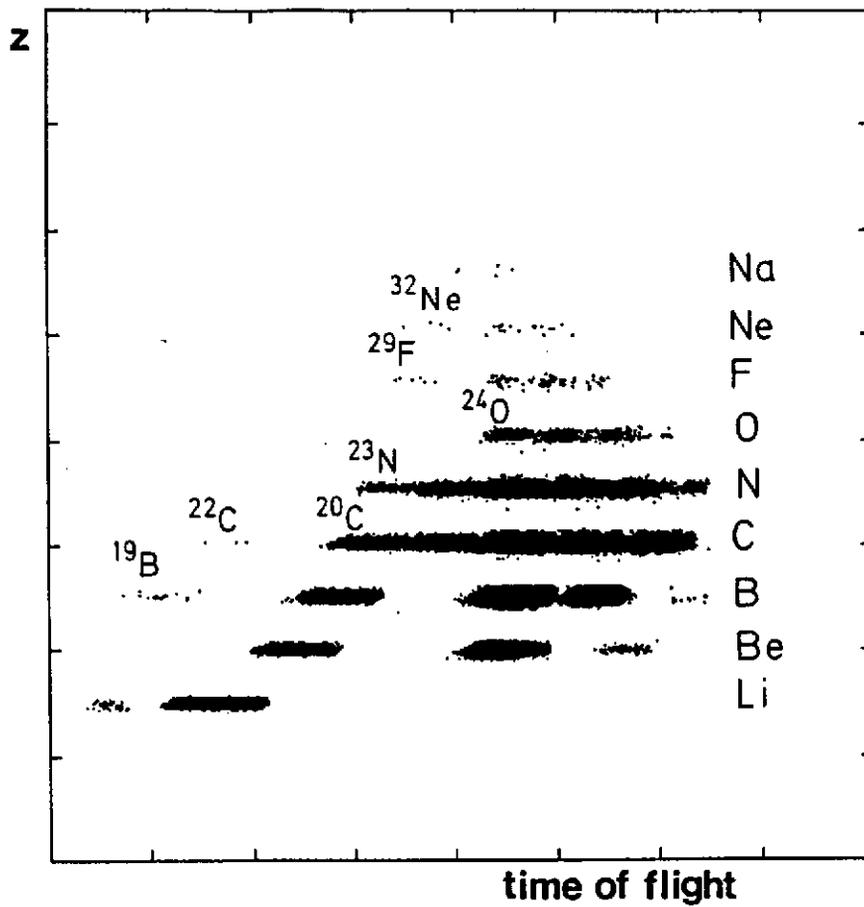


Figure 4: Noyaux très riches en neutrons jusqu'à la limite de stabilité identifiés dans la fragmentation d'un faisceau de ^{48}Ca à 44MeV/A sur une cible de Ta.

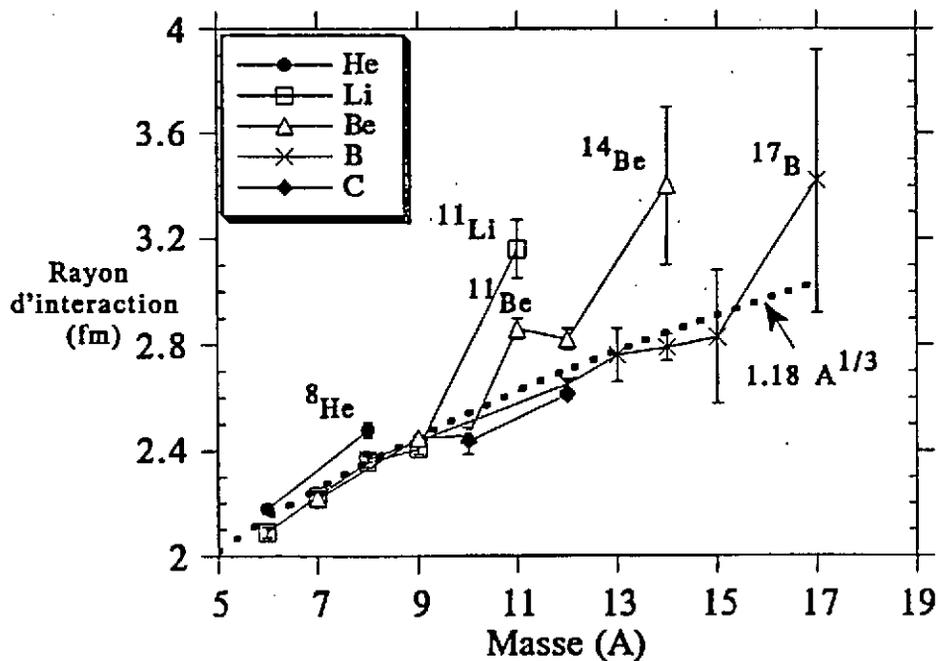


Figure 5: Rayons d'interaction des isotopes légers. La figure a été prise de la référence [17].

conforme à la gouttelette liquide, de tous les autres noyaux. Cet effet a été rapidement interprété par Hansen et Jonson comme étant dû à une large extension spatiale de la fonction d'onde des derniers neutrons [18]. Ils ont montré que ce phénomène d'un *halo de neutron(s)* résultait de la faible énergie de liaison de ce(s) dernier(s). Ils prédisaient également qu'on allait observer des sections efficaces d'excitation E_1 très élevées ("polarisation" halo-coeur) pouvant donner lieu à un break-up Coulombien des neutrons du halo.

Des indications confirmant l'hypothèse de Hansen et Jonson ont été obtenues par la suite: Une expérience à SATURNE à 80 MeV/u, par exemple, a également utilisé la méthode de transmission pour l'étude des isotopes $^8,9,^{11}\text{Li}$. La détection, à l'aide de scintillateurs plastiques a permis de déterminer non seulement les σ_1 mais aussi plus spécifiquement les sections efficaces de changement de charge atomique σ_{AZ} . La figure 6 [19] justement montre que σ_{AZ} est constant et pour le ^{11}Li ne représente que 40% de la section efficace totale alors que ce rapport est de 70% pour le ^8Li et atteint 90% dans la vallée de stabilité. Cette observation est en accord avec un rayon de charge constant pour les isotopes du lithium et signifie, par conséquent, que le grand rayon du ^{11}Li concerne uniquement les neutrons. Des expériences de spectroscopie laser, faits auprès du séparateur en ligne ISOLDE au CERN [20, 21] ont permis de mesurer le moment magnétique et le moment quadripolaire électrique du ^{11}Li . En effet, la valeur du moment magnétique est proche de la valeur "Schmidt" d'un seul proton de valence et celle du moment quadripolaire est quasiment égale à celle du ^9Li . Il y a donc pas de signe que le rayon du ^{11}Li est modifié par une déformation (de charge) du noyau.

II.5. Diffusion élastique de faisceaux à "halo": Premières études au GANIL. Expériences plus précises à MSU et à RIKEN. Perspectives avec "SISSI".

Pour les espèces stables, une façon classique d'explorer les distributions de densité des protons et des neutrons est l'étude des distributions angulaires de noyaux diffusés élastiquement. Ce fut le but d'une première expérience au GANIL d'étudier de façon non destructive le ^{11}Li et d'apprécier la faisabilité de diffusion élastique de faisceaux secondaires de faible intensité. Des faisceaux de ^7Li à 25.4 MeV/u (1000 pps) et de ^{11}Li à 29MeV/u (150 pps) ont été produits avec une pureté mieux que 98% par fragmentation d'un projectile ^{18}O à 76MeV/u sur une cible composite de Be+C de 3.2 g/cm². Cette cible permettait à la fois la production et le ralentissement des fragments à l'énergie voulue. La trajectoire des particules secondaires a été reconstruite événement par événement à l'aide de deux détecteurs Si à localisation x-y placés à la sortie de LISE3. Le second détecteur servait de cible "active" (104 mg/cm²). Les angles et les énergies des particules diffusées étaient mesurés à l'aide de deux détecteurs circulaires à pistes placés en aval. Une matrice de 7 cristaux BGO a été utilisée pour déterminer l'énergie résiduelle de chaque particule. La figure 7 montre la distribution angulaire de la diffusion élastique du ^7Li et du ^{11}Li obtenue de cette manière. Il est clair que l'épaisseur de la cible, la résolution angulaire modeste (1.5°) et la contribution de

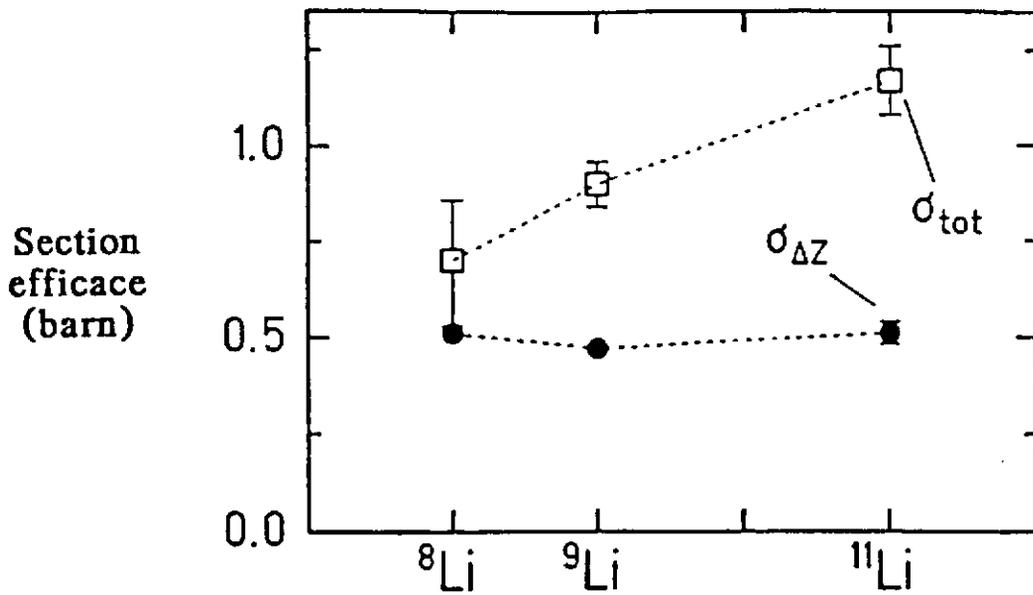


Figure 6: Sections efficaces de changement de charge ($\sigma_{\Delta Z}$) et totale (σ_{tot}) pour les isotopes du lithium. La figure a été prise de la référence [19].

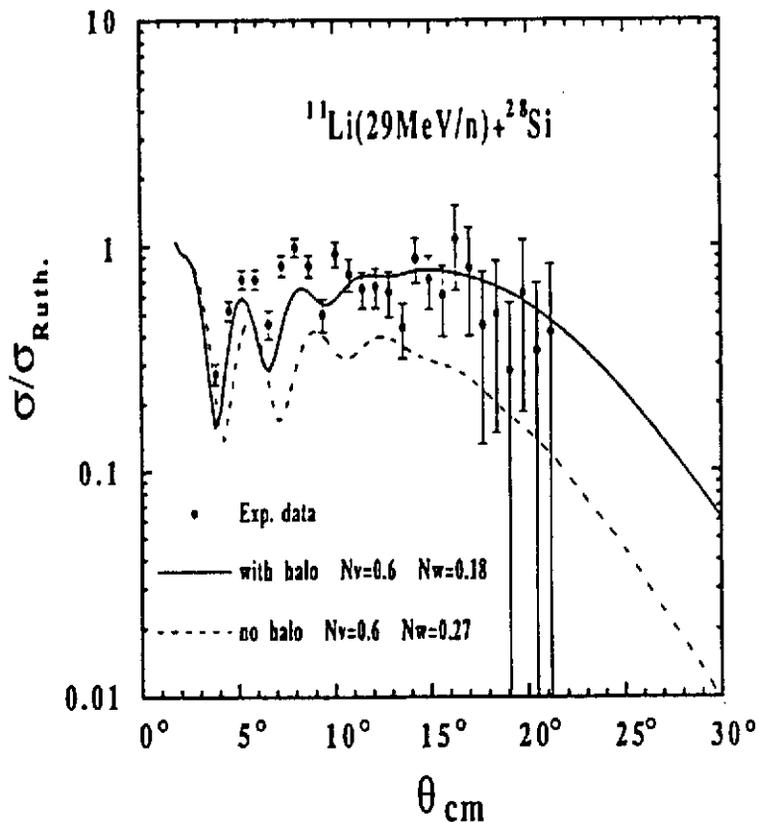


Figure 7: Distribution angulaire de diffusion élastique pour le noyau ^{11}Li . Les traits correspondent à des fits effectués dans le cadre du modèle optique; sans et avec "halo".

la diffusion inélastique atténuent quelque peu l'allure diffractationnelle de cette distribution. Néanmoins, la distribution obtenue pour le ${}^7\text{Li}$ est en accord avec une analyse effectuée en canaux couplés avec des paramètres extraits d'une expérience de diffusion de ${}^6\text{Li}$ sur la même cible. Bien que la statistique soit faible, les valeurs σ/σ_R du ${}^{11}\text{Li}$ restent très élevées sur une grande plage angulaire et décroissent beaucoup plus lentement que celles du ${}^7\text{Li}$. Une description détaillée de cette expérience et son interprétation dans le cadre du modèle optique est publiée [22].

Une expérience de meilleure efficacité a été menée à RIKEN à 60 MeV/u [23]. Cette fois le ${}^9,{}^{11}\text{Li}$ étaient diffusés en cinématique inverse sur les protons d'une cible de polyéthylène. Les trajectoires des faisceaux exotiques avant et après la cible étaient déterminées par des chambres à fils en coïncidence avec les protons de recul. A MSU, Kolata et al. ont étudié le système symétrique ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ à 60 MeV/u [24]. Cette expérience a été analysée en terme du modèle optique par C. Mermaz [25], qui trouve une longue traîne dans le potentiel réel. La partie imaginaire exhibe une certaine transparence de surface donnant lieu à des effets réfractifs importants. Une discussion générale critique d'analyse des diffusions élastiques par le modèle optique a été effectuée par R. Da Silveira [26]. D'un point de vue expérimentale, la mise en service du dispositif SISSI au GANIL qui permet d'envoyer des faisceaux issus de fragmentation du projectile dans toutes les salles d'expériences peut ouvrir de nouvelles perspectives: en effet on peut analyser les diffusions avec le spectromètre de très haute résolution SPEG.

II.6. Excitation Coulombienne de systèmes faiblement liés, le développement de la technique expérimentale: grands compteurs germanium associés au spectromètre LISE3. Perspectives.

Une question intéressante est de savoir si les noyaux à halo peuvent avoir des niveaux excités *liés* que la fenêtre ouverte en énergie de liaison soit très restreinte. La méthode expérimentale a récemment été développée au GANIL, pour des faisceaux radioactifs en provenance du spectromètre LISE3. Comme le montre la figure 8, des compteurs au Germanium hyperpur de très grand volume, de type "EUROGAM", ont été placés autour d'une cible avec un numéro atomique élevé, afin de provoquer une excitation Coulombienne des projectiles sortant du spectromètre (profitant des fortes probabilités de transition E1, voir le chapitre II.4). La méthode en soi est, bien sûr, un des grands outils classiques de la physique nucléaire à basse énergie, mais elle n'avait jamais été appliquée à un faisceau radioactif issu de la fragmentation du projectile. En effet ces derniers ont des intensités inférieures de plusieurs ordres de grandeur à celles des faisceaux stables et des qualités optiques médiocres.

La figure 9 montre les signaux obtenus dans les trois compteurs gamma pour un faisceau secondaire de ${}^{11}\text{Be}$ d'une énergie de 45 MeV/u [27] choisi comme test de la méthode car cet isotope à halo est le seul connu possédant un niveau excité, à 320 keV, pour une énergie de liaison de 504 keV. Les photons de désexcitation sont clairement visibles mais on peut

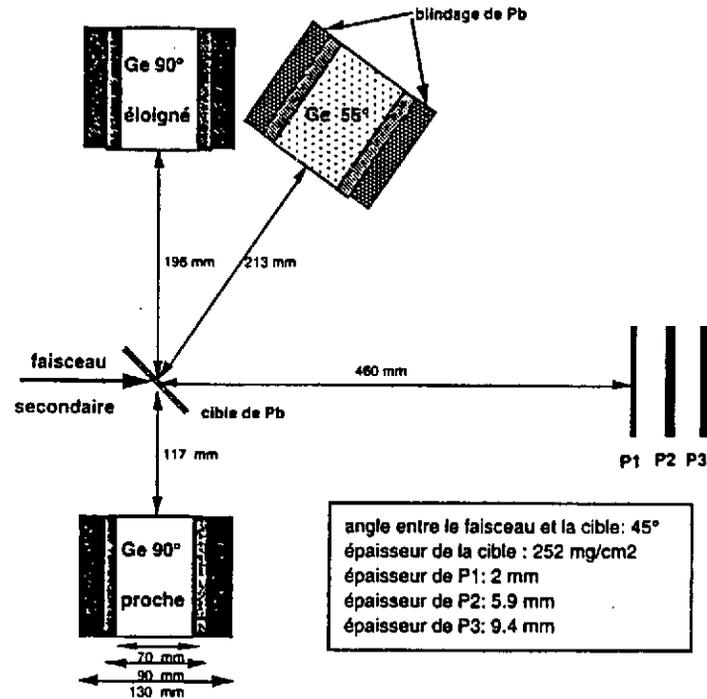


Figure 8: Dispositif expérimental d'excitation coulombienne installé à la sortie de LISE3 (voir II.6)

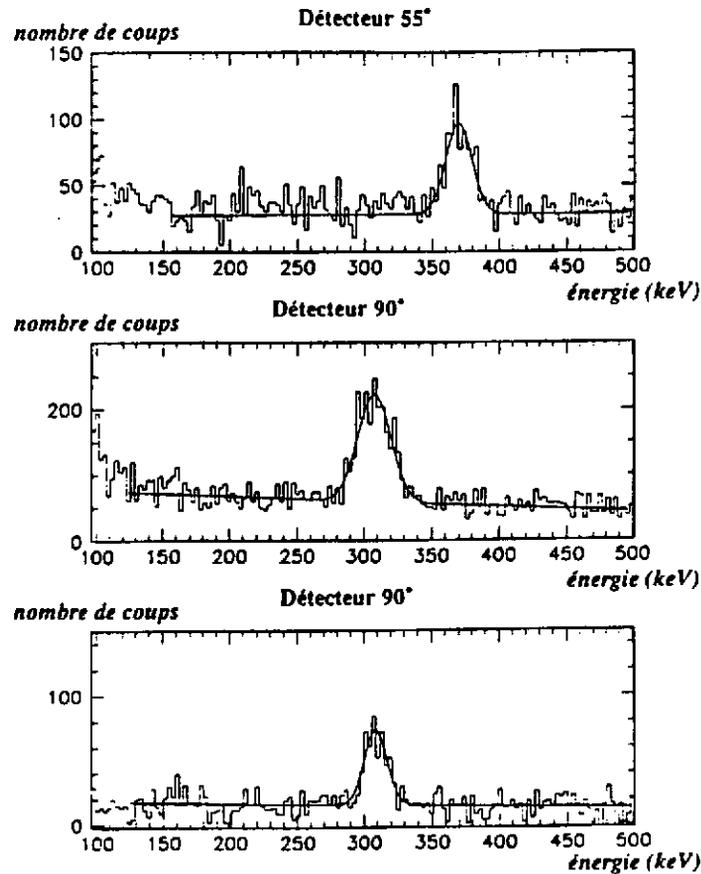


Figure 9: Spectres γ observés dans les détecteurs installés à 55° et à 90° , respectivement dans une configuration proche et éloignée de la cible (voir aussi Figure 8 et chapitre II.6).

remarquer l'important déplacement Doppler en fonction de l'angle, résultant de la haute énergie du projectile, et de façon similaire l'important élargissement Doppler. Ce dernier est aussi présent pour les détecteurs dont l'axe est à 90° par rapport à l'axe du faisceau, car ceux-ci, compte tenu de leur grande dimension, "voient" une large plage angulaire. Une façon de diminuer cet élargissement est d'éloigner les détecteurs de la cible comme on le montre la différence entre le détecteur "proche" et "éloigné". Dans une telle hypothèse, il faudrait cependant grandement augmenter le nombre des détecteurs pour maintenir une efficacité correcte, c'est-à-dire penser, en d'autres termes, à l'utilisation d'une boule gamma complète. Le rapport signal/bruit se verra alors sensiblement amélioré, limité toutefois par des élargissements Doppler dus à la mauvaise qualité optique intrinsèque du faisceau secondaire. Finalement, il faut aussi tenir compte de l'épaisseur de la cible induisant un ralentissement différentiel (nous pouvions la choisir assez grande, à cause de la somme de toutes les autres sources d'élargissement dans la configuration ci-dessus pour optimiser le signal). L'analyse encore préliminaire de cette expérience permet déjà de dire que pour les noyaux légers à halos ^8He , ^{11}Li , $^{12,14}\text{Be}$ il n'existe pas d'états excités liés.

De façon plus prospective, on peut dire que la technique mise en oeuvre ouvre une nouvelle voie à l'étude de la structure nucléaire de noyaux instables. En effet, l'association de boule γ de haute résolution avec les faisceaux délivrés par un *post-accélérateur* de bonnes qualités optiques et d'énergie mieux adaptée sera un outil important de spectroscopie de noyaux exotiques.

II.7. Réactions de break-up d'un noyau à halo: comment séparer les effets de la structure nucléaire et le mécanisme de réaction pour le halo à un neutron: le cas du ^{11}Be . Utilisation de cibles de numéro atomique Z différent: Break-up Coulombien, nucléaire et leur "interférence".

Comme nous l'avons dit dans le chapitre précédent, les noyaux à halo ont le plus souvent un seul état lié, le fondamental. Ils posent donc un problème expérimental particulier car on ne peut pas les étudier par des méthodes spectroscopiques habituelles de structure nucléaire. (Cependant des signes indirects de la manifestation du halo peuvent être observés dans la désintégration β [28]. A la place, il est vite apparu qu'une étude plus fine de leurs réactions pouvait livrer des renseignements intéressants. Il s'agissait donc de pousser les expériences avec les faisceaux exotiques au-delà des "simples" mesures de sections efficaces *intégrales* (cf. chapitre II.4.). En particulier, des expériences ont visé des mesures de distributions en moment des fragments issus des réactions de break-up des noyaux à halo. Bien que les premières expériences aient d'abord ciblé le ^{11}Li [29,30], nous allons discuter ici en premier le cas du ^{11}Be , plus simple car constitué d'un halo avec *un seul neutron*. On n'a donc pas à se préoccuper des corrélations neutron-neutron et on peut séparer le rôle joué par la structure du noyau de celui du mécanisme de réaction. Tel était le but d'une expérience réalisée avec LISE3 qui fournissait un faisceau pur de ^{11}Be de 41 MeV/u.

Le dispositif expérimental est montré dans la figure 10. Après avoir interagi avec les cibles de réaction (béryllium, titane et or), les fragments chargés étaient détectés par un télescope à semi-conducteur et les neutrons dans un hodoscope constitué de scintillateurs liquides. L'hodoscope couvrant une large plage angulaire il a été possible de mesurer des sections efficaces différentielles. La figure 11 montre, par exemple la distribution angulaire des neutrons *en coïncidence avec un fragment de ^{10}Be* pour la cible d'or. Le choix de la coïncidence garantissait le caractère périphérique de la réaction et le Z élevé de la cible la prédominance d'une dissociation Coulombienne. En effet, les neutrons sont fortement piqués vers l'avant, leur distribution en moment donc très étroite ce qui, via le principe d'Heisenberg, correspond à une extension spatiale importante, signature claire de leur provenance du halo. Il faut également noter les fortes valeurs absolues des sections efficaces (quelques barn pour la section efficace intégrée!) en accord avec les prédictions de Hansen et Jonson (voir aussi II.4.). Le trait plein dans la figure correspond à un calcul perturbatif d'excitation coulombienne qui prend comme fonction d'onde du halo une fonction de type Yukawa [31]. L'accord avec la courbe expérimentale est remarquable sachant qu'aucun paramètre n'est ajusté. La grande sensibilité à la faible énergie de liaison est clairement visible sur les courbes en pointillés correspondant au même calcul avec des énergies de liaison plus faible ($S_n=250$ keV) et plus forte ($S_n=1$ MeV) que la valeur expérimentalement connue de 504 keV.

Nous avons donc vu que pour une cible de Z élevé la contribution coulombienne décrivait quasi quantitativement les sections efficaces. Afin de comprendre les contributions nucléaires, un deuxième calcul basé sur l'approximation soudaine a été effectué. Il tient compte de l'effet combiné de dissociation nucléaire et coulombienne. Là aussi il a été possible d'obtenir des expressions analytiques [32]. La figure 12 représente les sections efficaces expérimentales de dissociation pour la réaction $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be}$ pour trois différentes cibles Be, Ti, Au. Les courbes en traits pleins correspondent aux contributions calculées pour l'absorption et pour la voie inélastique c'est à dire l'état final consistant en ^{10}Be et un neutron libre; la courbe supérieure résulte des deux contributions précédentes. La courbe en traits pointillés représente un calcul sans contribution nucléaire. Cela montre ce que donnerait une dissociation purement coulombienne avec le même calcul. La contribution inélastique obtenue en annulant le terme coulombien ne peut être distinguée de l'absorption et n'est donc pas montrée. De cette figure on peut voir que les calculs sans paramètre libre reproduisent tout à fait les sections efficaces intégrales de dissociation. Les distributions en moment, comme c'était déjà le cas pour le calcul d'excitation coulombienne en perturbation pour la cible d'or (voir figure 11), sont bien reproduites également en valeur absolue pour les cibles légères. L'ensemble des résultats expérimentaux et des calculs peuvent être trouvés dans la référence [32]

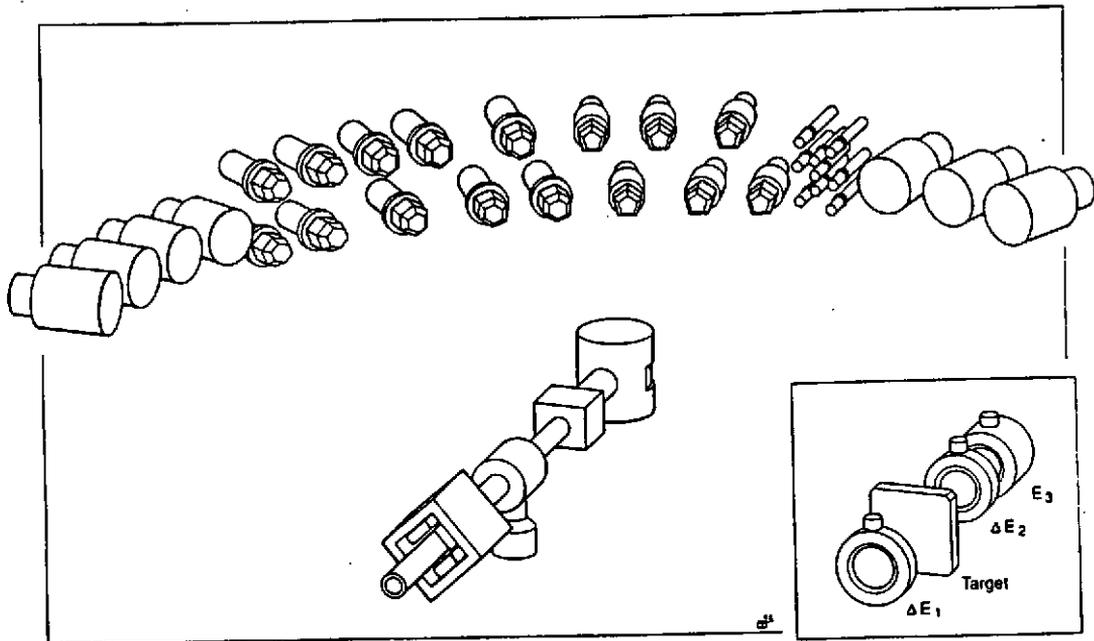


Figure 10: Dispositif expérimental pour l'étude du break-up de noyaux à halo utilisé auprès de LISE3 (voir texte du chapitre II.7).

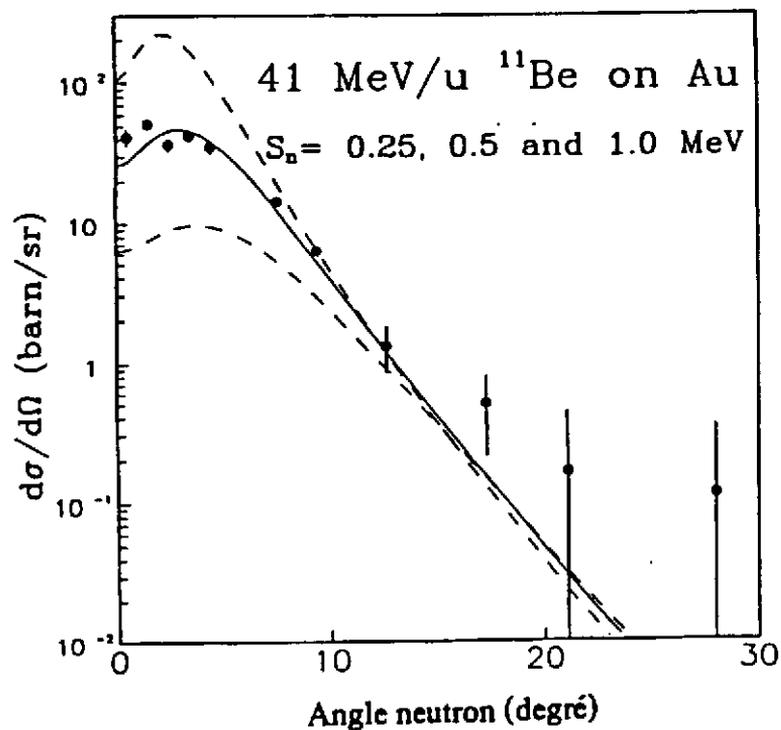


Figure 11: Distributions angulaires des neutrons observés dans le break-up du ^{11}Be à 41MeV/u (voir texte du chapitre II.7)

II.8 Perfectionnement des dispositifs expérimentaux pour l'étude du break-up: Mesures de distribution en moment parallèle (MSU, GSI) et cinématique complète (RIKEN, MSU, GSI). Le halo à deux neutrons (surtout ^{11}Li): Discussion (d'exemples) d'expériences du type break-up à différentes énergies. Distributions angulaires de neutrons et distributions en moment des fragments chargés à différentes énergies. Corrélations neutron-neutron.

Au paragraphe précédent nous avons discuté une expérience mesurant les distributions en moment des neutrons issus du break-up d'un noyau à halo. Bien sûr, on peut aussi mesurer ces distributions pour les particules chargées de recul et "l'idéal" seraient des expériences de cinématique complète. Une revue des différents résultats expérimentaux est présentée dans les paragraphes 5.6 et 5.7 de la référence [2]. Historiquement, ce fut d'abord les moments transverses par rapport à la direction du faisceau qui furent étudiés (voir par exemple [33]). Depuis, il a été montré [34] que les moments transverses pour les ions lourds étaient affectés par la déflexion coulombienne ainsi que par la diffusion multiple (les cibles utilisées dans les expériences de break-up sont souvent assez épaisses). Par contre, les distributions en moment parallèle, elles, ne sont pas sensibles à ces effets et reflètent mieux (la transformée de Fourier de) la fonction d'onde du halo [35]. N.A. Orr et al. ont développé une méthode élégante de mesure des distributions en moment parallèle des ^9Li issus du break-up du ^{11}Li à 66 MeV/u sur différentes cibles. Cette expérience a été réalisée à MSU [34] avec le spectromètre A1200 de configuration similaire à LISE. L'astuce consistait à placer la cible de réaction au plan focal intermédiaire et d'analyser les produits chargés de réaction dans la seconde partie du spectromètre. Le spectromètre travaillant en mode "dispersion matching", l'énergie différente des ^{11}Li incidents était ainsi automatiquement prise en compte et le problème de la grande dispersion en moment d'un faisceau secondaire produit par fragmentation de cette manière contourné. La méthode est en principe adaptable à tous les spectromètres achromatiques et est utilisée maintenant également avec le FRS de GSI aux énergies relativistes (voir H. Geissel dans [1]).

Des expériences visant une cinématique complète sont maintenant montées à RIKEN, MSU, GSI, un des buts étant d'étudier des corrélations neutron-neutron dans les systèmes à halo di-neutronique. K. Riisager a attiré l'attention des expérimentateurs sur la façon souvent différente d'extraire de leurs données les largeurs des distributions en moment. Il a notamment entrepris une analyse comparative de ces distributions obtenues dans toutes les expériences sur le ^{11}Li (voir K. Riisager dans [1]). La figure 13 montre les résultats obtenus. On voit tout d'abord que les largeurs sont très faibles et dépendent très peu de l'énergie. Ainsi le fait que les distributions angulaires des neutrons soient très piquées vers l'avant, mises en évidence d'abord sur LISE (3° "d'ouverture" pour le ^{11}Li [29]), persiste à des énergies plus élevées.

La figure montre aussi qu'il existe un rapport $\sqrt{2}$ entre la largeur des distributions en moment des fragments chargés et celles déduites des distributions angulaires des neutrons (mesurées en "simple"). En vertu de la conservation de l'impulsion, la largeur en moments

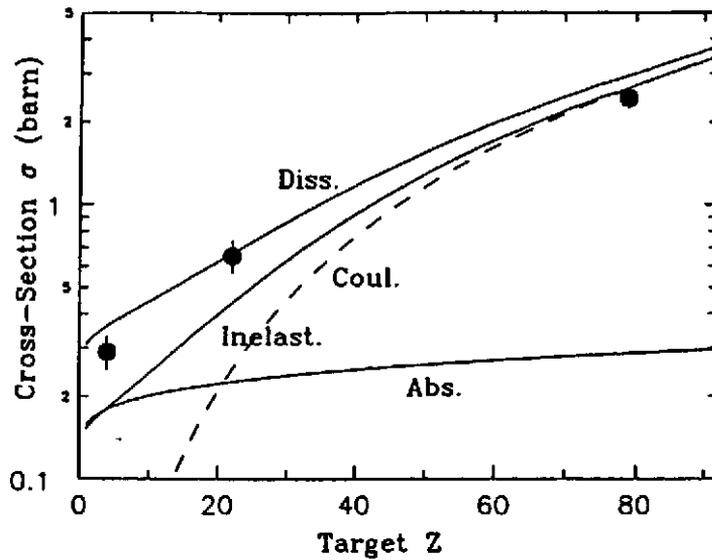
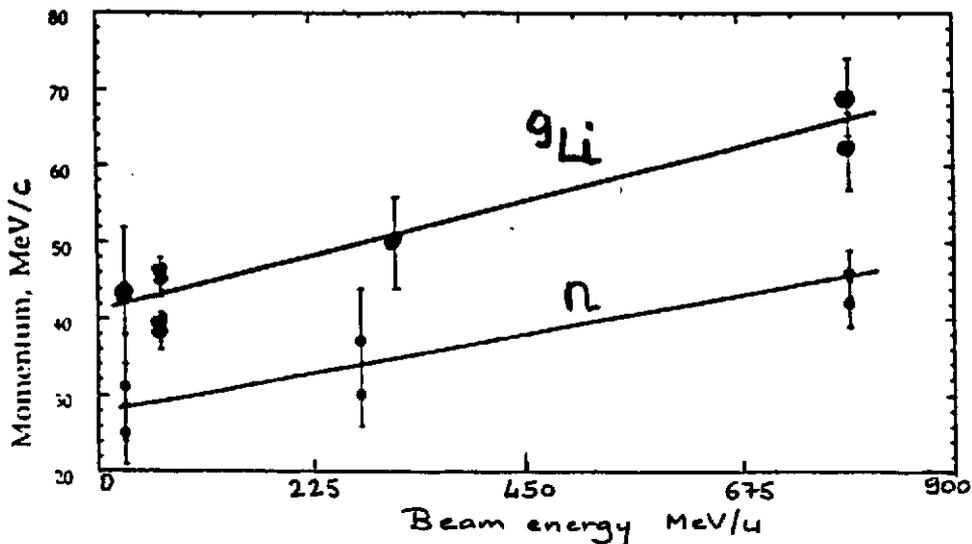


Figure 12: Sections efficaces expérimentales de dissociation pour la réaction $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be}$ pour différentes cibles comparées aux contributions calculées (voir texte du chapitre II.7)



E_{beam} (MeV/u)	Distribution	Target	FWHM(W_2) (MeV/c)
26-30	p(n)	Pb	31(7) MSU
24-34	p_{\perp} (n)	Be, Ni, Au	25(4) GANIL
280	p_{\perp} (n)	C, Pb	37(7), 30(4) GSI
790	p_{\perp} (n)	C, Pb	46(3), 42(3) Berkeley
26-30	$p(^9\text{Li})$	Pb	43(9) MSU
60-72	p_{\parallel} (^9Li)	Be, Nb, Ta, U	46(2), 45(2), 39(2), 38(2) MSU
319	p_{\parallel} (^9Li)	Pb	50(6) GSI
790	p_{\perp} (^9Li)	d, C, Pb	69(5), 62(5), 170(35) Berkeley

Figure 13: Largeurs de distributions en moment pour le ^9Li et pour les neutrons dans le break-up du ^{11}Li en fonction de l'énergie. Le tableau résume les mesures effectuées dans les différents laboratoires (d'après K. Riisager dans [1])

des ${}^9\text{Li}$, $\Gamma_{{}^9\text{Li}}$, doit être égale à celle des deux neutrons Γ_{2n} . Il y a donc un facteur $\sqrt{2}$ entre Γ_{2n} et Γ_n correspondant à la valeur maximale que peut prendre la largeur Γ_{2n} si les deux neutrons ne sont pas du tout corrélés lorsqu'ils se séparent du ${}^9\text{Li}$. Le fait que l'on semble observer aucune corrélation n'est pas encore compris. A titre d'exemple, Bertsch et Esbensen prédisent une (anti)-corrélation [36] dans un calcul théorique. Bien sûr le ${}^{11}\text{Li}$ est un noyau plus compliqué que le ${}^{11}\text{Be}$ car c'est un système à trois corps. De plus, il faut se rappeler (voir Figure 1) que ${}^{10}\text{Li}$ est non lié et qu'il en est de même pour le di-neutron. Par conséquent ce noyau à halo di-neutronique (comme d'autres ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17,19}\text{B}$...) n'est même seulement lié que par les effets à trois corps. D'un point de vue théorique, on essaie de développer des modèles adaptés (voir I. Thompson dans [1]), d'un point de vue expérimental il faut pousser au maximum les expériences de cinématique complète qui ont démarrées à MSU [37], à RIKEN [38] et à GSI [39]. Ce type d'expériences permet d'étudier des états dans le continuum comme des résonances géantes de basse énergie. Notons que les premières observations sont plutôt conformes que les excitations du halo sont moins de nature collective que venant de la "force à une particule" responsable des fortes transitions E1.

III. En guise de conclusion.

Ce cours a montré que l'étude des réactions induites par des faisceaux exotiques a donné lieu à la découverte de nouveaux phénomènes. Ces expériences, jusqu'alors infaisables, sont devenues possibles grâce au développement de faisceaux d'ions radioactifs par fragmentation du projectile. Compte tenu de la gamme en énergie et des qualités optiques médiocres, cette méthode ne donne cependant accès qu'à un domaine limité d'expériences. La récente requête de *post-accélérateurs à ions radioactifs*, en particulier aussi en Europe [40], vise le créneau très prometteur aux alentours de la barrière Coulombienne. La qualité optique des faisceaux issus des post-accélérateurs devrait être comparable à celle des faisceaux stables d'aujourd'hui. En France, la construction de l'ensemble SPIRAL a commencé auprès du GANIL dans le cadre d'une grande collaboration entre différents laboratoires. La figure 14 montre la gamme d'énergie prévue en sortie de SPIRAL. A Grenoble, la faisabilité d'un projet utilisant les neutrons du réacteur de l'ILL pour la production des espèces radioactives et le cyclotron SARA de l'ISN pour leur post-accélération est étudié dans un programme de recherche et développement.

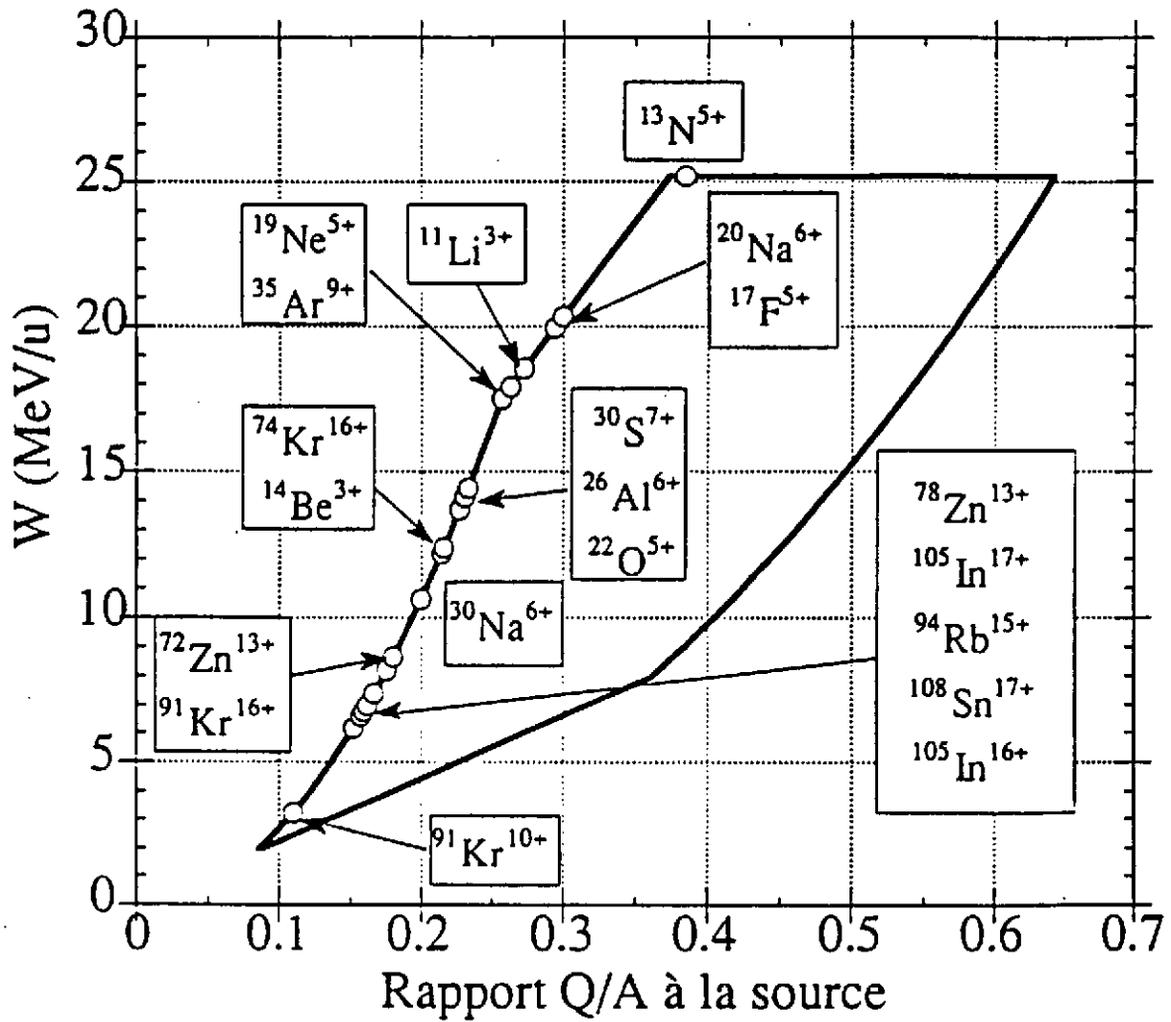


Figure 14: Domaine d'énergie du futur post-accelérateur SPIRAL au GANIL

REFERENCES

- [1] Proceedings of the 3rd Int. Conf. on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan, USA, 1993, D.J. Morrissey ed., Editions Frontières (Gif-sur-Yvette), sous presse
- [2] Alex C. Mueller and Bradley M. Sherrill, "Nuclei at the limits of particle Stability", *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** (1993) sous presse
- [3] P.G. Hansen, *Nucl. Phys.* **A553** (1992) 89c
- [4] P. G. Hansen, *New Scientist*, édition du 9 octobre 1993
- [5] W. Mittig, 5th Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Rosseau Lake, Ontario, Canada, Septembre 1987, AIP Conference Proceedings N°164, Ian S. Towner ed.
- [6] G. Audi, Workshop on Nuclear Structure of light Nuclei far from Stability, Experiment and Theory, Obernai, France, Novembre 1989, CRN Strasbourg, G. Klotz ed.
- [7] A.S. Jensen and K. Riisager, *Nucl. Phys.* **A537** (1992) 45
- [8] T.J.M. Symons, Y.P. Viyogi, G.D. Westfall, P. Doll, D.E. Greiner, H. Faraggi, P.J. Lindstrom, D.K. Scott, H.J. Crawford and C. McParland, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 40
- [9] G.D. Westfall, T.J.M. Symons, D.E. Greiner, H.H. Heckmann, P.J. Lindstrom, J. Mahoney, A.C. Shotter, D.K. Scott, H.J. Crawford, C. McParland, T.C. Awes, C.K. Gelbke and J.M. Kidd, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1859
- [10] V. Borrel, D. Guerreau, J. Galin, G. Gatty, D. Jacquet and X. Tarrago, *Z. Phys.* **A314** (1983) 91
- [11] R. Anne, D. Bazin, A.C. Mueller, M. Langevin, J.C. Jacmart, *Nucl. Inst. Meth.* **A257** (1987) 215
- [12] Alex C. Mueller and Rémy Anne, *Nucl. Inst. Meth.* **B56** (1991) 559
Rémy Anne and Alex C. Mueller, *Nucl. Inst. Meth.* **B70** (1992) 276
- [13] D. Guillemaud-Mueller, J.C. Jacmart, E. Kashy, A. Latimier, A.C. Mueller, F. Pougheon, A. Richard, Yu.E. Penionzhkevich, A.G. Artukh, A.V. Belozyorov, S.M. Lukyanov, R. Anne, P. Bricault, C. Détraz, M. Lewitowicz, Y. Zhang, D. Bazin and W. D. Schmidt-Ott, *Phys. Rev.* **C41** (1990) 937 et références incluses
- [14] D. Bazin, J.P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, R. del Moral, M.S. Pravikoff, R. Anne, P. Bricault, C. Détraz, M. Lewitowicz, Y. Zhang, D. Guillemaud-Mueller, J.C. Jacmart, A.C. Mueller, F. Pougheon, A. Richard, *Phys.Rev.* **C45** (1992) 69
- [15] J.P. Dufour, voir cours à l'école Joliot-Curie 1993, ce volume
- [16] O. Sorlin, Thèse Orsay 1991, IPNO T91.04
O. Sorlin, D. Guillemaud-Mueller, A. C. Mueller, V. Borrel, S. Dogny, F. Pougheon, K.L.Kratz, H. Gabelmann, B. Pfeiffer, A. Wöhr, W. Ziegert, Yu. E. Penionzhkevich, S. M. Lukyanov, V. S. Salamatin, R. Anne, C. Borcea, L. K. Fifield, M. Lewitowicz, M. G. Saint-Laurent, D. Bazin, C. Détraz, F. K. Thielemann, W. Hillebrandt, *Phys.Rev.* **C47** (1993) 2941
- [17] I. Tanihata, *Nucl.Phys.* **A522** (1991) 275

- [18] P.G. Hansen and B. Jonson, *Europhys. Lett.* **4** (1987) 409
- [19] B. Blank, J.J. Gaimard, H. Geissel, K.H. Schmidt, H. Stelzer, K. Sümmerer, D. Bazin, R. Del Moral, J.P. Dufour, A. Fleury, F. Hubert, H.G. Clerc, M. Steiner, *Z. Phys.* **A343** (1992) 375
- [20] E. Arnold, J. Bonn, R. Gegenwart, W. Neu, R. Neugart, E.W. Otten, G. Ulm, K. Wendt, *Phys. Lett.* **B197** (1987) 311
- [21] E. Arnold, J. Bonn, A. Klein, R. Neugart, M. Neuroth, E.W. Otten, P. Lievens, H. Reich, W. Widdra, *Phys. Lett.* **B281** (1992) 16
- [22] M. Lewitowicz, C. Borcea, F. Carstoiu, M. G. Saint-Laurent, A. Kordyasz, R. Anne, P. Roussel-Chomaz, R. Bimbot, V. Borrel, S. Dogny, D. Guillemaud-Mueller, A. C. Mueller, F. Pougheon, F. A. Gareev, S. N. Ershov, S. M. Lukyanov, Yu. E. Penionzhkevich, N. Skobelev, S. Tretyakova, Z. Dlouhy, L. Nosek, J. Svanda, *Z. Phys.* **A562** (1993) 301
- [23] C.B. Moon, M. Fujimaki, N. Inabe, K. Katori, T. Kobayashi, H. Kumagai, T. Kubo, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, *Proc. Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Bernkastel-Kues, RFA, IOP Publishing (London) 1993*
- [24] J.J. Kolata, M.J. Zahar, R. Smith, K. Lamkin, M. Belbot, R. Tighe, B.M. Sherrill, N.A. Orr, J.S. Winfield, J.A. Winger, S.J. Yennello, G.R. Satchler, A.H. Wuosma, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 2631
- [25] M. C. Mermaz, *Phys. Rev.* **C 47** (1993) 2213
- [26] R. Da Silveira, S. Klarsfeld, A. Boukour, Ch. Leclercq-Willain, *Phys. Rev.* **C48** (1993) 468
- [27] R. Anne, D. Bazin, R. Bimbot, M. J. G. Borge, J. M. Corre, S. Dogny, D. Guillemaud-Mueller, P. G. Hansen, P. Hornshøj, P. Jensen, B. Jonson, M. Lewitowicz, A. C. Mueller, R. Neugart, T. Nilsson, G. Nyman, F. Pougheon, K. Riisager, M. G. Saint-Laurent, G. Schrieder, O. Sorlin, O. Tengblad, K. Wilhelmsen Rolander, *Nouvelles de GANIL n°45, Avril 1993, M. Bex & J. Galin eds., p 7*
- [28] K. Riisager, M.J.G. Borge, P.G. Hansen, G. Jonson, P. Møller, T. Nilsson, G. Nyman, O. Tengblad, K. Wilhelmsen *Proc. Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Bernkastel-Kues, RFA, IOP Publishing (London) 1993*
- [29] R. Anne, S. E. Arnell, R. Bimbot, H. Emling, D. Guillemaud-Mueller, P. G. Hansen, L. Johannsen, B. Jonson, M. Lewitowicz, S. Mattsson, A. C. Mueller, R. Neugart, G. Nyman, F. Pougheon, A. Richter, K. Riisager, M. G. Saint-Laurent, G. Schrieder, O. Sorlin, K. Wilhelmsen *Phys. Lett.* **B 250** (1990) 19
- [30] K. Riisager, R. Anne, S. E. Arnell, R. Bimbot, H. Emling, D. Guillemaud-Mueller, P. G. Hansen, L. Johannsen, B. Jonson, A. Latimier, M. Lewitowicz, S. Mattsson, A. C. Mueller, R. Neugart, G. Nyman, F. Pougheon, A. Richard, A. Richter, M. G. Saint-Laurent, G. Schrieder, O. Sorlin, K. Wilhelmsen *Nucl. Phys.* **A540** (1992) 365
- [31] R. Anne, S.E. Arnell, R. Bimbot, S. Dogny, H. Emling, H. Esbensen, D. Guillemaud-Mueller, P.G. Hansen, P. Hornshøj, F. Humbert, B. Jonson, M. Keim, M. Lewitowicz, P. Møller, A.C. Mueller, R. Neugart, T. Nilsson, G. Nyman, F. Pougheon, K. Riisager, M.-G. Saint-Laurent, G. Schrieder, O.

- Sorlin, O. Tengblad, K. Wilhelmsen Rolander and D. Wolski, Phys. Lett. B304 (1993) 55
- [32] R. Anne, R. Bimbot, S. Dogny, H. Emling, D. Guillemaud-Mueller, P.G. Hansen, P. Hornshøj, F. Humbert, B. Jonson, M. Keim, M. Lewitowicz, P. Møller, A.C. Mueller, R. Neugart, T. Nilsson, G. Nyman, F. Pougheon, K. Riisager, M.G. Saint-Laurent, G. Schrieder, O. Sorlin, O. Tengblad and K. Wilhelmsen-Rolander, pré tirage IPNO DRE 93-32 et soumis à Nuclear Physics A.
- [33] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, I. Tanihata, Phys. Rev. Lett. 60 (1989) 2599
- [34] N.A. Orr, R. Antaramanan, Sam M. Austin, C.A. Bertulani, K. Hanold, J.H. Kelly, D.J. Morrissey, B.M. Sherrill, G.A. Souliotis, M. Thoennessen, J.S. Winfield, J.A. Winger, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2050
- [35] C.A. Bertulani and K.W. McVoy, Phys. Rev. C46 (1992) 2638
- [36] H. Esbensen, G. F.Bertsch, Nucl. Phys. A542 (1992) 310
- [37] D. Sackett, K. Ieki, A. Galonsky, C.A. Bertulani, H. Esbensen, J.J. Kruse, W.G. Lynch, D.J. Morrissey, N.A. Orr, B.M. Sherill, H. Schulz, A. Sustich, J.A. Winger, F. Deak, A. Horvath, A. Kiss, Z. Seres, J.J. Kolata, R.E. Warner, D.L. Humphrey, Phys. Rev. C48 (1993) 118
- [38] S. Shimoura, T. Nakamura, M. Ishihara, N. Inabe, T. Kobayashi, T. Kubo, R.H. Siemssen, I. Tanihata, Proc. Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Bernkastel-Kues, RFA, IOP Publishing (London) 1993
- [39] G. Schrieder for the Aarhus, Bochum, CERN, Cracow, Frankfurt, Gießen, Göteborg, GSI-Darmstadt, Mainz, Orsay, TH-Darmstadt Collaboration, Proc. Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Bernkastel-Kues, RFA, IOP Publishing (London) 1993
- [40] Report on the European Radioactive Beam Facilities from the NuPECC Study Group, E.G. Körner, ed., München (1993)



RESONANCES GEANTES ET DECROISSANCES

D. VAUTHERIN

IPN Orsay - BP 1 - 91406 ORSAY Cedex

Le but des présentes notes de cours est de décrire une application de la théorie de la réponse linéaire dans le cas de la matière nucléaire au calcul des propriétés des résonances géantes dans les noyaux à température finie. Ces notes ne contiennent pas la première partie du cours qui a été présenté à l'école de Maubuisson et qui était consacrée aux méthodes du problème à N-corps à température finie. En effet le matériel contenu dans cette première partie a déjà fait l'objet d'une publication dans les comptes rendus de l'école J. A. Swieca (Vautherin, 1993).

Le plan des notes est le suivant. Dans la section 1 nous décrivons la théorie de la réponse linéaire à température finie et présentons les principaux résultats de cette approche pour la matière nucléaire infinie. L'application de ces résultats au cas de la résonance géante dipolaire dans un noyau fini est décrite dans la section 2. Une brève comparaison avec les données expérimentales est effectuée dans la section 3.

1 Théorie de la réponse linéaire dans la matière nucléaire

Dans la matière nucléaire les états à une particule sont repérés par les nombres quantiques (k, σ, τ) caractérisant le nombre d'onde, le spin et l'isospin d'un nucléon. Nous désignerons par $\epsilon(k)$ l'énergie à une particule du niveau k et par $f(k)$ le nombre d'occupation de Fermi associé. Nous considérons le cas de la fonction de réponse isovectorielle pour laquelle on doit chercher l'évolution temporelle de la différence des matrices densité $\delta\rho = \rho_n - \rho_p$ en présence d'un champ externe infinitésimal de la forme

$$V_{ext} = \epsilon\tau_3 e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} e^{-i(\omega+i\eta)t} \quad (1)$$

Dans cette équation $\tau_3 = 1$ pour les neutrons et -1 pour les protons et η est un nombre positif infinitésimal correspondant à un branchement adiabatique du champ externe. En linéarisant les équations de champ moyen dépendant du temps:

$$i\partial_t \rho = [W, \rho], \quad (2)$$

où ρ est la matrice densité totale et W l'Hamiltonien de champ moyen, on obtient

$$i\partial_t \langle k|\delta\rho|k' \rangle = \{\epsilon(k) - \epsilon(k')\} \langle k|\delta\rho|k' \rangle + \{f(k') - f(k)\} \langle k|(U_n - U_p)|k' \rangle + 2\epsilon\{f(k') - f(k)\} \delta(k' - k - \mathbf{q}) e^{-i(\omega+i\eta)t} \quad (3)$$

Dans cette équation U_n et U_p sont les potentiels moyens des neutrons et des protons. Considérons le cas d'une force de Skyrme simplifiée

$$v = t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + t_3\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3). \quad (4)$$

Pour une telle force U_n et U_p sont des potentiels locaux pour lesquels on a

$$U_n(\mathbf{r}, t) - U_p(\mathbf{r}, t) = 2V_0(\rho_n(\mathbf{r}, t) - \rho_p(\mathbf{r}, t)), \quad (5)$$

où V_0 est une constante définie par la relation

$$V_0 = -\frac{t_0}{2}\left(x_0 + \frac{1}{2}\right) - \frac{t_3}{8}\rho_0, \quad (6)$$

et où

$$\rho_n(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{r} | \rho_n(t) | \mathbf{r} \rangle. \quad (7)$$

Cherchons des solutions de l'équation 3 sous la forme:

$$\langle \mathbf{k} | \delta\rho | \mathbf{k}' \rangle = \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k} - \mathbf{q}) \langle \mathbf{k} | \delta\rho | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle e^{-i(\omega+i\eta)t}. \quad (8)$$

Pour cet Ansatz la variation de la densité

$$\langle \mathbf{r} | \delta\rho | \mathbf{r} \rangle = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{r}} \langle \mathbf{k} | \delta\rho | \mathbf{k}' \rangle, \quad (9)$$

peut s'écrire

$$\langle \mathbf{r} | \delta\rho | \mathbf{r} \rangle = \alpha e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} e^{-i(\omega+i\eta)t}, \quad (10)$$

avec

$$\alpha = \sum_{\mathbf{k}} \langle \mathbf{k} | \delta\rho | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle. \quad (11)$$

Par suite on a

$$\langle \mathbf{k} | (U_n - U_p) | \mathbf{k}' \rangle = 2V_0\alpha\delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k} + \mathbf{q})e^{-i(\omega+i\eta)t}. \quad (12)$$

En reportant cette formule dans l'équation 3 on aboutit à la relation suivante

$$\langle \mathbf{k} | \delta\rho | \mathbf{k} + \mathbf{q} \rangle = \frac{(2V_0\alpha + 2\epsilon)\{f(\mathbf{k}) - f(\mathbf{k} + \mathbf{q})\}}{\omega + i\eta - \epsilon(\mathbf{k}) + \epsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q})}. \quad (13)$$

En reportant alors ce résultat dans l'équation 11 on obtient une équation linéaire déterminant α

$$\alpha = (V_0\alpha + \epsilon)\Pi_0(\omega, \mathbf{q}), \quad (14)$$

où Π_0 est le tenseur de polarisation non perturbé, aussi appelé fonction de Lindhard (cf Fetter et Walecka, 1971) défini par la formule

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} \frac{f(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - f(\mathbf{k})}{\omega + i\eta - \epsilon(\mathbf{k}) + \epsilon(\mathbf{k} + \mathbf{q})}, \quad (15)$$

où le facteur 2 a été introduit de façon à être en accord avec la définition usuelle (cf. Fetter et Walecka 1971). En résolvant l'équation pour α on trouve:

$$\alpha = \frac{\epsilon\Pi_0(\omega, \mathbf{q})}{1 - V_0\Pi_0(\omega, \mathbf{q})}. \quad (16)$$

La quantité

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\alpha}{\epsilon} \quad (17)$$

est appelée tenseur de polarisation à l'approximation de la réponse linéaire, également appelée approximation RPA (random phase approximation). D'après les formules ci dessus on a

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{\Pi_0(\omega, \mathbf{q})}{1 - V_0\Pi_0(\omega, \mathbf{q})}. \quad (18)$$

Pour un moment \mathbf{q} donné on voit qu'il y aura une réponse résonnante du système lorsque ω correspond à un zéro du dénominateur i.e. lorsque

$$1 = V_0\Pi_0(\omega, \mathbf{q}). \quad (19)$$

La partie réelle du pole ω donne la position du mode collectif alors que sa partie imaginaire donne sa durée de vie.

Les formules que nous venons de donner sont applicables dans le seul cas d'une interaction de Skyrme simplifiée. Il est possible toutefois de généraliser ces formules au cas d'une force de Skyrme complète à condition d'introduire de nouveaux types de fonctions de Lindhard (voir Garcia- Recio, 1992).

2 Résonance géante dipolaire dans un noyau fini

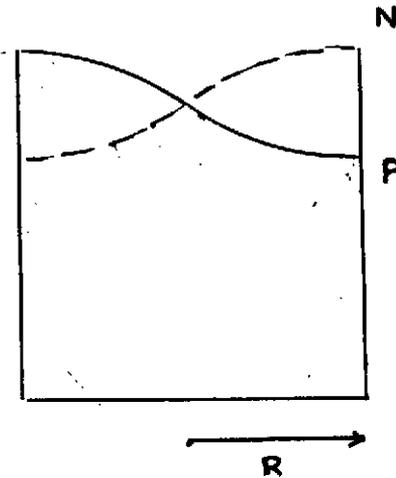
Dans le cas d'un noyau fini nous modélisons la résonance géante dipolaire isovectorielle comme une oscillation des densités de neutrons et de protons de la forme

$$\rho_n(\mathbf{r}, t) - \rho_p(\mathbf{r}, t) = \varepsilon \sin(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \exp(i\omega t). \quad (20)$$

Dans cette équation nous choisissons le nombre d'onde q de telle sorte que l'on ait

$$q = \pi/2R, \quad (21)$$

où R est le rayon du noyau. Ce choix correspond au mouvement des neutrons et des protons qui est dessiné schématiquement sur la figure ci-dessous. Notre modèle est donc proche de



celui de Steinwedel et Janssen (cf. Ring et Schuck, 1980).

Pour un noyau donné l'équation 21 fixe le moment q et l'équation 19 détermine alors la position et la largeur de la résonance géante. Séparons la partie réelle et la partie imaginaire du pôle et écrivons

$$\omega = \Omega + i\gamma. \quad (22)$$

En supposant γ petit par rapport à Ω on obtient pour la position de la résonance l'équation

$$1 = V_0 \Re \Pi_0(\Omega, q), \quad (23)$$

et pour la largeur

$$\gamma = \frac{\Im m \Pi_0(\Omega, q)}{\frac{d}{d\Omega} \Re e \Pi_0(\Omega, q)}. \quad (24)$$

Pour effectuer les calculs il nous reste à choisir les 3 paramètres t_0 , t_3 et x_0 de la force de Skyrme simplifiée. Pour cette interaction la densité d'énergie d'un noyau est donnée par l'expression

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} \tau(\mathbf{r}) + \frac{3}{8} t_0 \rho(\mathbf{r})^2 - \frac{1}{4} t_0 \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) \delta\rho(\mathbf{r})^2 + \frac{t_3}{16} (\rho(\mathbf{r})^2 - \delta\rho(\mathbf{r})^2) \rho(\mathbf{r}), \quad (25)$$

où $\rho(\mathbf{r})$ est la densité totale, $\delta\rho(\mathbf{r})$ la différence des densités de neutrons et de protons $\rho_n - \rho_p$ et τ la densité d'énergie cinétique. Le coefficient d'énergie de symétrie a_τ intervenant dans la formule de masse de Bethe-Weiszacker (terme en $(N - Z/A)^2$, important pour la résonance dipolaire) est donné par

$$a_\tau = \frac{1}{3} T_F - \frac{1}{4} t_0 \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) \rho - \frac{1}{16} t_3 \rho^2, \quad (26)$$

où $T_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m$ est l'énergie cinétique des nucléons à la surface de Fermi. En ajustant les valeurs de l'énergie de liaison ($E/A = -16$ MeV), de la densité d'équilibre ($\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$) et de l'énergie de symétrie ($a_\tau = 30$ MeV) de la matière nucléaire infinie, on obtient les valeurs des paramètres

$$t_0 = -983.4 \text{ MeV} \times \text{fm}^3 \quad t_3 = 13105.8 \text{ MeV} \times \text{fm}^6 \quad x_0 = .48. \quad (27)$$

Pour ces valeurs des paramètres l'intensité V_0 de l'interaction résiduelle a pour valeur

$$V_0 = 240 \text{ MeV} \times \text{fm}^3. \quad (28)$$

L'interaction résiduelle pour le mode isovectoriel est donc répulsive, en accord avec les descriptions usuelles de ce mode. La valeur de V_0 est en fait reliée directement au coefficient d'énergie de symétrie a_τ par la relation

$$a_\tau = \frac{1}{3} T_F + \frac{1}{2} V_0 \rho_0, \quad (29)$$

où ρ_0 est la densité de saturation de la matière nucléaire.

A température nulle la partie réelle de Π_0 est donnée par la formule (Fetter et Walecka 1971)

$$\Re e \Pi_0(\Omega, q) = \frac{3\rho_0}{8T_F} \left\{ -1 + \frac{\phi(u+a) - \phi(u-a)}{2a} \right\}, \quad (30)$$

où ρ_0 est la densité, T_F l'énergie cinétique à la surface de Fermi, u et a les quantités sans dimension

$$u = \frac{\hbar\Omega}{2\varepsilon_F} \frac{k_F}{q} - 1 \quad a = \frac{q}{2k_F}, \quad (31)$$

et ϕ la fonction

$$\phi(x) = x(x+2) \log \left| \frac{x+2}{x} \right|. \quad (32)$$

Etant donné que la quantité sans dimension $a = q/k_F$ est petite il peut sembler légitime d'approximer le deuxième terme de l'équation (30) par une dérivée de la fonction Φ . En fait ceci n'est pas le cas en raison des singularités qui sont présentes dans la définition de la fonction Φ .

L'équation donnant Ω peut s'écrire

$$G(u) = C, \quad (33)$$

avec

$$G(u) = \frac{\phi(u+a) - \phi(u-a)}{2a}, \quad (34)$$

et

$$C = 1 + \frac{8T_F}{3V_0\rho_0} = 3.66. \quad (35)$$

Examinons cette équation dans le cas du plomb-208. En prenant un rayon $R = 6fm$ on a $q = 0.25fm^{-1}$ et pour $k_F = 1.4fm^{-1}$ on trouve $a \simeq 1/12$. La fonction $G(u)$ a alors un maximum égal à 6.35 près de $u = 0$ puis décroît lorsque u croît : $G(u = a) = 5.55$, $G(u = 2a) = 4.06$, $G(u = 3a) = 3.52$. On voit donc que la solution u_0 de l'équation $G(u_0) = C$ donnant Ω est très proche de $u_0 = 3a$ ce qui donne

$$\frac{\hbar\Omega}{2\varepsilon_F} \frac{k_F}{q} = 1 + u_0 = 1.25, \quad (36)$$

ou encore $\hbar\Omega = 16.6$ MeV. Ceci est plus élevé que la valeur expérimentale (14 MeV) mais assez satisfaisant étant donné la simplicité du modèle.

Examinons à présent les prédictions de notre modèle pour la largeur du mode isovectoriel. A température $T = 1/\beta$ la partie imaginaire de la fonction de Lindhard est donnée par la

formule (voir par exemple Basdevant, Chomaz, Vautherin, 1990):

$$\Im m\Pi_0(\Omega, q) = -\frac{3\pi}{16} \left(\frac{k_F}{q}\right) \frac{T}{T_F} \left(\frac{\rho_0}{T_F}\right) \log \frac{1 + e^{\beta(A+\Omega/2)}}{1 + e^{\beta(A-\Omega/2)}} \quad (37)$$

avec

$$A = T_F - \frac{m\Omega^2}{2q^2} - \frac{q^2}{8m}. \quad (38)$$

Considérons à nouveau le cas du plomb-208 pour lequel $q \simeq 0.25 fm^{-1}$. Dans ce cas on trouve $A \simeq -10$ MeV. Par ailleurs l'équation donnée plus haut pour la partie réelle de la fonction de Lindhard à température nulle conduit à

$$\frac{d\Re e\Pi_0(\Omega, q)}{d\Omega} = -\frac{3\rho_0}{8T_F} \times 4.77 \times \frac{1}{\Omega} (1 + u_0). \quad (39)$$

Admettons, en première approximation, que cette dérivée dépende peu de la température, ce qui est raisonnable pour des températures sensiblement plus petites que l'énergie de Fermi. En reportant l'expression ci-dessus dans l'équation définissant γ on obtient la formule approchée

$$\gamma = 0.64kT \log \left\{ \frac{1 + \exp(-2\text{MeV}/kT)}{1 + \exp(-18\text{MeV}/kT)} \right\}. \quad (40)$$

Cette formule conduit aux résultats indiqués sur la table suivante :

T (MeV)	γ (MeV)
1	0.08
2	0.04
3	0.78
4	1.20
5	1.63
6	2.07

3 Discussion

On voit donc que la formule que nous avons construite reproduit l'accroissement de la largeur de la résonance géante dipolaire qui est obtenu dans les calculs microscopiques de type RPA (D. Vautherin et N. Vinh Mau, 1984 et N. Vinh Mau, 1992). Au contraire les calculs semi-classiques de type Thomas Fermi utilisant une construction des moments de la distribution

d'intensité à partir de règles de somme ne produisent pas un tel accroissement (Barranco,1984). Expérimentalement une saturation de l'accroissement de la largeur de la résonance géante dipolaire est observée dans certaines expériences (voir les articles de revue de J. J. Gaardhoje, 1992 et de Nicole Vinh Mau, 1993).

Il est intéressant de noter que notre formule (40) produit une saturation de la largeur à une valeur de l'ordre de $\gamma = 5$ MeV. Toutefois cette saturation a lieu pour des températures de plusieurs dizaines de MeV contre quelques MeV expérimentalement. Il convient cependant de souligner que le présent calcul ne comprend qu'un aspect de la physique liée à l'amortissement des résonances géantes. En effet la largeur que nous calculons correspond au couplage du mode collectif avec les modes particules-trou non perturbés (amortissement de Landau). Le couplage aux états à 2 particules et 2 trous, ainsi que l'évaporation de nucléons conduisent à des effets importants qui doivent être inclus dans une discussion plus complète (voir par exemple Bertsch, 1983, Adachi, 1984, Chomaz, 1993, et les références contenues dans ce dernier article). L'intérêt principal de l'approche que nous venons de présenter est qu'elle fournit des formules analytiques simples, permettant d'évaluer rapidement l'ordre de grandeur des effets liés au champ nucléaire moyen.

Remerciements

Je remercie Yvon Abgrall pour son invitation à présenter ce cours à l'école de Maubuisson. Son remarquable travail d'organisation y a permis des échanges fructueux. Je tiens par ailleurs à remercier tout particulièrement Nicole Vinh Mau et Nguyen Van Giai pour de nombreuses discussions sur le problème des largeurs des résonances géantes à température finie.

References

- [1] S. Adachi et Nguyen Van Giai (1984), Phys. Lett. **149B**, 447
- [2] M. Barranco , A. Polls, S. Marcos, J. Navarro et J. Treiner (1985), Phys. Lett. **154B** , 96
- [3] J.L. Basdevant, P. Chomaz et D. Vautherin (1990), Neutrino propagation in hot dense matter, Prépublication Orsay IPNO/TH 90-48

- [4] G. F. Bertsch, P. F. Bortignon and R. A. Broglia (1983), *Rev. Mod. Phys.* **55**, 287
- [5] Ph. Chomaz (1993), *Comptes Rendus du sixième Colloque Franco- Japonais, Saint- Malo, 6- 10 Octobre1992*, Edités par N. Alamanos, S. Fortier et F. Dykstra, Editions du Commissariat à l'énergie atomique, Paris, 1993
- [6] A. L. Fetter and J. D. Walecka (1971), *Quantum Theory of many particle systems*, McGraw Hill, New York
- [7] J. J. Gaardhoje (1992), *Nuclear Structure at high excitation energy studied with giant resonances*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, Volume 42, page 483
- [8] C. Garcia- Recio, J. Navarro, Nguyen Van Giai et L. L. Salcedo (1992), *Annals of Physics* **214**, 293
- [9] P. Ring and P. Schuck (1982), *The nuclear many body problem*, Springer, Berlin
- [10] D. Vautherin (1993), *Comptes- Rendus de la sixième école d'été J. A. Swieca, Sao Paulo, 25 janvier- 6 février 1993*, édité par F. Navarra et D. Menezes, World Scientific, Singapour, 1994
- [11] D. Vautherin et N. Vinh Mau (1984), *Nuclear Physics* **A422**,140
- [12] N. Vinh Mau (1992), *Nuclear Physics* **A548**,381
- [13] N. Vinh Mau (1993), *Comptes- Rendus du second groupe de travail sur le detecteur TAPS, Guardamar, juin 1993*

Radioactivités Exotiques

J.P. DUFOUR

CENBG, Le Haut-Vigneau, BP 120 33175 Gradignan cedex

Introduction

Le terme radioactivités exotiques a été largement utilisé depuis 1984, année de la découverte de la radioactivité par émission de ^{14}C , pour désigner l'ensemble des radioactivités par émission directe d'ions lourds (^{14}C , ^{20}O , $^{24,25}\text{Ne}$, $^{28-30}\text{Mg}$, $^{32-34}\text{Si}$ expérimentalement observés et bien d'autres prédits théoriquement). Il sera ici préféré la notion plus large de radioactivités rares, découvertes ou étudiées récemment, par opposition aux radioactivités dominantes : alpha, bêta plus ou moins. Les dernières années ont en effet été riches en découvertes d'une variété de modes de radioactivité nouveaux, parfois très rares, sur toute la gamme des masses connues.

Un point important pour la compréhension des buts poursuivis dans ces études est de ne pas réduire les phénomènes de radioactivité à de simples bilans d'énergie. Il faut qu'un état final de plus basse énergie existe pour qu'une radioactivité existe (voir fig. 1), et la valeur de l'énergie disponible influe sur les durées de vie observées. Mais depuis la première formulation de Gamow qui permet de relier l'essentiel du phénomène à un passage de barrière par effet tunnel, le véritable intérêt des études de radioactivité réside dans "ce qui n'est pas Gamow"!

Un exemple récent pour illustrer ce qui n'est pas purement lié à l'énergie est donné par les émissions bêta-deuton et bêta-triton de ^6He et ^8He : les embranchements obtenus pour ces deux noyaux sont très différents et incompris! Incompris signifie que notre description actuelle de la structure de ces noyaux (un coeur alpha entouré de neutrons) est insuffisante.

Pour donner une idée plus précise de ces effets de structure, la fig. 2 montre les variations de la grandeur W_α , définie comme le rapport entre durée de vie calculé selon Gamow et celle observée expérimentalement, ici normalisée à celle de ^{212}Po ($W_\alpha = 4.4 \cdot 10^{-3}$). W_α est un facteur spectroscopique, dépendant de la structure interne du noyau, qu'on appelle aussi facteur de "préformation" de la particule alpha. La fig. 2 fait clairement apparaître que W_α est une grandeur sensible aux effets de couche dont on voit ainsi l'autre "versant", celui des corrélations spatiales entre nucléons par rapport au "versant" plus connu, celui du gain d'énergie pour une fermeture de couche. Rappelons que dans W_α , l'effet "énergie" est déjà enlevé, un même W_α dans la fig. 2 correspond en général à des énergies E_α très différentes. L'émission alpha très forte dans les masses 210-220 correspond ainsi finalement à deux effets différents : d'une part les noyaux finaux sont plus liés donc l'énergie E_α disponible est grande, mais aussi les nucléons au-delà de $A=208$ sont plus fortement corrélés en alpha que les nucléons du coeur (ce qui n'est pas si évident a priori!). Les deux effets peuvent être reliés à une même cause, la structure en couche du noyau, ils sont néanmoins physiquement différents.

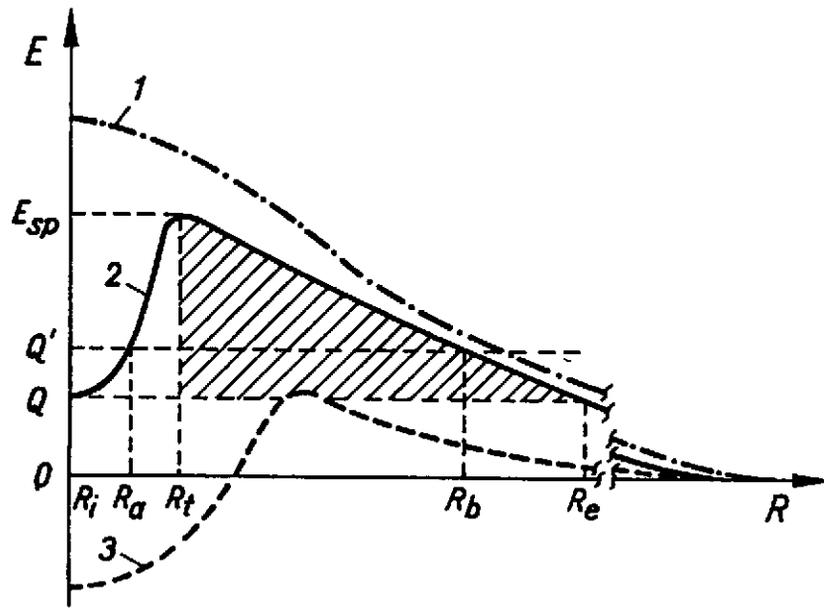


Fig. 1 : Les variations de l'énergie E d'un système nucléaire en fonction de la distance de séparation R d'une partie du noyau (nucléon ou sous système nucléaire) montrent la possibilité d'un phénomène de radioactivité dès qu'une barrière sépare un état initial (séparation zéro) plus haut en énergie qu'un état final (séparation infinie). Le noyau est soit instable (1), métastable (2) ou stable (3). La forme de la barrière et le bilan d'énergie conditionnent fortement le phénomène de radioactivité mais ne suffisent pas pour le décrire complètement. La structure nucléaire microscopique joue également un rôle important.

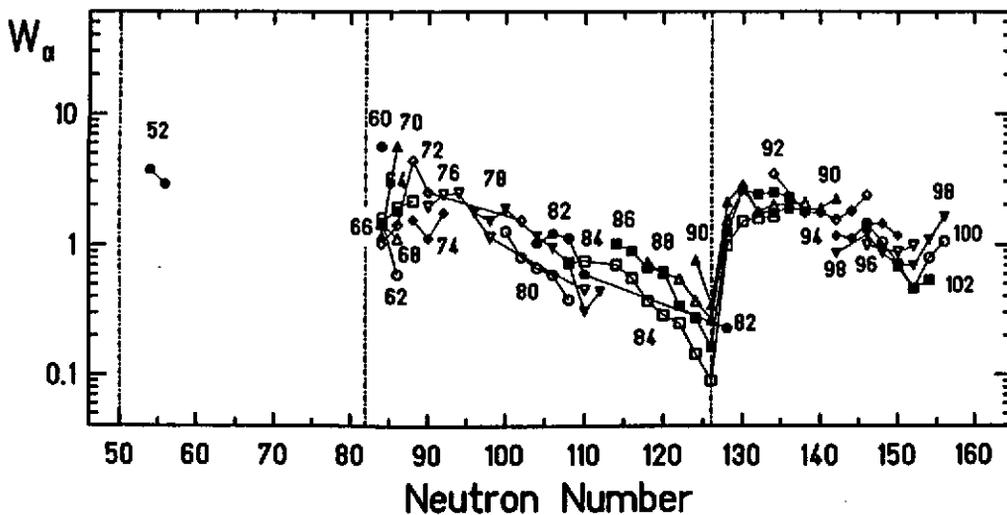


Fig. 2 : Le rapport W_α entre les durées de vie alpha calculées selon l'approche de GAMOW et les durées de vie expérimentales est porté en fonction des nombres de neutrons des noyaux. L'échelle des W_α a été normalisée à 1 pour ^{212}Po ($W_\alpha = 4.4 \cdot 10^{-3}$)

Ce rappel sur la radioactivité alpha, classique, avait pour but de montrer le lien réel commun entre toutes sortes de modes de radioactivité : ce sont autant de "fenêtres" différentes sur un même paysage, la structure nucléaire. Etant donné la variété des phénomènes abordés, les techniques nécessaires à leur mise en évidence ne seront mentionnées que lorsqu'elles sont particulièrement innovantes. Ce cours va distinguer trois types différents de radioactivités : i) l'émission directe de nucléons, essentiellement des protons ii) les modes bêta exotiques iii) les radioactivités par émissions d'ions lourds (^{14}C et autres).

I - Radioactivité par émission directe de nucléons

Ce type de radioactivité est le plus simple conceptuellement, en particulier l'émission d'un seul proton (découverte en 1980¹). Symétriquement des états métastables émetteurs neutrons sont théoriquement possibles², une barrière centrifuge remplaçant la barrière coulombienne confinant les particules chargées, mais les noyaux susceptibles d'une telle radioactivité sont très difficiles à créer et ce type de radioactivité ne sera pas détaillé ici.

L'émission directe de protons est un phénomène qui au-delà des quelques exemples connus actuellement doit être très général pour les derniers isotopes les plus déficients en neutrons de chaque élément. Il est ainsi théoriquement prédit que les éléments de Z pair doivent "presque tous" avoir des isotopes émetteurs deux-protons (l'émission d'un seul proton étant le plus souvent énergétiquement impossible), et les Z impairs des émetteurs d'un proton.

L'expression "presque tous" est correcte quand on considère comme "radioactifs" des noyaux dont la durée de vie est très courte, jusqu'à 10^{-20} s, en raison de barrières coulombiennes très basses.

C'est cette définition très large qui a été utilisée pour la carte des isotopes 1992 de Strasbourg³. On y voit par exemple mentionnés dans les mêmes couleurs et notations l'émetteur de protons ^{151}Lu ($T_{1/2}=85$ ms) et ^{16}F ($T_{1/2}=1.1 \cdot 10^{-20}$ s). En pratique la définition la plus courante de la radioactivité n'inclut que les isotopes dont la durée de vie est supérieure à 10^{-9} s, l'émetteur alpha de plus courte durée de vie étant ^{215}Fr (90 ns). C'est la définition retenue dans la table des isotopes 1981 de Karlsruhe⁴. Au-delà de l'arbitraire des conventions prises, la limite au voisinage de 10^{-9} s correspond aux limites expérimentales de la majorité des techniques de séparations nucléaires et en particulier celle des spectromètres de recul. C'est d'ailleurs avec ces instruments que notre connaissance des émetteurs protons a été significativement étendue ces dernières années. Augmenter le nombre d'émetteurs protons découverts est tout à fait nécessaire pour passer de l'observation anecdotique à une "grille" test pour les modèles de potentiel nucléaire et de masse comme pour la mise en évidence d'effets coulombiens⁵ nouveaux au-delà de la limite de liaison proton ("drip-line" proton).

Emission d'un proton

Les émetteurs protons découverts depuis 1980 dans la région $Z=48-75$ ont tous été formés par fusion d'ions lourds, qui reste ainsi le moyen privilégié d'accès à la drip-line pour ces éléments. Grâce aux résultats récents obtenus à Daresbury⁶ (fig. 3) on connaît maintenant neuf exemples de radioactivité proton. Il est particulièrement intéressant que

les isotopes ^{156}Ta et ^{160}Re aient été observés car on dispose ainsi de données de part et d'autre de la fermeture de couche $N=82$. On s'aperçoit en effet que le proton désapparié passe d'une orbite $h_{11/2}$ pour $Z=69-71$ à une orbite $d_{3/2}$ pour $Z=73-75$.

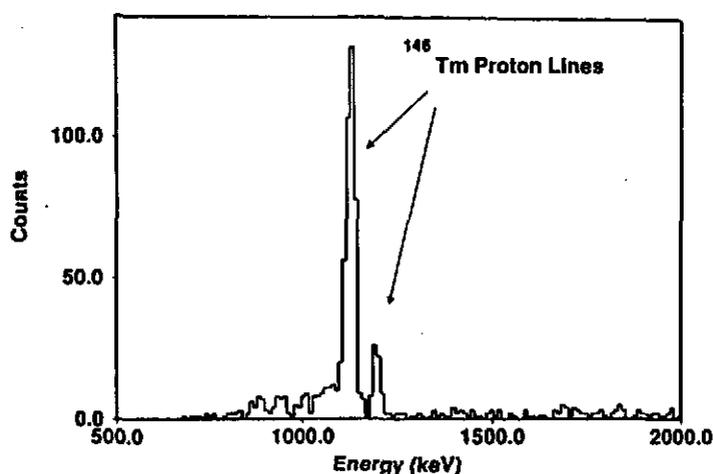


Fig. 3 : Spectre en énergie des protons émis par le noyau ^{146}Tm mis en évidence à Daresbury.

Radioactivité par émission de deux protons

La prédiction théorique de cette radioactivité a été faite par Goldanskii dès 1960⁷⁾, mais à part des noyaux très instables comme ^6Be ($T_{1/2}=5 \cdot 10^{-21}$ s), une "véritable" radioactivité $2p$ n'a pour l'instant pas été observée. Des calculs récents⁸⁾ montrent que les candidats les plus prometteurs sont ^{39}Ti , ^{45}Fe et ^{48}Ni car leurs durées de vie prédites sont dans la gamme $1 \mu\text{s}-100$ ms et ils peuvent être produits par fragmentation du projectile soit dès maintenant (^{39}Ti) ou dans un futur assez proche. Les résultats obtenus⁹⁻¹⁰⁾ sur ^{39}Ti montrent qu'il s'agit principalement d'un émetteur bêta, avec un embranchement probablement très faible pour l'émission directe de deux protons.

Le noyau ^{45}Fe n'a pu être observé lors d'une expérience réalisée à GANIL¹¹⁾, mais il n'est pas exclu qu'il puisse l'être avec une sensibilité accrue. Le candidat ^{48}Ni est encore plus difficile à produire et il faudra attendre l'arrivée des augmentations d'intensité prévues à GANIL et GSI d'ici à 1996-97 pour pouvoir tenter d'observer ce noyau.

II - Nouveaux modes de décroissance par particules retardées

Les décroissances bêta plus et bêta moins qui transforment un proton en neutron ou inversement, alimentent des états excités du noyau fils. Plus les noyaux sont exotiques, plus les Q_β sont grands et plus les voies de désexcitation par émission de particules sont nombreuses et variées.

Pour les noyaux riches en neutrons on connaît maintenant des émetteurs $\beta^- - n$, $2n$, $3n$ ¹²⁾ et $4n$ ¹³⁾. L'émission $5n$ pourrait être observée. Les mesures détaillées d'énergie et d'angles d'émission sont difficiles sur des neutrons et un travail intéressant de corrélations

n-n, 4n reste à faire.

Des observations très intéressantes concernent les noyaux à "halo" ou à "peaux" de neutrons. Les émissions $\beta^- - {}^2\text{H}$ (deuton) ou $\beta^- - {}^3\text{H}$ (triton) peuvent renseigner sur les corrélations entre neutrons, l'un des neutrons devenant proton pour former le noyau ${}^2\text{H}$ ou ${}^3\text{H}$ sortant. Les noyaux ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ et ${}^{11}\text{Li}$ ont ainsi été étudiés, voir fig. 4. Des embranchements très faibles ont été observés : $7.6 \cdot 10^{-6}$ pour l'émission $\beta - d$ de ${}^6\text{He}$ et $8 \cdot 10^{-3}$ pour l'émission $\beta - t$ de ${}^8\text{He}$. Pour l'instant les représentations les plus simples de la structure de ces noyaux, comprenant un "cœur" et un extérieur (peau ou halo) neutronique, ne permettent pas de reproduire les embranchements observés expérimentalement. Si l'existence de halos et de peaux de neutrons est donc bien établie, la structure nucléaire associée doit encore être étudiée plus précisément.

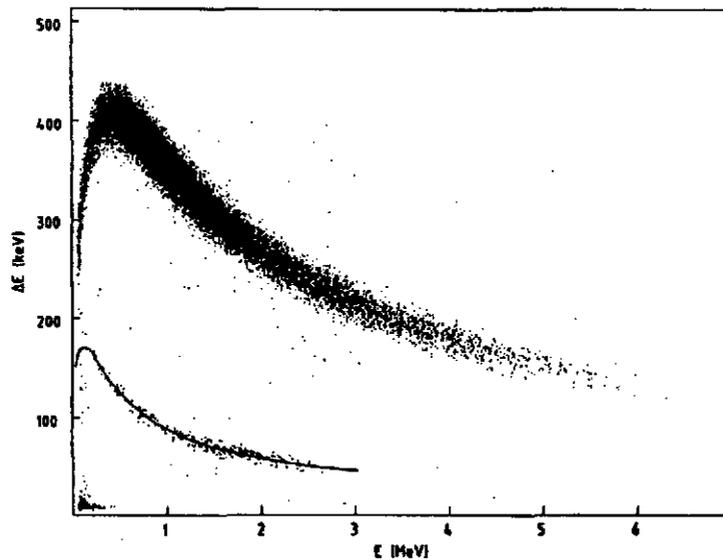


Fig. 4 : Spectre bidimensionnel $\Delta E - E$, obtenu avec un détecteur comprenant un compteur proportionnel à gaz (ΔE) et un détecteur silicium ($E - \Delta E$), montrant l'émission retardée de tritons de ${}^8\text{He}$. La courbe en trait plein représente la réponse théorique du détecteur pour des tritons, les alphas étant nettement séparés par leur perte en énergie ΔE environ quatre fois plus grande à même énergie totale.

Pour les noyaux riches en protons on a découvert dans les dernières années des noyaux émetteurs $\beta^+ - 2p$ et $\beta^+ - 3p$ comme ${}^{22}\text{Al}^{14}$ et ${}^{31}\text{Ar}^{15}$. L'étude du noyau ${}^{22}\text{Al}$ a montré que l'émission de deux protons retardés était majoritairement séquentielle (fig. 5). L'autre possibilité, qui reste à observer, serait que les deux protons soient en fait émis sous forme de ${}^2\text{He}$, instable, qui se dissocierait à l'extérieur du noyau. L'observation de ${}^2\text{He}$, a déjà été réalisée lors de collisions nucléaires et des techniques d'interférométrie observant les protons corrélés permettent de remonter à des tailles de source ou à des temps d'émission. Cette méthode appliquée aux noyaux exotiques permettrait également d'obtenir des informations très intéressantes.

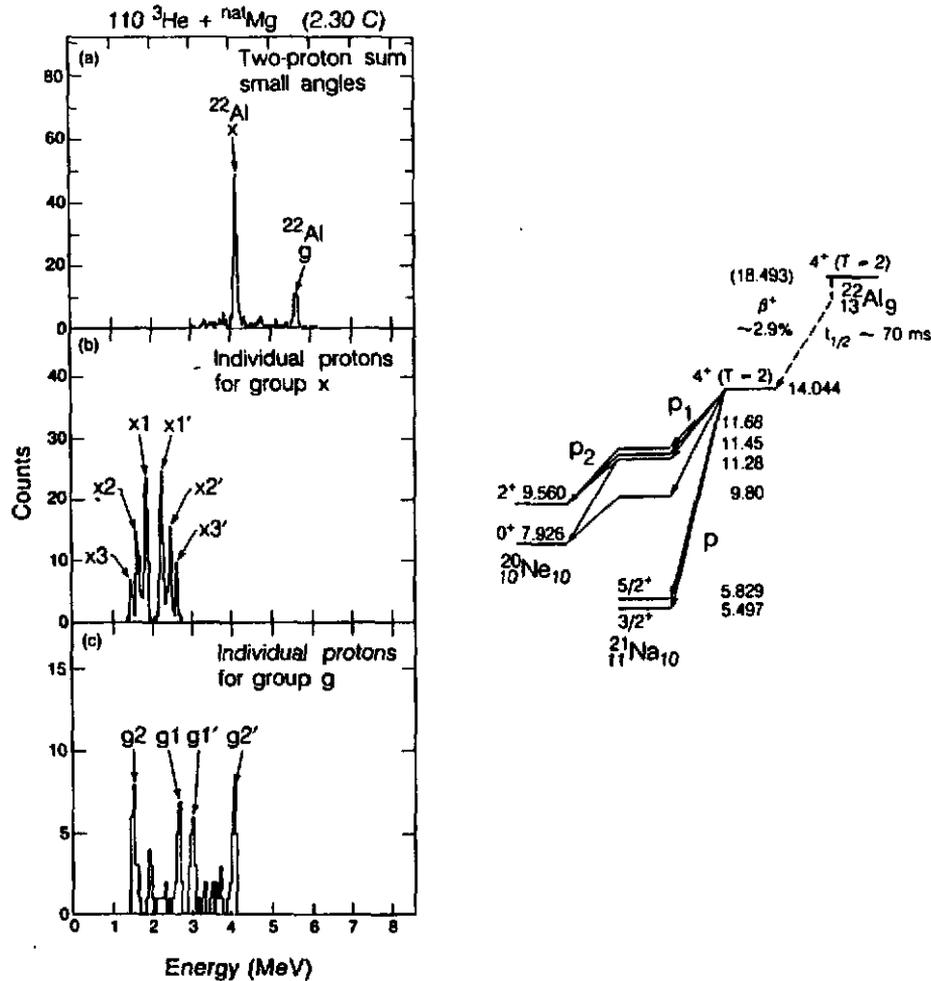


Fig. 5 : Spectres en énergie des protons émis par ^{22}Al avec la multiplicité deux : spectre somme (a), spectre individuel pour une énergie somme de 4.1 MeV (b) et spectre individuel pour une énergie somme de 5.6 MeV (c). Ces spectres correspondent à une mesure à faible angle relatif des protons et l'émission d'un noyau ^2He (diproton) serait visible par une contribution en énergie au voisinage de $E_{\text{somme}}/2$.

L'émission $\beta^+ - 2p$ est donc ici essentiellement séquentielle comme résumé dans le schéma de décroissance de ^{22}Al .

L'émission de plus de deux protons est possible, en principe jusqu'à cinq pour ^{45}Fe (non encore observé), mais l'étude du processus d'émission est pour l'instant inexistante, dans le cas de trois protons, car les systèmes de détection capable à la fois d'une grande efficacité et d'une grande granularité pour détecter les multiplicités, sont encore à développer. Pour la détection auprès des séparateurs de fragments d'ions lourds, les détecteurs à gaz sont prometteurs¹⁶⁻¹⁷).

III - Radioactivités par ^{14}C et autres ions de $Z > 2$

La découverte¹⁸⁾ de la radioactivité par ^{14}C a été à la fois attendue, car on avait déjà remarqué que le processus était énergétiquement possible¹⁹⁾, et à la fois surprenante car Rose et Jones l'ont découverte dans une source radioactive bien connue, $^{227}\text{Ac} - ^{223}\text{Ra}$ disponible depuis des années, et avec des détecteurs Silicium également très répandus (fig. 6). L'embranchement d'une telle voie est très faible par rapport à la décroissance alpha

ordinaire (5×10^{-10}). Depuis c'est un champ d'investigation très large qui s'est ouvert, avec la découverte de nombreux nouveaux émetteurs ainsi que la mise en évidence de modes différents (émission de noyaux autres que ^{14}C : $^{24-25}\text{Ne}$, $^{28-30}\text{Mg}$, $^{32-34}\text{Si}$).

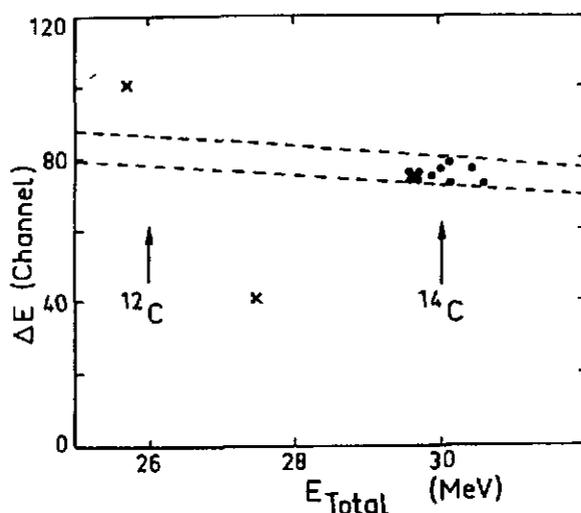


Fig. 6 : Spectre bidimensionnel $\Delta E - E$ montrant les données prises par Rose et Jones pour l'émission de ^{14}C à partir de ^{223}Ra (189 jours de comptage).

Résultats expérimentaux sur les émissions d'ions lourds

Les résultats de Rose et Jones montrés sur la figure 6 indiquaient clairement l'émission d'un noyau de carbone, mais l'identification en masse ($A=12,13,14$ ou même 15) n'était pas précise. De plus les détecteurs silicium soumis à une émission alpha intense étaient continuellement détériorés au cours des 189 jours de comptage.

La confirmation définitive de l'émission de ^{14}C par ^{223}Ra fut apportée peu après les résultats de Rose et Jones par S. Gales et al.¹⁹⁾ à l'aide du spectromètre SOLENO (fig. 7) à Orsay.

Les résultats montrés sur la fig. 7 portent sur une accumulation avec source d'une durée de cinq jours. Les quelques évènements épars de bruit de fond sont dus à une contamination légère des détecteurs par du ^{252}Cf , émetteur de fission spontanée.

Une autre méthode²⁰⁾ très différente a également permis la détection des embranchements très faibles associés aux émissions d'ions lourds : la technique des détecteurs solides à trace. Dans un détecteur de ce type le dommage de radiation créé par un ion lourd est mis en évidence par un processus d'attaque chimique ("etching"), voir fig. 8. En contrôlant cette attaque, on peut la rendre spécifiquement efficace pour des traces d'ions lourds (^{14}C , $\text{Ne}...$) et très peu sensible à des alphas. Une sensibilité record de 10^{-15} peut ainsi être obtenue pour $Z_{\text{emis}} > 10$. Une telle sensibilité a effectivement permis d'observer l'émission de $^{24-25}\text{Ne}$ à partir de ^{233}U , (fig. 9), avec un embranchement de $5 \cdot 10^{-13}$.

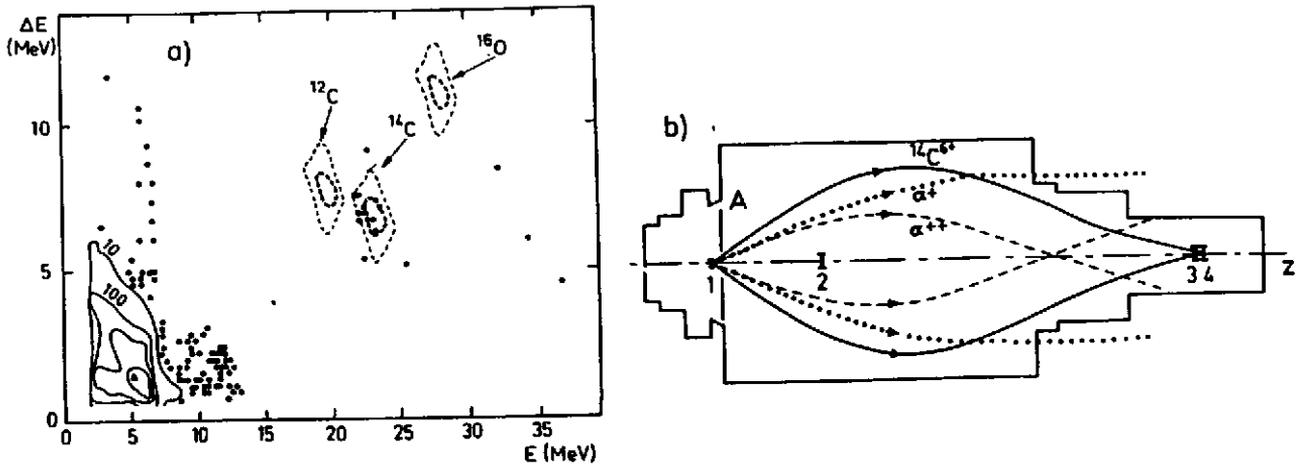


Fig. 7 : a) Spectre similaire à celui de la fig. 6 mais obtenu en quelques jours à l'aide du spectromètre SOLENO à Orsay. b) SOLENO est un solénoïde supraconducteur qui sélectionne en rigidité magnétique et focalise à 0° des particules émises dans un grand angle solide (100 msr).

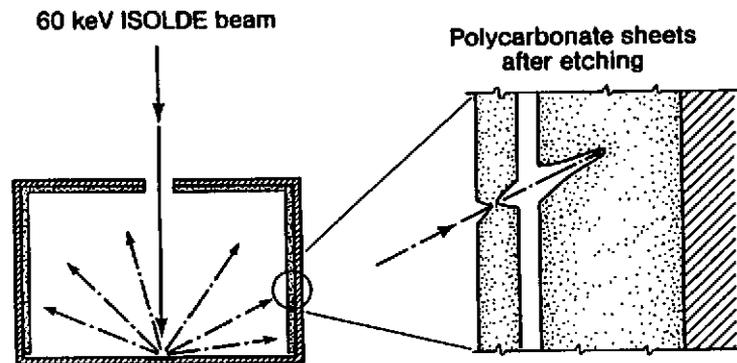


Fig. 8 : Le processus d'"etching" permet de révéler par une attaque chimique la trace d'un ion lourd dans un plastique. Le diamètre du trou après attaque est relié à l'ionisation créée par l'ion lourd et donc à son numéro atomique.

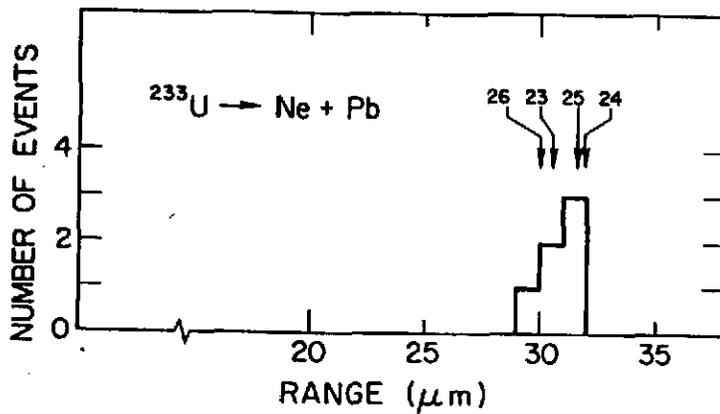


Fig. 9 Spectre en parcours obtenu par la technique d'"etching" sélectionnant les ions Ne par le diamètre des trous. On voit l'émission de $^{24-25}\text{Ne}$ à partir de ^{233}U .

Une compilation de résultats expérimentaux (fig. 10) permet de mettre en évidence à la fois la grande différence de préformation des ions par rapport aux alphas et l'importance d'un effet pair-impair. Les résultats expérimentaux sont portés sur la fig. 10 en fonction des durées de vie partielles ($T_{1/2}(\alpha)$ /embranchement) et du facteur de pénétration de Gamow (G) pour éliminer les influences purement énergétiques sur le passage de barrière.

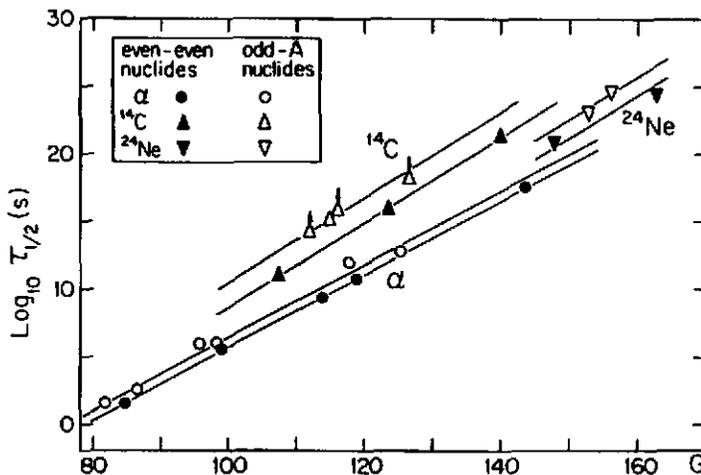


Fig. 10 : Les effets pair-impair et les grandes fluctuations de facteurs spectroscopiques de "préformation" liées à la description par la méthode de GAMOW sont ici mis en évidence en portant pour chaque radioactivité d'ion lourd la durée de vie partielle en fonction du facteur de pénétration G de GAMOW. Les émetteurs pair-pair sont représentés par les symboles pleins et les émetteurs de masse impaire par des symboles ouverts.

On voit qu'en terme de facteur de "préformation" un noyau de ^{14}C est 10^{-3} à 10^{-4} fois moins "préformé" qu'un noyau alpha. Ces très larges variations de "préformation", difficiles à modéliser empiriquement, montrent qu'il n'est pas très fructueux de chercher à décrire ces émissions d'ions lourds comme l'émission alpha et qu'il est préférable de rapprocher ce phénomène de celui de la fission.

Descriptions théoriques des radioactivités exotiques

L'approche traditionnelle de calcul de pénétrabilité pour un ion préformé étant très insuffisante, différents modèles basés sur un mécanisme de type fission ont été proposés²¹⁻²². Le plus fortement développé est celui de Poenaru appelé ASAFM (Analytical SuperAsymmetric Fission Model). Les descriptions les plus précises ont été obtenues en adaptant les corrections de couches théoriques pour reproduire très précisément les énergies de liaison expérimentales des ions lourds susceptibles d'être émis. De plus le moment angulaire doit être inclus en tenant compte des nombres quantiques exacts des états initiaux et finaux. Les effets énergétiques des vibrations de point-zéro sont significatifs en particulier pour reproduire des effets pairs-impairs.

Une comparaison des prédictions les plus récentes avec l'ensemble des mesures expérimentales est montré sur la fig. 11. L'accord est globalement très bon et on peut penser utiliser un tel modèle comme référence : tout écart significatif entre la théorie et un nouveau résultat expérimental permettant de dégager des effets de structure nucléaires mal pris en compte (déformations, effets de couche, pairing...). Il est intéressant de noter qu'un tel développement théorique a aussi eu pour conséquence de fournir une meilleure description de l'émission alpha.

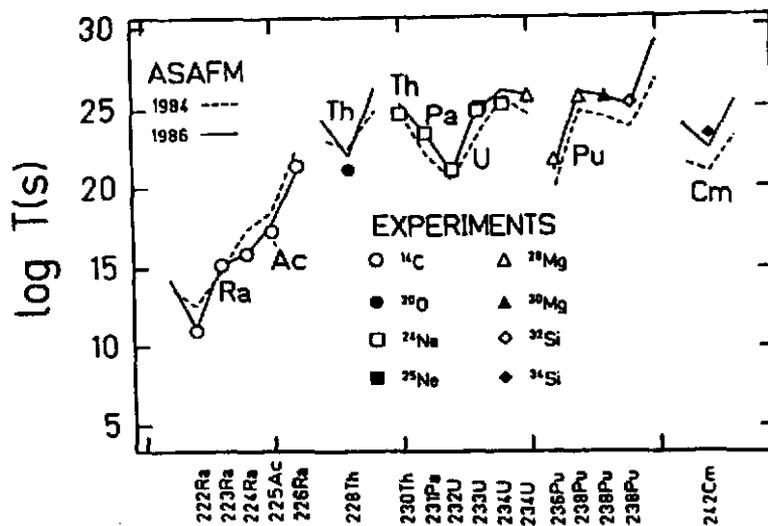


Fig. 11 : Comparaison entre les durées de vie partielles expérimentales (symboles) et théoriques pour toutes les radioactivités d'ions lourds connues. Les courbes en traits pointillé et plein correspondent au modèle ASAFM dans les versions de 1984 et 1986. Les améliorations obtenues en incluant le pairing et les oscillations de point zéro apparaissent clairement.

Enfin une quantité d'autres émissions d'ions lourds est prédite théoriquement comme on peut le voir sur la fig. 12. La principale limite est ici la difficulté expérimentale d'observer des embranchements inférieurs à 10^{-15} .

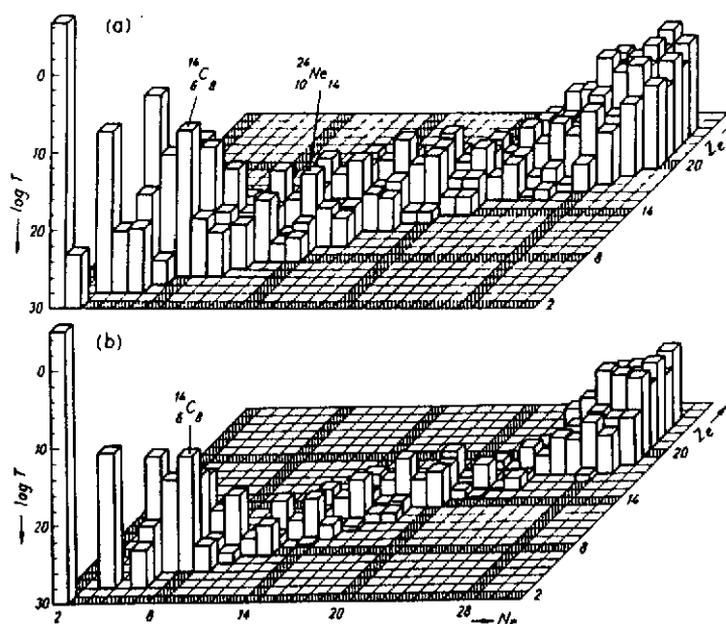


Fig. 12 : Représentation tridimensionnelle de l'ensemble des ions lourds (N_e, Z_e) susceptibles d'être émis à partir de parents conduisant aux noyaux fils ^{208}Pb (a) et ^{209}Pb (b). L'échelle verticale est la durée de vie prédite par le modèle ASAFM pour chacun de ces modes. Le sens de l'échelle verticale a été choisi pour que les modes les plus abondants ($\alpha, ^{14}\text{C}...$) soient représentés par des colonnes plus hautes. Le nombre de ces émissions théoriquement possibles dépasse de loin celui des cas observés.

Références

- 1 - S. Hofmann et al., in *Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far From Stability*, P.G. Hansen and O.B. Nielsen eds, CERN 81-09, CERN, Geneva, (1981) 190
- 2 - *Particle Emission From Nuclei* - D.N. Poenaru, M.S. Ivascu, CRC-Press (1989)
- 3 - *Chart of the Nuclides* - KARLSRUHE (1981)
- 4 - *Chart of the Nuclides* - STRASBOURG (1992)
- 5 - E. Comay et al., *Phys. Lett.* B210 (1988) 31
- 6 - P.J. Woods et al., *Nucl. Phys.* A553 (1993) 485
- 7 - V.I. Goldanskii, *Nucl. Phys.* 27 (1961) 648

- 8 - B.A. Brown, *Phys. Rev.* C43 (1991) 1513
- 9 - C. Détraz et al. *Nucl. Phys.* A519 (1990) 529
- 10 - D.M. Moltz et al., *Z. Phys.* A342 (1992) 273
- 11 - V. Borrel et al., *Z. Phys.* A344 (1992) 135
- 12 - R.E. Azuma et al., *Phys. Lett.* B96 (1980) 31
- 13 - J.P. Dufour et al., *Phys. Lett.* B206 (1988) 195
- 14 - M.D. Cable et al., *Phys. Rev.* C30 (1984) 1276
- 15 - D. Bazin et al., *Phys. Rev.* C45 (1992) 69
- 16 - B. Blank et al., *Nucl. Inst. Meth.* A330 (1993) 83
- 17 - D. Bazin et al., *GANIL - Proposition d'expérience* 220 (1993)
- 18 - H.J. Rose, G.A. Jones, *Nature* 307 (1984) 245
- 19 - S. Galès et al., *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 759
- 20 - S.W. Barwick, *Phys. Rev.* C31 (1985) 1984
- 21 - H.J. Fink et al., *Z. Phys.* 268 (1974) 321
- 22 - D.N. Poenaru et al., *Journal Phys. Lett. (Paris)* 40 (1979) L465

PERSPECTIVES DANS LA SYNTHÈSE DES SUPERLOURDS

P. ARMBRUSTER

GSI - Postfach 110541 - D-6100 Darmstadt - Allemagne

Plan des 2 cours donnés:

- I. La structure nucléaire des isotopes superlourds
 - 1) Les éléments synthétisés. Où en sommes nous en 1993?
 - 2) Désintégration α , masses, corrections microscopiques, fission spontanée et barrières de fission
 - 3) Calculs des corrections microscopiques et des modes de désintégration

- II. La production des éléments superlourds.
 - 4) Les sections efficaces de production
 - 5) Méthode expérimentale d'aujourd'hui: Analyse des corrélations dans une chaîne de désintégration
 - 6) L'expérimenter vers les éléments $Z = 110/111$

- III. Les obstacles à la synthèse de la fusion des noyaux lourds
 - 7) Réduction de la probabilité de fusion dans la voie d'entrée. L'augmentation de la barrière de fusion.
 - 8) Le concept de l'"Extra-Push" confronté aux expériences
Fluctuations de la barrière
Rôle de la structure nucléaire dans la voie d'entrée
 - 9) Stabilité des corrections microscopiques dans la désexcitation du noyau composé

- IV. Faisceaux radioactifs et la synthèse des éléments lourds.
"GANIL"-plus + "PIAFE"

I. La structure nucléaire des isotopes superlourds

Definition "Un noyau superlourd (SHE = Superheavy element) est un noyau instable dans les modèles macroscopiques stabilisé seul du fait des corrections microscopiques".

Dans ce sens les éléments Nielsbohrium (107), Hassium (108) et Meitnerium (109), Ns, Hs, Mt, sont les premiers éléments superlourds, fig. 1.

L'ensemble des connaissances actuelles sont présentés dans les articles de revue, Ref. 1 et 2. La carte aux noyaux, figs. 2, présente les modes de désintégration des noyaux les plus lourds. Les chaînes de désintégration qui ont donné naissance aux premiers éléments superlourds, sont montrées en fig. 3 [Ref. 3 - 5].

L'analyse de nos expériences a démontré les faits suivants:

1. Les isotopes découverts avec $T_{1/2} \sim (10^{-3}-10^{-4})s$ et $\Delta E_{SH} \sim 5$ MeV (énergie de correction microscopiques) seraient instables comme goutte liquide ($10^{-19}s$) vers la fission spontanée. Leur barrière de fission macroscopique est plus petite que 0,5 MeV, Fig. 4 [Ref. 6, 7]. Quand même ils se désintègrent par émission α , qui montre leur stabilisation vers la fission.
2. Ils sont déformés, $\beta_2 \sim 0.20$, $\beta_4 = -0.05$, vers la forme d'un tonneau.
3. Ils sont produits par fusion suivi d'émission d'un seul neutron, (15-20) MeV. Nous sommes entrés dans l'espace des "SHE" par la porte principale utilisant des isotopes naturels (^{54}Cr , ^{58}Fe , ^{208}Pb , ^{209}Bi).
4. L'espace "SHE" est un continent qui s'étend entre $Z = 106$ et $Z = 126$ avec ~ 300 isotopes tels que $T_{1/2} > 1\mu s$ et $B_F \geq 4$ MeV. Les isotopes synthétisés font parti d'un îlot des émetteurs α , fig. 5 [Ref. 8, 9].
5. Question: comment pénétrer plus avant dans ce continent?

II. La production des éléments superlourds

La méthode appliquée utilise un accélérateur linéaire UNILAC, [Ref. 10], un spectrometre de recul, SHIP, [Ref. 11] et l'implantation des noyaux radioactifs produits par fusion dans les détecteurs minces de Si [Ref. 12]. La possibilité

de produire des éléments lourds par des réactions utilisant Pb et Bi comme cibles a été montrée à Dubna [Ref. 13.] pour le système Ar/Pb \rightarrow Fm.

Les sections efficaces de production et les fonctions d'excitation dans les voies $1n$ et $2n$ ($n < 2$) sont montrées sur le fig. 6 pour toutes les réactions de synthèse d'éléments lourds, que nous avons étudiées. Des valeurs de quelques 10^{-30} cm^2 à 10^{-35} cm^2 ont été mesurées.

Les sections efficaces extrapolées pour la production de $Z = 110$ sont de l'ordre $(10^{-36} - 10^{-37})$ $\text{cm}^2 = (1 - 0,1)$ pb. Deux techniques de séparation sont utilisées avec des luminosités $(10^{30} - 10^{31}) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ qui correspondent à un seuil de 1 événement/pb.jour: Le filtre de vitesse "SHIP", (GSI) (Ref. 14) et des spectromètres magnétiques à gaz, He à GSI [15] et H_2 à Dubna [Ref. 16]. Les réactions choisies à GSI seront $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni}, n)^{269}110^{159}$ et $^{209}\text{Bi}(^{62}\text{Ni}, n)^{270}111^{159}$ avec $T_{1/2\alpha} \sim (10-100)\mu\text{s}$.

III. Les limitations de la fusion des éléments lourds.

1. Effet de l'"extra-push"

Nous avons étudié la fusion des noyaux symétriques [Ref. 17]. Entre la fusion de 2 noyaux de Zr ($Z = 40$) à celle de 2 noyaux Pd ($Z = 46$) la section efficace tombe de 10^{-26} cm^2 à 10^{-33} cm^2 , fig. 7.

On observe une augmentation de la barrière de fusion E_{xx} en accord avec le modèle "extra-push" [Ref. 17] au delà $X_{\text{thr}} = 0.72$. X est le rapport entre les forces Coulombiennes répulsives et les forces nucléaires attractives.

$$E_{xx} \sim (x - 0,72)^2$$

On observe une fluctuation des barrières, qui augmente avec E_{xx} .

$$\sigma^2 \sim E_{xx}^K, \text{ avec } K \sim (0,5-0,75)$$

La probabilité de fusion à la barrière nominale est présentée par

$$P(B_B) = \exp. [-10^2(x-0,72)]$$

La section efficace entre deux éléments voisins décroît d'un facteur 4.

$$\sigma_{z+1} / \sigma_z = 0.25$$

La structure nucléaire des noyaux qui fusionnent, modifie l'"Extra-push", fig. 8. Pour les noyaux à couches fermées les valeurs de E_{xx} et les fluctuations σ sont plus faibles. Pour X donné, les noyaux aux couches fermées comme ^{90}Zr , ^{124}Sn , ^{86}Kr , ^{208}Pb , ^{48}Ca fusionnent plus facilement que les noyaux à couche incomplète. Les réactions de synthèse des éléments lourds sont favorisées par la structure nucléaire des noyaux-cibles de ^{208}Pb et de ^{209}Bi dans le processus d'amalgamation des partenaires.

2. Déexcitation du noyau composé et stabilité des corrections microscopiques [Ref. 16, 18]

Une étude de la déexcitation par fission des noyaux composés a donné le résultat suivant:

Pour les noyaux déformés les corrections microscopiques de la barrière de fission disparaissent en raison de l'énergie d'excitation E^X selon la fonction $\exp(-E^X/E_D)$ avec $E_D = 18$ MeV, énergie de disparition des corrections. La stabilisation se perd à 40 MeV.

Pour les noyaux sphériques à $N = 126$ on trouve $E_D \sim 6$ MeV. La stabilisation se perd déjà à $E^X = 15$ MeV.

Si les "SHE" sphériques à $N = 184/Z = 114$ se comportaient comme les noyaux composés à $N = 126$, il faudrait en faire la synthèse par des voies froides ($n \leq 2$). Mais pour emprunter ces voies il faut des partenaires plus symétriques, dont la fusion est inhibée par "l'extra-push" et donc la probabilité de fusion fortement réduite. La production des SHE sphériques serait impossible.

Par contre les "SHE" déformés supportent une énergie d'excitation de 40 MeV. Ils sont accessibles en utilisant des cibles d'actinides ou de Pb/Bi, comme nous avons donné la preuve, Fig. 3.

3. Limite de la synthèse

La fusion Pd/Ru est comparée à la fusion Pd/Pd, Fig. 9 [Ref. 20]. Les canaux de déséxcitation par neutrons ne sont plus observés dans le système Pd/Pd. Dans ce cas, des particules α sont émises avant que le noyau composé ne soit formé. Cette perte des protons avant que un noyau composé soit formé, est la limite ultime de production des éléments lourds. Espérons que cette limite à la synthèse à partir des Pb/Bi ne soit pas déjà atteinte à $Z = 110$.

IV. Les perspectives de faisceaux radioactifs

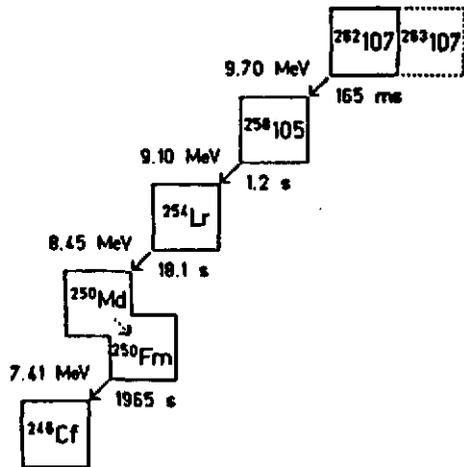
1. Avec des faisceaux (10^7 - 10^9)/s de ^{16}N , ^{21}O , ^{26}Ne sur des cibles ^{238}U , ^{244}Pu , ^{248}Cm , ^{249}CF , ^{254}Es et $\sigma_{\text{fusion}} = (1 - 10)\text{nb}$ des isotopes des éléments $Z < 106$ au centre de l'îlot déformés ($N = 162$) avec $T_{1/2} \sim 1$ jour deviennent accessibles. Ces synthèses seront possible à GANIL-Plus.
2. Les faisceaux de "PIAFE", ^{144}Xe et ^{92}Kr permettent la synthèse des isotopes des éléments $Z < 96$ riches en protons. Ces noyaux donneront accès à un îlot des noyaux situés entre $94 < Z < 100$ et $130 < N < 140$ au bord de la stabilité cotés riches en protons, qui fissionnent spontanément.

Ref.:

- [1] P. Armbruster, Ann. Rev. Nucl. Part. Phys. 35 (1985) 135.
- [2] G. Münzenberg, Rep. Progress in Phys. 51 (1988) 57.
- [3] G. Münzenberg et al., Z. Phys. A333 (1989) 163
- [4] G. Münzenberg et al., Z. Phys. A328 (1987) 49.
- [5] G. Münzenberg et al., Z. Phys. A315 (1984) 145.
- [6] P. Armbruster, From Nuclei to Stars XCI Corso, Soc. Ital. de Fisica, Varenna, June 18-23, 1984, North Holland Physics Publishing, p. 222. ISBN-0-444-86988-3 (U.S.).
- [7] Z. Patyk et al., Nucl. Phys. A491 (1989) 267.
- [8] Cwiok et al., Nucl. Phys. A410 (1983) 254.
- [9] P. Moeller et al., Z. Phys. A323 (1986) 41.
- [10] K. Blasche et al. in: Nucl. React. Induced by Heavy Ions, North Holland Publ. Comp. Amsterdam 1970, p. 518.
- [11] G. Münzenberg et al., Nucl. Instrum. Methods 161 (1979) 65.

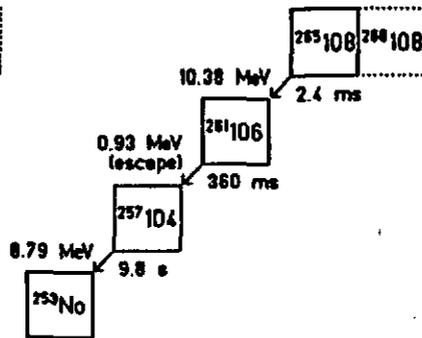
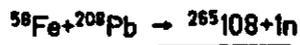
- [12] Schmidt, K.-H. et al., Z. Phys. A316 (1984) 19.
- [13] Y. Oganessian, Lect. Notes in Physics, Vol. 33 (1974) 221.
- [14] S. Hofmann, Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, Russia, May (14-15), 1993.
- [15] Y. Oganessian et al., Int. Conf. on "Nuclei far from Stability / Atomic masses and fundamental constants 1992". Bernkastel-Kues, July (19-24), 1992. Institute of Physics Conf. Series, Number 132, p. 429, Bristol and Philadelphia, ISBN-0-7503-0262-3.
- [16] S. Hofmann et al., Int. Conf. on "Nuclei far from Stability / Atomic masses and fundamental constants 1992". Bernkastel-Kues, July (19-24), 1992. Institute of Physics Conf. Series, Number 132, p. 469, Bristol and Philadelphia, ISBN-0-7503-0262-3.
- [17] Schmidt, K.-H., Morawek, W.: Rep. Progr. Phys. 54 (1991) 949.
- [18] Blocki, J.P. et al., Nucl. Phys. A459 (1986) 145.
- [19] K.-H. Schmidt et al., Proc. Symp. Phys. Chem. of Fission, Jülich 1979, Vol. 1 (409), Vienna, IAEA (1980).
- [20] K.-H. Schmidt et al., Z. Phys. A315 (1984) 159.
- [21] Morawek, W. et al., Z. Phys. A341 (1991) 75.

Nielsbohrium
Ns



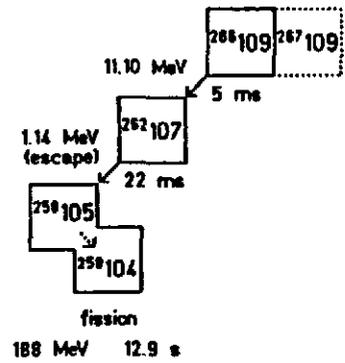
24.Feb.1981, 19:24 h

Hassium
Hs



14.März.1984, 2:36 h

Meitnerium
Mt



29.Aug.1982, 16:10 h

Fig. 3 Les chaines de désintégration de 3 atomes des éléments les plus lourds [1, 2].

FISSION BARRIERS:

Experimental versus calculation (Patyk et al.)

$$B_F \text{ (MeV)} = B_F^{\text{macro}} + \Delta E_{SG} + \Delta E_{SS}$$

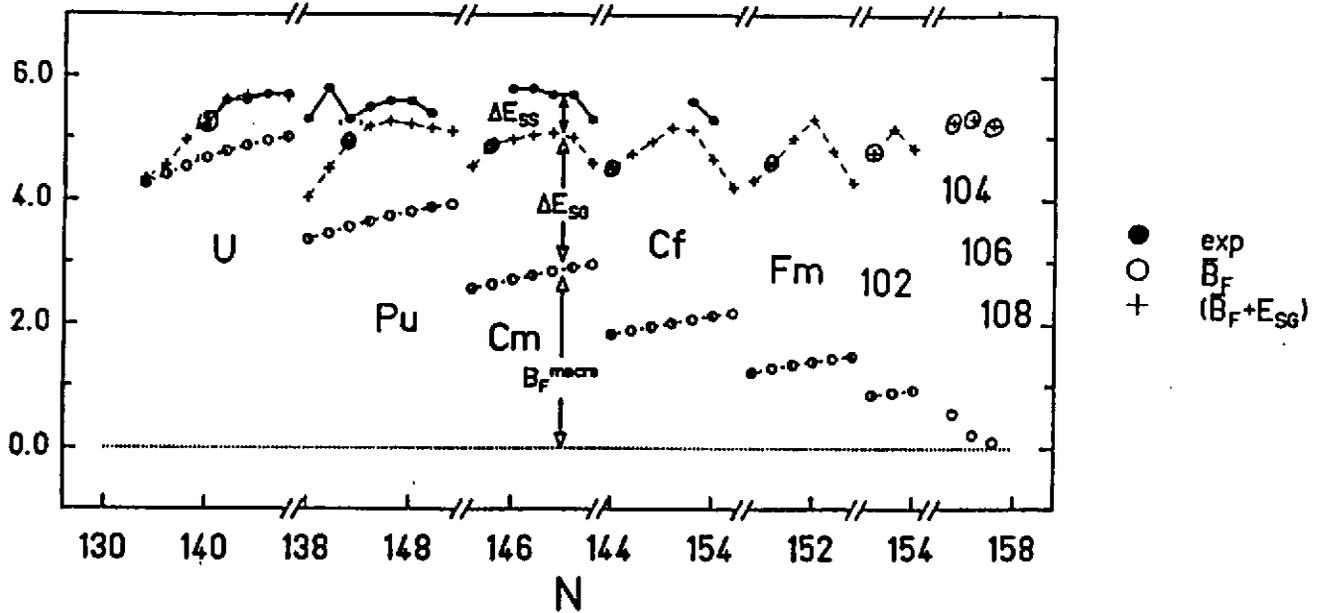


Fig. 4 Les barrières de fission macroscopiques B_F^{macro} (o), les corrections microscopiques de l'état fondamental $\Delta E_{SG}(x)$ et de la barrière de fission ΔE_{SS} . Les barrières de fission $B_F = B_F^{\text{macro}} + \Delta E_{SG} + \Delta E_{SS}$ restent constantes, mais leur largeurs diminuent vers les éléments les plus lourds [7].

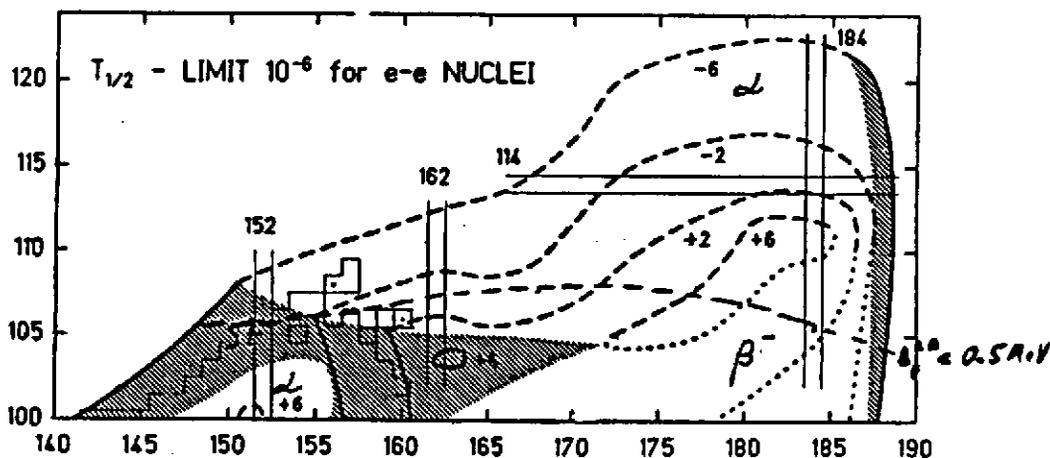


Fig. 5 Les modes de désintégration des SHE. Une région de la fission spontanée sépare les éléments $Z < 102$ des SHE $Z > 106$.

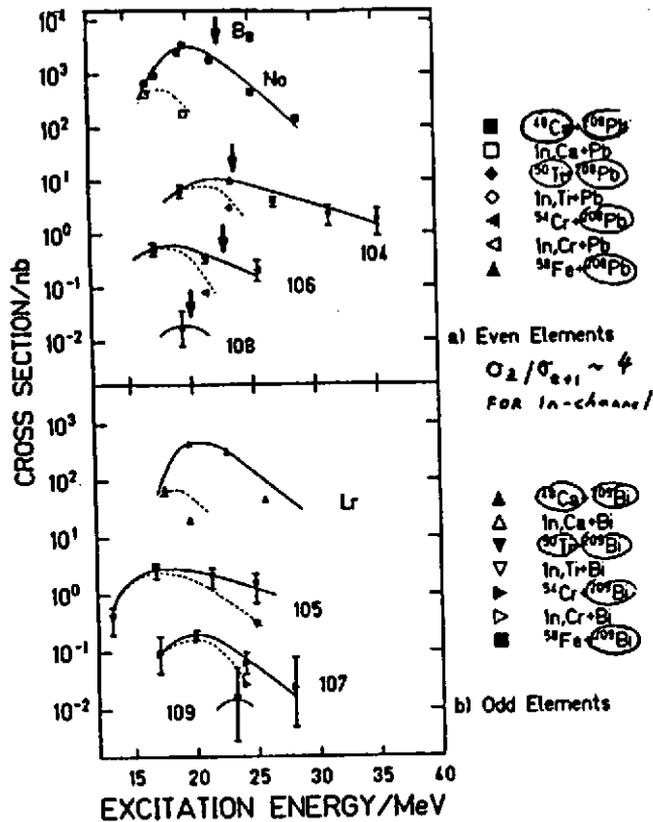


Fig. 6 Les sections efficaces de production entre Z-102 et Z = 109 pour les réactions utilisant des cibles Pb et Bi. On observe les voies 1n et 2n entre $\sigma = 1 \mu\text{b}$ et 10 pb [2].

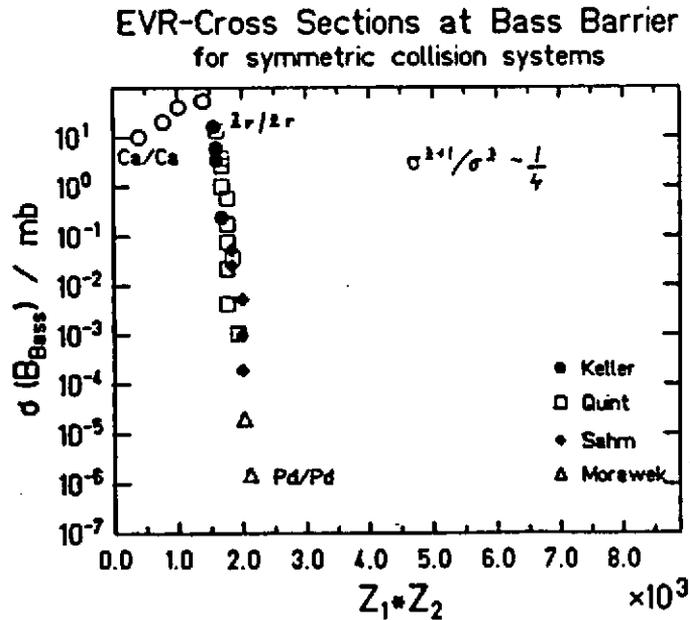


Fig. 7 Les sections efficaces de production entre Z = 80 et Z = 92 pour les systèmes symétriques. Une chute de 10 mb à 1 nb est observé au-delà d'un rapport entre force Coulombienne et force nucléaire $X = 0.72$ [17].

BARRIER SHIFTS FROM EVR-MEASUREMENTS
(30 COLLISION SYSTEMS INVESTIGATED, MAY 1989)

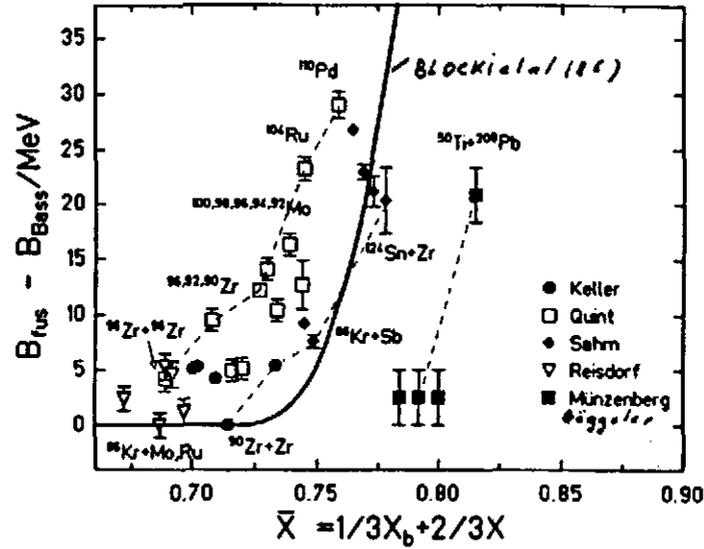


Fig. 8 Les valeurs de l' "extra-push" en fonction de X. La ligne est une prédiction [18] théorique. On montre que le phénomène de l' "extra-push" est retardé pour les noyaux couche fermée [17].

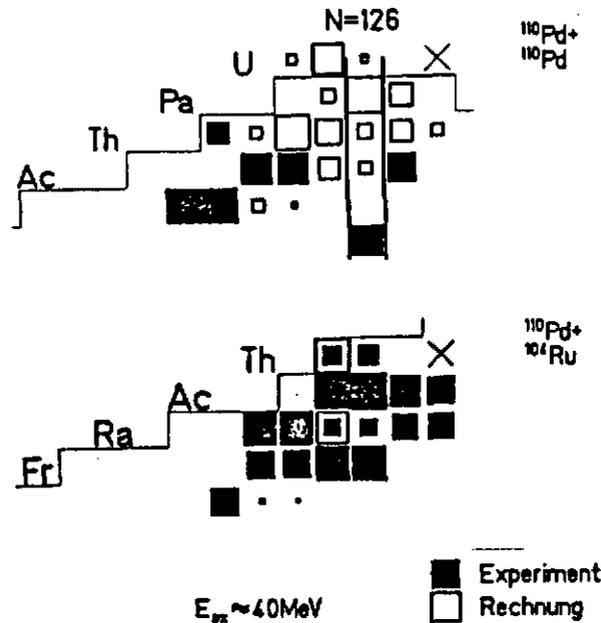


Fig. 9 Comparaison d'un calcul de production (noir) avec l'observation (blanc) pour deux systèmes symétriques. Dans les cas Pd/Pd on n'observe plus la formation des isotopes de Uranium par les voies xn. Au contraire on n'observe que les voies axn. Cette disparition brusque des voies xn est observée entre Pd/Ru → Th et Pd/Pd → U [21].

LA THEORIE STATISTIQUE: PERSPECTIVES ET LIMITES

D. Durand et B. Tamain

Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3, ISMRA, 14050 CAEN CEDEX

Résumé

La théorie statistique de Weisskopf est l'outil fondamental qui permet d'analyser les propriétés des noyaux lorsqu'ils ont une énergie d'excitation suffisante. Les fondements de cette théorie, son application au noyau et les limitations associées sont décrites ainsi que la dérivation des relations habituellement utilisées. Un ingrédient essentiel est la densité de niveaux. Une discussion est présentée sur son extraction, tant sur le plan théorique, qu'expérimental. La théorie statistique permet aussi de décrire la fission des noyaux ou l'émission de fragments. Mais dans ce cas, une autre approche qui permet d'introduire des effets dynamiques, est plus performante : il s'agit de la méthode de l'état de transition. Elle est décrite dans sa version simplifiée et dans celle qui introduit la viscosité de la matière nucléaire. Une importante limitation de la théorie statistique se trouve dans les temps caractéristiques de décroissance. Une discussion est présentée sur les estimations théoriques de ces temps et sur les conséquences expérimentales. Quelques aspects sur la désexcitation des résonances géantes et des noyaux exotiques sont donnés en conclusion.

Abstract

The statistical theory of Weisskopf is the fundamental tool to describe the properties of nuclei with sufficient excitation energies. The basis of this theory, its application to nuclei and the corresponding limitations are discussed. A main ingredient is the level density. A discussion is given on its extraction from models and on its experimental determination. The statistical theory is also used to describe fission or fragment emission. However, in this case, another approach is used which can also include some dynamics: it is the transition state method. It is described in its simplified version and also when friction is included. An important drawback of the statistical theory is related to time-scales considerations. A discussion is presented on the role of decay times both in theory and experiments. Lastly, some aspects of the decay properties of giant resonances and exotic nuclei are presented.

PLAN

Introduction générale

I- La théorie de Weisskopf

- Le principe
- Le formalisme
- Température: introduction du concept et limites
- Relation densité d'états-température: spectre en énergie des particules évaporées
- La compétition entre l'émission de diverses particules
- Le cas des photons
- Remarque sur la notion de température nucléaire

II- Le calcul des densités d'états

- Le modèle à niveaux équidistants
- Parité et moment angulaire
- Le modèle du gaz de Fermi
- Introduction des effets de couche et de pairing
- Le paramètre de densité de niveaux
- Le paramètre de densité de niveaux: au delà du gaz de Fermi
- Le paramètre de densité de niveaux et l'expérience

III- Le cas particulier de l'émission de fragments

- L'émission de fragments et la théorie de Weisskopf
- La méthode de l'état transitoire
- La théorie de Kramers
- Application à la fission et à l'émission de fragments
- Les barrières de fission à température finie
- Vers un traitement cohérent

IV- Le temps et la théorie statistique

- Aspects théoriques
 - L'hypothèse fondamentale
 - Le temps de thermalisation
 - Calcul du temps d'émission neutron
 - Estimation théorique du temps de fission
 - Le cas des résonances géantes
 - Conclusions
- Aspects expérimentaux
 - Vie et mort de la fission
 - Vie et mort des résonances géantes
 - Emission rapide de fragments: vers la multifragmentation

V- Conclusions et perspectives

INTRODUCTION GENERALE

Les niveaux d'énergie d'un noyau peuvent être classés en deux catégories. Ceux qui ne se recouvrent pas et qui relèvent de l'approche spectroscopique et ceux qui se recouvrent et qui peuvent être décrits de façon statistique. Dans cette seconde limite (c'est-à-dire, à énergie d'excitation suffisante), une désexcitation d'un noyau reflète des propriétés de type espace des phases car les éléments de matrice de transition pour les divers états subissent un "moyennage" à cause du grand nombre d'états concernés. Les modèles statistiques présentés dans ce cours s'inscrivent dans ce cadre.

I - LA THEORIE DE WEISSKOPF

I-1) Le principe

La théorie de Weisskopf (1,6,8) est une description statistique de la désexcitation des noyaux. On y admet que la durée de vie du système est grande devant son temps de formation. Il a donc tout oublié de cette phase initiale hormis les grandeurs conservatives, et tous les états quantiques accessibles le sont avec une égale probabilité, en vertu du principe fondamental de la thermodynamique statistique des systèmes isolés (description microcanonique).

L'invariance par renversement du temps permet alors de relier les probabilités de transition entre états:

$$\rho_1 P_{12} = \rho_2 P_{21} \quad (I-1)$$

Dans cette relation, connue sous le nom de principe de la balance détaillée, on écrit que la probabilité de transition P_{12} de l'état 1 vers l'état 2 est proportionnelle au nombre d'états d'accueil (densité d'état ρ_2) avec le même coefficient de proportionnalité que celui qui caractérise la transition de l'état 2 vers l'état 1 et qui est proportionnelle à la densité d'état d'accueil correspondante (ρ_1).

On peut déjà, à ce niveau, faire une remarque : le noyau est un être quantique. A une durée de vie donnée correspond une largeur en énergie Γ qui recouvre généralement plusieurs états quantiques. L'application de la relation (I-1) ne conduit pas à des phénomènes d'interférence parce que les phases des divers éléments de matrice concernés sont alatoires. Cette hypothèse est sous-jacente dans la description statistique de la désexcitation d'un noyau. Elle revient à nouveau à admettre que les voies d'entrée et de sortie (formation et désexcitation) sont décorrélées.

I-2) Le formalisme

Dans le cas particulier où l'on écrit la relation (I-1) pour la désexcitation statistique d'un noyau initial d'énergie d'excitation E^*_i en un noyau final d'énergie d'excitation E^*_f et une particule a de quantité de mouvement p à dp près, on a :

$$\rho_2 = \rho_f(E_f^*) g \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} v$$

$$P_{12} = P_a(\epsilon) d\epsilon$$

$$\rho_1 = \rho_i(E_i^*)$$

$$P_{21} = \frac{v}{V} \sigma_c(\epsilon)$$

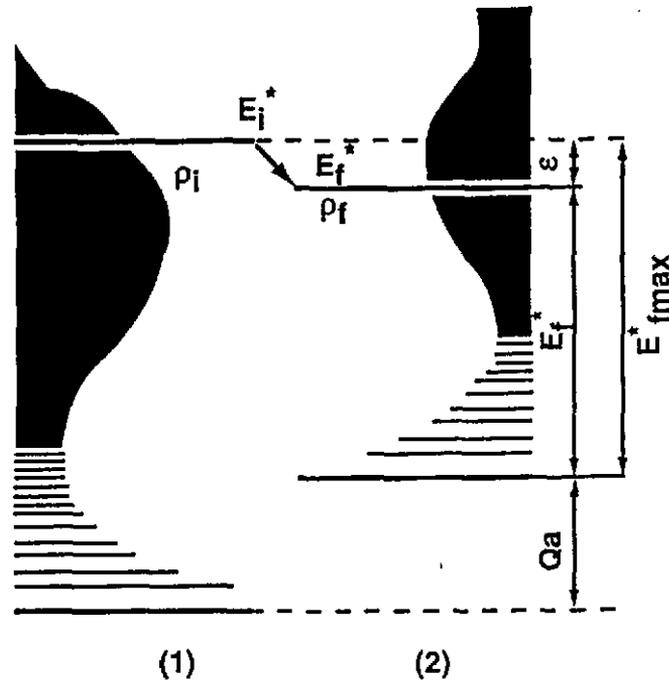


Figure 1:

Schéma de désexcitation d'un noyau initial i en un noyau final f et une particule a d'énergie cinétique ϵ

On obtient ces expressions en notant que ρ_2 correspond au nombre d'états associés au système noyau final-particule émise (évacuée), c'est-à-dire au produit des nombres d'états associés à ces deux objets ; g est le facteur de dégénérescence dû au spin ($g=2s+1$). La particule a est supposée rester dans son état fondamental ; V est le volume d'une boîte fictive où se réalise la désexcitation. ρ_1 correspond au nombre d'états associés au noyau initial ; P_{12} est la probabilité de désintégration par unité de temps conduisant au noyau final défini et à la particule a d'énergie ϵ à de près ; P_{21} est la probabilité inverse donc la probabilité de capture par unité de temps de la particule a par le noyau final pour redonner le noyau initial. Enfin, σ_c est la section efficace de capture correspondante et v est la vitesse de la particule.

Avec ces ingrédients et en notant que $d\epsilon/dp = v$, la relation (I-1) s'écrit :

$$P_a(\epsilon) d\epsilon = \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} g \frac{4\pi p^2}{h^3} \sigma_c(\epsilon) d\epsilon \quad (I-2)$$

Remarque: Pour obtenir l'expression (I-2), on a implicitement admis que la masse de la particule a était négligeable devant celle du noyau final. ϵ est en fait l'énergie cinétique relative de ces deux objets.

La probabilité totale de désintégration par unité de temps est l'intégrale sur toutes les énergies et les natures de particules:

$$P = \sum_a \int P_a(\epsilon) d\epsilon$$

La probabilité relative correspondant à l'émission de la particule a avec l'énergie ϵ à de près est:

$$\frac{P_a(\epsilon) d\epsilon}{P} = \frac{g p^2 \sigma_c(\epsilon) \rho_f(E_f^*) d\epsilon}{\sum g \int_0^\infty p^2 \sigma_c(\epsilon) \rho_f(E_f^*) d\epsilon} \quad (I-3)$$

Elle ne dépend que des sections efficaces de capture et des densités d'états relatives à chaque noyau final accessible. Les sections efficaces de capture sont généralement déduites de l'expérience ou des modèles de fusion bien que dans le cas qui nous concerne il s'agisse de capture par un noyau excité.

C'est dans les densités d'état que se trouve l'essentiel de la physique des noyaux excités. On ne pourra les obtenir qu'à partir de modèles nucléaires comme nous le discuterons dans le § II. Toutefois, avant de passer à cette phase, il est possible de modifier la relation (I-3) et de la rendre plus directement utilisable ; ceci, en introduisant le concept thermodynamique de température. Le § I-3 nous rappelle la signification et les limites de ce paramètre. Le § I-4 nous montre l'intérêt de son introduction dans la relation I-3.

I-3) Température: introduction du concept et limites

La température est généralement introduite en thermodynamique statistique lorsqu'on utilise la représentation canonique pour décrire un système. Le système est alors en équilibre avec un thermostat qui lui impose une température thermodynamique $\beta = 1/T$ (on prend ici la constante de Boltzmann k égale à 1). Son énergie interne n'est alors définie qu'en moyenne et vaut:

$$\bar{E} = - \frac{\partial \ln Z}{\partial \beta} \quad (I-4)$$

si Z est la fonction de partition du système. Les représentations microcanonique et canonique d'un système ne sont donc pas équivalentes. Dans la première, l'énergie totale du système est définie (système isolé) ; dans la seconde, c'est la température qui est imposée par le thermostat et l'énergie interne du système fluctue puisque des échanges d'énergie ont lieu avec le thermostat. En pratique cependant, pour les systèmes macroscopiques, ces fluctuations sont négligeables. La variance associée à la distribution en énergie d'excitation d'un système en équilibre avec un thermostat à température T s'écrit en effet :

$$\sigma^2 = \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \beta^2}$$

σ est très petit relativement à \bar{E} dès que le nombre de constituants du système est grand. L'exemple du gaz parfait monoatomique de Boltzmann comportant A molécules permet d'illustrer ce point. On a :

$$\sigma = T \sqrt{\frac{3}{2} A} \quad \text{et} \quad \bar{E} = \frac{3}{2} AT$$

$$\text{d'où} \quad \frac{\sigma}{\bar{E}} = \sqrt{\frac{2}{3A}} - \frac{1}{\sqrt{A}}$$

Dès que le nombre A de constituants du système est grand σ/\bar{E} est quasiment nul et représentations micocanonique et canonique se recouvrent.

Dans le cas du noyau toutefois, A est limité (~ 100), et il apparaît à ce niveau une première limitation du concept de température en physique nucléaire. Ce concept n'a qu'une signification imparfaite car sa corrélation avec l'énergie interne (ou d'excitation) n'est pas parfaite mais floue.

Le tableau I où l'on trouve le rapport:

$$\frac{\sigma}{E^*} = \frac{\sigma}{E - E_0} \quad (E_0 \text{ énergie du fondamental})$$

donne une idée quantitative de ce problème qui reste toutefois non fondamental. C'est la raison pour laquelle on le négligera dans cet exposé et on confondra \bar{E} et E (ou les énergies d'excitation associées qui interviennent dans les relations I-2 et I-3). On retiendra que la température nucléaire ne peut être qu'un concept approximatif, qui perd même toute signification lorsque l'énergie d'excitation est si faible que peu d'états quantiques sont concernés dans l'histoire du système.

A(uma)	50	100	150	200	250	300
T(MeV)						
1	0,58	0,40	0,32	0,28	0,24	0,22
3	0,32	0,22	0,18	0,16	0,14	0,14
5	0,24	0,18	0,14	0,12	0,12	0,10

TABLEAU I : rapport σ/E^* mesurant la fluctuation relative d'énergie d'excitation d'un système de A fermions maintenu à une température T . Les calculs ont été menés dans le cadre du modèle du gaz de Fermi (cf. § II-3).

I-4) Relation densité d'état-température : spectre en énergie des particules évaporées

La fonction de partition introduite dans la relation (I-4) s'écrit :

$$Z(\beta) = \int_0^{\infty} \rho(E) e^{-\beta E} dE \quad (I-5)$$

où E est l'énergie totale du système.

On obtient $\rho(E)$ par une transformée de Laplace inverse:

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} Z(\beta) e^{\beta E} d\beta \quad (I-6)$$

que l'on peut intégrer en choisissant le parcours d'intégration dans le plan complexe (méthode de la plus grande pente ou de la phase stationnaire ³⁾):

$$\rho(E) = \frac{\exp[\ln Z(\beta) + \beta E]}{(2\pi \frac{d^2 \ln Z(\beta)}{d\beta^2})^{1/2}} \quad (I-7)$$

On retrouve dans l'argument de l'exponentielle du numérateur l'expression connue pour l'entropie dans la représentation canonique:

$$\rho(E) = \frac{\exp S}{(-2\pi \frac{dE}{d\beta})^{1/2}} \quad (I-8)$$

Dans cette expression, on voit que $\rho(E)$ est une fonction continue, ce qui manifeste les effets de moyenne du calcul précédent, effets inhérents à tout calcul de type statistique *).

Le terme dominant est bien-sûr le numérateur qui varie beaucoup plus vite que le dénominateur et on peut dériver:

$$\ln \rho(E) = S - \ln(-2\pi \frac{dE}{d\beta})^{1/2}$$

$$\frac{d \ln \rho(E)}{dE} = \frac{dS}{dE} - \text{terme négligé}$$

qui s'écrit en fonction du second principe de la thermodynamique (voir remarque du § I-7).

$$\frac{d \ln \rho(E)}{dE} = \beta = \frac{1}{T} \quad (I-9)$$

*) Il est clair que de tels effets de moyenne ne sont pas justifiés lorsque le spectre de niveaux est très discret c'est-à-dire à énergie d'excitation faible.

On a l'habitude de choisir l'origine des énergies au niveau fondamental du noyau et d'écrire plutôt :

$$\frac{d \ln \rho (E^*)}{dE^*} = \beta = \frac{1}{T} \quad (I-9 \text{ bis})$$

relation strictement équivalente à (I - 9). Cette expression permet de relier densité d'état et température nucléaire avec les réserves faites ci-dessus quant aux limites de ce concept pour un petit système.

Elle conduit à :

$$\ln \rho (E^*) = \int \frac{dE^*}{T}$$

$$\rho (E^*) \propto \exp\left(\frac{E^*}{T}\right) \quad (I-10)$$

relation vraie sur un intervalle où T peut être considéré comme constant.

Le report de (I-9) dans (I-3) donne :

$$P_a (\varepsilon) = C g p^2 \sigma_c (\varepsilon) \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T}\right) \quad (I-11)$$

On a regroupé dans la constante C le dénominateur de (I-3), la constante de proportionnalité de (I-10) et la contribution de l'énergie d'excitation maximale du noyau final (E^*_{fmax} sur la figure 1). Il est important de noter que l'écriture de la relation (I-11) suppose que la température soit une constante sur tout le domaine d'intérêt pour l'émission de la particule a. Cela ne peut être vrai à très basse énergie d'excitation.

On peut remplacer $\sigma_c(\varepsilon)$ par sa valeur [3]:

$$\sigma_c(\varepsilon) = \sum_l (2l+1) \pi \kappa^2 T_l(\varepsilon) \quad (I-12)$$

Une approximation classique revient à assimiler à l'unité les coefficients de transmission T_l :

$$\sigma_c(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \varepsilon < B_a \\ \pi R^2 \left(1 - \frac{B_a}{\varepsilon}\right) & \text{pour } \varepsilon > B_a \end{cases} \quad (I-12\text{bis})$$

expression qui revient à considérer le noyau comme un corps noir, absorbant toute particule avec sa section efficace géométrique ; B_a est la barrière coulombienne associée.

Le report dans (I-11) donne :

$$P_a(\varepsilon) \propto \begin{cases} 0 & \text{pour } \varepsilon < B_a \\ (\varepsilon - B_a) e^{-\frac{\varepsilon}{T}} & \text{pour } \varepsilon \geq B_a \end{cases} \quad (\text{I-13})$$

Pour une particule sans barrière coulombienne (cas des neutrons), on a :

$$P_n(\varepsilon) \propto e^{-\frac{\varepsilon}{T}} \quad (\text{I-13 bis})$$

Les relations I-13 et I-13bis sont souvent écrites sous forme normalisée ($\int P d\varepsilon = 1$) :

$$P_a(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \varepsilon < B_a \\ \frac{(\varepsilon - B_a)}{T^2} e^{-\frac{(\varepsilon - B_a)}{T}} & \text{pour } \varepsilon \geq B_a \end{cases} \quad (\text{I-14})$$

$$P_n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{T^2} e^{-\frac{\varepsilon}{T}} \quad (\text{I-14 bis})$$

Les expressions (I-14) et (I-14bis) sont des relations fondamentales de la théorie de l'évaporation des particules par les noyaux excités. Il est frappant de constater qu'elles ont été obtenues sans faire appel à quelque modèle nucléaire que ce soit. On se rappellera aussi que, bien que très généralement utilisées, elles ont été obtenues moyennant les deux approximations évoquées ci-dessus: approximation classique pour σ_c , approximation de température indépendante de ε . Ces approximations auront des effets non négligeables à faible énergie d'excitation. Rappelons aussi que les calculs ont été menés en négligeant le recul du noyau final.

Des propriétés bien connues des relations (I-13) et (I-14) sont :

$$\begin{aligned} P(\varepsilon) \text{ maximal pour } \varepsilon &= B_a + T \\ \langle \varepsilon \rangle &= B_a + 2T \end{aligned}$$

L'intégration de la relation (I-13) entre 0 et ∞ conduit à la probabilité totale d'émettre la particule a . On trouve :

$$P_a \propto g m \rho (E^*_{fmax} - B_a) \quad (\text{I-15})$$

avec

$$E^*_{fmax} = E^*_i + Q_a$$

Q_a est l'énergie de liaison de la particule a .

Si l'on veut aller au delà, il faut déterminer la densité d'états ρ ce qui permet aussi bien d'exploiter la relation (I-15) que de relier température et énergie d'excitation. Cet objectif sera celui du paragraphe II.

I-5) La compétition entre les émissions de diverses particules

La théorie statistique de Weisskopf s'applique à toute particule ou fragment avec les réserves qui seront exprimées au paragraphe III-1. Pour comparer les probabilités d'émission de deux particules distinctes a et b , il suffit d'utiliser la relation I-15 :

$$\frac{P_a}{P_b} \propto \frac{g_a m_a \rho(E_{fmax}^* - B_a)}{g_b m_b \rho(E_{fmax}^* - B_b)} \quad (I-16)$$

$$\frac{P_a}{P_b} \propto \frac{g_a m_a \rho(E_i^* - Q_a - B_a)}{g_b m_b \rho(E_i^* - Q_b - B_b)}$$

Compte-tenu de la variation exponentielle de ρ avec E_i^* (relation I-10), le terme dominant est le rapport des deux densités d'état, donc les valeurs relatives de $Q_a + B_a$ et $Q_b + B_b$. La particule qui "dépense" le moins d'énergie d'excitation est donc fortement favorisée. A énergies de liaison égales ($Q_a = Q_b$), les particules peu ou pas chargées (neutrons en particulier) seront hautement favorisées. Par contre, les agrégats (Li, Be, B) ne peuvent être émis que si E_i^* est tellement grand que les effets relatifs des barrières se trouvent atténués.

La fission peut aussi être décrite par la théorie statistique. On développera ce point essentiellement au § III. La façon la plus simple de traiter le problème est de considérer que l'énergie "dépensée" par la fission est la hauteur de la barrière B_f . La probabilité de fission sera alors écrite :

$$P_f \propto \rho(E_i^* - B_f)$$

I-6) Le cas des photons

La théorie statistique décrit aussi l'émission de photons. Toutefois dans ce cas il faut bien sûr utiliser la cinématique relativiste: $p_\gamma^2 = \epsilon_\gamma^2$. Si l'on note que la section efficace de capture γ en-dessous de 15 MeV est proportionnelle à leur énergie ϵ_γ , la relation I-13 devient :

$$P_\gamma(\epsilon_\gamma) \propto \epsilon_\gamma^3 \cdot e^{-\frac{\epsilon_\gamma}{T}}$$

$$\langle \epsilon_\gamma \rangle = 4T$$

$$P(\epsilon_\gamma) \text{ est maximal pour } \epsilon_\gamma = 3T$$

Notons aussi que la probabilité de décroissance du noyau composé par émission γ est faible car la section efficace inverse est très réduite puisque les γ ne subissent pas l'interaction forte. On voit ici que la théorie statistique n'est pas qu'une théorie d'espace des phases ; les éléments de matrice d'interaction sont cachés dans les sections efficaces de réaction inverse. Cette remarque prendra tout son sens dans le paragraphe III.

I-7) Remarque

La relation (I-9) est obtenue à partir de la relation (I-8) en négligeant la contribution du dénominateur. En toute rigueur, elle est donc incorrecte. D'une autre façon, on peut dire qu'elle définit une température T qui n'est pas exactement la température thermodynamique de la relation (I-7). Dans le papier d'Ericson (1), deux températures sont ainsi définies: la température thermodynamique et la température issue de (I-9) appelée par Ericson température nucléaire. Ces deux températures sont voisines dès que E^* est grand. Plus précisément, on peut montrer (dans le cadre du modèle du gaz de Fermi (§ II-3)), la relation entre les deux :

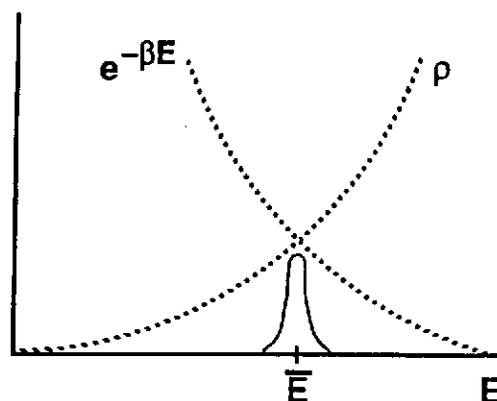
$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T'} - \frac{2}{E^*} = \frac{1}{T'} \quad \text{pour } E^* \gg T$$

si on appelle T' la température nucléaire et T la température thermodynamique.

On peut comprendre le sens physique de cette différence en reprenant la dérivation de (I-7) à partir de (I-5). On peut en effet écrire :

$$Z(\beta) = \int_0^{\infty} \rho(E) e^{-\beta E} dE \sim \rho(E_\beta) e^{-\beta E_\beta} \Delta E \quad (I-17)$$

L'approximation est justifiée dès que représentations microcanonique et canonique se recouvrent c'est-à-dire dès que le nombre de constituants du système est suffisant (voir § I-3). En effet, dans ce cas $\rho(E)$ est une fonction tellement vite croissante de E que le produit $\rho(E) e^{-\beta E}$ n'est significativement non nul qu'au voisinage immédiat de E_β qui est l'énergie d'excitation moyenne (\bar{E} dans le paragraphe I-3) pour la température β . ΔE est l'intervalle sur lequel $\rho(E) e^{-\beta E}$ est significativement voisin de sa valeur non nulle. Il est d'autant plus petit que représentations microcanonique et canonique se recouvrent.



Il est facile de se convaincre que (I-17) conduit à (I-7) :

$$\rho(E) = \frac{Z(\beta) e^{\beta E}}{\Delta E} = \frac{\exp[\ln Z(\beta) + \beta E]}{\Delta E}$$

expression identique à I-7 si on assimile ΔE au dénominateur. On a ici remplacé E_β par E pour retrouver l'écriture de I-7.

On a alors :

$$\ln \rho(E) = \ln Z(\beta) + \beta E - \ln \Delta E$$

$$\ln \rho(E) = S - \ln \Delta E$$

et le second terme est d'autant plus petit que les représentations microcanonique et canonique se confondent. En d'autres termes, la définition de la température par la relation (I-9) est d'autant plus correcte que le concept même de température l'est : on retrouve les conclusions du § I-3.

II - LE CALCUL DE LA DENSITE D'ETATS

La spécificité du système nucléaire se trouve dans la densité d'états qui intervient en particulier dans les relations I-3 et I-9. On ne peut atteindre cette quantité qu'à travers un modèle nucléaire. Le plus simple est celui du modèle à niveaux de fermions équidistants. Un modèle un peu plus adapté est celui du gaz de Fermi. Les approches microscopiques de type Hartree Fock ou Thomas Fermi étendu sont les plus réalistes.

II-1) Le modèle à niveaux équidistants

Le système (noyau) est constitué de N fermions dont l'énergie totale est E, chaque fermion pouvant occuper des états quantiques équidistants de d. Si on appelle n_s les taux d'occupation de ces états de valeur propre ϵ_s , on a :

$$\sum_s n_s \epsilon_s = E$$

$$\sum_s n_s = N$$

La densité d'état vaut :

$$g(\epsilon) = g_0 = \frac{1}{d}$$

La fonction de partition du système global est obtenue à partir de la grande fonction de partition:

$$\ln Z(\beta) = \ln Z(\beta, \alpha) - \alpha N$$

$$\ln Z(\beta, \alpha) = \sum_s \ln [1 + e^{-\beta(\epsilon_s - \mu)}] = \int_0^\infty g(\epsilon) \ln [1 + e^{-\beta(\epsilon - \mu)}] d\epsilon \quad (\text{II-1})$$

$\alpha = \beta\mu$, μ potentiel chimique ou niveau de Fermi.

On peut transformer cette expression :

$$\int_0^\infty g(\epsilon) \ln [1 + e^{\beta(\mu - \epsilon)}] d\epsilon = \int_0^\mu g(\epsilon) \ln [1 + e^{\beta(\mu - \epsilon)}] d\epsilon + \int_\mu^\infty g(\epsilon) \ln [1 + e^{\beta(\mu - \epsilon)}] d\epsilon$$

La seconde intégrale peut s'écrire :

$$J = \int_\mu^\infty g(\epsilon) \ln [1 + e^{\beta(\mu - \epsilon)}] d\epsilon = \int_0^\infty g(\mu + x) \ln (1 + e^{-\beta x}) dx$$

On peut ajouter la contribution

$$\int_{\mu}^{\infty} g(\mu-x) \ln(1+e^{-\beta x}) dx$$

car $g(\epsilon)$ est nul pour $\epsilon < 0$:

$$J = \int_0^{\infty} [g(\mu+x) + g(\mu-x)] \ln(1+e^{-\beta x}) dx - \int_0^{\mu} g(\mu-x) \ln(1+e^{-\beta x}) dx$$

Au total :

$$\begin{aligned} \ln Z(\beta, \alpha) = & \int_0^{\mu} g(\epsilon) \ln[1+e^{\beta(\mu-\epsilon)}] d\epsilon - \int_0^{\mu} g(\epsilon) \ln[1+e^{-\beta(\mu-\epsilon)}] d\epsilon \\ & + \int_0^{\infty} [g(\mu+x) + g(\mu-x)] \ln(1+e^{-\beta x}) dx \end{aligned}$$

L'approximation $\mu \gg 1/\beta$ conduit à :

$$\ln[1+e^{\beta(\mu-\epsilon)}] \approx \beta(\mu-\epsilon)$$

$$\ln[1+e^{-\beta(\mu-\epsilon)}] \approx 0$$

$$\begin{aligned} \ln Z(\beta, \alpha) = & \beta \int_0^{\mu} g(\epsilon) (\mu-\epsilon) d\epsilon + \int_0^{\infty} [g(\mu+\epsilon) + g(\mu-\epsilon)] \ln(1+e^{-\beta\epsilon}) d\epsilon \\ = & -\beta E_0 + \alpha N + \int_0^{\infty} [g(\mu+\epsilon) + g(\mu-\epsilon)] \ln(1+e^{-\beta\epsilon}) d\epsilon \end{aligned}$$

En remplaçant $g(\epsilon)$ par g_0 , on obtient :

$$\ln Z(\beta, \alpha) = -\beta E_0 + \alpha N + \frac{\pi^2}{6} g_0 \beta^{-1} \quad (\text{II-2})$$

μ_0 : potentiel chimique pour $T = 0$

E_0 : énergie du fondamental.

La relation (I-4) permet d'obtenir l'énergie interne E du système et son énergie d'excitation au-dessus du fondamental.

$$E^* = E - E_0 = \frac{\pi^2}{6} g_0 \beta^{-2} - \frac{g_0}{2} (\mu - \mu_0)^2$$

Le potentiel chimique variant très peu avec l'énergie d'excitation :

$$E^* = \frac{\pi^2}{6} g_0 \beta^{-2} = \frac{\pi^2}{6} g_0 T^2 \quad (\text{II-3})$$

E^* est donc de la forme * : $E^* = a T^2$ (II-3bis)

où $a = \pi^2 g_0/6$ est appelé le paramètre de densité de niveau.

La densité d'état est alors donnée par (I-7).

$$\begin{aligned} \rho(E^*) &= \frac{\exp(\ln Z + \beta E_0 + \beta E^*)}{\sqrt{\frac{2\pi d^2 \ln Z}{d\beta^2}}} & (\text{II-4}) \\ &= \frac{\exp(2\sqrt{a E^*})}{\sqrt{48 E^*}} \end{aligned}$$

Cette expression est modifiée si l'on distingue les protons et les neutrons du noyau. Si les espacements respectifs de leurs niveaux sont d_n et d_p , les densités de niveaux associées :

$$g_n = \frac{1}{d_n} \quad \text{et} \quad g_p = \frac{1}{d_p}, \quad \text{on a :}$$

$$\rho(E^*) = g_0 \left(\frac{g_0^2}{4g_n g_p} \right)^{1/2} \frac{6^{1/4}}{12} \frac{\exp 2\sqrt{a E^*}}{(g_0 E^*)^{5/4}} \quad (\text{II-5})$$

Les relations (II-4) et (II-5) montrent que ρ varie comme $\exp(2(aE^*)^{1/2})$ à haute énergie d'excitation. Ce résultat reflète seulement la combinatoire de la répartition de l'énergie d'excitation entre les divers nucléons du noyau ¹⁾. Il dépend fortement du détail de la densité de niveaux des nucléons autour du niveau de Fermi. Plus précisément, le nombre moyen de nucléons excités est :

$$\begin{aligned} \int_{\mu}^{\infty} \bar{n} &= 2 \int \frac{g_0}{1 + e^{\epsilon - \mu/T}} d\epsilon \\ &= 2 g_0 T \int_0^{\infty} \frac{1}{1 + e^x} dx \\ \bar{n} &= 2 g_0 T \ln 2 & (\text{II-6}) \end{aligned}$$

et leur énergie d'excitation moyenne est :

$$\bar{\epsilon} = \frac{E^*}{\bar{n}} = \frac{\pi^2}{12 \ln 2} T = T \quad (\text{II-7})$$

Les nucléons excités subissent autour du niveau de Fermi une excitation moyenne de l'ordre de la température et les niveaux concernés sont dans la bande d'énergie de largeur $\sim T$

qui entoure le niveau de Fermi. Les noyaux qui présentent des anomalies dans cette région (noyaux magiques) auront des propriétés de désexcitation modifiées par ces anomalies.

II-2) Parité et moment angulaire

Dans les développements précédents, on a négligé le rôle du moment angulaire et de la parité. Le cas de la parité est simple. La parité du noyau résulte de la superposition des contributions de ses nucléons excités et il est facile de montrer que la combinatoire associée conduit à des probabilités voisines de trouver le noyau dans les deux états possibles. La parité ne joue donc aucun rôle dans la désexcitation statistique. La situation est plus complexe pour le moment angulaire.

Le moment angulaire total du noyau résulte de la superposition des moments angulaires individuels de ses nucléons. En moyenne, ceux-ci combinent leurs moments angulaires de telle sorte que la projection M du moment angulaire résultant sur un axe soit nulle. C'est la fluctuation autour de cette situation moyenne qui conduit avec une probabilité non nulle à des valeurs non nulles de M .

La probabilité moyenne pour qu'un état quantique s , d'énergie propre ϵ_s , soit peuplée est:

$$n_s = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon_s - \mu)} + 1} \quad (\text{II-8})$$

La probabilité n_s pour qu'un état quantique en moyenne peuplé avec la probabilité n_s ne le soit pas est:

$$v_s = n_s (1 - n_s) = \frac{e^{\beta(\epsilon_s - \mu)}}{[1 + e^{\beta(\epsilon_s - \mu)}]^2} \quad (\text{II-9})$$

Le nombre de particules et de trous qui sont hors de l'état où ils sont en moyenne, s'obtient à partir de (II-9) comme (II-6) à partir de (II-8).

$$v = 2g_0 \int_{-\infty}^{\infty} v_s = -2 \frac{g_0}{\beta} \frac{1}{1 + e^{\beta(\epsilon_s - \mu)}} \Big|_{-\infty}^{\infty} = g_0 T$$

Chacune de ces particules ou trous porte une projection m de moment angulaire avec une probabilité $p(m)$ et on peut définir:

$$\langle m \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} m p(m) dm = 0$$

$$\langle m^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} m^2 p(m) dm \neq 0$$

Si v est grand, la superposition aléatoire des projections m de chaque nucléon (ou trou) conduira à une distribution gaussienne des états entre les diverses valeurs de M .

$$\rho(E^*, M) = \frac{\rho(E^*)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-M^2/2\sigma^2} \quad (\text{II-10})$$

avec $\sigma^2 = v \langle m^2 \rangle = g_0 T \langle m^2 \rangle$ appelé paramètre de spin cut-off.

Ce résultat est valable dès que v est grand, donc pour des excitations suffisantes pour que l'approximation de la distribution gaussienne soit raisonnable.

A partir de (II-10), on obtient la distribution correspondante pour j si l'on note que la densité d'états correspondants est la différence des densités associées à M et $M+1$.

$$\begin{aligned} \sigma(E^*, j) &= \frac{\rho(E^*)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} [e^{-j^2/2\sigma^2} - e^{-(j^2+2j+1)/2\sigma^2}] \\ &= \frac{\rho(E^*)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-(j^2+j)/2\sigma^2} [e^{(j+1/2)/2\sigma^2} - e^{-(j+1/2)/2\sigma^2}] e^{-1/2\sigma^2} \\ &= \frac{\rho(E^*)}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-j(j+1)/2\sigma^2} \frac{2j+1}{4\sigma^2} 2e^{-1/2\sigma^2} \frac{\text{sh } x}{x} \quad (\text{II-12}) \\ &\quad \text{avec } x = \frac{j+1/2}{2\sigma} \end{aligned}$$

On peut alors assimiler $\text{sh } x/x$ à 1 ce qui est vrai pour les valeurs de $j+1/2$ nettement inférieures à $5\sigma^2$, condition peu restrictive devant l'approximation de la relation II-10.

En assimilant à 1 la quantité $e^{-1/2\sigma^2}$, on a alors:

$$\rho(E^*, j) \approx \frac{(2j+1) \rho(E^*)}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3} e^{-j(j+1)/2\sigma^2} \quad (\text{II-11})$$

chacun des états correspondants étant bien sûr dégénéré $2j+1$ fois.

A l'approximation classique $2j+1 \sim 2j$, la densité d'états pour j appartenant à $[j, j+dj]$ est :

$$\rho_1(E^*, j) dj = \frac{4j^2 \rho(E^*)}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3} e^{-j^2/2\sigma^2} dj$$

et pour une valeur de \bar{j} à d^3j près:

$$\rho_2(E^*, \bar{j}) d^3j = \frac{d^3j}{4\pi j^2} \frac{4j^2 \rho(E^*)}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3} e^{-j^2/2\sigma^2}$$

$$= \frac{\rho(E^*)}{(2\pi\sigma)^{3/2}} e^{-j^2/2\sigma^2} d^3j$$

On peut évaluer σ^2 à partir de ce résultat si l'on note que $\rho(E^*, j)$ est inférieure à $\rho(E^*, 0)$ car une partie de l'énergie a été gelée en énergie de rotation. On peut donc écrire :

$$\rho(E^*, j) = \rho(E^*, j=0) e^{-j^2/2\sigma^2} = \rho(E^* - j^2/2\sigma^2, j=0)$$

Cette dernière égalité est justifiée par l'évolution exponentielle de $\rho(E^*)$ en fonction de E^* (relation I-10). Le terme $j^2/2\sigma^2$ est donc assimilable à $\hbar^2/2J$ où J est le moment d'inertie pour la rotation. On a donc :

$$\sigma^2 = J/\hbar^2 \quad (\text{II-12})$$

On peut remarquer les ordres de grandeur : pour une température de 1 MeV et une masse de 100 u.m.a, on a $\sigma^2 \sim 29 \gg 1$, ce qui justifie les approximations ci-dessus.

II-3) Le modèle du gaz de Fermi

Une meilleure approche du noyau que le modèle à niveaux équidistants est celle du gaz de Fermi. On peut y calculer le niveau de Fermi du noyau dans son état fondamental par :

$$V \frac{4 \int_0^{\mu_0} 4\pi p^2 dp/d\varepsilon d\varepsilon}{h^3} = A$$

Le facteur 4 tient compte des divers états de spin et d'isospin du nucléon. On obtient :

$$\mu_0 = \frac{\hbar^2 (9\pi)^{2/3}}{8m r_0^2}$$

m, r_0 : masse et rayon du nucléon.

La densité d'états autour du niveau de Fermi s'obtient par différentiation :

$$g_0 = \left(\frac{dA}{d\varepsilon} \right)_{\mu_0} = \frac{3}{2} \frac{A}{\mu_0}$$

On peut utiliser cette valeur de g_0 et les résultats du modèle à niveaux équidistants du § III-1 puisque nous avons vu que seuls les états autour du niveau de Fermi contribuent de façon significative à l'excitation. La densité d'états du noyau, si on inclue les effets de moment angulaire (§ III-2) est alors :

$$\rho(E^*, j) = \frac{\pi}{3} (2j+1) e^{-\hbar^2 j(j+1)/2J} j(j+1) \frac{1}{32\sqrt{2}} \frac{\hbar^3}{J^{3/2}} \sqrt{\frac{A}{\mu_0}} e^{-\frac{\pi \sqrt{AE^*/\mu_0}}{E^2}}$$

La température correspondante est donnée par :

$$\frac{1}{T} = \frac{d \ln \rho(E^*, j)}{dE^*} = \sqrt{\frac{A}{f E^*}} - \frac{2}{E^*} \quad \text{avec} \quad f = 4 \mu_0 / \pi^2$$

Dès que E^* excède largement T , on peut négliger le second terme et on a alors:

$$T \sim \sqrt{\frac{f E^*}{A}} \quad E^* = \frac{A}{f} T^2 \quad (\text{II-13})$$

On retrouve l'expression II-3bis avec $a = A/f$ mais cette relation n'est qu'approximative *) dans le modèle du gaz de Fermi 2) alors que la relation équivalente (II-3) était rigoureuse dans le modèle à niveaux indépendants. Elle est justifiée seulement si seul l'environnement du niveau de Fermi contribue l'excitation.

II-4) L'introduction des effets de couche et de pairing

Plusieurs auteurs ont modifié le modèle du gaz de Fermi pour introduire les effet de couche. Ceci peut être réalisé soit en introduisant des gaps dans le modèle à niveaux équidistants soit de façon plus réaliste en utilisant le modèle en couches. Dans tous les cas, les résultats du modèle du gaz de Fermi sont retrouvés 2,4), à condition de remplacer l'énergie d'excitation réelle par une énergie différente (plus petite quand on approche d'une couche fermée ou pour les noyaux pair-pair).

Les figures 2-a et 2-b montrent des résultats de calculs de type Nilsson pour des noyaux voisins du ^{208}Pb qui est doublement magique. La densité d'état est minimale pour le ^{208}Pb même à 20 MeV d'énergie d'excitation, les écarts étant relativement énormes à excitation faible. Le paramètre de spin cut-off σ^2 (figure 2-b) est aussi minimal pour le ^{208}Pb . Sa variation reflète l'évolution de la densité d'états et des fluctuations des spins pour les niveaux de particules.

Sur la figure 3, on trouve l'effet de l'appariement des nucléons traité dans le cas du modèle à niveaux équidistants. La quantité portée mesure la corrélation de pairing. Elle s'annule pour une température critique inférieure au MeV (ordonnée) ou un moment angulaire de l'ordre de $15 \hbar$ (abscisse).

II-5) Le paramètre de densité de niveaux

La relation la plus importante de ce § II est la relation II-3bis retrouvée au § II-3. Elle permet de relier l'énergie d'excitation à la température.

$$E^* = a T^2 \quad (\text{II-14})$$

*) Remarque :

Un calcul complet de la relation entre E^* et T à partir du gaz de Fermi peut être trouvé dans la référence 20. Il conduit à :

$$E^* = a T^2 - T$$

Cette relation est parfois utilisée à la place de la relation II-13 mais les remarques des paragraphes I-3 et II-7 montrent que cette correction n'est pas essentielle.

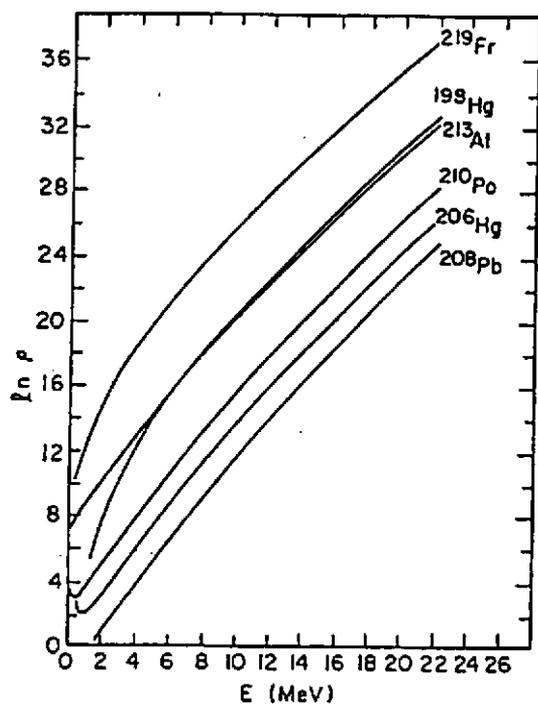


Figure 2-a
Densité d'état en fonction de l'énergie d'excitation autour du noyau doublement magique de 208Pb . Ref. 2

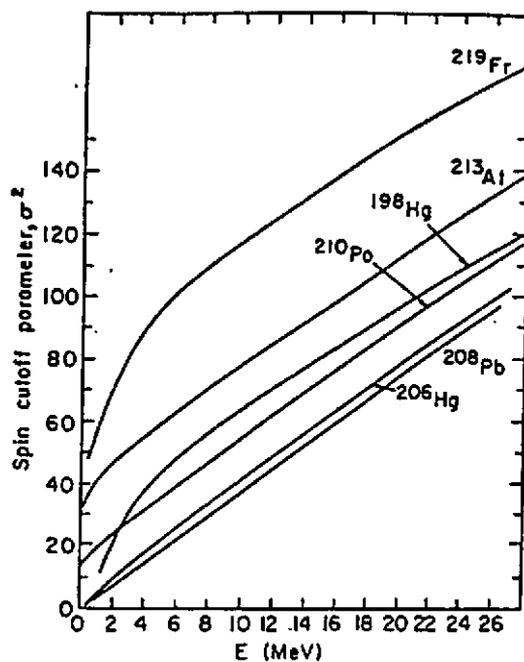


Figure 2-b
Paramètre de spin cut-off en fonction de l'énergie d'excitation pour plusieurs noyaux autour du noyau doublement magique de 208Pb . Ref. 2.

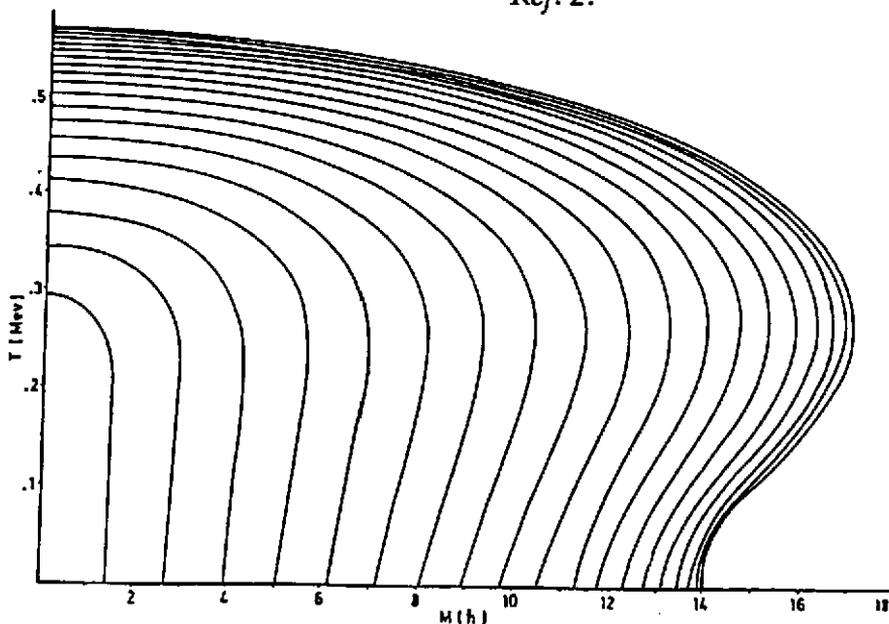


Figure 3
Energie de corrélation de pairing calculée dans la théorie BCS en fonction de la température (ordonnée) et du moment angulaire (abscisse). Ref. 2.

Le paramètre a est appelé le paramètre de densité de niveaux car il intervient aussi dans la relation II-4. Dans le modèle du gaz de Fermi, il est complètement déterminé et vaut:

$$a = \frac{A \pi^2}{4 \mu_0}$$

soit compte-tenu du fait que μ_0 dépend peu du noyau concerné :

$$a = \frac{A}{14}$$

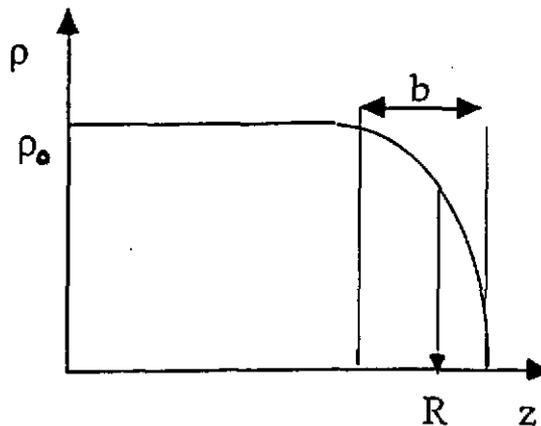
Mais bien-sûr le modèle du gaz de Fermi est très approximatif puisqu'il néglige les interactions résiduelles entre nucléons, les effets de surface et les excitations collectives des noyaux. Pourtant, la simplicité de ses résultats a conduit à conserver son formalisme et à ajuster la paramètre a sur l'expérience ou des modèles plus élaborés. Dans les deux paragraphes qui suivent, nous illustrons ce point par des données théoriques (§ II-6) et par des résultats expérimentaux (§ II-7).

II-6) Le paramètre de densité de niveaux: au-delà du gaz de Fermi

Le modèle du gaz de Fermi souffre des trop grandes approximations qui le sous-tendent. Dans ce paragraphe, nous abordons plusieurs approches qui tentent de le corriger.

II-6.a - Le développement leptodermique de Toke et Swiatecki

Toke et Swiatecki 22) ont d'abord proposé une façon simple de tenir compte des surfaces diffuses des noyaux en appliquant le modèle du gaz de Fermi à un noyau dont la paramétrisation de densité est indiquée sur la figure ci-contre.



En appliquant le modèle du gaz de Fermi à un tel objet, ils trouvent que la densité d'états individuels g_0 devient :

$$g = \frac{3}{2} \frac{g_0}{\mu_0} \iiint \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} d^3 r$$

et que le paramètre de densité de niveaux peut s'écrire :

$$a = \frac{A}{f} = \frac{\pi}{4 \mu_0} A \left[1 + 3 \frac{b}{R} v_0 F_2 + \dots \right]$$

où $F_2 = \int_S d\sigma / 4\pi R^2$ s'écarte de 1 lorsque le noyau est déformé (le numérateur est la surface du système équivalent à bords abrupts) ; v_0 est un facteur qui dépend de la forme choisie pour la densité du noyau. Pour un exemple réaliste, les auteurs de ce calcul trouvent :

$$a = \frac{A}{f} = \frac{A}{14,61} \left[1 + \frac{3,114}{A^{1/3}} + \frac{5,626}{A^{2/3}} + \dots \right] \quad (\text{II} - 15)$$

Le facteur f du paramètre de la densité de niveau ne serait donc pas indépendant de A comme le donne le modèle simple du gaz de Fermi. La figure 4 illustre ce résultat et montre que le type de variation observée pour la fonction $f(A)$ est comparable à ce qui est prévu dans des calculs nettement plus élaborés que nous abordons maintenant, même si les valeurs absolues restent écartées.

II-6.b - Les calculs Thomas Fermi ou Hartree Fock

Un calcul sophistiqué des paramètres de densité de niveau peut être fait dans le cadre du formalisme Hartree Fock ⁷⁾ ou dans l'approximation semi-classique de Thomas Fermi ²¹⁾. On utilise alors une interaction effective dépendant de la densité et de son gradient et par minimisation de l'énergie libre on obtient l'énergie du fondamental et le profil de densité.

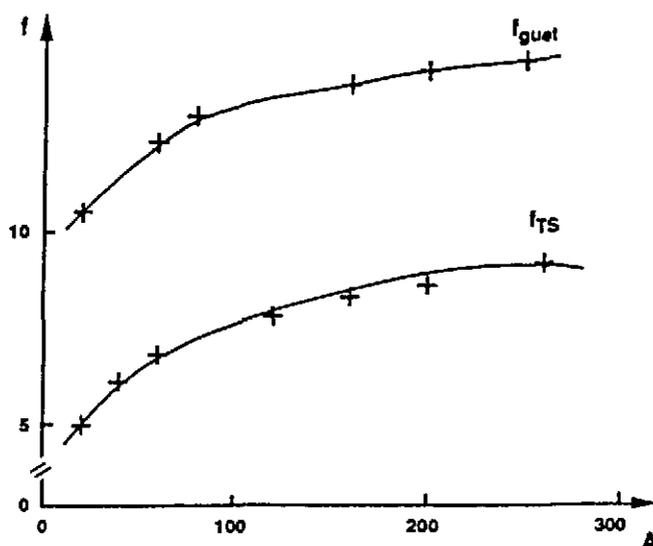


Figure 4

Evolution du paramètre f avec A telle qu'elle est prévue dans les calculs simples de Toke et Swiatecki ²²⁾ d'une part et dans ceux plus élaborés de Guet et al ²¹⁾ d'autre part.

A titre d'exemple, nous donnons ci-dessous quelques résultats obtenus dans le formalisme de Thomas Fermi étendu ^{21,23)} c'est-à-dire quand on considère $T \neq 0$. On trouve d'abord que les effets de couche disparaissent pour des températures aux alentours de 2,5 à 3 MeV. Ensuite l'énergie libre à T donnée est obtenue comme un développement en puissance de A :

$$F = a\beta (1 - x_v T^2) A + a\beta (1 - x_s T^2) A^{-2/3} + \dots \quad (\text{II} - 16)$$

où l'on reconnaît les coefficients à température nulle de la formule de Weisacker. Pour obtenir le développement de l'énergie, on utilise :

$$E = F + TS = F - T \frac{\partial F}{\partial T}$$

d'où :

$$E(T) = a_v^0 (1 + x_v T^2) A + \dots$$

et pour le paramètre f introduit au § II-3 :

$$\frac{1}{f} = a_v^0 x_v + \frac{a_s^0 x_s}{A^{1/3}} + \dots \quad (\text{II-17})$$

avec les valeurs suivantes pour le terme de volume et de surface (le développement complet de la formule de goutte liquide peut se trouver dans la référence 21 dans le cas de la force effective SKM*):

	a_v	a_s
$a_i(0)$	- 15.776	17.22
$10^3 x_i$	- 3.36	5.53

La variation correspondante de ces paramètres ainsi que du module d'incompressibilité est illustrée sur la figure 5.

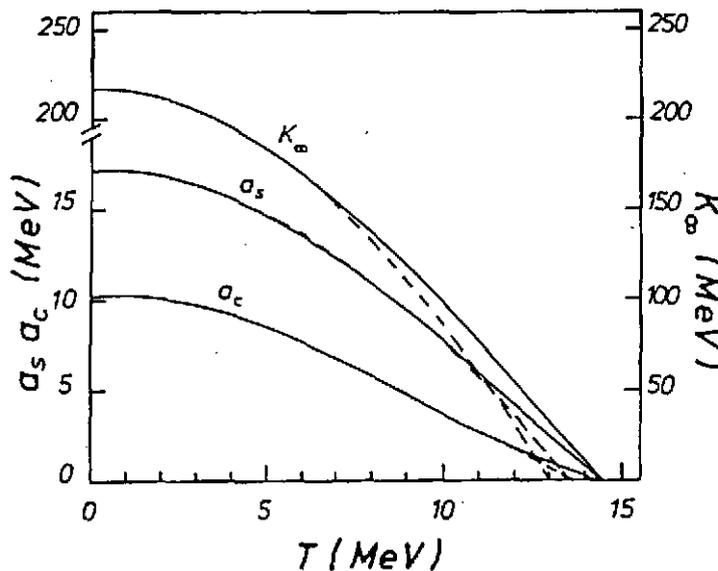


Figure 5

Module d'incompressibilité K_∞ et a_s coefficient d'énergie de surface, en fonction de la température pour un noyau de ^{208}Pb . Extrait de la ref. 21.

Utilisant ces paramètres et la relation précédente pour f , on obtient (36) :

$$a = \frac{A}{f} = \frac{A}{18,87} \left[1 + \frac{1.797}{A^{1/3}} + \frac{1.049}{A^{2/3}} + \dots \right] \quad (\text{II-18})$$

Il est intéressant de comparer cette expression à la relation équivalente (II-15) du § précédent. La figure 4 illustre ce point. Le paramètre de densité de niveaux calculé dans le formalisme de Thomas Fermi est beaucoup plus petit (f plus grand) que la quantité équivalente obtenue par Toke et Swiatecki. Il faut voir là un effet de variation du niveau de Fermi et de la masse effective du nucléon avec la densité au niveau du bord du noyau. Les résultats de Toke et Swiatecki montrent que cet effet peut être très fort. La figure 6 donne l'évolution de la masse effective avec la distance au centre telle qu'elle est calculée en fonction de la température dans un calcul semi-classique 24).

Une autre comparaison intéressante est faite sur la figure 7 relative à des résultats de calculs Thomas Fermi étendus d'une part et de calculs Hartree Fock d'autre part. Dans les deux cas, les paramètres de densité de niveau obtenus sont les mêmes sauf à très basse énergie d'excitation où les effets de couche sont mieux traités dans les calculs Hartree Fock. On retiendra que le paramètre de densité de niveaux varie peu avec la température.

Figure 6

Evolution de la masse effective avec la température et la distance au centre du noyau, pour un noyau de masse 160 uma. Extrait de la ref. 24.

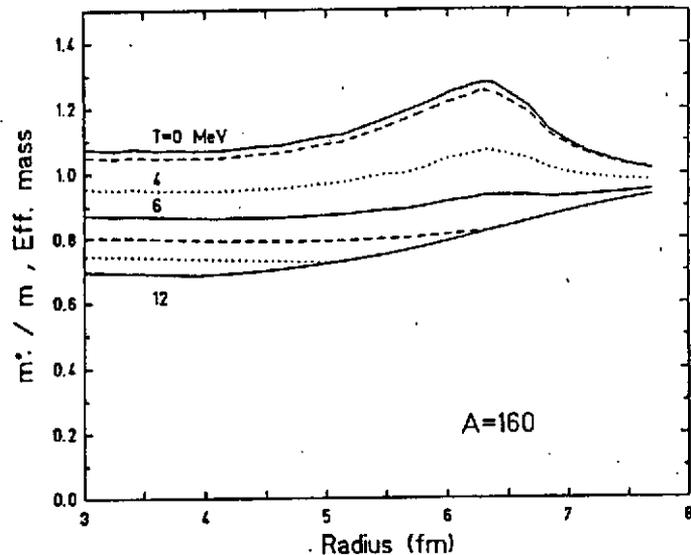
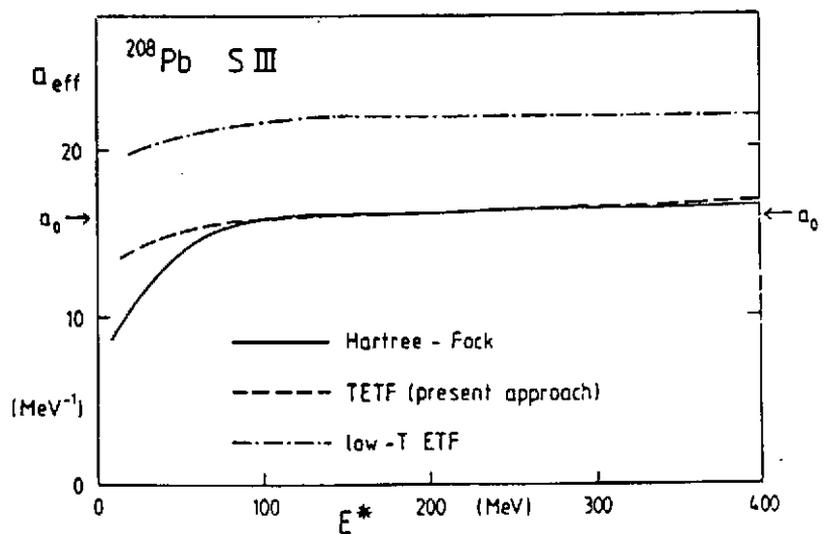


Figure 7

Paramètre de densité de niveaux en fonction de l'énergie d'excitation pour un noyau de ^{208}Pb . Trait plein : calcul HF (Ref. 7) ; pointillé : calcul Thomas Fermi étendu (Ref. 23). La courbe en point trait correspond à une approximation.



Enfin, la figure 8 montre le résultat de calculs Hartree Fock lorsque la densité de niveau est calculée selon trois relations obtenues dans le modèle du gaz de Fermi :

$$a = E^*/T^2 ; a = S / 2T ; a = S^2 / 4E^*$$

Si le modèle du gaz de Fermi était correct, ces trois relations conduiraient au même paramètre de densité de niveaux. Les divergences observées à températures modérées sont une excellente illustration des limites du modèle du gaz de Fermi et des formules auxquelles il conduit.

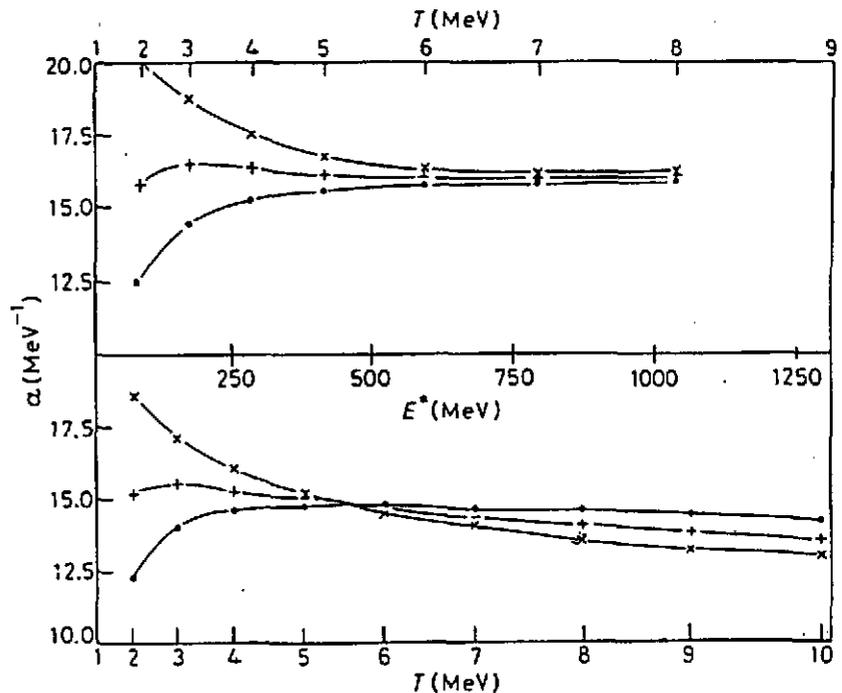


Figure 8

Calcul du paramètre de densité de niveaux à l'aide de plusieurs expressions obtenues dans le cadre du modèle du gaz de Fermi (voir le texte). Les parties supérieure et inférieure de la figure correspondent à l'utilisation de deux forces effectives différentes. Ref. 7.

II-7) Le paramètre de densité de niveaux et l'expérience

On peut extraire le paramètre de densité de niveau de l'expérience soit en comptant les niveaux, soit de façon indirecte. Le comptage des niveaux ne peut bien-sûr être mené qu'à basse énergie d'excitation quand les niveaux sont discrets. Ceci a en particulier été réalisé dans les expériences de capture neutronique. La zone d'énergie atteinte excède un peu l'énergie de liaison du dernier neutron. La figure 9 donne le résultat d'une compilation pour toute une gamme de noyaux. Elle permet de constater que, conformément au modèle du gaz de Fermi, le paramètre de densité de niveau a est proportionnel au nombre de nucléons A mais que le facteur de proportionnalité $1/f$ est de $1/8$ et non de $1/14$ comme le prévoit le modèle. Il y a là une divergence permanente avec le modèle du gaz de Fermi et même avec les calculs élaborés présentés en section II-6. Son origine doit être cherchée dans le mauvais traitement des effets de surface, le rôle des effets à 2 ou n corps et les modes d'excitation collective. En particulier, la masse effective du nucléon, trop faible près de la surface donc de l'énergie de Fermi, conduit à un spectre d'états individuels trop étalé. On note aussi sur la figure les effets de couche en particulier autour du ^{208}Pb .

Figure 9

Evolution du paramètre de densité de niveau avec le nombre de nucléons. a est obtenu ici à partir du décompte des résonances neutroniques (Ref. 2).

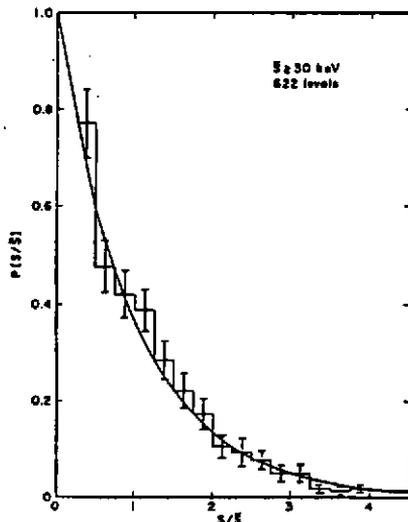
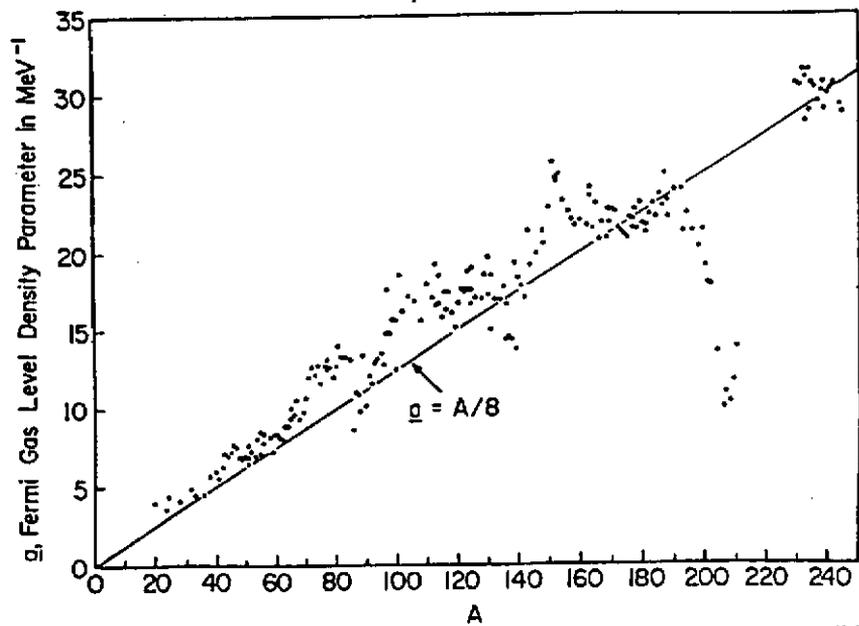


Figure 10

Distribution relative d'espacements de niveaux. L'histogramme est expérimental et la courbe calculée (Ref. 2).

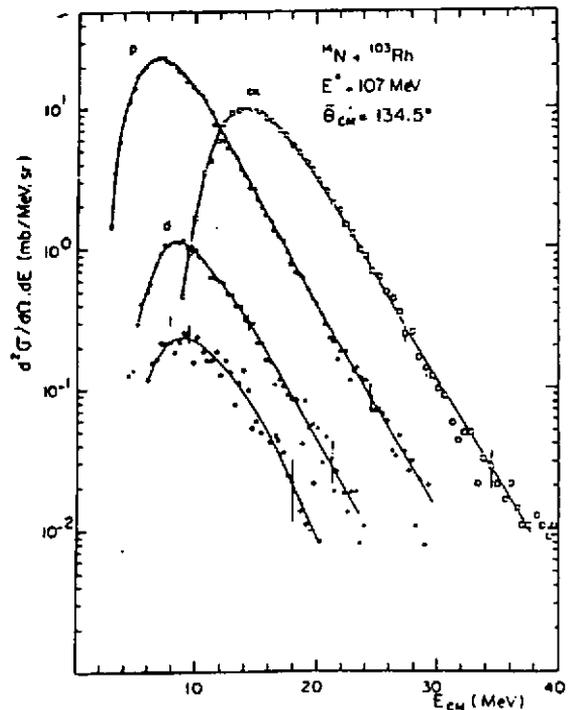


Figure 11

Spectres de particules évaporées obtenues pour un noyau composé de ^{117}Te . Les points sont expérimentaux ; les courbes calculées. On voit nettement que la température est trouvée identique quelle que soit la particule détectée. Ref. 9.

La figure 10 montre l'évolution de l'espacement des niveaux qui, selon la relation II-4, doit varier exponentiellement avec l'énergie d'excitation. L'accord théorie-expérience est tout à fait satisfaisant. De même, la théorie statistique est parfaitement capable de reproduire les spectres en énergie cinétique de particules évaporées (relation I-13). La figure 11 en est un exemple. La pente des spectres qui sont montrés permet de déterminer la température T du noyau grâce à la relation I-13. Il y a là moyen de déterminer à nouveau a , si l'on mesure également l'énergie d'excitation E^* , puisque température et énergie d'excitation sont reliées par: $E^* = a T^2$.

L'utilisation de cette relation fondamentale donne la technique utilisée généralement à température moyenne ou élevée, lorsque les états quantiques ne peuvent plus être directement dénombrés. L'énergie d'excitation est mesurée en sommant les contributions de toutes les particules évaporées par le noyau, afin de reconstituer l'énergie d'excitation primaire. Il y a là une difficulté technique forte car les particules évaporées sont très variées (neutrons, particules chargées et gammas) et elles ne sont jamais toutes détectées. Des corrections sévères sont donc nécessaires.

Une seconde difficulté tient au fait que le spectre observé est le résultat d'une cascade d'évaporation. La température que l'on en déduit est donc une température moyenne sur cette cascade et il est nécessaire d'utiliser une procédure de soustraction si l'on veut remonter à la température du noyau primaire. K. Hagel ¹⁰⁾ propose de considérer deux familles de noyaux correspondant à des énergies d'excitation voisines E^*_1 et E^*_2 avec $E^*_2 > E^*_1$. Si M_1 et M_2 sont les multiplicités d'un type de particules données (protons par exemple) évaporées pour les deux énergies, si $\langle T_1 \rangle$ et $\langle T_2 \rangle$ sont les températures apparentes associées (ce sont donc les températures moyennées sur l'ensemble de la cascade d'évaporation), on peut définir une fonction $f(M)$ qui exprime que $\langle T_2 \rangle$ et $\langle T_1 \rangle$ sont des moyennes sur la cascade :

$$\langle T_2 \rangle = \frac{1}{M_2} \int_0^{M_2} f(M) dM$$

$$\langle T_1 \rangle = \frac{1}{M_1} \int_0^{M_1} f(M) dM$$

et :

$$\langle T \rangle = \frac{M_2 \langle T_2 \rangle - M_1 \langle T_1 \rangle}{M_2 - M_1} = \frac{1}{M_2 - M_1} \int_{M_1}^{M_2} f(M) dM$$

est la température moyenne associée à l'intervalle d'énergie d'excitation $[E^*_1, E^*_2]$.

Les paramètres de densité de niveau obtenus par cette méthode semblent évoluer avec l'énergie d'excitation de $A/8$ vers la limite du gaz de Fermi $A/13$. la figure 12 illustre ce résultat. Il faut toutefois noter que l'augmentation avec E^* du paramètre de densité de niveau a été trouvée moindre dans d'autres travaux comme l'illustre la figure 13.

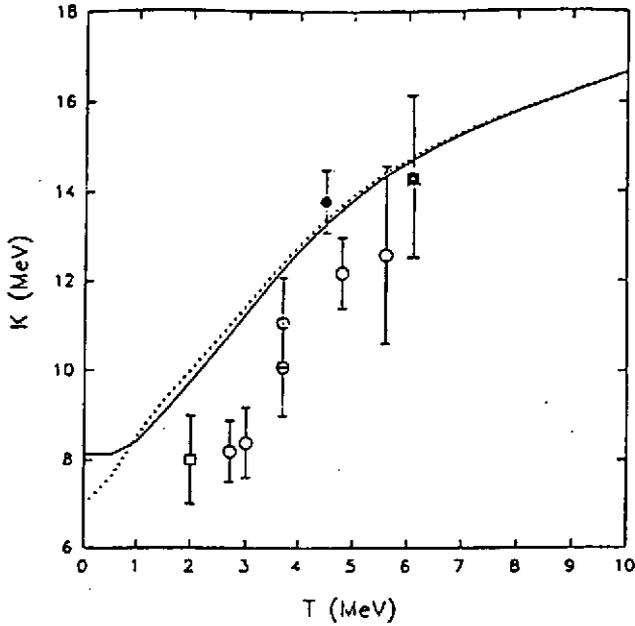


Figure 12

Evolution du paramètre $f = A/a$ du § II-3 avec la température. Les points sont expérimentaux, la courbe est calculée en tenant compte des effets de masse effective et de couche. Ref. 14.

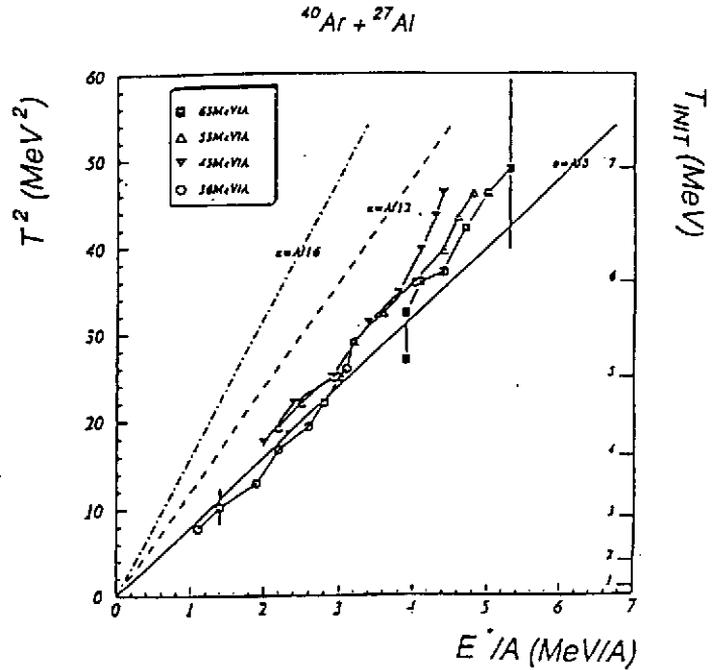
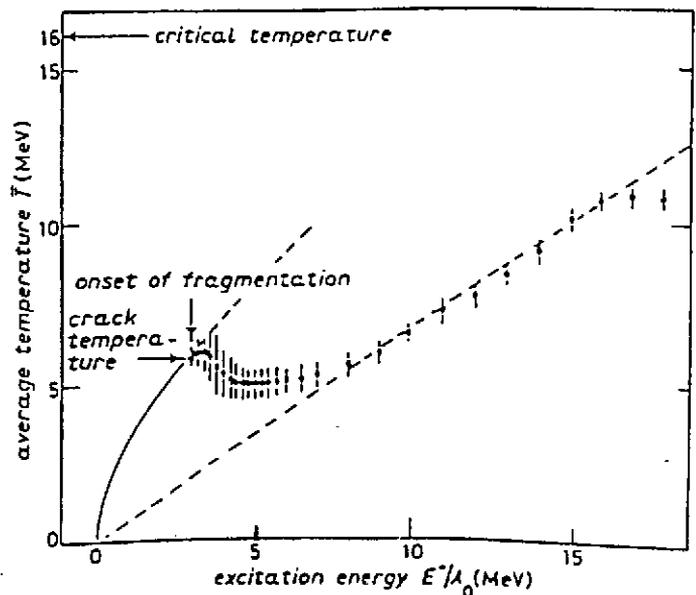


Figure 13

Relation température-énergie d'excitation mesurée pour des énergies d'excitation atteignant presque l'énergie de liaison. Ref. 15.

Figure 14

Relation énergie d'excitation par nucléon-température telle qu'elle est calculée dans le modèle statistique de Bondorf incluant la multifragmentation. Extrait de la Ref. 16.



Remarques :

a - Il peut être dangereux d'extrapoler à trop haute énergie d'excitation les corrélations E^*/T que nous venons de discuter et que résume la relation $E^*=aT^2$. Pour s'en convaincre, il suffit de considérer les calculs statistiques de Bondorf ¹⁶⁾ qui incluent la voie de sortie multifragmentation (voir § IV-2.c). Dans ce calcul, la relation $T = f(E^*/A)$ sature au-delà de 3 MeV (figure 14), simplement parce que l'ouverture de ce nouveau canal absorbe le surcroît d'énergie d'excitation sous la forme d'énergie de surface des fragments naissants. Dans ce cas, bien-sûr le rapport E^*/T^2 ne renseigne plus sur la densité de niveau au sens où nous l'avons définie au § II-5. On voit aussi sur la figure que, pour les énergies d'excitation très élevées, la relation E^*/T tend vers $E^* = 3/2 T$ qui caractérise un gaz de nucléons dilués (gaz de Boltzmann).

b - La température peut être appréhendée par d'autres méthodes que celle basée sur la pente des spectres en énergie de particules évaporées. La plus séduisante est celle fondée sur l'analyse des agrégats évaporés. Ceux-ci sont rares car nous avons vu au § I-5 qu'ils sont défavorisés par leur barrière coulombienne d'émission. Toutefois, à énergie d'excitation suffisante, leur contribution n'est pas négligeable. On peut alors considérer l'agrégat comme en équilibre avec un thermostat qui est le noyau qu'il quitte. Celui-ci lui impose sa température T en ce sens que la probabilité qu'a l'agrégat d'être dans un état quantique donné, d'énergie ϵ^* est proportionnelle au facteur de Boltzmann $\exp(-\epsilon^*/T)$. Deux états quantiques de l'agrégat, d'énergies ϵ^*_1 et ϵ^*_2 seront donc observés avec des probabilités relatives:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{2s_1 + 1}{2s_2 + 1} e^{-\frac{\epsilon^*_1 - \epsilon^*_2}{T}} \quad (\text{II-19})$$

relation qui peut aussi être directement déduite de la relation (I-16) dans laquelle g_a et g_b ont été exprimés en fonction des spins s_1 et s_2 .

Cette méthode a été largement mise en pratique par le groupe de K. Gelbke ¹⁷⁾. La figure 15 en donne un exemple. On y voit les spectres en énergie d'excitation de différents agrégats. Chaque pic correspond à un état excité donné et les rapports P_i / P_j sont égaux aux nombres de coups dans les pics correspondants. Deux pièges doivent cependant être évités dans l'analyse ¹⁸⁾. D'une part, les mesures sont perturbées par les désintégrations d'autres agrégats alimentant les états concernés. En second lieu, il est essentiel de s'assurer que les agrégats émis l'ont été par une source thermalisée et ne reflètent pas un mécanisme direct. On pourrait penser qu'une troisième difficulté tient au petit nombre de nucléons de l'agrégat, ce qui rend douteuse la validité du concept de température (cf. § I-3). En fait, il n'en est rien dès que les conclusions sont obtenues sur une collection d'événements (ce qui est toujours le cas), car alors la température obtenue est une moyenne des valeurs correspondant à chaque événement.

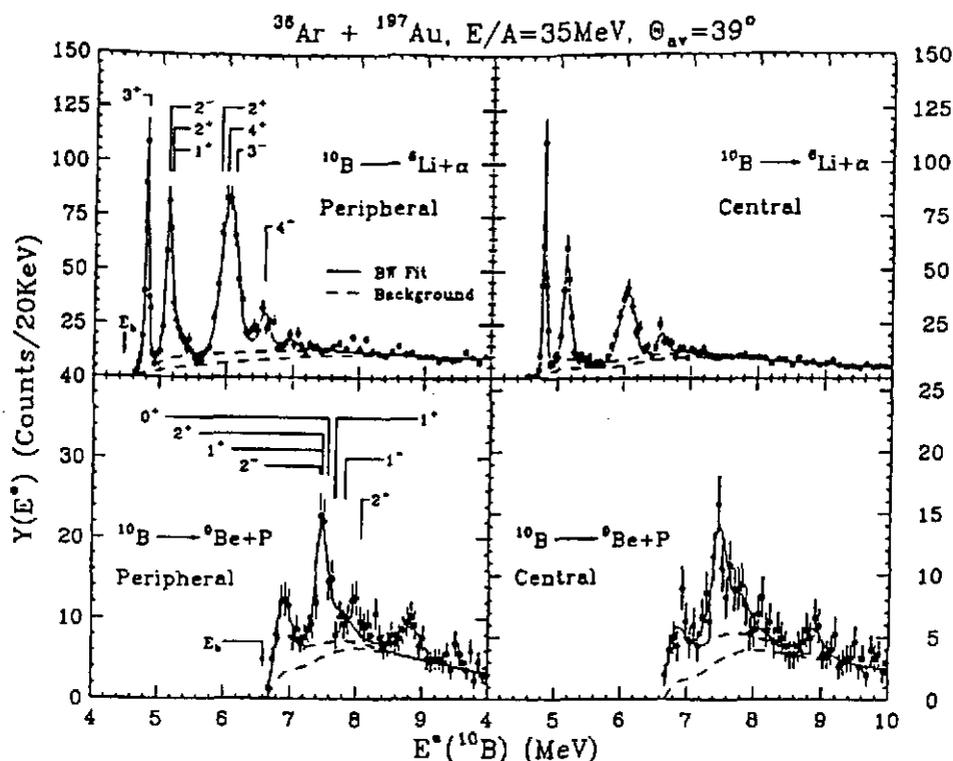


Figure 15

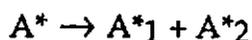
Exemple de taux de production de ^{10}B dans divers états excités en fonction de l'énergie des états. Les probabilités $P1$ et $P2$ de la relation II-19 sont déduites de tels résultats. Ref. 19.

III - LE CAS PARTICULIER DE L'EMISSION DE FRAGMENTS

Le formalisme décrit précédemment s'appliquait à l'émission de particules légères (notamment, on a implicitement supposé (sauf en fin de § II) que les particules évaporées n'avaient pas d'énergie d'excitation). Dans ce chapitre, nous étendons d'abord la théorie de Weisskopf au cas de l'émission de fragments. Nous discutons ensuite sa validité et développons un formalisme plus adapté: la méthode de l'état transitoire.

III-1) L'émission de fragments et la théorie de Weisskopf

La façon la plus simple de traiter statistiquement l'émission de fragments est d'étendre à cette situation le formalisme de Weisskopf. La principale différence avec l'émission d'une particule légère est que le fragment n'est en général pas émis dans son état fondamental. Nous considérons le processus suivant:



Soit E l'énergie cinétique totale de A^*1 et A^*2 dans la voie de sortie. Soient EL , EL_1 , EL_2 les énergies de liaison des noyaux A , A_1 , A_2 . Soit E_C l'énergie coulombienne d'interaction entre les fragments et E^* l'énergie d'excitation de A . Nous considérons des noyaux sans spin pour plus de simplicité. L'énergie cinétique maximale E_{\max} disponible dans le processus de cassure est :

$$E_{\max} = E^* + EL - EL_1 - EL_2$$

Soit $d^2P/dE dt$ la probabilité de cassure par unité de temps avec une énergie cinétique E à dE près ; on a alors pour le taux de transition $P_{12}(E)$:

$$P_{12}(E) = \int_{E_c}^{E_{max}} dE \frac{d^2P}{dE dt}$$

et :

$$\frac{d^2P}{dE dt} = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} E \sigma_{12} \frac{\mu}{\rho_A(E^*)} \int_0^{E^*} d\varepsilon \rho_1(\varepsilon) \rho_2(E^* - \varepsilon) \quad (\text{III} - 1)$$

où μ est la masse réduite du système, $\rho_A(E^*)$ la densité d'états pour le noyau père à l'énergie d'excitation E^* et σ_{12} la section efficace pour le processus inverse. L'intégrale correspond au produit de convolution des densités d'états des deux noyaux fils qui se partagent l'énergie d'excitation :

$$E^* = E_{max} - E \quad (\text{III} - 2)$$

L'expression précédente est donc l'extension de la formule I-2 du § I. Elle tient compte du fait que les deux noyaux finals peuvent être excités.

On peut se poser la question de la validité de ce type d'approche pour l'émission de fragments ou la fission car la théorie de Weisskopf (voir § I) est basée sur le principe de la balance détaillée qui suppose la microreversibilité du processus. Cette hypothèse est vérifiée pour l'émission de particules légères, elle ne l'est probablement pas pour l'émission de fragments un peu plus lourds et ne l'est sûrement pas dans le cas de la fission. Nous verrons (IV-2.a) que les données expérimentales sur la fission indiquent que ce processus est lent et dissipatif. Par définition, tout processus dissipatif ne peut vérifier le principe de la balance détaillée ; en d'autres termes, le mécanisme dépend fortement du passage par tous les états intermédiaires du système et ne dépend pas uniquement de l'état asymptotique (deux fragments à l'infini qui n'interagissent plus). Il faut donc un formalisme différent tenant compte de ces effets. C'est le sujet des paragraphes suivants.

III-2) La méthode de l'état transitoire

Avant d'aborder l'application de la méthode à la Physique Nucléaire, considérons le cas général. Soit le processus illustré figure 16. Il peut être appliqué à de nombreuses transformations en physique mais aussi en chimie (25).

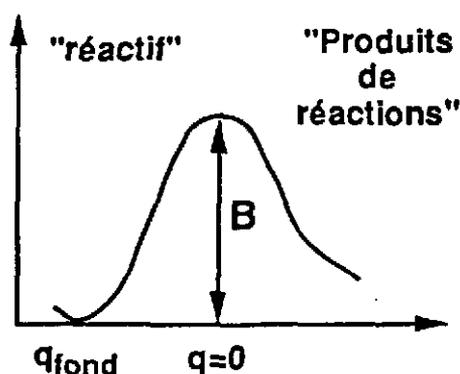


Figure 16 : Description schématique du processus

Il s'agit de la situation où un "réactif" et le résultat de sa dissociation (des "produits de réaction") sont séparés par une barrière de hauteur B située en $q = 0$. La variable q peut par exemple être associée à la déformation du système ou à toute autre modification gouvernant la réaction. Le point $q = 0$ est appelé point-selle. On considère que le passage par le point-selle est un "moment de décision" et que c'est à cet endroit que se décide le destin du système. A l'inverse, dans le cas nucléaire tel qu'il était traité au § III-1, le taux de transition dépendait de l'état du système à l'infini, indépendamment de la façon dont le système avait atteint cet état. Dans la méthode de l'état transitoire, on se propose de calculer le taux de réaction, c'est-à-dire le nombre de réactions par unité de temps. A température nulle, le taux de réaction sera gouverné par l'effet tunnel (passage du système à travers la barrière). Nous nous plaçons à une température non nulle. Dans ce cas, si l'on ne considère pas les effets quantiques, les seules réactions possibles sont celles pour lesquelles l'énergie est supérieure à la barrière. Pour le système considéré (appelé "complexe activé"), les degrés de liberté autres que ceux associés à la variable q sont gelés. C'est l'hypothèse du couplage fort : l'équilibre thermodynamique est toujours vérifié et des déviations possibles ne sont pas prises en compte.

Soit k_{TST} le taux de transition du processus c'est-à-dire le nombre de passages par unité de temps du réactif vers les produits de réaction. Ce taux de transition sera calculé comme le rapport du flux de particules à travers le point-selle à la population du réactif.

Dans le cadre de la méthode de l'état transitoire (nous verrons une extension de cette méthode au paragraphe suivant), les trajectoires possibles des produits de réactions vers le réactif (réaction inverse) par l'intermédiaire de fluctuations au voisinage du point-selle ne sont pas pris en compte. Cette hypothèse implique que k_{TST} est maximal par rapport au taux de transition réel.

Se plaçant dans une description canonique, nous calculons d'abord le flux au passage du point-selle. Pour cela, nous définissons M , l'inertie du système par rapport à q (M peut éventuellement dépendre de q) et p la variable conjuguée associée à q , on a alors : $p = M\dot{q}$, et k l'énergie cinétique associée vaut $k = p^2/2M$. Soit E l'énergie du système au-dessus du fondamental ; au voisinage du point-selle, l'énergie maximale k_{max} vaut $E-B$ et l'énergie d'excitation est $E^* = E-B-k$.

Combien va-t-il y avoir de passages au point-selle pendant un temps Δt ? Il ne faut d'abord considérer que les états associés à une impulsion positive comprise entre 0 et $p_{max} = \sqrt{2Mk_{max}}$ (c'est à-dire des trajectoires allant du réactif vers les produits de réactions) et localisés dans la bande de déformation comprise entre $q = -v\Delta t$ et $q=0$ où $v = p/M$. Pour une zone de l'espace des phases de volume $dp.dq$, il y a $dp dq/h$ états possibles peuplés avec un taux d'occupation :

$$\frac{e^{-\beta H(p,q)}}{Z}$$

où $\beta = 1/T$, $H(p, q)$ est l'hamiltonien du système et Z la fonction de partition associée.

On a :

$$H(p,q) = k + V(q)$$

$$\text{avec } V(q = 0) = B.$$

Le nombre total d'états d'intérêt, pondéré par leur taux d'occupation est donc :

$$N_{\text{tot}} = \frac{1}{Z_h} \int_0^{p_{\text{max}}} dp \int_{-v\Delta t}^0 dq e^{-\frac{k+V(q)}{T}} \quad (\text{III-3})$$

$$\approx \frac{1}{Z_h} \int_0^{p_{\text{max}}} v\Delta t dp e^{\frac{k}{T}} e^{-\frac{B}{T}} \quad (\text{III-3bis})$$

$$\approx \frac{\Delta t}{Z_h} \int_0^{k_{\text{max}}} dk e^{\frac{k}{T}} e^{-\frac{B}{T}} \quad (\text{III-3ter})$$

car $v dp = dk$. Si $E-B$ est beaucoup plus grand que T , l'intégration conduit à :

$$N_{\text{tot}} \approx \frac{\Delta t}{Z_h} T e^{-\frac{B}{T}} \quad (\text{III-4})$$

Il faut maintenant, pour obtenir le flux (c'est-à-dire le nombre de particules par unité de temps), diviser par Δt et le nombre total d'états confinés en $q < 0$:

$$\begin{aligned} N_{\text{fond}} &\approx \frac{1}{Z_h} \int_{q \leq 0} dp dq e^{-\frac{k+V(q)}{T}} \\ &\approx \frac{1}{Z_h} \sqrt{2MT} \int_{q \leq 0} e^{-\frac{V(q)}{T}} dq \end{aligned} \quad (\text{III-5})$$

Cette dernière intégrale s'évalue par la méthode de la phase stationnaire et donne :

$$\int_{q \leq 0} e^{-\frac{V(q)}{T}} dq = \sqrt{\frac{2\pi T}{V''(q_{\text{fond}})}} e^{-\frac{V(q_{\text{fond}})}{T}}$$

si q_{fond} est la valeur de la déformation pour le fondamental.

On obtient donc finalement :

$$k_{\text{TST}} = \frac{\sqrt{V''(q_{\text{fond}}) / M}}{2\pi} e^{-B/T} \quad (\text{III-6})$$

On pose en général :

$$\omega_{\text{fond}} = \sqrt{\frac{V''(q_{\text{fond}})}{M}}$$

d'où :

$$k_{\text{TST}} = \frac{\omega_{\text{fond}}}{2\pi} e^{-B/T} \quad (\text{III-7})$$

On a pour le temps de vie:

$$\tau = \frac{1}{k_{\text{TST}}}$$

et pour la largeur correspondante :

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar \omega_{\text{fond}}}{2\pi} e^{-\frac{B}{T}} \quad (\text{III-8})$$

III-3) La théorie de Kramers

Dans la dérivation précédente, on a supposé qu'il n'y avait pas de friction et par conséquent pas de retour en arrière possible: toute trajectoire qui passe au-delà du point-selle n'a aucune chance de retourner vers le puits de potentiel. Ceci est dû au fait que la friction est absente dans l'hamiltonien décrivant le système. L'introduction de la friction dans la description de ce type de processus a été proposée par Kramers dans un célèbre papier daté de 1940 (26). L'effet du bain thermique sur l'évolution du système consiste alors en une force de dissipation *) de type $-M\phi\dot{q}$ et d'une force aléatoire correspondante $\xi(t)$. Si cette force est de type bruit blanc gaussien (mouvement brownien), elle est markovienne. Son intensité est reliée à la température T par le théorème de fluctuation-dissipation. Il en résulte que, à une dissipation de l'énergie vers des degrés de liberté interne, correspond une fluctuation de trajectoires qui peut s'exprimer à travers un coefficient de diffusion par la relation d'Einstein :

$$D = 2M\phi T$$

qui est un cas particulier du théorème de fluctuation - dissipation.

La force $\xi(t)$ a alors les caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned} \langle \xi(t) \rangle &= 0 \\ \langle \xi(t) \xi(t') \rangle &= D \delta(t-t') \end{aligned}$$

L'équation qui régit l'évolution de q est maintenant une équation de type Langevin:

$$M\ddot{q} = -\frac{\partial V}{\partial q} - M\phi\dot{q} + \xi(t)$$

et le flux k_{TST} devient une fonction du temps (ce qui n'était pas le cas au paragraphe précédent). La distribution des déformations centrée initialement autour de q_{fond} va s'étaler au cours du temps, la friction ralentit les trajectoires et la dissipation induit des "zig-zag".

*) Dans la littérature, on trouvera souvent β au lieu de ϕ mais nous avons ici voulu éviter la confusion avec $\beta = 1/T$.

Une analyse détaillée des propriétés des trajectoires permet de tirer deux conclusions importantes:

1 - La largeur d'émission est réduite par rapport à la valeur prédite par la méthode de l'état transitoire par un facteur proportionnel à la friction. Ceci est dû au fait que la friction autorise des "retours en arrière" à travers le point-selle.

2 - Le taux de transition dépend du temps et il faut un certain temps d'établissement avant d'atteindre la valeur asymptotique.

Le taux de transition asymptotique vaut maintenant :

$$k_{KRA} = \frac{\sqrt{\frac{\varphi^2}{4} + \omega_{\text{selle}}^2} - \frac{\varphi}{2}}{\omega_{\text{selle}}} k_{TST} \quad (\text{III-9})$$

où ω_{selle} est l'équivalent de ω_{fond} pour le potentiel au voisinage du point-selle.

Pour des valeurs très grandes de la friction correspondant au régime amorti ($\varphi \gg \omega_{\text{selle}}$), on obtient :

$$k_{KRA} = \frac{\omega_{\text{selle}}}{\varphi} k_{TST} \quad (\text{III-10})$$

Anticipant l'application de ce formalisme au cas de la fission (qui fera l'objet du paragraphe suivant), nous montrons sur la figure 17 (extraite de (27)) comment le taux de transition varie au cours du temps en partant de 0 jusqu'à atteindre k_{KRA} . On remarque sur les deux cas étudiés l'influence de φ sur le temps d'établissement: à une plus grande valeur de φ correspond un temps d'établissement plus long et donc un régime transitoire plus important. Cet effet sera abondamment discuté (§ IV- 2.a). La raison pour laquelle la courbe présente des fluctuations est due à la méthode (essentiellement stochastique) de résolution de l'équation.

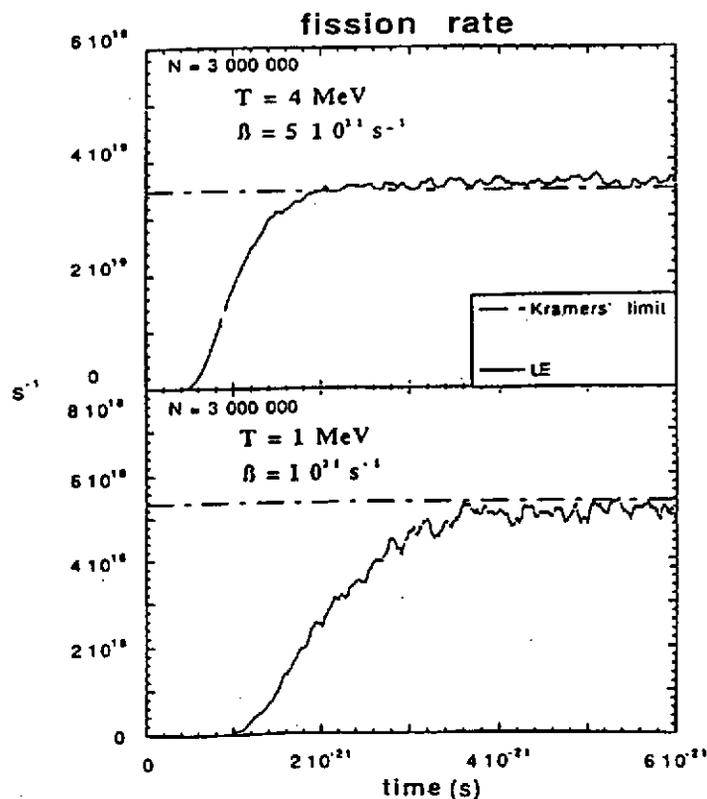


Figure 17

Taux de fission en fonction du temps pour un noyau de masse 248 à diverses températures T et friction φ . Extrait de la ref. 27.

III-4) Application à la fission et à l'émission de fragments

III-4.a : *Application de la méthode de l'état transitoire*

La première application de la méthode de l'état transitoire en Physique Nucléaire est due à Bohr et Wheeler dans leur fameux papier sur la fission en 1939 (28). La possibilité (ou la nécessité) d'inclure des effets liés à la friction a été suggérée par Kramers lui-même (il y a maintenant plus de 50 ans !) dans son papier de 1940. Cependant, la plupart des modèles statistiques utilisent la méthode de l'état transitoire sans tenir compte des effets de friction à l'exception de quelques travaux sur lesquels nous reviendrons au § III-4.b.

Substituant à la description canonique du § III-2, une représentation microcanonique (équiprobabilité des états), la relation (III-3bis) devient :

$$N_{\text{tot}} = \int_0^{k_{\text{max}}} \frac{\Delta E}{h} \cdot v \cdot \Delta t \cdot dp \cdot \rho_s(E)$$

Dans cette relation, on a remplacé l'expression $dp \, dq/h$ de la relation (III-3) par :

$$dp \cdot dq \cdot \rho_s(E) \cdot \Delta E$$

qui tient compte du fait que les nombreux degrés de liberté autres que p et q sont responsables pour une densité d'état $\rho_s(E)$, densité d'états autour du point-selle.

La relation (III-3ter) devient :

$$N_{\text{tot}} = \frac{\Delta t \cdot \Delta E}{h \cdot Z} \int_0^{k_{\text{max}}} dk \cdot \rho_s(k)$$

L'intégrale tient ici compte du partage de l'énergie disponible entre les degrés de liberté p et q d'une part et les autres degrés de liberté d'autre part. La relation (III-5) du § III-2 s'écrit maintenant en fonction de la densité d'état ρ_f pour la déformation du fondamental :

$$N_{\text{fond}} = \rho_f(E^*) \Delta E$$

Au total, la probabilité de fission par unité de temps est :

$$k_{\text{TST}} = \frac{1}{h} \frac{\int_0^{k_{\text{max}}} dk \cdot \rho_s(k)}{\rho_f(E^*)}$$

Le temps de fission τ_f est l'inverse de cette quantité et on exprime souvent la largeur de fission :

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau_f} = \frac{1}{2\pi \rho_f(E^*)} \int_0^{E^* - B_f} \rho_s(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{III} - 11)$$

où B_f est la hauteur de la barrière de fission et $E^* - B_f$ est l'énergie d'excitation au-dessus de la barrière de fission. En développant $\rho_s(\epsilon)$ au voisinage de $E^* - B_f$, on a :

$$\ln(\rho_s(\epsilon)) = \ln(\rho_s(E^* - B_f)) - (E^* - B_f - \epsilon) \frac{\partial \ln(\rho_s(\epsilon))}{\partial \epsilon}$$

avec :

$$\frac{\partial \ln(\rho_s(\epsilon))}{\partial \epsilon} = \frac{1}{T_s} \quad \text{pour } \epsilon \text{ au voisinage de } E^* - B_f$$

T_s est la température du "complexe activé". On trouve alors :

$$\Gamma_f(E^*) = \frac{\rho_s(E^* - B_{12})}{2\pi \rho_f(E^*)} T_s$$

La probabilité d'une voie donnée par rapport à toutes les autres est alors donnée par :

$$P_i(E^*) = \frac{\Gamma_i(E^*)}{\sum \Gamma_i(E^*)}$$

On voit à partir des formules précédentes que la compétition entre deux partitions distinctes est essentiellement gouvernée par la densité d'états au point-selle. Cette dernière n'est pas une quantité triviale à calculer. Si l'on suppose qu'au point-selle, les deux fragments naissant sont suffisamment séparés (ce qui est à peu près vrai pour des noyaux pas trop lourds, disons jusqu'à l'or), alors on peut écrire ρ_s comme un produit de convolution.

$$\rho_s(E^*) = \int_0^{E^*} \rho_1(E^* - \epsilon) \rho_2(\epsilon) d\epsilon$$

III-4.b : Application de la théorie de Kramers

Il est possible de modifier le formalisme que nous venons d'appliquer à l'émission de fragments (paragraphe III-4.a) pour tenir compte des effets transitoires ⁴¹). On remplace d'abord les largeurs données par la méthode de l'état transitoire par celles données par la théorie de Kramers. On introduit ensuite une dépendance en temps de la largeur de fission afin de simuler les effets liés au temps d'établissement:

$$\Gamma_f(t) = \Gamma_f^{\text{Kramers}} [1 - e^{-t/\tau_{fs}}]$$

Le temps τ_{fs} correspond à la transition du fondamental au point-selle. Ce temps (qui est en général long) est estimé au § IV-1.d. La compétition dans le modèle statistique est alors traitée de la façon suivante : on calcule le temps τ_0 du processus le plus rapide (en général, l'émission de neutron: $\tau_0 = \tau_n$) et on considère alors la largeur de fission pour ce temps particulier :

$$\Gamma_f(\tau_0) = \Gamma_f^{\text{Kramers}} [1 - e^{-\tau_0/\tau_{fs}}]$$

Si $\tau_0 \ll \tau_{fs}$, alors:

$$\tau_f(\tau_0) = \Gamma_f^{\text{Kramers}} \frac{\tau_0}{\tau_{fs}}$$

La fission de première chance est ainsi fortement inhibée. On procède ainsi de la sorte pour la fission de seconde, troisième chance en estimant le temps écoulé $\tau_{\text{écoulé}}$ après chaque émission de neutron:

$$\tau_{\text{écoulé}} = \sum_i^i \tau_n \quad (\text{III-12})$$

où τ_n^i est le temps d'émission du neutron de $i^{\text{ème}}$ chance. Ce faisant, on n'a pas encore complètement tenu compte des effets dynamiques car il faut encore estimer la possibilité de compétition neutron-fission du point-selle jusqu'au point de scission. Pour ce faire, on estime d'abord le temps pour aller du point-selle au point de scission τ_{SSC} . On trouve en général τ_{SSC} de l'ordre de 3×10^{-21} s. On estime alors le nombre de neutrons N^{SSC} (voire de particules légères chargées) émises du point-selle au point de scission par la relation:

$$\sum_{i=1}^{N^{\text{SSC}}} \tau_n^i \leq \tau_{\text{SSC}}$$

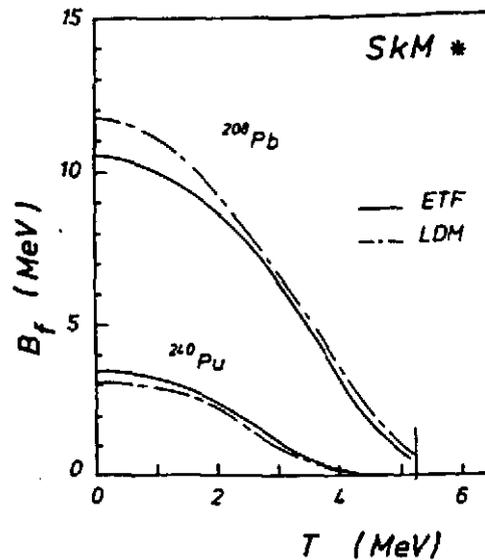
Par les procédures décrites ci-dessus, les auteurs de la référence (41) ont inclus dans un traitement purement statistique des effets dynamiques en se servant essentiellement des particules légères comme horloge pour pondérer les largeurs de fission.

Il existe un autre effet important qui devrait être pris en compte dans les modèles statistiques : c'est la dépendance en température des barrières. Nous consacrons maintenant un bref paragraphe à ce sujet avant de conclure.

III - 5) Les barrières de fission à $T \neq 0$

Nous avons vu au § II-6 que l'on pouvait par des méthodes semi-classiques accéder à une formule de goutte liquide chaude, les paramètres habituels de la formule de Weisacker devenant maintenant des fonctions de T . On comprend alors que la dépendance de a_s (coefficient du terme de surface) et a_c (coefficient du terme coulombien) induisent une dépendance en T des barrières de fission. La figure 18 illustre le résultat pour deux noyaux lourds. L'abaissement des barrières de fission avec la température mène tout naturellement à la notion de température limite pour laquelle les noyaux ne sont plus stables vis à vis de ce mode. Pour les domaines de températures où l'on a $B_f/T \ll 1$ (ce qui peut arriver pour des températures relativement modestes dans le cas des noyaux lourds), on atteint les limites de validité des théories décrites aux paragraphes précédents. Ce problème sera rediscuté au § IV-2.c quand l'émission rapide de fragments et la multifragmentation seront abordées.

Figure 18
 Evolution des hauteurs de barrière de fission avec la température telle qu'elle est obtenue dans les calculs de type Thomas Fermi étendu. Extrait de la ref. 23.



III-6) Vers un traitement cohérent

Comme nous l'avons vu au cours des paragraphes précédents, il y a deux formalismes pour décrire les taux de transition selon que l'on considère les particules légères ou les fragments complexes. Dans les deux cas, le formalisme conduit à une probabilité P d'émission par unité de temps. La disymétrie des deux méthodes est problématique si l'on note que la probabilité relative d'émission de telle ou telle particule, un neutron par exemple, sera :

$$P_n = \frac{\Gamma_n}{\sum \Gamma_i}$$

La somme du dénominateur s'étend sur toutes les voies de sortie possibles et mélange donc des résultats obtenus dans les deux formalismes.

L'origine de la disymétrie précédente provient en partie de ce que, dans la théorie de Weisskopf, les trois degrés de liberté d'espace de la particule évaporée sont considérés alors qu'on se limite à une seule dimension (celle de la déformation) dans le cas du formalisme de l'état de transition. Cette disymétrie n'est pas en elle-même fondamentale puisqu'on peut réduire le formalisme de Weisskopf à une seule dimension ³³). Les relations du début du § I-2 s'écrivent alors :

$$\rho_2 = \rho_f(E^*_f) g \frac{dp \Delta q}{h}$$

$$P_{12} = \frac{v}{\Delta q}$$

où Δq est un petit élément de longueur (coordonnée q) normal à la surface du noyau. Mais, ce faisant, on a fait disparaître de l'écriture de P_{21} la section efficace σ_c et toute la physique sous-jacente. Ceci revient à considérer que la probabilité du processus inverse n'est dictée que par des considérations cinématiques et qu'aucune contrainte (celles traduites par les coefficients de transmission par exemple) ne la réduit.

On alors :

$$P_n(\epsilon) d\epsilon = \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} \frac{g}{h}$$

soit, après intégration sur ϵ :

$$P_n = \frac{g}{h \rho_i(E_i^*)} \int_0^{E_i^* - B_n} \rho_f(E_i^* - B_n - \epsilon) d\epsilon$$

soit pour la largeur correspondante :

$$\Gamma_n = \hbar P_n = \frac{g}{2\pi \rho_i(E_i^*)} \int_0^{E_i^* - B_n} \rho_f(\epsilon) d\epsilon$$

relation parfaitement équivalente à (III-11) où B_n est la quantité qui joue le rôle de la barrière de fission ou d'émission de fragment: c'est l'énergie de liaison du neutron.

On traite ainsi l'émission de particules légères, la fission et l'émission de fragments avec le même formalisme, ce qui est plus satisfaisant et n'introduit pas de discontinuité dans les largeurs d'émission. Cependant, il convient d'être prudent dans le cas où les processus ne sont pas gouvernés par des considérations géométriques mais plutôt par l'interaction elle-même c'est-à-dire lorsque la section efficace σ_c contient plus que la géométrie du système (c'est notamment le cas des γ).

Dans la référence 43), l'approche "à la Weisskopf" et la méthode de l'état transitoire ont été comparées en étudiant la décroissance d'un noyau d'Au depuis l'évaporation de particules légères jusqu'à la fission sur une large gamme de températures. Les taux de transition sont montrés sur la figure 19. On voit que d'une façon générale les taux de transition "à la Weisskopf" sont plus grands que ceux prescrits par la méthode de l'état transitoire et les différences peuvent atteindre plusieurs ordres de grandeur. Il est très instructif de regarder à quel temps de vie ces largeurs peuvent mener. Cet aspect est étudié sur la figure 20. On voit que la théorie de Weisskopf mène rapidement à des temps irréalistes dès que des températures de l'ordre de 5 MeV sont atteintes. Il est intéressant de noter que l'évolution est plus douce avec la méthode de l'état transitoire. Ces calculs montrent que la détermination des temps de vie à l'aide de modèles statistiques dépend énormément des hypothèses utilisées surtout lorsque l'on atteint des températures très élevées.

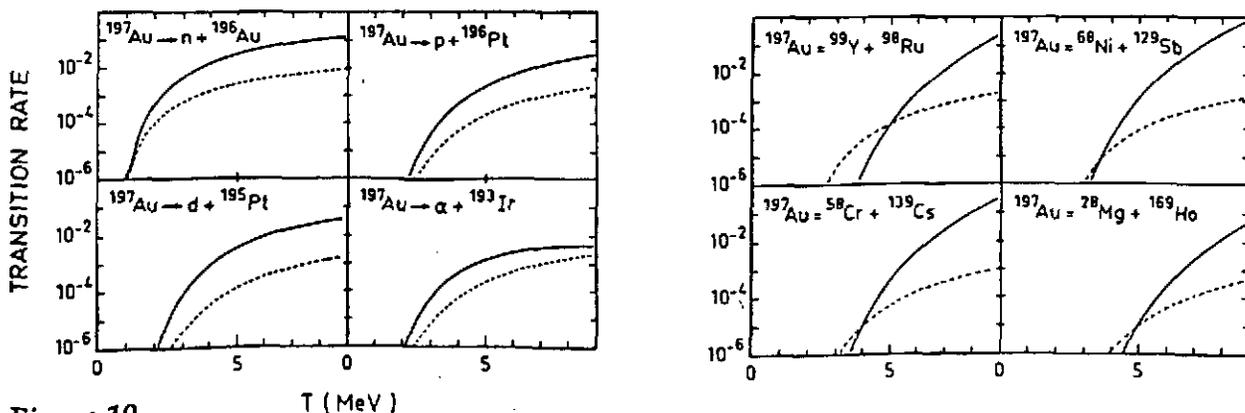
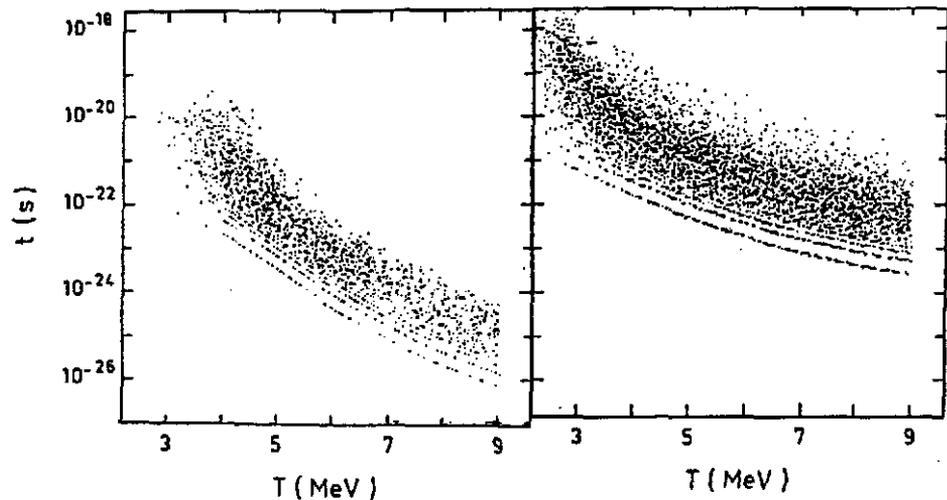


Figure 19

Taux de transition en fonction de la température T pour différentes cassures d'un noyau d'Or
traits pleins : théorie de Weisskopf ; traits pointillés : méthode de l'état transitoire. Tiré de la réf. 43

Figure 20

Temps caractéristiques de décroissance pour les cassures binaires d'un noyau d'or (la charge du fragment émis est plus grande que 5).
A gauche: théorie de Weisskopf; A droite: méthode de l'état transitoire. Tiré de 43)



Comment tous ces formalismes sont-ils inclus dans les codes statistiques utilisés pour décrire les données ? Ces codes sont en général de type Monte-Carlo, c'est-à-dire que l'on simule un certain nombre de décroissances à partir d'un noyau donné ; les résultats finals seront obtenus en prenant des moyennes sur tous les événements créés. Pour chaque réalisation, et à chaque étape du processus, on "choisit" une voie particulière d'une façon aléatoire en tenant compte de sa largeur propre par rapport à toutes les autres décroissances possibles:

$$P_i = \frac{\Gamma_i}{\sum_i \Gamma_i}$$

A basse énergie d'excitation, on utilise souvent le code CASCADE ³⁴⁾ ou ses versions modifiées pour tenir compte des effets transitoires dans la fission. Le code cascade est fondamentalement basé sur le formalisme de Hauser Feshbach, c'est-à-dire de Weisskopf dans lequel les effets des coefficients de transmission T_l sont inclus. Ces coefficients jouent justement un rôle important à basse énergie. A plus haute énergie d'excitation, l'émission de fragments de masse intermédiaire commence à jouer un rôle non négligeable. Cela revient à considérer de plus en plus de voies de décroissance dans les calculs par exemple dans le code GEMINI ³⁵⁾ où les largeurs d'émission pour les particules légères sont tirées de Weisskopf alors que les largeurs d'émission pour les fragments sont obtenues dans le cadre de méthode de l'état transitoire. Dans ce code, on ne tient pas compte de la dépendance en température des barrières. Dans la réf. ³⁶⁾, elles ont été prises en compte ainsi que les effets temporels évoqués dans la section IV. Citons enfin la réf. ³⁷⁾ où les probabilités de transitions (ou les largeurs) ont été calculées selon Weisskopf.

IV - LE TEMPS ET LA THEORIE STATISTIQUE

IV-1) Aspects théoriques

IV-1.a : *L'hypothèse fondamentale*

La théorie de Weisskopf oublie complètement les considérations temporelles. Le passage de l'état initial à l'état final est supposé instantané, la relation (I-2) donnant la probabilité associée. La situation est analogue dans la méthode de l'état transitoire : aucune considération temporelle ne vient perturber la désexcitation et le temps n'intervient que dans la vitesse de passage de l'état initial vers l'état final.

Cette hypothèse implicite des modèles statistiques n'est inoffensive que si les temps réels de passage de l'état initial vers l'état final sont courts devant tous les autres temps qui peuvent jouer un rôle. Quels sont ces temps ? Quand on considère un processus donné, ce sont d'une part le temps qu'il a fallu pour construire l'état initial, d'autre part les temps caractéristiques des mécanismes concurrents.

Prenons deux exemples :

Dans le cas de la fission, il va falloir comparer le temps de formation du noyau composé *) au temps typique que dure la fission qu'il faudra lui-même comparer aux temps de décroissance par évaporation de neutrons (τ_n) ou d'autres particules.

Dans le cas d'une résonance géante, il faudra comparer le temps propre de la résonance avec le temps de formation du noyau initial (composé éventuellement chaud) et son temps de décroissance. De même interviendra le temps de couplage avec les autres états du noyau (2p - 2h, 3p - 3h, ...).

IV-1.b : *Le temps de thermalisation*

Dans tous les cas, les temps de formation d'un système thermalisé jouent un rôle décisif. L'ingrédient de base est le temps que met un nucléon pour se thermaliser dans le milieu. Il y a deux sortes de temps de thermalisation τ_{th} selon que l'énergie du nucléon considéré est forte ou faible devant l'énergie de Fermi. A basse énergie, le principe de Pauli implique un libre parcours moyen grand et on est dans le régime de dissipation à un corps : les nucléons sont retenus par le puits du potentiel moyen induit par le reste du système. On a alors :

$$\tau_{th} \approx \frac{R}{v} \quad (IV-1)$$

où \bar{v} correspond à la vitesse moyenne d'un nucléon dans le noyau: environ $.2c$, ce qui conduit à une valeur de l'ordre de 20 à 30 fm/c.

A plus haute énergie, la thermalisation a lieu via des collisions nucléon-nucléon élastiques (à haute énergie, il conviendrait d'inclure aussi des collisions inélastiques : production de pions et de Δ qui favorise probablement la thermalisation). Si l'on néglige les effets du blocage de Pauli (c'est-à-dire si l'on considère que toutes les collisions nucléon-nucléon dans le milieu sont

*) Le temps de formation du noyau composé est aussi le temps de relaxation τ_{th} discuté ci-dessous.

libres) alors le temps entre chaque collision s'écrit:

$$\tau_{th} = \frac{1}{\sigma \rho v} \quad (IV-2)$$

où ρ est densité de nucléons, σ la section efficace de collision nucléon-nucléon. On considère généralement que quelques collisions (de l'ordre de trois) sont suffisantes pour assurer la relaxation, ce qui conduit pour $\sigma = 40$ mb et $\rho = 1.6 \text{ fm}^{-3}$, à un temps de thermalisation de l'ordre de 20 fm/c. Il apparaît que les temps de thermalisation calculés à partir des relations (IV-1) et (IV-2) sont comparables. Ils sont aussi voisins des temps de réaction pour les collisions aux alentours de l'énergie de Fermi. Il est important de les comparer aux autres temps caractéristiques du système: ceux-ci sont calculés dans les paragraphes ci-dessous.

IV-1.c : Calcul du temps d'émission neutron

On a l'habitude d'admettre que le temps que "dure" l'émission d'un neutron est nul et que le temps d'émission n'est contrôlé que par le taux correspondant donné par la relation (I-2) et qui donne:

$$P_n(\varepsilon) = \frac{4\pi \cdot p^2}{h^3} g_n \cdot \sigma_n(\varepsilon) \cdot \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} \cdot d\varepsilon$$

d'où :

$$\int P_n(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{1}{\tau_n} = \int \frac{4\pi \cdot p^2}{h^3} g_n \cdot \sigma_n(\varepsilon) \cdot \frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} \cdot d\varepsilon$$

On prend généralement pour $\sigma_n(\varepsilon)$ la section efficace géométrique : $\sigma_n = \pi R^2$.

A partir de $E_f^* = E_i^* - Q_n - \varepsilon$, on peut développer $\ln(\rho_f(E_f^*))$ autour de E_i^* et on a alors :

$$\frac{\rho_f(E_f^*)}{\rho_i(E_i^*)} = e^{-\frac{(Q_n + \varepsilon)}{T}}$$

d'où :

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{m g_n T^2 R^2}{\pi h^3} e^{-\frac{Q_n}{T}} \quad (IV-3)$$

On obtient numériquement:

$$\tau_n = 9 \cdot 10^3 T^{-2} A^{-2/3} e^{\frac{Q_n}{T}} \text{ fm / c}$$

avec: $R = r_0 A^{1/3}$; $g_n = 2$; $r_0 = 1.2$ fm.

Si l'on prend l'exemple du Pb^{208} ($Q_n = 7,1$ MeV), le temps de vie est de $4.2 \cdot 10^5$ fm/c pour $T = 1$ MeV et ne vaut plus que 5 fm/c pour $T = 10$ MeV ! Il est clair que cette dernière valeur n'a aucun sens au vu des résultats du paragraphe précédent sur le temps de thermalisation τ_{th} . On

remarque enfin que τ_n est de l'ordre de τ_{th} pour des températures voisines de 5 MeV (voir § IV-1.f).

IV-1.d : Estimation théorique des temps de fission

Dans ce paragraphe, nous donnons une estimation des temps de fission à partir de l'approche développée par Grangé et al dans la référence 29). Dans ce papier, les auteurs utilisent le formalisme décrit au § III-3 basé sur l'équation de Langevin pour décrire le processus de fission. Pour définir le temps de fission, il est nécessaire d'estimer deux temps: d'abord le temps d'établissement du flux à travers le point-selle (ceci correspond au temps pour lequel le taux de fission atteint sa valeur asymptotique) et ensuite le temps nécessaire pour aller du point-selle jusqu'au point de scission. La figure 21 montre l'évolution du premier temps (appelé "transient time" en anglais) en fonction du coefficient de dissipation ϕ de la formule III-10. On trouve des temps de l'ordre de quelques 10^{-21} s. En pointillé, on a indiqué pour l'énergie d'excitation considérée (correspondant à la réaction de fusion $O^{16} + Nd^{142}$ à 208 MeV) le temps de vie par émission neutron : il est plus court que le temps pour atteindre le point-selle. On doit donc s'attendre à une compétition sévère entre l'émission neutron et la fission. Ce point sera discuté au paragraphe IV-2.a. Le temps du point-selle au point de scission calculé dans le formalisme pour le même système est indiqué sur la figure 22 en fonction de la même variable ϕ . Ce temps augmente avec la friction et vaut de l'ordre de quelques 10^{-21} s. Les deux temps sont donc comparables et on aboutit à un temps de fission τ_{fis} de l'ordre de quelques 10^{-21} s à 10^{-20} s, soit de l'ordre de 1500 à 3000 fm/c *).

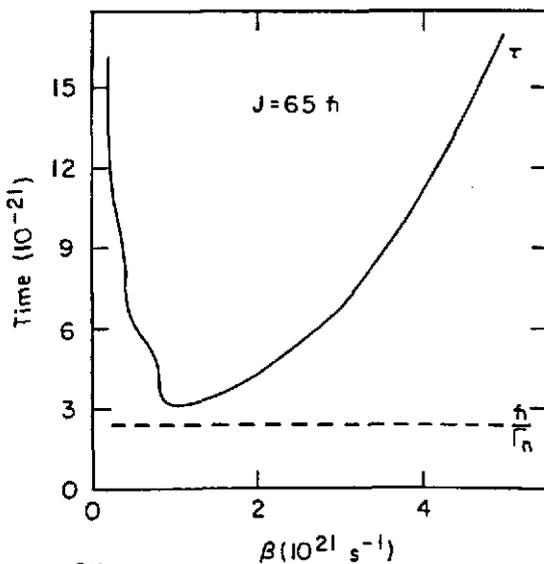


Figure 21
Dépendance du temps d'établissement du flux de fission en fonction du coefficient de dissipation ϕ pour un noyau de ^{158}Es ayant un moment angulaire de 65 h. On compare ce temps au temps d'émission de neutrons (courbe en pointillés). Extrait de réf 29.

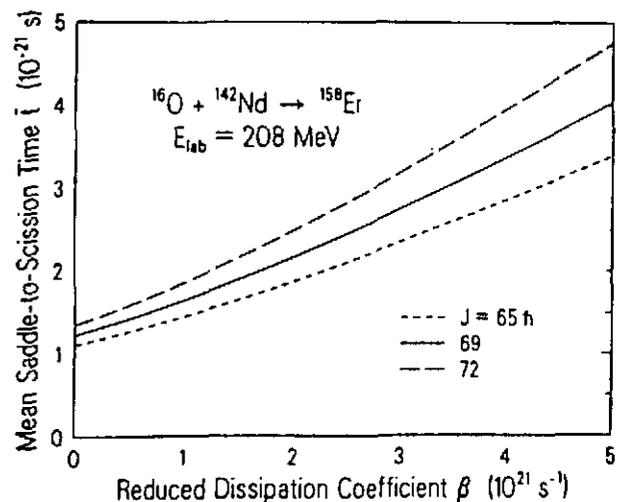


Figure 22
Dépendance du temps de passage point-selle-point de scission en fonction du coefficient de dissipation ϕ pour trois valeurs de moment angulaire. Extrait de rf. 29.

*) Il est important de ne pas confondre τ_{fis} avec le temps τ_f de la relation III-11. Le premier est le temps qui "dure" la fission; le second est l'inverse de la probabilité de fission par unité de temps.

IV-1.e : Le cas des résonances géantes 31-32)

Il est intéressant de s'arrêter un instant sur le cas des résonances géantes puisque celles-ci font l'objet d'un cours spécifique pendant cette Ecole. Rappelons seulement que les résonances géantes sont un état d'excitation particulier du noyau en ce sens que ce sont des états collectifs. Les plus connus sont les oscillations monopolaire, dipolaire ou quadrupolaire. On leur donne souvent abusivement le nom de résonance géante bien que les amplitudes d'oscillation soient faibles. Les résonances sont isoscalaires ou isovectorielles selon que les transitions associées sont à $\Delta T = 0$ ou $\Delta T = 1$ où T est l'isospin. De même, elles sont électriques ou magnétiques selon que les variations de spin sont $\Delta S = 0$ ou 1. Dans ce cadre, le mode monopolaire isoscalaire électrique est la "respiration" du noyau et les modes isoscalaires électriques quadrupolaires ou de multipolarité plus élevée correspondent à un mouvement cohérent des nucléons qui induit une déformation de la surface. Quant au mode dipolaire isovectoriel électrique, il se représente par une oscillation en opposition de phase des protons et des neutrons. En fait, une approche microscopique plus réaliste des résonances géantes est donnée par la superposition d'états particule-trou d'énergies proches.

Une résonance géante peut être excitée soit par le champ coulombien soit par le champ nucléaire dans les collisions nucléaires. Elle peut être initiée par des diffusions de photons, d'électrons ou de hadrons. Elle peut être construite soit sur le fondamental, soit sur un état excité au moins dans le cas de la résonance géante dipolaire. La désexcitation d'une résonance géante peut comme la désexcitation de tout état relever de la théorie statistique. Celle-ci peut conduire soit à l'émission de particules (c'est le cas le plus fréquent) soit à l'émission de photons. La figure 23 en est un exemple: la décroissance de la résonance se trouve "cachée" dans l'épaule du spectre. Dans le cas d'une émission de photons, la relation (I-2) devient:

$$P_{\gamma}(\epsilon_{\gamma}) d\epsilon_{\gamma} = \frac{k^2}{h\pi} g \frac{P_f(E^*_f)}{P_i(E^*_i)} \sigma_0(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{IV-5})$$

si $k=p/\hbar$ est le nombre d'onde du photon.

Bien-sûr P_{γ} dépend essentiellement des densités de niveau et de la section efficace de capture de photons. En remplaçant la densité d'états par son expression du gaz de Fermi, on obtient, par exemple pour la résonance dipolaire géante (GDR) :

$$P_{\gamma}(\epsilon_{\gamma}) d\epsilon_{\gamma} = \frac{2\epsilon_{\gamma}^2}{\pi(\hbar c)^2} \frac{\sigma_{\text{abs}}(\epsilon_{\gamma})}{3} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\gamma}}{T}\right) \quad (\text{IV-6})$$

où σ_{abs} est la section efficace d'absorption dipolaire. L'essentiel de la physique correspondante se trouve dans σ_{abs} . Celle-ci peut-être décrite comme la somme de deux Lorentziennes correspondant à des absorptions dipolaires selon deux axes de déformation du noyau (figure 24).

Figure 23

Un exemple de désexcitation de résonance géante dipolaire. La décroissance de la résonance se trouve cachée dans l'épaulement du spectre à cause du facteur exponentiel de la relation (IV-6). Les courbes en pointillé sont calculées dans le cadre du modèle statistique et correspondent à la désexcitation γ après émission de 0, 1, ...5 neutrons.

Extrait de la ref. 32.

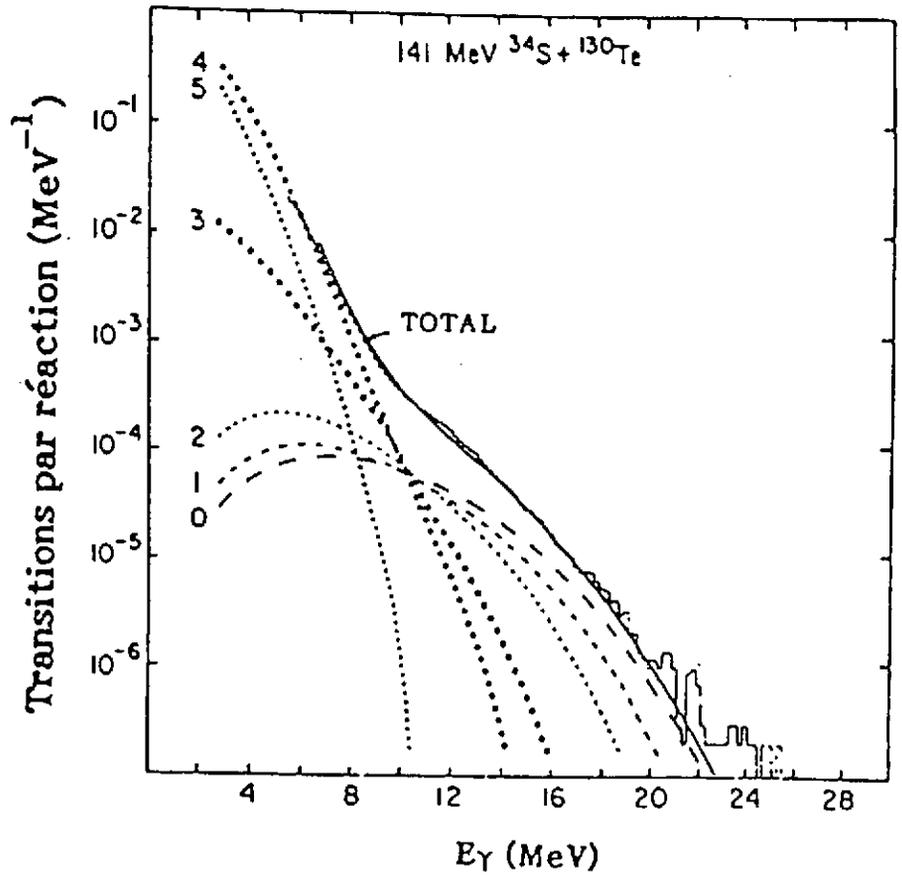
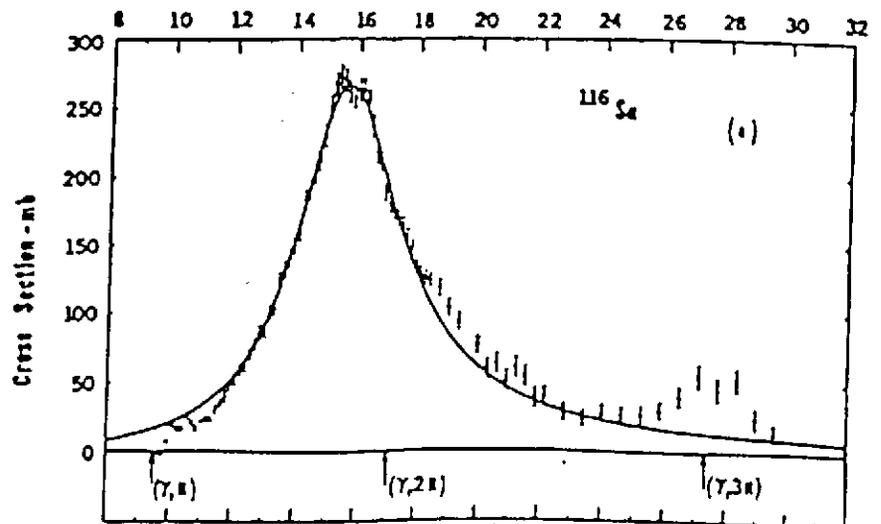


Figure 24

Exemple de section efficace de capture de photons par un noyau. Extrait de la ref. 38.



On a l'habitude d'écrire :

$$\sigma_{\text{abs}}(\epsilon_{\gamma}) = \frac{\sigma_0 \Gamma_{\text{GDR}}^2 \Gamma_{\gamma}^2}{(\epsilon_{\gamma}^2 - \epsilon_{\text{GDR}}^2)^2 + \Gamma_{\text{GDR}}^2 \epsilon_{\gamma}^2} \quad (\text{IV - 7})$$

Par ailleurs, la théorie de l'absorption dipolaire d'un photon permet d'écrire la section efficace totale:

$$\int \sigma_{\text{abs}}(\epsilon_{\gamma}) d\epsilon_{\gamma} = 6 \frac{NZ}{A} (\text{MeV.Fm}^2) \quad (\text{IV - 8})$$

où N, Z et A sont les nombres de neutrons, de charge et de masse du noyau concerné.

L'intégration de (IV-7) et la comparaison avec (IV-8) permet de normaliser (IV-6) et d'écrire :

$$P_{\gamma}(\epsilon_{\gamma}) d\epsilon_{\gamma} = \frac{4e^2}{3\pi mc h^3 c^2} \frac{NZ}{A} S_{\text{GDR}} \frac{\Gamma_{\text{GDR}}^2 \Gamma_{\gamma}^2}{(\epsilon_{\gamma}^2 - \epsilon_{\text{GDR}}^2)^2 + \Gamma_{\text{GDR}}^2 \epsilon_{\gamma}^2} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\gamma}}{T}\right) \quad (\text{IV - 9})$$

Dans cette expression S_{GDR} est un facteur de normalisation qui permet d'ajuster le résultat expérimental sur la théorie. Dans quelle mesure le temps intervient-il dans ces phénomènes? Deux temps caractéristiques doivent être pris en compte: la période d'oscillation du noyau et le temps de relaxation de la résonance géante.

Le premier est déduit de la position en énergie de la résonance :

$$E = 31.2 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6} \text{ MeV}$$

Ce temps τ_{osc} est de l'ordre de 3×10^{-22} s. Le second correspond au couplage des états 1p-1h initiaux au continuum. On peut les estimer à partir des largeurs de résonances géantes Γ_{GDR} qui sont de l'ordre de 4 MeV à température nulle. La durée de vie associée τ_{re} est approximativement $1,5 \times 10^{-22}$ s (≈ 50 fm/c), temps voisin de τ_{osc} . A plus haute température ou énergie d'excitation, Γ_{GDR} croît (figure 25) mais les calculs théoriques interprètent la largeur supplémentaire comme un effet de fluctuation de formes des noyaux. On peut donc admettre que τ_{re} est pour la GDR de l'ordre de $1,5 \times 10^{-22}$ s à toute température.

IV-1.f: Conclusion

Nous venons de considérer dans les paragraphes précédents différents temps: temps de thermalisation de l'énergie τ_{th} , temps de décroissance par évaporation de neutrons τ_{n} , temps de fission τ_{fis} , temps de relaxation de la résonance géante τ_{re} ou temps d'oscillation associée τ_{osc} . Il est clair que les comparaisons de ces divers temps vont sérieusement donner à réfléchir sur la validité des calculs de type statistique qui en oublient les implications.

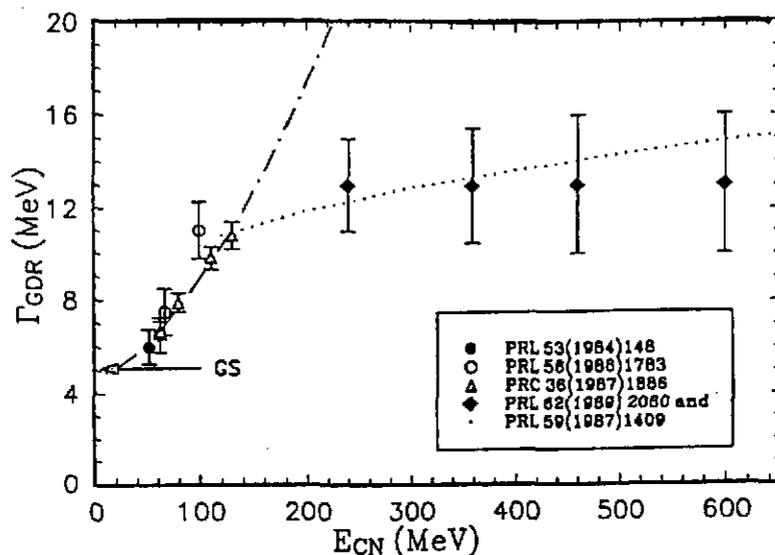


Figure 25

Evolution de Γ_{GDR}^{exp} avec l'énergie d'excitation d'un noyau Sn. Extrait de (39).

Il est par exemple clair qu'il n'est pas raisonnable de traiter la décroissance d'un système de façon statistique lorsque $\tau_{th} > \tau_n$. Dans ce cas, il y aura émission de particules de prééquilibre et ceci est un fait expérimental bien établi des collisions d'ions lourds au GANIL par exemple. La figure 26, qui indique l'évolution de τ_n avec la température d'un noyau de masse 208, situe vers 5-6 MeV la température critique à partir de laquelle ce phénomène sera préoccupant. Il pourrait en particulier être responsable d'une saturation de la température apparente pouvant être atteinte. Il pourrait même être responsable du fait que le concept même de variable globale d'équilibre comme la température perde tout son sens.

Pour ce qui est de la compétition évaporation (de neutrons)-fission, la figure 26 montre que la fission sera défavorisée car trop lente dès que la température du noyau concerné excédera 2 MeV. La figure 27 illustre plus précisément cet aspect. Elle donne le résultat de deux calculs, l'un purement statistique et l'autre incluant la dynamique de la fission : la fission est alors traitée⁴⁰⁾ dans un calcul de type Fokker Planck. L'évolution du système en fonction du temps est suivie et, à chaque instant, la probabilité d'émettre un neutron est considérée. L'évaporation peut donc avoir lieu pendant le trajet vers la fission. Sur la figure 27, le temps est mesuré par le nombre de neutrons évaporés. La fission est, au début du processus, interdite puisque le système n'a pas eu le temps d'atteindre le point-selle. Il en résulte un affaiblissement considérable de Γ_f par rapport à ce que fournit le calcul statistique habituel. Un tel calcul est complètement confirmé par les données expérimentales discutées dans le paragraphe IV-2. Enfin, la comparaison des temps caractéristiques des résonances géantes τ_{re} et τ_{osc} avec le temps d'évaporation de neutrons (donc un temps de vie du système) permet de prédire qu'il sera difficile d'observer les résonances géantes de noyaux chauffés à des températures de plus de 4 MeV. Le paragraphe IV-2 donne quelques résultats expérimentaux qui permettent de tester tous les aspects temporels que nous venons d'évoquer.

Figure 26

Temps moyen nécessaire pour évaporer un neutron à partir d'un noyau de ^{208}Pb porté à une température T (Réf 40). Les diverses courbes correspondent à plusieurs approches de la densité d'état (voir ref. 11). Sont aussi indiquées sur la figure les temps τ_{th} , τ_f et τ_{re} introduits dans les paragraphes IV-1.b à IV-1.e.

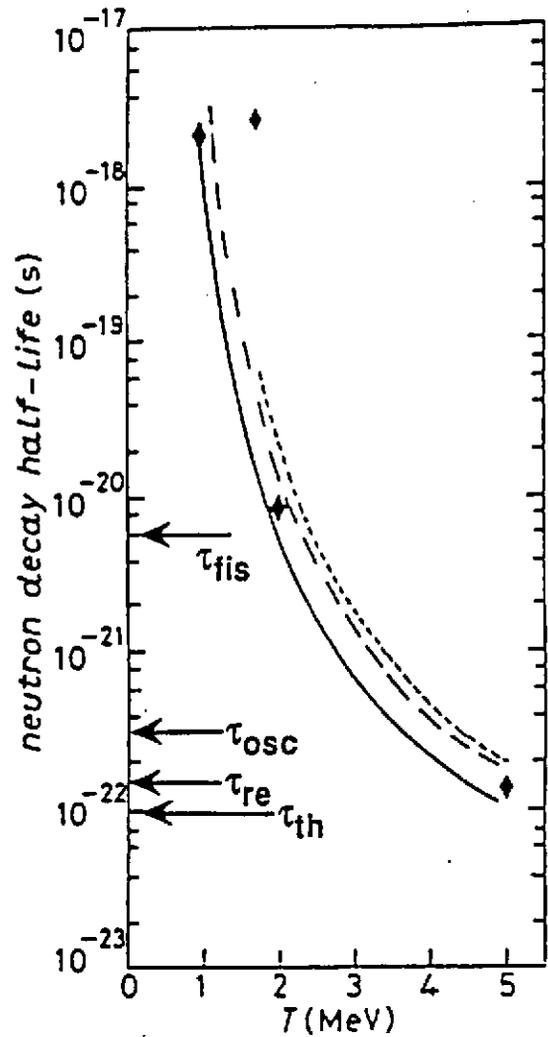


Figure 27

Evolution de la largeur de fission en fonction du temps exprimée à l'aide de la relation (III-12) par le nombre de neutrons émis. La courbe en trait plein est obtenue dans le cadre d'une équation de Fokker-Planck qui permet de suivre la déformation du système alors que la courbe en trait pointillé est obtenue dans une approche purement statistique.

Extrait de la ref. 40.

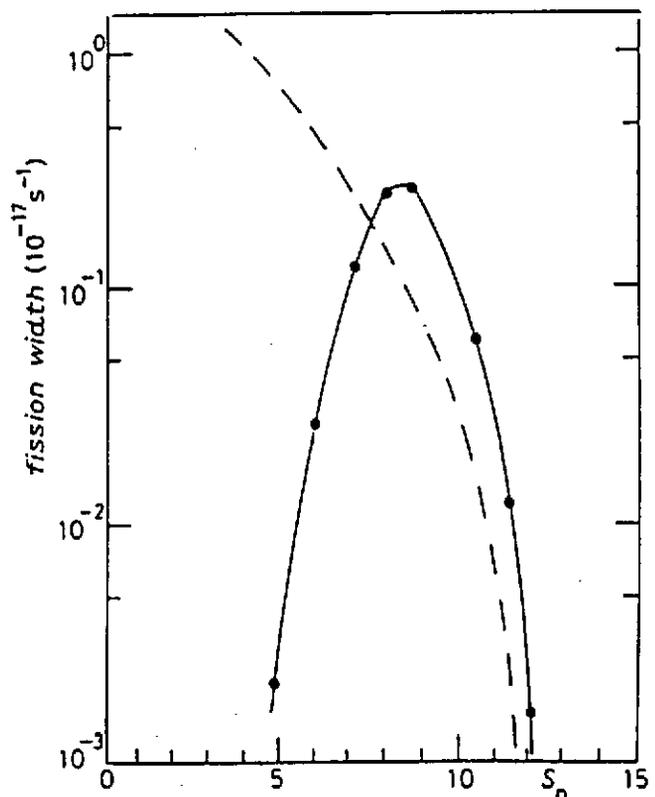


Figure 28 .a)
 Multiplicité de neutrons de pré-scission mesurée pour divers noyaux composés, en fonction de l'énergie d'excitation.

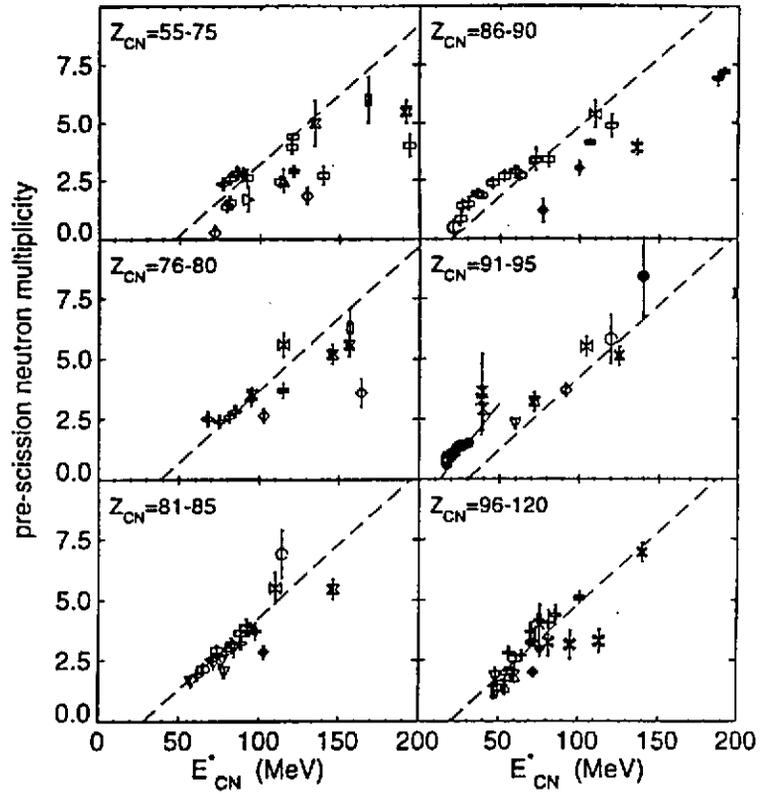
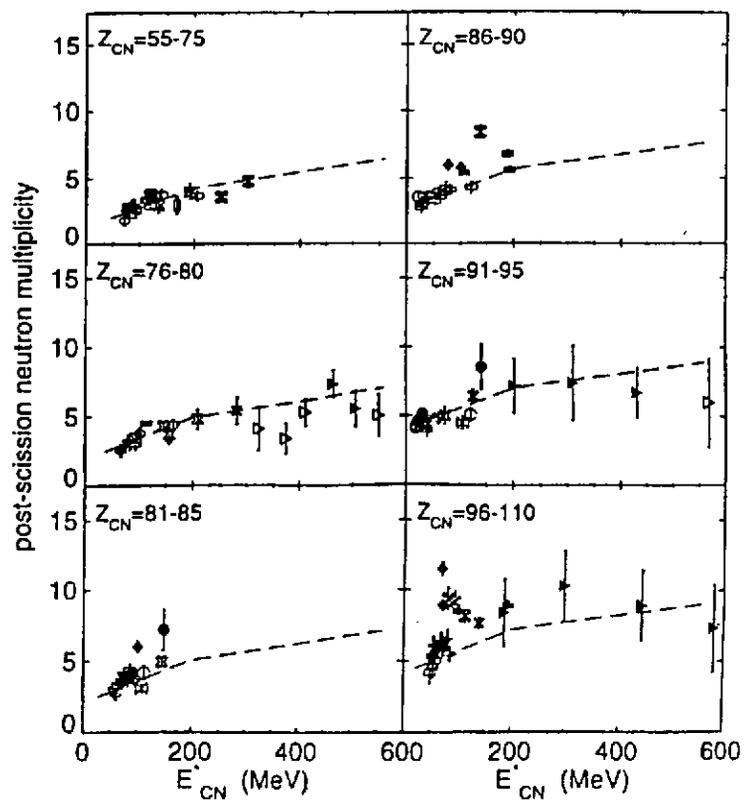


Figure 28.b)
 Résultats identiques à ceux de la figure 28a mais pour les neutrons de post-scission. Extrait de la référence 30.



IV-2) Aspects expérimentaux

IV-2.a : *Vie et mort de la fission* (30)

Dans ce paragraphe, nous souhaitons montrer comment il est possible de mesurer le temps dans les processus nucléaires et en particulier dans le cas de la fission. Ensuite, nous montrerons qu'une simple description du processus à l'aide du modèle statistique est insuffisante et que seule une description dynamique peut permettre de comprendre le phénomène. Au cours du processus de fission, des neutrons sont émis. On peut décomposer cette émission en trois sources distinctes :

a) l'émission de pré-équilibre qui est essentiellement un phénomène de voie d'entrée et que nous ne discuterons pas ici.

b) l'émission par le noyau excité (noyau composé) avant la scission en deux fragments; on parle alors de neutrons de pré-scission.

c) l'émission par les deux fragments de fission ; on parle de neutrons de post-scission.

Les mesures comparées des multiplicités de neutrons provenant des processus b) et c) permettent d'obtenir des informations précieuses sur le temps de fission et la mesure de l'énergie des neutrons permet de remonter à l'énergie d'excitation du système aux différents stades de son évolution. La technique expérimentale, pour séparer les différentes sources d'émission, est basée sur des considérations cinématiques. Les neutrons émis par les fragments de fission bénéficient de la vitesse d'entraînement de ces derniers et sont donc focalisés dans leurs directions alors que les neutrons émis par le noyau composé ont une distribution isotrope dans le centre de masse. On peut donc par l'analyse des distributions angulaires séparer les différentes contributions.

Un certain nombre de résultats obtenus pour toute une gamme de noyaux composés à des énergies d'excitation variant entre 50 et 600 MeV ont été regroupés sur la figure 28. Ces résultats sont extrêmement instructifs : la multiplicité de neutrons de pré-scission augmente avec l'énergie d'excitation tandis que la multiplicité de post-scission sature aux alentours de 150-200 MeV . Ceci s'interprète en disant que la fission n'a de toute façon lieu que quand le système a réduit son énergie d'excitation pour atteindre de l'ordre de 150-200 MeV. Toute l'énergie en surplus est évacuée par les neutrons de pré-scission. Ceci signifie que le processus de fission est lent. On peut alors remonter au temps de fission en associant à chaque neutron de pré-scission un temps d'émission :

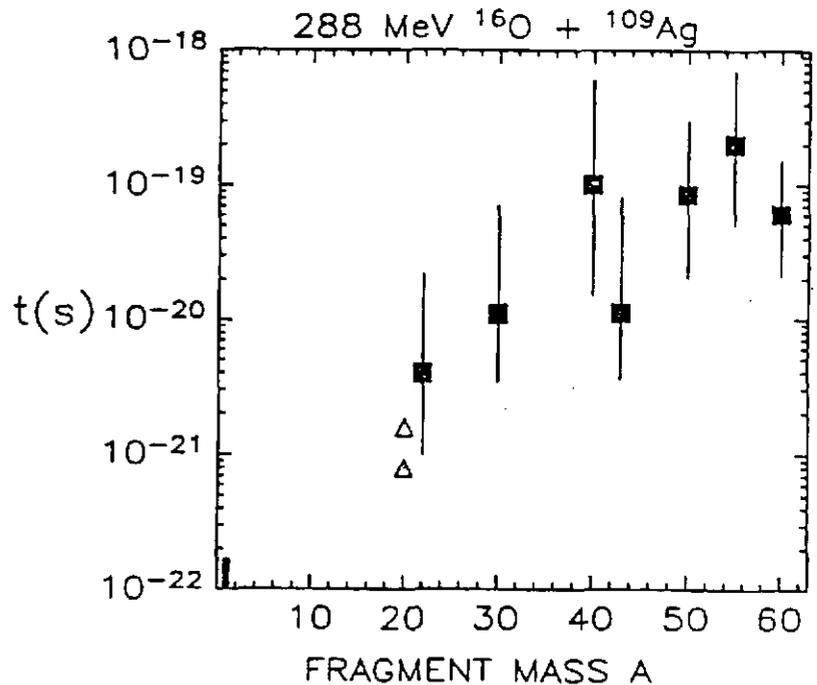
$$\tau_{pre} = \sum_{i=1}^{M_{pre}} \tau_i \quad (IV-4)$$

et en calculant les τ_i à partir d'une cascade d'évaporations générées par un modèle statistique. On a alors accès au temps de fission et plus généralement au temps d'émission d'un fragment de masse ou charge déterminée.

Le résultat, dans le cas de la réaction $^{16}\text{O} + ^{109}\text{Ag}$ à 288 MeV, est montré figure 29. On trouve, pour la fission d'un noyau de masse 120, un temps de l'ordre de 10^{-19} s, ou 3×10^4 fm/c. D'une façon générale on trouve, quel que soit le noyau impliqué et son énergie d'excitation de départ, des temps de l'ordre de 10^{-19} à 10^{-20} s, c'est-à-dire des temps plutôt supérieurs à ceux obtenus théoriquement dans le paragraphe IV-1.d et notés sur la figure 26.

Figure 29

Temps d'émission des fragments en fonction de leur masse obtenus à partir du nombre mesuré de neutrons de pré-scission. Système O + Ag 288 MeV. Extrait de la ref. 30.



Ce résultat est impossible à interpréter dans le cadre des modèles statistiques où on confond temps moyen de fission et inverse de la probabilité P_f calculée dans les théories de Weisskopf ou de l'état transitoire. En d'autres termes, la théorie statistique ignore le temps que dure le processus et ce temps est incompressible car la déformation d'un noyau est lente.

Le désaccord flagrant théorie statistique-expérience est montré sur la figure 30. Examinons d'abord la partie inférieure de la figure (fig. 30.b) où est porté le temps de pré-scission en fonction de la température. Dans la théorie statistique, ce temps est $1/P_f$ c'est-à-dire le temps moyen que met le noyau avant de "se décider à" fissionner. Dans l'expérience, il est déduit du nombre de neutrons reconnus comme émis avant le point de scission. Le temps mesuré sature à 10^{-19} s car il ne peut être inférieur au temps que "dure" le mécanisme une fois qu'il est initié. Théorie et expérience divergent quand $1/P_f$ devient inférieur au temps nécessaire pour assurer la déformation du système. On retrouve ici les prévisions théoriques discutées sur la figure 27. Beaucoup de neutrons sont émis avant fission, ce qui diminue la masse et l'énergie d'excitation du noyau concerné. Si la température initiale est suffisamment élevée, il peut se faire que cette étape d'évaporation conduise le noyau dans une zone de masse où la barrière de fission augmente suffisamment pour que la fission ne se produise plus. C'est ainsi que la section efficace totale de formation de résidus se trouve fortement renforcée (fig. 30.a) par rapport à ce que prévoit la théorie.

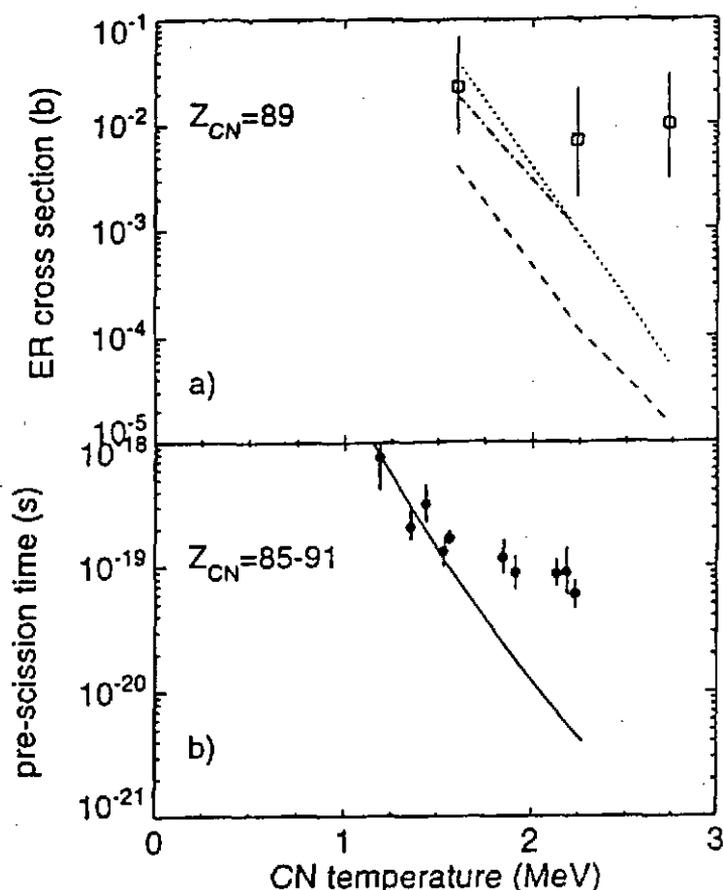
En conclusion de cette brève excursion dans le domaine de la fission, nous retiendrons pour le propos de ce cours que le modèle statistique ne permet pas de décrire correctement le phénomène de fission et notamment la compétition avec l'émission de particules dès que la température du système dépasse significativement le MeV.

Figure 30

a) Sections efficaces mesurées (points) et calculées (courbes) en fonction de la température du noyau composé. Les calculs sont fondés sur le modèle statistique.

Les diverses courbes correspondent à diverses valeurs de barrières coulombiennes.

b) Temps de pré-scission mesurés (points) en fonction de la température. Extrait de la ref. 30.



IV-2.b : Vie et mort des résonances géantes

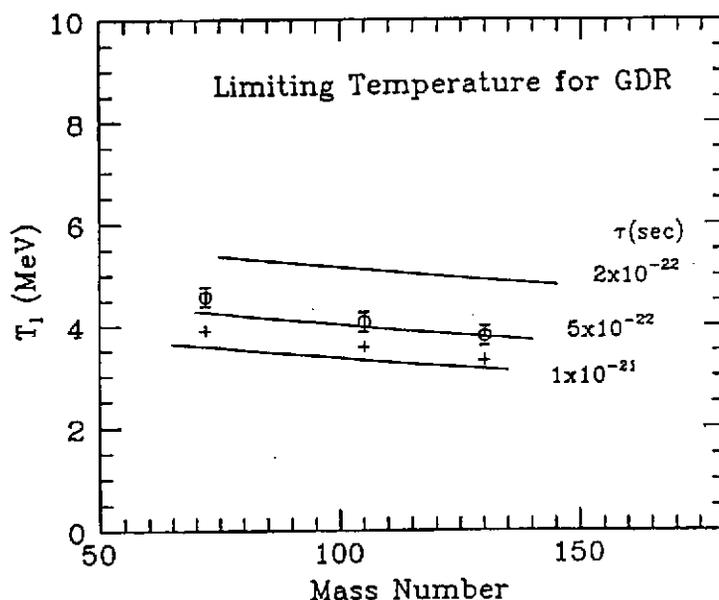
Les résonances géantes sont clairement reconnues expérimentalement dans les réactions induites par photons, électrons ou hadrons. En particulier, la résonance géante dipolaire (GDR) est observée autour de 15 MeV dans les spectres gamma. Toutefois, les réactions induites par ions lourds à énergie intermédiaire ont montré que l'excitation de la GDR est d'autant moins visible que les températures des noyaux concernés croissent (39,42).

L'explication de cette disparition est à chercher dans les conclusions développées au § IV-1.f. Au-dessus d'une température de l'ordre de 4 MeV (voir figure 26), la résonance géante dipolaire ne peut être peuplée car l'état "doorway" par lequel elle est excitée "n'a pas le temps" de se coupler aux états du noyau composé concerné puisqu'il est trop éphémère.

La figure 31 confirme ces affirmations. Les points y indiquent les températures limites au-delà desquelles la GDR chaude n'est plus observée. Il se trouve que ces températures sont de l'ordre de 4 MeV, totalement en accord avec les prévisions faites au paragraphe IV-1.f. En d'autres termes, la GDR disparaît lorsque le temps de décroissance le plus rapide du noyau composé, c'est-à-dire le temps d'émission de neutrons τ_n devient comparable aux temps propres de la GDR: temps d'oscillation ou temps de relaxation. Ceci apparaît clairement sur la figure 31 où les lignes correspondent à des valeurs définies de τ_n . La disparition de la GDR est observée pour $\tau_n \sim 3 - 5 \times 10^{-22} \text{ s} \sim \tau_{\text{osc}} \sim \tau_{\text{re}}$.

Figure 31

Températures de disparition de la résonance géante dipolaire chaude (points) en fonction de la masse du noyau concerné. Les lignes donnent les durées de vies (τ_n) du noyau telles qu'elles sont calculées dans la théorie de Weisskopf (§ IV-1.c). Extrait de la ref. 42.



IV-2.c : Emission rapide de fragments vers la multifragmentation

A mesure que l'énergie d'excitation (ou la température) augmente, on s'attend à ce que l'hypothèse de séquentialité de la description de Weisskopf soit de moins en moins bien vérifiée. On s'attend aussi à ce que le nombre de particules légères et aussi de fragments émis augmente sensiblement. Si le temps d'émission entre chaque fragment devient tellement court que le phénomène soit pratiquement simultané, on parle alors de multifragmentation.

Dans ce paragraphe, nous ne prétendons pas faire une revue exhaustive de la multifragmentation (on pourra par exemple consulter la référence 44). Nous mettrons simplement en évidence la transition entre un phénomène de cassure séquentielle type basse énergie pour lequel les théories décrites précédemment sont relativement bien adaptées et un processus plus rapide pour lequel l'ensemble des fragments sont émis simultanément: dans ce cas de nouveaux concepts doivent être développés.

D'un point de vue expérimental, on met en évidence cette transition en utilisant des effets de proximité. Lorsque le temps entre chaque cassure du noyau est long, l'interaction entre deux fragments provenant de cassures différentes est faible et par voie de conséquences leur corrélation spatio-temporelle aussi. Au contraire, lorsque tous les fragments sont émis simultanément, leurs interactions mutuelles vont induire des corrélations (ou des anti-corrélations). Par exemple, la répulsion coulombienne entre les fragments va les empêcher d'être émis à petit angle relatif. Cet effet est particulièrement mis en évidence sur la figure 32 où l'on a représenté la fonction de corrélation.

$$\eta(\theta_{ij}) = \frac{N_{ij}^{\text{corr}} - N_{ij}^{\text{d'corr}}}{N_{ij}^{\text{corr}} + N_{ij}^{\text{d'corr}}}$$

θ_{ij} est l'angle relatif entre les fragments i et j calculés dans le repère du centre de masse des fragments détectés (3 dans le cas présent). N_{ij}^{corr} est la population d'événements

correspondant à θ_{ij} tandis que $N_{ij}^{\text{décorr}}$ est la quantité correspondante pour des événements dits décorrélés (ces événements sont construits en mélangeant des événements détectés). Les N_{ij}^{corr} et $N_{ij}^{\text{décorr}}$ sont normalisés de façon que $\eta(\theta_{ij})$ varie entre -1 et +1.

Sur la partie gauche de la figure, la fonction de corrélation expérimentale (points noirs) est pratiquement plate, ce qui indique qu'il n'y a pas d'angles relatifs privilégiés ou interdits. Ce résultat s'interprète (voir plus haut) en admettant que le temps entre deux émissions successives de fragments est long. Ce résultat est retrouvé quantitativement à l'aide de simulations dont le paramètre principal τ est justement le temps qui sépare les émissions successives de deux fragments. Les résultats de ces simulations sont les histogrammes de la figure 32. Pour l'énergie incidente de 30 MeV/u, on trouve un bon accord avec un temps de l'ordre de 500 fm/c. L'énergie d'excitation correspondante a été évaluée à 3 MeV/u: on en conclut que dans ce domaine d'énergie d'excitation, l'hypothèse de séquentialité est vérifiée. Ce n'est plus le cas lorsque l'on passe à 60 MeV/u (l'énergie d'excitation est alors évaluée à 5 MeV/u). Dans ce cas, les petits angles relatifs sont interdits par la répulsion coulombienne et on trouve un bon accord entre les données et la simulation pour un temps très court de l'ordre de 50 fm/c: on a atteint le régime de multifragmentation pour lequel l'hypothèse de séquentialité n'est plus vérifiée.

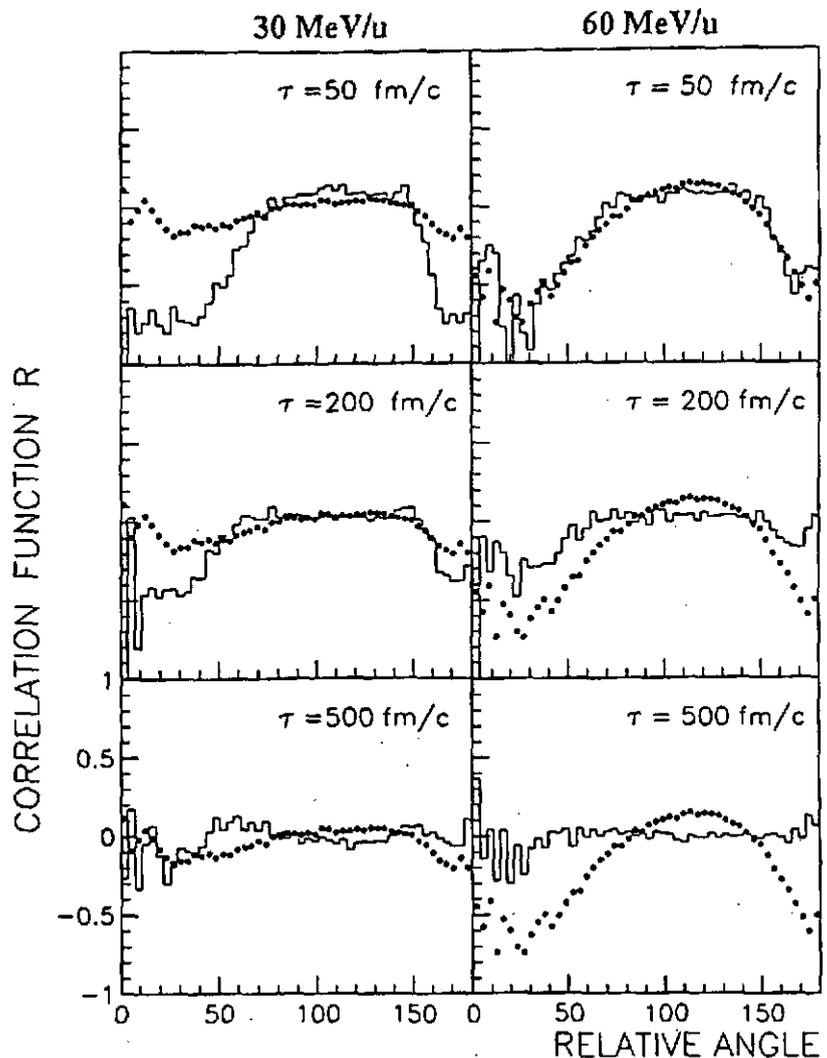


Figure 32

Fonction de corrélation pour l'angle relatif entre fragments pris deux à deux dans le cas de réactions violentes dans lesquelles 3 fragments ont été détectés. Les données (points noirs) correspondent à gauche au système Ar+Au à 30 MeV/u et à droite au même système à 60 MeV/u. Extrait de la référence 45.

Si l'on veut décrire statistiquement le processus de décroissance dans ce domaine d'énergie, il est nécessaire de développer de nouveaux concepts. Deux grands types d'approche ont été envisagés. L'une proposée par Lopez et Randrup ⁴⁶⁾ est une extension naturelle de la méthode de l'état transitoire décrite au paragraphe III: au lieu de ne considérer que la cassure

en deux fragments, on envisage l'émission simultanée de plusieurs fragments. Ceci conduit à la définition et à la recherche d'un point-selle généralisé à plusieurs dimensions. La complexité de la configuration au point-selle nécessite un traitement dynamique décrivant l'évolution ultérieure du système jusqu'à des distances où l'interaction entre les fragments a cessé. Ce modèle a été utilisé avec succès dans la comparaison avec des données dans la référence 47). Cependant, il souffre des mêmes défauts que le modèle analogue décrivant la fission: il ne tient pas compte des effets transitoires depuis la création du composite excité jusqu'à son approche du point-selle.

L'autre approche utilise le concept de "freeze-out" 16,48). On suppose que l'ensemble des fragments cessent d'interagir à partir du moment où le volume dans lequel ils sont confinés est suffisamment grand: ce volume correspond à une densité dite densité de "freeze-out". Une fois cette densité atteinte, la probabilité d'observer une configuration donnée dans l'espace des phases est directement reliée au nombre d'états accessibles à cette configuration. Ce nombre fait intervenir les densités de niveaux des noyaux excités à travers par exemple l'utilisation d'une formule de masse type "goutte liquide chaude". Un certain nombre de raffinements prenant en compte la possibilité d'un gaz de nucléons libres en équilibre avec les fragments peuvent être aussi être introduits. Là aussi, ces modèles souffrent d'une mauvaise prise en compte des effets temporels dans la décroissance. Pour finir, mentionnons l'approche de Friedman 49) qui tente de décrire l'émission des fragments statistiquement (à la Weisskopf) mais à partir d'une source dont les caractéristiques (densité et température) varient avec le temps.

V - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons voulu montrer dans ce cours les fondements et les limitations des théories statistiques. La première notion fondamentale est qu'un traitement statistique suppose qu'un équilibre est réalisé au moins pour les variables intrinsèques, c'est-à-dire celles qui définissent le bain thermique. On peut alors parler en termes de température mais on a vu les limites de ce concept surtout à basse énergie d'excitation pour les petits systèmes (§ I-3). Souvent, on introduit les températures à l'aide d'une dérivée (relation I-9). Cette façon de faire implique que les densités d'état soient telles que l'on puisse les confondre avec des fonctions continues. A nouveau, les énergies d'excitation faibles qui relèvent de la spectroscopie vont donc poser des problèmes qui toutefois ne sont pas conceptuellement insurmontables: par exemple, on a vu que l'on pouvait parfaitement parler en termes de température quand on a affaire à des niveaux discrets dans le § II-7.

Le calcul des densités d'état est un aspect fondamental de la théorie statistique. On a vu que ce calcul n'est pas simple et que le raccordement au modèle simpliste du gaz de Fermi à travers le paramètre de densité de niveaux reste la façon la plus utilisée de traiter le problème. Le paramètre de densité de niveaux dépend surtout de la densité d'états de nucléons autour du niveau de Fermi. Une conséquence de cette propriété est l'évolution de ce paramètre autour des couches fermées (figure 9). Cet état de fait doit bien sûr avoir des conséquences sur la désexcitation des noyaux exotiques qui pourront être produits à l'aide de faisceaux radioactifs. De tels effets de couche sont attendus pour des températures inférieures à 1,5-2 MeV. En particulier, les isomères de forme ou les barrières de fission à deux bosses prévues pour certaines gammes de noyaux devront être explorées dans le contexte de la théorie statistique.

On rejoint à ce niveau les développements que nous avons menés dans le paragraphe III. Il y a deux façons de réaliser un traitement statistique: dans la méthode de Weisskopf, on oublie totalement tout ce qui concerne l'évolution entre l'état initial et l'état final. Par contre,

dans cette méthode, on inclut non seulement des considérations statistiques mais aussi la physique de l'interaction qui est cachée dans la section efficace inverse. Dans la méthode de l'état transitoire, on repère les états intermédiaires qui peuvent modifier l'évolution entre les états initial et final. C'est un "plus" par rapport à l'approche de Weisskopf lorsqu'un tel état peut être reconnu: c'est le cas de la fission. Mais il faut remarquer que dans un tel traitement, on doit choisir l'état intermédiaire qui est censé tout contrôler, ce qui n'est pas clair. Par ailleurs, on a perdu la physique de l'interaction qui était cachée dans la section efficace inverse et le traitement s'avère donc totalement erroné lorsque cette interaction joue un rôle fondamental (cas des photons par exemple). Les deux approches de Weisskopf et de l'état transitoire ont donc leurs limites et les codes statistiques tentent de les minimiser en choisissant l'une ou l'autre.

Une limitation essentielle de l'approche de Weisskopf concerne le temps puisqu'on y suppose implicitement que la transformation est instantanée. Cette limitation existe dans la méthode de l'état transitoire mais elle est partiellement résolue lorsqu'on introduit la dissipation dans l'approche de Kramers. Les conséquences des temps se lisent sur la figure 26. Ce sont eux qui sont responsables de la disparition de certains modes de désexcitation à haute énergie d'excitation. Ils peuvent aussi être responsables de l'apparition possible de nouveaux modes de désexcitation comme la multifragmentation, même si la situation reste encore obscure sur ce point. Enfin, ce sont aussi eux qui peuvent mettre à bas l'hypothèse fondamentale de la théorie statistique lorsque le temps de thermalisation devient supérieur au temps de vie ou au temps de réaction. Ces limitations sont sérieuses dans le domaine des noyaux très chauds formés au GaniI. Ce sont elles qui peuvent ombrer la mise en évidence des propriétés de l'équation d'état de la matière nucléaire. On doit aussi se poser ce type de questions dans le cas des collisions d'ions lourds relativistes ou ultra relativistes.

REMERCIEMENTS

Nous remercions Philippe Chomaz pour de fructueuses discussions et Madame Guilendou qui a assuré la frappe de ce texte.

REFERENCES

- 1) T. Ericson ; Advance in Physics 9 (1960) 425
- 2) J. Huizenga et L. Moretto ; Ann. Rev. of Nucl. Science 22 (1972) 427
- 3) P. Morse, H. Feshbach Methods of Theoretical Physics (1953) Mc Graw-Hill, p 437
- 4) P. Kahn, N. Rosenzweig ; Phys. Lett. 22 (1966) 307 - Phys. Rev. 187 (1969) 1193
- 5) M. Brack, P. Quentin ; Phys. Lett. 52B (1974) 159
- 6) V. Weisskopf ; Phys. Rev. 52 (1937) 295
- 7) P. Bonche, S. Levit, D. Vautherin ; Nucl. Phys. A436 (1985) 265
- 8) H. Bethe ; Rev. Mod. Phys. 9 (1937) 69
- 9) D. Guerreau ; Thèse Orsay 1973
- 10) K. Hagel et al ; Nucl. Phys. A486 (1988) 429
- 11) E. Suraud, C. Grégoire, B. Tamain ; Prog. of Nucl. and Part. Sci. 23 (1989) 357
- 12) R.W. Hasse et P. Schuck ; Phys. Lett. B179 (1986)
- 13) W. Hauser, H. Feshbach ; Phys. Rev. 87 (1952) 366
- 14) J.B. Natowitz et al ; Nucl. Phys. A538 (1992) 263c
- 15) D. Cussol et al Nucl. Phys. A561 (1993) 298
- 16) J. Bondorf et al ; Nucl. Phys. A443 (1985) 321 et A444 (1985) 460
- 17) J. Pochodzalla et al ; Phys. Lett. 161B (1985) 275 et Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 177
- 18) B. Tamain ; Comptes-Rendus de la 9^{ème} Session d'Etude Biennale
de Physique Nucléaire à Aussois (1987)
- 19) F. Zhu et al ; Phys. Lett. 282 (1992) 299
- 20) J.M.B. Lang et K.J. Lecouteur ; Proceedings of the Physical Society A67 (1954) 586
- 21) C. Guet, E. Strumberger, M. Brack ; Phys. Lett. B205 (1988) 427
- 22) J. Toke, W. Swiatecki ; Nucl. Phys. A372 (1981) 141
- 23) M. Brack, C. Guet, H.B. Hakansson ; Phys. Reports 123 (1985) 275
- 24) R.W. Hasse et P. Schuck ; Phys. Lett. B179 (1986) 313
- 25) P. Hänggi et al ; Rev. Mod. Phys. 62 (1990) ?
- 26) H.A. Kramers ; Physica 7 (1940) 284
- 27) D. Boilley et al ; Nucl. Phys. A556 (1993) 67
- 28) N. Bohr et A. Wheeler ; Phys. Rev. 36 (1939) 426
- 29) P. Grange et al ; Phys. Rev. C27 (1983) 2063 et Phys. Rev. C34 (1986) 209
- 30) D. Hilscher, H. Rossner ; Ann. Phys. Fr 17 (1992) 471
- 31) N. Frascaria ; Annales de Physique 16 (1991) 1
- 32) N. Alamanos et F. Auger ; Annales de Physique 16 (1991) 41
- 33) W.J. Swiatecki ; Preprint LBL 11403 (1983)
- 34) F. Pulhoffer ; Nucl. Phys. A260 (1977) 276
- 35) R. Charity et al ; Nucl. Phys. A511 (1990) 59
- 36) D. Durand ; Nucl. Phys. A541 (1992) 266
- 37) J. Richert, P. Wagner ; Z. Phys. A330 (1988) 283
- 38) B.L. Berman ; Nucl. Data Tabl. 15 (1975) 321
- 39) J.J. Gardhoje ; Thèse Copenhague 1992
- 40) H. Delagrangé et al. Z. Phys. A323 (1986) 437
- 41) R. Butsch et al ; Phys. Rev. C44 (1991) 1515
- 42) J. Kasagi ; comptes-rendus de la conférence de Nikko, Japon,
"Towards a unified picture of nuclear dynamics" (1991) p. 256
- 43) J. Richert, P. Wagner ; Z. Phys. A341 (1992) 171

- 44) L. Moretto , G. Wozniak ; Pré-tirage LBL 34176 (1993) à paraître dans
Annual Review of Nuclear and Particle Science (1993)
- 45) M. Louvel et al Pré-tirage LPCC 93-12 (accepté par Phys. Lett.)
- 46) J. Lopez, J. Randrup ; Nucl. Phys. A512 (1990) 345
- 47) O. Lopez ; thèse de l'Université de Caen (1993)
O. Lopez et al Phys. Lett. B315 (1993) 34
- 48) D.H. Gross et al ; Nucl. Phys. A461 (1987) 641
- 49) W. Friedman ; Phys. Rev. C42 (1990) 667

TECHNIQUES DE PRODUCTION DE FAISCEAUX EXOTIQUES

P. LELEUX

Institut de Physique Nucléaire, Université Catholique de Louvain,
Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgique

RESUME : Les deux méthodes de production de faisceaux radioactifs, la fragmentation et la séparation isotopique en ligne, sont présentées d'abord dans un cas simple, celui des faisceaux de neutrons, puis décrites de façon générale. Les avantages et inconvénients des deux méthodes sont soulignés. On discute finalement du choix entre faisceau radioactif et cible radioactive.

ABSTRACT : The production methods of radioactive beams, i.e. the fragmentation and the ISOL methods, are first of all presented in a simple case, the neutron beams, and then described in a general case. The advantages and the limitations of both methods are underlined. Finally the choice between a radioactive beam and a radioactive target is discussed.

I - INTRODUCTION

Depuis quelques années, les faisceaux exotiques (ou radioactifs) font l'objet de développements soutenus, motivés par l'intérêt qu'ils présentent pour les physiciens nucléaires ; non seulement la physique nucléaire proprement dite, mais aussi les applications de la physique nucléaire - à l'astrophysique, à la médecine, à la matière condensée - souhaitent disposer de ces nouveaux outils ; de nombreux laboratoires ont introduit des projets de faisceaux radioactifs tandis que certains disposent déjà de quelques faisceaux.

Ce cours porte sur les méthodes de production de faisceaux radioactifs ; dans une première partie, les deux méthodes traditionnelles de production (la fragmentation et la séparation isotopique en ligne (ISOL)) sont présentées brièvement, et immédiatement appliquées à un exemple simple, les faisceaux de neutrons. Dans la deuxième et troisième partie, la méthode de fragmentation et la méthode ISOL sont détaillées successivement. Dans la conclusion, les points forts et faibles des deux méthodes seront résumés. Enfin, en annexe, on donnera des critères permettant de décider entre la production d'un faisceau radioactif ou d'une cible radioactive.

II - LES DEUX METHODES DE PRODUCTION DANS UN CAS SIMPLE

II-1 Présentation générale

Pour fabriquer un faisceau d'ions radioactifs, il "suffit" en principe de faire interagir un faisceau d'ions stables avec une cible bien choisie, puis de sélectionner un produit de réaction particulier et enfin de l'amener là où son utilisation est requise. En schématisant beaucoup, on peut dire que :

- i) dans la méthode de fragmentation, le faisceau stable n'est pas arrêté dans la cible, et les produits de réaction sortent librement de cette dernière ; ils sont ensuite sélectionnés.
- ii) dans la méthode ISOL, le faisceau stable est arrêté dans la cible, et les produits de réaction sont mis au repos avant d'être ionisés, séparés et accélérés.

II-2. Faisceaux de neutrons

Les faisceaux de neutrons (historiquement, les premiers faisceaux radioactifs) peuvent être produits de multiples manières ; j'en ai choisi deux qui correspondent assez bien aux deux définitions données dans la présentation générale. Dans les deux cas, l'avantage (pédagogique) des faisceaux de neutrons est que la sélection à opérer après la cible est particulièrement simple.

II-2.1. Neutrons "à la fragmentation"

Un faisceau intense ($\sim 20 \mu\text{A}$) de particules légères (p.ex. protons) interagit avec une cible mince d'un élément léger (p.ex. ${}^7\text{Li}$) ; l'utilisation d'une cible légère assure un espacement suffisant des niveaux d'énergie du noyau final, de telle façon que l'énergie des neutrons puisse être précisément définie par l'utilisateur. La section efficace de la réaction (p,n) est pointée à l'avant et augmente avec l'énergie dans la gamme 0-100 MeV puis reste constante¹⁾. Un spectre d'énergie²⁾ des neutrons à 0° est représenté à la figure 1. La sélection des neutrons à 0° (ou collimation) s'effectue³⁾ en entourant la cible de production d'un blindage massif (figure 2) percé d'un trou cylindrique ou conique. Un aimant dipolaire défléchit le faisceau de protons après passage de la cible et l'arrête dans un bloc de graphite ; le Q de la réaction ${}^{12}\text{C}(p,n)$ est en effet de - 18 MeV ce qui évite de polluer les neutrons d'intérêt, qui ont une énergie à peu près égale à celle du faisceau incident. Un autre aimant retire les particules chargées du faisceau de neutrons.

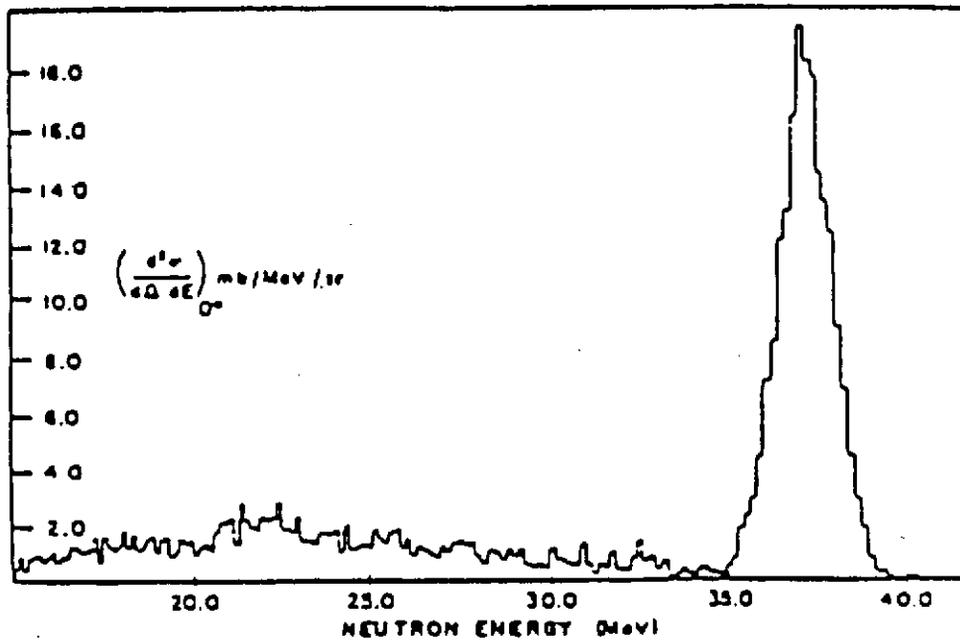


Figure 1 : Spectre d'énergie des neutrons à 0° , résultant de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n)$ à 39.3 MeV ; la perte d'énergie des protons dans la cible est 1.1 MeV. Le pic contient les neutrons correspondant au ${}^7\text{Be}$ g.s. et ${}^7\text{Be}$ (0.4 MeV).

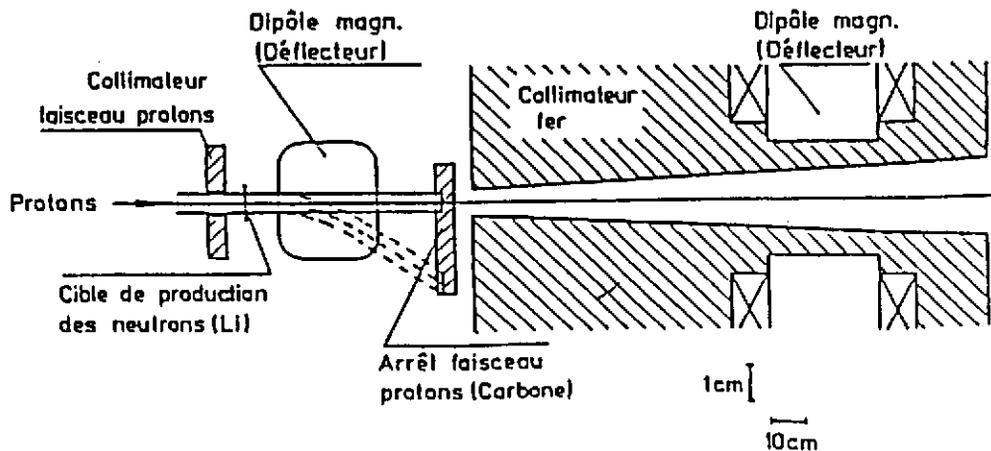


Figure 2 : Faisceau de neutrons rapides obtenu par réaction directe.

II-2.2. Neutrons "à la ISOL"

Dans ce cas, le gain de production est important, le faisceau incident étant arrêté dans la cible.

On écrira :

$$N_n = N_0 \int_T^{E_0} \sigma(E) n_x(E) dE \quad (1)$$

où $\sigma(E)$ est la section efficace de production de neutrons à l'énergie E

$n_x(E)$ est le nombre de noyaux-cibles par cm^2 , rencontrés par le faisceau entre E et $E + dE$.

N_0 est l'intensité du faisceau incident.

N_n est le nombre de neutrons produits par seconde.

l'intégrale va de l'énergie incidente E_0 jusqu'au seuil de réaction T .

Par contre, l'énergie des neutrons produits est très mal définie, la réaction de production ayant lieu entre l'énergie incidente et l'énergie éventuelle du seuil de la réaction. L'énergie des neutrons peut cependant être "homogénéisée" par un modérateur qui entoure la cible. Il est important de remarquer que ces neutrons de très faible énergie peuvent être obtenus par des moyens très divers, p.ex. des protons de 800 MeV (LAMPF)⁴⁾ ou de 2 MeV (KFK)⁵⁾. La figure 3 montre un spectre en énergie de neutrons obtenu par arrêt d'un faisceau de protons de 2 MeV dans une cible de Li naturel.

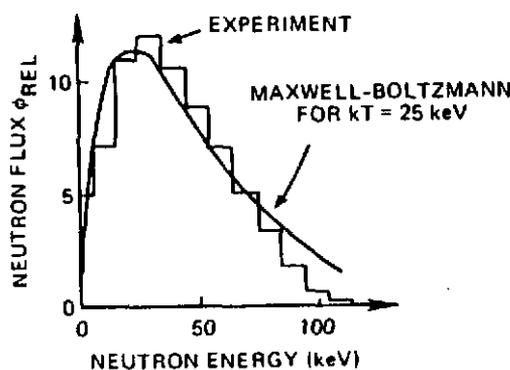


Figure 3 : Spectre en énergie de neutrons "à la ISOL".

III - METHODE DE FRAGMENTATION

On a constaté que lors de l'interaction de faisceaux d'ions lourds énergétiques ($E \geq$ quelques dizaines de MeV/A) avec une cible quelconque, des fragments ayant une masse voisine de celle du faisceau sont émis en grand nombre dans un domaine angulaire restreint, autour de 0° dans le laboratoire ; de plus, ces fragments ont une vitesse très proche de celle du faisceau. Dans la méthode de fragmentation, on va utiliser ce fait et sélectionner de façon magnétique, aux petits angles, un isotope d'un élément donné.

III-1. Sections efficaces

Même si les mécanismes impliqués doivent présenter des différences sensibles (p.ex. importance plus grande des réactions de transfert à basse énergie), les sections efficaces de production pour un Z fixé présentent la même allure et des valeurs absolues au maximum assez semblables pour divers couples projectile-cible^{6,7)}, et ceci sur une très large gamme d'énergie (quelques dizaines de MeV/A à quelques GeV) (figures 4 et 5) (à noter que la production par le couple $p + U$ procède de mécanismes tout-à-fait différents de celui décrit ci-dessus) ; si l'on veut extraire un noyau loin de la stabilité, il est bon cependant de tenir compte du rapport N/Z du projectile : il apparaît ainsi qu'un projectile riche en neutrons (^{48}Ca) favorise la production de noyaux riches en neutrons⁸⁾ (figure 4). On a développé récemment des formules empiriques qui permettent de prévoir raisonnablement les sections efficaces de production⁹⁾.

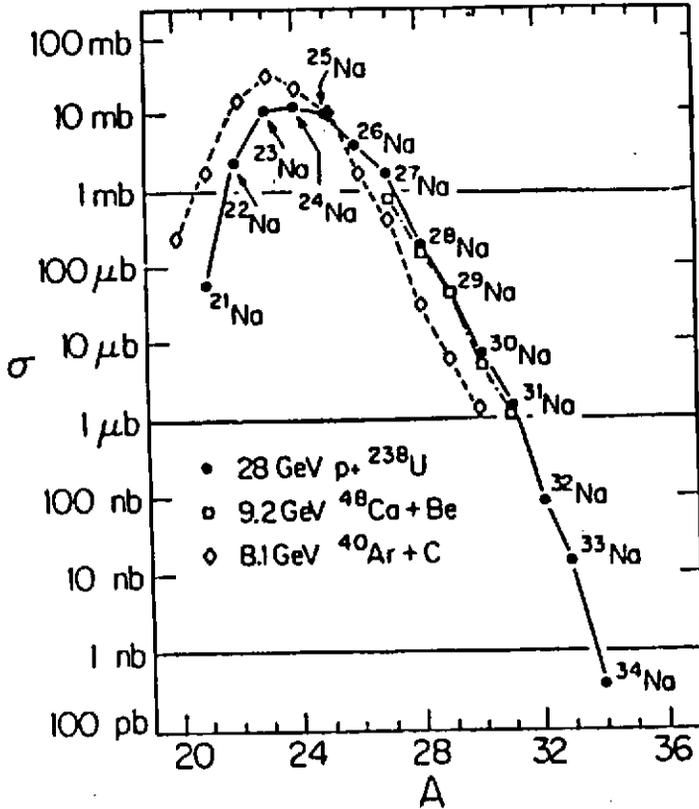


Figure 4 : Section efficace de production d'isotopes de Na par diverses voies.

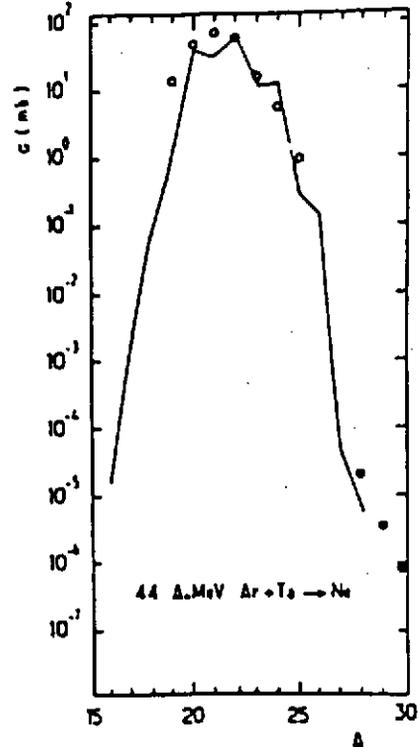


Figure 5 : Section efficace de production d'isotopes de Ne à partir de la réaction Ar + Ta.

III-2. Caractéristiques cinématiques des fragments produits

Le moment des fragments produits peut être projeté sur la direction du faisceau incident ($p_{//}$) ou sur la direction perpendiculaire (p_{\perp}). Pour un type de fragments donné (Z , A fixés), la distribution en $p_{//}$ a une allure gaussienne¹⁰⁾ (figure 6) dont la valeur moyenne $\langle p_{//} \rangle$ est légèrement inférieure à celle du faisceau, et l'écart-type $\sigma_{p_{//}}$ est petit vis-à-vis de $\langle p_{//} \rangle$ (quelques pourcents) ; $\sigma_{p_{//}}$ ne dépend que de la masse du projectile (M_P) et du fragment (M_F), suivant l'expression¹¹⁾ :

$$\sigma_{p_{//}} = \sigma_0 \sqrt{M_F(M_P - M_F)/(M_P - 1)}$$

où σ_0 est lié au moment de Fermi des nucléons retirés (~ 90 MeV/c)

$\sigma_{p_{//}}$ est maximal pour $M_F = M_P/2$.

La distribution en moment transverse, quant à elle, est compatible avec une émission de fragments isotrope dans le système de référence lié au projectile.

La vitesse moyenne des fragments est très proche de celle des projectiles : par exemple, dans la réaction $^{12}\text{C} + \text{X} \rightarrow ^8\text{He} + \dots$ à 800 MeV/A, on calcule $\beta_P = 0.9267$ et $\beta_F = 0.9237$.

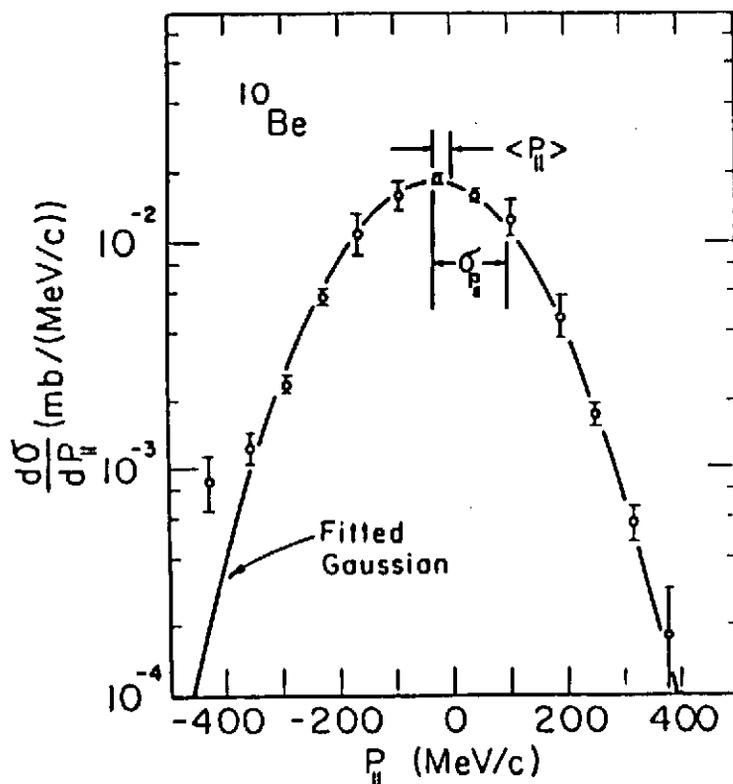


Figure 6 : Distribution en moment parallèle ($p_{//}$) de fragments de ^{10}B résultant de l'interaction d'un faisceau de ^{12}C (2.1 GeV/A) avec une cible de Be, dans le système de référence lié au projectile ; le moment moyen $\langle p_{//} \rangle = -30$ MeV/c et l'écart-type $\sigma_{p_{//}} = 130$ MeV/c sont obtenus par ajustement gaussien de la distribution.

III-3. Effet de la cible

Si la nature de la cible a peu d'importance sur la section efficace de production, deux phénomènes qui se passent dans la cible vont par contre influencer la distribution des fragments émis ; la distribution en $p_{//}$ va être affectée par la différence de $\frac{dE}{dx}$ entre projectile et fragment : un fragment émis en sortie de cible aura un moment plus faible que s'il est émis en début de cible. D'autre part, la distribution en p_t va être élargie par la

diffusion coulombienne multiple. Ces deux effets vont s'ajouter aux effets purement cinématiques décrits en III-2 ; ils ne domineront ces derniers que pour des épaisseurs de cibles importantes¹²⁾ (quelques g/cm^2) (figure 7).

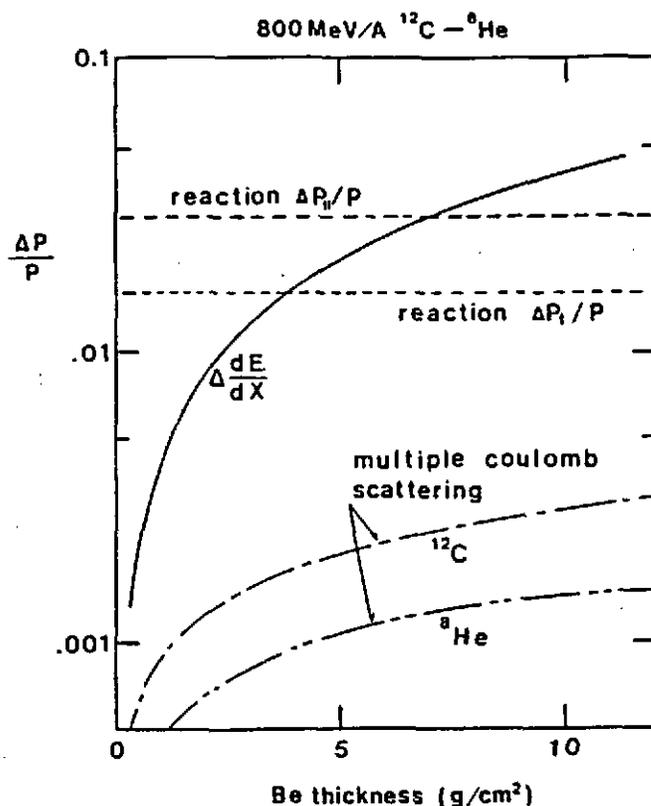


Figure 7 : Effets cinématiques ($\Delta p_{\parallel}/p$ et $\Delta p_t/p$) et effet de la cible (en fonction de l'épaisseur de cette dernière), dans le cas de ^{12}C (800 MeV/A) + Be \rightarrow ^8He : diffusion coulombienne multiple affectant p_t et différence de perte d'énergie affectant p_{\parallel} .

III-4 Polarisation

Les fragments sortant à des angles différents de 0° sont polarisés ; une polarisation non-négligeable a été mesurée dans quelques cas¹³⁾. Malheureusement, cette polarisation dépend fortement du moment des fragments, ce qui rend problématique son exploitation expérimentale (figure 8).

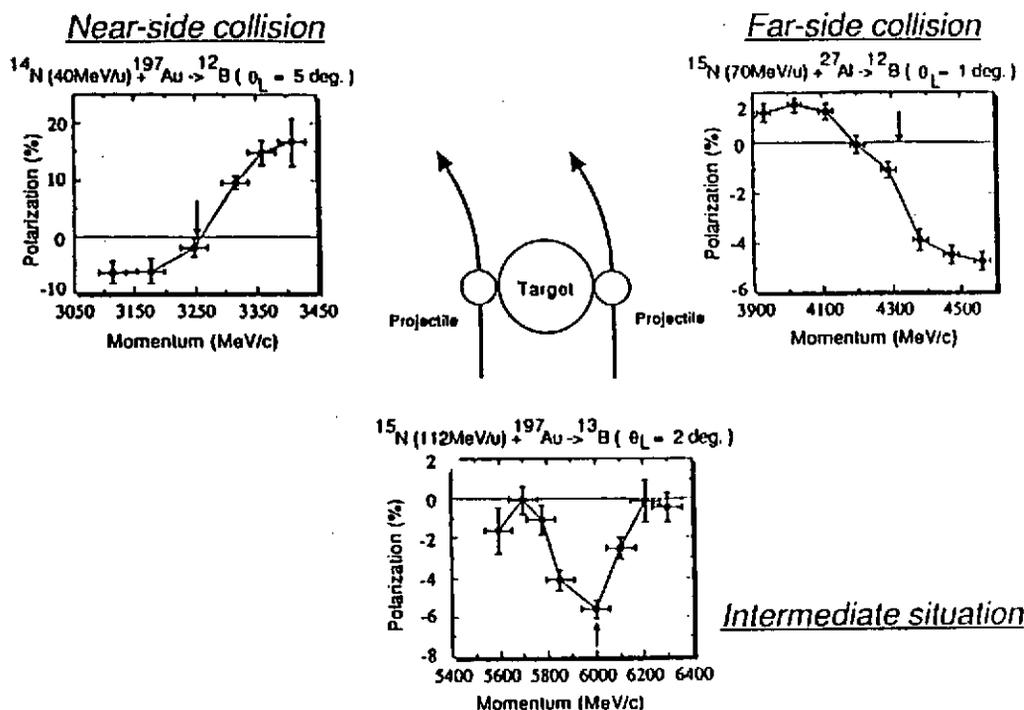


Figure 8 : Polariséon mesurée des fragments en fonction de leur moment.

III-5. Séparation des fragments

Deux faits facilitent la sélection qui est réalisée ici :

- i) La vitesse (ou le moment par nucléon) des fragments est constante : $P = v \cdot A$
- ii) Les fragments sont totalement strippés : leur charge = Z .

Dans ces conditions, l'analyse magnétique s'impose ($B\rho = \frac{P}{Z} = v \cdot \frac{A}{Z}$) ; elle va donc fournir une première sélection en A/Z qui laisse bien sûr subsister des ambiguïtés. Après la première analyse, ces ambiguïtés sont résolues par l'utilisation d'un dégradeur, avant l'entrée dans un deuxième aimant qui compense la dispersion du premier aimant (système achromatique) (figure 9). Les séparateurs existants ont des acceptances en moment ($\Delta p/p$) de quelques pourcents et des angles solides typiques de quelques msr ; leur longueur va de 20 à 100 mètres¹⁴). En bout de ligne, il peut s'avérer nécessaire de purifier encore le faisceau : un filtre de Wien est susceptible de réaliser cet objectif¹⁵).

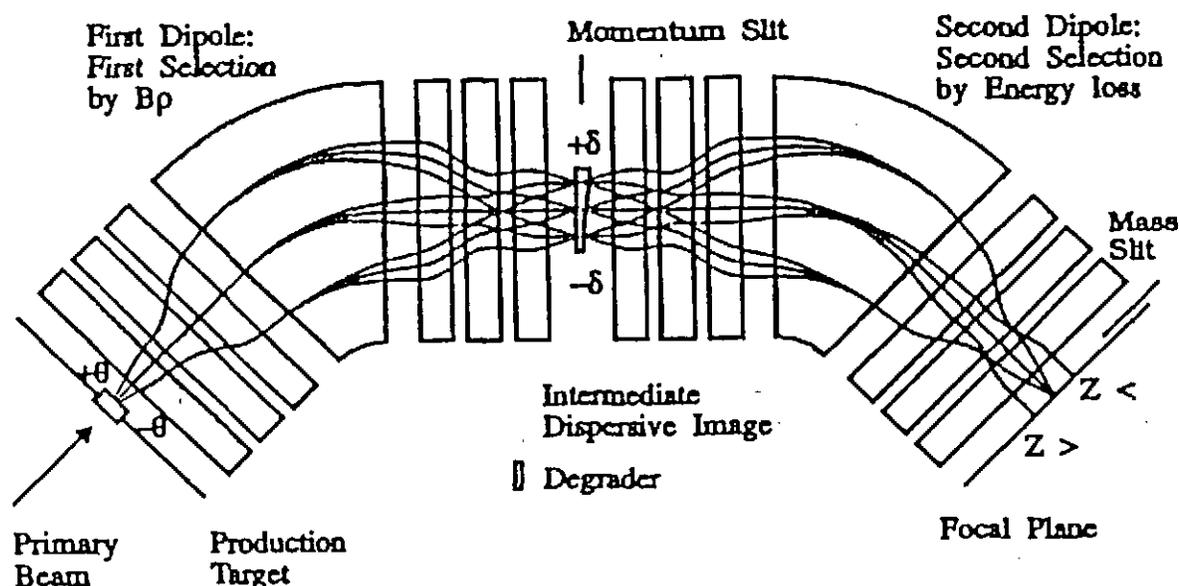


Figure 9 : Illustration de la sélection d'un type de fragments par un séparateur achromatique composé de deux aimants dipolaires, comprenant un dégradeur situé au point image dispersif du premier aimant.

III-6. Caractéristiques des faisceaux produits par fragmentation

La description donnée ci-dessus permet de déterminer les caractéristiques principales des faisceaux obtenus par la méthode de fragmentation :

- i) **Domaine de temps de vie** : c'est essentiellement la longueur du séparateur qui constitue la limite inférieure des temps de vie (τ) accessibles ; des τ de l'ordre de quelques dixièmes de microseconde peuvent être atteints.
- ii) **Energie élevée** : le mécanisme de production n'étant efficace qu'au-dessus de quelques dizaines de MeV/A et impliquant la conservation de la vitesse du projectile, les fragments analysés auront nécessairement des énergies élevées ; une décélération du faisceau¹⁶⁾ est possible, mais doit être accompagnée d'un refroidissement pour garder une émittance raisonnable ; les courts temps de vie ne survivront pas à cette opération.
- iii) **Largeur en moment** : pour obtenir des intensités de faisceau suffisantes, il est nécessaire d'accepter dans le spectromètre la plus grande partie de la production, ce qui se traduit par un $\frac{\Delta p}{p}$ de quelques pourcents : le faisceau analysé a donc une largeur en énergie non négligeable ($\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta p}{p}$), ce qui en limite sévèrement l'utilisation, dans des expériences de spectroscopie par exemple. Au cas où l'accélérateur est pulsé, il est possible de

s'affranchir de ce ΔE en mesurant le temps de vol du fragment (comme on le fait dans le cas des neutrons).

III-7. Remarque finale

A basse énergie, des réactions de transfert en cinématique inverse permettent d'obtenir des faisceaux d'éléments radioactifs légers (${}^6\text{He}$ à ${}^{18}\text{F}$) de quelques MeV/A, avec des intensités limitées ($\leq 10^7 \text{ s}^{-1}$) ; un solénoïde collecte et focalise les ions à quelques mètres de la cible de production¹⁷⁾ (figure 10) ; un faisceau isomérique de ${}^{18}\text{F}$ ($J^\pi = 5^+$, $\tau = 0.16 \mu\text{s}$) a pu être produit de cette façon.

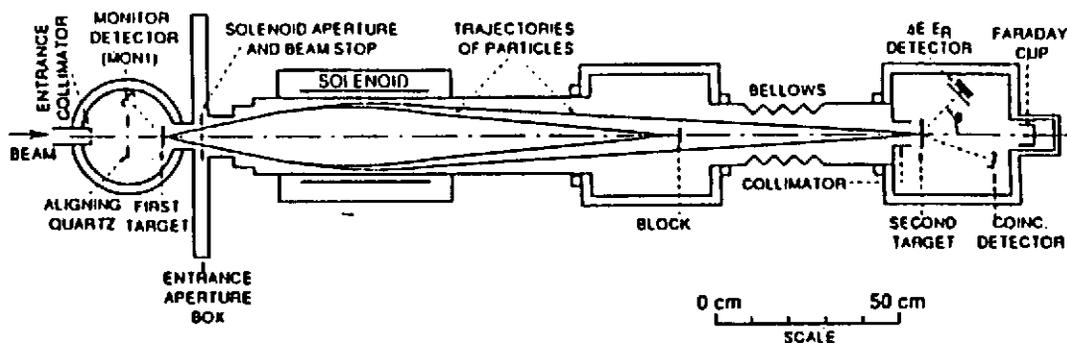


Figure 10 : Schéma de l'installation produisant des faisceaux radioactifs de faible énergie, par réaction de transfert, à l'Université Notre-Dame.

IV - METHODE ISOL

Rappelons que dans cette méthode, le faisceau est arrêté dans la cible de production, et les produits de réaction partent donc du repos avant d'être transférés dans une source, où ils sont ionisés ; un sélecteur de masse et un accélérateur qui amène le faisceau sélectionné à l'énergie voulue complètent le schéma de production représenté à la figure 11. Par rapport à la méthode de fragmentation, une remarque s'impose dès l'abord : la méthode ISOL, plus flexible, est aussi plus complexe.

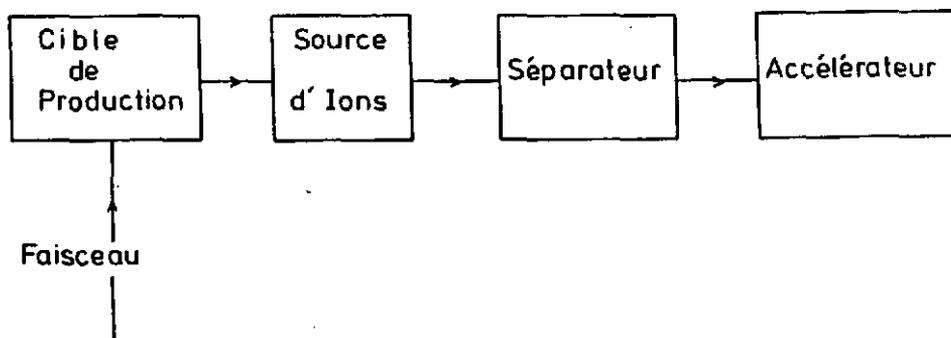


Figure 11 : Schéma général de production de faisceaux radioactifs par la méthode ISOL.

IV-1. Projectiles et sections efficaces

Comme annoncé déjà dans le § II.2.2 (neutrons "à la ISOL"), des projectiles divers et d'énergies variées peuvent être considérés ici ; leurs avantages et inconvénients sont résumés ci-après. Il est bon de se souvenir que la formule (1), écrite ci-dessus pour des neutrons, donne le nombre d'atomes radioactifs produits par seconde dans la cible.

IV-1.1. Protons de basse énergie (quelques dizaines de MeV)

Des intensités très élevées ($\sim 300-500 \mu\text{A}$) peuvent être atteintes ; le parcours limité du faisceau dans la cible ($\sim 1 \text{ g/cm}^2$), couplé à cette intensité, va produire une densité d'énergie déposée très grande (1 MeV perdu dans la cible par $1 \mu\text{A}$ particule (ou $6.25 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$) représente une puissance déposée de 1 Watt). La faible énergie du faisceau implique que la production sera limitée aux noyaux proches de la stabilité (réactions (p,n), (p,2n), (p,2p) surtout) ; l'utilisation de cibles enrichies sera souvent requise. La figure 12 est un exemple de taux de production à 30 MeV¹⁸).

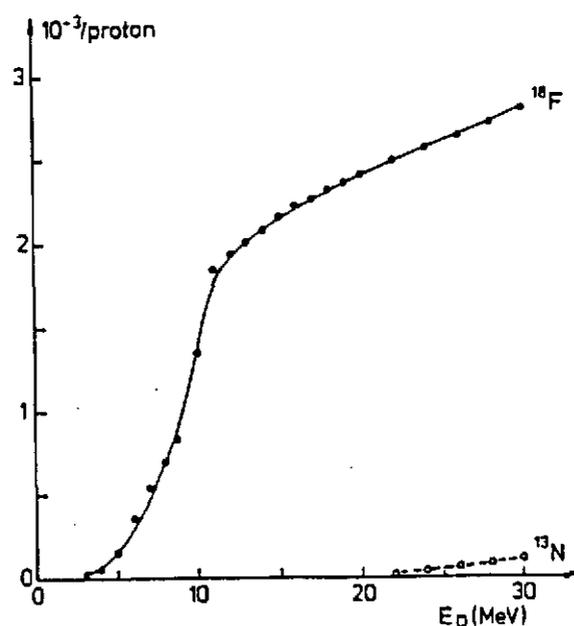


Figure 12 : Taux de production de ^{18}F par la réaction $^{18}\text{O}(p,n)$ entre 0 et 30 MeV ; ^{13}N est également produit de façon marginale au-dessus de 20 MeV.

IV-1.2. Protons de haute énergie (jusqu'à quelques GeV)

L'intensité est limitée ici à quelques dizaines de μA et le parcours très grand dans la cible (quelques centaines de g/cm^2) produira une densité d'énergie déposée faible. Il sera donc souvent nécessaire de chauffer la cible pour en extraire, en un temps raisonnable, les éléments intéressants. On produira des isotopes très loin de la stabilité, la plupart avec des sections efficaces marginales¹⁹⁾ (figure 13).

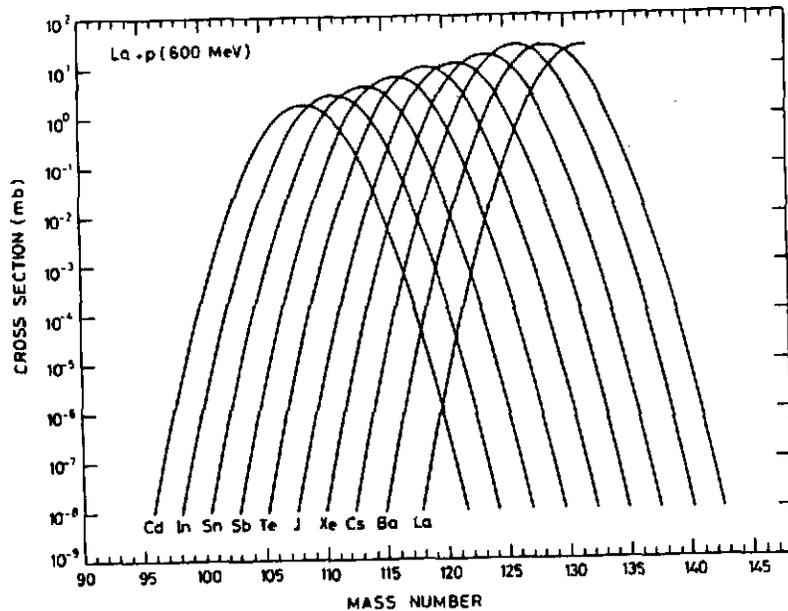


Figure 13 : Sections efficaces de production calculées pour le couple p (600 MeV) + La

IV-1.3. Ions lourds "légers" (jusqu'à 100 MeV/A)

On a mesuré la production de noyaux radioactifs en partant de faisceaux de Carbone ; l'intensité atteinte sera de l'ordre du μA et le parcours beaucoup plus faible que celui des protons. Par contre, la production loin de la stabilité est plus importante que dans le cas des protons (figure 14). Notons qu'il s'agit ici de sections efficaces à l'énergie indiquée, qui ne sont pas nécessairement représentatives de l'intégrale sur le parcours, telle qu'elle intervient dans la formule (1).

IV-1.4. Neutrons thermiques

En ligne auprès d'un réacteur, des flux de neutrons thermiques très importants sont disponibles ($10^{14}/\text{cm}^2.\text{s}$). Par fission de l'Uranium ou du Thorium on peut obtenir des quantités importantes d'isotopes riches en neutrons²¹) (figure 14).

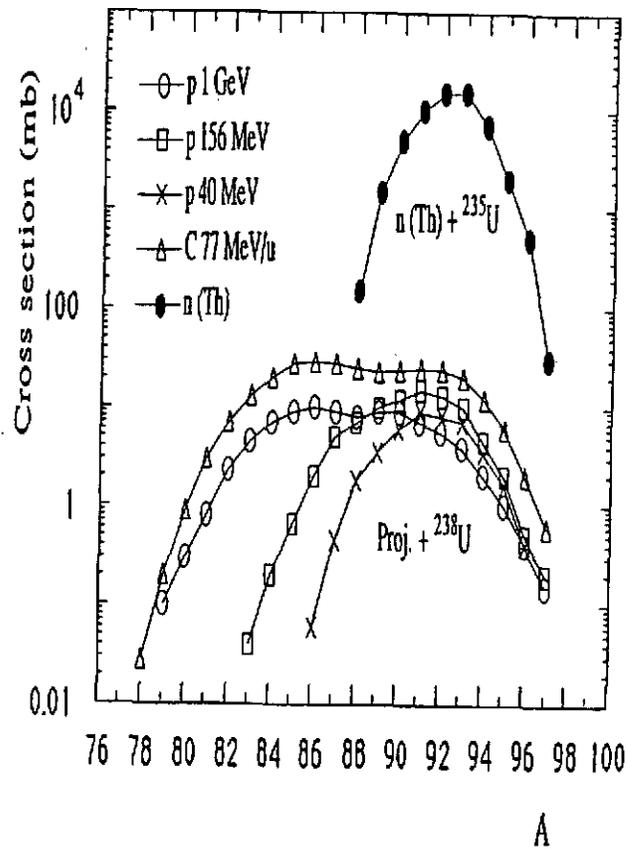


Figure 14 : Production des isotopes de Rb pour différents projectiles et énergies, sur des cibles d'Uranium.

IV-2. Cible de production

Nous considérons ici le cas d'isotopes radioactifs de court temps de vie, qu'il est nécessaire d'extraire rapidement de la cible de production, sous forme gazeuse. A quelques exceptions près (les gaz rares par exemple) il n'existe que des cas particuliers, chaque élément constituant un problème spécifique : dominer la température de la cible, éviter un relâchement excessif d'éléments non-souhaités tout en assurant une sortie maximale de l'élément souhaité (p.ex. en injectant un gaz porteur), constituent des impératifs non-triviaux. Beaucoup de travail a été effectué dans ce domaine, à ISOLDE²²⁾ notamment et ailleurs^{23,24)} (figure 15).

Il faut mentionner enfin que la cible de production, constituant l'arrêt du faisceau, est une source de radioactivité très importante, de très long temps de vie parfois ; des télémanipulateurs peuvent être requis.

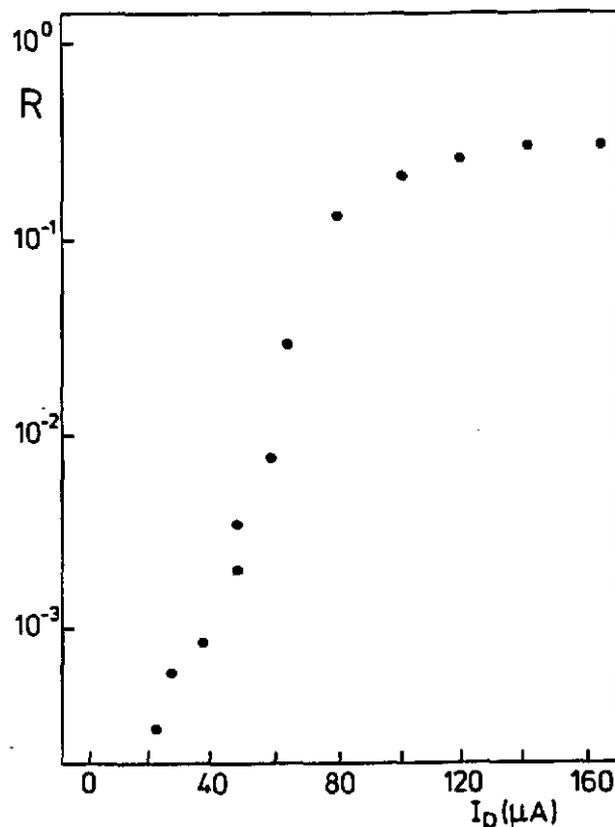


Figure 15 : Activité de ^{13}N extraite d'une cible de ^{13}C bombardée par un faisceau de protons de 30 MeV, rapportée à l'activité produite, en fonction de l'intensité du faisceau de protons (ou de la température de la cible).

IV-3. Source d'ions

La source est l'endroit où le gaz neutre venant de la cible est ionisé. Le transfert de l'activité entre la cible et la source doit être rapide et surtout il faudra veiller à ne pas engorger la source : une cible chauffée à 2000 K ou plus va relâcher des quantités importantes de gaz non souhaités ; des pièges, cryogéniques ou autres, sont utiles. L'énergie des ions à la sortie de la source est de l'ordre de 10 keV pour des ions de charge unité.

De nombreux types de sources existent ; ils ont été passés en revue dans des articles récents^{22),25)}. J'en mentionnerai quatre :

i) Surface chaude :

Des éléments dont le potentiel d'ionisation est < 7 eV, ou l'affinité électronique > 1.5 eV peuvent gagner ou perdre un électron en frappant une surface chaude, p.ex. du

Rhénium à 3000 K. Ce type de source sélectionne de façon préférentielle les alcalins et les halogènes, respectivement²⁶⁾.

ii) Décharge d'arc à cathode chaude :

Des électrons émis par une cathode chauffée et guidés par un champ magnétique, ionisent le gaz venant de la cible ; ce type de source est la source interne typique des cyclotrons. La source FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge)²⁷⁾ utilisée intensivement auprès de nombreux séparateurs en ligne, est également de ce type.

iii) Résonance électronique cyclotron²⁸⁾ (ECR) :

Dans une enceinte cylindrique où règne un gradient radial de champ magnétique, un plasma est généré par des micro-ondes (fréquence ν) qui transmettent leur énergie aux électrons par résonance cyclotron ($\nu = \frac{e}{2mc} B$, où m est la masse des électrons) ; ces électrons ionisent le gaz venant de la cible. Les ions ne sont pas chauffés, ce qui assure une meilleure émittance du faisceau radioactif et ils sont extraits par un électrode axiale (< 10 kV). L'efficacité d'ionisation dépend de la pression qui règne dans la source (figure 16) ; ceci constitue un argument supplémentaire pour accorder une attention particulière au transfert entre cible et source.

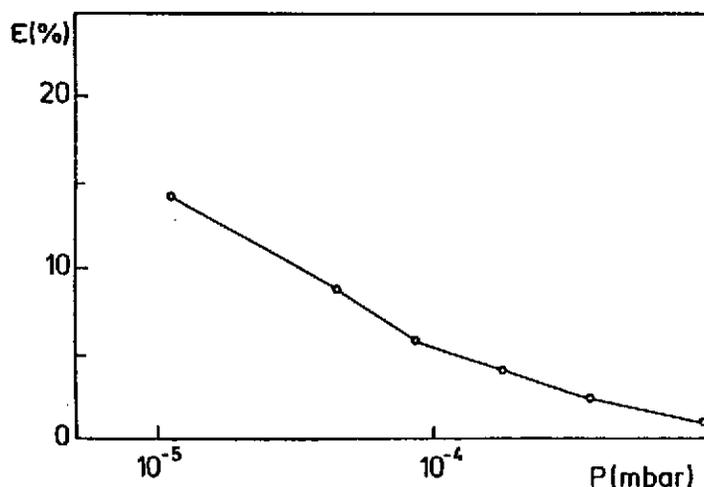


Figure 16 : Efficacité d'ionisation de ¹⁵N dans l'état 1+ dans une source ECR, en fonction de la pression régnant dans la source.

iv) Photoionisation résonnante par laser²⁵⁾.

Le gaz venant de la cible est entreposé dans une enceinte qui est bombardée par un faisceau laser intense, donc pulsé. L'absorption résonnante de photons conduit finalement à l'ionisation, et offre une sélectivité très importante. Le cycle utile très faible des lasers de puissance limite cependant l'usage de telles sources.

IV-4. Séparateur de masse

L'ionisation (dans l'état de charge q) étant la plupart du temps non sélective, il faudra sélectionner les ions (de masse M) dont on désire faire un faisceau. Le séparateur de masse réalise cette opération magnétiquement ($B\rho = \frac{M}{q}$) ; dans le plan focal du séparateur, la distribution spatiale des ions de masse M est une gaussienne de largeur à mi-hauteur ΔM . Le pouvoir de résolution de l'instrument est la quantité $R = M/\Delta M$. Pour un M donné, R doit être très grand près de la vallée de stabilité²⁹⁾, particulièrement pour les masses > 100 (figure 17); les meilleurs instruments actuels ont un pouvoir de résolution de 6000 - 8000. La transmission du séparateur est également un paramètre important ; il n'est pas évident d'optimiser ces deux paramètres simultanément.

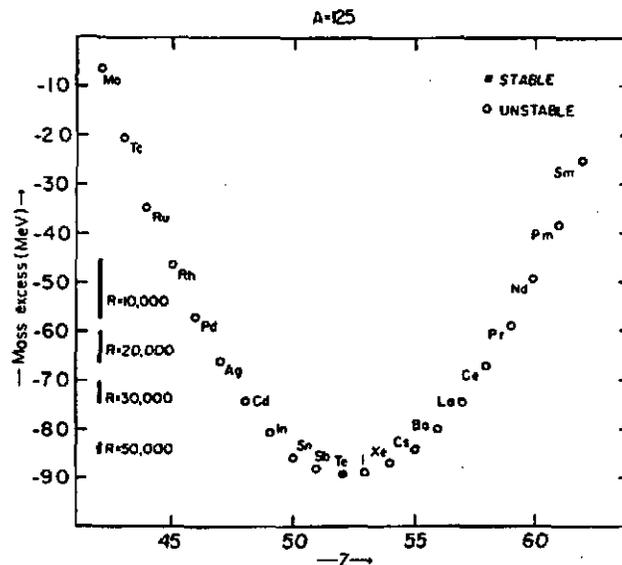


Figure 17 : Excès de masse des isobares de masse 125. Les barres verticales indiquent le pouvoir de résolution R requis pour séparer des isobares de Z voisins.

IV-5. Accélération

Cette partie est appelée souvent post-accélération, pour la distinguer de la partie pré-accélération du faisceau primaire ; dans la post-accélération, on va amener le faisceau radioactif à l'énergie requise par l'application projetée. Le post-accélérateur sera donc une machine classique (tandem, linac, cyclotron), pour laquelle l'exigence principale sera une transmission maximale. Certaines caractéristiques intrinsèques de ces accélérateurs sont également à considérer : le tandem étant une machine DC, est bien adapté à la sortie DC du séparateur de masse ; le cyclotron constitue lui-même un excellent séparateur de masse ; le linac permet une réalisation modulaire éventuellement étalée dans le temps³⁰). Rappelons enfin que pour conserver à l'accélérateur une taille raisonnable, il sera souvent nécessaire d'y injecter des ions multichargés, ce qui impose à la source des contraintes supplémentaires.

IV-6. Caractéristiques des faisceaux produits par la méthode ISOL

- i) Temps de vie : les processus d'extraction et d'ionisation étant grands consommateurs de temps, il n'est pas évident d'accélérer des isotopes de $\tau <$ quelques dizaines de ms.
- ii) La qualité de faisceau (émittance, définition en énergie) dépend de l'accélérateur utilisé, et peut donc être excellente, comparable à celle des faisceaux stables.

V - CONCLUSION

Les deux méthodes de production présentent des points forts et faibles, les uns et les autres étant d'ailleurs souvent croisés. Les principaux avantages des deux méthodes peuvent être résumés comme suit :

Fragmentation : Très courts temps de vie accessibles
 Radioactivité faible, cibles manipulables
 Grande efficacité de collection
 Un seul accélérateur

ISOL : Production élevée (cible épaisse)
 Grande flexibilité
 Large domaine d'énergie accessible
 Bonne qualité de faisceau.

Il peut être intéressant de noter que, si des installations performantes basées sur la fragmentation fonctionnent depuis quelques années, tous les projets actuels de faisceaux radioactifs utilisent la méthode ISOL. La méthode de fragmentation me semble par contre irremplaçable pour produire des isotopes loin de la stabilité (à très court temps de vie) et en mesurer les propriétés statiques (masse, modes de décroissance, moments, ...). Dans ces notes, on a fait peu référence à l'intensité des faisceaux produits. En fait, il n'est pas possible de définir une gamme d'intensité qui serait caractéristique d'une méthode donnée ; pour chaque méthode, l'intensité est (sera) très variable d'un élément à l'autre.

REMERCIEMENTS

L'auteur est Maître de Recherches du Fonds National de la Recherche Scientifique, Bruxelles ; il a bénéficié de nombreuses discussions avec ses collègues des Universités de Bruxelles, Leuven et Louvain-la-Neuve, regroupés dans un Pôle d'Attraction Interuniversitaire.

ANNEXE : Cible radioactive ou faisceau radioactif ?

Dans le cadre de la méthode ISOL, nous nous posons la question suivante : étant donné un isotope radioactif A^* sortant ionisé de la source avec une intensité N_A par seconde, et dont on veut mesurer la section efficace d'interaction avec un élément stable B , a-t-on intérêt à : i) accélérer A^* jusqu'à l'énergie requise et le faire interagir avec une cible de B [option faisceau radioactif] , ou ii) implanter A^* sur un support adéquat et bombarder ce support par un faisceau accéléré de B [option cible radioactive] ? (figure 18)

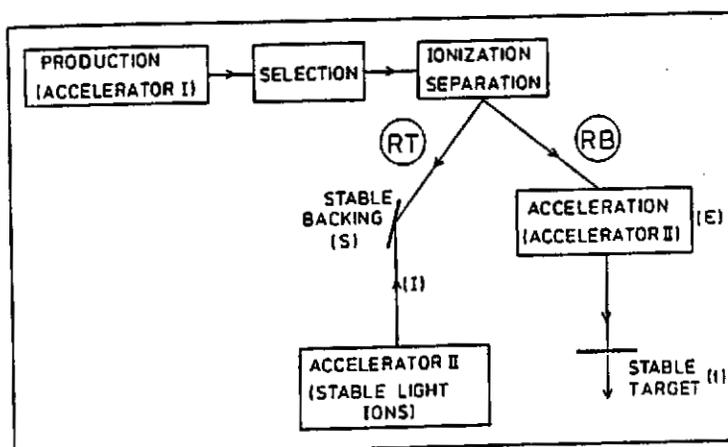


Figure 18 : Schéma de production par la méthode ISOL, suivi de deux options de mesure : cible radioactive (RT) ou faisceau radioactif (RB) ; les paramètres S , I , ϵ et t sont définis dans le texte.

Les quantités suivantes sont nécessaires pour effectuer l'estimation :

- T : temps de mesure de la réaction $A^* + B$
- σ : section efficace de la réaction $A^* + B$ (à mesurer)
- ϵ : efficacité d'accélération de A^*
- t : épaisseur de la cible B
- I : intensité du faisceau B
- S : surface du support sur lequel B est implanté
- τ : temps de vie de A^* .

On écrira alors le nombre d'événements obtenus en faisceau radioactif (N_F) comme :

$$N_F = t \cdot \epsilon \cdot T \cdot \sigma \cdot N_A$$

Par contre, le nombre d'événements obtenus en cible radioactive (N_C) sera :

$$N_C = \frac{I}{S} \cdot \sigma \cdot N_A \cdot \tau (T - \tau + \tau \exp(-T/\tau)),$$

où le dernier facteur est le nombre effectif d'atomes A^* présents dans la cible durant le temps de mesure T , c'est-à-dire $\int_0^T N_A \cdot \tau (1 - \exp(-t/\tau)) dt$.

De l'égalité $N_F = N_C$, on déduit :

$$\frac{\tau(T - \tau + \tau \exp(-T/\tau))}{T} = \frac{I \cdot \epsilon \cdot S}{I}$$

Le membre de droite est une constante, dans une situation donnée, notée K ; une valeur typique de K serait $\frac{10^{19} \text{ at/cm}^2 \times 0.1 \times 1 \text{ cm}^2}{10^{14} \text{ s}^{-1}} = 10^4 \text{ s}$.

La figure 19 représente, dans le plan τ - T exprimés tous deux en unité de K , la courbe correspondant à $N_F = N_C$ ainsi que les deux régions qu'elle sépare, celle où $N_F > N_C$ (faisceau

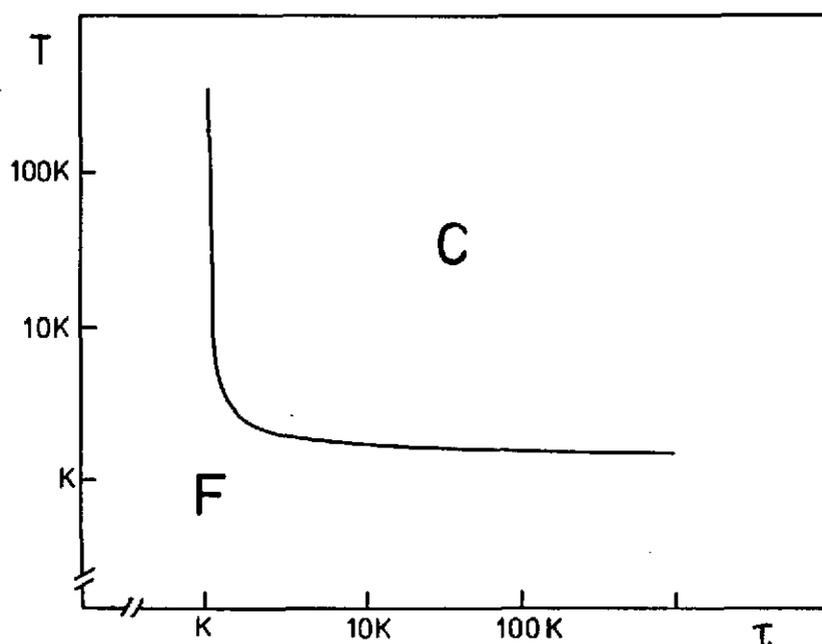


Figure 19 : Dans le plan τ (temps de vie) - T (temps de mesure), en unités de K (défini dans le texte), courbe séparant les deux régions où, soit la cible radioactive (C) soit le faisceau radioactif (F) est préférable.

radioactif plus avantageux), et l'autre où $N_F < N_C$ (cible radioactive). Estimant qu'un temps de mesure T plus petit que quelques K est irréaliste, on en conclura que pour des temps de vie $\tau < K$, le faisceau radioactif est préférable (pour $\tau > K$, la cible sera préférée). Le développement fait ci-dessus ne tient aucun compte de considérations plus "expérimentales", comme par exemple le fait que le bruit de fond dans le système de détection est normalement plus élevé dans le cas d'une cible radioactive.

REFERENCES

- 1) J.W. Watson et al, Phys. Rev. C40 (1989) 22
- 2) J.A. Jungerman et al, Nucl. Instr. Meth. 94 (1971) 421
- 3) C. Dupont et al, Nucl. Phys. A481 (1988) 424
- 4) P.E. Koehler et al, Phys. Rev. C37 (1988) 917
- 5) H. Beer and F. Käppeler, Phys. Rev. C21 (1980) 534
- 6) G.D. Westfall et al, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1859 ; C. Détraz et al, Phys. Rev. C19 (1979) 164
- 7) M. Langevin et al, Phys. Lett. 150B (1985) 71 ; D. Guerreau et al, Phys. Lett. 131B (1983) 293
- 8) T.J.M. Symons et al, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 40
- 9) K. Sümmerer, Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, Dourdan 1992, edit. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex (Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 273
- 10) D.E. Greiner et al, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152
- 11) A.S. Goldhaber and H.H. Heckmann, Annu. Rev. Nucl. Sci. 28 (1978) 161
- 12) I. Tanihata, Hyperf. Inter. 21 (1985) 251
- 13) K. Asahi et al, Phys. Lett. 251B (1990) 488
- 14) B.M. Sherrill, Proc. Sec. Int. Conf. on Rad. Nucl. Beams, Louvain-la-Neuve 1991, Th. Delbar editor (Ad. Hilger, Bristol), p. 3
- 15) A.C. Mueller and R. Anne, Nucl. Instr. Meth. B56/57 (1991) 559
- 16) G. Münzenberg, Proc. First Int. Conf. on Rad. Nucl. Beams, Berkeley 1989, ed. W.D. Myers, J.M. Nitschke and E.B. Norman (World Scientific, Singapore), p. 91
- 17) F.D. Becchetti et al, Nucl. Instr. Meth. B56/57 (1991) 554
- 18) Sindano Wa Kitwanga et al, Phys. Rev. C42 (1990) 748
- 19) G. Rudstam, Z. Naturf. 21A (1966) 1027
- 20) M. de Saint Simon et al, Phys. Rev. C26 (1982) 2447
- 21) J.L. Belmont et al, Proc. Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, Dourdan 1992, edit. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex (Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 407
- 22) H.L. Ravn and B.W. Allardyce, in Treatise on Heavy Ion Science, Vol. 8, Nuclei far from stability (ed. D. Allan Bromley), p. 363
- 23) L. Buchmann et al, Proc. Sec. Int. Conf on Rad. Nucl. Beams, Louvain-la-Neuve 1991, ed. Th. Delbar (Ad. Hilger, Bristol), p. 109
- 24) D. Darquennes et al, Nucl. Instr. Meth. B47 (1990) 311 ; P. Decroock et al, Nucl. Instr. Meth. B70 (1992) 182

- 25) P. Van Duppen et al, Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, Dourdan 1992, ed. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex (Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 289
- 26) T. Bjørnstad et al, Phys. Scr. 34 (1986) 578
- 27) R. Kirchner and E. Roeckl, Nucl. Instr. Meth. 133 (1976) 187
- 28) V. Bechtold et al, Proc. Seventh Workshop on ECR Ion Sources, Jülich 1986, p. 246 ; P. Decrock et al, Nucl. Instr. Meth. B58 (1991) 252
- 29) K.S. Sharma et al, Nucl. Instr. Meth. B26 (1987) 362
- 30) H.L. Ravn, Proc. Sec. Int. Conf on Rad. Nucl. Beams, Louvain-la-Neuve 1991, ed. Th. Delbar (Ad. Hilger, Bristol), p. 85

Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire (sept. 1993)

Aspects du programme scientifique à l' ESRF

M. Belakhovsky

*DRFMC - Service de Physique des Matériaux et Microstructures
CENG 17, rue des Martyrs 38054 Grenoble Cédex 9*

Résumé

L' ESRF (Grenoble) est la première multi-source de rayons X de sa génération au monde. Après un rappel des principales orientations scientifiques, le cours développe les 3 volets suivants :

- l' instrumentation, qui associe le tryptique source, optique, détection
- les lignes de lumière qui seront disponibles en 1994-96 ; un accent particulier est mis sur le projet de physique nucléaire GRAAL
- quelques uns des premiers résultats scientifiques (1993) obtenus dans des domaines variés de l' étude de la matière condensée.

Chacun des thèmes est assorti d' un rappel des connaissances de base.

Abstract

The ESRF (Grenoble) is the first multi-source of X-rays of its generation in the world. After recalling its main scientific objectives, the course develops into 3 chapters :

- *the instrumentation, regrouping the tryptic source, optics, detection*
- *the beam lines, that will become available within 1994-96 ; an emphasis will be put on the nuclear physics project GRAAL*
- *some of the first experimental results (1993) obtained in various fields of the study of condensed matter.*

Each theme will be documented with a recall of basic knowledge.

PLAN DU COURS

A. Introduction et orientations scientifiques à l' ESRF

1. Introduction
2. Domaines scientifiques

B. Instrumentation

1. La Source
 - 1.1 Le rayonnement synchrotron et sa production
 - 1.2 Rappel de physique des accélérateurs circulaires
 - 1.3 Le système d' accélérateurs de l' ESRF
2. L' Optique X
 - 2.1 Rappel de diffraction et réflectivité des rayons X
 - 2.2 Problèmes optiques spécifiques
3. La Détection X pour l' imagerie
Besoins de détection X et développements à l' ESRF

C. Lignes de lumière 94-96

1. Généralités
2. Les lignes 94-96
3. La ligne de physique nucléaire (projet GRAAL)

D. Quelques résultats scientifiques et perspectives

1. Microfocalisation X et applications
2. Diffraction superficielle : interface eau-alcool
3. Diffusion magnétique résonnante
4. Haute pression et sciences de la Terre
5. Cristallographie macromoléculaire
6. Diffraction nucléaire

Références

Annexes

1. Formulaire de rayonnement synchrotron
2. Cohérence
3. Ligne "Interfaces"

Remerciements

A. Introduction et orientations scientifiques à l' ESRF

1. Introduction

L' ESRF est la première source synchrotron au monde qui soit véritablement optimisée pour le domaine des rayons X. Cet équipement de 3 milliards de francs, associant 12 pays européens, est installé à Grenoble (fig. 1).

L' historique du projet remonte à 1977, suite à un état des moyens en rayonnement synchrotron en Europe, et sa confrontation à la demande potentielle. Le tableau 1 (réf.1) se limite aux jalons marquants, depuis la décision de construction prise en fin 1985. Après le document technique de fondation de l' ESRF, élaboré en 1986-87 ("RedBook"), quelques articles ou rapports plus synthétiques sont disponibles (réfs. 1-4).

Il y a quelques années, l' ESRF ne pouvait être décrit qu' en perspective plutôt qu' en réalité. A présent, il est possible de s' appuyer sur l' existant : la machine a atteint ses performances nominales, plusieurs "lignes de lumière" commencent à fonctionner. Il est même possible dans certains cas d' asseoir sur des résultats scientifiques déjà acquis les potentialités de l' équipement.

S' agissant ici d' une présentation à visée pédagogique, les différents chapitres commenceront par introduire les concepts utiles, avant de traiter spécifiquement de l' ESRF.

Seront ainsi passés en revue, parfois de manière succincte :

- l' instrumentation générale, c' est-à-dire le tryptique source, optique, détection ;
- les différentes "lignes de lumière" en préparation pour 1994-96 ;
- quelques expériences réalisées à l' ESRF au cours du premier semestre 1993.

Enfin, s' adressant en premier lieu à un public de physiciens nucléaires, un accent particulier sera mis - dans les limites de compétences de l' auteur, sur le projet Graal.

Compte tenu de l' ampleur du sujet et pour éviter des redites inutiles, certains domaines d' application ne seront pas abordés et d' autres très partiellement ; le lecteur sera alors renvoyé à des références spécifiques.

2. Orientation scientifique

L' ESRF est une multisource optimisée pour la production de rayons X autour de l' Å, avec une gamme spectrale large (typiquement 40 Å - 0,04 Å, soit 300 eV-300 keV). Différents processus d' interaction X-atome peuvent être rencontrés selon le rapport entre l' énergie du photon et l' énergie au repos de l' électron (table 2).

Table 2. Processus d'interaction rayons X-matière

1. $E_X \ll m_e c^2$	2. $E_X \approx m_e c^2$	3. $E_X > m_e c^2$
- Photoémission - Diffusion Thompson	Diffusion Compton	- Absorption photonucléaire - Production de paires

L' ESRF se situe au niveau des 2 premières colonnes de la table 2, et permet donc les techniques X de *spectroscopies* (absorption / photoémission), de *diffusion élastique* et de *diffusion inélastique*.

Les rayonnements γ de hautes énergies (du MeV au GeV) se rencontrent seulement lors de perturbations du faisceau d' électrons soit voulue (projet Graal, § chap. C-3), soit subie (brehmstrahlung dû au vide résiduel de l' anneau).

Table 1

Important events in the history of ESRF	
1976	September: First meeting of a Working Group on "Synchrotron Radiation" created by the European Science Foundation (ESF); Chairman : H. Maier-Leibnitz.
1977	December: "Synchrotron Radiation, a Perspective View for Europe" (Black Book).
1979	May: "European Synchrotron Radiation Facility - The Feasibility Study" (Blue Book), (editor: Y. Farge).
1982	December: "The Case for a European Synchrotron Radiation Facility" (Yellow Book), (editor: J. Als-Nielsen)
1984	October: "Report of the European Synchrotron Radiation Project" (Green Book), (editors: B. Buras & S. Tazzari).
1985	April: Decision on the site: Grenoble, June: First meeting of the provisional ESRF Council, December: Memorandum of Understanding concerning the Preparatory Phase of the ESRF signed by France, Germany, Italy, UK, and Spain.
1986	April: Start of work of the ESRF project in Grenoble.
1987	January-June: First prolongation of the Preparatory Phase, February: Foundation Phase Report (Red Book) submitted to the Council, July-December: Second prolongation of the Preparatory Phase, December: Protocol giving permission for the next phase of the project to proceed, signed by France, Germany, Italy, UK, Spain, Switzerland, and 4 Nordic countries (Denmark, Finland, Norway, Sweden).
1988	January: Start of construction, December 16: Convention, Statutes and Final Act signed by France, Germany, Italy, UK, Spain, Switzerland, Belgium and 4 Nordic countries (Denmark, Finland, Norway, Sweden).
1989	January: Establishment of the ESRF company (Societe Civile), February-Sept.: Execution of building construction contract A: Excavation, drainage, December : Signing of building construction contract B: Machine utility buildings, storage ring tunnel, experimental hall, technical utility buildings.
1990	April: Start of building construction; 60% of equipment for the accelerator ordered, November: Start of installation of the booster synchrotron, December 9: Accession of the Netherlands to the ESRF in the framework of a consortium with Belgium, already a contracting party to the ESRF, December: Signing of building construction contract C: central building (for laboratories and offices), joint ESRF/ILL building, landscaping.
1991	January : Delivery of pre-injector (linear accelerator); Experimental confirmation (by ESRF team in collaboration with NSLS, Brookhaven) of the potential of cryo-cooled silicon single crystals to preserve the high brilliance of ESRF's X-ray beams, May : First electron beam in the pre-injector, September: First electron beam (200 MeV) in the Booster Synchrotron. November: Acceleration to 6 GeV.
1992	February: First electrons circulating in the storage ring. June: Target values of energy (6 GeV) and current (100 mA) reached, July: First X-rays from an undulator (machine diagnostics beamline ID 6) in the experimental hall, November: First photons in BL1 (small angle scattering: undulator) and BL 2 (materials science, diffraction: first wiggler beamline), December: First photons in BL 9 (open "Troika" beamline). All target values of the source achieved including electron-beam lifetime.

L'ESRF est un outil pluridisciplinaire, dont les applications scientifiques sont très vastes (réfs. 1 et 3). Il contribue tant aux disciplines de base (physique, chimie, biologie, géologie) qu'à leur retombées (microélectronique, médecine etc.).

La table 3 rappelle - de manière nécessairement arbitraire, quelques grands domaines d'utilisation.

Table 3. Domaines d'utilisation de l'ESRF

Physique	Chimie	Biologie	Applications
Matière condensée	Polymères	Protéines	microélectronique et microtechnologies
Position-vibration atomique Structure électronique	Réactivité in-situ, surface états interméd.	Cycle enzymatique	Catalyse hétérogène
Dimensionnalité 2D/3D-Interfaces	μ -fluorescence	Fibre unique	Science des Matériaux Environnement
Cond. extrêmes : pression ; cinétiques	Chiralité	Gel	- Instrumentation - Métrologie
- Atome, Molécule - Noyau		Solutions	Recherche Médicale

L'ESRF apporte à ces domaines une contribution spécifique par la qualité inégalée de ses faisceaux X de très haute stabilité (fait d'expérience), et dont les 3 caractéristiques principales sont indiquées ci-dessous.

1. Brillance

Par définition, la brillance est la densité de photons dans l'espace de phase et pour une bande passante relative donnée. D'après le théorème de Liouville, c'est la quantité qui se conserverait le long des lignes de lumière en l'absence de phénomènes dissipatifs (ceci est vrai aussi bien pour les électrons dans l'anneau que pour les sources de rayons X émis par ces électrons)

Les onduleurs de l'ESRF ont déjà atteint, dans la gamme de l'Å, une brillance de 10^{17} photons/s/mm²/mrad² pour $\Delta E/E = 0,1\%$ et devraient dépasser 10^{18} (fig. 2).

La brillance est la quantité spécifique pour des domaines comme les très hautes pressions (cf § D-4) ou l'étude des surfaces et interfaces par diffraction (cf § D-2).

2. Cohérence

L'annexe 1 fournit quelques rappels sur la cohérence. L'ESRF n'est pas un laser X, il est encore très loin de la limite de diffraction en ce qui concerne la gamme de l'Å. Cependant, une ligne de microscopie dans le domaine des X mous est programmée, qui repose sur un certain degré de cohérence de l'ESRF pour la microscopie à balayage. La fraction cohérente passe de 1 pour $E \approx 100$ eV à 10^{-3} au niveau du keV et $\approx 10^{-6}$ à 10 keV. Même en perdant 6 ordres de grandeur, le flux cohérent reste suffisant pour être utilisable (cf annexe 2 : $\geq 10^7$ dans une bande passant de 10^{-4}) pour ouvrir de nouvelles perspectives pour l'étude des fluctuations dans les solides, par exemple.

3. Polarisation

Les caractéristiques de polarisation à l'ESRF sont liées à la nature du rayonnement, au faisceau d'électrons (cf annexe 1 : formulaire de rayonnement synchrotron) et au type de dispositif d'insertion servant de source X. La haute pureté de la polarisation doit ensuite être conservée au mieux jusqu'à l'expérience (cf § B-2.2). Les sources ESRF présentent une variété de types de polarisation, ce qui permet l'étude des systèmes *anisotropes* ; les applications concernent les cristaux, les molécules chirales, les cristaux liquides et les matériaux magnétiques (§ D-3) ; la combinaison du haut flux et du choix de l'énergie (seuils d'absorption atomique) rend l'utilisation de la polarisation unique à l'ESRF.

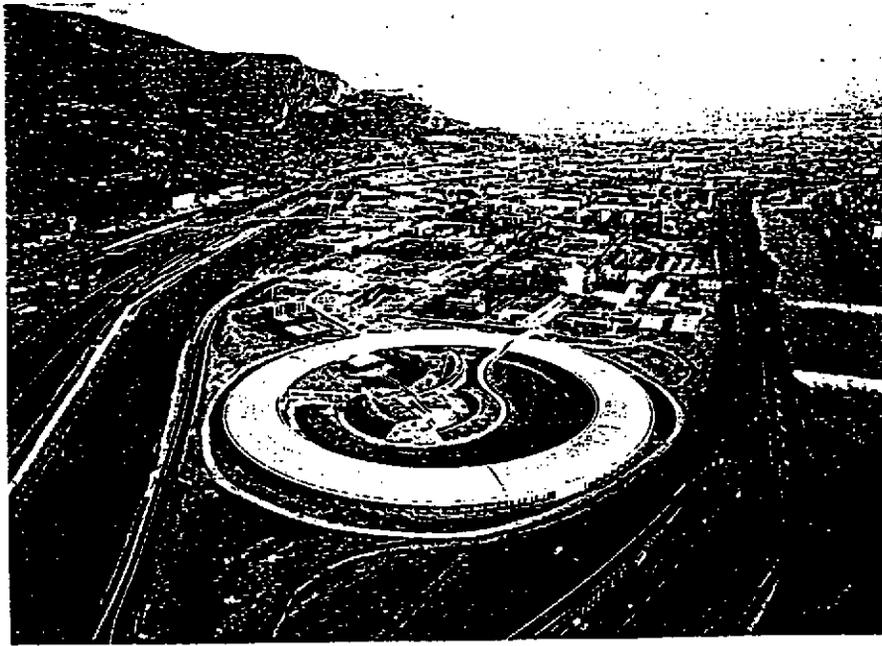


Fig.1. Photographie aérienne de l' ESRF à Grenoble.

L' anneau de stockage et le hall d' expérience sont sous la couronne circulaire ; le système d' injection se trouve dans la partie centrale, d' autres bâtiments sont à la périphérie. L' ensemble des installations - CENG, ILL, CNRS, SNCI, ISN etc. situées au confluent des 2 rivières (Isère et Drac) constituent le polygone scientifique Louis Néel.

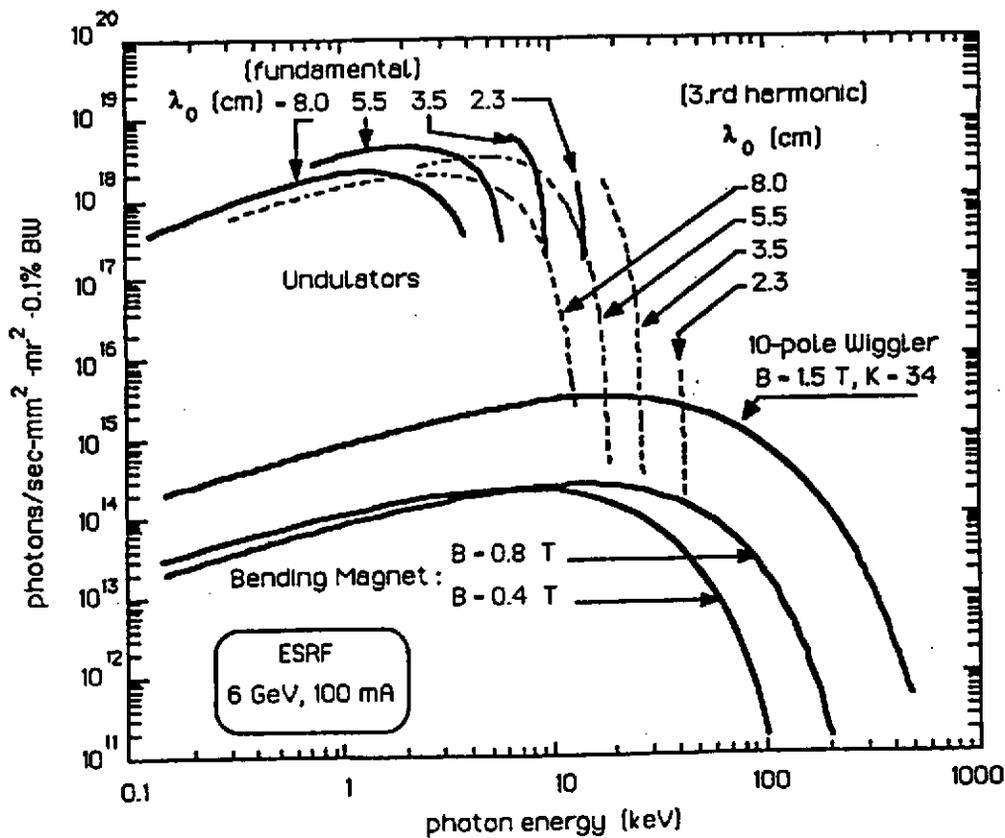


Fig.2 Brillance théorique des différentes sources de l' ESRF; la situation expérimentale est déjà voisine

B. Instrumentation

Une expérience générique de rayons X comprend une source de rayonnement, une optique pour conditionner le faisceau X - en spectre ou en géométrie, un échantillon (dans un environnement donné) positionné à l'aide d'un goniomètre et la détection des "produits" de l'interaction X-matière. L'optimisation de chaque expérience spécifique requière donc un ajustement de qualité comparable pour le "tryptique" source-optique-détection ; l'ESRF n'échappe pas à cette règle.

1. La source

1.1 Le rayonnement synchrotron

On examinera ici brièvement le cas d'une orbite circulaire et d'une orbite périodique.

Emission d'un électron tournant à vitesse constante sur une orbite circulaire

Une particule chargée électriquement et soumise à une accélération émet un rayonnement électromagnétique (dipolaire); c'est le cas du "bremsstrahlung" (freinage par un champ électrique) ou du rayonnement synchrotron, noté "RS" (accélération centripète d'un champ magnétique). On utilisera ici plus précisément le terme "RS" pour l'émission *vers l'avant* par des particules *relativistes*, et son observation *à grande distance*.

La trajectoire de l'électrons et le point d'observation sont représentés sur la fig.1, qui donne aussi les notations utilisées dans le texte. Celle-ci est quasi-circulaire (sur la portion utile) dans le repère du laboratoire et présente un point de rebroussement dans le repère mobile qui se déplace à la vitesse instantanée de l'électron ; d'où une accélération forte et une émission à peu près isotrope dans le repère mobile. En revenant au repère du laboratoire, un photon émis sous l'effet de cette accélération apparaîtra avec un angle $1/\gamma$ par rapport à l'axe z : l'émission synchrotron est géométriquement très focalisée, à l'intérieur d'un *cône d'angle au sommet $\approx 1/\gamma$* .

La *fréquence* du rayonnement est accrue par effet Doppler relativiste ; on peut l'estimer comme l'inverse de l'impulsion temporelle reçue par un observateur : celui-ci verra la particule entre 2 instants correspondants aux positions A et B dont la tangente fait un angle $1/\gamma$ avec la direction d'observation (fig. 2a,b) :

$$\Delta t = t_e - t_\gamma = \frac{2\varrho}{\beta\gamma c} - \frac{2\varrho \sin(1/\gamma)}{c} \approx \frac{4\varrho}{3c\gamma^3}$$

Enfin, l'accélération étant selon une direction (axe x), la polarisation sera surtout linéaire, avec la composante champ électrique dans le plan de l'orbite.

Le calcul complet du rayonnement synchrotron est long, et nous en donnerons seulement un aperçu (cf réf. 1 pour les calculs détaillés). Les potentiels V, A à l'instant d'observation t sont causés par des densités de charge et courant aux temps d'émission antérieurs $t' = t - n \cdot r(t')/c$; ce processus représente une sphère mince convergent vers P à la vitesse c ; les charges en déplacement vers le point d'observation P étant comptées plus longtemps, contribuent davantage aux potentiels.

Le résultat fait intervenir le *changement d'échelle de temps* relativiste :

$$\kappa(t') = \frac{dt}{dt'} = 1 - n(t') \cdot \beta(t') = 1 - \beta \cos \theta \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)$$

Les potentiels sont "retardés" i.e. doivent être évalués au temps t' de l'électron :

$$V(t) = \frac{-e}{4\pi\epsilon_0 \cdot r(t') \cdot \kappa(t')} \quad ; \quad A(t) = \frac{-e \cdot v}{4\pi \cdot r(t') \cdot \kappa(t')}$$

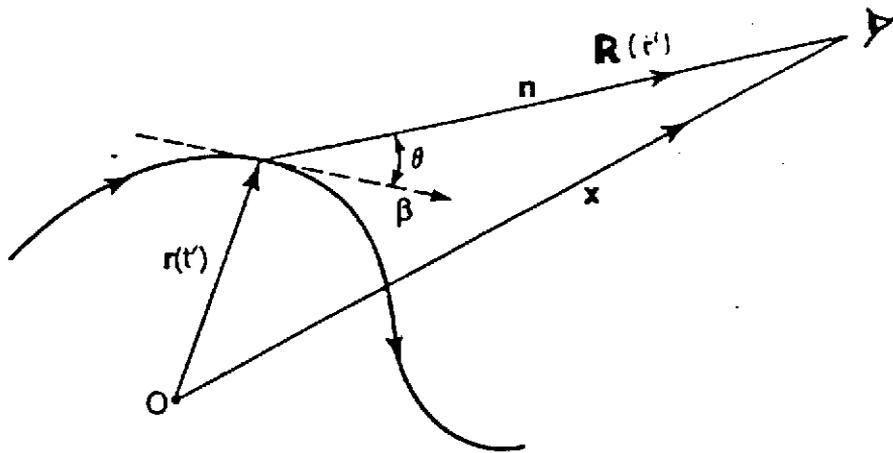


Fig. 1 Trajectoire de la particule électriquement chargée (électron ou positron ici) dans le repère du laboratoire, et observateur stationnaire; les notations indiquées seront utiles pour le texte.

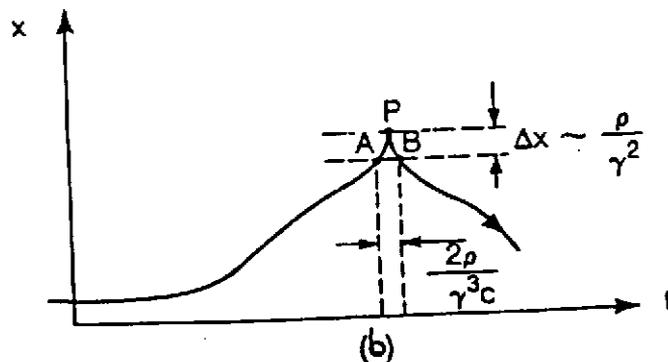
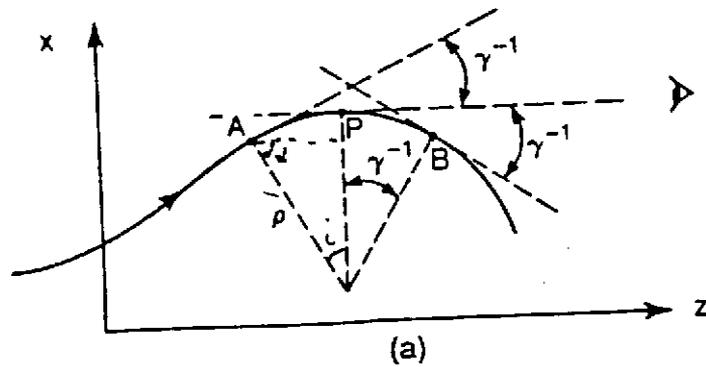


Fig. 2 a) Trajectoire circulaire dans le plan local (x,z) . L'observateur voit l'électron sur l'arc AB sous-tendu par l'angle au sommet 2γ
 b) déplacement transverse de l'électron en fonction du temps t de l'observateur

En utilisant les équations de Maxwell de l'électrodynamique classique, on arrive finalement à l'énergie totale rayonnée par un électron et par unité de fréquence et d'angle solide :

$$\frac{d^3W}{d\omega d^2\Omega} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c} |A(\omega)|^2 \quad \text{avec} \quad A(\omega) = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \mathbf{n} \wedge [\mathbf{n} \wedge \boldsymbol{\beta}(t')] e^{i\omega t(t')}$$

Le flux spectral dans la bande passante $\Delta\omega$ s'écrit :

$$\frac{d^2F}{d\omega d^2\Omega} = \alpha \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{I}{e} |A(\omega)|^2 \quad (\alpha = 1/137)$$

Rayonnement synchrotron d'une trajectoire périodique

On suppose à présent la trajectoire de l'électron dans un champ magnétique périodique, de période λ_u et d'amplitude assez faible pour que la pente maximale de la trajectoire par rapport à l'axe soit :

$$\theta < 1/\gamma \quad (\text{régime } \textit{onduleur})$$

Le signal émis sera aussi périodique dans le temps, et sa longueur d'onde contractée par le changement d'échelle relativiste, soit :

$$\lambda_1 = \lambda_u \cdot \kappa(t') = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \cdot (1 + \gamma^2 \langle \theta^2 \rangle)$$

où $\langle \theta^2 \rangle$ est une moyenne sur la période λ_u . Le spectre de rayonnement est ainsi une série de pics harmoniques des fréquences correspondant à λ_1 . L'expression précédente peut aussi être retrouvée en considérant que les émissions produites par le même électron en 2 points séparés par la période λ_u interfèrent.

Pour N périodes, l'intensité émise sera $\approx 2N$ fois celle de la trajectoire circulaire ; de plus, le cône de rayonnement à une longueur d'onde donnée est plus petit d'un facteur $\approx \sqrt{N}$ en raison de l'effet d'interférence, donc au total une intensité par unité d'angle solide $\approx N^2$ fois supérieure.

Pour $\theta > 1/\gamma$ (régime *wiggler*), on peut montrer que les harmoniques augmentent pour former un spectre quasi-continu ; le wiggler à N périodes peut être assimilé à $2N$ aimants de courbure, avec une divergence horizontale (l_{mh}) $\approx \sqrt{3} \theta$.

En annexe 1 sont rassemblées les formules de base des caractéristiques spectro-géométriques et de polarisation, tant pour une trajectoire circulaire que périodique.

1.2 Rappel de physique des accélérateurs circulaires (réf. 2)

Un anneau de stockage consiste en une succession d' arcs et de sections droites, dont l' arrangement périodique s' appelle le *réseau*. Ce réseau et la structure d' accélération radiofréquence sont les composants de base pour la dynamique des particules. L' arc contient une séquence d' aimants dipolaires pour la courbure et d' aimants quadrupolaires pour la focalisation. Une période est appelée cellule et contient au moins un quadrupôle focalisant et un défocalisant.

1.2.1 Mouvement transversal

Le mouvement transversal des particules est bien décrit en terme de déviation par rapport à l' "orbite d' équilibre". Cette orbite fermée est la solution périodique unique des équations de mouvement de la particule d' énergie nominale E (ou moment associé p_0). Elle est fermée sur elle-même et est caractérisée par une courbure locale $\Omega(s) = 1 / \rho(s)$, où s est l' abscisse curviligne. Une trajectoire générale peut-être décrite par $x(s)$ et $y(s)$, écarts transverses horizontal et vertical à l' orbite fermée. Au premier ordre, les équations du mouvement pour une particule de moment $p = p_0 + \Delta p$ sont :

$$\frac{d^2x}{ds^2} + K_x(s) \cdot x = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p_0}; \quad \frac{d^2y}{ds^2} + K_y(s) \cdot y = 0$$

où K_x et K_y sont déterminés par les éléments du réseau et sont constants par morceau.

Les propriétés optiques de l' anneau sont commodément décrites par des fonctions de réseau : la fonction amplitude (ou " β ") et la fonction de dispersion (ou " η ").

Les fonctions $\beta_{x,y}(s)$ fournissent les propriétés de focalisation en fonction de la coordonnée longitudinale s . Un électron proche de l' orbite nominale et soumis à cette focalisation oscille autour d' elle : c' est l' *oscillation bétatron*. La déviation horizontale, solution pseudo-harmonique de l' équation du mouvement dans le plan horizontal, s' écrit :

$$x(s) = A \sqrt{\frac{\beta(s)}{\beta_0}} \cos[\phi(s) + \phi_0], \quad \text{où } \phi(s) \text{ est la phase bétatron, reliée à la fonction } \beta \text{ par :}$$

$$\frac{d\phi(s)}{ds} = \frac{1}{\beta(s)}. \quad \text{Les constantes } A \text{ et } \phi_0 \text{ sont les amplitude et phase relatives au point où la fonction}$$

β prend la valeur β_0 . L' enveloppe de la trajectoire sur un grand nombre de tour est proportionnel à $\sqrt{\beta_x(s)}$. Le nombre d' oscillations bétatrons par tour ("*tune*" ou accord), noté ν_x , est donné par l' avance de phase : $2\pi \nu_x = \phi(s+L) - \phi(s)$, où $L = 2\pi R$ est la circonférence (et R le rayon moyen). C' est un concept importante puisqu' il exprime la "force" de la focalisation. De plus, sa valeur ne peut être quelconque : pour éviter l' excitation résonante de l' électron par les imperfections du réseau, on doit avoir dans les 2 directions transverses : $\nu \neq p/q$ (avec p et q entiers assez petits).

On peut montrer que la valeur moyenne de la fonction β est approximativement : $\overline{\beta_{x,y}} = \frac{L}{2\pi\nu_{x,y}}$

Le déplacement transverse de l' orbite d' équilibre pour une particule d' énergie $E + \Delta E$, seulement horizontal pour un anneau plan, s' écrit : $\Delta x_E(s) = \eta_x(s) \cdot \frac{\Delta E}{E}$. Cette orbite à une longueur

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha \frac{\Delta E}{E} \quad (\text{dilatation } \alpha \text{ notée "facteur de compaction des moments"}). \quad \text{En focalisation forte, les}$$

fonctions optiques β et η (ainsi que α) sont petits : $\alpha \approx \frac{1}{\nu_x^2}$ et $\overline{\eta_x} = \alpha \frac{L}{2\pi} \approx \frac{L}{2\pi\nu_x^2}$.

1.2.2 Mouvement longitudinal

La perte d'énergie RS est compensée par un système radiofréquence, qui limite de plus la dispersion en énergie ("focalisation de phase") en accélérant davantage les électrons plus lents, et inversement. Les électrons oscillent donc autour de l'énergie nominale E . Le mouvement longitudinal associé s'appelle l'*oscillation synchrotron*. ; le nombre de ces oscillations par tour est $\ll 1$. La tension RF est une fonction sinusoïdale multiple de la fréquence de révolution f_r : $V(t) = V_0 \sin(h f_r t)$, où l'entier h est appelé "nombre harmonique".

L'accélération par la radiofréquence induit non seulement un amortissement de l'oscillation synchrotron, mais aussi de l'oscillation bêatron en ne restaurant que la composante longitudinale du moment. On peut montrer que les 3 taux d'amortissement sont reliés :

$$\frac{1}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_x} + \frac{1}{\tau_y} = \frac{\Delta E_t \cdot f_r}{E}, \text{ avec } \Delta E_t = \frac{2}{3} r_e m_0 c^2 \gamma^4 \frac{2\pi}{\rho} \text{ est la perte par tour (cf annexe 1)}.$$

Usuellement, la partition entre les 3 modes est : $\tau_x = \tau_y = 2 \tau_E$. Si $eV_0 > \Delta E_t$, le faisceau d'électrons peut être capturé en h paquets stables autour de la circonférence de l'anneau.

La perte d'énergie RS s'effectue dans les régions dispersives ; elle est quantique et aléatoire. La combinaison de ces excitations et de l'amortissement décrit ci-dessus conduit à un équilibre avec une distribution gaussienne en énergie σ_E , donc aussi en position longitudinale : les électrons sont regroupés en paquets de longueur σ_s ; ces distributions sont données par :

$$\left[\frac{\sigma_E}{E} \right]^2 \approx \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\lambda_{ce} \gamma^2}{2\pi 2\rho} ; \frac{\sigma_s}{R} = \frac{\alpha}{v_s} \cdot \frac{\sigma_E}{E} \text{ où } \lambda_{ce} = \frac{\hbar}{m_e c} \text{ est la longueur d'onde Compton.}$$

Le changement d'énergie sous l'effet de l'émission RS déplace l'orbite d'équilibre de $\Delta x_E(s)$, et la particule exécute une oscillation bêatron autour de cette nouvelle orbite; d'où une distribution également gaussienne en position ($\sigma_{x\beta}$) et angle ($\sigma'_{x\beta}$) dans le plan horizontal. La quantité :

$$E_x = \frac{\sigma_{x\beta}^2}{\beta_x} \approx \frac{2\alpha R}{v_x} \cdot \left[\frac{\sigma_E}{E} \right]^2 \text{ est appelée l'émittance du faisceau ; c'est un invariant (i.e.}$$

indépendant de l'abscisse curviligne s et donc caractéristique de l'anneau). L'excitation quantique des oscillations bêatrons verticales étant négligeable, l'émittance verticale est une fraction de l'émittance horizontale, déterminée par le couplage entre les 2 plans via les imperfections du réseau (typiquement quelques pourcents).

L'étalement angulaire $\sigma'_{x\beta}$ dû aux oscillations synchrotrons est lié à l'étalement en position $\sigma_{x\beta}$; en un point où β ne varie pas : $\sigma'_{x\beta} = \sigma_x / \beta_x$; de plus, l'effet de la dispersion en énergie sur l'étalement angulaire étant faible, $\sigma'_{x\beta} \approx \sigma'_x$.

Les anneaux pour la physique des hautes énergies ont des sections droites longues contenant les régions d'interaction où électrons et positrons entrent en collision. Des quadrupoles puissants focalisent le faisceau pour accroître la *luminosité* (i.e. la probabilité d'interaction). Cette luminosité, limitée par l'effet faisceau - faisceau (qui entraîne un changement de l'accord ν), peut être amélioré en augmentant l'émittance. Ce n'est pas l'intérêt des utilisateurs du RS, qui veulent au contraire une émittance minimale.

1.2.3 Mécanismes de perte de faisceau

Le stockage du faisceau pour un temps assez long nécessite d'éviter différents mécanismes de perte. On distingue les mécanismes à une particule et les effets collectifs.

a) Pertes à une particule

Elles sont principalement dues aux *résonances linéaires et non-linéaires*, qui grossissent le faisceau jusqu' à sa perte. Les paramètres de l' anneau doivent être choisis en conséquence, et la construction doit être précise.

Un aspect connexe est la correction de la variation de l' accord avec la dispersion d' énergie, ou *chromaticité naturelle*, définie par $\xi = p \, dv / dp$. Cette correction est réalisée au moyen de sextupoles - lesquels agissent comme des quadrupoles pour des particules d' énergie différente de l' énergie nominale.

La diffusion par le gaz résiduel conduit également à la perte de particules, d' où la nécessité d' un très bon vide sur toute la circonférence.

b) Pertes dues à des effets collectifs (cohérents ou incohérents)

- effets incohérents :

* action défocalisante des charges d' espace (dont les charges images) ; si des *ions* sont piégés dans le potentiel du faisceau, les forces électriques et magnétiques - qui s' annuleraient autrement, jouent un rôle.

* mécanismes de diffusion coulombienne dans un paquet dense : le moment transverse peut être transféré au mouvement longitudinal lors d' une collision (effet *Touschek*) et la particule sort du potentiel du paquet ; également, des collisions multiples accroissent l' émittance si leur temps caractéristique est inférieur à celui de l' amortissement.

- effets cohérents :

* instabilités "paquet-paquet", transverses ou longitudinales, dûs aux interactions avec l' environnement ; chaque paquet oscille dans un puit de potentiel en étant couplé aux autres par l' environnement, d' où résonance possible. Le remède est d' étaler les fréquences ou d' agir sur l' environnement et ses effets (impédance de l' anneau, asservissements)

* instabilités "intra paquet", plus délicat ; pour les modes transverses, la chromaticité naturelle peut être annulée par des sextupoles.

Les pertes cohérentes sont de façon générale combattus par une chambre à vide lisse (afin de réduire l' impédance aux hautes fréquences) et par la diminution du courant crête.

1.3 Le système d' accélérateurs de l' ESRF (réf. A-1)

Les accélérateurs de l' ESRF se composent de l' injection (préinjecteur et booster) et l' anneau de stockage proprement dit. On utilisera dans la suite les abréviations suivantes :

RSX	: rayonnement synchrotron X
D	: aimant de déviation
SD	: section droite ; dans laquelle on peut introduire des dispositifs en insertion
ID	: dispositif en insertion (wigglers et onduleurs)
Q ou QP	: quadrupoles ; F et DF pour focalisant et défocalisant
RF	: cavité radiofréquence
BPM	: moniteur de position du RSX
FE	: partie frontale des lignes de rayons X

1.3.1 Le préinjecteur (Linac)

C' est un accélérateur linéaire de 200 MeV, équipé d' un canon triode de 100 keV ; il comprend une section courte d' onde stationnaire, deux sections accélératrices et deux modulateurs RF (klystrons de 35 MW) opérant à la fréquence de 10 Hz. Les deux modes d' opération (impulsions longue ou courte, cf table 1) correspondent respectivement à l' utilisation de l' anneau en multipaquet (cas standard) ou monopaque.

La mise en route date de 1991 ; la fiabilité de ce produit commercial, insuffisante, a depuis été améliorée. La sortie du linac consiste en une ligne de transport, dont la structure magnétique de guidage-focalisation comprend 2 dipôles et 7 quadrupoles. Pour la conduite de faisceau, la ligne est équipée de 2 paires d' aimants "steerer" et de moniteurs de position (4 écrans fluorescents).

Table 1. Les deux modes opératoires du Linac

mode opératoire	impulsion longue	impulsion courte
courant crête (mA)	25	250
longueur d'impulsion	1 μ s	2 ns
étalement en énergie	$\pm 1 \%$	$\pm 0,5 \%$

1.3.2 The synchrotron "booster"

Le cyclage à 10Hz et la faible émittance du booster permettent le remplissage rapide de l'anneau. Le réseau magnétique "FODO" (i.e. QDF-D-QF-D) - d'émittance $10^{-7} \pi$ m.rad à l'énergie nominale de 6 GeV, est conçu pour être peu sensible aux erreurs d'alignement. Les acceptances (table 2) sont supérieures aux émittances maximales du préinjecteur ($\epsilon_{x,z} = 11,5 \pi$ mm.mrad) et autorisent des erreurs d'injection jusqu'à 3 mm de l'orbite fermée et une capture par la RF des particules ayant une dispersion d'énergie de 2%.

Table 2. Ouvertures utiles

	taille de l'enceinte (mm)	région de "bon champ" (mm)	fonction amplitude (m)	acceptances (π mm.mrad)
QF	$a_x = 30$	$\Delta_x = 20$	$\beta_x = 13,4$ m	$A_x = 38,5$
D	$a_z = 14$	$\Delta_{x,z} = 23$	$\beta_z = 10,8$ m	$A_z = 18,1$

Les alimentations de puissance ont des intensités, en continu comme en alternatif, de 800 A pour les dipôles et 250 A pour les quadrupoles. Le circuit du dipôle est le "cœur" du système à 10 Hz, sur lequel l'injection comme l'extraction (toutes les 2 réalisées sur un tour) sont synchronisés. La radiofréquence comprend 2 cavités LEP à 352,2 MHz : $V(t) = V_{\text{capture}} + \alpha_1 dE/dt + \alpha_2 E^4$.

La puissance totale varie de 300 W à la capture à 550 W en fin d'accélération (klystrons de 1 MW). Le système de vide comprend des chambres inox à murs long et fin (0,3 mm) dans le gap des aimants, et des enceintes épaisses et courtes pour le pompage ionique distribué. La pression statique pour chaque secteur du booster est de $5 \cdot 10^{-9}$ mbar sans étuvage, sauf dans la zone d'extraction, et de $5 \cdot 10^{-8}$ sous faisceau.

La ligne de transfert vers l'anneau, de 66 m de long, comprend 5 dipôles, 14 quadrupoles cc, et 17 "steerers" cc; le faisceau sortant a une taille $\approx 1/10$ mm.

1.3.3 L'anneau de stockage

Le réseau magnétique choisi (Chasman-Green) autorise une faible émittance et de nombreuses insertions (tables 3a,b). Chacune des 32 sections droites est de 6,3 m ; 3 d'entre elles ne sont pas utilisables comme source de rayonnement (2 pour les cavités RF, une pour l'injection). Les sources dipôle correspondent aux aimants en aval des sections droites.

Avoir une émission fondamentale d'un onduleur $E_1 = 14,4$ keV fut la condition de définition pour l'énergie de la machine : soit $E = 5$ GeV et un gap de 10 mm, soit - et c'est la solution plus conservatrice choisie, $E = 6$ GeV avec un gap initial de 20 mm.

L'injection à l'énergie nominale permet l'utilisation exclusive de courant continu et une meilleure reproductibilité au remplissage. L'injection d'un train de paquets de 1 μ s du booster est habituellement asynchrone (i.e. remplissage aléatoire des $h = 992$ paquets). Un système rapide permet d'autre part une injection synchronisée, et donc le remplissage d'un ou plusieurs paquets. Enfin, il est possible d'injecter les 352 paquets du booster dans les mêmes 352 paquets de l'anneau ; ce qui laisse une zone sans électrons, évitant le piégeage d'ions.

Le réseau magnétique (fig. 3) se compose de 32 cellules, chacune comprenant un arc (D - 2 doublets de QP - D) et une SD sans dispersion. Les doublets de quadrupoles sont ajustés pour obtenir une symétrie miroir pour les fonctions optiques η et β . La symétrie 16 (superpériode) correspond à une

Energy (GeV)	6 GeV
Circumference	844.39 m
Average radius	134.39 m
Revolution period	2.8166 μ s
Revolution frequency	0.355 MHz
Number of superperiods	16
Betatron tunes ν_x / ν_y	36.2 / 11.3
Maximum β_x / β_y	39.2 / 26.1 m
Maximum dispersion	0.46 m
Natural chromaticities ξ_x / ξ_y	-115 / -32.8
Momentum compaction	$2.82 \cdot 10^{-4}$
Synchrotron damping time	3.6 ms
Betatron damping times τ_x / τ_y	7.1 / 7.1 ms
Natural horizontal emittance	$6.89 \cdot 10^{-9}$ m.rad
Vertical emittance (10 % coupling)	$6.33 \cdot 10^{-10}$ m.rad
Horizontal beam stay-clear aperture	± 35 mm
Vertical beam stay-clear aperture	± 15 mm
RF frequency	352.2 MHz
Harmonic number	992
Synchrotron tune	$6.6 \cdot 10^{-3}$
Natural rms energy spread	$1.06 \cdot 10^{-3}$
Bunch length	6 mm

a.

Tab. 3 a) Caractéristiques principales de l'anneau de stockage
 b) Caractéristiques des électrons au centre des 3 types de sources RS (aimant, onduleur, wiggler)

	Wiggler	Undulator	Bending magnet
Number	14	15	29
Horizontal β (m)	0.7	26.85	2.65 **
Vertical β (m)	3.51	12.85	25.99 **
Horizontal rms beam size (μ m) *	68	412	187
Horizontal rms beam divergence (μ rad) *	93	15.4	115
Vertical rms beam size (μ m) *	47	90	128
Vertical rms beam divergence (μ rad) *	13	7	5

* assuming 10 % coupling
 ** at the entrance of the bending magnet

b.

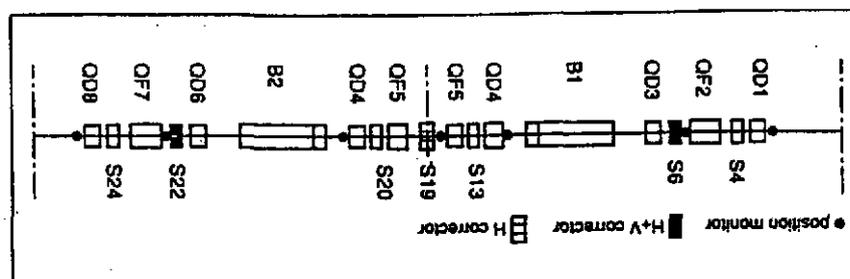


Fig. 3 Arrangement des composants magnétiques de la cellule unité de l'anneau de stockage

alternance de sections à haut et bas β . L' avance de phase (2,2625 par superpériode) conduit à une émittance naturelle $\epsilon_x = 6,9 \text{ nm} \cdot \text{rad}$.

La focalisation forte induit des chromaticités élevées, cause d' instabilités, qu' on limite grâce à des sextupoles puissants localisés dans les zones dispersives. L' ouverture dynamique réduite diminue l' efficacité d' injection et le temps de vie ; pour le pallier, des sextupoles supplémentaires sont placés dans les section droites. La focalisation forte entraîne également des tolérances tendues pour l' alignement et le positionnement des aimants. Un schéma de correction d' orbite fermée efficace (224 moniteurs de position, 10 aimants correcteurs par superpériode) maintient l' orbite à 0,1 mm rms ; 2 paires d' aimants (pour chaque direction) de part et d' autre des dispositifs d' insertion permettent de contrôler l' angle et la position du faisceau.

Les aimants de déviation, de 2,45 m de long, sont alimentés en courant continu et leur champ $B = 0,857 \text{ T}$ est très précis (gap de 50 mm à $\pm 10\text{-}15 \mu\text{m}$). Ils sont classiques, sauf pour l' ajout d' un petit pôle flottant en acier ($B = 0,4 \text{ T}$) qui conduit à une source X de plus basse énergie (énergie caractéristique de 10 keV). En revanche, la forme des quadrupôles est conditionnée par les sorties du RSX : pas de retour ferromagnétique entre parties haute et basse. Il y a 8 familles de quadrupôles, de 3 types selon leur longueur et leur configuration (gradient maximum de 18,1 T/m).

Les 224 sextupoles sont identiques (0,4 m, 41 mm de rayon de bore) ; ils incorporent également des bobines de corrections de champ dipolaire qui sont alimentés individuellement.

Les aimants d' injection, fonctionnant à 10 Hz, occupent une section à grand β ; il y a 3 aimants septums (dont l' un est dans le vide de l' anneau) et 4 "kickers" pulsés à 1 μs .

La radiofréquence est placée dans la section à faible β qui suit la section injection ; elle comprend 4 cavités (352,2 MHz) à 5 cellules de type LEP. La puissance d' entrée est transmise via un système guide d' onde avant d' être séparée en 2 coupleurs par cavité. La tension maximale par cavité est de 2,6 MV, choisie pour compenser les pertes RS (650 kW à 100 mA) et les excitations de modes parasites par le faisceau tout en assurant un temps de vie correct.

La pression de 1 nTorr autorise un temps de vie nettement supérieur à 8 h. Les enceintes en inox ont des dimensions transverses aussi constantes que possible (70 x 32 mm²) pour minimiser l' impédance de la chambre à vide. Les absorbeurs (Cu OFHC) sont localisés pour supporter la charge thermique du rayonnement. Les pompes sont ioniques avec getters non-évaporables, l' étuvage in situ est réalisé par des cordons chauffants à 200°C.

Les moyens de diagnostics sont nombreux :

- un écran fluorescent de contrôle de l' injection
- 224 moniteurs en mode premier tour (précision 2 mm) ou en mode normal de contrôle de l' orbite fermée (précision < 0,15 mm)
- un transformateur à courant continu pour l' intensité et le temps de vie
- un "scraper" mesurant la taille transverse
- un moniteur de "tune", avec analyse en fréquence de la réponse du faisceau sous excitation
- des moniteurs X (FE et ID): asservissement à 4 correcteurs assurant la stabilité relative de 10%
- une caméra CCD formant l' image du profil transverse (lumière visible d' un aimant et optique associée)
- Des électrodes pour les instabilités transverses et longitudinales

1.3.4 Etat actuel de l' anneau (août 93)

En phase opérationnelle depuis janvier 1993, les performances nominales sont non seulement acquises mais dépassées.

Le courant "booster" est le double du nominal et permet une montée en courant rapide de l' anneau. L' intensité en mode multipaquet est soit de 145 mA pour un temps de vie nominal (8 h), soit de 100 mA (nominal) avec un temps de vie double. La perspective de doubler le courant en 1994 (200 mA) ne présenterait pas d' obstacle apparent ; elle demandera pour un fonctionnement de routine des informations supplémentaires sur l' orbite fermée, des absorbeurs en "glidcop" (cuivre avec inclusions d' alumine, à meilleures propriétés thermomécaniques) et davantage de puissance RF. En mode monopaque, la valeur nominale (5 mA) est déjà doublée et un asservissement transverse permet d' envisager le quadruplement ; la pureté obtenue (rapport de remplissage entre les paquets remplis d' électrons et les paquets censés être vides d' électrons) est supérieure à 10⁶ par éjection radiofréquence.

Le temps de vie pour un remplissage complet s'améliore par "nettoyage" RS et atteint déjà une vingtaine d'heures (avec moins de paquets, il diminue et n'est pas totalement compris).

L'émittance horizontale est dans la gamme $\epsilon_X = [0,8 \leftrightarrow 1,8] 10^{-8}$, à comparer avec 7 nrad calculé.

L'émittance verticale est de $\epsilon_Z = 4,3 10^{-9}$ (pour $7 10^{-10}$ calculé); mais $6 10^{-10}$ a été atteint et peu de travail a été fait encore sur ce point.

La stabilité du point source satisfait les critères nominaux : i.e. déviation en position $\Delta_{x,y} < 1/10 \sigma_{x,y}$, de même que la divergence. On observe en fait sur 8 h une stabilité de 1,5 μ rad en angle et meilleure que de 10 μ m en position.

Il est à noter qu'1 μ m de déplacement d'un seul quadrupole induirait un déplacement vertical de 100 μ m ! Le système HLS (Hydrostatic Levelling System) - installé sur chaque pied de chaque support (un support porte plusieurs quadrupoles) a une précision meilleure que 5 μ m.

Les limitations proviennent aussi des mouvements de terrain à long terme (0,3 mm / 10 mètres / an) ; des dérives thermiques à moyen terme (la température de l'air dans le tunnel de l'anneau est réglée à 0,2 °C près); des vibrations mécaniques.

La fiabilité est de 90%, la limitation actuelle étant les orages ; un dispositif compensant pendant une seconde la variation du 50 Hz y remédierait largement.

Au vu des performances précédentes obtenues avec des électrons (notamment le temps de vie), l'option "positron" n'est pas d'actualité; il n'apparaît pas d'effet d'ions positifs piégés quand le tiers de l'anneau est rempli (soit 2 μ sec sans électrons) ; en remplissage uniforme, l'effet des ions commence à se manifester au niveau du "tune".

1.3.5 Les dispositifs d'insertion (ID)

Les dispositifs en insertion sont des modules mécaniques de 1,6 m de long portant deux mâchoires d'aimants permanents espacés de 20 mm et fournissant un champ sur l'axe de 0,4 à 1,8 T. L'intégrale de champ est inférieure à 10^{-5} Tm afin d'assurer la stabilité du faisceau à 10% lors changement de gap. La conception mécanique et magnétique (fig. 4) est dans une large mesure effectuée à l'ESRF, à partir des besoins expérimentaux. L'approche est standard, par modules (ou segments) de 1,6 m, tout en restant flexible sur les paramètres RSX : période, forme et orientation du champ. L'ESRF effectue le contrôle précis du champ magnétique (sonde Hall à balayage, fil en rotation) et les retouches ("shimming") afin d'annuler les composantes magnétiques jusqu'à l'ordre sextupolaire. Il en résulte que la perturbation induite du faisceau d'électrons lors des variations de gap modifie peu la taille du faisceau RSX monochromatisé.

Les aimants permanents en NdFeB sont dans l'air et le gap magnétique minimal est de 20 mm à 2 μ m près; ce gap peut être écarté non-uniformément ("tapper"). Jusqu'à 0,9 T, le champ est créé par des assemblages d'aimants permanents seuls ; au-delà, des pôles en fer sont utilisés (technique "hybride").

Pour obtenir une polarisation circulaire, 6 modules couvrent la gamme 1-100 keV. Les onduleurs hélicoïdaux de type nouveau ("Helios") fournissent pratiquement tous les états de polarisation - tant sur le fondamental que sur les harmoniques 3 et 5, par déplacement longitudinal et vertical de chaque mâchoire indépendamment.

Les dispositifs d'insertion installés ou sur le point de l'être sont indiqués sur la table 4. Une période typique dans le cas des onduleurs est de 40-60 mm pour obtenir une accordabilité suffisante ; elle est supérieure pour les wigglers.

Perspectives

- Des support multi-onduleurs en construction, assureront l'interchangeabilité des onduleurs sur une ligne donnée par simple rotation des poutres support.
- Un wiggler "translateur" (source analogue à un aimant de courbure, mais de champ plus élevé) est prévu ; il fournira un champ supraconducteur de 4 T.
- Un onduleur à mini-gap : pour un gap de 7 mm, la période typique est de 25 mm : le gain en brillance par rapport à l'onduleur standard est d'un facteur 30 à 30 keV.

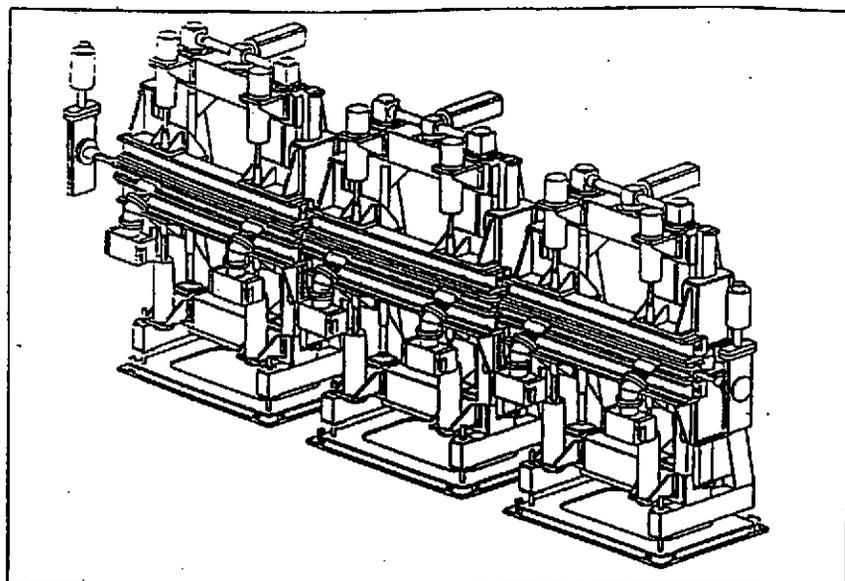


Fig. 4 Schéma d' une section droite équipée de 3 segments de dispositifs d' insertion

Beamline N°		Field [Tesla]	Period [mm]	Number of Periods	Type	Status
Phase I						
ID6	Machine Diagnostic	0.5	48	32	U	operational
ID13	1 Microfocus	0.48	46	36	U	operational
ID11	2 Materials Diffraction	1.20	125	12	W	operational
ID10	9 Open / Troika	0.48	46	36	U	operational
ID12	6 Dichroism	0.3	85	18	HU	ready for installation
ID3	7 Surface diffraction	0.40	44	38	U	ready for installation
ID2	4 High Flux	0.48	46	36	U	delivered to ESRF
ID9	3 White beam	0.7	70	24	W	ready for installation
ID15	5 High Energy	1.8	220	7	AW	delivered to ESRF
Phase II						
13	SEXAFS	0.5	48	32	U	ready for installation
8	EXAFS	0.37	40	42	U	delivered to ESRF
22	MossBauer	0.12	23	72	U	delivered to ESRF
22	MossBauer	0.27	34	48	U	delivered to ESRF
5	High Energy	4	100	15	WS	under tender
4	High Flux	0.16	26	64	U	delivered to ESRF
12	Magnetic Scattering	0.9	210	8	AW	delivered to ESRF
16	Topography	1.5	150	3	W	delivered to ESRF
14	Angiography	1.8	150	10	W	under tender
21	Inelastic scattering	0.38	42	40	U	under tender
20	Macromolecular Crystall.	0.48	46	36	U	under tender
6	Dichroism	0.27	52	30	HU	under tender
21	Inelastic scattering	0.27	52	30	HU	under tender
17	Anomalous scattering					under design
U : Undulator W : Wiggler AW : Asymmetric Wiggler HU : Helical Undulator WS : Wavelength Shifter						

Tab. 4 Liste des dispositifs d' insertion déjà construits

2. Optique X

2.1 Rappels diffraction et réflectivité des rayons X

Cette section est utile pour montrer comment il est possible de "conditionner" le RSX par une optique X (objet du § suivant 2.2), mais aussi pour comprendre les expériences qui constitueront le "pain quotidien" à l'ESRF, et dont certaines sont décrites dans la partie D.

Une onde plane de rayons X d'énergie $E = \hbar\omega = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ et se propageant selon le vecteur d'

onde \mathbf{k} ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$) s'écrit : $\Psi = e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)}$. Elle interagit avec un milieu selon 3 processus de base (fig.4 et réf. 3) : l'absorption, la diffusion et la réfraction.

2.1.1 Absorption

Dans le processus d'absorption photoélectrique, le photon X est absorbé par l'atome et son énergie est transmise à un électron d'une couche interne K, L etc d'énergie de liaison E_K, E_L etc. L'électron est éjecté avec l'énergie $E - E_K$ etc., laissant l'atome dans un état excité avec un trou dans une de ses couches ; ensuite, le trou est rempli par un électron d'une couche plus élevée, avec émission fluorescente ou électronique.

La section efficace d'absorption dépend de E (ou du vecteur d'onde \mathbf{k}) et du numéro atomique de l'absorbeur. La fig. 5 permet d'avoir un ordre de grandeur rapide dans tous les cas. La section efficace σ_a normalisée vaut ainsi $\approx 0,1$ barn pour $E > E_K$.

L'atténuation de l'intensité par un milieu d'épaisseur t est donnée par :

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot t} \quad \text{où} \quad \mu = \frac{N}{A} Q_m \sigma_a \quad (N \text{ nombre d'Avogadro, } Q_m \text{ densité du milieu})$$

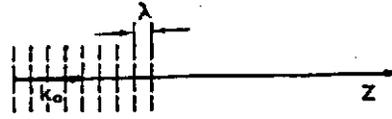
Au-delà du seuil d'absorption, il existe des modulations de l'absorption dues à la rétrodiffusion du photoélectron par les atomes voisins. Cette méthode de spectroscopie d'absorption (EXAFS) permet de connaître la géométrie de coordination de l'atome dont un électron interne a été excité ; elle est très développée dans les centres synchrotrons pour l'étude des matériaux non cristallins. Le premier spectre obtenu à l'ESRF est montré sur la fig. 6a (réf.4). Par la suite, l'ESRF sera utilisé pour des cas pointus.

2.1.2 Diffusion élastique

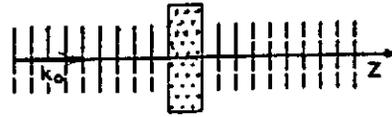
La diffusion par un électron libre a une section efficace totale $\sigma_t = \frac{8\pi}{3} r_0^2$ ($r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$) qui vaut 0,66 barn ; pour un atome, il faut de plus considérer l'angle de diffusion ou plus précisément le vecteur de diffusion $\mathbf{Q} \equiv \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ ($|\mathbf{Q}| = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot \sin \vartheta$). La diffusion atomique est donnée par le "facteur de forme atomique", qui est la transformée de Fourier de la densité électronique $f(\mathbf{Q}) = \int \rho(\mathbf{r}) \cdot e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} \cdot d^3\mathbf{r}$. A angle de diffusion nul, la section efficace est $\approx Z r_0^2$; puis elle décroît selon le facteur de forme f quand l'angle augmente.

On considère dans la suite la diffusion élastique de l'onde plane précédente (donc une polarisation linéaire) par une collection d'atomes, de plus régulièrement ordonné en un milieu périodique ou cristal. Un cristal possède une périodicité dans les 3 dimensions ; si l'unité de base (la "maille", définie par les vecteurs $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$) se répète N_1, N_2 et N_3 fois dans les trois directions, l'intensité diffusée s'écrira :

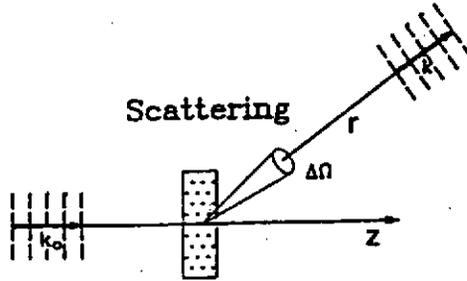
Monochromatic beam



Absorption



Scattering



Refraction

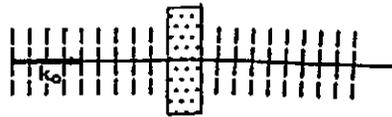


Fig. 4 Un faisceau monochromatique est caractérisé par son vecteur d'onde k et son énergie E (cf leur relation dans le texte). Il interagit avec un échantillon selon 3 voies schématisées ici : absorption, diffusion et réfraction.

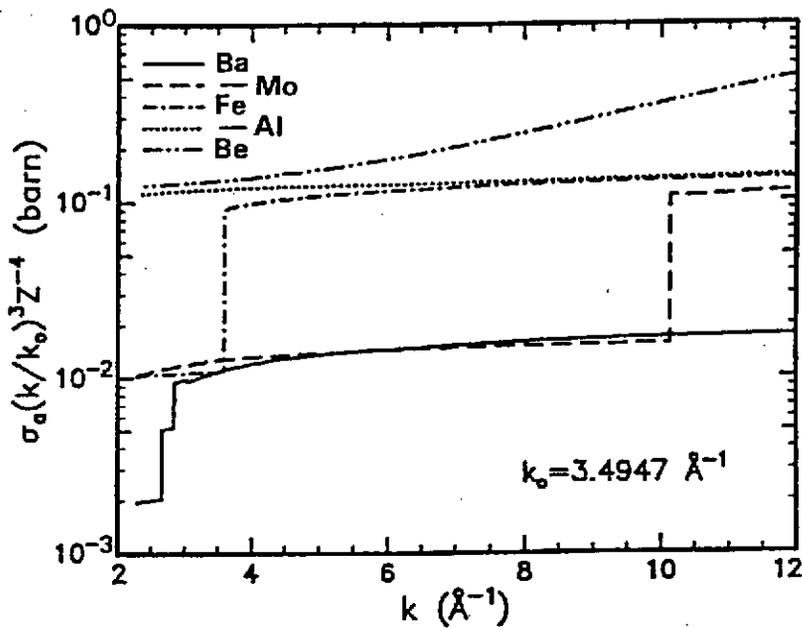


Fig. 5 Section efficace d'absorption normalisée à $k^3 Z^4$. Elle vaut $\approx 0,1$ barn pour les niveaux K, $\approx 0,01$ barn pour les niveaux L etc.

$$I(Q) = r_0^2 |F(Q)|^2 |S_{N_1}(Q \cdot a_1)|^2 |S_{N_2}(Q \cdot a_2)|^2 |S_{N_3}(Q \cdot a_3)|^2$$

$F(Q)$ décrit l'arrangement des atomes dans la maille; c'est le "facteur de structure" :

$$F(Q) = \sum_{j \in \text{cell. unité}} f_j(Q) \exp(i Q \cdot r_j) \quad \text{où } f_j \text{ est le facteur de forme du type d'atome } j$$

$$|S_N(Q \cdot a_j)|^2 = \frac{\sin^2\left(N \frac{Q \cdot a_j}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{Q \cdot a_j}{2}\right)}, \quad j=1,2,3 \dots \text{est la fonction d'interférence de } N=N_1 N_2 N_3 \text{ unités}$$

diffractantes. Lorsque N est grand (cristal de taille usuelle), elle tend vers un peigne de Dirac et l'intensité n'est différente de zéro que si :

$$Q \cdot a_1 = 2\pi h, \quad Q \cdot a_2 = 2\pi k, \quad Q \cdot a_3 = 2\pi l \quad (h, k, l \text{ entiers})$$

Une représentation équivalente est de dire que Q est un vecteur d'indice (h, k, l) du réseau réciproque $\{b_i\}$ (défini par $a_i \cdot b_j = \delta_{ij}$) soit : $Q = h b_1 + k b_2 + l b_3$.

Quand cette condition (dite de "de Bragg") est satisfaite, l'intensité devient $I_{hkl} = A |F_{hkl}|^2 N_1^2 N_2^2 N_3^2$.

Un cas particulièrement intéressant est la restriction du cristal précédent à sa troncature par un plan ou un cristal bidimensionnel ; nous examinerons cette situation au § D-2 (étude des surfaces et interfaces).

Cas des cristaux parfaits

Lorsque la condition de Bragg est satisfaite pour un plan atomique et que le cristal est sans imperfection, cette condition est aussi satisfaite par les plans sous-jacents. Dans la théorie esquissée plus haut, le faisceau diffracté était unique (diffusion simple ou "cinématique"), alors qu'en réalité le second plan atomique etc. contribuent (diffusion multiple ou théorie "dynamique"). Sans développer ici cette dernière théorie (réf.5), les ingrédients essentiels pour l'optique X sont indiqués ci-dessous.

Si l'on considère l'onde plane incidente sur un cristal parfait (Si, Ge en pratique), celui-ci "réfléchit" (diffracte en fait), en théorie cinématique, l'onde si l'angle d'incidence satisfait la condition de Bragg, dont une expression équivalente à la représentation donnée ci-dessus est :

$$2d_{nk} \cdot \sin \theta_B = \frac{\lambda}{n}$$

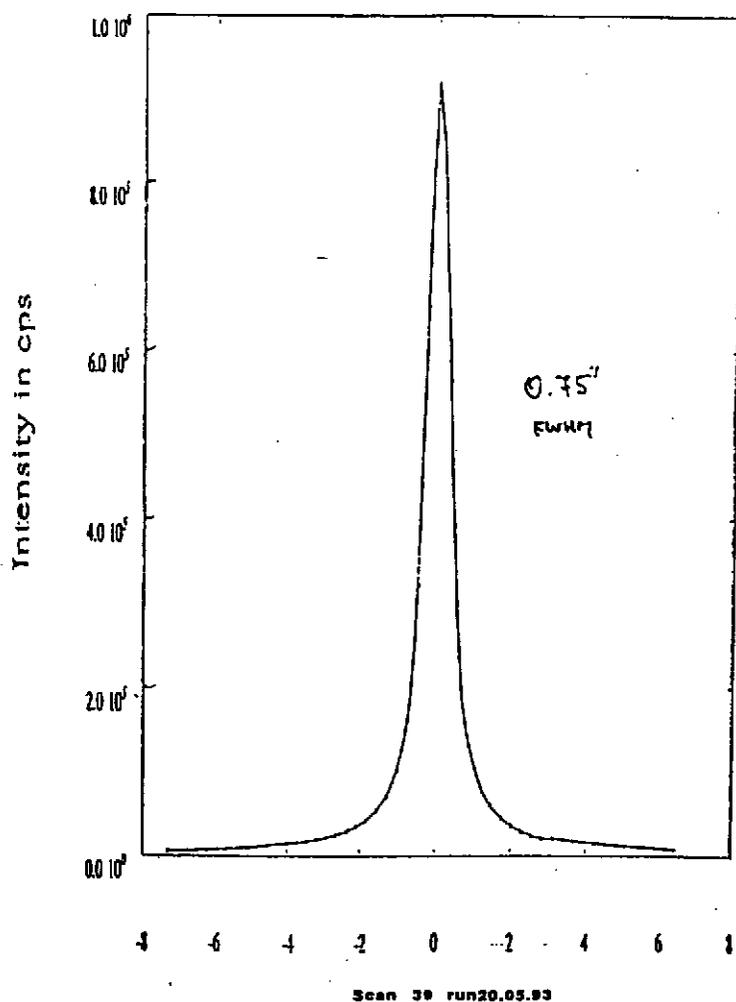
d_{nk} est la distance réticulaire des plans cristallographiques participant à la diffraction), $k = (h, k, l)$ et θ_B est l'angle de Bragg (entre faisceau incident ou réfléchi et les plans atomiques diffractants). L'entier n étiquette l'ordre de la réflexion $d_{nk} = d_k / n$; les longueurs d'ondes $\lambda_1, \lambda_1/2, \dots, \lambda_1/n$ sont réfléchies simultanément.

En réalité (théorie dynamique), l'acceptance angulaire n'est pas nulle. Cette acceptance finie provient de la pénétration limitée des rayons X dans les cristaux parfaits, due au fait qu'à chaque plan atomique une petite fraction du faisceau est soustraite par la diffraction à l'onde incidente (la profondeur de pénétration est effective car elle est en général bien inférieure à la longueur caractéristique de l'absorption). On peut donc comparer le cristal à un réseau et l'acceptance angulaire (dénotée usuellement courbe de réflexion ou "profil de Darwin") au diagramme d'interférence correspondant.

On notera également, qu'à cause de la réfraction (cf § 2.1.3), la réflexion se produit à un angle légèrement différent de θ_B ; la correction est très faible, de l'ordre de la largeur du profil de Darwin.

Inversement, si l'on ne considère plus une onde plane mais à présent un spectre incident sur un cristal parfait (Si, Ge en pratique), celui-ci sélectionnera une petite bande d'énergie, reliée à l'acceptance angulaire par la dérivation de la condition de Bragg. D'où la possibilité de filtrer une petite

b.



a.

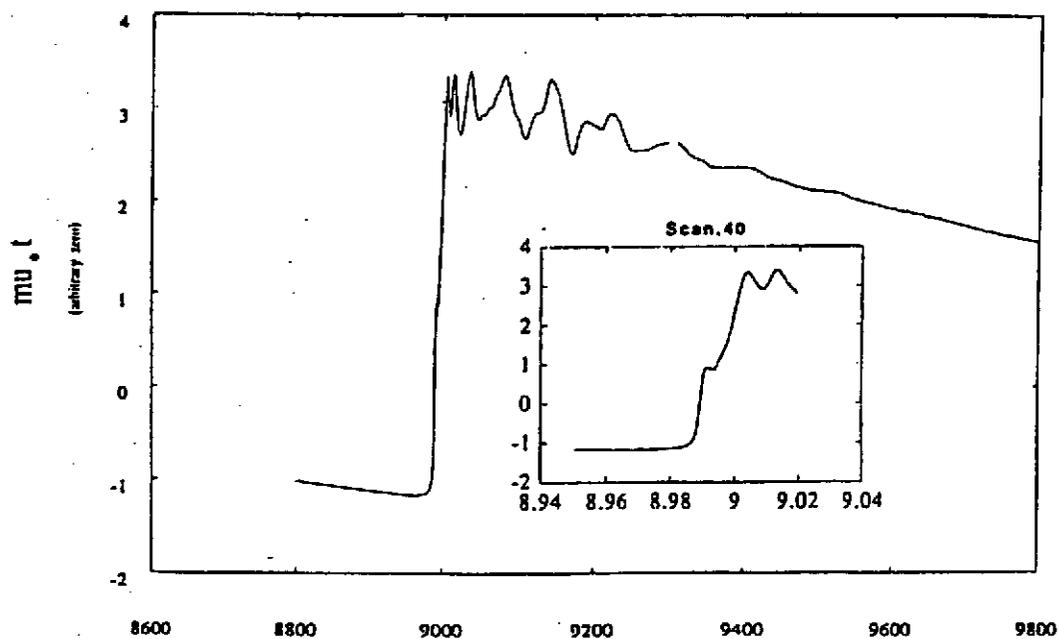


Fig. 6 a) Spectre d'absorption X, au seuil K du Cu dans une feuille Cu métal
 b) Profil de diffraction, illustrant la théorie dynamique de la largeur de raie.
 Ces 2 résultats expérimentaux ont été obtenus à l'ESRF.

bande passante en énergie dans un spectre blanc de RSX incident, par un "monochromateur" constitué d'un cristal de silicium monocristallin parfait.

L'expression de la largeur de Darwin est : $\varepsilon = \frac{2|\chi_h|}{\sin 2\theta_B}$ avec $\chi_h = -\frac{r_0\lambda^2}{\pi V} F_h$;

χ_h est la composante de Fourier pour le vecteur réciproque h de la susceptibilité électrique, elle-

même liée simplement à la densité des électrons du matériau : $\chi(\mathbf{r}) = -\frac{r_0\lambda^2}{\pi} \rho(\mathbf{r})$.

Exemple

Un monochromateur classique comporte 2 cristaux identiques parallèles : le premier sélectionne une énergie dans le faisceau RSX blanc incident, selon l'angle de Bragg ; le second rétablit la direction incidente. Mais il ne transmettra le faisceau monochromatique issu du premier cristal que si le parallélisme des deux cristaux est suffisant, c'est à dire si la convolution des profils de réflexion (chacun ayant la même largeur de Darwin) n'est pas nulle. La fig. 6b montre ainsi le double profil de Darwin obtenu à l'ESRF pour des cristaux Si_{311} . Il y a bon accord entre la largeur expérimentale ($\varepsilon_{\text{exp}} = 0,75$ secondes d'arc) et la valeur théorique ; en effet :

Silicium : V (maille) = $a^3 = (5,4307 \text{ \AA})^3$ et $F_h(\text{Si}_{311}) = 4\sqrt{2} \cdot f_{\text{Si}}$

$E = 35 \text{ keV} \rightarrow \theta_B = 6,21$ degré (condition de Bragg pour $d = a/\sqrt{3}$)

le facteur de forme est donné par des tables : $f_{\text{Si}}(\sin\theta_B/\lambda = 0,3) = 8,22$

D'où : $\varepsilon_{\text{th}} = 3 \mu\text{rad}$, soit 0,62 secondes d'arc.

2.1.3 Réfraction

Lorsqu'une onde plane pénètre dans un milieu avec un angle rasant α_i , sa propagation change de direction selon la loi de Snell-Descartes : $\sin \alpha_i = n \sin \alpha_j$

Dans le cas des rayons X, l'indice n s'écrit :

$$n = 1 - \delta - i\beta, \text{ où } \delta = \frac{1}{2\pi} r_0 \frac{Z}{A} \cdot \rho_m \cdot \lambda^2 \text{ et } \beta = \frac{\lambda\mu}{4\pi}$$

Numériquement, $\delta \approx 10^{-5} - 10^{-6}$. La partie imaginaire β concerne l'absorption et a été vue plus haut.

Le faisceau incident est réfracté en se rapprochant de la surface interne ; lorsque α_i devient plus petit qu'une valeur critique α_c , le faisceau est réfléchi totalement à l'extérieur.

En unités pratiques, l'angle de réflexion totale est donné par :

$\alpha_c [\text{mrad}] = 1,6 \lambda (\text{\AA}) (\rho [\text{g/cm}^3])^{1/2}$; il est de l'ordre de quelques mrad.

2.2 Les problèmes optiques spécifiques à l'ESRF

L'ESRF est une source X d'une qualité sans précédent, dont l'utilité effective repose sur la capacité à conditionner et à manipuler des faisceaux de haute brillance. D'où la nécessité de prendre en compte, outre l'effet des radiations, les sources d'instabilités liées aux problèmes mécaniques et thermomécaniques qui surgissent dès que l'on interpose un morceau de matière dans le trajet des RSX. En effet, la puissance des wigglers atteint 6 kW, et les onduleurs émettent une densité de puissance jusqu'à 160 W/mm².

Pour des composants tels que les fenêtres en béryllium, les conditionneurs de géométrie du faisceau et les filtres, le problème peut être résolu avec les technologies avancées existantes. Ce n'est pas le cas pour les systèmes optiques, pour lesquels le défi reste entier de conserver l'émittance (i.e. la taille de la source dans l'espace des phases) et a fortiori la brillance (i.e. la densité de photons à l'intérieur du volume occupé dans l'espace de phases) du faisceau (réf. 6).

L'émittance

En l'absence d'une forte charge thermique, la faible émittance de l'ESRF peut-elle être conservée jusqu'à l'expérience ? Il y a des limites *fondamentales* (aberrations optiques de la focalisation) et aussi des limites *techniques* (qualité des monocristaux, imperfection de surface des miroirs, stabilité sous rayonnement, montage sans contrainte mécanique, positionnement précis).

Considérant une source onduleur de 200 μm et une divergence de 20 μrad , dont la stabilité est assurée à 10%, on voit que la tolérance sur la qualité de facettage d'un miroir focalisant placé à une distance typique de 25 m doit être $\approx 1\text{-}2 \mu\text{rad}$ (rms) ; pour limiter ses pertes par diffusion diffuse, sa microrugosité doit d'autre part être de quelques Å. De même, pour les cristaux parfaits utilisés pour la monochromatisation du RSX, les variations d'orientation et de distance des plans atomiques diffractants doivent être au plus de $\approx 1 \mu\text{rad}$ et $\approx 10^{-6}$. Ces caractéristiques peuvent être obtenues par un effort de développement les technologies les plus récentes.

La focalisation transverse (sagittale) par un cristal est un problème délicat. Lorsqu'on le courbe dans une direction, pour créer une forme concave, une courbure convexe est observée dans la direction perpendiculaire (effet de "selle de cheval") ; dans les conditions pratiques de l'ESRF, une divergence horizontale de 3 mrad au plus peut être refocalisée.

La brillance

Il faut maintenant prendre en compte la forte charge thermique sur les éléments optiques.

Dans le cas des onduleurs, la forte densité de charge thermique par unité de surface peut être réduite - par des fenêtres, filtres et surtout par un angle d'incidence faible, d'un ou deux ordres de grandeur. Mais la déformation de la partie diffractante reste encore prohibitive. L'ESRF a particulièrement étudié le cristal de diamant, dont les propriétés thermomécaniques sont supérieures à celles du silicium, ainsi que le refroidissement cryogénique des cristaux de silicium (son coefficient de dilatation thermique passe par zéro à 125 K).

Pour les wigglers, un projet de miroir adaptatif, basé sur le traitement en temps réel des effets de la turbulence atmosphérique en astronomie, est en cours de test.

Les différents moyens et efforts de développement de l'ESRF en optique X, tant pour la monochromation par cristaux et multicouches que pour les miroirs de filtrage ou focalisation, sont rassemblés dans les tables 5 a,b,c.

<i>Equipements</i>	<i>Cristaux et matériaux</i>	<i>Systèmes courbés et mécanique</i>
<i>diffractionmètre 3 cercles haute résolution (cf fig. 10)</i> - mesure de constante de réseau et coeff. dilatation - bientôt sur ligne optique	<i>J fabrication cristaux Si, Ge (différentes formes)</i> - channel-cut pour charge thermique forte - lames minces pour courbure - channel-cuts haute résolution (RGN) - channel-cuts à 5 réflexion (DPA) - forme pour focalisation sagittale	diffraction des cristaux courbés cylindriquement (géométrie de Bragg, puis Laue) profils d'intensité dans la tâche focale théorie dynamique et cinématique
<i>J fabrication et tests cristaux</i> - orientation, alignement - scie diamantée - polissage	<i>J cristaux diamant</i> - efficacité sous haut flux (fig. 2) - diagnostics de faisceau et splitter - polarisation circulaire <i>J cristaux Be</i> - structure en grains - stabilité et émittance	<i>J mécanique de courbure</i> - pour monochromateurs 2 cristaux

a.

<i>Optique adaptative et courbeurs</i>	<i>Laboratoire de Métrologie : évaluation des surfaces</i>	<i>Simulations sur ordinateur</i>
<i>Asservissement</i> - par mesure de forme interférométrique (50 Hz, au μrad) <i>formes : cylindre, ellipse, parabole</i>	<i>Micro-profleur (WYKO TOPO 2D13D)</i> - interférence entre 2 faisceaux réfléchis (miroir et référence) - enregistrement CCD (1D et 2D) - logiciel de reconstruction de la surface - microrugosité : $\pm 1 \text{ \AA}$ près (répétabilité 0,5 \AA) - longueurs d'ondes spatiales 1 \AA \leftrightarrow 15 μm (piézoélectrique)	<i>Logiciel SCOTTY</i> - tracé de raies X - utilise la forme mesurée du miroir i.e. la densité de puissance spectrale (basse fréquence par la LTP, haute fréquence par le microprofilleur) - fournit le faisceau spéculaire et les faisceaux diffusés
<i>objecifs</i> - correction des erreurs de pente (sous 4 kW : de 360 à 20 μrad) - focalisation - contrôle de la stabilité	<i>Interféromètre de Fizeau (WYKO 6000)</i> - laser HeNe (632 nm) - ouverture : 150 mm - précision : $\lambda/100$ (répétabilité $\lambda/200$) - aussi tests de petits courbeurs	<i>Calculs théoriques</i> - réflexion spéculaire - purement géométrique - échelle microscopique incluse - modélisation future : microrugosité 2D
<i>définition ligne wiggler BL2</i> - accélérateurs piézoélectriques - refroidissement latéral - 3 segments	<i>Profleur à longue trace LTP (cf fig. 11)</i> - interféromètre à 2 faisceaux - différence de chemin optique \rightarrow erreur de pente (+ profil en z) - poutre céramique 2 m et coussin d'air - positionnement : 1 μrad et 1 μm - résolution longitudinale sur l'erreur de pente : 0,5 μrad - longueurs d'ondes spatiales : quelques mm \leftrightarrow dimension de l'élément optique	
<i>Courbeur 4 points</i> - piézoélectrique - formes : sphère, ellipse		

b.

<i>Chambre ultravide pour dépôts</i>	<i>Caractéristiques</i>	<i>Mesures</i>
<i>CVD assisté plasma</i>	- gaz : SiH ₄ , N ₂ , H ₂ pour nettoyage substrat, WF ₆ pour dépôt W - substrats : 25 cm x 10 cm	dépôts films Si (20-110 nm) = f (p, T, puissance microonde) - substrats : Si, silice fondue - rugosités : 0,2-1 nm - uniformité spatiale à améliorer
<i>Pulvérisation</i>	- dépôt de tous matériaux	<i>firme OVONICS</i> - sur zérodur : $\Delta d/d$ 0,5 % sur 150 mm, - sur Si : réflectivité \rightarrow 80% à 8 keV
<i>tension RF au substrat</i>	- processus à plus basse température	<i>multicouches W/Si</i> - courbure dynamique prévue
<i>Contrôle in-situ des dépôts</i>	- ellipsomètre à la milliseconde - réflectomètre X rasant	<i>multicouches Fe/C</i> - mesure STM
<i>Contrôle opératoire</i>	- régulation de la pression totale - contrôle des séquences d'opération (flux de gaz, puissance micro-onde) - mesure de densité de plasma	<i>multicouches à gradient de paramètre de maille</i>

c.

Tab. 5 Moyens et développements à l'ESRF :

- Monochromateurs à cristaux
- Miroirs
- Multicouches

3. Les Détecteurs X pour l'imagerie

3.1 Rappel des besoins à l'ESRF

Les besoins en diffraction et diffusion sont définis ci-dessous :

taille	rés. spatiale	énergie	dynamique	taux d'image
Φ 200-300 mm	100 - 200 μ m	de 5 à 40 ou 60 keV	3 à 5 décades	résolution = milliseconde
- pinceau X fin - réduire diffusés		surtout 10-20 keV	bruit de qq. X /image/pixel	très faibles signaux enreg. en qq minutes

Ces besoins sont *trop diversifiés* : il n'existe pas de détecteur capable de couvrir tous ces aspects; en effet :

- plaque image : lecture lente et cycle utile très faible
- détecteurs TV (actuels) : plus rapides, mais image de qualité souvent médiocre.

En conséquence, l'ESRF a choisi une approche *modulaire*. En effet, il existe de nombreux dispositifs assurant l'un des processus suivants (fig. 7) :

- conversion X --> visible
- acquisition d'une image visible.

On tendra donc à combiner un intensificateur d'image médical (XRII), disponible pour les hautes énergies X - ou un écran phosphorescent médical dans le cas d'une aire sensible petite, avec une caméra CCD à balayage lent mais résolution et dynamique très élevés. L'accès aux énergies plus basses et à des temps de réponse jusqu'à la milliseconde conduit à développer les éléments décrits ci-dessous.

3.2 Les Développements à l'ESRF

1. XRII basse énergie et réponse rapide (Prototype Thompson)

taille	Φ 200 mm
sensibilité maximale	$6 < E < 20$ keV ; bonne fenêtre 33-40 keV valable --> 100 keV (1)
étalement du point	= 200 μ m (mais 1 mm à 10^{-3} du maximum)
bruit équivalent	quelques X / cm ² / s
temps de réponse	100-100 images /sec. sans rémanence appréciable
limitations	angles de diffraction \pm 15 deg. (convexité)

(1) à noter, en comparaison, que la plaque image a un rendement (DQE) qui à 20 keV ne vaut déjà plus que 20 %.

Des prototypes intermédiaires et une caméra CCD lente ont permis des mesures de protéines et du germanium sous haute pression : l'image 1000x1000 (14 bits) est disponible en 5 secondes. D'autres utilisations d'imagerie à basse énergie sont envisageables (ex. test non-destructif de matériaux légers, médecine).

2. Caméra CCD mégapixel

Un effort important est mené sur la conception de l'électronique analogique et le contrôleur numérique, en direction d'un double objectif :

- 1 Mpixel lu en 0,1 seconde (dyn. 12 bits)
- 0,25 Mpixel lu en 2 msec (dyn. 10 bits)

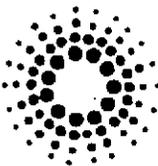
De tels systèmes à haute vitesse requièrent de très grandes et rapides mémoires tampons.

3. Caméra CCD ultra-rapide

La prévision est de 500 images de 512 x 512 pixels par seconde et une dynamique de 500 ou 1000.

Le tableau 6 présente une comparaison de différents détecteurs X d'intérêt pour l'ESRF.

EUROPEAN SYNCHROTRON RADIATION FACILITY
 BP 220
 F - 38043 GRENOBLE CEDEX
 FRANCE



MODULAR X-RAY DETECTOR

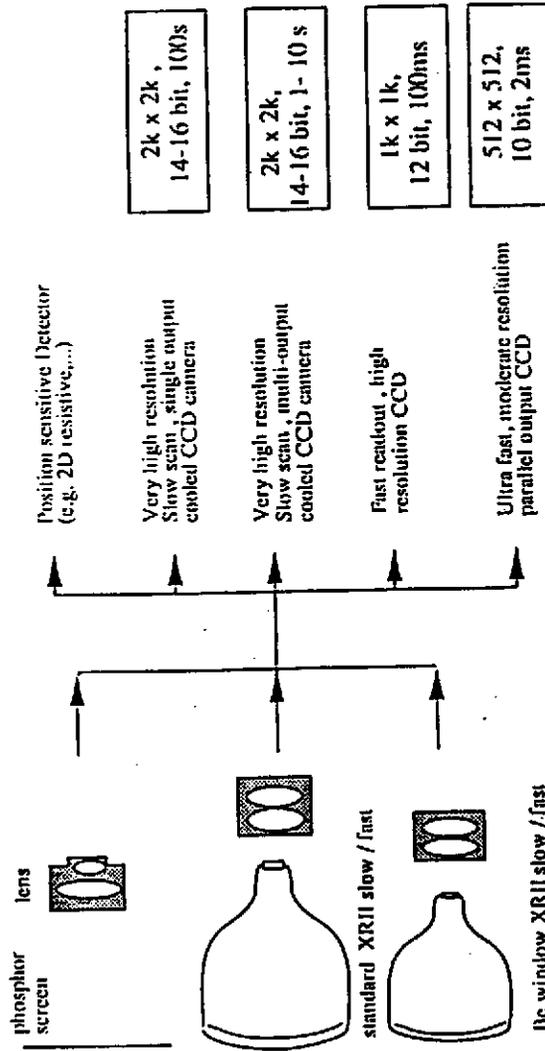


Fig. 7 Détecteurs X à l'ESRF : approche modulaire

tab. 6 - Les Détecteurs X à l' ESRF

Type	Abréviation	Disponibilité	Technique	Résolution spatiale ϕ (μm)	Résol. en énergie	Temps de lecture	Taux de comptage	Bruit équivalent photons X de $8\text{keV}/100\mu\text{m}^2/\text{s}$	Gamme dynamique (décades)	Gamme d'énergie (keV) ⁽⁷⁾	Surface utile (mm)	Utilisation
Film		commercial		quelques μm	//////	1 - 10 min.	intégration	100	≤ 3 (usuel)	< 5 à $\sim 40\text{keV}$	$\sim 500 \times 500$	XRD, topography..
Plaque Image	IP	commercial R&D labs	lecture photoluminescence stimulée par laser	150 FWHM		1 - 10 min	intégration	5 - 50 ?	4 \leftrightarrow 5	de < 5 à ~ 80	$\sim 400 \times 400$ "pavage"	XRD, Diffuse scattering etc.
Compteur à gaz multifils	MWPC	R&D : labs	ligne à retard ou ampli /fil	≥ 300 FWHM limité par effet de parallaxe	15-50% (Fe ⁵⁵)	comptage ⁽³⁾	< 1 Mcps global ≤ 10 kcps local	$\ll 1$ (7)	comptage ⁽⁵⁾	< 10 keV	$\leq 200 \times 200$	XRD, Diffuse scatt. à petits angles
Compteur à gaz microstrips (1)	MSGC	R&D RAL pour l'ESRF	div. charge avec ampli /fil	≥ 300 ⁽¹⁾ FWHM	15-50% (Fe ⁵⁵)	comptage ⁽³⁾	$\rightarrow 100$ Mcps global	$\ll 1$	comptage ⁽⁵⁾	< 5 à $\sim 25\text{keV}$ pour Xe; plus si pressurisé	500x500 150 x150	XRD, Diffuse scatt. à petits angles
Intensificateurs d'Image (en RX)	XII-CCD	Thomson TE + ESRF	conversion X \rightarrow visible (lecture par CCD)	200 FWHM < 1000 @1%	//////	10 sec \leftrightarrow 1 msec ⁽⁴⁾	intégration	$\ll 1$	3 \leftrightarrow 5	Al : $> 20-150$ Be : $\sim 5 - 100$	$< \phi 500$ Be: $\phi 200$	XRD
Ecran à scintillation		Ecrans médical mammographie, R&D ESRF écrans	couplage relais optique à CCD	≤ 100 FWHM ($\rightarrow \mu\text{m}$ à faible DQE pour surface $\sim 1\text{cm}^2$)	//////	~ 10 sec ⁽⁴⁾	intégration	$\ll 1 - 10$ (4) - indépendant du temps de lecture	3 \leftrightarrow 5	de : < 5 à : 100	$\phi 10 - \phi 100$	- BL, μ Focus - EXAFS dispersif
CCD excitation directe		commercial (Univ Leicester/EEV) épaisseur active de Si jusqu'à 100μ	lecture lent, CCD cryogénique	~ 10 (6)	< 120 eV (Fe ⁵⁵)	~ 10 sec	intégration limitée: taux < 1 kcps si résolution en énergie demandé	$\ll 1$ / min	comptage ⁽⁵⁾	$\sim 0,1 - 10$ (jusqu'à 100μ de silicium utile)	de 10×10 à 60×60 (mosaïque de 4)	
Si drift diode		R&D ESRF /Intertechnique	dérive de la charge absorbé, anode de capacitance réduite	//////	< 150 eV (Fe ⁵⁵)	comptage ⁽³⁾	≤ 100 kcps à présent (en principe, jusqu'à qq Mcps)	$\ll 1$ / min	comptage ⁽⁵⁾	$\sim 1-15$ keV $300\mu\text{m}$ de silicium utile	$\sim \phi 10$ typique	EXAFS

(1) grand développement actuel pour des détecteurs des expériences de hautes énergies; tendance vers une électronique pour chaque microstrip (Workshop ILL, juillet 1993)

(2) la "résolution spatiale" est souvent donnée comme la plus grande fréquence spatiale discernable. Cette valeur est très subjective. La MTF (fonction de transfert de modulation spatiale) exprime la résolution de façon quantitative;

il faut au moins 2 valeurs (à fréquence nulle et à haute fréquence) pour caractériser cette distribution. De manière équivalente (transformée de Fourier), on peut utiliser la réponse impulsionnelle ou PSF (réponse impulsionnelle spatiale). Pour les expériences de diffraction, la PSF est le meilleur facteur de mérite, et il faut considérer au moins 2 valeurs de la PSF, à mi-hauteur et au pied (défini comme 0,1% de l'ordonnée au centre); dans le tableau, la valeur au pied est parfois indiquée entre parenthèses.

(3) "comptage" signifie que le temps de lecture est aussi court que l'on veut, i.e. la lecture est en temps réel.

(4) selon la caméra CCD utilisée

(5) la limite pratique n'est pas due à la dynamique du comptage, mais à des phénomènes annexes comme par exemple la PSF.

(6) la résolution est liée à la taille du pixel et à l'énergie

(7) pour une DQE $\geq 10\%$

C. Les lignes ESRF

1. Généralités

Sur la capacité totale de l'équipement - soit de l'ordre de 50 lignes de RSX, plus de 60% devraient être équipées et disponibles aux utilisateurs dès la mi-96. Les lignes de lumière peuvent être classées selon plusieurs critères :

1. Le type de source :

La source est du type onduleur, wiggler ou dipole avec une variété de caractéristiques appropriée à chaque ligne (cf table B-4).

2. Le fonctionnement

- les lignes "publiques" : financées et mises en oeuvre par l'ESRF, elles sont accessibles aux utilisateurs selon une procédure de sélection scientifique interne ; elles seront au nombre de 23 d'ici fin 1996.

- les lignes mixtes "privées-publiques, dénotées "CRGs" (Collaborative Research Groups). Elles sont financées et mises en oeuvre par des groupes de laboratoires extérieurs à l'ESRF, qui disposent de 2/3 du temps pour leurs propres besoins le dernier tiers rentrant dans la procédure ESRF). Ces lignes, toutes issues d'une source dipole, seront au nombre de 10 environ d'ici fin 1996.

- les lignes de test : machine et optique X

3. Le type d'utilisation, qui permet de regrouper certaines lignes :

- soit selon la *technique expérimentale* : diffraction, diffusion diffuse, haute énergie, polarisation, surface / interface, cinétique, absorption, nucléaire, diffusion inélastique, ondes stationnaires et absorption de surface, recherche médicale etc.

- soit selon l'*objectif scientifique* : matière condensée "dure", matière condensée "molle" (par ex. les polymères), chimie, sciences de la vie, surfaces et interfaces, méthodes et instrumentation.

Une ligne générique (fig. 1), d'un coût de \approx 12-15 MF, comprend pour l'essentiel :

- une optique pour sélectionner une bande passante adaptée et pour ajuster la géométrie du faisceau à chaque expérience (cf B-2) ;

- un montage expérimental permettant de placer un échantillon dans des conditions appropriées (position, environnement)

- un système de détection (cf B-3)

Ces différents éléments sont incorporés dans une "ligne de lumière", qui comprend de plus un système de vide pour le transport de faisceau, des moyens de pilotage et de contrôle et des cabines plombées pour les expériences.

A titre d'exemple, la ligne française CRG "Interfaces", dédiée à la physique et à la physico-chimie des surfaces et interfaces, comprend comme composants principaux :

- un monochromateur (fig. 2a,b) à deux cristaux Si parfaits, couvrant la gamme 4-30 keV et assurant la focalisation du RSX dans le plan horizontal ;

- un long miroir (1 m) pour la focalisation verticale et le filtrage des hautes énergies

- un banc de spectrométrie d'absorption X

- un diffractomètre à 4 cercles multitechnique

- un diffractomètre sous ultraviolet couplé à un banc d'épitaxie à jets moléculaires

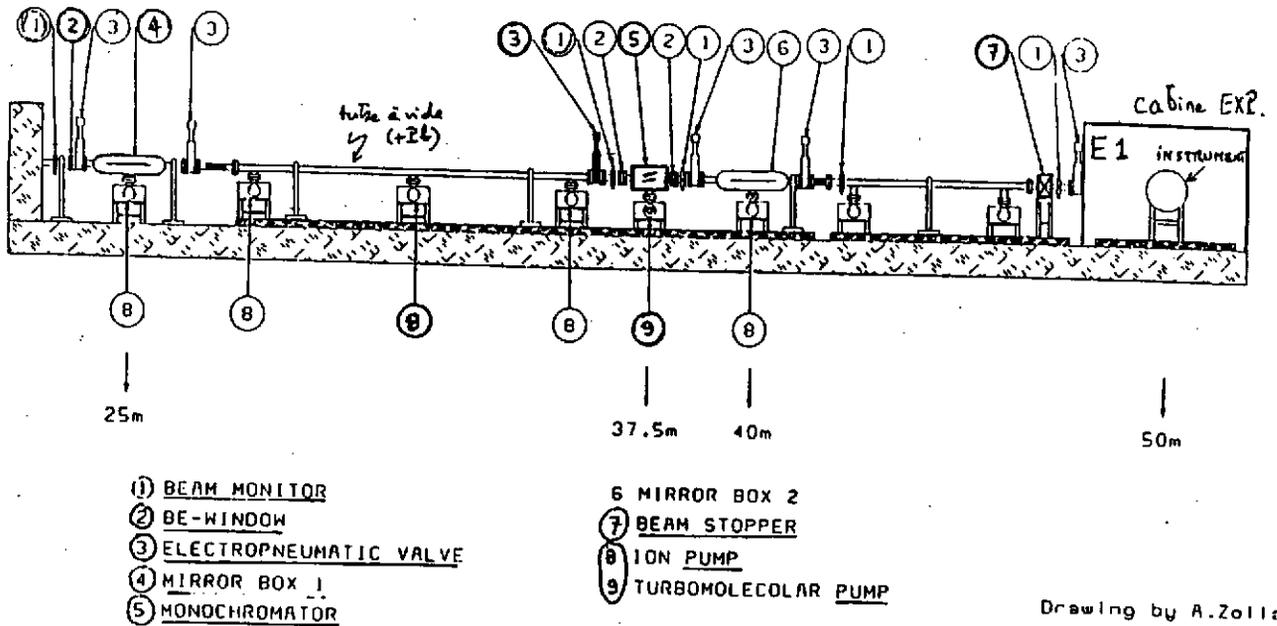
L'annexe 3 (réf.1), destinée aux futurs utilisateurs de la ligne "Interfaces", fournit quelques indications sur ces différents équipements.

2. Les lignes opérationnelles en 1994-96

Les premières lignes sur l'ESRF - qui seront disponibles de 1994 à 1996, ainsi que leurs caractéristiques principales, sont données sur la table 1. Des informations plus détaillées peuvent être trouvées en réf. A-4. La plupart concerne la gamme d'énergie classique de la diffraction X (5 - 30 keV) pour laquelle l'ESRF est optimisé ; il y a cependant des lignes fonctionnant à haute énergie (> 50 keV) telle que la ligne n° 5. De même, quelques lignes descendent jusqu'au keV environ dans les cas spécifiques où l'ESRF est inégalé (ex. polarisation circulaire : ligne 6, microscopie : ligne 22). On notera également une ligne dédiée à la recherche médicale (ligne 14).

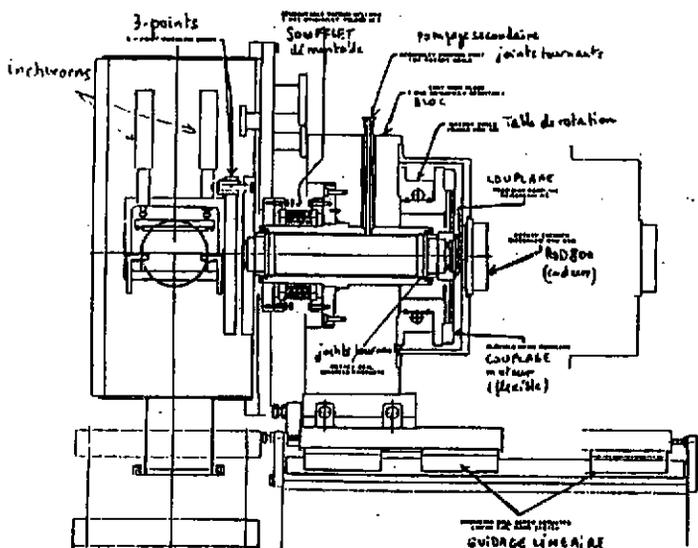
La répartition des lignes de lumière autour de l'anneau est indiquée sur la fig. 3, qui montre de plus les potentialités de l'ESRF en équipement de lignes.

LIGNE "GÉNÉRIQUE"

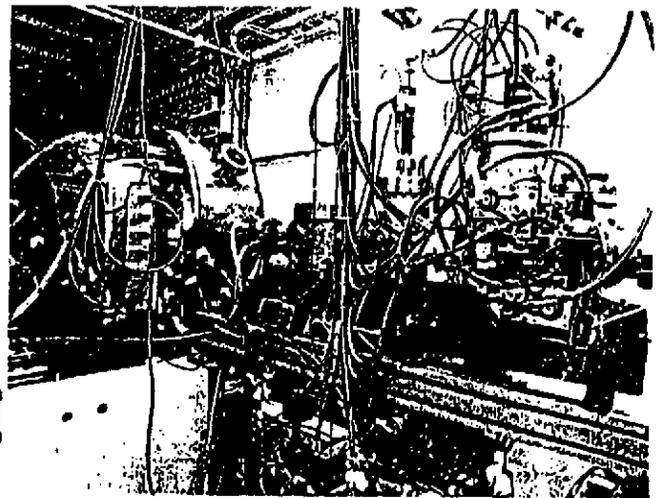


Drawing by A.Zolla
scale 1 : 100

Fig. 1 Ligne de rayons X générique : seule la partie dans le hall expérimental est schématisée (partie située entre 25 m et ≈50-70 m de la source synchrotron); à noter que les composants optiques principaux (monochromateur, miroir) sont souvent placés dans une cabine plombées, tout comme les instruments.



a.



b.

Fig. 2 a) schéma du monochromateur (CRG/IF) : le faisceau RSX est perpendiculaire au plan de la feuille. Il comprend un axe de rotation de haute précision codé, qui porte une cage à 2 cristaux; seul le 2ème cristal, mû par 3 inchworms, est représenté; cette cage est découplée des sources de vibrations.

b) installation provisoire (début 1993) du monochromateur IF dans une cabine ESRF; en amont, se trouvent aussi des fentes de définition et un moniteur de position du RSX

Table 1. Les Lignes sur l' ESRF (actualisation août 93)

Source	Ligne	Objectifs scientifiques	Source	Date
	Lignes Publiques			
ID-13	1. μ Focus	diffraction ; DPA ; haute pression	U 4 - 15 keV	mi - 1994
ID-11	2. Material Science	cristallographie (petites mailles) ; diffusion magnétique	W 4 - 60 keV	- id -
ID-9	3. White Beam	cristallographie des protéines ; Laue ; haute pression (dispersif)	W 4 - 60 keV	- id -
ID-2	4. High Brilliance	DPA temps réel ; cristallographie macromoléculaire	U accordable \approx 1 A	- id -
ID-15	5. High Energy	diffraction γ ; DPA ; Compton	WS \rightarrow 1 MeV	- id -
ID-12	6. Circular Polarisation	dichroïsme en EXAFS, SEXAFS ; photoémission de spin ; microscope 2,5 keV	U hélicoïdal \leq 5 keV	- id -
ID-3	7. Surface Diffraction	structure de surface ; transitions de phase ; croissance ; diffraction surface liquide	U : $K_M = 1.85$	- id -
ID-20	8. Dispersive EXAFS	structure locale résolue en temps	W ou U "tapered"	- id -
ID-10	9. Troika "Open BL"	expériences tests variées	U - 6-18 keV	- id -
	10. "Open BL"	expériences tests	BM- 10 / 20 keV ?	- id -
ID-18	11. Mössbauer	Diffusion nucléaire ; excitations e- et vib. ; $q = [0, 5 \text{ eV}]$, $\Delta E = [5, 100] \text{ meV}$	U 14,4 keV	mi - 1995
ID-20	12. Magnetic scattering	diffusion magnétique	Asym. W 3 - 40 keV	- id -
ID-32	13. Surface science	SEXAFS et ondes stationnaires	U < 2 - 30 keV	- id -
ID-17	14. Medical BL	recherche médicale : tomographie, angiographie etc.	W 33 - 80 keV	- id -
	15. Powder Diffraction	détermination des structures par méthode de poudre	BM ; puis U	- id -
ID-19	16. Topographie	topographie	W 5 - 40 keV	- id -
ID-1	17. Anomalous scattering	diffusion anormale en science des matériaux	W 5 - 35 keV	- id -
D-29	18. EXAFS	2 expériences d'absorption X	BM-20 keV	- id -
D-14	19. MAD	diffusion anormale multi-longueur d'ondes	BM-20 keV	- id -
ID-14	20. Macromolecular Crist.	cristallographie macromoléculaire	2 U 13 keV et accord.	- id -
ID-16	21. Inelastic scattering	haute et très haute résolution	U 7-22 keV	mi - 1996
	22. Microscopy	imagerie par microscopie X	U 0.8 - 4 keV	- id -
	23. Absorption	échantillons ultrafluides		- id -
	Lignes CRG			
D-32	IF	physique et physico-chimie des interfaces	D-20 keV	mi-1994
D-2	D2AM	DPA-DGA anormale (polymères, métallurgie / biologie structurale)	D-20 keV	mi-1994
D-8	GILDA	microscopie d'absorption et diffraction de poudres	D-20 keV	mi-1994
D-1	SN	diffraction et spectroscopie d'absorption	D-20 keV	mi-1994
D-7	GRAAL	physique nucléaire sous excitation gamma \approx 1 GeV	D	mi - 1994
	UK	Diffraction magnétique et à haute résolution	D-20 keV	mi - 1996
	DUBBLE	DPA, absorption X ; diffraction de poudres, diffraction d'interface	D-20 keV	mi - 1996
	Lignes de Test			
ID-6	Machine	ligne de diagnostic de l'anneau	U K \approx 2	mi-1992
D-5	Optique X	test des composants optiques	D-20 keV	mi-1994

3. La ligne de physique nucléaire GRAAL

Le projet GRAAL (Grenoble Anneau Accélérateur Laser), dont le fonctionnement est prévu en 1994, enverra un faisceau laser sur les électrons dans l'anneau, dans le but de produire par effet Compton un faisceau de rayons γ polarisés de haute énergie. Après les équipements de Frascati puis de Brookhaven, l'ESRF présente la possibilité unique d'atteindre la *gamme du GeV*, ouvrant la voie d'une nouvelle physique. Le flux γ devrait atteindre 5 MHz, taux suffisant pour l'étude des réactions photonucléaires : transitions électromagnétique des hadrons, photoproduction d'isobars et de particules étranges tant dans les noyaux que dans les nucléons. La faible émittance des électrons permet une résolution $\Delta E/E \approx$ pourcent par étiquetage des électrons choqués par le laser ; par ailleurs, le temps de vie résultant pour les électrons (≈ 40 h) reste actuellement supérieur d'un facteur 2 aux autres causes de perte d'électrons, et ne devrait donc pas perturber les utilisateurs de RSX.

L'intérêt d'utiliser une sonde électromagnétique (EM) pour l'étude de la structure du noyau et de ses constituants est multiple :

- l'interaction onde EM-particules est bien connue
- la faiblesse du couplage ($\alpha = 1/137$) permet la pénétration des photons et donc une information volumique
- à la différence des électrons, l'excitation photonique est sélective

Les rayons γ de l'ESRF permettent une résolution spatiale bien adaptée (table 2) :

Table 2. Quelques longueurs caractéristiques ; l'unité est le femtomètre (fm)

rayon nucléaire $R = r_0 A^{1/3}$	rayon du proton (rms)	longueur d'onde ($h/p\gamma$)	distance résoluble ($h/p\gamma$)
$r_0 = 1,2$	$r_p = 0,8$	$\lambda = 0,83$	$\delta x = 0,13$

Cinématique

La réaction de rétrodiffusion Compton en vol : $R \gamma + e \rightarrow R \gamma' + e'$, est représentée sur la fig. 4.

Dans le cas ultrarelativiste ($\gamma \gg 1$), l'énergie du photon γ émis en retour dans un collimateur $\Delta\theta$ est :

$$\frac{E_{\max}^{\gamma} - E^{\gamma}}{E_{\max}^{\gamma}} = \frac{x}{1 + x + z} \quad \text{où } x = (\gamma \cdot \delta\theta)^2 \text{ et } z = \frac{4\gamma E_L}{m_e} \quad (E_L = 3,5 \text{ eV})$$

Si l'on avait $x, z \ll 1$, la meilleure monochromaticité serait donnée par un collimateur tel que $\delta\theta = \sigma'_x$ (divergence angulaire des électrons dans le plan horizontal, au point considéré, soit $\approx 10^{-5}$)

Mais pour l'ESRF à 6 GeV, $z \approx 0,32$. On ne peut donc déterminer l'énergie des photons γ , donnés par $E_{\gamma} = E_e - E'_e + E_L \approx E_e - E'_e$ et $\sigma_{\gamma}^2 = \sigma_E^2 + \sigma'_E^2$ qu'en étiquetant ("tagging") l'électron ayant subi l'impact laser. En effet, malgré la faible émittance de l'ESRF, la divergence des électrons reste trop grande pour permettre une corrélation suffisante entre l'énergie et l'angle d'émission des rayons γ , comme le montre la simulation de la fig. 5a,b. On obtient la résolution en énergie limite de la machine, que l'étiquetage soit externe (extraction et analyse par un spectromètre magnétique) ou interne comme ce sera le cas à l'ESRF : le moment de l'électron est alors analysé par la structure magnétique de l'anneau. La minimisation de l'incertitude en énergie σ_{γ}^2 définit la zone à retenir pour l'étiquetage des électrons ; elle se situe juste en aval du second dipole de la zone d'intersection (fig. 6a,b). La détection de ces électrons (fig. 10) utilise des détecteurs solides de 128 microbandes ("microstrips") de 300 μm de largeur, en silicium ; l'extrémité du détecteur est à 10 mm de l'axe optique de la machine. La résolution attendue dans ces conditions est de 15 MeV (fwhm), soit 1% à l'énergie maximale.

Intensité et spectre du faisceau γ

La collision entre le faisceau d'électrons et le laser produit un taux de comptage - par unité de

trajectoire dz (x, y transverses), relié à leur densités :
$$\frac{d^2n}{dz \cdot dt} = c \cdot \sigma_T \iint \rho_e \cdot \rho_L \cdot dx dy.$$

En supposant les densités d'électrons ρ_e et de photons ρ_L gaussiennes et en intégrant, on obtient :

$$\frac{d^2n}{dz \cdot dt} = \frac{2 P \cdot I \cdot \sigma_T}{\pi E_L \cdot e \cdot c} \cdot \left[(w^2 + 4\sigma_x^2) \cdot (w^2 + 4\sigma_y^2) \right]^{-\frac{1}{2}}$$

Numériquement, avec σ_T (Compton) = 0,51 barn, les données du laser ($P=8$ watt; $E_L=3,5$ eV; taille $w=0,3$ mm) et les caractéristiques du faisceau de l'ESRF dans la zone d'intersection, on obtient $\approx 10^7$ gammas / sec.

Le spectre d'énergie peut être calculé à partir de la section efficace différentielle dans le système de référence du laboratoire; il est tracé sur la fig. 7.

Polarisation

L'ESRF permet d'obtenir de plus un faisceau de haute *polarisation* (au-delà de 75% de 600 MeV à 1,5 GeV, fig. 8), ce qui est un ingrédient essentiel pour une nouvelle physique. De plus, cette polarisation peut être rendue *variable* par simple changement de la polarisation du laser exciteur.

La polarisation linéaire mesure l'anisotropie des contributions multipolaires d'une transition. La polarisation circulaire conduit à la définition de nouvelles observables plus sélectives du mécanisme de réaction (ex. en photoproduction de l'étrangeté).

Expérimentation

L'optique à l'ESRF comprend un laser de 0,3mm de section minimale et un miroir de renvoi (à rotations précises \approx millidegré) ; l'ensemble est supporté par un banc optique muni du système "HLS" (=hydrostatic levelling system) comme pour les quadrupoles de l'anneau. L'installation sur le site de l'ESRF (zones de collision et d'étiquetage, laboratoire) est donnée sur la fig. 9a,b.

En ce qui concerne l'expérience proprement dite, la cible est un volume de 50 cm^3 d'hydrogène liquide. La détection des événements (fig. 11a,b) est réalisée au moyen de :

- une boule de cristal BGO à 480 cellules (sur presque 4π) pour la mesure des rayons γ émis lors des réactions photonucléaires ;
- des détecteurs multifils (MWPC), cylindriques et plans, pour les particules chargées ;
- un mur et un tonneau de scintillateurs pour les mesures de temps de vol et de perte d'énergie.

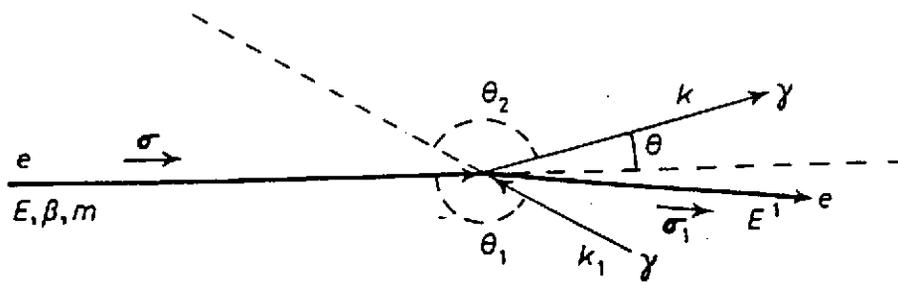


Fig. 4 Cinématique de la réaction photons laser - faisceau d'électrons (diffusion Compton en retour)

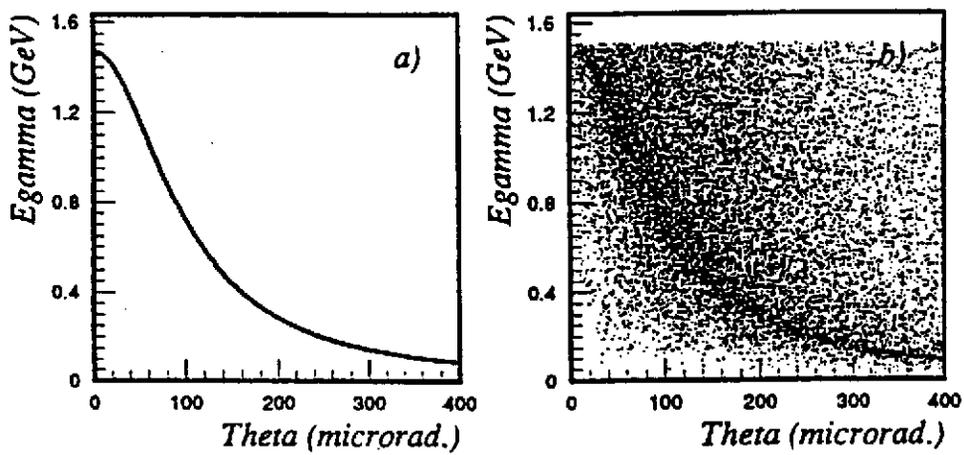


Fig. 5 Relation entre énergie du gamma créé et son angle d'émission :
 a) avec un faisceau d'électron idéal (émittance nulle)
 b) avec le faisceau d'électron de l'ESRF dans la zone d'interaction

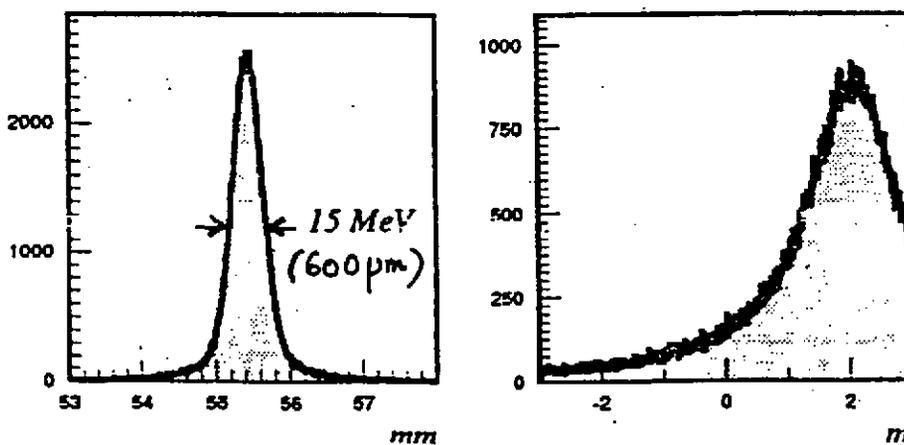


Fig. 6 a) Dispersion des positions des électrons dans la zone d'étiquetage, et résolution correspondante pour un gamma de 1,5 GeV
 b) distribution des points d'interaction Compton le long de la section droite

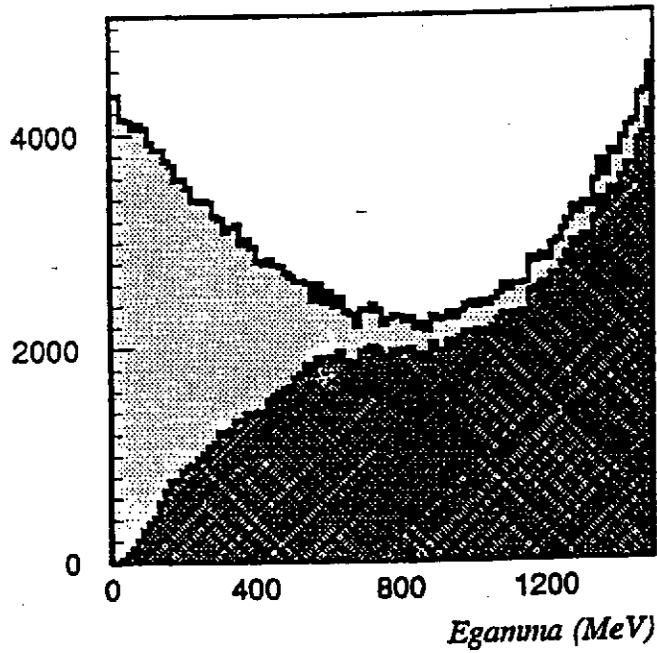


Fig. 7 Spectre des gamma émis ; la partie foncée correspond au spectre traversant un collimateur = $2 \times 1 \text{ cm}^2$ à 32 m de la section droite d'interaction

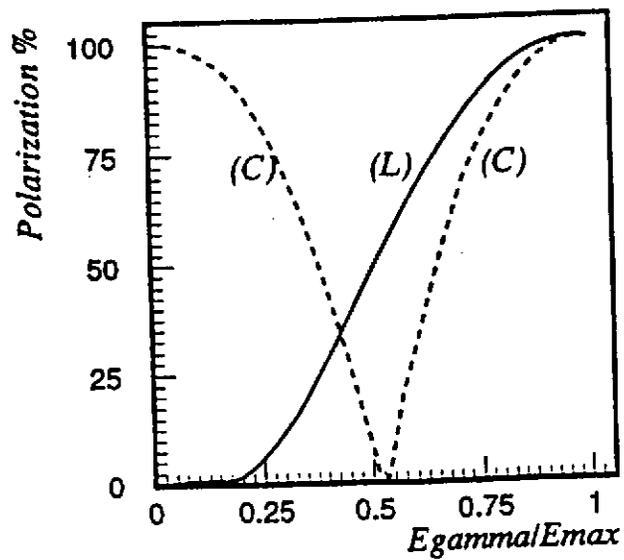


Fig. 8 Polarisation du faisceau Gamma en fonction de son énergie : L = polarisation linéaire, C = polarisation circulaire

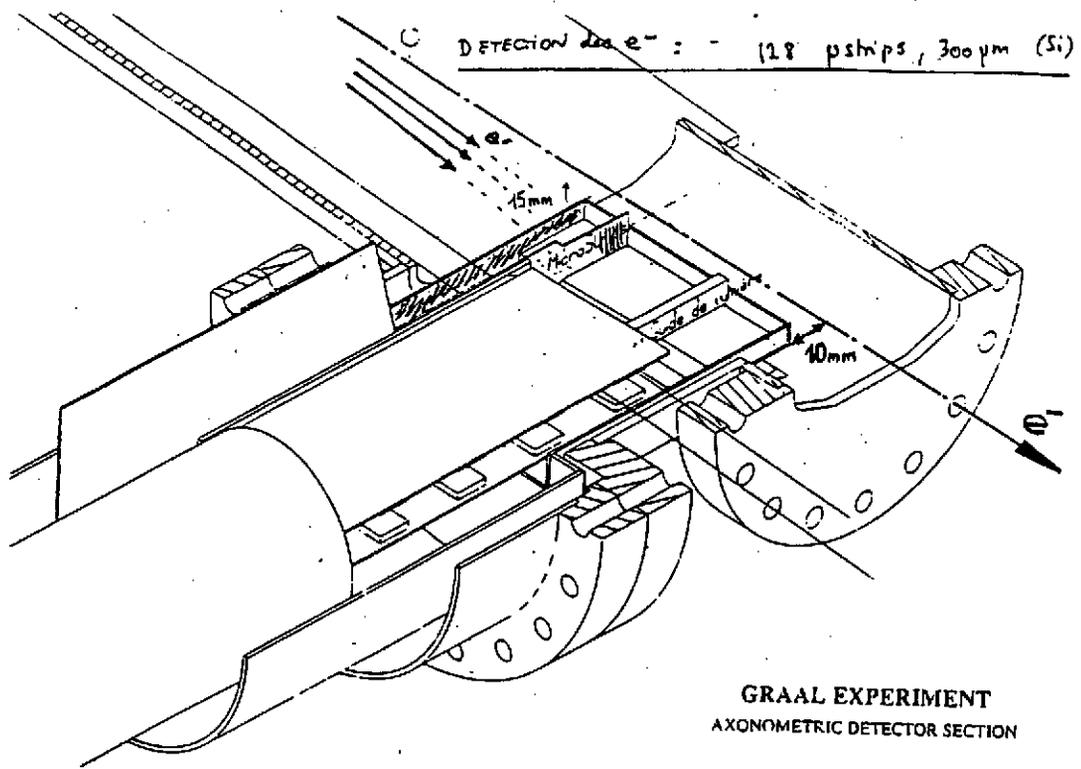


Fig. 10 Détecteurs microstrips s'approchant à 10 mm de l'axe de l'anneau de stockage, dans la zone d'étiquetage des électrons

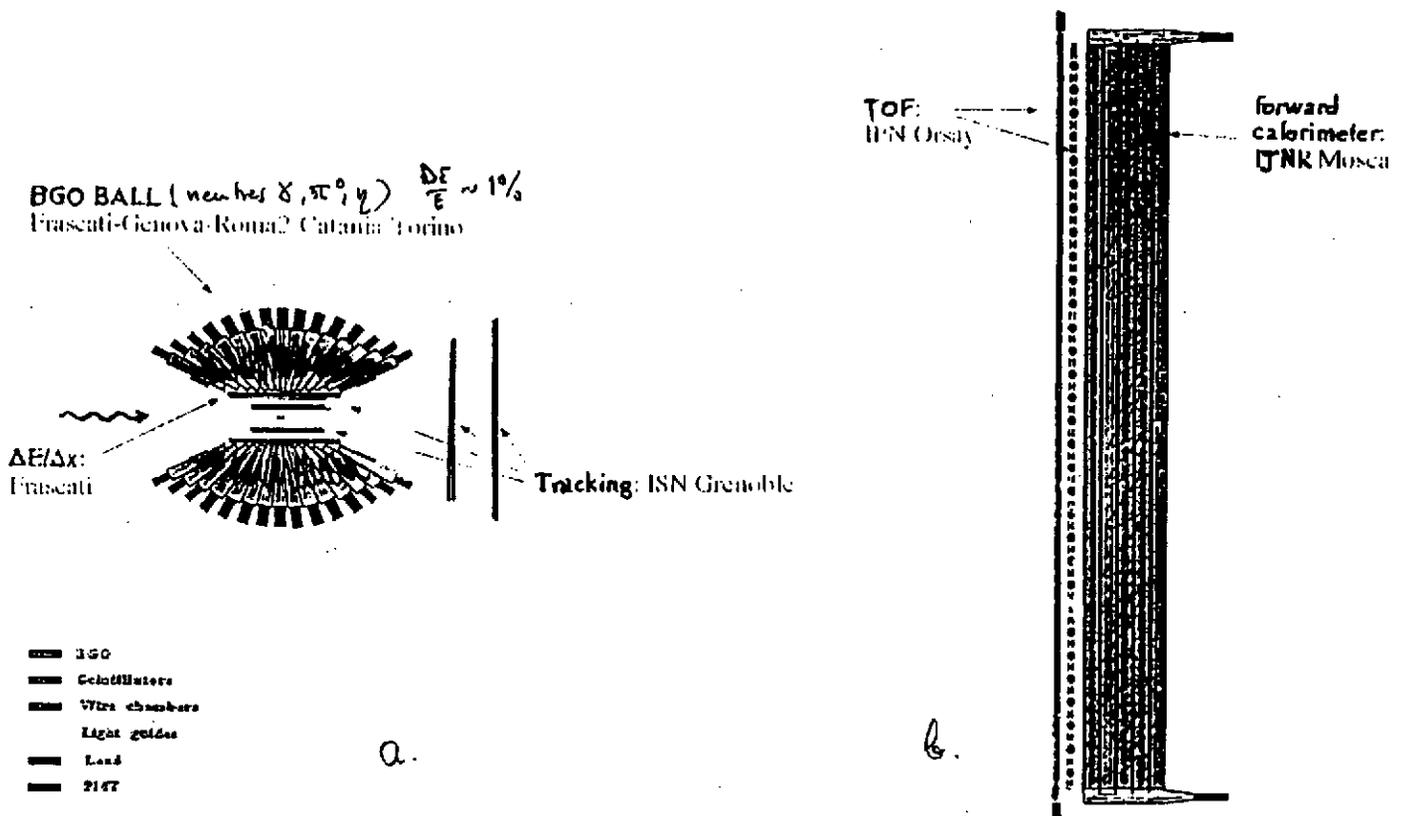


Fig.11 a) Détecteurs des produit de réaction dans le laboratoire GRAAL: calorimètre BGO pour détection des neutres, scintillateurs plastiques et chambres à fils pour particules chargées
 b) Double mur de scintillateurs pour mesure de temps de vol et calorimètre additionnel

C. Quelques résultats scientifiques et perspectives

Depuis environ 6 mois, et bien que l'ESRF n'ouvre ses lignes de lumière qu'à partir de la mi-94, des expériences ont déjà commencées. Ce chapitre traite des résultats obtenus par les techniques de microfocalisation du RSX, de diffraction de surface, de diffusion magnétique, de haute pression, de cristallographie biologique et de diffraction nucléaire ; un rappel des notions nécessaires à leur compréhension est donné dans chaque cas.

1. Microfocalisation et microscopie X

Comme signalé dans la partie B, une ligne est entièrement dédiée à la microfocalisation des rayons X durs, et une autre à venir à la microscopie en X de plus basse énergie. Nous nous limiterons ici à la première, qui a produit des résultats.

1.1 Principe de microfocalisation X par lentille Bragg-Fresnel

Les aberrations optiques limitent les éléments classiques de focalisation X vers 5-10 μm . Au-delà, les zones de Fresnel, les tubes capillaires convergents ou les lentilles Bragg-Fresnel permettent de franchir la barrière micronique. La divergence maximale pour le capillaire est l'angle de réflexion totale, soit 3 mrad à 1,5 Å; pour la lentille Bragg-Fresnel, elle est inférieure d'un ordre de grandeur.

Les développements actuels à l'ESRF concernent les lentilles de Bragg-Fresnel ou "BFL". Il s'agit d'un nouveau concept pour la focalisation et d'autres applications (ex. balayage haute fréquence) ; la limitation classique de l'optique X, inhérente à son indice très voisin de l'unité, ne peut être surmontée que par une microstructuration à 3 dimensions. Idéalement, il faudrait former des surfaces isophases (ellipsoïdes) réfléchissant sans aberration une onde sphérique issue d'un point source en un point image. La réalisation pratique de cette optique par réflexion utilise les techniques de la microélectronique (lithographie et gravure) sur un cristal parfait ou une multicouche, en superposant approximativement les plans de diffraction de Bragg et les surfaces isophases. En perspective, la microfocalisation pourrait approcher avec une bonne efficacité ($\approx 30\%$) le 1/100 de micromètre, même pour des rayons X durs (plusieurs dizaines de keV).

1.2 Applications

2.1 Sonde de Fluorescence submicronique (réf.1)

Cette expérience réalisée à l'ESRF montre l'intérêt d'une source brillante et paraxiale, couplée avec l'optique Bragg-Fresnel, pour l'obtention de dimensions latérales submicroniques.

L'expérience (fig. 1) utilise un faisceau monochromatique de 14,6 keV, issu d'un monochromateur Si_{111} sur une source onduleur. Ce faisceau est diffracté par une BFL orientée à l'angle de Bragg correspondant et positionnée par un montage précis à 3 translations XYZ ; les caractéristiques de cette lentille linéaire - i.e. focalisant dans une dimension, gravée sur un substrat Si_{111} , sont indiquées sur la table 1.

Table 1. Caractéristiques de la lentille Bragg-Fresnel -1D

# 1	$2 r_1$ (μm)	Δn (μm)	diamètre (μm)	tâche LTMH (μm)	efficacité (%)
BFL linéaire	7,84	0,3	50	0,8 μm obtenu (0,7 μm prévu)	30

A la distance focale $F=0,18$ m de la lentille est placé un objet test permettant de mesurer la résolution et la sensibilité de la microsonde : il s'agit d'un masque de chrome sur verre, en bandes parallèles de 8 μm de large et 0,08 μm d'épaisseur. Une fente intermédiaire supprime la diffusion par le substrat de la BFL.

La fluorescence émise par le seuil K du chrome (5,4 keV) est enregistrée par un détecteur germanium à haute résolution en énergie placé à 90° par rapport au faisceau incident sur le chrome supporté.

La fluorescence d' une bande (fig. 2a) est obtenue par balayage du masque avec un pas de $0,3 \mu\text{m}$. Après traitement mathématique, la taille du microfaisceau (fig. 2b) est estimée à $0,8 \mu\text{m}$ en bon accord avec la valeur attendue par l' optique de réduction ($0,7 \mu\text{m}$). Le flux calculé (table 2) montre un accroissement important dû à la lentille, par rapport au cas du substrat Si_{111} non gravé.

Table 2 . *Densité de flux comparée (BFL versus substrat Si_{111} seul)*

# 1	flux sur l' Ech ($40 * 0,8 \mu\text{m}^2$)	densité de flux (par μm^2)	substrat $\text{Si}(111)$	accroissement dû à la BFL
BFL linéaire	$1,9 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^5$	≈ 50

Cette expérience permet d' espérer une limite de détection de fluorescence dans la gamme de quelques fentogrammes pour un temps d' analyse inférieur à la minute. Inversement, une connaissance détaillée du microfaisceau permettrait d' en faire un outil de diagnostic : dans le cas du masque précédent, pour déterminer sa forme et la distribution de la densité.

2.2 Diffusion aux petits angles sur le collagène (réf.2)

Une petite tâche focale est utile pour l' étude des fibres ou l' application de perturbations extérieures ; mais l' optique X classique est limitée à $10 \mu\text{m}$. L' optique Bragg-Fresnel est adaptée pour la diffusion aux petits angles car la tâche focale apparaît dans une zone non bruitée (peu de rayonnement diffusé) ; d' autres avantages sont la grande distance focale - important pour la technique elle-même comme pour placer l' échantillon dans un environnement volumineux, et la possibilité de microfocaliser des rayons X durs.

L' expérience porte sur le collagène du tendon d' une patte de dinde, et plus précisément sur les zones intermédiaires, d' une fraction de millimètre, entre régions calcifiées et non calcifiées. Plus de 22 ordres de diffraction ont été résolus.

Le montage expérimental (fig. 3) utilise la même source et monochromateur que précédemment, pour une énergie de 10 keV. La lentille BFL (table 3) est ici à 2 dimensions (zones de Fresnel circulaires) avec diffraction presque en retour (l' angle de Bragg pour l' harmonique 5 du substrat Si_{111} à 10 keV est de 84 degrés, i.e. proche de la normale).

Table 3 . *Caractéristiques de la lentille Bragg-Fresnel 2D et du microfaisceau*

# 2	$2 r_1$ (μm)	Δr_n (μm)	ouvert. A (μm)	dist. focale F (m)	tâche focale (μm)	divergence = A/F (μrd)
BFL circulaire	17,5	0,4	200	0,62	2	0,3

Le détecteur, bidimensionnel, est une plaque image (cf § B-3). Plus de 22 ordres de diffraction ont été résolus (fig. 4). Un film photographique à haute résolution montre la diffusion du substrat Si_{111} de la BFL (qui peut être coupé comme précédemment par des fentes placées juste en amont de l' échantillon), l' ombre portée par la BFL (ordre zéro de diffraction, faible pour une lentille de phase) et au centre de cette ombre la tâche focale de $\approx 2 \mu\text{m}$ (insert, fig. 4).

La résolution de cette caméra de diffusion aux petits angles, permet l' étude de périodicités jusqu' à :

$$\frac{1}{q_{\text{min}}} = \frac{\lambda}{4\pi \left(\frac{A}{F}\right)} = \frac{1,24}{4\pi \times 310^{-4}} = 3300 \text{ \AA}$$

La densité de flux monochromatique sur l' échantillon serait $\approx 10^9$ photons/sec/ μm^2 . Par rapport à une caméra classique dotée d' un trou d' épingle, le gain est estimé à 3 ordres de grandeur.

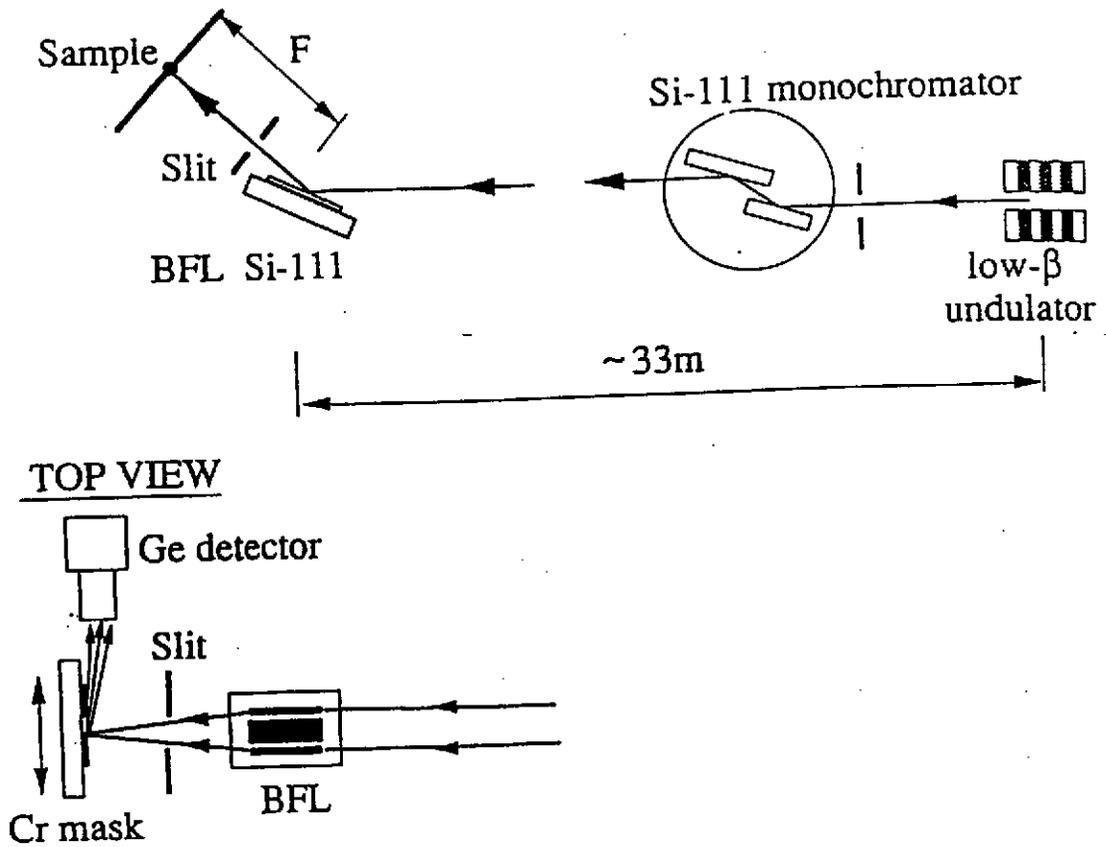


Fig.1 Montage expérimental pour la microfocalisation. La lentille Bragg-Fresnel est à une dimension, les traits gravés étant ici dans le sens du faisceau. La distance focale est. $F=0,18\text{ m}$ à l'énergie $E=14,6\text{ keV}$.

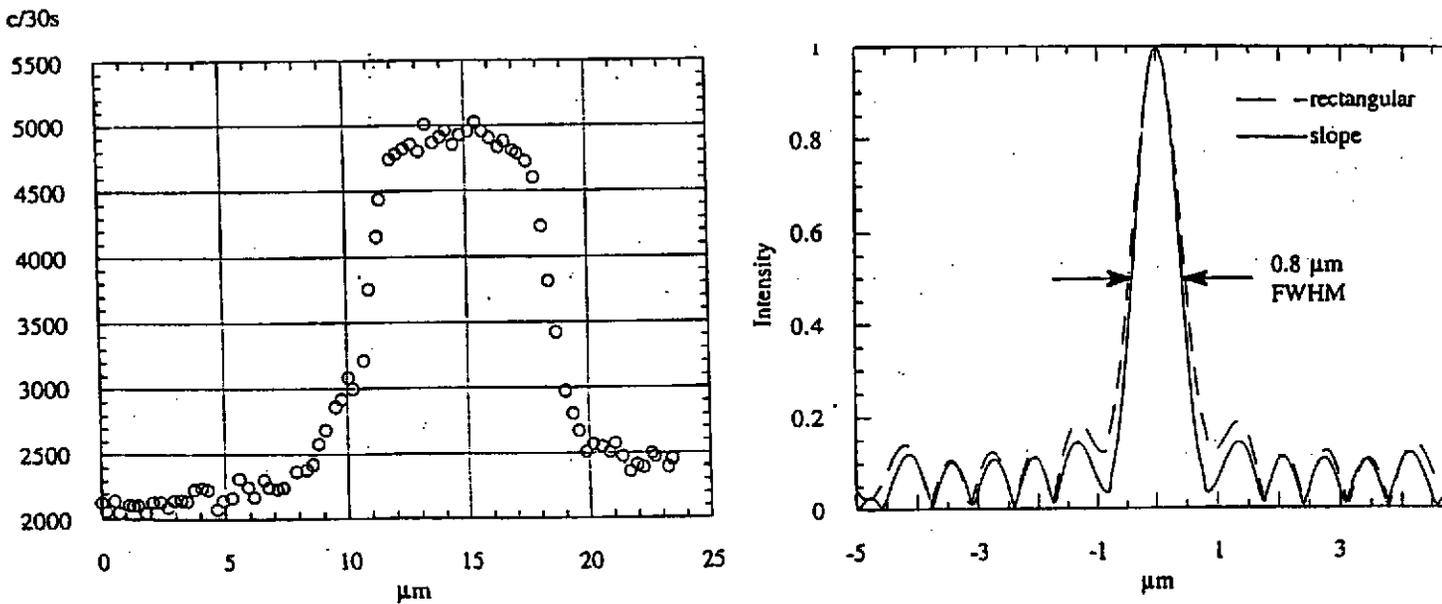


Fig. 2 a) Variation du signal de fluorescence Cr- K_{α} en fonction du balayage d'une bande de Cr de $8\text{ }\mu\text{m}$
 b) Distribution de l'intensité sur le bord droit de la bande de Cr ; le tracé en tiret correspond à un flanc rectangulaire, le tracé continu au profil calculé

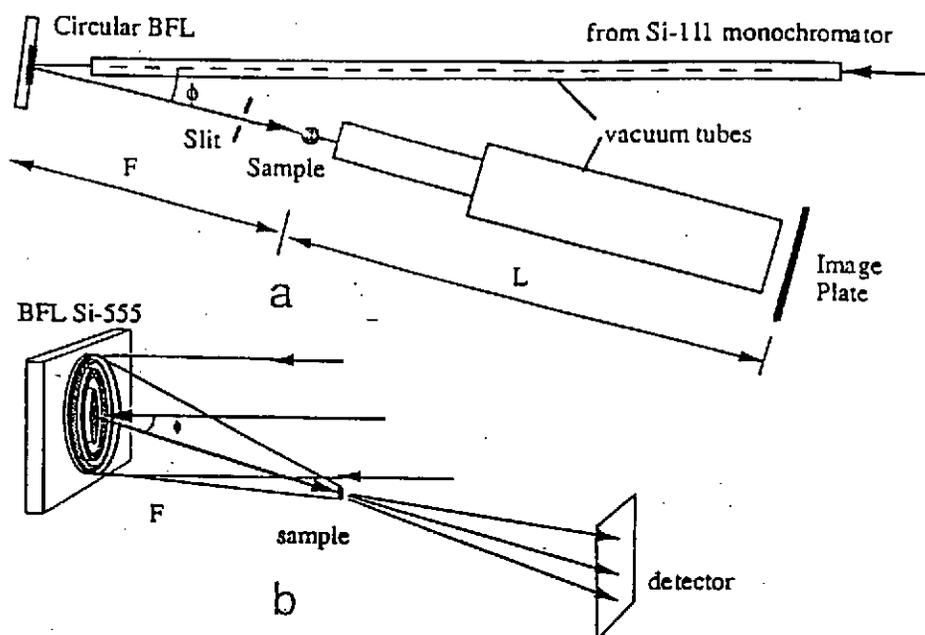


Fig. 3 a) Caméra aux petits angles basée sur une lentille Bragg-Fresnel circulaire ; la déviation par rapport à l'incidence normale est de $F=6^\circ$ (géométrie en retour), la distance focale $F=0,62$ m et la distance échantillon-détecteur $L=1,3$ m
 b) Focalisation par la BFL

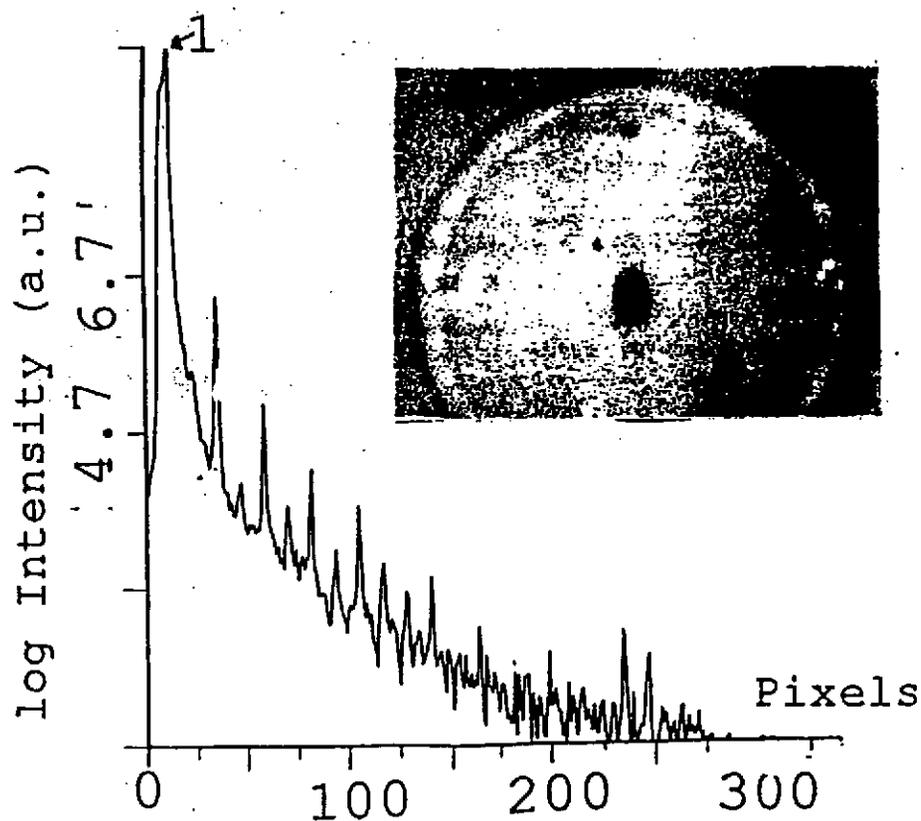


Fig. 4 Coupe radiale du diagramme de diffraction, obtenu sur une plaque image, du collagène natif. Insert : image au microscope optique du foyer image enregistré sur film à haute densité ; la tâche centrale est de $2 \mu\text{m}$

2. Diffraction à l' interface eau-alcool

2.1 Rappel de diffraction de surface

La principale propriété de ESRF, une grande brillance en rayons X, le rend très adapté aux études de surface et d' interface (au sens d' une fraction à quelques couches atomiques).

En comparaison avec la sonde " électron", les rayons X conduisent à des résultats plus aisément interprétables car la théorie de simple diffusion suffit, alors qu' il faut tenir compte des diffusions multiples pour les électrons. Cela est dû à la faible section efficace X - atome, de l' ordre de $(Z r_0)^2$ (cf chap. B-2.1). Un corollaire de cette faible interaction est la profondeur de pénétration supérieure (plusieurs μm), ce qui permet d' atteindre des couches enterrées et des interfaces ; la contre-partie étant la moindre sensibilité aux atomes de la surface. Un moyen de contourner cette difficulté lorsque l' on s' intéresse aux premières monocouches de surface est d' utiliser la réflexion totale (cf chap. B-2.1) qui réduit la pénétration des rayons X à une dizaine de couches atomiques. L' angle critique est donné par :

$$\theta_c = \left(\frac{\lambda^2 \rho r_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad ; \text{ où } \rho \text{ est la densité d' électrons du matériau}$$

Dans le cas de l' eau (cf infra), l' angle utilisé est ≈ 2 mrad (pour $\lambda \approx \text{Å}$), et une surface étudiée de 10 mm présente au RSX une section de 10 μm . Comme de plus une mesure précise des rayons diffractés requière une faible divergence du faisceau incident, on retrouve tous les ingrédients résumés par la notion de brillance, spécifique de l' ESRF.

La diffraction de surface (cf fig.5a) est identique au cas tridimensionnel sauf que le faisceau incident fait un angle rasant par rapport à la surface. On s' intéresse donc soit à un cristal quasi-bidimensionnel, soit à une surface tronquée (réf. 3). Pour un cristal 2D, on prendra $N_3=1$ dans la formule de diffraction 3D (cf partie B-2.1); l' indice l ainsi que l' intensité deviennent continus le long de la perpendiculaire à l' interface :

$$I_{hk}^{2D}(l) = A |F_{hk}(l)|^2 N_1^2 N_2^2$$

Pour un cristal tronqué, on obtient des "tiges" de Bragg (notées "CTR" sur la fig. 5b), dont l' intensité se déduit également du cas tridimensionnel et prend la forme :

$$I_{hk}^{CTR}(l) = A |F_{hk}(l)|^2 \frac{1}{2 \sin^2(\pi l)} N_1^2 N_2^2$$

Les mesures se feront soit dans le plan de surface, soit perpendiculairement :

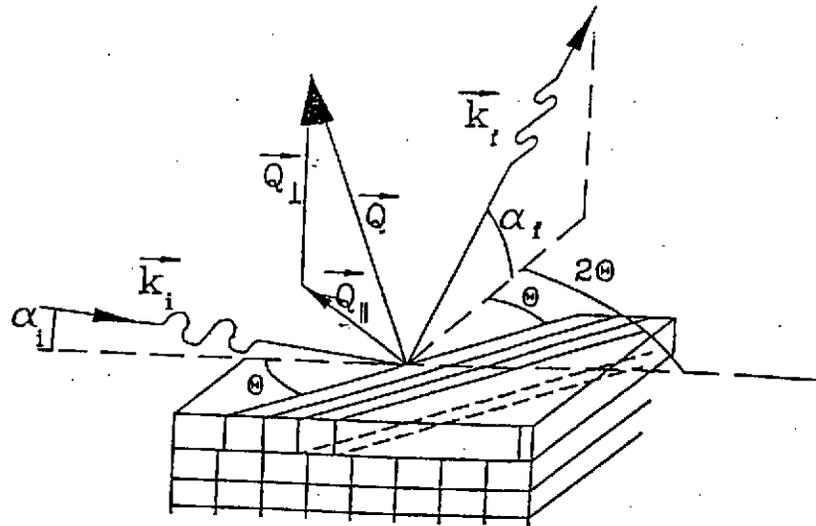
- si l' on détecte un rayon diffracté lui-même rasant, le moment transféré à l' échantillon $Q = k_f - k_i$ est quasi-parallèle à la surface ; en supposant les atomes de cette surface bien ordonnés on obtiendra par cette mesure l' arrangement structural correspondant.

- si au contraire le rayon est détecté hors du plan de surface et que l' on s' arrange pour varier le moment transféré le long de la normal z à la surface en conservant $Q //$ constant (balayage d' une tige de Bragg), la variation d' intensité est liée à la coordonnée z des atomes dans la cellule unité.

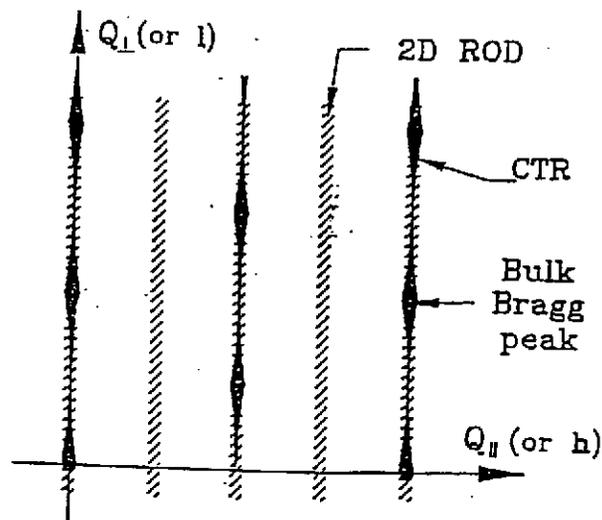
Dans le cas où la surface serait imparfaitement ordonnée, l' information est moyennée en z et s' appelle "rugosité atomique". Le cas particulier de la diffraction en incidente rasante où $Q \equiv Q_{\perp}$ (mesure de la "réflectivité") fournit également des informations de rugosité.

2.2 Etude à l' ESRF de monocouches d' alcool sur l' eau (réf. 4)

Le système étudié à l' ESRF est une monocouche de molécules amphiphiles à la surface de l' eau. De telles molécules sont constituées d' une tête polaire, hydrophile, et d' une queue aliphatique hydrophobe qui forme une chaîne sortant de l' eau avec des orientations variées (fig.6). La création de liaisons entre les têtes et les molécules d' eau est favorable thermodynamiquement, par réduction de la tension superficielle.



a.



b.

Fig. 5 a) Géométrie de la diffusion des rayons X en incidence rasante ; le photon diffusé k_f peut être quelconque (angle α_f rasant ou non) ; le moment transféré $Q = k_i - k_f$ se décompose en une composante parallèle à la surface et l'autre perpendiculaire
 b) Représentation de l'espace réciproque d'un cristal quasi-bidimensionnel donnant des tiges de diffraction continues (hachurées) et d'un cristal 3D tronqué par une surface, donnant des tiges de troncatures (en noir) avec des maxima aux positions de Bragg et une intensité variant rapidement entre ces maxima.

Les molécules amphiphiles - ou surfactants, présentent un intérêt pour l'étude du comportement des systèmes bidimensionnels et la croissance épitaxiale, ainsi qu'en biologie (étude des membranes, congélation d'organes).

Il s'agit ici plus précisément d'alcools $C_nH_{2n}(la\ queue)-OH(la\ tête)$; ils sont peu solubles dans l'eau, de manière variable selon la longueur de la chaîne carbonée.

L'expérience a été effectuée sur le montage de la fig. 7a,b (réf. 4) à partir d'une source onduleur sur l'harmonique 3 à 9 keV; cette énergie est transmise avec une bande passante plus étroite ($\approx 10^{-4}$) par une lame courbée monochromatrice en diamant ¹¹¹. Cette lame est légèrement inclinée de manière à obtenir un angle d'incidence sur l'eau de 2 mrad ($\theta = 0,85 \theta_C$), la section du faisceau étant de 100 μm en vertical et de 2 mm en horizontal. L'intensité incidente sur l'échantillon est contrôlée, en amont, à l'aide d'une feuille de kapton diffusant une faible part du faisceau vers un détecteur (scintillateur NaI). Les faisceaux diffractés par l'interface eau-alcool sont analysés par un détecteur solide sensible à la position en vertical, après collimation horizontale de 1,65 mrad par fentes de Soller.

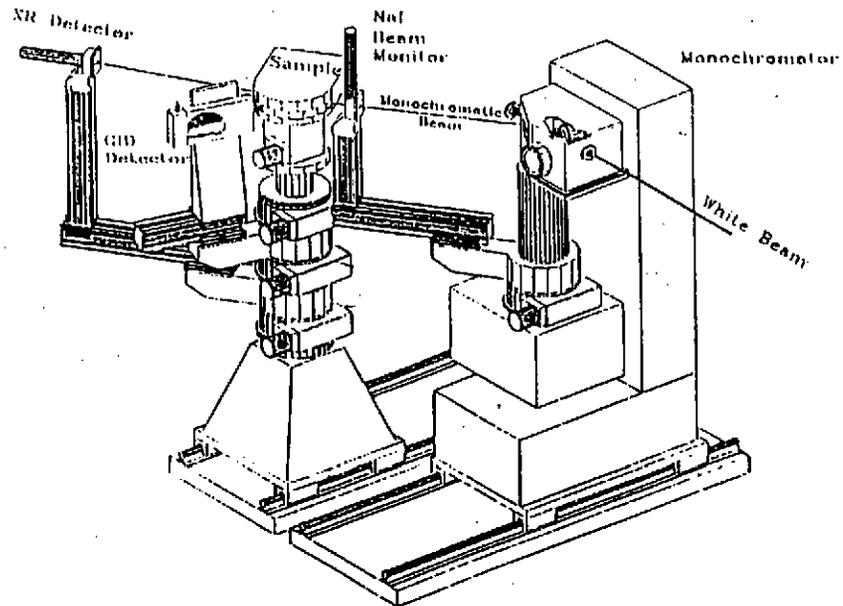
La fluctuation de la topologie de surface (îlots cristallins en mouvement lent) conduit à tourner la cuve d'eau pendant la mesure à l'échelle de la minute, pour moyenniser l'information.

La fig. 8a montre pour le 1-dodécanol (alcool défini plus haut, avec $n=12$) la diffraction dans le plan (balayage en Q_x). Il s'agit du pic (1, 0) de la maille de surface, maximum en $Q_x = 1,5 \text{ \AA}^{-1}$. L'inverse de la largeur du pic $\Delta Q_x = 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$ donne une longueur de cohérence - dimension sur laquelle les positions atomiques restent régulières, supérieure à 2500 \AA . Le détecteur linéaire, placé à un angle horizontal 2θ d'intensité maximale, permet d'enregistrer simultanément les intensités de la tige de Bragg (fig. 8b): elles sont centrées sur la position horizontale $Q_z = 0$, ce qui signifie que les chaînes sont alignées dans des plans verticaux.

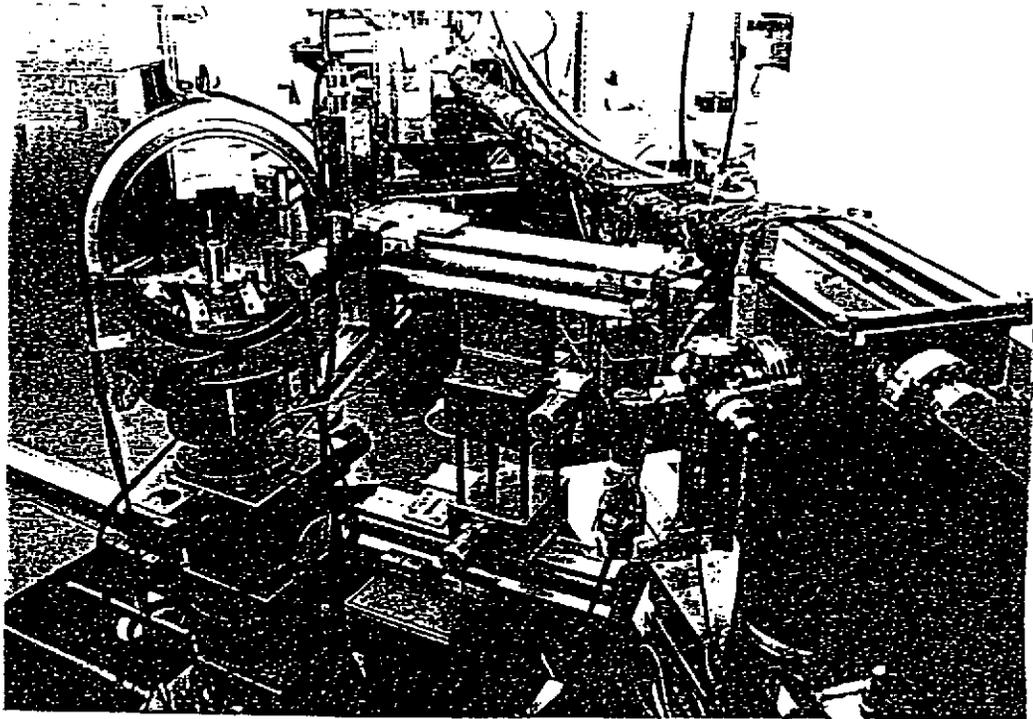
Une étude systématique des différents alcools (i.e. en fonction de n) montre que l'épaisseur de la monocouche est plus mince que la longueur des chaînes: soit les chaînes ne seraient pas verticales (en contradiction avec les résultats précédents), soit elles effectueraient de petits mouvements autour de la verticale.

Des mesures dans le plan à différentes températures (fig. 8c pour le dodécanol) conduisent à un fort coefficient de dilatation, proche de 10^{-5} K^{-1} près de la température de fusion bidimensionnelle de 39°C. On peut montrer que ce résultat n'est pas mis en cause par la variation de pression superficielle avec la température. L'approche de la température de fusion se traduit par une décroissance de l'intensité. Les variations suivant le nombre n montrent que le caractère de premier ordre - un effet du premier ordre est abrupte, un effet du second ordre est plus progressif - de la transition décroît pour les chaînes courtes.

Les résultats précédents et notamment l'absence de pics d'ordre supérieurs à (1, 0) permettent de décrire la maille de surface comme étant hexagonale avec, en position fluctuante autour des noeuds, des chaînes en rotation autour de la verticale. De plus, les chaînes longues ne seraient pas complètement étirées.



a.



b.

Fig. 7 a) Instrumentation de la ligne Troïka à l' ESRF. Le faisceau monochromatisé est en incidence rasante sur l' interface eau-alcool. La détection de l' intensité le long d' une tige de Bragg est obtenue par un détecteur linéaire.
 b) photographie correspondante du monochromateur et du diffractomètre.

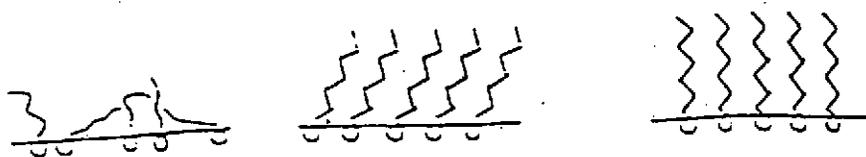
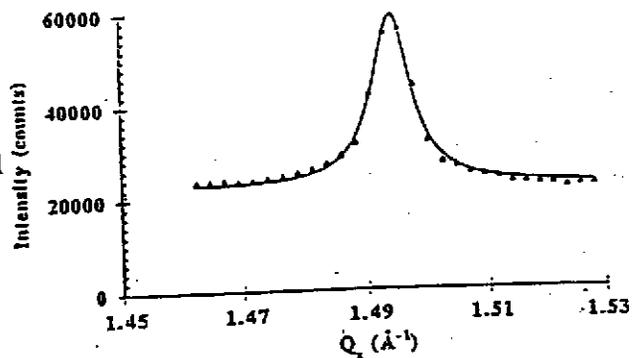
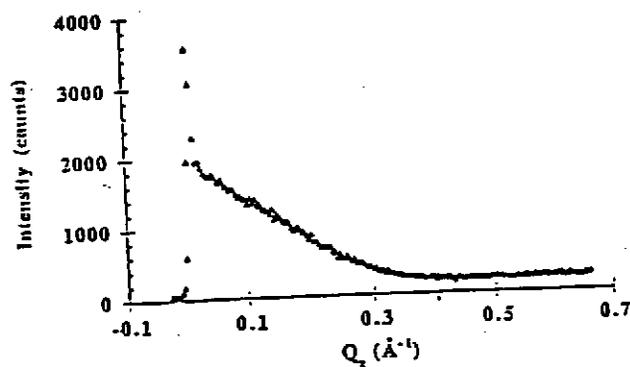


Fig. 6 Molécules amphiphiles à la surface de l'eau. Le premier arrangement, désordonné, est une phase "liquide" ; les 2 derniers sont des phases "solides"

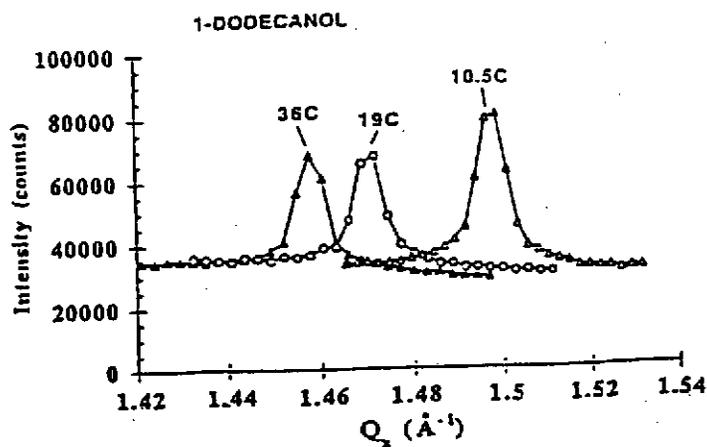
Fig. 8 a) Diffractogramme de poudre d'une monocouche de 1-dodécanol à 10,5°C en fonction du moment parallèle Q_x



b) Tige de Bragg enregistrée, pour la valeur de Q_x correspondant au pic précédent, avec un détecteur linéaire



c) Evolution des diffractogrammes avec la température, vers $T_{\text{fusion 2D}}$



3. Diffusion magnétique résonante

3.1 Rayonnement X polarisé

La polarisation est une caractéristique importante de l'ESRF, dont les sources sont de haute pureté en polarisation, tant au niveau des aimants de déviation que des dispositifs d'insertion. On dispose de polarisation linéaire d'orientation variée, de polarisation circulaire des deux sens et plus généralement d'une polarisation variable. Une optique nouvelle permet de conserver cette polarisation jusqu'à l'échantillon sans trop sacrifier le flux (cf notamment la ligne BL6 "polarisation circulaire").

Les techniques concernées, outre la diffraction magnétique décrite ici, sont les spectroscopies (photoémission, absorption X) et la diffusion inélastique Compton. Les applications du dichroïsme couvrent l'étude des molécules en chimie (chiralité etc.), du magnétisme en physique, ou de l'étrangeté en physique nucléaire (cf C-3).

3.2 Diffraction magnétique (réf.5)

L'approximation relativiste faible de l'électrodynamique quantique s'applique dans la gamme de l'Å, puisque : $\hbar\omega (12 \text{ keV}) \ll m_e c^2 (511 \text{ keV})$

Les photons étant décrits par un potentiel vecteur A, l'interaction X-spin e⁻ s'écrit :

$$H = \frac{e^2}{m_e c^2} \sum_j A^2(r_j) - \frac{e}{m_e c} \sum_j A(r_j) \cdot p_j$$

Thompson *absorption-émission (1er ordre)*
résonance anormale (2ème ordre)

$$- \frac{e\hbar}{m_e c} \sum_j s_j [\nabla \wedge A(r_j)] - \frac{e^2 \hbar}{2(m_e c^2)^2} \sum_j s_j [A(r_j) \wedge A(r_j)]$$

<----- *couplage spin-photon* ----->

Le photon (moment k, polarisation ε) est diffusé en (k', ε'), le vecteur de diffusion étant K=k-k'. On se limitera ici au cas élastique (k=k') et dans un premier temps hors résonance ($\hbar\omega \gg E_n - E_0$, écart entre niveaux électroniques).

La section efficace de diffusion du photon X par les électrons est alors :

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = r_0^2 \langle 0 | \sum_j e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_j} | 0 \rangle \varepsilon'^* \cdot \varepsilon$$

$$- i \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \langle 0 | \sum_j e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}_j} \left(i \frac{\mathbf{K} \wedge \mathbf{p}_j}{\hbar k^2} \cdot \mathbf{a} + s_j \cdot \mathbf{b} \right) | 0 \rangle \varepsilon'^* \cdot \varepsilon \delta(\hbar\omega_k - \hbar\omega_{k'})$$

terme orbital *terme de spin*

où : $\mathbf{a} = \varepsilon'^* \wedge \varepsilon$; $\mathbf{b} = \varepsilon'^* \cdot \varepsilon + (\mathbf{k}' \wedge \varepsilon'^*) (\mathbf{k}' \wedge \varepsilon) - (\mathbf{k} \wedge \varepsilon) (\mathbf{k} \wedge \varepsilon'^*)$

Le coefficient r_0^2 fixe l'amplitude. Le premier terme, transformée de Fourier de la charge électronique, est la diffusion de Thompson (par tous les électrons), ou diffusion de charge. Le second terme contient l'information magnétique. Il est déphasé de $\pi/2$, et doublement réduit par rapport au premier terme :

- dans le rapport $\left(\frac{\hbar\omega}{m_e c^2}\right)^2 = 2500$ (à 12 keV)

A noter qu'un même facteur existe entre la diffusion magnétique aux rayons X et aux neutrons ; mais ceci est compensé par le fait que le flux RSX est très supérieur à celui des neutrons ; de plus, l'ESRF permet une meilleure résolution en moment transféré K.

- seuls les électrons non appariés (couches incomplètes d, f) contribuent.

Dans les composés antiferromagnétiques, la maille magnétique est différente de la maille cristallographique ; on peut donc observer de nouveaux pics à basse température - uniquement dus au magnétisme, en dépit de leur faible intensité.

Pour les ferromagnétiques, on peut utiliser le terme croisé charge-spin, moins petit et non nul en polarisation *circulaire*. Ce terme change de signe quand on change la direction du champ magnétique appliqué ; l'information magnétique est alors contenue dans le rapport d'asymétrie.

Diffusion d'échange résonnante

Le deuxième terme du hamiltonien donne une contribution du second ordre qui devient importante lorsque : $\hbar\omega \approx E_n - E_0$. Cette résonance (diffusion anormale) s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \Big|_{\text{rés}} = r_0^2 \left| \sum_{ij} \sum_n \frac{\langle 0 | \frac{\boldsymbol{\varepsilon}' \cdot \mathbf{p}_i}{\hbar} e^{-ik' \cdot \mathbf{r}_i} | n \rangle \langle n | \frac{\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{p}_j}{\hbar} e^{ik \cdot \mathbf{r}_j} | 0 \rangle}{E_0 - E_n + \hbar\omega - i \frac{\Gamma_n}{2}} \right|^2 \cdot \delta(\hbar\omega_k - \hbar\omega_{k'})$$

Seul ce terme donne une variation importante près d'un seuil.

Un exemple est la transition : $2p_{1/2} \rightarrow$ bande ($d \uparrow, d \downarrow$). On peut montrer que, lorsque le photon X est diffusé avec passage d'une polarisation selon un axe x à une polarisation selon un axe y, l'intensité est $\propto (p \uparrow - p \downarrow)$ i.e. à la densité d'aimantation. Cette intensité est en $\left(\frac{Z_{\text{mag}}}{Z}\right)^2$ par rapport à la diffusion de charge, Z_{mag} étant le nombre d'électrons magnétiques.

rapport à la diffusion de charge, Z_{mag} étant le nombre d'électrons magnétiques.

3.3 Diffraction magnétique sur l'holmium (réf. 6)

L'expérience à l'ESRF a eu lieu sur la ligne Troïka (BL 9).

Le RSX reste dans le plan horizontal ; le faisceau onduleur traverse (diffraction de Laue) un cristal de diamant C_{111} en coupe asymétrique et le rayon diffracté est reçu sur un alliage magnétique Ho-Tb monocristallin (dont l'axe cristallographique c de la structure hexagonale est horizontal et normal à la surface). L'ajustement de l'échantillon est fait par un cercle d'Euler ; un cryostat dispflex permet de varier la température de l'échantillon.

L'objectif de l'expérience était de comparer les comportements magnétiques individuels des atomes d'holmium (dont le métal s'ordonne héli magnétiquement à basse température) et de terbium (ordre ferromagnétique du métal). Cependant, aucune différence de comportement n'a été observée ; en particulier, la largeur des pics étaient comparables (même longueur de corrélation), alors qu'on aurait pu imaginer un ordre magnétique à longue distance différent en raison des tendances magnétiques différentes des deux atomes constitutifs de l'alliage.

Cependant, un autre effet, inattendu, a été observé. La fig. 9 montre l'intensité des satellites magnétiques 004- et 004+ (du pic nucléaire 004) en fonction de la température. On observe selon la direction d'évolution de la température (en montant ou en descendant) une très forte hystérésis, au voisinage de la transition de phase ferromagnétique-héli magnétique du premier ordre (78 K).

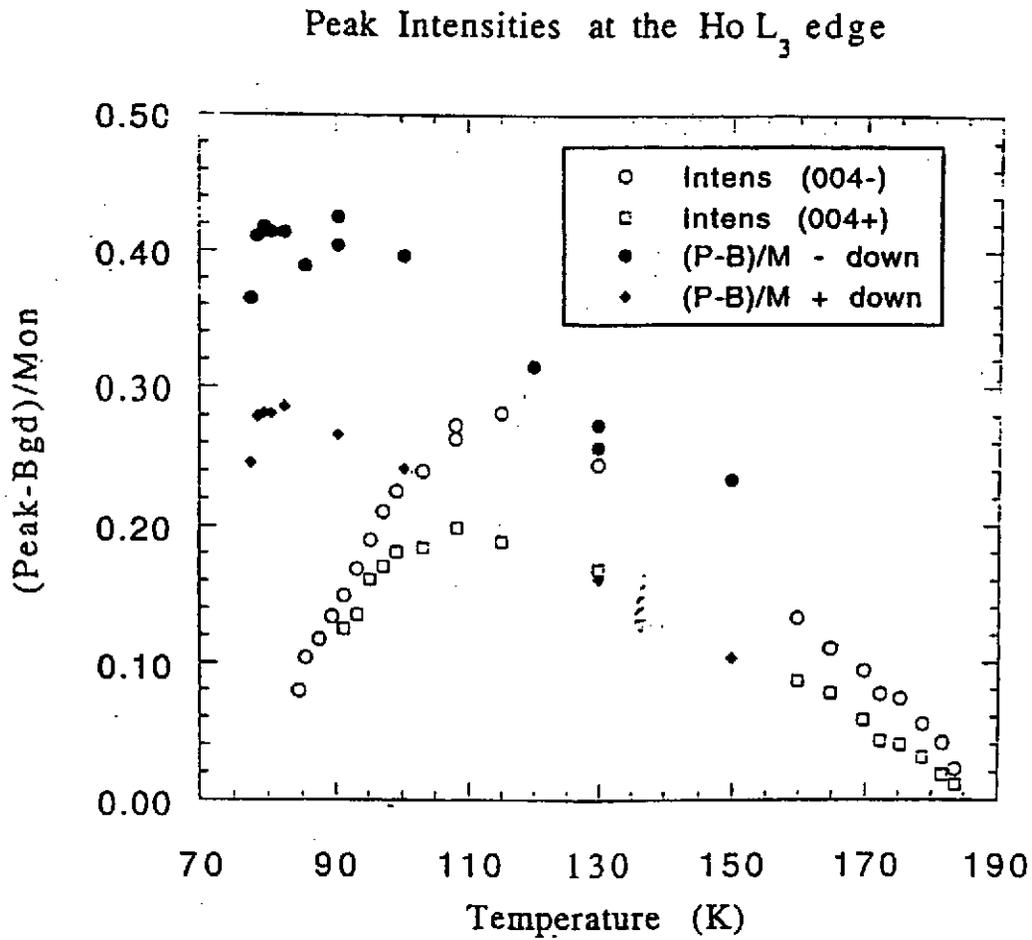


Fig. 9 Hystérésis de l'intensité des satellites magnétiques dans un alliage Ho-Tb, près de la transition de phase du premier ordre ferromagnétique- hélimagnétique ($T_c = 78$ K)

4. Sciences de la Terre (réf. 7)

4.1 Physique terrestre et hautes pressions

Sous sa croûte, la Terre est divisé en plusieurs couches :

- le coeur *interne solide* (alliage Fe-Ni solide) et *externe* liquide (composés fer-soufre)
- les manteaux (*inférieur et supérieur*) séparés par une zone de transition, avec des silicates solides.

Le problème fondamental, à l'origine du comportement de la Terre, est de déterminer la composition chimique et la structure cristalline des substance susceptibles d' exister à différentes profondeurs et sur toute la gamme de pression et température existante, soit :

$$1 < P < 3,6 \cdot 10^6 \text{ atm} ; \text{ ambiante} < T < 6000 \text{ degrés}$$

i.e. le volume moléculaire $V(P,T)$ de tous les matériaux pouvant rentrer dans la composition terrestre. Par exemple, le silicate péroskite de Mg, qui constitue peut-être 60% de la terre, est-il orthorhombique, tétragonal ou cubique à haute pression et haute température ?

L' ESRF est particulièrement adapté à de telles études de part sa brillance, en concentrant un flux important de rayons X durs sur un petit échantillon. En effet, on ne peut obtenir de très hautes pressions (jusqu' au Mégabar et au-delà) que sur des surfaces $\approx 10 \mu\text{m}$, et il faut également que les rayons X traversent l' enclume enserrant l' échantillon. De plus, même pour un échantillon moins petit, un microfaisceau permet de diminuer le bruit de fond (diffusions par l' environnement) et de ne sonder que la partie homogène en pression. La faible divergence RSX est de plus nécessaire pour définir avec précision les angles de diffusion. Enfin, la forte intensité permet l' étude des éléments légers.

Une enclume diamant ("DAC") adaptée aux mesures est représentée sur la figure 10a ; le deux diamants dans la presse sont taillés avec une facette plane, et un angle de coupe autour de cette facette choisie pour relaxer les contraintes. Le DAC autorise des pressions supérieures au Mégabar ; d' autres systèmes très récents (fig. 10b) permettent au contraire l' étude d' échantillons moins petits ($> 1 \text{ mm}^3$) jusqu' à des pressions de 0,1 Mbar (= 10 GPa), dès lors que l' on dispose de rayons X supérieurs à 50 keV.

Dans ce contexte, les premières expériences à l'ESRF ont porté sur des mesures à haute température et / ou haute pression.

4.2 Péroskite CaTiO_3 à haute température

Le coefficient de dilatation thermique de la péroskite CaTiO_3 , placée dans un four, a été déterminé à l' ESRF jusqu' à 1700°C.

A partir du faisceau blanc de haute énergie issu d' un wiggler, l' échantillon sous forme de poudre diffracte chaque énergie dans une direction donnée : c' est la méthode "dispersive". La fraction dure de ces faisceaux diffractés est détectée par un Germanium à haute résolution, permettant d' enregistrer leur spectre en énergie.

4.3 Glace sous pression (" voir l' hydrogène ? ")

La *liaison hydrogène*, centrale pour la vie, présente de fortes interactions électrostatiques accompagnées d' interactions répulsives mal comprises - dont la meilleure étude est d' appliquer une pression.

Le diagramme de phase de la glace (fig. 11) présente de nombreuses phases solides jusqu' à plusieurs dizaines de GPa et quelques centaines de degrés. Les phases de hautes pression sont encore mal connues : le degré d' ordre (ou de désordre) des protons dépend de la phase, et une hypothèse est que le passage de la glace VIII (proton ordonné) vers la glace X (qui serait symétrique) se ferait via la phase VII (désordre des protons). Il s' agit donc "traquer" les électrons de l' hydrogène dans le réseau des oxygènes.

La glace a été l'apanage jusqu'ici de la cristallographie neutronique, car le neutron voit le proton ; mais les neutrons sont limités en pression (vers quelques GPa) en raison du grand volume d'échantillon nécessaire.

Les mesures à l'ESRF ont été faites avec faisceau monochromatique de 18 keV, issu d'un onduleur ; la glace était dans une enclume DAC à une pression de 4,4 GPa (glace VII). L'image 12a est obtenue à l'aide d'un détecteur bidimensionnel : après intégration en un spectre à une dimension, on observe des raies de diffraction (cf fig. 12b et son encart) correspondant à une très faible densité électronique impliquée dans la liaison du proton H aux atomes d'oxygène (le long de la diagonale de la maille cubique corps centrée du réseau des oxygènes).

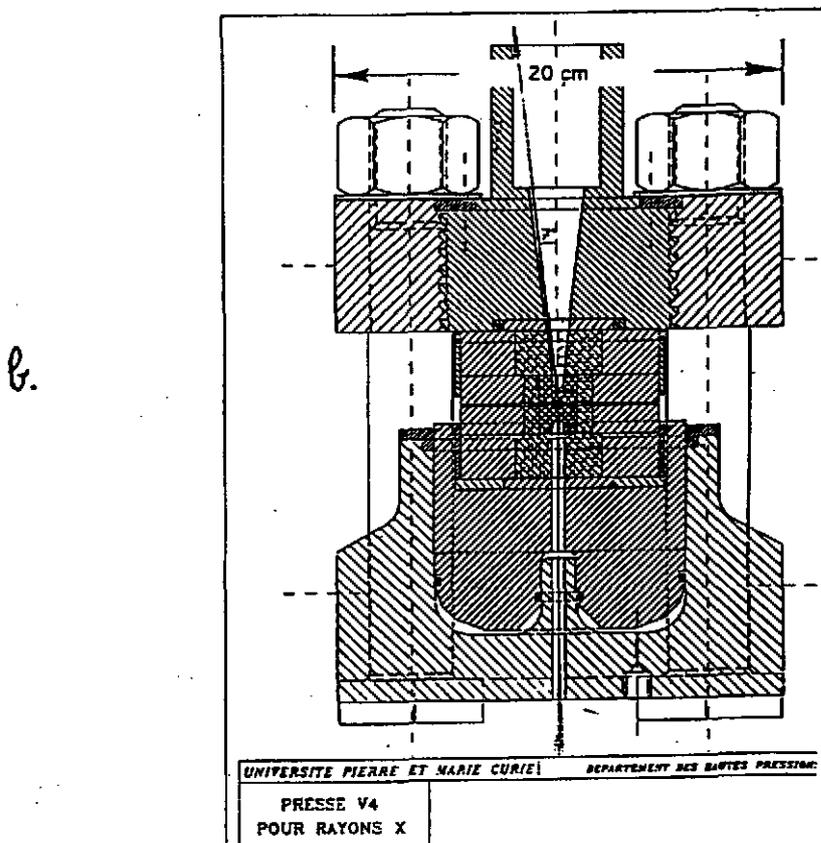
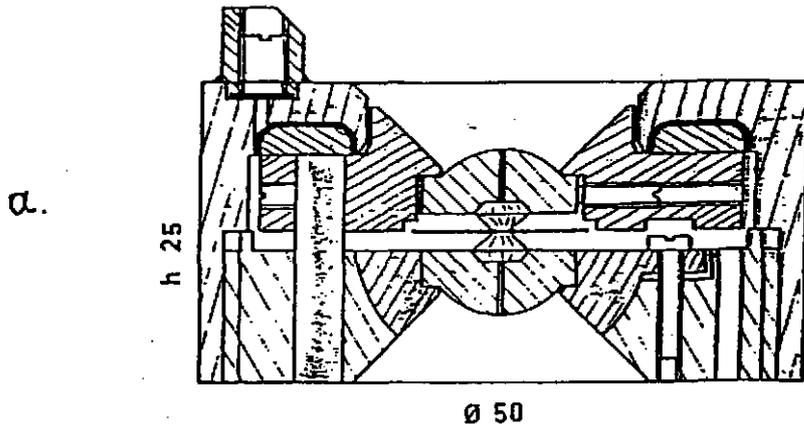


Fig. 10 a) Cellule diamant (Diamond Anvil Cell ou "DAC"). Le DAC permet de très hautes pressions (gamme du Mégabar) sur des échantillons très petits insérés entre 2 diamants, eux-même placés dans une presse.

b) Cellule originale (Univ. P&M Curie) de poids modeste (~50 kg) permettant l'étude d'"gros" échantillons (> 1 mm³), optimisée pour l'ESRF

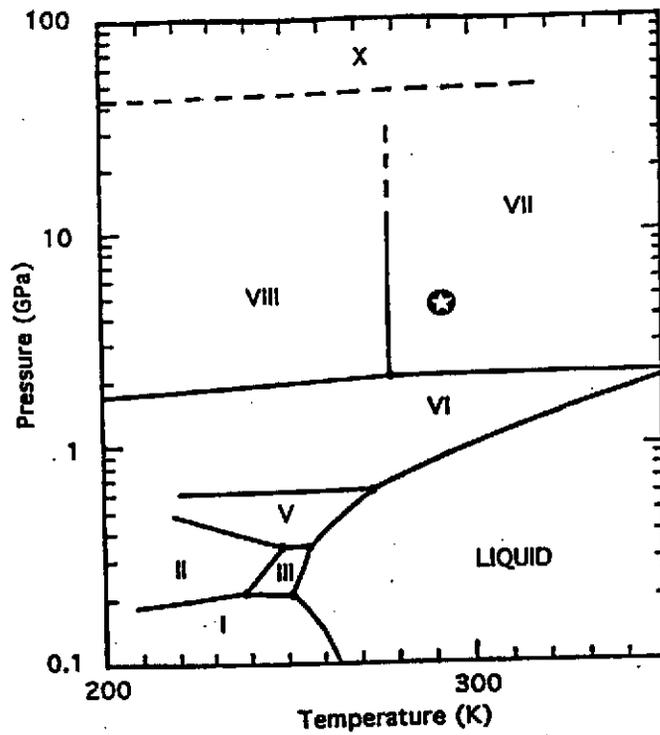
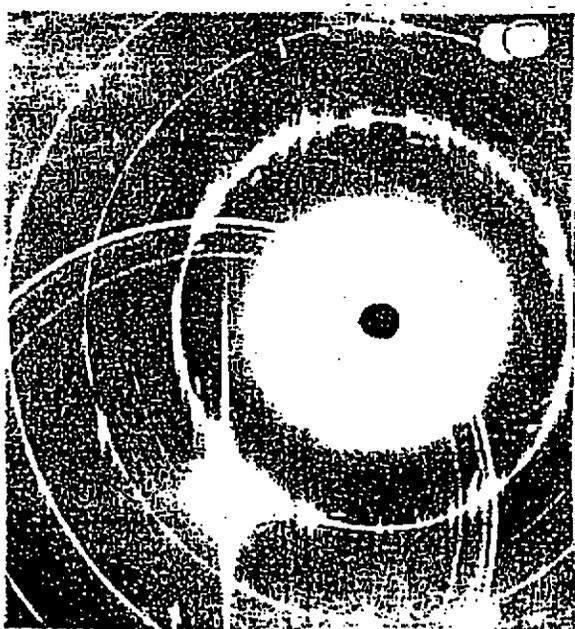
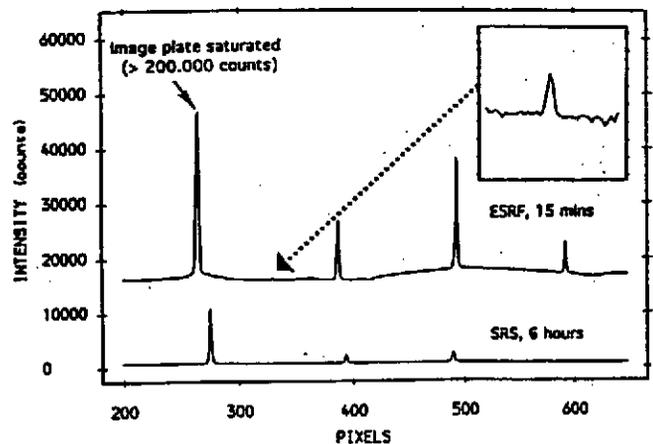


Fig. 11 Diagramme (P,T) de la glace. 12 phases sont inventoriées, la phase X est seulement prédite
L'ESRF autorise l'étude des plus hautes pressions.



a.



b.

Fig. 12 a) Diagramme de diffraction de la glace à 44 kbar sur détecteur 2D. L'anneau tenu entre les anneaux brillants fournit des informations sur l'ordre des hydrogènes dans le réseau des oxygènes.

b) Profil intégré radialement. Le petit pic (insert) correspond à la liaison hydrogène.

5. Cristallographie macromoléculaire

5.1 Spécificité de l'ESRF

Les spectres de diffraction X des cristaux macromoléculaires comprennent typiquement plusieurs milliers d'intensités de réflexions uniques; chacune dépend des paramètres atomiques de *tous* les atomes dans la structure cristalline : d'où la puissance et en même temps la difficulté de la méthode.

L'intérêt du rayonnement synchrotron est triple :

1. Collection plus rapide des données ; étude de très petits cristaux et de cristaux à très grande maille
2. La cristallographie résolue en temps, basée sur le spectre continu et la structure temporelle (réactions enzymatiques et processus photochimiques)
3. La méthode MAD, décrite plus bas ; elle permet la détermination directe des structures cristallines par des mesures de diffraction anormale à plusieurs longueurs d'ondes.

L'ESRF par sa spécificité (haute brillance et haute résolution spectrale dans la gamme de diffraction) et ses qualités prouvées (grande stabilité du faisceau) est la machine adaptée pour les aspects les plus en pointe. Des expériences conduites à l'ESRF, encore en cours d'analyse, permettent d'illustrer les points 1 et 3.

5.2 Séryl-tRNA synthétase

Cette protéine intervient comme inhibiteur dans la synthèse des protéines en plaçant un acide aminé (sérine) sur l'ARN de transfert. Elle a été étudiée sur un onduleur avec un faisceau monochromatique (Si₂₂₀ et E ≈ 15 keV) par la méthode d'oscillation. Cette méthode classique, applicable aux monocristaux, a pour but de déterminer les vecteurs de la maille cristallographique et de trouver - au moins partiellement, les indices (h,k,l) des pics du diagramme de diffraction. Des oscillations (rotations) du cristal fournissent l'orientation des axes cristallographiques et les paramètres de maille. La maille étudiée ici a une grande dimension (≈ 100 Å) et une faible symétrie ; de l'ordre de 10⁵ réflexions ont été enregistrées pour cette synthétase Seryl-tRNA (*Thermus thermophilus*) co-cristallisée avec un composé d'adénosine. La fig. 13 montre la différence des densités, correspondant à la protéine seule. Il est possible d'observer de haut en bas, les parties adénosine, ribose, sulfamoyl et sérine.

5.3 La méthode MAD

La dépendance structurale de l'intensité d'une réflexion, identifiée par les indices de Miller (h,k,l), est proportionnelle au module carré du facteur de structure (cf B-2.1) :

$$I(\mathbf{h}) \propto |F(\mathbf{h})|^2 \quad (1)$$

avec

$$F(\mathbf{h}) = \sum_{j \text{ unit cell}} f_j \exp(i \mathbf{h} \cdot \mathbf{r}_j) \quad (2)$$

Le facteur de diffusion (ou de forme) atomique f_j décrit la diffusion cohérente d'un atome isolé relativement à la diffusion Thompson de l'électron libre. Ce facteur inclut une composante dépendant strictement de la distribution électronique dans l'atome et une autre due à la transition d'un état lié vers le continuum ; cette dernière, dite "anormale", dépend à son tour de l'énergie du photon X.

Au total, le facteur de diffusion atomique s'écrit :

$$f = f^o + |f^{\Delta}| e^{i\delta} = f^o + f'(E) + i f''(E) \quad (3)$$

Plusieurs moyens permettent d'évaluer $f'(E)$ et $f''(E)$.

En substituant l'eq. 3 dans l'eq. 2 et en élevant au carré (puisque la mesure porte sur l'intensité), on arrive pour un seul type de diffuseur anormal à une expression où se séparent les facteurs connus dépendant de E des variables inconnues :

$$\begin{aligned}
 |\lambda F(\pm h)|^2 &= |{}^0F_T|^2 + a(\lambda) |{}^0F_A|^2 \\
 &+ b(\lambda) |{}^0F_T| |{}^0F_A| \cos({}^0\phi_T - {}^0\phi_A) \\
 &\pm c(\lambda) |{}^0F_T| |{}^0F_A| \sin({}^0\phi_T - {}^0\phi_A)
 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{où : } a(\lambda) = (f^2 + f'^2) / f^{\circ 2}, \quad b(\lambda) = 2f / f^{\circ}, \quad c(\lambda) = 2f'' / f^{\circ} \quad (5)$$

On peut comprendre cette formule par un graphique dans le plan complexe (fig. 14). L'intensité mesurée est alors le module de la somme vectorielle des facteurs de structure de la matrice - moins le diffuseur anomal, et de ce dernier.

Les réflexions h et $-h$ (paires de Friedel) ont des intensités identiques en l'absence de diffusion anormale. Les informations de phase sont contenues de façon complémentaires dans les 2 différences :

$$\Delta F_{\pm h} = |\lambda F(h)| - |\lambda F(-h)| \quad (6)$$

$$\Delta F_{\Delta\lambda} = \left| \overline{\lambda_i F} \right| - \left| \overline{\lambda_j F} \right|, \text{ avec } \left| \overline{\lambda_i F} \right| = \frac{1}{2} [|\lambda F(h)| - |\lambda F(-h)|] \quad (7)$$

Les mesures de diffraction à différentes énergies et pour des paires $\pm h$ sont chacune décrites sous la forme de l'éq.4. Ce système d'équations permet alors d'obtenir les différents paramètres inconnus $|{}^0F_T|$, $|{}^0F_A|$ et $\Delta\phi = {}^0\phi_T - {}^0\phi_A$. Après quelques développements techniques, on en déduit la phase recherchée ${}^0\phi_T$.

Les biomolécules susceptibles d'être étudiées à l'ESRF et particulièrement par la méthode MAD sont indiquées sur le tableau 4.

Table 4. Biomolécules et atomes "lourds" correspondants (seuils en Å)

Métalloprotéines	Fe(K-1,54), Cu (K-1,38), Zn(K-1,28), Mn(K-1,89), S(K-5,02)
Remplacement métal	Hg(L-1,01), Ho(L-1,54), Tb(L-1,65), Yb(L-1,39)
Incorporation	Se(K-0,98), Br(0,92)
Dérivées atome lourd	Pt(L-1,07), Au(L-1,01), Hg(L-1,01), U(L-0,72)

5.4 MAD à l'ESRF (réf. 9)

La méthode MAD a été utilisée sur une macromolécule recourbée N-Cadhérine, qui permet d'accrocher 2 cellules entre elles. C'est un amino-acide de la membrane cellulaire, la portion étudiée étant celle qui émerge de la cellule.

L'atome de référence était Yb^{3+} (substitué au calcium de la macromolécule) dont le seuil L_{III} est à 8,948 keV. Les harmoniques 2 et 3 d'un onduleur (gaps respectifs de 27 et 21,6 mm) ont été utilisés pour plusieurs énergies voisines du seuil. La calibration de l'énergie issue du cristal monochromateur Si₂₂₀ - dont les harmoniques sont éliminés par un miroir intermédiaire, est obtenue par des scans en fluorescence du seuil sur une feuille d'un composé connu d'Yb (fig. 15).

Un scan azimuthal est effectué sur 1,9 degré (en une minute) et ceci pour les différentes énergies sélectionnées ; puis un autre scan azimuthal est lancé etc., la rotation totale étant $\approx 30^\circ$.

Le détecteur (plaque image) est choisi pour une résolution de 2,5 Å, de façon à viser une résolution cristallographique ≈ 3 Å.

L'analyse (cf § 5.3) est en cours (la détermination complète de la structure d'une protéine prend du temps). cependant, les conditions expérimentales lors des mesures :

- fluctuations de la position du seuil de $\pm 0,2$ eV
 - impact variable en hauteur ($\approx 0,1$ mm) sur l'échantillon (dû au monochromateur)
- suffisent pour dire que la méthode MAD est correctement utilisable à l'ESRF.

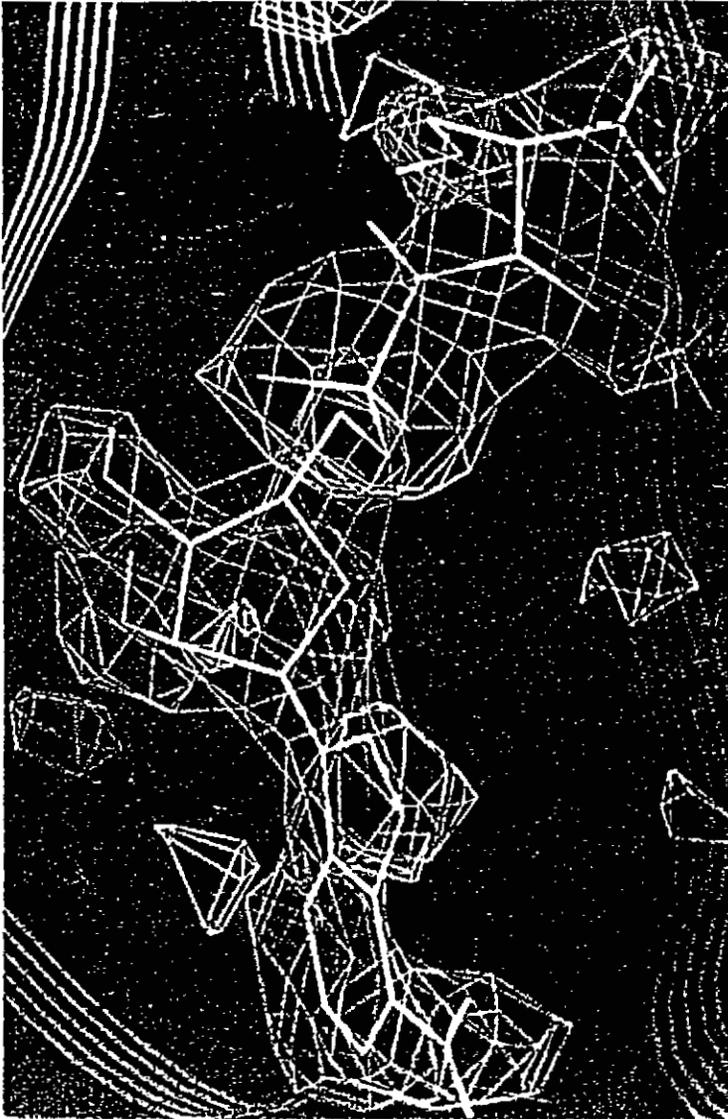


Fig. 13 Structure cristallographique de la protéine Seryl-tRNA synthétase obtenue à l' ESRF

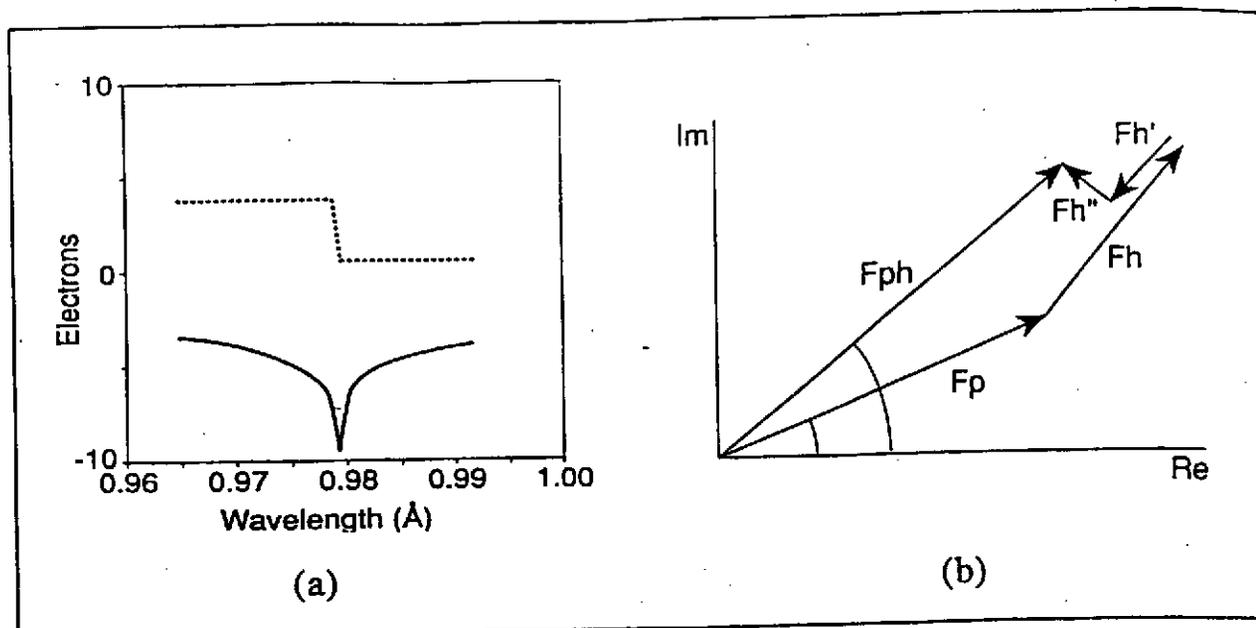


Fig. 14 Variation schématique des composantes f (dispersion et f'' (absorption) du facteur de forme atomique près d'un seuil d'absorption (cf texte). La contribution des diffuseurs lourds varie donc près des seuils : le diagramme dans le plan complexe traduit l'éq. (4), l'intensité mesurée correspondant à la somme vectorielle de la diffusion de la matrice et des composantes de l'atome lourd.

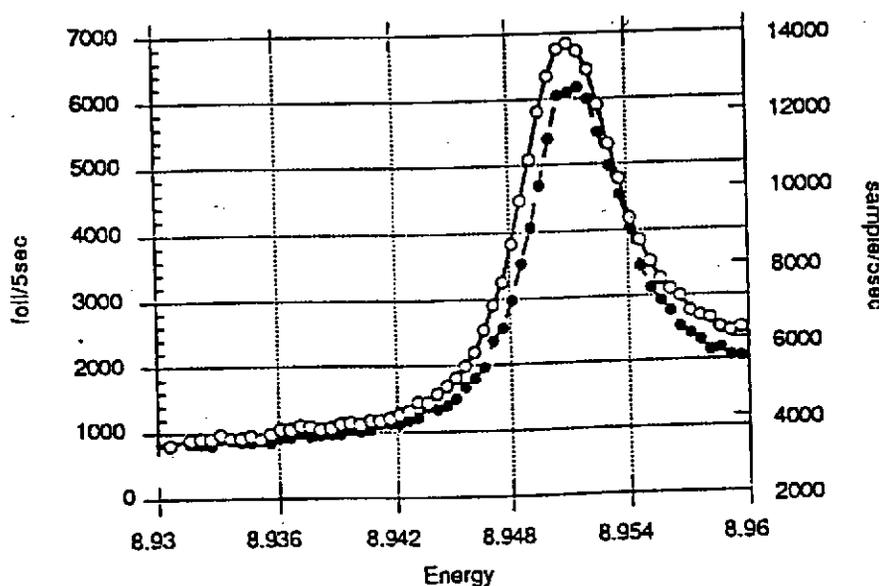


Fig. 15 Fluorescence du seuil de Yb dans la macromolécule N-Cadhérine (points blancs) et dans la feuille de calibration d'énergie. L'excellente stabilité du faisceau de l'ESRF est cruciale pour la méthode MAD.

6. Diffraction nucléaire (réf. 10)

6.1 Monochromatisation nucléaire

Pour les isotopes dont le premier état excité est de basse énergie, il est possible d'utiliser le RSX pour les exciter. Suite aux expériences pionnières de la décennie précédente, le haut flux de rayons X jusqu'à 100 keV et la collimation des onduleurs de l'ESRF rend possible l'utilisation de cette résonance "gamma" nucléaire. On obtient ainsi une quasi-onde plane, bien supérieure à celle fournie par la monochromatisation électronique usuelle (table 4) :

Table 4. Comparaison des monochromatisations électronique et nucléaire

Type de monochromatisation	Transition impliquée	Bande spectrale $\Delta E/E$
électronique	électrons de valence --> conduction (continuum)	$10^{-4} \leftrightarrow 10^{-7}$
nucléaire	état de spin fondamental --> excité à très faible largeur	$10^{-11} \leftrightarrow 10^{-14}$

Le processus qui conduit ici à la monochromatisation est du second ordre :

1. l'impulsion RSX crée une excitation nucléaire collective (exciton nucléaire), superposition des états d'un noyau excité et des autres au repos
2. la décroissance radiative, initialement accélérée par cette cohérence, est ensuite modulée par les clivages hyperfins ("battements quantiques").

La réponse en énergie et la réponse temporelles sont donc plus complexes que pour le monochromateur électronique. Dans le cas du Fe^{57} (cf table 5), on pourrait varier la largeur de raie dans la gamme 5 neV \leftrightarrow 1 μeV , selon que l'on filtre une seule raie hyperfine ou que l'on utilise des filtres à plus large bande (monocristaux, absorbeurs, films antiréflexion en incidence rasante), multicouches résonantes, zones de Fresnel).

Table 5. Données sur quelques isotopes usuels et le flux maximal à l'ESRF

Isotope	énergie du niveau excité (keV)	largeur Γ_0 du niveau excité (neV)	bande spectrale ultime $\Delta E/E$	flux dans Γ_0 (kHz)
Fer 57	14,4	4,665	$3,00 \cdot 10^{-13}$	17
Tm 169	8,4	105,3	$1,25 \cdot 10^{-11}$	2000
Eu 151	21,5	46,37	$2,16 \cdot 10^{-12}$	51
Sm 149	22,5	63,41	$2,80 \cdot 10^{-12}$	52
Sn 119	23,9	25,49	$1,07 \cdot 10^{-12}$	13
Dy 161	25,7	15,38	$5,99 \cdot 10^{-13}$	1,2

6.2 Principe des montages : domaines d'application

Différents montages expérimentaux ont été essayés, que ce soit pour l'utilisation de la résonance nucléaire ou sans effet résonant.

Expériences résonnantes

Il y a 2 possibilités ici :

- Le faisceau blanc est envoyé directement sur certains monocristaux (ex. FeBO_3) orientés pour obtenir une réflexion purement nucléaire (facteur de structure électronique nul) ; le signal est bruité.
- Le faisceau est d'abord monochromatisé électroniquement (dans la gamme du meV) et l'échantillon peut ne pas être monocristallin : la première voie est alors d'utiliser un film antiréflexion en incidence rasante, dont la largeur $\approx 100 \Gamma_0$ permet de couvrir toute la structure hyperfine de l'

échantillon à étudier ; la seconde est d'insérer l'échantillon entre un polariseur (accroissant la polarisation σ jusqu'à la valeur 1, à 8 chiffres significatifs près) et un analyseur à 90 degrés pour détecter la polarisation π induite.

Les expériences fondées sur la résonance vont de la physique fondamentale (théorie dynamique de la diffraction nucléaire, cohérence longitudinale de l'onde plane, interférence de γ indépendants) à l'analyse structurale (facteurs de structure partiels ; problème de la phase, cf § 5), en passant par la spectroscopie hyperfine en absorption (Mössbauer) ou diffusion (petits échantillons, interfaces).

Expériences non résonnantes

Le faisceau issu du monochromateur nucléaire est envoyé sur l'échantillon qui ne contient pas de noyau résonant. Puis le faisceau est dévié par un cristal de Si vers un détecteur précédé d'un translateur Mössbauer (i.e. dont la vitesse constante permet un déplacement Doppler comparable au clivage hyperfin)

Ces expériences non résonnantes, où le taux de comptage est plus faible, pourront être abordées grâce à l'ESRF : il s'agira de diffusion inélastique à très haute résolution spectrale pour la détermination des excitations du solide (facteur Debye-Waller, diffusion diffuse thermique, phonons etc.).

6.3 Premières mesures de spectroscopie hyperfine (réf. 11)

Compte tenu de la structure temporelle du RSX (à l'ESRF, les impulsions peuvent être séparées de plus de 200 ns sans perte d'intensité), la spectroscopie hyperfine est obtenue dans le domaine *temporel* plutôt qu'énergétique (les 2 domaines étant reliés par la relation d'Heisenberg). La précision sur les paramètres hyperfins est accrue. Cette approche nécessite naturellement une détection rapide (= nanoseconde).

Un modèle simple permet de comprendre les courbes expérimentales (hormis l'amortissement initial dû à l'effet collectif des noyaux). Soit 2 résonances nucléaires de largeur Γ_0 , de même force mais déphasées de π et d'énergies voisines : $E_1, E_2 = \hbar\omega_0 \pm 1/2 \Delta E$

La réponse en fréquence s'écrit alors :

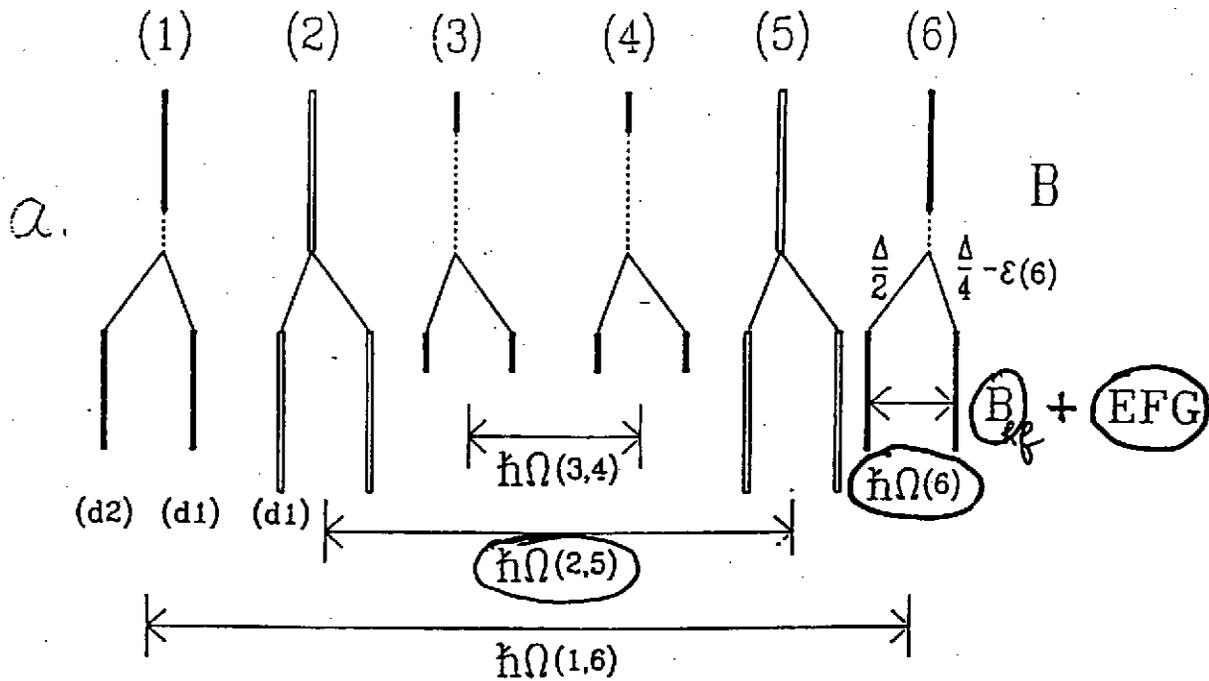
$$R(\omega) \propto \frac{1}{E_1 - \hbar\omega - i\Gamma_0} - \frac{1}{E_2 - \hbar\omega - i\Gamma_0}$$

et la réponse temporelle :

$$I(t) \propto |R(t)|^2 \propto e^{-\frac{\Gamma_0 t}{\hbar}} \sin^2\left(\frac{\Delta E \cdot t}{2\hbar}\right)$$

Selon le rapport entre l'écart hyperfin et la largeur commune des résonances nucléaires, on obtiendra, superposées à une courbe amortie, des oscillations plus ou moins serrées.

Une expérience réalisée à l'ESRF, sur la ligne Troïka, concerne le Fe^{57} dans un monocristal de grenat d'yttrium et fer (YIG). La géométrie de diffusion se situe dans le plan horizontal : monochromatisation par C_{111} en transmission, réflexion (0, 0, 10) sur le grenat et détecteur de coïncidence rapide ; le champ magnétique étant perpendiculaire à la fois au plan de diffraction et à la polarisation, il y a 6 transitions permises ($\Delta m = 0$). En rajoutant la perturbation due au gradient de champ électrique (fig. 16a), le modèle simple décrit plus haut permet de comprendre le spectre expérimental dominé aussi par 2 fréquences : la fréquence magnétique moyenne $\hbar\Omega$ (2,5) et le clivage quadropolaire électrique $\hbar\Omega$ (6). La première se traduit par des oscillations rapides, la seconde par l'enveloppe de ces oscillations (fig. 16b). La ligne continue représente l'ajustement théorique, qui détermine les paramètres hyperfins (champ magnétique interne et gradient de champ électrique) au site du fer.



$$\vec{B} \perp (\vec{k}_i + \vec{k}_e) \text{ and } \vec{B} \perp \hat{a}_i$$

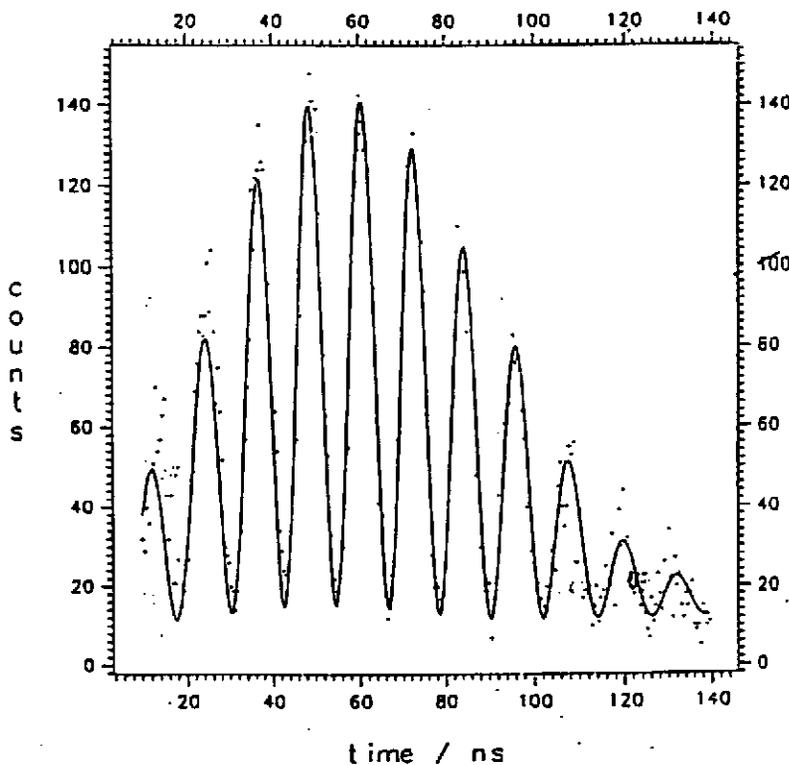


Fig. 16 a) Transitions entre l'état excité à 14,4 keV et l'état fondamental du Fe 57. Ces états étant clivés par les perturbations hyperfines magnétique et électrique, on obtient 6 transitions compte tenu de l'orientation du champ magnétique extérieur ($\Delta m=0$)
 b) Le spectre expérimental temporel obtenu sur l'ESRF est ajusté théoriquement (trait continu) ; les 2 fréquences principales, magnétique et électrique, se traduisent par des battements rapides et par leur enveloppe.

Références

Partie A

1. Annual Report, ESRF (1992)
2. European Synchrotron Radiation Facility, R. Haensel, Rev. Sci. Instr. 63, 1571 (1992)
3. L'ESRF a Grenoble : une source de rayons X optimisée, M. Belakhovsky, J. de Chimie - Physique 86, 1453, (1989)
4. Les premières lignes de lumière à l'ESRF, F. de Bergevin, Bulletin de la Société Française de Physique (1993)

Partie B

1. - Theory of synchrotron radiation, A. Hofmann SSRL report n° 38 (1986)
- Characteristics of synchrotron radiation, K.J. Kim, proc. Accelerator Summer School (1989)
2. - Synchrotron radiation from the Large Electron-Positron storage ring LEP, A. Hofman, in Physics Report 64, 253 (1980)
- The physics of electron storage ring; an introduction, M. Sands
3. Diffraction, refraction and absorption of X-rays and neutrons, J. Als-Nielsen, Ch. I in : Cours Hercules Vol. 1 Springer-Verlag & Les Editions de Physique (1993)
4. CRG "Interfaces" (équipe CEA-CNRS) sur la ligne ID11 à l'ESRF
5. Par exemple, Fundamentals of neutron and X-ray diffraction, M. Schlenker, Ch. VI *ibid.* réf. 3.
6. - X-ray optics for ESRF beamlines : problems and projects, A.K. Freund Rev. Sci. Meth. 63,413 (1992)
- ESRF : specificity and grazing techniques, M. Belakhovsky, J. de Physique C7, 50 (1989)

Partie C

1. ESRF beam line Handbook, edited by H. Büttner, ESRF (août 93)
2. - Project GRAAL : the scientific case D. Babusci, L. Casano, A. D'Angelo, P. Picozza, C. Schaerf, B. Girolami, Il Nuovo Cimento, 103 A, 1555 (1990)
- GRAAL, ISN 9331 (Grenoble), IPNO-DRE 9309 (Orsay) ed. R. Frascaria, IPN (Orsay)

Partie D

1. Sub-micrometer Fluorescence Microprobe Based on Bragg-Fresnel Optics
S.M. Kuznetsov, I.I. Snigireva, A.A. Snigirev, P. Engström, C. Riekel (preprint)
2. A Double Focusing SAXS Camera with μm Focal Spot Based on a Circular Bragg-Fresnel Lens,
I.I. Snigireva, A.A. Snigirev, C. Riekel, A. Miller, L. Wess, T. Wess (preprint)
3. Characterization of interfaces by grazing incidence X-ray scattering, G. Renaud (preprint)
4. X-ray grazing incidence studies of the 2D-crystallization of 1-alkoils monolayers at the air-water interface, J.F. Legrand, A. Renault, O. Konovalov, E. Chevigny, J. Als-Nielsen, G. Grübel and B. Berge (preprint)
5. Polarized X-rays, M. Altarelli ; Ch. XII in : Cours Hercules Vol. 1 Springer-Verlag & Les Editions de Physique (1993)
6. Resonant magnetic scattering, C. Vettier, G. Grübel ESRF Newsletter n° 18 (1993)
7. D. Häusermann (commun. privée) et ESRF Newsletters n° 16 and 18 (1993)
8. Protein crystallography measurements on BL9 (Troïka) of the ESRF, M.S. Lehmann, J. Als-Nielsen, G. Grübel et J.F. Legrand, CCP4 / ESF (1993)
9. A. Thompson, commun. privée
10. Nuclear diffraction using synchrotron radiation, R. Rüffer
Synchrotron Radiation News 5, 25 (1992)
11. R. Rüffer, commun. privée

Annexe 1. Formulaire de Rayonnement Synchrotron (réf. B-1)

On supposera la trajectoire plane, le système de coordonnées et les vecteurs de polarisation étant indiqués sur la fig. 1. On peut montrer que :

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \beta) \Big|_{\sigma} \approx \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \beta) \Big|_x \approx \varphi - \beta_x$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \beta) \Big|_{\pi} \approx \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \beta) \Big|_y \approx \psi .$$

A partir des formules du § B-1.1, le flux spectral pour chaque polarisation s'écrit alors :

$$\frac{d^2 F_{\sigma, \pi}}{d^2 \Omega} = \alpha \frac{\Delta \omega I}{\omega e} |A_{\sigma, \pi}(\omega)|^2, \quad \text{où} \quad \begin{bmatrix} A_{\sigma}(\omega) \\ A_{\pi}(\omega) \end{bmatrix} = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \begin{bmatrix} \varphi - \beta_x \\ \psi \end{bmatrix} e^{i\omega t'(t)}$$

1. Aimant de déviation

Dans le cas ultrarelativiste et pour un électron sur une trajectoire circulaire :

$$\varrho = \frac{E_e}{ecB} = \frac{m_e c \gamma}{eB}, \quad ; \text{ soit en unités pratiques : } \varrho [m] = 3.3 \frac{E_e [\text{GeV}]}{B [\text{T}]} .$$

$$\text{Le facteur de contraction du temps est : } \kappa(t') = \frac{dt}{dt'} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\gamma^2} + \psi^2 + \omega_e^2 t'^2 \right]$$

$$\text{et en intégrant : } t(t') = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\gamma^2} + \psi^2 \right] t' + \frac{\omega_e^2 t'^3}{6}$$

Les intégrales pouvant s'exprimer à l'aide des fonctions de Bessel modifiées, la densité spectrale angulaire du flux devient :

$$\begin{bmatrix} \frac{d^2 F}{d^2 \Omega_{\sigma}} \\ \frac{d^2 F}{d^2 \Omega_{\pi}} \end{bmatrix} = \frac{3}{4\pi^2} \gamma^2 \frac{I}{e} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 (1 + X^2)^2 \begin{bmatrix} K_{2/3}^2(\eta) \\ \frac{X^2}{1 + X^2} K_{1/3}^2(\eta) \end{bmatrix}$$

$$\text{avec } \omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_e = \frac{3\gamma^3 c}{2\varrho}, \quad \eta = \frac{1}{2} \frac{\omega}{\omega_c} (1 + X^2)^{3/2}, \quad X = \gamma\psi ,$$

Vers l'avant ($\Psi=0$), on obtient en photons / sec / mrd² / $\Delta E/E=0,1\%$:

$$\left. \frac{d^2 F_{\sigma}}{d^2 \Omega} \right|_{\Psi=0} = 1.33 \times 10^{13} E_e^2 [\text{GeV}] I [\text{A}] H_2(\omega/\omega_c), \quad \text{où } H_2(y) = y^2 K_{2/3}^2(y/2) .$$

L'énergie critique vaut : $\varepsilon_c [\text{keV}] = 0.665 E_e^2 [\text{GeV}] B [\text{T}] .$

En intégrant sur l'angle vertical Ψ :

$$\begin{bmatrix} \frac{dF_{\sigma}}{d\varphi} \\ \frac{dF_{\pi}}{d\varphi} \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \alpha \gamma \frac{\Delta \omega I}{\omega e} \left[\frac{\omega}{\omega_c} \right] \begin{bmatrix} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y') dy' + K_{2/3} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right) \\ \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(y') dy' - K_{2/3} \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right) \end{bmatrix}$$

Fig. 1 Système de coordonnées; e_σ est dans le plan horizontal; le trièdre (e_σ, e_π, n) est orthonormé

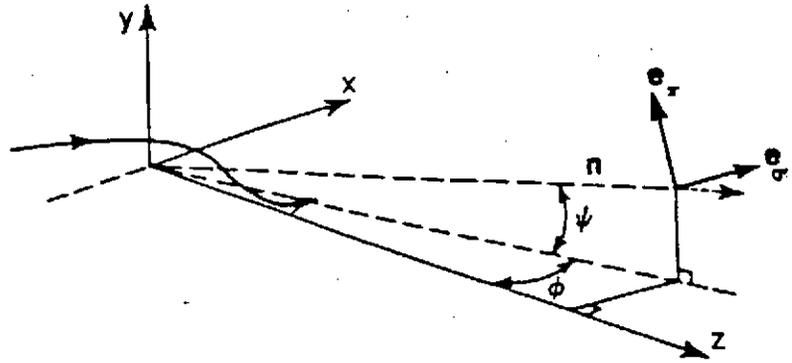


Fig. 2 Les fonctions $G_1(y)$ et $H_2(y)$; y est l'énergie du photon rapportée à l'énergie critique

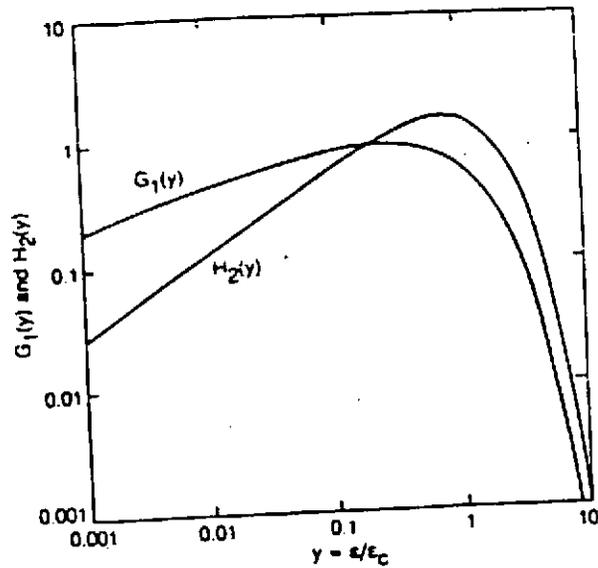
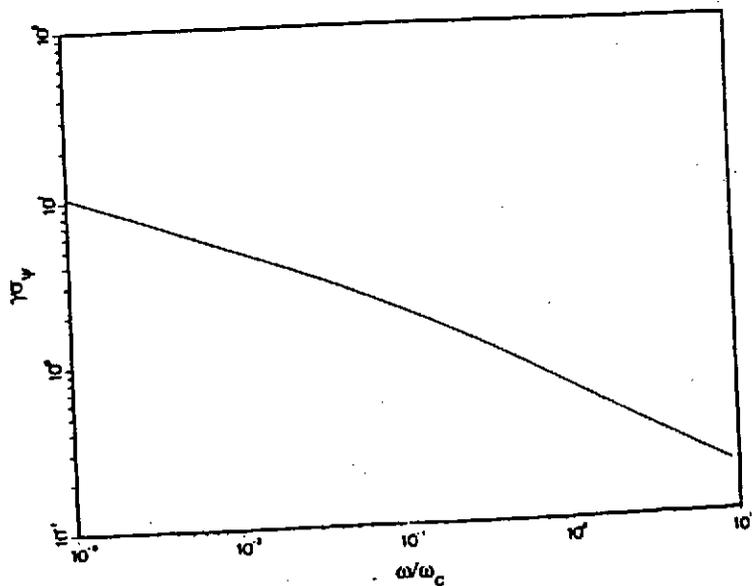


Fig. 3 Produit par γ de la distribution angulaire, dans le plan vertical, du rayonnement d'un aimant



Soit en ajoutant les 2 composantes de polarisation :

$$\frac{dF}{d\varphi} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \alpha \gamma \frac{\Delta\omega}{\omega} \frac{I}{e} \frac{\omega}{\omega_c} \int_0^{\infty} K_{5/3}(y) dy$$

ou en unités pratiques (photons / sec / mrd² / ΔE/E=0,1%) :

$$\frac{dF}{d\varphi} = 2,46 \cdot 10^{13} \cdot E[\text{GeV}] \cdot I[\text{A}] \cdot G_1\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \text{ où } G_1(y) = y \int_y^{\infty} K_{5/3}(y') dy'$$

Les fonctions H₂ et G₁ sont données sur la fig. 2

La divergence angulaire se déduit des expressions précédentes :

$$\text{divergence rms } \sigma_{\Psi} = \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{-1} \frac{\int_0^{\infty} K_{5/3}(y) dy}{K_{\frac{2}{3}}^2\left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right)}$$

la fonction $\gamma \cdot \sigma_{\Psi}$ est donnée sur la fig. 3 ; asymptotiquement :

$$\gamma \cdot \sigma_{\Psi} \approx 1,07 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{\frac{1}{3}} \text{ pour } E \ll E_c, \text{ ou } \gamma \cdot \sigma_{\Psi} \approx 0,58 \cdot \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^{\frac{1}{2}} \text{ pour } E \gg E_c$$

La puissance intégrée sur les fréquences est (fig.4) :

$$\left[\frac{d^2 P_{\sigma}}{d^2 \Omega} \right] = \left[\frac{d^2 P}{d^2 \Omega} \right]_0 \frac{1}{(1 + \gamma^2 \psi^2)^{5/2}} \left[\frac{1}{5 \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2}} \right], \text{ où } \left. \frac{d^2 P}{d^2 \Omega} \right|_0 = \frac{7}{64\pi} \frac{e^2 \gamma^5 I}{\rho e}$$

$$\text{soit en w/mrd}^2: \left. \frac{d^2 P}{d^2 \Omega} \right| = 5,42 \cdot B[\text{T}] \cdot E_e^4[\text{GeV}] \cdot I[\text{A}] .$$

$$\left[\frac{P_{\sigma}}{P_{\pi}} \right] = \frac{2}{3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{I \gamma^4}{e \rho^2} \ell \left[\frac{7/8}{1/8} \right] \text{ où } \ell = \rho \Delta\phi \text{ est la longueur de l' arc}$$

$$\text{La puissance totale émise vaut : } P[\text{kW}] = 1,27 \cdot E_e^2[\text{GeV}] \cdot B^2[\text{T}] \cdot I[\text{A}] \cdot \ell[\text{m}] .$$

2. Rayonnement onduleur

On suppose une variation sinusoidale du champ :

$$B_y = -B_0 \sin(2\pi z/\lambda_u), \quad 0 \leq z \leq N\lambda_u .$$

Fig. 4 Intensités normées des composantes horizontale et verticale de la polarisation en fonction de l'angle vertical d'observation, à différentes énergies

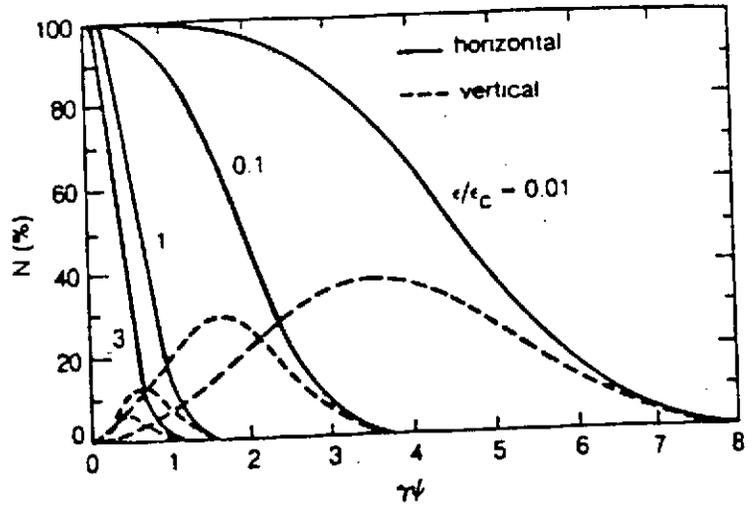


Fig. 5 Fonctions $F_n(K)$ pour différentes harmoniques n d'un onduleur (K = paramètre de déflexion)

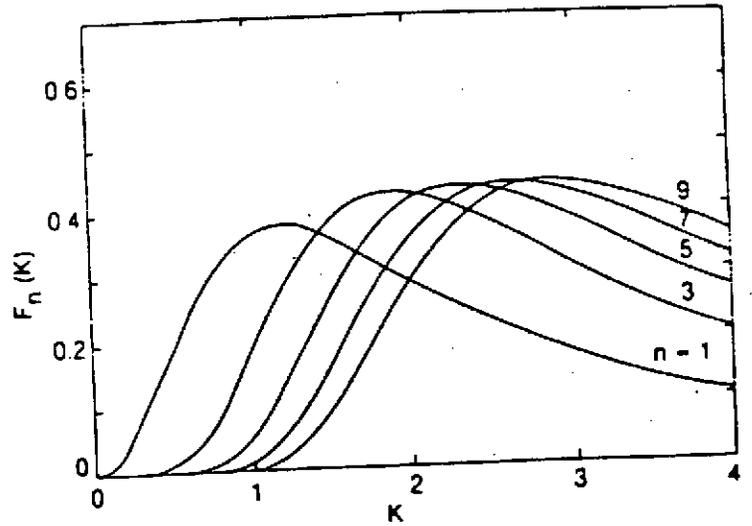
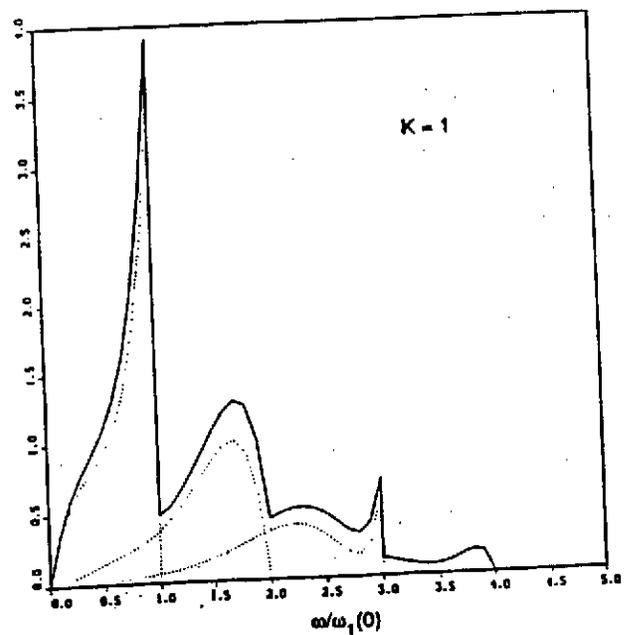


Fig. 6 Spectre intégré sur les angles d'un onduleur de $K=1$. Les lignes pointillées sont des harmoniques individuelles, la ligne pleine est la somme (4 harmon.)



La vitesse transverse est donnée par : $\beta_x = \frac{K}{\gamma} \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right)$

où $K = \frac{e \cdot B_0 \cdot \lambda_u}{2\pi \cdot m \cdot c} = \lambda_u [\text{cm}] \cdot B_0 [\text{T}]$

La pente maximale de la trajectoire est $\delta = \frac{K}{\gamma}$

La vitesse selon z vaut :

$$\beta_z = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - \beta_x^2} = 1 - \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} - \frac{K^2}{4\gamma^2} \cos\left(4\pi z/\lambda_u\right)$$

La partie non-oscillante est : $\beta^* = 1 - \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} = 1 - \frac{1}{2\gamma^{*2}}$

Les caractéristiques spectrale-angulaire du flux sont données par :

$$\frac{d^2 F_{\sigma, \pi}}{d^2 \Omega} = \alpha \frac{\Delta \omega}{\omega} \frac{I}{e} \left[\frac{K\gamma}{1 + K^2/2} \right]^2 \left[\frac{\omega}{\omega_1(0)} \right]^2 N^2 S_N[\omega/\omega_1(0)] B_{\sigma, \pi}^2(\omega, \varphi, \psi) .$$

où : $S_N[\omega/\omega_1(\theta)] = \left[\frac{\sin N\pi \omega/\omega_1(\theta)}{N\pi \omega/\omega_1(\theta)} \right]^2$

La densité angulaire au pic pour l'harmonique n est :

$$\left. \frac{d^2 F^n}{d^2 \Omega} \right|_0 = \left. \frac{d^2 F_{\sigma}^n}{d^2 \Omega} \right|_0 = \alpha N^2 \gamma^2 \frac{\Delta \omega}{\omega} \frac{I}{e} F_n(K) \quad (n = 1, 3, 5, \dots)$$

$$= 0 \quad (n = 2, 4, 6, \dots)$$

avec $F_n(K) = \frac{K^2 n^2}{(1 + K^2/2)^2} \left\{ J_{\frac{n-1}{2}} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] - J_{\frac{n+1}{2}} \left[\frac{nK^2}{4(1 + K^2/2)} \right] \right\}^2$

Cette fonction est donnée sur la fig. 5.

En unités pratiques (photons / sec / mrd² / $\Delta E/E=0,1\%$), on a :

$$\left. \frac{d^2 F^n}{d^2 \Omega} \right|_0 = 1,74 \cdot 10^{14} \cdot N^2 \cdot E^2 [\text{GeV}] \cdot I [\text{A}] \cdot F_n(K)$$

Par intégration sur les angles, on obtient le spectre de l'onduleur. La fig. 6 représente les 4 premiers harmoniques d'un onduleur de paramètre de déflexion $K=1$.

Annexe 2. Cohérence (réf. A-1)

La brillance (flux par unité d'espace de phase dans une bande spectrale donnée) est - en l'absence de phénomènes dissipatifs tels que l'absorption, conservée le long d'une ligne de faisceau RSX. En raison de l'émission très petite de la machine, la brillance du RSX sur les onduleurs de l'ESRF obtenue expérimentalement est :

$B = 10^{17}$ photons X/ sec/mm² de source/ bande passante 0,1%, avec la perspective de dépasser 10^{18} .

La spécificité de l'ESRF pour les études sous haute pression (§ D-4) ou les surfaces et interfaces (§ D-2) découle directement de cette caractéristique de haute brillance.

Une conséquence directe de la brillance - objet de cette partie, est le *degré de cohérence* des sources de l'ESRF, qui pourra être mis à profit dans plusieurs domaines.

Les ondes issues d'une source *étendue* traversant 2 trous d'épingles (A,B) dans un écran placé à une distance D de la source ($D \gg \lambda$) interféreront entre elles si :

$$AB < L_t = \lambda D / s \quad (\text{où } \lambda, s = \text{resp. longueur d'onde et taille de la source})$$

L_t est appelée longueur de cohérence *transverse*..

De même, un trou unique dans un écran de taille $< L_t$ apparaîtra comme une source cohérente.

La longueur de cohérence *longitudinale* L_l est contrôlée par le degré de monochromaticité du RS. Pour une bande passante en fréquence $\Delta\nu$, le temps d'émission pendant lequel la cohérence sera conservée est $\approx 1/\Delta\nu = \lambda^2 / c \Delta\lambda$. ; ce qui correspond à une distance :

$$L_l = \lambda^2 / \Delta\lambda$$

Pour l'ESRF, à 30 m d'une source ID à faible β (où la taille horizontale est de 0,16 mm fwhm) :

$$L_t \approx 20 \mu\text{m} \quad \text{pour } \lambda = 1 \text{ \AA}$$

Pour un onduleur de brillance 10^{17} , le flux cohérent à travers un trou de 10 μm de diamètre, serait supérieur à 10^7 dans une bande passante de 10^{-4} .

A noter que dans le plan vertical, l'émission est inférieure d'un facteur 10 et la longueur de cohérence transverse est encore plus grande (d'un facteur 3 environ).

Une source cohérente diffusée par un milieu inhomogène produit un diagramme d'interférences. Si le milieu fluctue, le changement du diagramme fournit une mesure de la *corrélation temporelle des fluctuations*.. Pour l'étude des phénomènes critiques, de la dynamique de parois, des systèmes désordonnés etc., les gammes de longueur de fluctuations et de temps accessibles seraient respectivement $\approx 10 \text{ \AA}$ et bien inférieure à 1 milliseconde.

La longueur de cohérence longitudinale L_l par monochromatisation électronique va de 1 μm à 1 mm ($\Delta E/E$ resp. de 10^{-4} et 10^{-7}), et très au-delà avec la diffraction nucléaire (cf § D-6).

D 32**INTERFACES • IF CRG**operational
Sept. 1994**scientists
in charge**

project leaders: *Alain Bourret*¹ (CEA) & *Robert Baudoing-Savois*² (CNRS)
¹CENG - SP2M, BP 85X, F-38041 Grenoble Cedex
²CNRS - Lab. Cristallographie, BP 166, F-38042 Grenoble Cedex 9
 spokesman: *André Barski*, CENG, tel. +33 76 88 56 79 or ESRF +33 76 88 25 79
 optics: *Michel Belakhovsky*, CENG, tel. +33 76 88 34 39,
 fax: +33 76 88 51 38, email: belakhov@ill.fr
 EXAFS: *Jean Louis Hazemann*, CNRS, tel. +33 76 88 74 02
 GM: *François Rieutord*, CENG, tel. +33 76 88 57 03
 SUV: *Robert Baudoing-Savois*, CNRS, tel. +33 76 88 74 01
 & *Gilles Renaud*, CENG, tel. +33 76 88 35 58

**scientific
applications**

in-situ study of interfaces

**source
characteristics**

bending magnet

source size	0.4 x 0.3 mm ² (HxV) FWHM
vert. source divergence	0.13 mrad at 20 keV
total horiz. ang. acceptance	2.8 mrad

optics

optical elements:	mirror	double-crystal mono.
distance from source:	28 m	31 m
focussing type:	vert. collim. or foc.	horiz. foc.
	Si/Ni/Pt-coatings	Si (111) or (311)
grazing angle	2.9 mrad	
beam size at sample:	0.5 x 3 mm ² (HxV) collimation mode	
spectral range:	4 - 30 keV	
energy resolution $\Delta E/E$:	2.8·10 ⁻⁵ for Si (311)	
	1.37·10 ⁻⁴ for Si (111)	
expect. flux at sample:	10 ¹² ph s ⁻¹ (0.1%bw, 0.1A at 20 keV)	

detectors

variety of detectors depending on applications, see text

**beamline
control**

most devices are controlled under SPEC

goniometer centre, parallel to the goniometer vertical axis.

The horizontal geometry is used for liquid surfaces or solid surfaces with heavy sample environment. The goniometer head is then mounted horizontally. For liquids, the incident beam is deflected downwards using a mirror (surface diffraction) or a crystal (reflectivity). Height of the goniometer is simultaneously adjusted as a function of the deflection angle. For solids, the global tilt of the goniometer can be used alternatively.

A complete system of entrance slits (accuracy $1\mu\text{m}$) is available for beam conditioning and alignment. Detection is made through a low background (fast) scintillation detector.

Surface under Ultra-high Vacuum (SUV hutch)

Hutch n°3 will be equipped with a diffractometer designed to perform x-ray

scattering, reflectivity and absorption spectroscopy on surfaces and interfaces, *in UHV*. It will be coupled to a UHV chamber fitted with large Be windows allowing extended range in Q along the surface diffraction rods. Sample cooling and heating, MBE deposition, RHEED and electron energy analysis will be possible at the same time as x-ray experiments in the x-ray chamber. A large UHV system located outside the hutch, made of a Riber MBE chamber, a UHV characterisation chamber, several Riber modules and load-locks, will be coupled to the x-ray chamber, allowing sample transfer. The characteristics of sample movements, their accuracy, the entrance slits system and detection system are comparable to those of the multitechnique goniometer.

Beamline Control

Most devices are at present controlled under SPEC.

For non-SPEC commands and debugging, see User manual.

User manual and documentation will be available at a later stage.

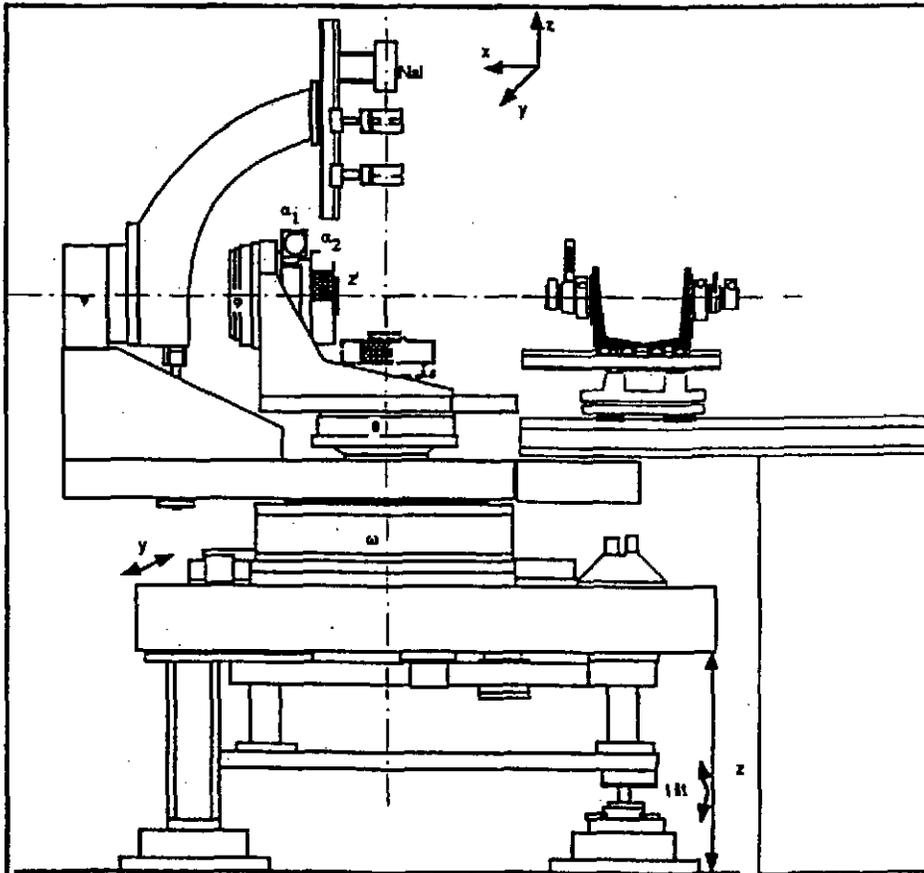


Fig. D32 - 2
Sketch of the goniometer

Remerciements

Ce cours est largement fondé sur le travail collectif de l'ESRF, notamment reflété dernièrement dans le rapport annuel 1992. En ce qui concerne les résultats scientifiques présentés dans la partie C de ce cours, l'auteur remercie les scientifiques qui ont bien voulu l'autoriser à en faire état et lui consacrer un peu de leur temps ; l'auteur reste cependant seul responsable des inexactitudes qui pourraient être relevées.

L'auteur tient à remercier tout particulièrement Jean-Paul Bocquet, Andréas Freund, Gerhardt Grübel, Daniel Häusermann, Jean-François Legrand, Mogens Lehmann, John Morse, Jean-Pierre Moy, Christian Riekkel, Rudolf Ruffer et Andrew Thompson.

Liste des "Séminaires Jeunes"

Fragmentation froide de projectiles relativistes

Thomas BROHM (T.H. Darmstadt)

Fission des fragments relativistes d'uranium

Axel GREWE (T.H. Darmstadt)

$^{15}\text{N}(^7\text{Li}, \text{T})^{19}\text{F}$

François De OLIVEIRA (CSNSM Orsay)

Processus r à un ou plusieurs évènements astrophysiques

Véronique BOUQUELLE (UL Bruxelles)

Prendre en compte l'équation d'état de la matière neutron pour construire une force de Skyrme

Eric CHABANAT (IPN Lyon)

Etude de la fusion sous coulombienne induite par faisceaux exotiques

Valentin FEKOU YOUMBI (CE Saclay)

Diffusion Pb-Pb sous la barrière

Jean-Marc CASANDJIAN (GANIL Caen)

Premiers résultats de l'expérience $^{58}\text{Ni} + x$ à 27.9 MeV/A sur AMPHORA

Lena LEBRETON (IPN Lyon)

Evolution temporelle des champs scalaires en interaction

Fabio BRAGHIN (IPN Orsay)

Etude expérimentale des diffusions : $^{13}\text{N} + ^{13}\text{C}$ et $^{13}\text{N} + ^{12}\text{C}$

Etienne LIENARD (UC Louvain)

Violation de l'isospin : transitions $O^+ \rightarrow O^+$

François DIDIERJEAN (CRN Strasbourg)

Equations de Langevin appliquées aux collisions d'ions lourds

David BOILLEY (LPQ Toulouse)

Etude de la déformation du ^{59}Cu à l'aide de particules légères

Djelloul MAHBOUB (CRN Strasbourg)

Bandes dipolaires dans le ^{192}Hg

Yves Le COZ (IPN Lyon)

Etude de la multi-fragmentation des systèmes symétriques

Vincent METIVIER (LPC Caen)



Liste des participants 1993

ABGRALL Yvon, LPT Bordeaux - rue du Solarium - 33175 Gradignan Cedex
ABGRALL Patrick, LPN Nantes - 8 rue de la Houssinière - 44072 Nantes Cedex 03
ALAMANOS Nicolas, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
ANDRIAMONJE Samuel, CEN Bordeaux - BP 120 - 33175 Gradignan Cedex
ANGELIQUE Jean-Claude, LPC Caen - Bld du Maréchal Juin - 14050 Caen Cedex
ARMBRUSTER Peter, GSI Darmstadt - Postfach 110541 - 6100 Darmstadt II - Allemagne
BARREAU Gérard, CEN Bordeaux - BP 120 - 33175 Gradignan Cedex
BECK Christian, CRN Strasbourg - BP 20 - 67037 Strasbourg Cedex
BELAKHOVSKY Michel, ISN Grenoble - 53 Avenue des Martyrs - 38026 Grenoble Cedex
BELIER Gilbert, CRN Strasbourg - BP 20 - 67037 Strasbourg Cedex
BENCHEIKH Kamel, Univ. Sétif - Algérie / CEN Bordeaux
BERTHOMIEUX Eric, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
BIJNENS Nathalie, IKS - KU Leuven - Cebstijnenleen 200 D - 3020 Leuven - Belgique
BLONS Jacques, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
BOILLEY David, Physique Quantique - Univ. Paul Sabatier - 31062 Toulouse Cedex
BONCHE Paul, SPHT - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
BOUELLE Véronique, IAA - UL Bruxelles - CP 165 - 1050 Bruxelles - Belgique
BRAGHIN Fabio, IPN Orsay - BP 1 - 91406 Orsay Cedex
BROHM Thomas, IK TH Darmstadt - Schlobgartenst. 9 - 64284 Darmstadt - Allemagne
CASANDJIAN Jean-Marc, GANIL - BP 5027 - 14021 Caen Cedex
CHABANAT Eric, IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - 69622 Villeurbanne Cedex
CHARTIER Marielle, GANIL - BP 5027 - 14021 Caen Cedex
DIDIERJEAN François, CRN Strasbourg - BP 20 - 67037 Strasbourg Cedex
DOAN Thu Phong, CEN Bordeaux - BP 120 - 33175 Gradignan Cedex
DUFOUR Jean-Pierre, CEN Bordeaux - BP 120 - 33175 Gradignan Cedex
EUDES Philippe, LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière - 44072 Nantes Cedex 03
FEKOU YOUNBI Valentin, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
GALES Sydney, IPN Orsay - BP.1 - 91406 Orsay Cedex
GHISABERTI Claude, LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière - 44072 Nantes Cedex 03
GOURIO David, LPN Nantes - 2 rue de la Houssinière - 44072 Nantes Cedex 03
GOUTTE Dominique, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-Sur-Yvette Cedex
GREWE Axel, IK/TH Darmstadt - Schlobgartenst. 9 - 64284 Darmstadt - Allemagne
IOULDACHBAEVA Elmira, JINR - Dubna - Russie
KACI Mohamed, CSNSM Orsay - Bâtiments 104-106 - 91405 Orsay Campus Cedex
LABARSOUQUE Jean, LPT Bordeaux - rue du Solarium - 33175 Gradignan Cedex
LAUTESSE Philippe, IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - 69622 Villeurbanne Cedex
LEBRETON Lena, IPN Lyon - 43 Bld Bld du 11 Novembre 1918 - 69622 Villeurbanne Cedex
LE COZ Yves, IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - 69622 Villeurbanne Cedex
LELEUX Pierre, IPN/UC Louvain - 1348 Louvain-la-Neuve - Belgique

LEPRETRE Alfred, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
LIBERT Jean, CSNSM Orsay - Bâtiments 104-106 - 91405 Orsay Campus Cedex
LIENARD Etienne, IPN/UC Louvain - 1348 Louvain-la-Neuve - Belgique
LUCAS Renée, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
MAHBOUB Djelloul, CRN Strasbourg - BP 20 - 67037 Strasbourg Cedex 02
MEOT Vincent, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
MESLIN Christophe, LPC Caen - Bld du Maréchal Juin - 14050 Caen Cedex
METIVIER Vincent, LPC Caen - Bld du Maréchal Juin - 14050 Caen Cedex
MEYER Jacques, IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - 69622 Villeurbanne Cedex
MORAND Bernard, LPT Bordeaux - rue du Solarium - 33175 Gradignan Cedex
MOUGEY Jean, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
MUELLER Alex, IPN Orsay - BP 1 - 91406 Orsay Cedex
OLIVEIRA (de) François, CSNSM Orsay - Bâtiments 104-106 - 91405 Orsay Campus Cedex
PHAN Xuân-H, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
PICHON Bernard, DARC-LAM - Observatoire de Paris - 92195 Meudon Cedex
POUGHEON Françoise, IPN Orsay - BP 1 - 91406 Orsay Cedex
QUEBERT Jean, CEN Bordeaux - BP 120 - 33175 Gradignan Cedex
QUENTIN Philippe, CEN Bordeaux - BP 120 - 33175 Gradignan Cedex
ROHL Corinne, IK/TH Darmstadt - Schlobagartens. 9, 64289 Darmstadt - Allemagne
ROY Renée, LPN - Univ. Laval - Sainte Foy QC - Canada GIK
SAINT-SIMON (de) Michel, CSNSM Orsay - Bâtiments 104-106 - 91405 Orsay Campus Cedex
SIDA Jean-Luc, DAPNIA/SPhN - CE Saclay - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex
SILVESTRE-BRAC Bernard, ISN Grenoble - 43 Avenue des Martyrs - 38026 Grenoble Cedex
SLETTEN Geirr, Tandem Accelerator Lab. - Niels Bohr Inst. - 4000 Roskilde - Danemark
TAMAIN Bernard, LPC Caen - Bld du Maréchal Juin - 14050 Caen Cedex
THIBAUD Jean-Pierre, CSNSM Orsay - Bâtiments 104-106 - 91405 Orsay Campus Cedex
VAUTHERIN Dominique, IPN Orsay - BP 1 - 91406 Orsay Cedex
VIENT Emmanuel, LPC Caen - Bld du 11 Novembre 1918 - 14050 Caen Cedex
WAUTERS Laurence, PNTPM - UL Bruxelles - CP 165 - 1050 Bruxelles - Belgique