FR86 00028

CEA-N-2448
NEANDC (E) 237«L»
INDC (FR) 65/L

– Note CEA-N-2448 –

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1984

- Octobre 1985 -

Note CEA-N-2448

DESCRIPTION-MATIÈRE *(mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)*

en français	*en anglais*
PROGRAMMES DE RECHERCHE	RESEARCH PROGRAMS
PHYSIQUE NUCLEAIRE	NUCLEAR PHYSICS
NEUTRONS RAPIDES	FAST NEUTRONS
REACTIONS PAR NEUTRONS	NEUTRON REACTIONS
REACTIONS PAR IONS LOURDS	HEAVY ION REACTIONS
THEORIES DU CHAMP	FIELD THEORIES
ASTROPHYSIQUE	ASTROPHYSICS
C E A	C E A

NOTE CEA-N-2448 NEANDC(E) 237 "L" - INDC(FR) 65/L

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1984.

Sommaire. - Ce compte rendu présente les travaux de Physique Nucléaire effectués au sein du Service de Physique Neutronique et Nucléaire du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, pendant l'année 1984.

Il comprend : une partie sur les activités techniques et les équipements, puis une partie sur les données nucléaires traitant des aspects mesure, interprétation et évaluation. La troisième partie est consacrée à des travaux plus théoriques dans divers domaines : modèles nucléaires d'états liés et de diffusion, théorie des champs et astrophysique.

1985 - Commissariat à l'Energie Atomique - France. 188 p.

NOTE CEA-N-2448 NEANDC(E) 237 "L" - INDC(FR) 65/L

PROGRESS REPORT OF THE NEUTRON AND NUCLEAR PHYSICS DIVISION FOR THE YEAR 1984.

Summary. - This progress report gives a presentation of the nuclear physics work carried out in the Service de Physique Neutronique et Nucléaire (C.E. Bruyères-le-Châtel) during the year 1984.

It comprises a part about technical work and equipements and a second part on measurement, interpretation and evaluation of nuclear data. The third part is devoted to more theoretical works : bound state and scattering nuclear models, field theory and astrophysics.

1985 - Commissariat à l'Energie Atomique - France. 188 p.

– Note CEA–N–2448 –

Centre d'Etudes de Bruyères–le–Châtel

COMPTE RENDU D'ACTIVITE
DU SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE
POUR L'ANNEE 1984

PREFACE

Les travaux réalisés en 1984 dans le Service de Physique Neutronique et Nucléaire sont présentés suivant 3 axes principaux : aspect technique, aspect expérimental et aspect théorique.

Sur le plan technique, l'utilisation des accélérateurs du Service, dont le fonctionnement a été satisfaisant, se partage entre les expériences de Physique Nucléaire proprement dite (60 %) et des prestations au profit d'autres Unités (étalonnage de détecteur, irradiations diverses, et surtout utilisation de l'accélérateur VDG 4 MeV au profit de la microsonde nucléaire, en collaboration avec le Service SEA de Saclay). Le processus général d'informatisation de l'accélérateur Tandem s'est poursuivi et devrait aboutir dans l'année 1985 ; nous avons été amenés en particulier à développer dans ce cadre des microordinateurs spécifiques (MACAC).

En vue de développer des possibilités expérimentales nouvelles, nous avons d'une part poursuivi la mise en oeuvre de moyens techniques permettant l'étude d'interactions entre un faisceau d'ions lourds et un plasma créé par laser, et d'autre part entrepris l'étude d'un nouvel injecteur (banc source) qui devrait permettre l'accélération d'ions légers dans une gamme d'énergie inférieure à 150 keV. Ces nouvelles études ont été menées dans un contexte budgétaire difficile, qui impose un rythme relativement lent.

Sur le plan expérimental, les principales mesures effectuées sur les accélérateurs du Service ont été des mesures de diffusion élastique et inélastique (sur des isotopes de l'Osmium et du Platine) et des mesures de capture (sur Holmium, Osmium et Platine).

L'étude générale de la fission nous a conduits, au plan expérimental, à participer à des travaux sur l'étude des barrières de fission à partir de réactions (d,pf) réalisées à Saclay en collaboration avec le Service DPhN/MF. Nous avons en outre étudié les configurations froides dans la fission par neutrons thermiques et ces expériences, réalisées auprès du réacteur ORPHEE de Saclay, ont montré en particulier la bonne résolution de la chambre d'ionisation que nous avons mise au point.

Les activités dans le domaine de la Physique des ions lourds se sont poursuivies dans le cadre d'une large collaboration au niveau National (C.E.A., I.P.N. Lyon, ISN Grenoble, GANIL) et ont donné lieu à 4 expériences (2 auprès de SARA, 2 auprès de GANIL) dont les résultats sont en cours d'analyse.

Sur le plan théorique, les études d'interprétation au moyen de modèles se sont développées à la fois pour les mesures de diffusion des neutrons réalisées dans le laboratoire, et pour des mesures effectuées dans certains laboratoires des Etats-Unis, dans le cadre d'une coopération.

Les travaux théoriques sur le processus de fission ont en particulier conduit à la mise au point d'une nouvelle interaction effective D1S qui,rendant mieux compte que la précédente des effets de surface nucléaire, permet d'obtenir un meilleur accord expérience-théorie sur les hauteurs des barrières de fission. Cette nouvelle force a en outre été utilisée pour une étude plus approfondie des effets dynamiques dans le phénomène de fission.

On peut ajouter, pour terminer ce bref survol des activités du Service, la poursuite des travaux de chromodynamique quantique entrepris l'année précédente, et le développement des études d'Astrophysique.

P. FIGEAC
Chef du Service de Physique
Neutronique et Nucleaire

Je remercie tout spécialement Mme BONNEAU et Mlle KURAS pour la présentation matérielle du document et M. SALVY, Adjoint du Chef de Service, qui s'est chargé de son édition.

TABLE DES MATIERES

PARTIE A - EXPLOITATION ET AMELIORATION DES MOYENS EXPERIMENTAUX 1

A.I. - Bilan d'exploitation et évolution des accélérateurs Tandem et 4 MeV..... 2

A.I.1. - Exploitation des accélérateurs Tandem et 4 MeV... 2

A.I.2. - Commande-contrôle par ordinateur des regroupeurs HF et du Tandem 6

A.I.3. - Banc source 9

A.II. - Expérience d'interaction ions lourds-plasma..... 15

A.III. - Etudes effectuées avec la microsonde nucléaire..... 32

A.IV. - Développement d'appareillage et technologie..... 37

A.IV.1. - Spectromètre à aimants permanents..... 37

A.IV.2. - Cible gazeuse tritium..... 37

A.IV.3. - Technologie..... 39

A.V.- Electronique..... 42

A.VI. - Informatique..... 43

A.VII. - Calcul scientifique 47

CONTENTS

PART A - UTILIZATION AND IMPROVEMENTS OF THE EXPERIMENTAL FACILITIES 1

A.I. - Tandem and 4 MeV accelerator status report..... 2

A.I.1. - Operating conditions of the accelerators..... 2

A.I.2. - Computer control of the RF bunchers and of the tandem facility..... 6

A.I.3. - Ion source test stand..... 9

A.II. - Heavy ions-plasma interaction experiment..... 15

A.III. - Studies realized with the nuclear microprobe..... 32

A.IV. - Apparatus development and technology..... 37

A.IV.1. - Permanent magnet spectrometer..... 37

A.IV.2. - Tritium gaseous target..... 37

A.IV.3. - Technology..... 39

A.V. - Electronics..... 42

A.VI. - Data acquisition and computing systems..... 43

A.VII. - Scientific programming..... 47

PARTIE B - DONNEES NUCLEAIRES : MESURES, INTERPRETATIONS, EVALUATIONS 48

B.I. - Diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides... 49

B.I.1. - Amélioration des moyens expérimentaux..... 49

B.I.2. - Diffusion élastique et inélastique de neutrons sur ^{208}Pb - Analyse semi-microscopique..... 50

B.I.3. - Diffusion élastique et inélastique sur ^{190}Os, ^{192}Os, ^{194}Pt à 8 MeV..... 54

B.II. - Autres réactions induites par neutrons..... 58

B.II.1. - Faisceaux de neutrons monoénergétiques étalonnés 58

B.II.2. - Mesures de sections efficaces de capture radiative de neutrons rapides sur ^{165}Ho, ^{190}Os, ^{192}Os et ^{194}Pt..... 59

B.II.3. - Interférence entre les mécanismes de formation du noyau composé et d'excitation collective dans la réaction $^{89}Y\ (n,\gamma_o + \gamma_1)\ ^{90}Y$..... 62

B.III - Etude du processus de fission..... 65

B.III.1. - Etude des configurations froides à l'aide d'une double chambre à ionisation..... 65

B.III.2. - Etude du 3ème puits dans la barrière de fission de ^{231}Th par la réaction $^{230}Th\ (d,pf)$..... 78

B.III.3. - Etude du 3ème puits dans la barrière de fission de ^{237}U par la réaction $^{236}U\ (d,pf)$..... 83

B.III.4. - Etude du 3ème puits dans la barrière de fission de ^{230}Th par la réaction $^{229}Th\ (d,pf)$..... 87

PART B - NUCLEAR DATA : MEASUREMENTS, INTERPRETATIONS, EVALUATIONS. 48

B.I. - Fast neutron elastic and inelastic scattering..... 49

B.I.1. - Improvements of experimental resources..... 49

B.I.2. - Neutron elastic and inelastic scattering on ^{208}Pb - Semi-microscopic analysis..... 50

B.I.3. - Neutron scattering on ^{190}Os, ^{192}Os, ^{194}Pt at 8 MeV..... 54

B.II. - Other neutron-induced reactions..... 58

B.II.1. - Standardized monoenergetic neutron beam..... 58

B.II.2. - Fast neutron capture cross sections on ^{165}Ho, ^{190}Os, ^{192}Os and ^{194}Pt..... 59

B.II.3. - Investigation of compound and direct-semidirect interference effects in the ^{89}Y $(n,\gamma_0 + \gamma_1)$ ^{90}Y reaction..... 62

B.III. - Study of fission process..... 65

B.III.1. - A high resolution twin axial ionization chamber for cold fission configuration studies in ^{235}U and ^{233}U..... 65

B.III.2. - Study of the 3rd well in the fission barrier of ^{231}Th via the reaction ^{230}Th (d,pf)..... 78

B.III.3. - Study of the 3rd well in the fission barrier of ^{237}U via the reaction ^{236}U (d,pf)..... 83

B.III.4. - Study of the 3rd well in the fission barrier of ^{230}Th via the reaction ^{229}Th (d,pf)..... 87

B.IV. - Etude des réactions entre ions lourds..... 92

B.IV.1. - Détecteur de temps zéro et de localisation à galettes de microcanaux..... 92

B.IV.2. - Etude des fragments de faible énergie cinétique : système Ne + Nb à 30 MeV/n..... 93

B.IV.3. - Etude des collisions périphériques sur les systèmes Ar + Nb et Ar + Ti à 27,5 MeV/n..... 95

B.IV.4. - Différents régimes de fragmentation dans le cas du système ^{20}Ne + ^{27}Al à 30 MeV/n..... 98

B.IV.5. - Particules chargées rapides et transfert incomplet d'impulsion..... 99

B.V. - Autres études et évaluations de données nucléaires..... 106

B.V.1. - Identification des isotopes ^{15}B et ^{12}Be..... 106

B.V.2. - Bilan des mesures neutroniques sur les transactinides..... 110

B.V.3. - Etudes sur la systématique des sections efficaces de fission des transactinides..... 111

B.V.4. - Revue sur les méthodes de calcul des données nucléaires des transactinides..... 114

B.V.5. - Calcul des sections efficaces dans le domaine des résonances non résolues..... 116

B.V.6. - Mise à jour de la bibliothèque de données évaluées..... 119

PARTIE C - MODELES NUCLEAIRES : ETUDES ET APPLICATIONS 120

C.I. - Applications des théories self-consistantes..... 121

B.IV. - Study of heavy ion-induced reactions..... 92

B.IV.1. - A position sensitive time detector using microchannel plates..... 92

B.IV.2. - Investigation of the low kinetic energy fragments : system Ne + Nb at 30 MeV/n..... 93

B.IV.3. - Peripherical collision study for Ar + Nb and Ar + Ti systems at 27.5 MeV/n..... 95

B.IV.4. - Nuclear fragmentation processes in the ^{20}Ne + ^{27}Al system at 30 MeV/n..... 98

B.IV.5. - Fast charged particles and incomplete linear momentum transfer..... 99

B.V. - Other studies and evaluations of nuclear data..... 106

B.V.1. - Identification of ^{15}B and ^{12}Be..... 106

B.V.2. - Progress in transactinium isotope neutron data measurements..... 110

B.V.3. - Fission cross section systematics for transactinide isotopes..... 111

B.V.4. - Progress in theoretical calculation of transactinium isotope nuclear data..... 114

B.V.5. - Cross-sections calculations in the unresolved resonance region..... 116

B.V.6. - Updating our evaluated nuclear data library..... 119

PART C - NUCLEAR MODELS : STUDIES AND APPLICATIONS 120

C.I. - Applications of self-consistent theories..... 121

C.I.1. - Excitations nucléaires de haute énergie..... 121

C.I.2. - Interprétation microscopique des densités de transition des isotopes 70,72,74,76 du germanium. 122

C.I.3. - Influence de l'énergie de surface sur la hauteur des barrières de fission - La nouvelle force effective D1S..... 130

C.I.4. - Effets dynamiques dans le phénomène de fission... 136

C.II. - Modèles de diffusion..... 138

C.II.1. - Calculs semi-microscopiques des sections efficaces totales et de diffusion des neutrons par ^{239}Pu..... 138

C.II.2. - Excitation de bandes collectives du ^{12}C par diffusion de nucléons..... 141

C.II.3. - Analyse de la diffusion élastique et inélastique de neutrons polarisés sur ^{40}Ca aux énergies E_n = 11 - 17 MeV..... 142

C.II.4. - Analyse en voies couplées de la diffusion inélastique de protons polarisés sur $^{116,120,124}Sn$..... 143

C.II.5 - Diffusion inélastique de hadrons par des noyaux γ - instables..... 145

PARTIE D - THEORIE DES CHAMPS ET ASTROPHYSIQUE 147

D.I. - Etude des solutions de condensat pour un hamiltonien modèle de gluons..... 148

D.II. - Structure à 2 particules et renormalisation..... 150

C.I.1. - High energy nuclear excitations..... 121

C.I.2. - Microscopic interpretation of the 70,72,74,76 Ge transition densities..... 122

C.I.3. - Influence of the surface energy on the fission barrier heights - The new effective force D1S... 130

C.I.4. - Dynamic effects in the fission phenomena..... 136

C.II. - Scattering models..... 138

C.II.1. - Semi-microscopic optical model calculations of neutron cross-sections for ^{239}Pu..... 138

C.II.2. - Nucleon-induced excitations of collective bands in ^{12}C..... 141

C.II.3. - Analysis of elastic and inelastic scattering of 11-17 MeV polarized neutrons from ^{40}Ca..... 142

C.II.4. - A coupled channels analysis of polarized proton scattering from ^{116,120,124}Sn..... 143

C.II.5. - Hadron inelastic scattering from γ-unstable nuclei..... 145

PART D - FIELD THEORY AND ASTROPHYSICS 147

D.I. - Solutions of condensation from a gluon model hamiltonian.. 148

D.II. - Two particle structure and renormalization..... 150

D.III - Astrophysique..... 154

D.III.1. - Etude théorique de l'explosion des supernovae de type II..... 154

D.III.2. - Etude de la fragmentation des nuages moléculaires..... 157

PARTIE E - BIBLIOGRAPHIE 161

PARTIE F - SEMINAIRES 170

D.III. - Astrophysics..... 154

D.III.1. - Type II supernovae explosions..... 154

D.III.2. - The fragmentation of molecular clouds..... 157

PART E - BIBLIOGRAPHY 161

PART F - SEMINARS 170

PARTIE A :

EXPLOITATION ET AMELIORATIONS DES MOYENS EXPERIMENTAUX

A-I- BILAN D'EXPLOITATION ET EVOLUTION DES ACCELERATEURS.

Tandem and 4 MeV accelerator status report.

A-I-1 Exploitation des accélérateurs Tandem et 4 MeV.

(A. DANDINE, J. BARDY, A. COURTAIN et les techniciens du groupe accélérateurs).

Operating conditions of the accelerators

The total running time was of 2084 hours for the tandem and 1794 hours for the 4 MeV accelerators. The new installations : low and high energy bunchers, operator desk, additional beam lines, are now in routine operation. A significant part of the running time (particularly for the 4 MeV accelerator) was devoted to external users.

A-I-1-1 Le Van de Graaff Tandem.

En 1984, le temps total d'utilisation par les Physiciens a été de 2084 heures, dont 1700 heures en protons et deuterons et 384 heures en ions lourds : ^{12}C, ^{16}O, ^{27}Al, ^{28}Si (Cf tableau A.I.1).

La quasi-totalité du temps attribué à l'équipe travaux et entretien du tandem a été consacrée :

- à la mise au point finale du Regroupeur HF,
- à la préparation de l'informatisation de la commande et du contrôle des sources d'ions, des aimants de déviation, des lentilles de focalisation, des "steerers", des pompes à vide et des vannes, des lignes de faisceau (Cf paragraphe A-I-2),
- à la mise au point de la ligne du faisceau laser (Cf. paragraphe A-II-1) et de la ligne à impulsion courte (durée des impulsions < 100ps.),
- à l'étude d'une nouvelle ligne d'injection d'ions lourds de masse > 100, en basse énergie.

L'entretien et les réparations ont nécessité 599 heures de travail. Deux ouvertures du tank ont été effectuées pour changer les feuilles de "stripping". Les 59 feuilles d'épaisseur $10\mu g/cm^2$ ont été remplacées par des feuilles $5\mu g/cm^2$ qui ont une durée de vie plus longue dans le cas de l'accélération d'ions lourds.

Ces ouvertures ont été mises à profit pour changer les peignes de charge et de décharge, une dizaine de résistances de colonne, et réparer l'alimentation du "steerer" HT.

Les tubes accélérateurs installés en 1981 ont près de 7000 heures de fonctionnement, dont plus d'une centaine d'heures à 7 MV, et sont encore en très bon état. La courroie fonctionne depuis 5000 heures.

La source d'ions légers CSF et la source d'ions lourds Général Ionex ont fonctionné d'une manière tout à fait satisfaisante.

A-I-1-2 Le Van de Graaff 4 MeV

L'accélérateur a été utilisé pendant 1794 heures entièrement consacrées à l'accélération de protons et de deuterons.

610 heures de faisceau ont été mises à la disposition des Physiciens de P2N ; 411 heures ont été attribuées à la microsonde nucléaire (Cf. paragraphe A-III), 185 heures en prestations internes et 588 heures à des prestations diverses (collaboration avec l'Université de Bordeaux pour des irradiations, prestations pour le SPR Grenoble pour l'étalonnage de compteurs et de spectromètres...).

La cible gazeuse tritium est couramment utilisée pour la production des neutrons rapides.

En fonctionnement de nuit, et avec autorisation et surveillance du SPR, des courants cible de 10 μA et plus, délivrant un flux de neutrons de l'ordre de $10^{10}/4\pi$/sec, sont couramment utilisés.

Des précautions spéciales sont prises :

- La mesure de pression du tritium et la mesure de température de l'hélium de refroidissement sont ramenées dans la salle de commande.

- Le balayage du faisceau est fait par déviation électrostatique à 1 kHz et 10 kHz.

- Une caméra infra-rouge surveille la fenêtre d'entrée de la cible.

Le tank a été ouvert 10 fois dont 5 fois pour changement de la source d'ions.

Les nouvelles sources d'ions fabriquées par S.V.T. remplacent les sources HVEC. Elles ont un débit et une durée de vie comparables à ces dernières. Les 5 autres ouvertures ont été nécessitées par des pannes sur les circuits de commande d'alimentations électriques installées dans l'électrode HT.

Les probèmes liés au défaut d'alignement des plaques de déflexion de l'aimant Mobley sont en voie de solution.

Un nouveau groupe de pompage sans piège à azote liquide a été installé en sortie de l'accélérateur.

Enfin, l'aimant d'analyse vient d'être équipé d'un nouveau gaussmètre à résonance magnétique nucléaire RMN2.

ACCELERATEURS	VAN DE GRAAFF TANDEM 7 MV	VAN DE GRAAFF 4 MeV
Entretien et réparations	599	1080
Etudes et améliorations	270	54
Réglages et temps morts	476	552
Temps total d'utilisation	2084	1794
Protons-Deuterons Ions lourds	1700 384	1794
Utilisation P2N	1815 (87%)	610 (34%)
Microsonde nucléaire	-	411 (23%)
Prestations internes Prestations externes	134 (13%) 135	185 (43%) 588

TABLEAU A-I-1

Temps d'exploitation des accélérateurs (en heures)
- 1984 -

A-I-2 Commande-contrôle par ordinateur des regroupeurs HF et du tandem.

(A. COURTAIN, R. DEI-CAS, Y. DE PENQUER, R. FAUJOUR, J.P. LAGET, G. LE CORRE, M. GUILLOUD, D. MASSERON, P. MICHAUD).

Computer control of the RF bunchers and of the tandem facility.

The RF bunchers are now controlled by the computer and all the subroutines are selected via a Touch Panel console. In a second phase we intend to control all the tandem parameters by using a minicomputer (Macac, in sec. A-VI).

A-I-2-1 Informatisation des regroupeurs HF.

La mise au point du système décrit dans le compte rendu d'activités pour 1983 s'est poursuivie. En particulier dans le système de liaison Mitra 225, micro-ordinateur 3885 Kinetics, il est apparu en cours de fonctionnement des réactions anormales et aléatoires lors d'une occupation intensive du CPU du Mitra 225 (acquisition des données rapides avec de nombreuses demandes de transfert par interruptions). Il nous a fallu analyser finement le phénomène et l'éliminer ; il provenait d'une défaillance du matériel , en particulier du coupleur Camac utilisé sur le Mitra 225.

Le dialogue entre le Mitra 225 et le micro-ordinateur a été amélioré et le temps de prise en compte par celui-ci pour exécuter des demandes d'actions réclamées par le Mitra 225 à l'aide de l'écran Touch Panel (ETP) a été minimisé.

Pour assurer une stabilité à long terme des conditions de fonctionnement avec regroupeur HF, on a prévu une boucle d'asservissement lente basée sur l'analyse de l'énergie (déterminée par temps de vol) et de la largeur de la bouffée (cf.Note CEA-2396 : rapport d'activités pour 1983). Les deux spectres sont enregistrés sur un analyseur (TRACOR) et lus périodiquement par le calculateur. Si les spectres dérivent par rapport au spectre de référence, le calculateur agit sur les points de consigne : phase HF et puissance HF. Le logiciel relatif à l'utilisation du TRACOR a pu être testé en cours d'expérience avec acquisition , ce qui a permis de constater qu'un certain nombre de modifications étaient nécessaires. Ces modifications qui touchent essentiellement à la surveillance des points de consigne et à la sortie des résultats intermédiaires sont en cours de réalisation.

Une des principales difficultés rencontrées lors de la mise au point d'un tel système (contrôle-commande et boucle d'asservissement du regroupeur HF) est liée au fait qu'il est nécessaire de disposer de l'ensemble : Accélérateur Tandem - Regroupeur HF - Calculateur.

A-I-2-2 Informatisation du tandem.

Pour simplifier le fonctionnement du tandem et assurer une meilleure stabilité de l'ensemble, on a entrepris les travaux préparatoires nécessaires à l'informatisation de l'ensemble de l'installation : source, lignes de faisceau, regroupeurs, vide, diagnostics faisceau, etc...

Il s'agit, dans un premier temps, de pouvoir commander à distance les différents actionneurs situés sur le trajet de l'accélérateur tels que vannes, déviateurs (lentilles et steerers), cages de Faraday, etc..., et de pouvoir connaître à chaque instant les indications logiques ou analogiques (tensions, courants, pressions, champs magnétiques) fournies par les capteurs associés aux actionneurs.

A l'aide d'une console de visualisation de type "Touch Panel" connectée à un ordinateur Macac (Cf paragraphe A-VI), on communiquera depuis la salle de commande du tandem avec une centrale de "commande contrôle" située à l'intérieur de la salle de l'accélérateur. La liaison est du type "série" et la vitesse de transmission est de 5 mégabits par seconde. L'élément essentiel de la centrale est un microprocesseur qui assurera sous le contrôle de l'ordinateur la gestion des tâches de commande, d'acquisition et de surveillance.

La centrale comporte en outre :

- Les unités de commande et d'acquisition,

- Les borniers qui correspondent aux câbles distribués vers tous les points de commande et de mesure,

- Les boîtiers transducteurs pour les liaisons en boucle de courant 4-20mA.

Le choix des modes de transmission entre les différents points de l'accélérateur et la centrale de "commande contrôle" a été guidé par le fait que le milieu est très perturbé (rayonnement, parasites). De plus, à l'intérieur du banc source, toutes les masses des alimentations sont référencées à un potentiel de 100.000 volts.

Nous avons adopté trois modes de transmission :

A - Par paires téléphoniques torsadées pour les commandes et les lectures logiques.

B - Par boucle de courant 4-20mA (paires téléphoniques associées à des transducteurs V → I et I → V) pour les commandes et les lecteurs analogiques.

C - Par fibres optiques pour les informations du banc source (Cf fig. A-I-1).

Etat actuel des travaux.

Les câbles téléphoniques ont été passés entre l'emplacement de la centrale de commande-contrôle et les différents points de commande et de mesure de l'accélérateur.

Les alimentations non programmables extérieurement par une tension analogique sont en cours de modification ou ont été remplacées par des modèles plus récents.

Les 4 baies de la centrale ont été assemblées en laboratoire et aménagées pour recevoir tous les châssis, les batteries de transducteurs disposés sur des rails, les borniers, les alimentations, etc....Le câblage entre les borniers et les différents éléments est en cours.

Un essai de transmission par fibre optique d'informations entre la source CSF et la salle de commande a eu lieu avec la mesure du courant de l'alimentation d'extraction. Cet essai a donné satisfaction. Le système émetteur-récepteur utilisé a été mis au point au DRFC-SCP/FAR (1).

Dans une seconde phase, nous envisageons d'utiliser la procédure d'optimisation développée au LNS-Saclay pour déterminer à l'aide du calculateur MACAC le point de fonctionnement optimum. Le programme d'optimisation (2) a été traduit en PASCAL et implanté sur le mini-calculateur.

---

(1) Nous remercions Messieurs IDMTAL et LE PERS pour leur collaboration.

(2) Nous remercions Messieurs J.L LEMAIRE et J.M LAGNIEL pour leur collaboration.

REFERENCES

[1] J.M LAGNIEL, J.L LEMAIRE.
A new way of tuning beam transport lines by using direct search method. Linac 84. J.M LAGNIEL : thèse de doctorat : informatisation de la commande et du contrôle des paramètres de l'injecteur du synchrotron Saturne II : optimisation.

A-I-3 Banc source.

(J. BARDY, R BODIN, A. COURTAIN, A. DANDINE, G. DALBERA, R. DEI-CAS, G. GOMES, L. MATHIEU, R. FAUJOUR, Y. de PENQUER, G. HAOUAT).

Ion source test stand.

In order to increase the flexibility of the accelerator facilities in the low energy range we are building a multi-purpose new injector working in a large energy range (10-150 keV) and able to transport a few mA-beam. This injector will be installed on the same beam line as the actual 550 keV accelerator.

Pour accroître les possibilités expérimentales, en particulier dans le domaine des basses énergies, nous construisons un nouvel injecteur qui devrait remplir plusieurs fonctions :

- permettre l'accélération d'ions légers dans une gamme d'énergie de 10 à 1 5 0 keV avec des courants de quelques mA pour effectuer des mesures de sections efficaces de réactions entre noyaux légers.

- être utilisé en banc d'essai pour la mise au point de sources d'ions lourds ou légers (négatifs ou positifs) devant être utilisées ultérieurement sur le tandem ou le 4 MeV.

Il est prévu d'installer cet injecteur sur la même ligne de faisceau que le 550 keV actuel. La figure A-I-2 présente le schéma d'implantation de l'injecteur 150 keV couplé au 550 keV.

L'injecteur sera alimenté par une haute tension ± 150 kV - 5 mA. La figure A-I-3 représente le tube accélérateur. Il est équipé de quatre électrodes et d'isolateurs en verre. L'empilement et l'alignement géométrique des électrodes sont réalisés par des bagues qui assurent le serrage et le centrage des électrodes. L'étanchéité est réalisée par des soudures verre-métal et des joints d'indium. L'optique d'entrée du tube est constituée par un extracteur et par une lentille unipotentielle. Le potentiel est réparti le long du tube accélérateur à l'aide d'une résistance variable et de trois résistances fixes.

L'étude des trajectoires a montré que la configuration optique adoptée permet de focaliser dans des conditions acceptables des protons d'une dizaine de keV, jusqu'à 150 keV. La figure A-I-4 représente un exemple

de trajectoires de protons calculées avec le code SLAC. Une étude paramétrique a été effectuée pour déterminer la distribution des potentiels permettant d'obtenir un faisceau de faible émittance à la sortie du tube accélérateur.

La source installée en tête du tube est un duoplasmatron classique que l'on se propose d'équiper d'une cuvette d'expansion.

Après accélération, le faisceau sera dévié et analysé par l'aimant à 90° de produit masse-énergie 6,4 (A x MeV) trop faible pour l'actuel injecteur d'ions lourds du tandem et qui sera donc récupéré et réutilisé.

La ligne de faisceau située à une hauteur de 1,37 m sera équipée de trois lentilles de focalisation, de "steerers" et de divers appareils pour le diagnostic du faisceau (émittancemètre, cage de Faraday, analyseur électrostatique).

Les canalisations de vide et les vannes seront en acier inoxydable et l'étanchéité sera assurée par des joints métalliques. Des pompes à diffusion d'huile assureront dans l'installation un vide propre, de l'ordre de 10^{-7} Torr.

L'ensemble des commandes et contrôle du banc-source accélérateur et des équipements de l'aire expérimentale seront informatisés à l'aide d'un Macac (Cf A-VI).

La mise en oeuvre de ce banc-source nécessite des modifications importantes dans la disposition de la salle L1 du bâtiment L. Les travaux de génie civil commenceront vers la mi-février 1985.

Le banc-source devrait être opérationnel vers la fin de 1985.

Une nouvelle source à pulvérisation est en cours de réalisation. Elle dérive de la plus récente version des sources mises au point par R. MIDDLETON (1). Elle devrait délivrer un courant d'un ordre de grandeur plus intense que celui de la source actuelle. Elle poura être mise au point sur le banc-source.

REFERENCE

[1] - R. MIDDLETON. A versatile high intensity negative ion source. NIM 15 fév. 1984 N°1 page 105.

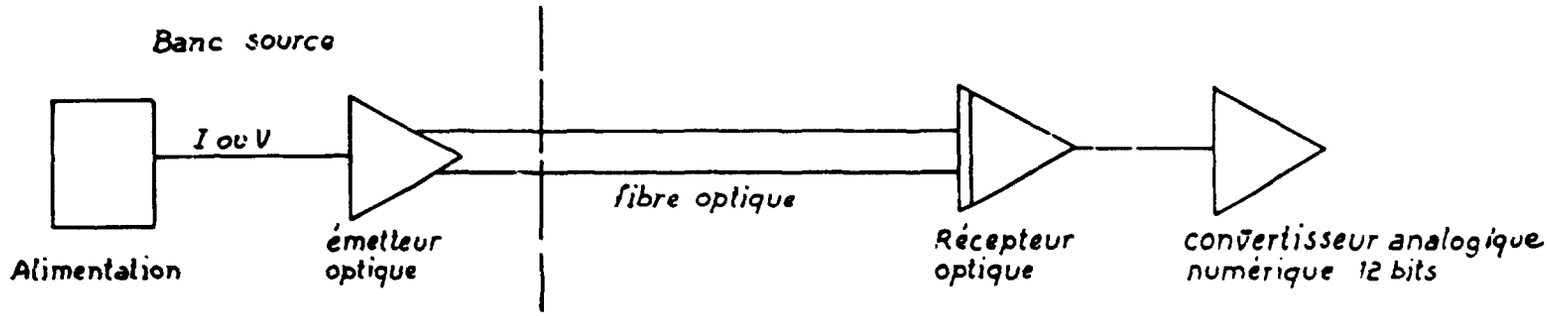


FIGURE A-1-1 a : LECTURE ANALOGIQUE

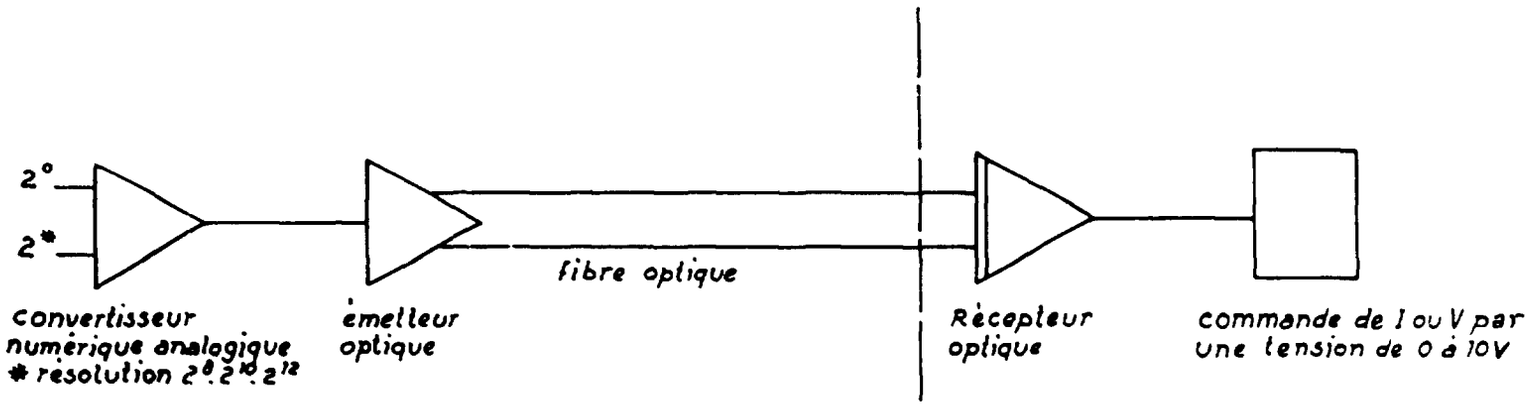


FIGURE A-1-1 b : COMMANDE ANALOGIQUE

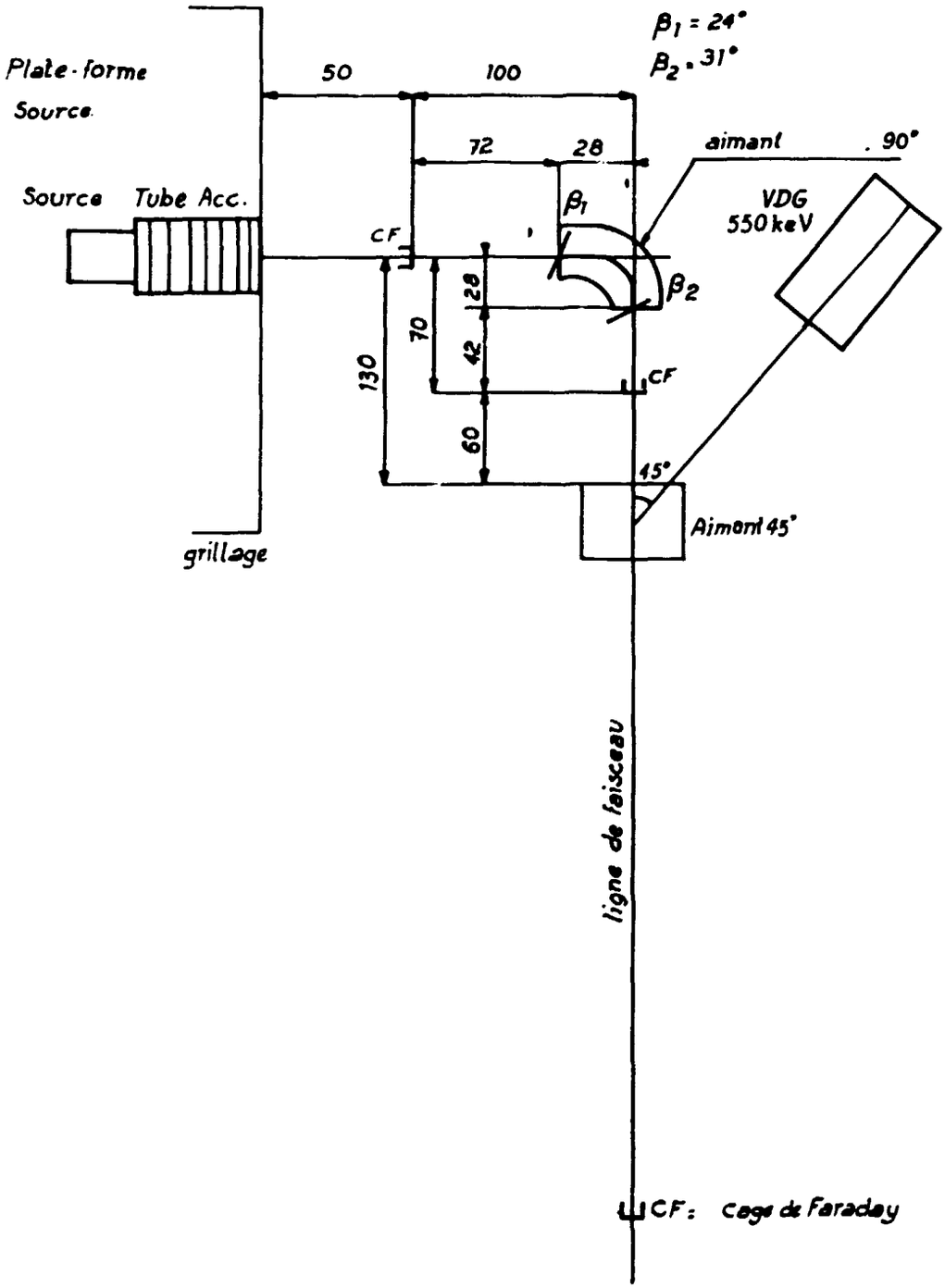


FIGURE A-1-2

Schéma d'implantation de l'injecteur 150 keV et du 550 keV
(Les dimensions indiquées sont en cm).

FIGURE A-I-3

Injecteur 150 keV
(Echelle 1/4)

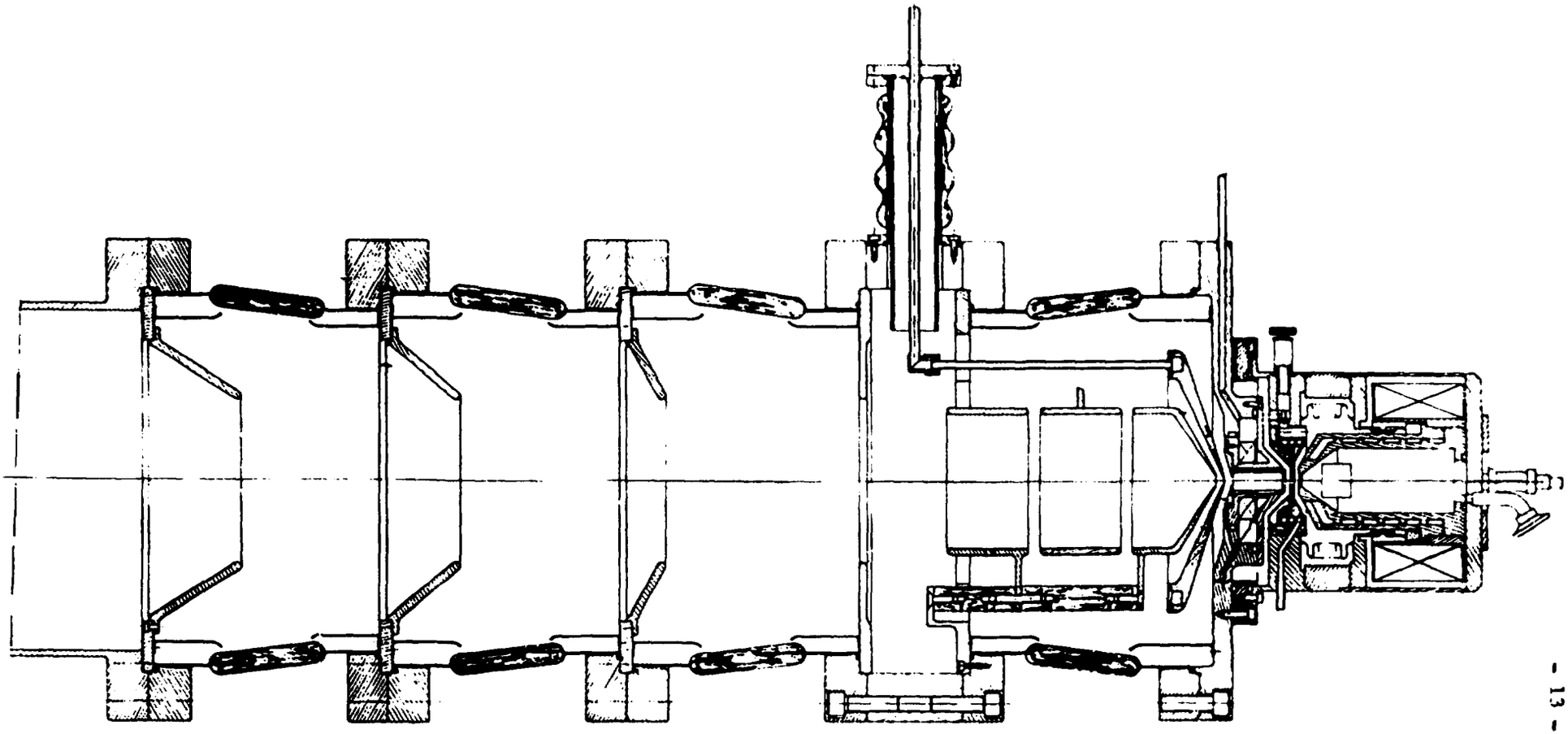
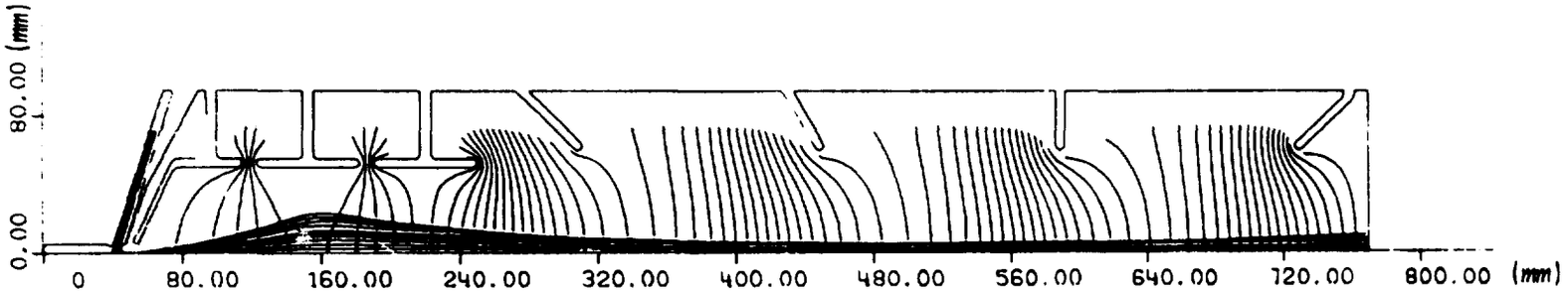


FIGURE A-I-4

Trajectoires de protons calculées par le code SLAC

I = 5 mA ; 150 keV



A-II EXPERIENCE D'INTERACTION IONS LOURDS-PLASMA.

(R. DEI-CAS, M. RENAUD, J.P. LAGET, J.P. MOSNIER[2], G. FINE[1], F.PEREZ[1], J.M. GUIHAUME[2], M. BEAU, Y. de PENQUER, P. MICHAUD, M. DARRIGOL, R. BARCHEWITZ[3], C. SENEMAUD[3], M. CUKIER[4], A. COURTAIN, A. DANDINE et la participation des techniciens de la Section Technique).

Heavy ions-plasma interaction experiment

We describe the present status of the experimental facility and the preliminary tests which have been done in beam foil spectroscopy experiments to calibrate the X ray and Thomson parabola spectrometers.

A-II-1 Etat actuel de l'installation.

Un rapport décrivant l'état actuel du dispositif expérimental a été présenté à la seconde réunion internationale sur la "Physique Atomique relative à la fusion inertielle par faisceau d'ions" [1].

La ligne de faisceau est terminée et un déviateur rapide a été installé sur la partie haute énergie de façon à sélectionner un nombre prédéterminé de bouffées. Le train d'impulsions (1 à 15) va servir d'horloge pour déclencher le pilote du laser, le découpage de l'impulsion de puissance et le laser à néodyme. Un commutateur rapide à transistor a été mis au point ; il délivre la haute tension appliquée aux plaques du déviateur.

Le pulsateur est alimenté par la fréquence 2,5 MHz du hacheur qui lui sert d'horloge (signaux sinusoïdaux d'amplitude +5V, -5V).

Une impulsion de départ, soit manuelle (à l'aide du bouton de déclenchement en face avant du tiroir électronique), soit automatique (par l'intermédiaire d'un ordinateur, par exemple) permet d'obtenir en sortie du pulsateur deux sortes de signaux :

---

1 Stagiaire militaire.

2 Boursier DGRST préparant une thèse.

3 Univ. P. et M. CURIE, PARIS VI.

4 LPGP ORSAY.

- une impulsion d'amplitude 2,5 V et de durée n x 400 ns (le nombre n, compris entre 1 et 15, peut être choisi manuellement ou à distance) synchronisée avec l'horloge soit sur ses fronts montants, soit sur ses fronts descendants,

- une impulsion d'amplitude 2,5 V et de durée 200 ns située dans le temps immédiatement après la précédente.

La sélection en sortie du pulsateur d'une de ces impulsions exclut bien entendu l'autre.

Les armoires de commande-contrôle du laser à CO_2 ont été remises en état ainsi que tout le système de séquencement et de sécurité. Un effort particulier est en cours pour gainer le faisceau laser tout au long de son trajet compte tenu de l'exiguité de la salle. Les amplificateurs de puissance ont été remis en état.

La chambre d'interaction (Cf fig. A-II-1) est équipée d'un système porte cible à rotation et translation, d'un spectromètre X à cristal, d'un canon à électrons pour l'étalonnage et d'un ensemble de diodes X et de cages de Faraday. L'optique de focalisation est réglable, ce qui permettra de contrôler la puissance par cm^2 du flux laser.

Pour mettre en évidence la perte d'énergie des ions lourds dans le plasma envisagé [1], il faut utiliser des ions lourds de masse supérieure à 100. La ligne de faisceau de l'injecteur d'ions lourds "General Ionex" 100 kV installée en 1979 est équipée d'un aimant d'analyse et d'une lentille de focalisation de produit $\frac{ME}{Z^2} = 6,4$, ce qui limite à $\simeq 64$ la masse des ions négatifs que l'on peut accélérer dans le tandem. En prévision des expériences d'interaction ions lourds-plasma pour lesquelles il sera nécessaire d'accélérer des ions de masse supérieure à 100, un aimant $\frac{ME}{Z^2} = 25$, à double focalisation, a été commandé à la société DRUSCH.

Un triplet de focalisation plus puissant que le triplet actuel sera installé sur la ligne "basse énergie" du tandem. Par ailleurs, une source d'ions lourds plus performante est en cours de réalisation (Cf paragraphe A-I-3).

A-II-2 Mise au point des diagnostics.

A/ Interférométrie.

Le but de l'interférométrie est de déterminer, au moyen des franges d'interférence obtenues entre un faisceau laser de référence et un faisceau traversant le plasma, la densité du plasma en tout point. Pour cela, nous utilisons un laser Néodyme de longueur d'onde 1,06 µm et un inter-

féromètre de Jamin constitué de 2 lames semi-réfléchissantes traitées pour résister à de fortes puissances. Le dispositif expérimental lames de Jamin et platines support est en cours de montage. Le laser à néodyme a été entièrement remis en état et a subi plusieurs transformations pour améliorer sa fiabilité. Il délivre des impulsions de l'ordre de 1J pendant 5 ns.

Les interférogrammes seront traités par inversion d'Abel [2] de façon à remonter aux courbes d'isodensité.

B/ Tube ionographique.

Afin d'analyser l'information contenue dans les différentes taches ioniques (Z,E) issues de l'interaction ions lourds-plasma, nous développons un système d'imagerie, dit tube ionographique, qui permettra de déterminer la charge Z, l'énergie E des ions ainsi que leur nombre.

Le tube prototype est constitué :

- Pour la partie amplificatrice, d'une feuille d'or, de deux galettes (Ø 36mm) de microcanaux fonctionnant en saturation et d'un phosphore déposé sur un quartz.

- Pour la partie reprise d'image, d'un objectif (f = 50 mm) et d'une matrice CCD 50 x 50.

La figure A-II-2 représente le schéma de principe de ce tube. Les essais effectués sur le prototype sont concluants pour ce qui concerne la tenue en tension, bien qu'il subsiste encore un bruit de fond.

Un tube de plus grand diamètre (Ø = 70 mm) déplaçable dans le plan de détection du spectromètre à parabole de Thomson est en préparation.

C/ Mesure du flux X et du spectre X.

Le plasma créé par un laser CO_2 émet un rayonnement électromagnétique X intense (quelques keV) aussi bien discret (raies d'émission) que continu. L'analyse quantitative de ce rayonnement permet de déterminer la température électronique.

La principale méthode permettant de déterminer la température consiste à mesurer les rapports d'intensités de certaines raies émises par le plasma provenant d'ions ayant la structure électronique de l'hydrogène ou celle de l'hélium. Un spectrographe à cristal courbé fonctionnant suivant les principes de focalisation de JOHANN permet une analyse spectrale de ces différentes raies. Le rayonnement X incident est réfléchi sélectivement par

la face concave d'une lame cristalline clivée de sorte que les plans réflecteurs soient parallèles à sa surface et courbée cylindriquement suivant un rayon R = 250 mm (Loi de Bragg). La focalisation a lieu sur la face intérieure d'une portion de cylindre métallique de rayon R/2. Les cristaux utilisables actuellement nous permettent l'exploration du domaine d'énergie 0,6 - 4 keV (Cf.fig. A-II-3).

Le détecteur est :

- soit une émulsion photographique (Kodak SA_3) courbée le long du cercle de focalisation,

- soit une barette de diodes (CCD) disposée tangentiellement au cylindre de focalisation.

Ces détecteurs sont placés dans un boîtier étanche à la lumière visible au moyen d'une fenêtre de béryllium de 20 µm d'épaisseur qui affaiblit le rayonnement X analysé d'environ 30 % à 2 keV.

Le film photographique peut occuper 4 positions sélectionnées par une commande extérieure.

L'information fournie par la barette de diodes est visualisée directement à l'extérieur de la chambre d'interaction.

L'étalonnage en longueur d'ondes est effectué au moyen de raies caractéristiques émises par un tube à rayons X escamotable possédant 3 anodes interchangeables sous vide (Cf fig. A-II-1).

La figure A-II-4 représente le spectre K du silicium obtenu avec le canon à électrons.

L'analyse du flux X continu permet ainsi de déterminer la température électronique par la méthode des absorbants. Si on suppose que le continuum a une décroissance exponentielle en fonction de la température, le rapport des intensités intégrées sur tout le domaine des fréquences transmises par 2 voies de mesure munies d'absorbants différents donne une mesure de Te. La détection de ce rayonnement continu est effectuée à l'aide de diodes à jonction "visant" le plasma à travers un système de filtres interchangeables.

D/ Système d'acquisition de données.

L'ensemble d'acquisition des données actuellement en cours d'installation est schématisé sur la figure A-II-5.

Il permet de numériser et de mettre en mémoire les informations nécessaires au diagnostic d'une expérience et qui concernent :

- le faisceau d'ions lourds grâce au signal délivré par une cage de Faraday rapide ou une prise temps rapide,

- le faisceau laser vu par une diode,

- les signaux X provenant du spectromètre (barette CCD) et de diodes X,

- l'interférométrie par une matrice de photodiodes,

- l'image du tube ionographique par une matrice de photodiodes.

Le principe consiste à utiliser, pendant l'expérience, des codeurs analogiques-numériques possédant leurs mémoires rapides associées qu'ils chargent directement. L'ensemble du système d'acquisition est réalisé en tiroirs au standard Camac. Le châssis est en liaison, par fibres optiques, avec un calculateur MACAC (Cf Chap. A-VI). Les informations mémorisées peuvent être transmises en temps différé pour traitement, présentation et archivage.

Le calculateur assure la mise en phase du système en le calant sur la séquence de tir et permet de modifier les paramètres des codeurs.

Par ailleurs, un tiroir spécifique de contrôle permet de synchroniser les registres de lecture des barettes et matrices avec les conversions des codeurs qui leur sont associés, ce qui permet de minimiser la quantité de mémoire nécessaire aux acquisitions. Ceci a nécessité une refonte profonde des circuits de commande des barettes et des matrices pour assurer un fonctionnement monocoup de ces équipements ainsi que leur lecture sur horloge externe.

A-II-3 Résultats en spectroscopie X.

Le montage destiné à l'étude de l'interaction d'un faisceau d'ions lourds avec un plasma nous a permis de réaliser des expériences de spectroscopie "beam-foil" dans le domaine X. Un faisceau d'ions Si^{7+} d'énergie 44 MeV traverse une feuille mince de carbone ($5\mu g/cm^2$) : le spectre X émis par les ions multiplement chargés (Si XIV, Si XIII, Si XII) à la sortie de la feuille est analysé par le spectrographe à cristal courbé. L'analyse de la distribution des états de charge du faisceau a également été effectuée en utilisant le spectromètre à parabole de Thomson.

A/ Spectres X.

Le schéma de principe du dispositif expérimental est représenté sur la figure A-II-6. Toutes les expériences ont été réalisées en utilisant une émulsion photographique comme moyen de détection. Un densitogramme typique dans les régions des raies de résonance des ions Si XIV et Si XIII est représenté sur la figure A-II-7. La calibration en énergie est faite en utilisant les raies caractéristiques émises par un tube à rayons X présent dans la chambre d'interaction. Nous avons utilisé comme étalons de longueur d'ondes les raies tungstène $M\alpha$ [3] et la composante 2p 3/2 du doublet Lyman α dont la longueur d'onde est connue très précisément [4] (Cf.fig. A-II-8). Cette méthode d'étalonnage nous permet de déterminer l'angle exact d'observation du spectrographe [5] qui est de 54 $\pm 1°$. Chaque raie a été mesurée en utilisant la formule de Bragg qui tient compte de la réfraction et en utilisant les constantes optiques mesurées expérimentalement [6]. Ceci est dû au fait que le domaine d'énergie étudié se trouve au voisinage de la région de diffusion anormale K du silicium contenu dans le cristal de quartz que nous utilisons comme monochromateur. Chaque longueur d'onde est ensuite corrigée de l'effet Doppler au 1° ordre et au 2° ordre (effets relativistes). La composante 2p 3/2 du doublet Ly α présente une largeur à mi-hauteur (FWHM) de l'ordre de 0,7 eV, soit une résolution de l'ordre de 3300.

Chaque raie est identifiée en utilisant les valeurs théoriques publiées ou d'autres valeurs expérimentales [7]. L'analyse fine du spectre a été effectuée avec la collaboration de J. BRUNEAU (C.E LIMEIL) et elle a permis de mettre en évidence les points suivants (Cf fig. A-II-8-a et b).

- Le doublet Ly α est résolu dans de bonnes conditions.

- Les structures notées x au pied de la raie de résonance Si XIII ($1s^2\ {}^1S_0$-$1s2p\ {}^1P_1$) ont été attribuées à des satellites ayant un électron en couche M, c'est à dire du type : $1s^2\ 3\ell$ - $1s2p\ 3\ell$ et provenant d'état du type ${}^4P$ ou ${}^4D$.

- La raie notée e a également pu être attribuée à des transitions satellites ayant un électron spectateur en couche M et provenant probablement d'état ${}^4P$ ou ${}^4S$ [8].

Des expériences identiques ont été réalisées et vont être poursuivies en utilisant des feuilles d'épaisseurs différentes de façon à pouvoir mesurer les durées de vies globales de certains états [9].

B/ Distribution des états de charges.

Ces expériences nous ont également permis de déterminer les constantes d'étalonnage propres au spectromètre à parabole de Thomson [1]. Nous

avons utilisé une feuille de makrofol de 20μm d'épaisseur comme moyen de détection (Cf.fig. A-II-9). Ce spectre a été réalisé avec deux cibles d'épaisseurs différentes (5μg/cm^2 et 88μg/cm^2) à champ magnétique constant mais à des champs électriques légèrement différents de façon à bien mettre en évidence la perte d'énergie et les effets de diffusion angulaire quand on passe d'une cible très mince à une cible épaisse. Un densitogramme le long de l'axe des impacts permet une analyse quantitative de la distribution des états de charge (Cf.fig. A-II-10). La perte d'énergie déterminée expérimentalement et la diffusion angulaire observée sont en bon accord avec les valeurs données dans la littérature.

REFERENCES

[1] - R. DEI CAS et al, Status report on the plasma-particle beam interaction experiment at BRUYERES-LE-CHATEL, RAL CHILTON 11-16 septembre 1984 et rapport P2N 781/84.

[2] - G. FAUCHEUX, Mémoire CNAM : Mise au point d'un dispositif interférométrique pour l'étude de l'expansion d'un plasma créé par laser, 03/07/1980.

[3] - Y. CAUCHOIS ,C. SENEMAUD : "Table internationale de constantes".

[4] - GARCIA and MACK J. Opt. Soc. A. - 55, 654 (1965).

[5] - PANKE, BELL, BETZ and STEHLING : Nucl. Inst. Meth. - 132 (1976)25-28.

[6] - AUDIE, M'QUET and BARCHEWITZ - Phys. Rev. B 25 5671 (1982).

[7] - . GRABERT et al J.Phys. B 12 1665 (1979),
. BOIKO et al Mon. Not. R. Astro. Soc. 181 (1977) 107,
. VAINSHTEIN and SAFRONOVA At. Dat and Nucl. Dat. Tables 21 (1978)50,
. A.H. GABRIEL Mon. Nat. R. Astro. Soc. 160 (1978) 99.

[8] - J. BRUNEAU (C.E. Limeil) - Communication personnelle.

[9] - BETZ et al. - Phys. Rev. Letters 33 (1974) 807.

OPTIQUE DE FOCALISATION

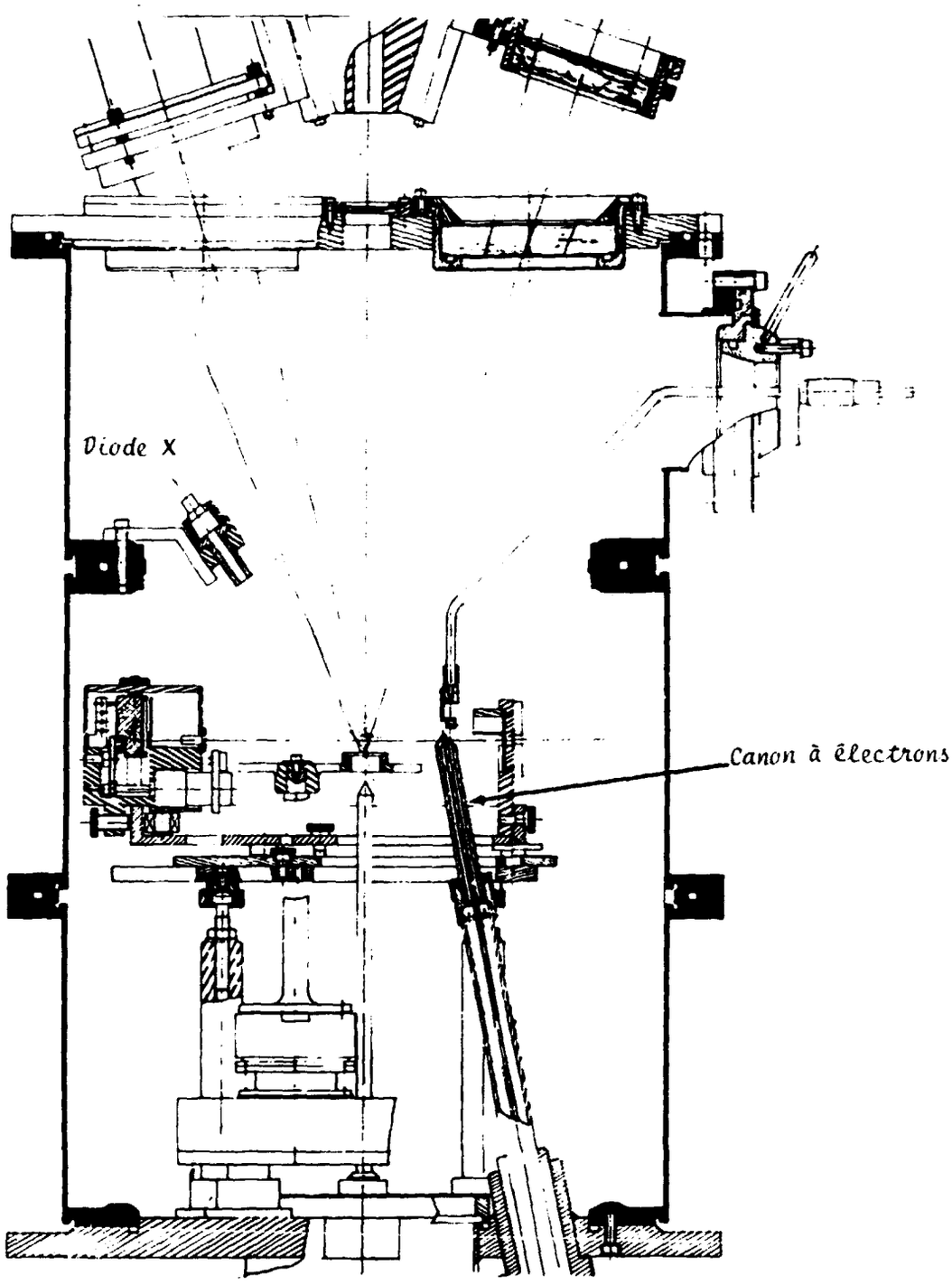


FIGURE A-II-1 a

Chambre d'interaction.

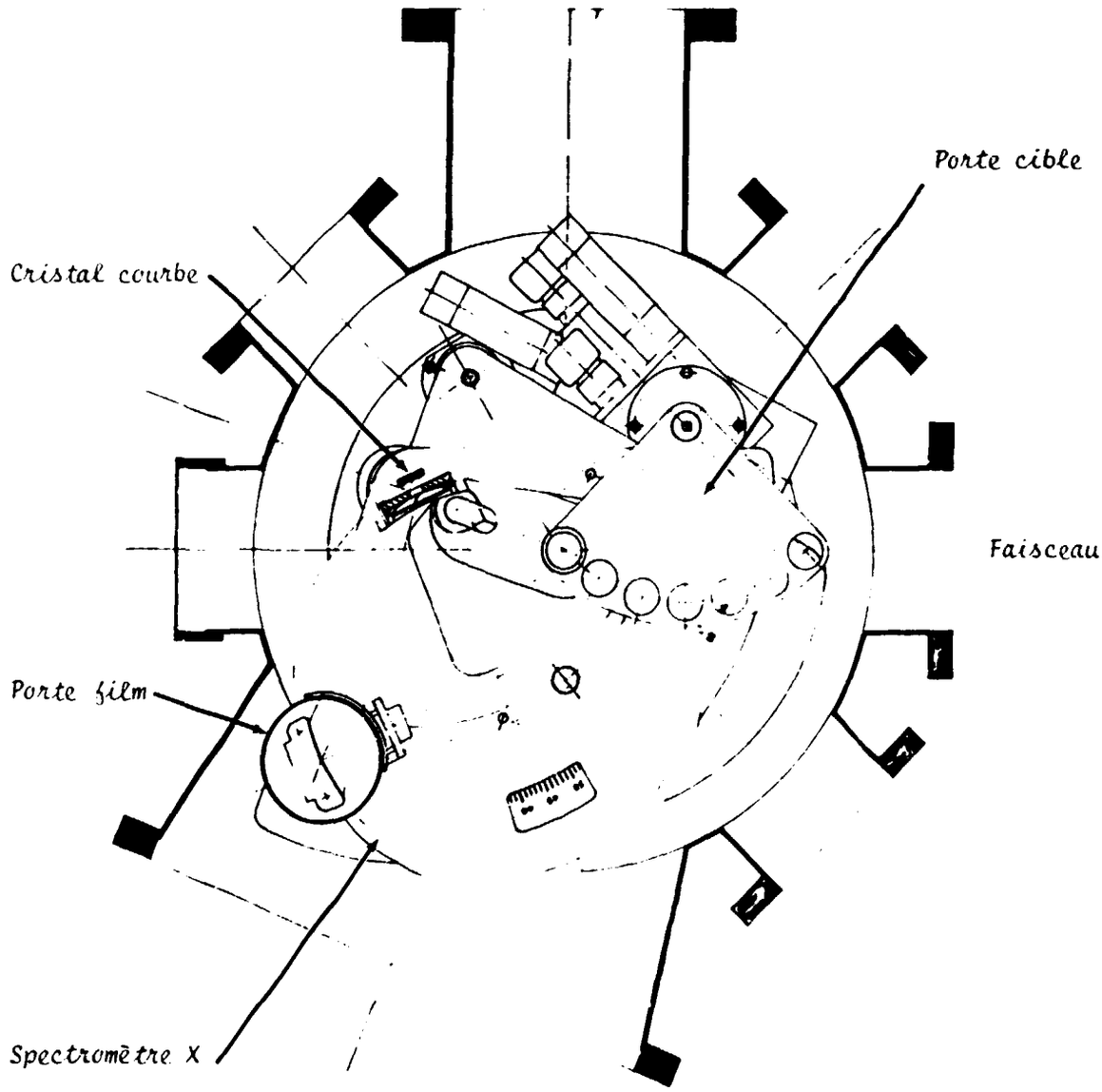
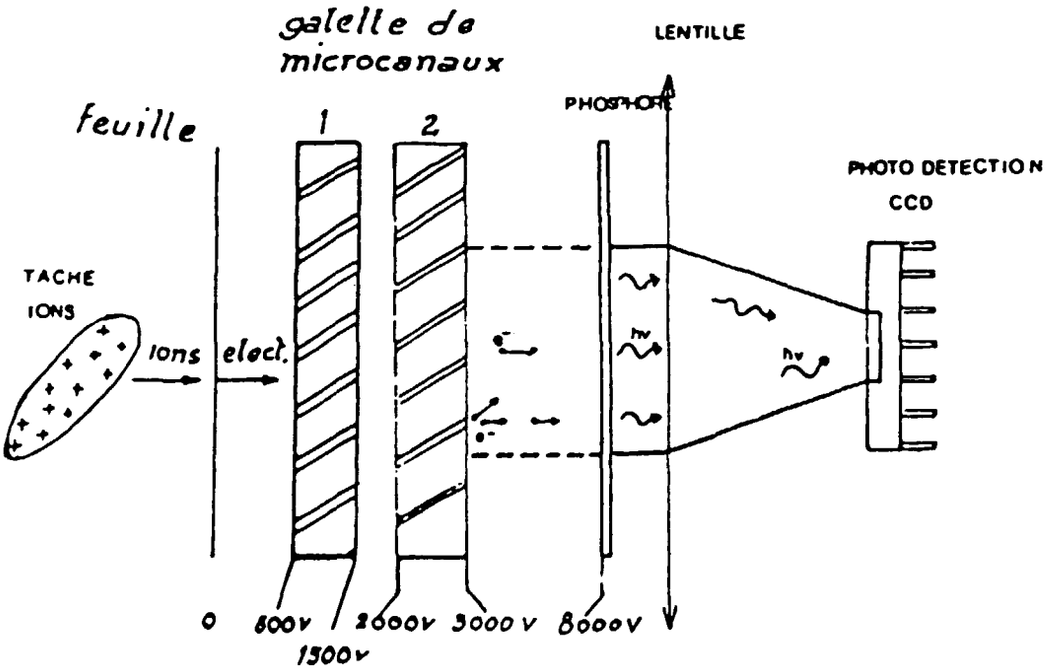


FIGURE A-11-1b

Chambre d'interaction



TUBE IONOGRAPHIQUE

FIGURE A-II-2

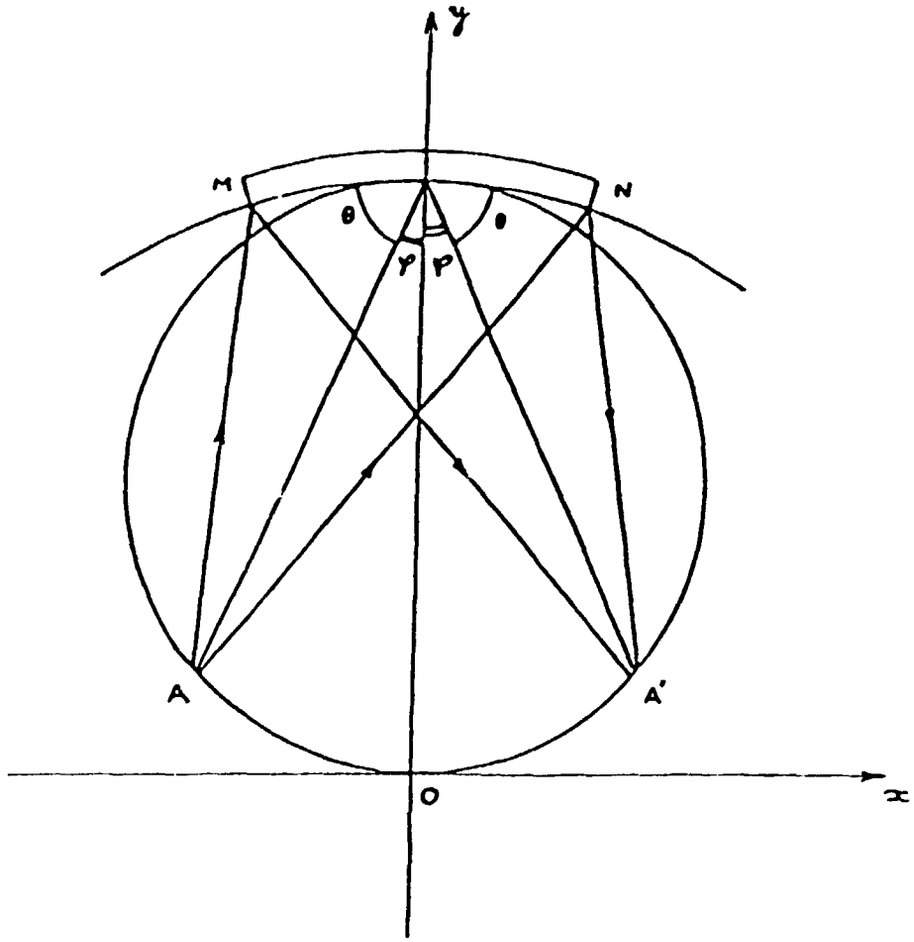


FIGURE A-11-3

Spectromètre à cristal courbe

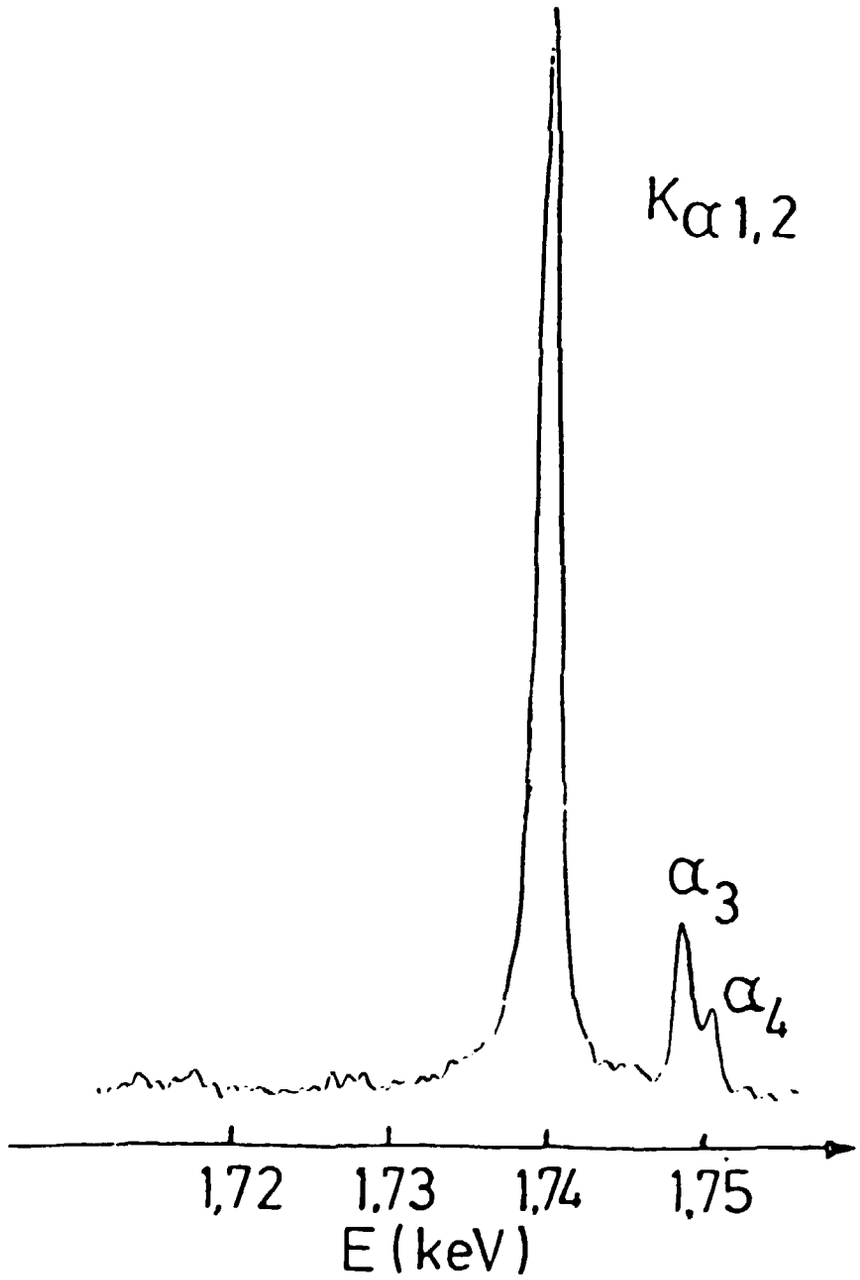
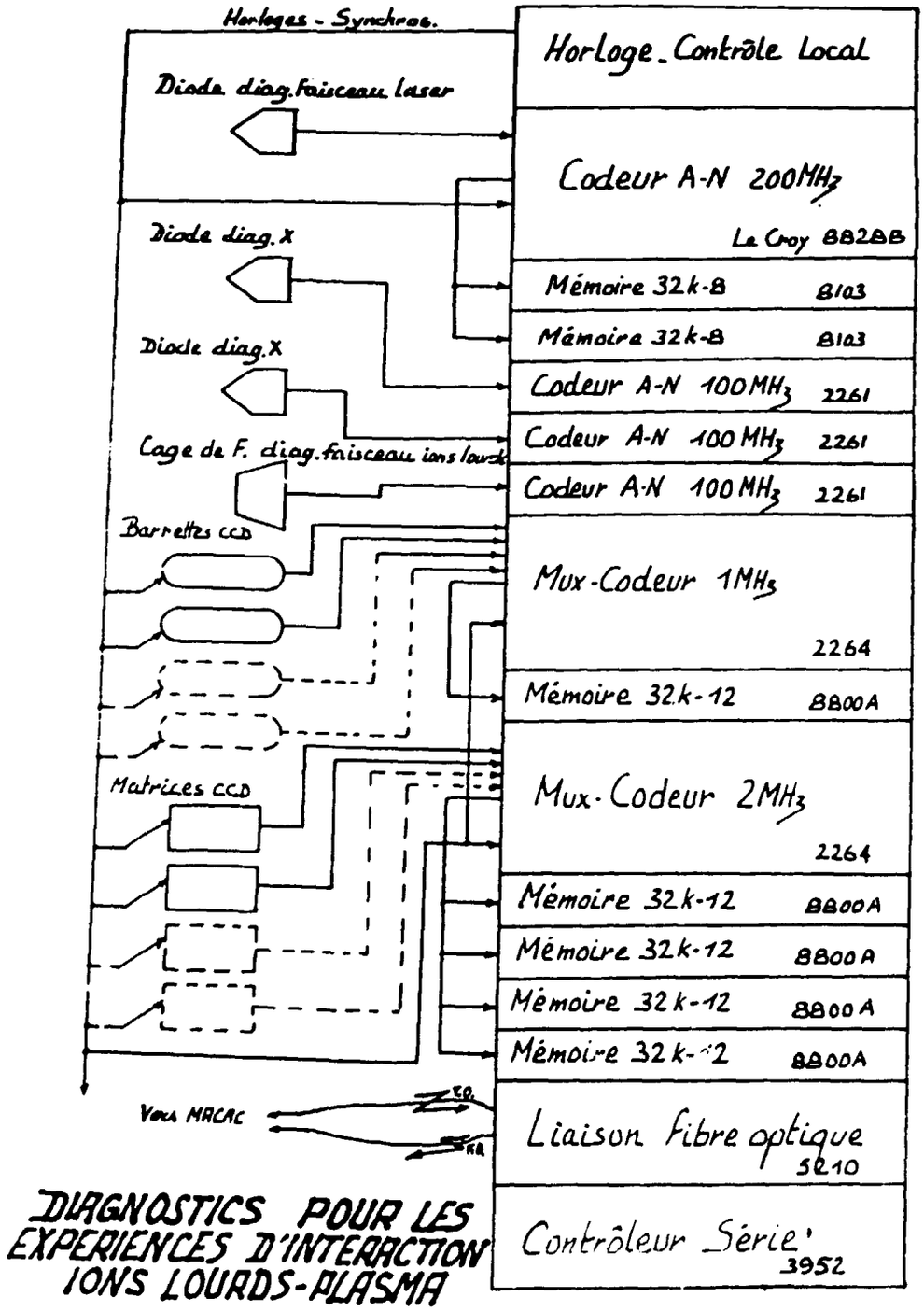


FIGURE A-II-4 :

Spectre K du silicium quartz Y (1° ordre) FWHN ($K\alpha_{1,2}$) = 1,3 eV



DIAGNOSTICS POUR LES EXPERIENCES D'INTERACTION IONS LOURDS-PLASMA

FIGURE A-II-5

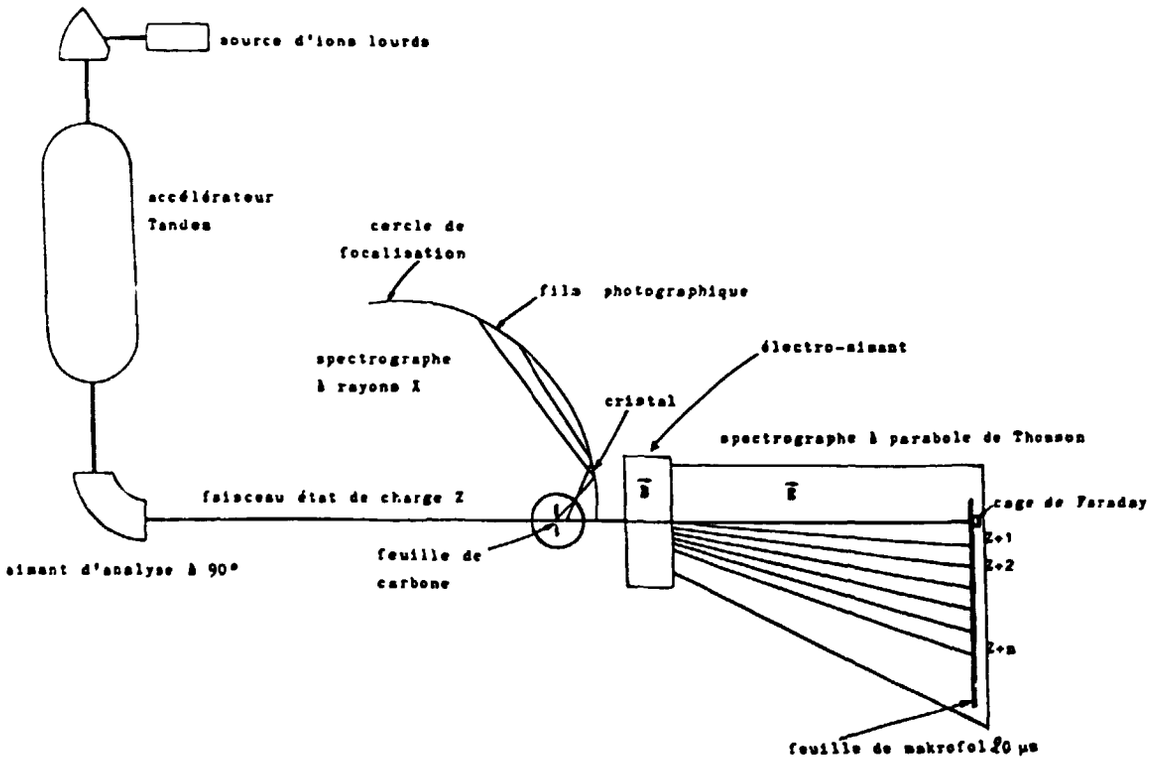


FIGURE A-II-6 : Dispositif expérimental

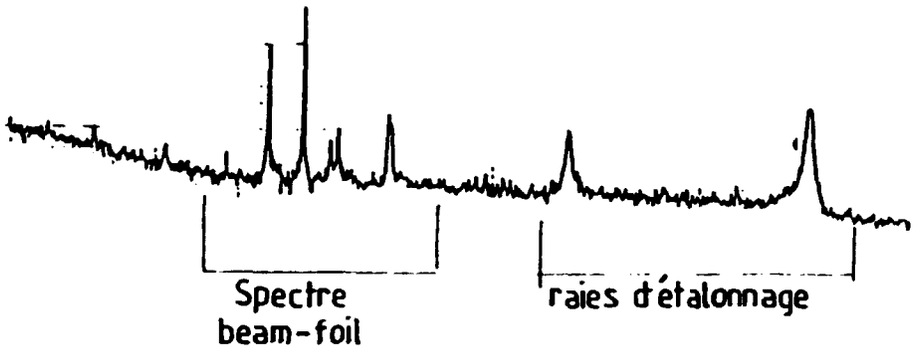


FIGURE A-II-7

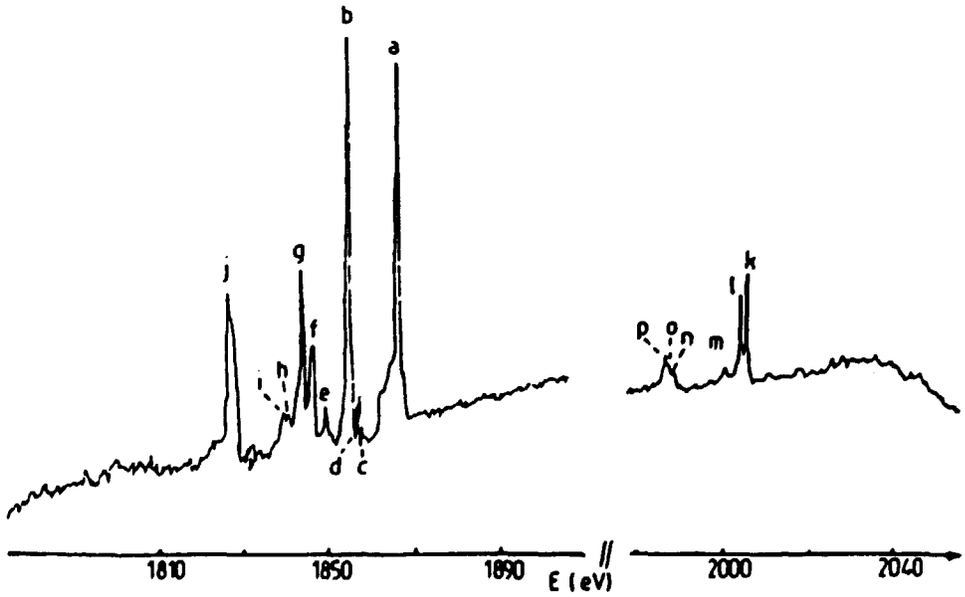


FIGURE A-II-8 a

SPECTRE DU Si (44 MeV)

	CLASSIFICATION	E(eV)	
a	$1s^2\ {}^1S_o - 1s2p\ {}^1P_1$	1865,3	Si XIII
b	$1s^2\ {}^1S_o - 1s2p\ {}^3P_1$	1854,1	Si XIII
c	$1s2p\ {}^2S_{1/2} - 1s^2 2p\ {}^2P_{1/2,\ 3/2}$	1856,4	Si XII
d		1855,4	Si XII
f	$1s(2s2p\,{}^3P)\,{}^2P - 1s^2\ 2s\ {}^2S_{1/2}$	1845,4	Si XII
g	$1s2p^2\ P_{1/2,\ 3/2} - 1s^2 2p\ {}^2P_{1/2}$	1843,1	Si XII
h	$1s2p^2\ {}^2D_{3/2} - 1s^2 2p\ {}^2P_{1/2,\ 3/2}$	1839,7	Si XII
i		1838,6	Si XII
j	$1s^2 2s\ {}^2S - 1s2s2p\ {}^4P$	1826,3	Si XII
e	$1s^2\ n\ell - 1s2p\ n\ell$	1848,7	Si XII
x	$n > 3$	1860	Si XII
k	$1s\ {}^2S_{1/2} - 2p\ {}^2P_{3/2}$	2006,1	Si XIV
ℓ	$1s\ {}^2S_{1/2} - 2p\ {}^2P_{1/2}$	2004,3	Si XIV
m	$1s2p\ {}^1P_1 - 2p^2\ {}^1S_o$	2000,2	Si XIII
n-o	$1s2s\ {}^3S_1 - 2s2p\ {}^3P_{o,1/2}$	1985,7 1984,1	Si XIII
p	$1s2p\ {}^3P - 2p^2\ {}^3P$	1983,2	Si XIII

FIGURE A-II-8 b

Classification des raies observées

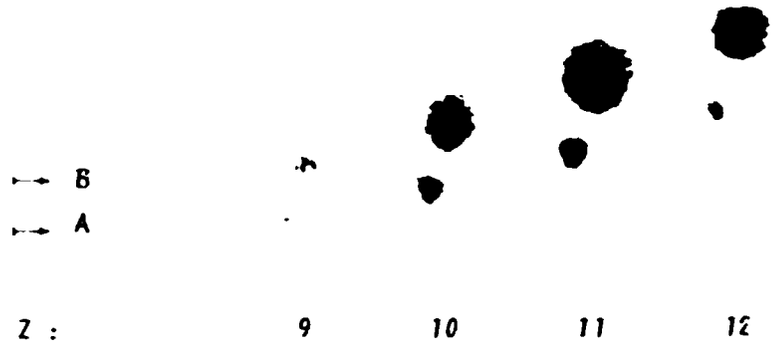


FIGURE A-11-9

Traces des différents états d'ionisation du Si (44 MeV) sur le makrofol

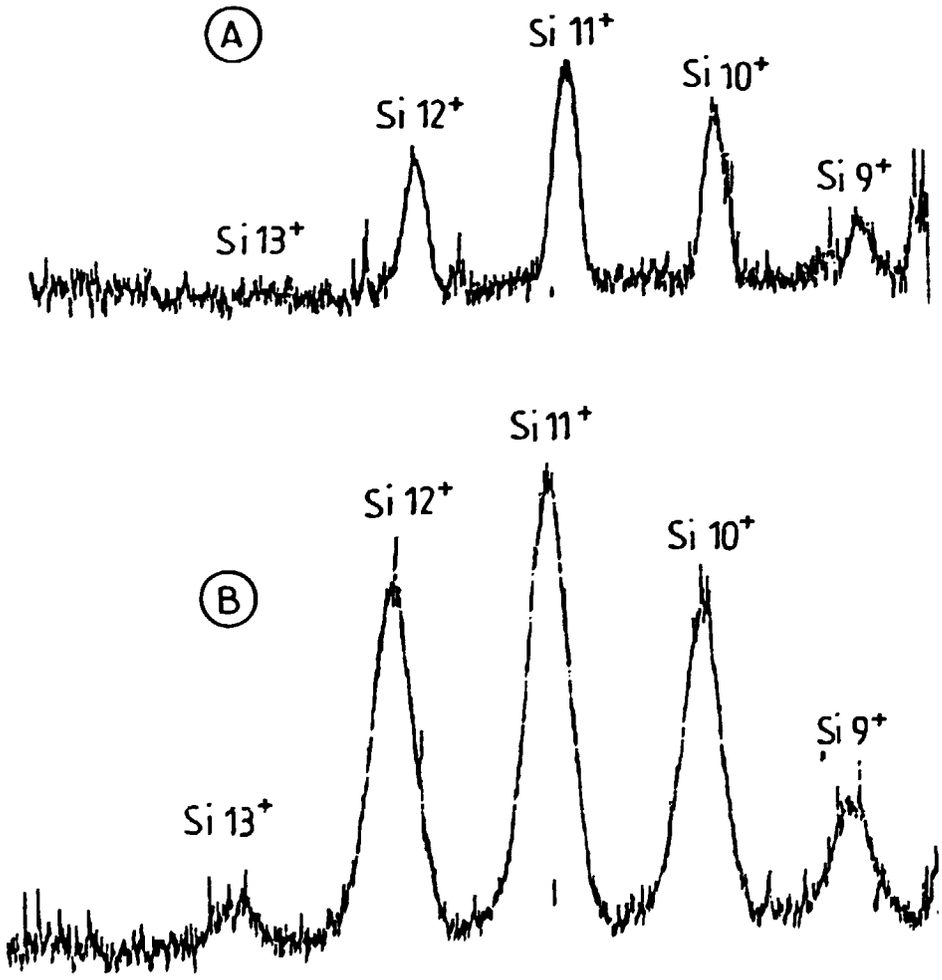


FIGURE A-11-10 A et B

Densitogrammes des états de charge A: cible de 5 $\mu g/cm^2$
B: cible de 88 $\mu g/cm^2$

A-III ETUDES EFFECTUEES AVEC LA MICROSONDE NUCLEAIRE.

(J. BARDY, CH. ENGELMAN *, P. TROCELLIER *, B. NENS *, R. DUCROUX **)

Studies realized with the nuclear microprobe

The nuclear microprobe has been used to measure the D,T density distribution in neutron targets and to analyse impurities in various samples.

Le temps d'utilisation de la microsonde nucléaire a représenté 23 % du temps machine en 1984.

Les études effectuées ont porté principalement sur :

- La caractérisation de cibles minces Ti D,T et d'HLi,
- la détermination des éléments D et T dans des microballons,
- la mise en évidence des éléments C et N dans des verres volcaniques,
- l'étude de la composition de coupes de peintures,
- l'étude de la corrosion aqueuse des verres.

A titre d'exemple, on donne sur la figure A-III-1 le spectre obtenu en bombardant un échantillon d'hydrure de lithium avec des deutons de 1 MeV. Les réactions utilisées sont les suivantes :

$$^{6}Li\ (d,\alpha)\ ^{4}He$$
$$^{12}C\ (d,p)\ ^{13}C$$
$$^{16}O\ (d,p_o)\ ^{17}O$$

Des images de répartition de ces trois corps ont été effectuées en utilisant un faisceau de deutons incident d'un diamètre de 3 à 4 µm et de 0,5 nA d'intensité. La figure A-III-2 représente les profils de concentration suivant une ligne de balayage de 250 µm du Li, C et O.

Pour déterminer les deux isotopes de l'hydrogène dans une cible de titane, les réactions suivantes ont été utilisées :

$$D\ (d,p)\ t$$
$$T\ (d,n)\ \alpha$$

On détecte le proton émis pour la détection du deutérium et le noyau α de recul pour le tritium.

L'énergie incidente des deutons était de 600 keV, le diamètre du faisceau de l'ordre de 5 µm et le courant d'environ 1 nA.

La figure A-III-3 est un exemple des concentrations superficielles (en unité arbitraire) du tritium, du deuterium et de l'oxygène suivant une ligne de balayage de 400µm.

---

* SEA/SEAIN - CEN - SACLAY.
** C.E BRUYERES-LE-CHATEL.

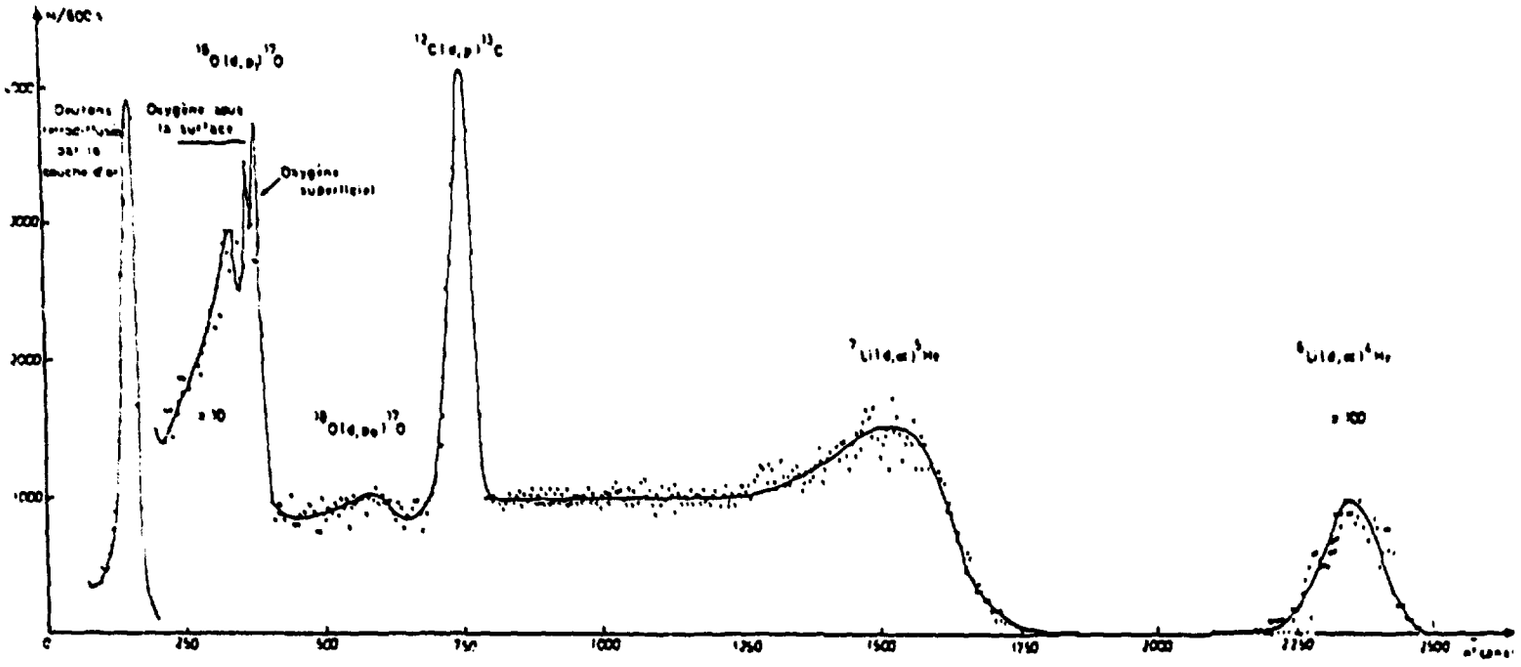


FIGURE A.III.1.

Spectre obtenu en bombardant une cible de HLi avec des deutons de 1 MeV

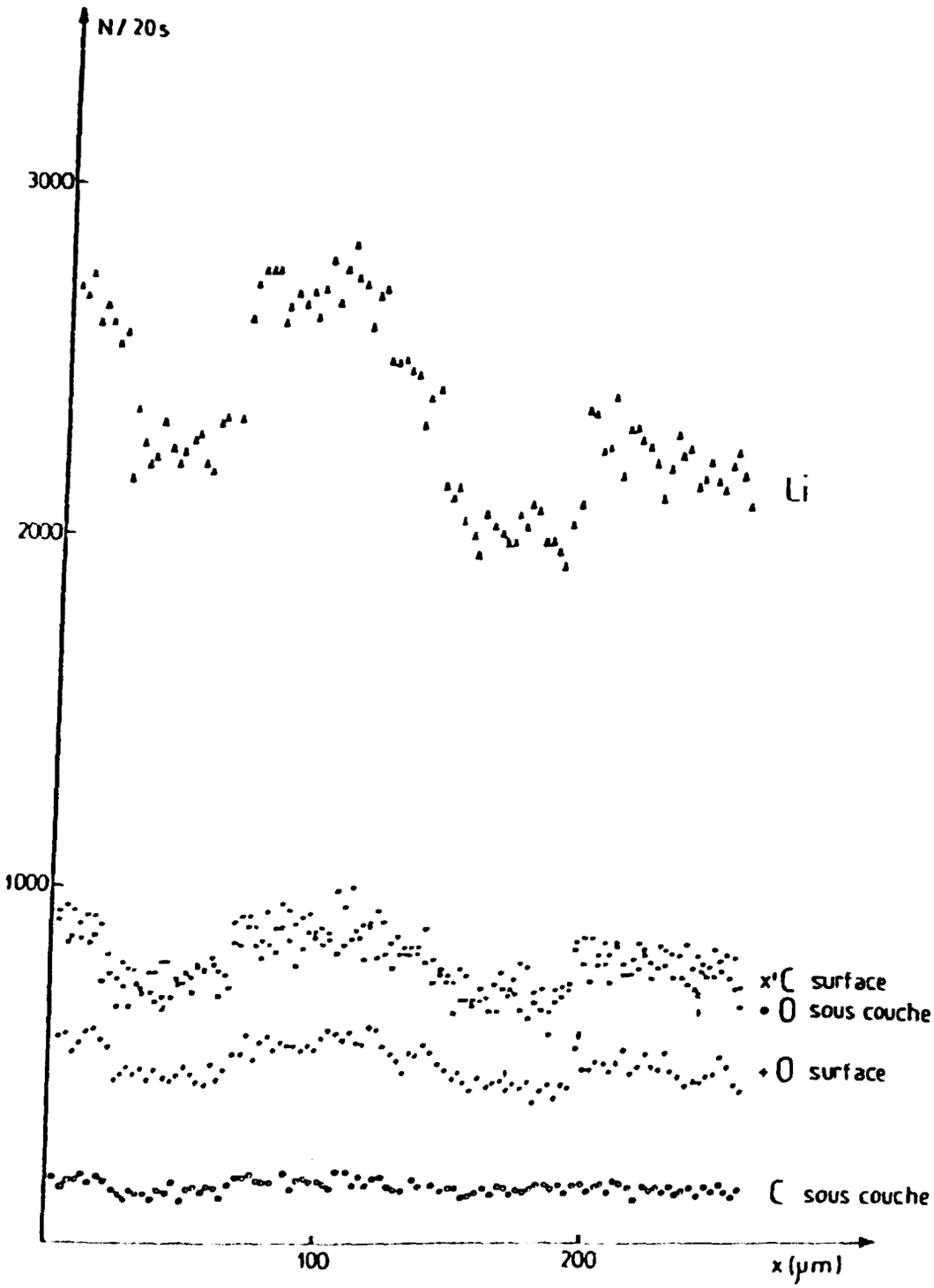


FIGURE A.III.2.

Profils de concentration de Li, C, O dans une cible de HLi

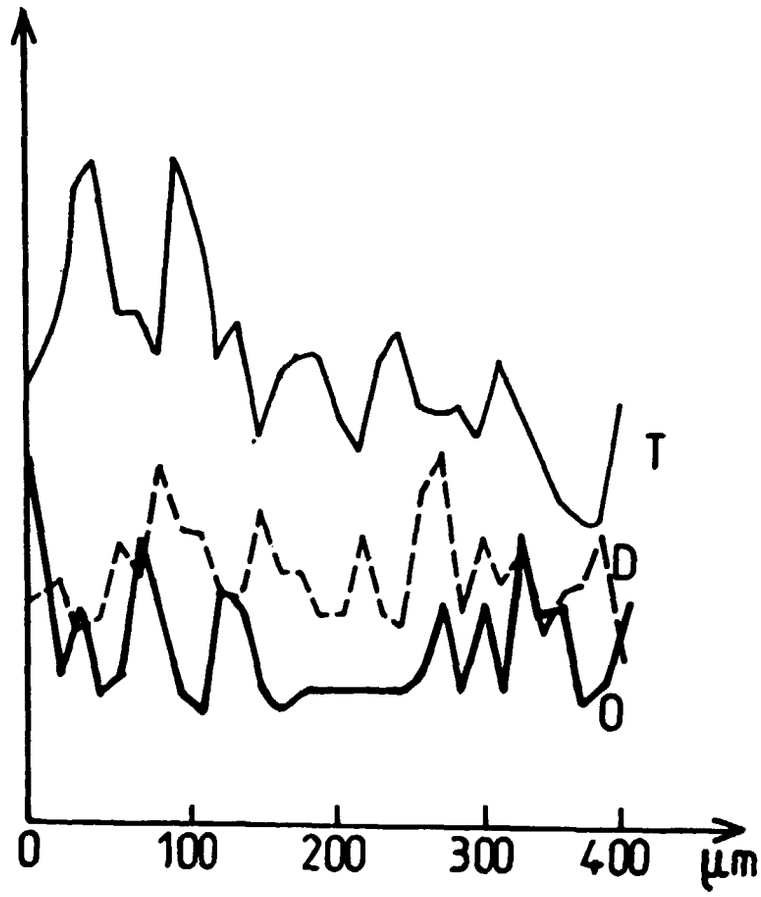


FIGURE A-III-3

Profils de concentration superficielle suivant une ligne de balayage de T, D, O dans une cible de Ti, DT

A-IV DEVELOPPEMENT D'APPAREILLAGE ET TECHNOLOGIE

(R. DEI-CAS, C. BONETTI, J. BARDY, M.A. BEUVE, G. GOMES, DUMAZERT et les techniciens de la Section Technique).

Apparatus development and technology

The proton recoil spectrometer has been calibrated and a parametric study has been done to optimize the spectrometer parameters for specific conditions. A modified version of the tritium gaseous target should allow a significant increase of the beam current.

A-IV-1 Spectromètre à aimants permanents.

La caractérisation du spectromètre prototype à protons de recul a été poursuivie [1]. La figure A-IV-1 représente la variation de la résolution globale du spectromètre $\Delta E_T = (\Delta E_C^2 + \Delta E_D^2 + \Delta E_S^2)^{1/2}$ en fonction de la largeur du diaphragme d'entrée. Les protons diffusés sont observés sous un angle de 45° et les protons incidents ont une énergie de 14 MeV. Compte tenu de la résolution de la cible (ΔE_C) et du détecteur (ΔE_D) on peut déterminer la résolution propre du spectromètre qui est de l'ordre de 50 keV soit $E/\Delta E_S \simeq 250$ pour un angle d'observation faible.

Une étude paramétrique basée sur le calcul matriciel a été effectuée ; elle permet de déterminer l'influence des différents paramètres géométriques et magnétiques sur la résolution et la brillance dans une configuration telle que celle donnée sur la figure A-IV-2 représentant un spectromètre à protons de recul. L'optimisation dépend évidemment des conditions d'utilisation. Par ailleurs, de nouvelles structures à aimants permanents sont en cours d'expérimentation.

A-IV-2 Cible gazeuse tritium.

Dans les expériences nécessitant un flux important de neutrons de 14 MeV, on utilise une cible de tritium gazeuse ; le gaz est confiné à l'aide d'une fenêtre en métal très mince, de quelques microns.

La perte d'énergie du faisceau accéléré se traduit par un dépôt d'énergie important dans la fenêtre d'entrée et il devient donc nécessaire de la refroidir. De plus, pour des raisons de sécurité, on a adopté une géométrie à double fenêtre avec circulation d'un gaz de refroidissement.

L'étude que nous avons réalisée a porté sur la géométrie d'une nouvelle chambre de refroidissement, sur la fixation des feuilles minces constituant les fenêtres et sur le choix du matériau de ces fenêtres.

La tenue en température a été testée par bombardement électronique et des comparaisons ont été faites entre la nouvelle et l'ancienne géométrie des chambres de refroidissement et entre l'Havar de 2,5μm et le Molybdène de 5,5μm fixés sur l'une ou l'autre géométrie (voir tableau ci-après).

Le faisceau d'électrons est accéléré à 5 KV dans tous les essais, et le refroidissement des fenêtres est réalisé par circulation d'hélium entre elles à la température du laboratoire.

	Ancienne Géométrie	Nouvelle Géométrie
Havar	580 μA	970 μA
Molybdène		1985 μA

La puissance dissipée dans la première fenêtre pourrait être de l'ordre de 7,5W à 10W, ce qui correspondrait à un faisceau de protons de plusieurs dizaines de μA suivant l'énergie incidente des protons.

Ces essais systématiques mettent en évidence l'efficacité de la nouvelle géométrie dans le refroidissement des fenêtres et également la supériorité du Mo sur l'Havar. Un facteur 3,4 est gagné en passant de l'ancienne géométrie avec feuille Havar à la nouvelle constituée de fenêtres en Molybdène. En contre-partie, la perte d'énergie est plus élevée avec des fenêtres de Mo, ce qui conduira à une énergie optimale des protons ou deutons incidents plus élevée.

Une très nette amélioration est apportée en rendant individuelle chaque fenêtre, ce qui permet d'avoir des fenêtres testées prêtes à être montées en boîte à gants. Ceci évitera, en cas de cassure de l'une d'elles, une décontamination importante de l'ensemble cible. D'autre part, des joints d'aluminium plats assurent, grâce à des brides à couteaux, une meilleure étanchéité.

De nouveaux capteurs de pression étanches à l'hydrogène sont utilisés depuis un an et donnent entière satisfaction ainsi que les fours à uranium pyrophorique qui rendent les manipulations du tritium d'une grande souplesse et éliminent presque tous les risques de fuites au stockage du gaz.

Des essais en vraie grandeur sur l'accélérateur sont nécessaires pour qualifier cette nouvelle tête de cible.

A-IV-3 Technologie.

Le laboratoire cibles a continué à fournir aux physiciens du Service, cibles et dépôts divers. Notamment, des cibles de Nb ont été faites pour les expériences réalisées auprès du GANIL et à ILL ainsi que des feuilles de VYNS de 1000 Å très homogènes pour l'imagerie du faisceau GANIL.

Des laboratoires extérieurs ont aussi fait appel au laboratoire cibles. Par ailleurs, une étude de dépôts "phosphorescents" est en cours pour des tubes intensificateurs d'images (Cf paragraphe A-II-2).

Le groupe technologie a été très sollicité pour les diverses réalisations, en particulier pour l'expérience d'interactions ions lourds-plasma, le banc source et les diverses expériences effectuées sur d'autres installations.

REFERENCE

[1] - Cf Compte rendu d'activités pour l'année 1982 (Note CEA - N-) et pour l'année 1983 (Note CEA - N-2396).

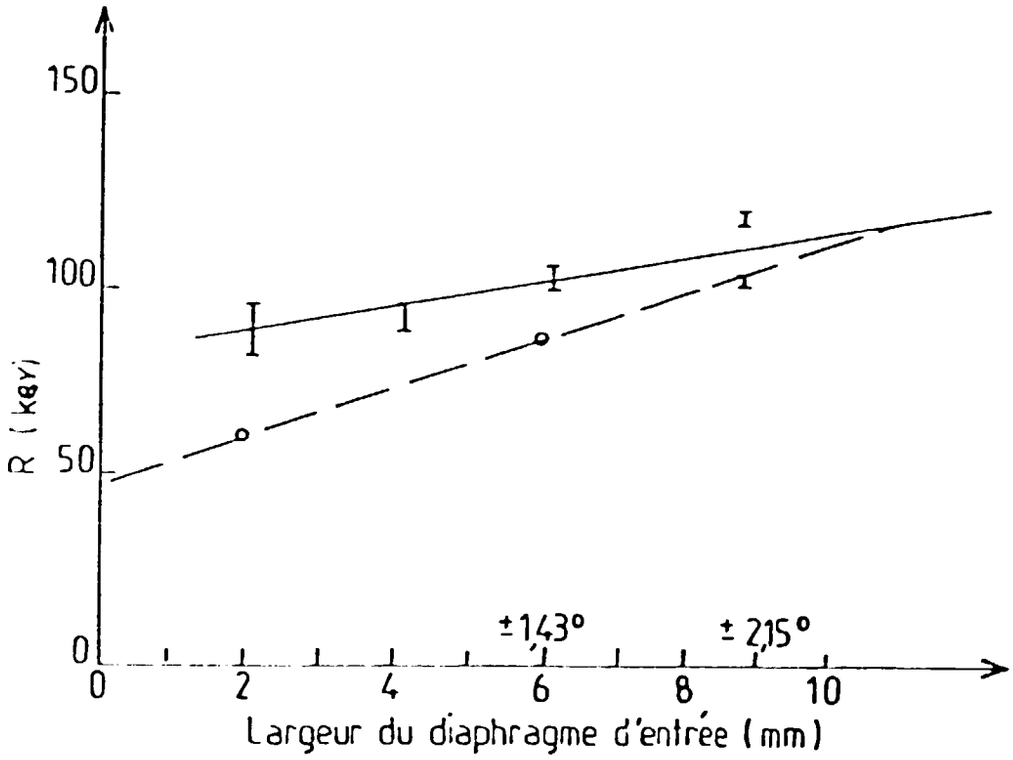


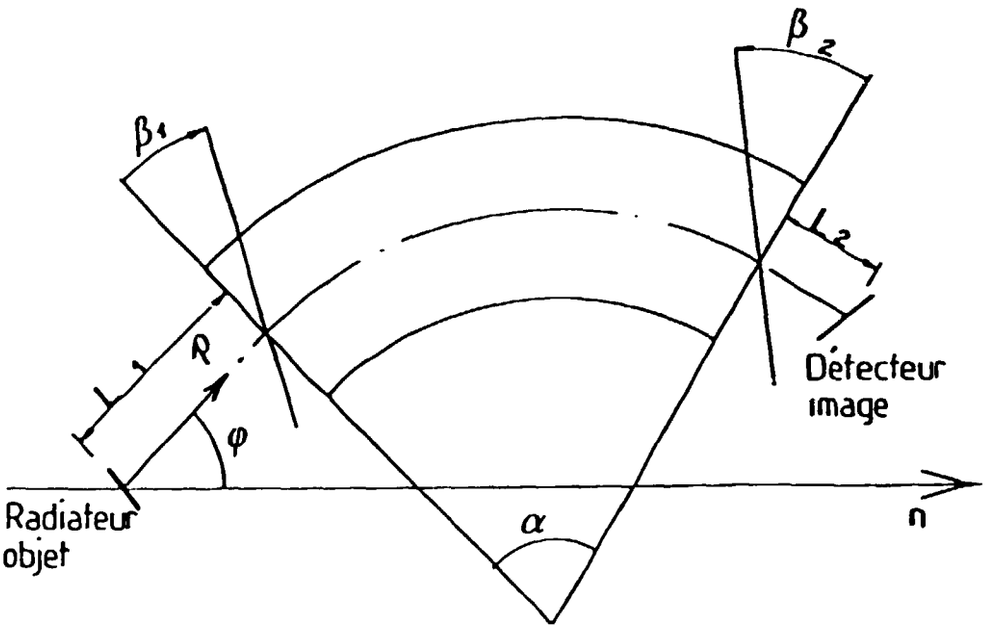
FIGURE A-IV-1

Variation de la résolution en fonction de l'ouverture d'entrée

——— mesure

- - - - résolution propre

en tenant compte du détecteur et du diffuseur.



. r_0, B_0, $n = -\frac{r}{B_0}\frac{\partial B}{\partial r}$

. β_1, β_2 angles des faces d'entrée et de sortie

. α ouverture angulaire du secteur

. φ angle n,p

. L_1, L_2 distances source-entrée et détecteur-sortie

FIGURE A-IV-2

A-V ELECTRONIQUE.

(J.P. LAGET, M. RENAUD, R. FAUJOUR, J.L. MARTIN)

Electronics.

Les principales activités du Groupe ont porté sur les trois sujets décrits par ailleurs :

- Réinstallation du laser CO_2 : Cf A-II-1.

- Développement d'un systéme d'acquisition de données pour les diagnostics dans les expériences d'interaction ions lourds-plasma : Cf A-II-3.

- Problèmes liés à la commande contrôle des équipements du Service par microprocesseur : Cf A-I-1-2.

A-VI INFORMATIQUE.

b Informatics.

(Y. DE PENQUER, M. GUILLOUD, D. MASSERON, P. MICHAUD, J. TRARIEUX)

Data acquisition and computing systems.

The Data acquisition and computing system and their evolution are described.

A-VI-1 Situation actuelle des ordinateurs du Service.

Actuellement, le parc des ordinateurs du Service se compose d'un Mitra 125, d'un Mitra 225, d'un Mitra 15 et d'un Sfena DSI Coordinateur 500.

A cet ensemble il faut ajouter des systèmes micro-ordinateurs MACAC que nous décrivons plus loin.

Le Mitra 125 et le coordinateur 500 équipent le centre de calcul, permettant soit d'effectuer des travaux sur place (Mitra 125), soit de les soumettre au réseau CISI (coordinateur 500) et d'avoir ainsi accès aux ordinateurs IBM, CDC et CRAY de ce réseau.

Le Mitra 225, le Mitra I5 et le MACAC sont des postes d'acquisition de données et de contrôle-commande utilisés pour les expériences de physique nucléaire réalisées sur les accélérateurs Van de Graaff 7 MV et 4 MeV, le laser et le banc source.

A-VI-2 Centre de calcul (Mitra 125, coordinateur 500).

Le Mitra 125 ne répondant plus aux besoins du Service devrait, vers le milieu de l'année 1985, être remplacé par un ordinateur Modcomp 32/85. Le choix de cette machine a été motivé par souci de compatibilité avec les systèmes utilisés dans les autres laboratoires faisant des expériences sur les ions lourds, en particulier avec ceux du Ganil et de Saclay.

La configuration prévue comprend une mémoire de 4 mégaoctets, deux axes magnétiques de 266 mégaoctets, un dérouleur de bandes magnétiques 1600 bpi, 75 ips, deux imprimantes 600 lignes minute. L'arrivée dans le Service de cet ordinateur est prévue pour le deuxième semestre de 1985.

Dans un premier temps, le Sféna continuera à assurer les liaisons "Remote Batch" et interactives avec le réseau CISI, tandis que le Modcomp, en particulier grâce à sa vitesse, permettra le dépouillement de données issues des expériences.

Un effort particulier sera porté sur les problèmes de visualisation graphique, "hardcopy", interaction expérimentateur-machine.

A-VI-3 Système d'acquisition de données et de contrôle-commande

A/ Mitra 225

Cet ordinateur est actuellement utilisé à plusieurs tâches que nous voudrions simultanées : conduite de l'accélérateur Tandem, acquisition de données auprès de celui-ci, traitements interactifs d'expériences extérieures et gestion des documentations du service.

La somme de ces tâches dépassant les possibilités de l'ordinateur, nous avons entrepris de faire réaliser certaines d'entre elles par d'autres machines. En particulier, l'arrivée du Modcomp permettra le transfert d'une grande partie de la fonction traitement interactif vers celui-ci.

La prise en compte des fonctions contrôle-commande de l'accélérateur Tandem et de l'acquisition se fera par la mise en place de Macac spécialisés.

La fonction principale et prioritaire du Mitra 225 devrait alors être la gestion des documentations du service.

Comme nous l'avions prévu précédemment, le poste d'acquisition du Hall Neutrons, grâce à un micro-ordinateur CAB de chez Lecroy, a été reporté sur le Mitra 225 permettant ainsi la mise à la réforme du Mitra 15 correspondant, tout en améliorant le service rendu.

B/ Mitra 15.

Ce poste devrait être remplacé par un Macac, ce qui, de plus, permettrait d'introduire une fonction de contrôle-commande sur le Van de Graaff 4 MeV.

C/ Macac.

Ce sigle dont la signification est : "Microordinateur Autonome de Calcul, d'Acquisition et de Commande", désigne une famille de micro-ordinateurs construits dans le service à partir d'éléments d'origines diverses et assignés à diverses tâches comme nous l'avons exposé précédemment [1].

La base est actuellement la carte CPU Motorola MMVME 110 équipée d'un microordinateur 68000. A cette carte, dans une version moyenne, sont adjoints : une carte mémoire de 512 kilooctets pouvant être étendue à 2 Mégaoctets, une carte graphique 8 couleurs, une carte coupleur CAMAC en mode programmé et des coupleurs standards pour lignes asynchrones, imprimantes, disques Winchester, disquettes, etc...

Les caractéristiques principales de "l'Operating System" sont : puissance, multitâches, multifonctions (nous travaillons actuellement en temps partagé avec trois postes de travail sur chaque système), temps réel, gestion de fichiers.

Les langages disponibles sont l'assembleur 68000, le Pascal et incessamment le Fortran 77.

Les capacités disque que nous avons introduites sont des "floppy" 8" ou 5"1/4 simple ou double face, simple ou double densité ; des Winchester 5"1/4 d'une capacité allant jusqu'à 30 mégaoctets en formaté ; il est envisagé des extensions jusqu'à plus de 300 mégaoctets.

L'intérêt principal de tels systèmes est leur modularité et la possibilité de trouver, grâce à la normalisation du bus VME, des cartes fonctionnelles chez un grand nombre de fournisseurs (même Français). Enfin, le très bon rapport puissance/prix de revient est à signaler.

Le principal logiciel d'intérêt général disponible est la simulation en Pascal et pour la carte DSSE Chroma 8 de Data Sud du langage graphique Plot 10 de Tecktronix avec fenêtres, loupes, etc...

A-VI-4 Informatisation du laser : Contrôle-commande-acquisition.

L'ordinateur utilisé est un Macac, à présent opérationnel.

Configuration : mémoire de 2 Mégaoctets, deux systèmes graphique couleur (cartes VME DSSE CHROMA 8) avec deux moniteurs couleur Visionor dont un à seconde résolution, un coupleur CAMAC (DSSE CAMAC), un disque Winchester de 10 mégaoctets, en "floppy 8" double face, double densité, une imprimante "hardcopy" Canon 8 couleurs.

Un système "Touch Panel" kinetics sera utilisé pour la conduite des expériences et les tâches de gestion d'images ; les logiciels nécessaires ont été écrits en Pascal.

A-VI-5 Banc-source : Acquisition-contrôle-commande.

Un autre Macac est en cours de montage et de test. Il aura une configuration équivalente au précédent avec, cependant, un seul système graphique couleur, une imprimante logabax sérielle, une bande magnétique haute performance type "streamer".

Sur ce microordinateur les voies de contrôle-commande seront faites à partir de Carte VME alors que la voie acquisition s'effectuera par l'intermédiaire du bus CAMAC.

A-VI-6 Oscilloscope 7912 AD.

Une nouvelle version du logiciel est prévue pour permettre d'inclure le contrôle de plusieurs oscilloscopes sur la même interface GPIB-IEEE 488.

A-VI-7 Logiciel TRIBU

En novembre 1984, la nouvelle version TRIBU 2-V3-1 a été implantée sur le Mitra 225, ce qui permettra d'inclure dans la base de données déjà existante la gestion des documents du Service.

Il est à signaler que pour permettre l'implantation de cette nouvelle version de TRIBU, il a été nécessaire d'implanter également une nouvelle version, la V5, de l'OS MMT2, ce qui a nécessité la modification des logiciels existants.

REFERENCES

[1] - La configuration a été définie avec la collaboration de M. BREHIN - DPhPN - CEN - SACLAY.

[2] - Compte rendu d'activités pour l'année 1983, Note CEA - N-2396, Cf paragraphe A-VII-3-1.

A-VII CALCUL SCIENTIFIQUE.

(M.A. BEUVE, L. MATHIEU).

Scientific programming.

Les programmes AUTOMESH, LATTICE, PANDIRA et TEKPLOT permettant le calcul des structures à aimants permanents ont été implantés sur le CRAY-XMP, ce qui a permis d'augmenter le nombre de points de maillage pour une étude plus précise ou pour des configurations de plus grande taille.

AUTOMESH prépare les données pour LATTICE, construit le maillage logique et génère les coordonnées (x,y) pour les droites, les arcs de cercle et les segments d'hyperbole décrivant la géométrie du cas à traiter.

LATTICE génère le maillage triangulaire irrégulier à partir des données fournies par AUTOMESH, calcule le courant dans les régions concernées et écrit les informations nécessaires à la résolution du problème sur une bande binaire lue par PANDIRA.

PANDIRA calcule les dérivées du potentiel (champs et gradients), l'énergie stockée, il exécute l'analyse harmonique en multipôles du potentiel. PANDIRA admet des matériaux non isotropes.

TEKPLOT trace le maillage et les lignes équipotentielles.

Le code SLAC est utilisé pour le calcul des trajectoires des électrons ou des ions dans les systèmes électrostatiques et magnétostatiques. Il a été implanté sur le CRAY-XMP et son nombre de mailles a été augmenté de manière à introduire des géométries complexes d'extraction et de post-accélération pour l'étude du banc-source. Après ces modifications, SLAC peut traiter des problèmes comportant 100.000 mailles (100 x 1000).

PARTIE B :

DONNEES NUCLEAIRES : MESURES, INTERPRETATIONS, EVALUATIONS

B-I DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS RAPIDES.

B-I-1 Amélioration des moyens expérimentaux.

(G. HAOUAT, Y. PATIN, C. HUMEAU, G. DALBERA, S. SEGUIN, J.P. LOCHARD).

Improvements of experimental resources.

New equipments for the experimental study of fusion reactions between light ions at low energies are presented.

Dans le cadre de l'étude expérimentale des réactions de fusion entre ions légers à basse énergie, nous avons entrepris l'étude et la réalisation de dispositifs expérimentaux qui seront installés auprès d'un accélérateur 150 kV à fort courant (voir chap. A-I-3).

A basse énergie, les sections efficaces d'interaction entre ions légers varient fortement en fonction de l'énergie incidente. Aussi, la qualité des mesures dépend essentiellement de la précision avec laquelle sont déterminés l'énergie et le flux des particules incidentes, ainsi que le nombre de noyaux de la cible.

Pour la mesure de l'énergie des ions incidents, nous avons choisi d'utiliser un pont de haute précision ($\simeq 10^{-3}$) et de haute stabilité pouvant supporter une tension allant jusqu'à 200 kV.

Le passage des ions chargés de basse énergie à travers une cible s'accompagne d'un échange de charge avec cette dernière, ce qui rend impossible la mesure précise de l'intensité du faisceau avec une cage de Faraday. Il faut alors utiliser un calorimètre qui mesure l'énergie déposée par le faisceau. Pour cela, nous avons entrepris l'étude d'un calorimètre à double compensation en température qui permet d'atteindre une précision de 10^{-3}. Les plans de la partie mécanique du dispositif ont été dessinés et les circuits électroniques sont en cours de réalisation.

Quant aux cibles interposées dans le faisceau, elles doivent contenir un nombre d'atomes par cm^3 d'autant plus faible que l'énergie des projectiles est plus basse. Dans ce but, nous étudions une cible gazeuse à pompage cryogénique qui doit contenir de 10^{16} à 10^{17} at/cm^3.

Enfin, un détecteur télescope est en cours de mise au point pour assurer la détection et l'identification des particules chargées émises. Pour la détection des neutrons émis, nous disposons d'un détecteur étalonné avec précision qui a déjà été utilisé.

B-I-2 Diffusion élastique et inélastique de neutrons sur ^{208}Pb. Analyse semi-microscopique.

(G. HAOUAT, CH. LAGRANGE, J.C. BRIENT*, Y. PATIN, R. de SWINIARSKI**, F. DIETRICH***).

Neutron elastic and inelastic scattering on ^{208}Pb. Semi-microscopic analysis.

Angular distributions for neutron elastic and inelastic scattering on ^{208}Pb, measured between 7.5 and 15.5 MeV, have been analysed using semi- microscopic folding-model calculations based on the microscopic optical model of Jeukenne, Lejeune, Mahaux together with a HFB ground-state nucleon density and RPA transition densities. The nucleon excitation strengths deduced from this study are compared to values obtained at higher energies and with other projectiles.

Les données expérimentales de diffusion de neutrons sur ^{208}Pb, mesurées à six énergies situées entre 7,5 et 15,5 MeV ont été analysées en utilisant le modèle semi-microscopique de Lagrange et Brient [1] dans lequel la partie imaginaire We(r) du potentiel effectif de Jeukenne, Lejeune et Mahaux [2] a été multipliée par le facteur de masse effective $m^*/m = 0,7$, comme l'ont proposé Fantoni et al. [3]. Cette correction réduit, en grande partie, la différence entre les potentiels imaginaires théorique et phénoménologique. Dans les calculs nous avons utilisé les paramètres de portée finie de la référence [1] (c.à.d. $t_R = 1,2$ fm, $t_I = 1,3$ fm) et nous avons fait varier uniquement les paramètres de normalisation dépendant de l'énergie : N_R, N_I, et la partie spin-orbite V_S du potentiel. Les calculs ont été effectués avec la base de couplage (0^+, 3^-, 5^-, 2^+, 4^+, 6^+). Le meilleur accord avec les données a été obtenu avec $V_S = 45$ MeV.fm^5 et les valeurs de N_R et N_I présentées dans le tableau I.

TABLEAU I

Variation des paramètres N_R et N_I en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

E_n (MeV)	7,5	9,5	11,5	13,0	13,5	15,5
N_R	0.940	0.925	0.958	0.983	0.983	0.983
N_I	0.520	0.590	0.683	0.752	0.752	0.752

Les calculs sont comparés aux données de diffusion élastique dans la figure B-I-2-1. Pour ces calculs, nous avons utilisé une force effective complexe $Ue(\rho,E) = Ve(\rho,E) + i\ We(\rho,E)$ dans laquelle la densité locale ρ est prise à la coordonnée du projectile (référencé ci-après cas B). L'analyse s'est poursuivie en utilisant pour le potentiel effectif la moyenne arithmétique $Ue(\rho,E) = \frac{1}{2}\left[Ue(\rho\ (\vec{r}_0),E) + Ue(\rho\ (\vec{r}_1),E)\right]$ où $\vec{r}_0$ et $\vec{r}_1$ sont respectivement les coordonnées du projectile et d'un nucléon de la cible (cas A). Les résultats de ces deux types de calculs, qui sont présentés dans la figure B-I-2-2 pour la diffusion de neutrons de 9,5 MeV, sont très voisins, aussi bien pour la diffusion élastique que pour la diffusion inélastique sur l'état 3^-. Les densités de transition utilisées dans ces calculs sont celles obtenues par la méthode RPA. D'autres calculs ont été effectués dans lesquels les densités de transition utilisées ont été déduites de la diffusion inélastique d'électrons à haute énergie.

Cette étude a été présentée au Congrès de Burr-Oak [4]. Elle fera l'objet d'une publication prochaine.

---

* LPNHE, Université P. et M. CURIE, France.

** ISN, Grenoble, France.

*** Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, U.S.A.

REFERENCES

[1] - CH. LAGRANGE et J.C. BRIENT, J. Phys. 44, 27 (1983).

[2] - J.P. JEUKENNE, A. LEJEUNE et C. MAHAUX, Phys. Rev. C16, 80 (1977).

[3] - S. FANTONI, B.L. FRIMAN, V.R. PANDHARIPANDE, Phys. Lett. 104 B, 89 (1981).

[4] - Conférence de Burr-Oak State Park Lodge, GLOUSTER, OHIO, U.S.A. "Neutron-Nucleus Collisions - A Probe of Nuclear Structure" (5-8 Sept. 1984).

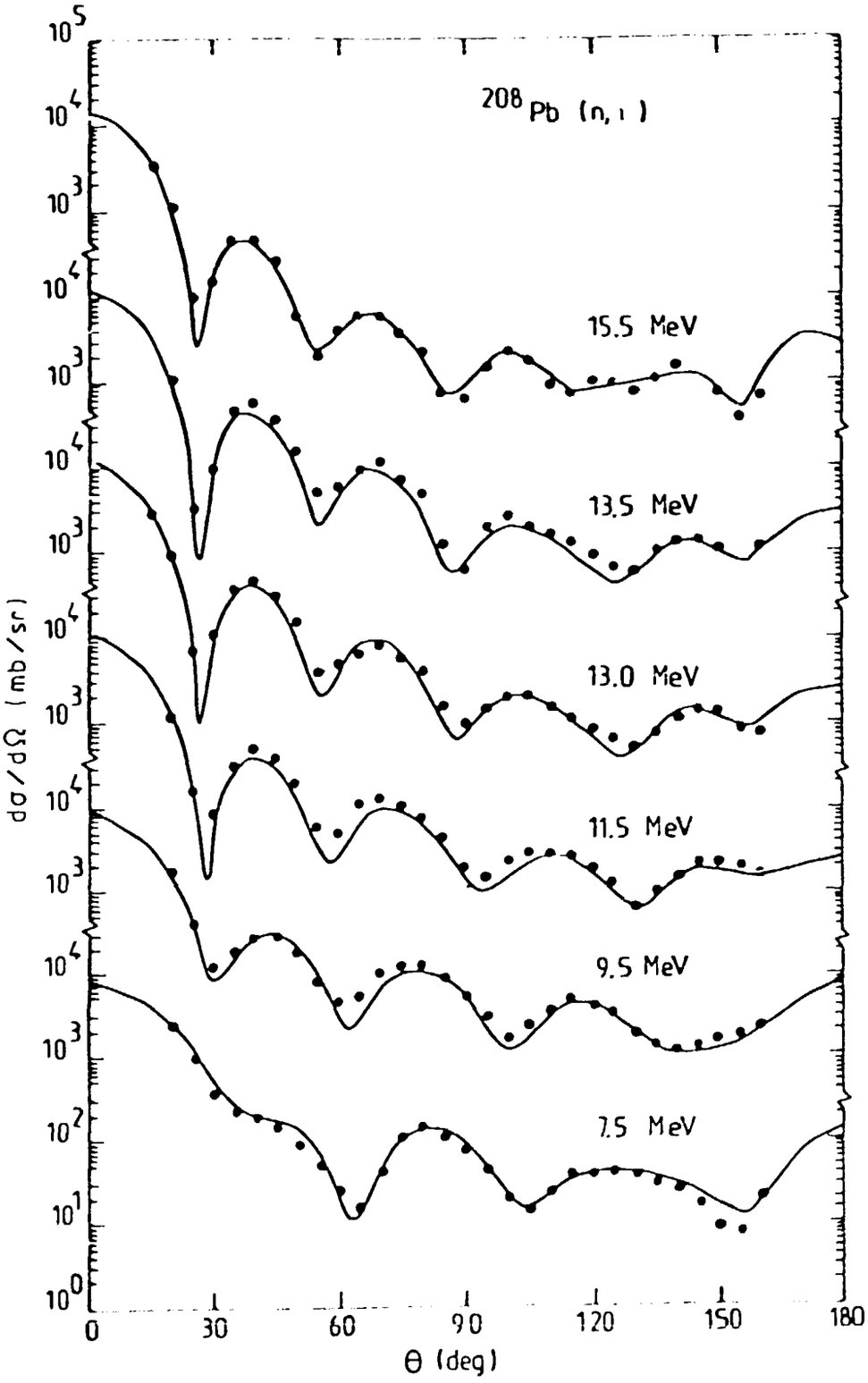


FIGURE B-1-2-1 :

Sections efficaces de diffusion élastique pour ^{208}Pb entre 1,5 et 15,5 MeV. Comparaison avec les calculs décrits dans le texte.

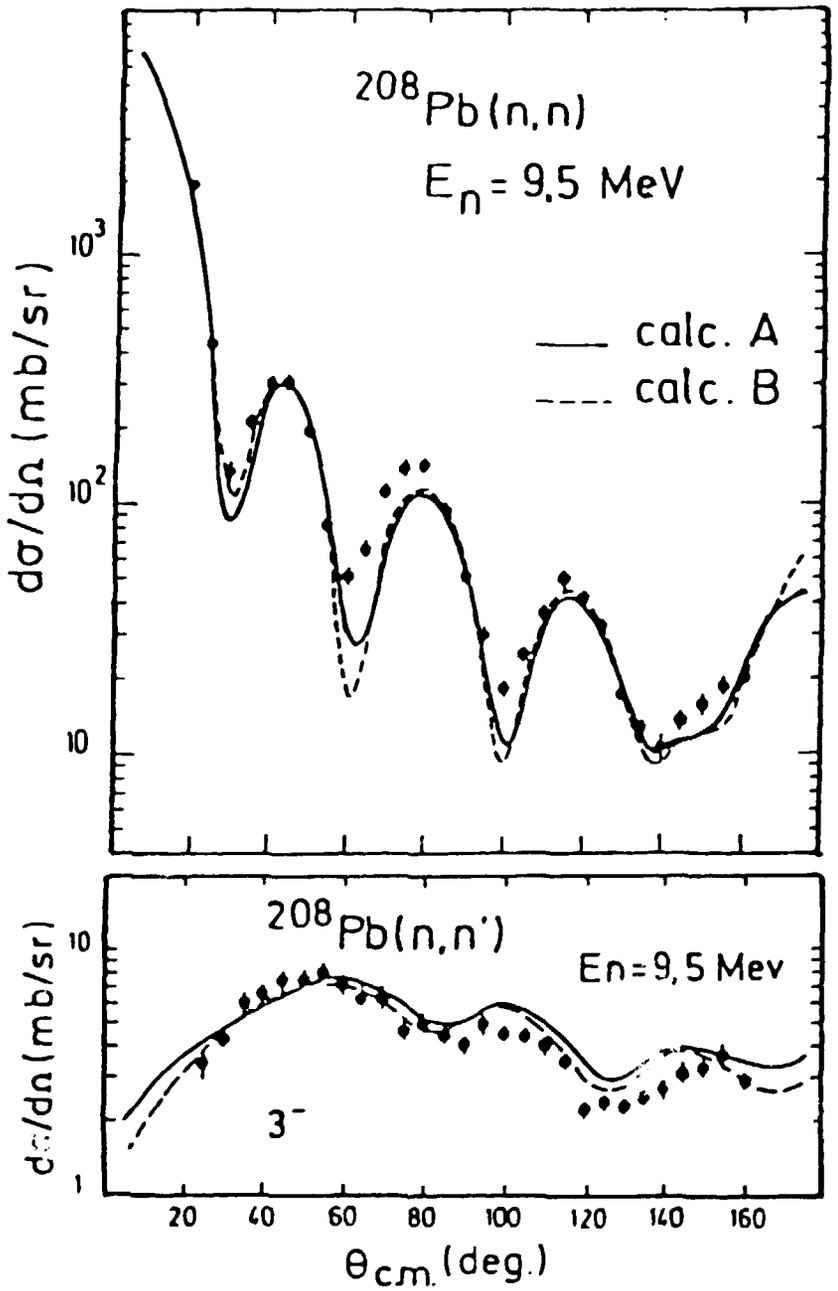


FIGURE B-1-2-2 :

Sections efficaces de diffusion élastique et de diffusion inélastique sur le niveau 3- (2,164 MeV) de ^{208}Pb à l'énergie de 9,5 MeV.

Calc. A : Moyenne arithmétique (voir texte).
Calc. B : Densité locale prise à la coordonnée du projectile.

B-I-3 Diffusion élastique et inélastique sur ^{190}Os, ^{192}Os, ^{194}Pt à 8 MeV.

(G. HAOUAT, Y. PATIN, T. CLEGG*, M. Mc ELLISTREM**, CH. LAGRANGE, J.P. DELAROCHE).

Neutron scattering on ^{190}Os, ^{192}Os, ^{194}Pt at 8 MeV.

Differential cross sections for neutron elastic and inelastic scattering from ^{190}Os, ^{192}Os and ^{194}Pt have been measured at an incident energy of 8 MeV. These measurements have been performed in order to investigate the deformation effects on neutron scattering for these nuclei characterized by a prolate to oblate shape transition. A preliminary analysis of the data is presented.

L'étude de la diffusion des neutrons sur des isotopes de Nd [1], Sm [2], Gd [3] et W [4] situés dans la région des terres rares a mis en évidence les effets importants de la déformation nucléaire sur les sections efficaces de diffusion des neutrons rapides. Nous avons poursuivi cette étude avec des isotopes d'Osmium et de Platine. Ces noyaux, situés à la fin de la région des terres rares, sont caractérisés par une rapide transition de forme entre les configurations cigare (prolate) et soucoupe (oblate).

Nous avons mesuré les sections efficaces différentielles de diffusions élastique et inélastique de neutrons par les isotopes ^{190}Os, ^{192}Os et ^{194}Pt à l'énergie de 8 MeV, pour laquelle des calculs préliminaires ont indiqué que le processus d'interaction directe est prépondérant dans la diffusion inélastique sur les premiers niveaux collectifs de ces noyaux.

Les mesures ont été faites à l'aide du spectromètre de neutrons par temps de vol du service PNN composé de six chaînes de détection. Les échantillons d'isotopes séparés provenaient d'Oak-Ridge et TUNL. Les conditions expérimentales ont été soigneusement choisies pour permettre une bonne séparation des groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique, comme le montre la figure B-I-3-1. Les distributions angulaires ont été établies sur 29 angles entre 20° et 160°.

Une analyse préliminaire des données a été effectuée à l'aide du modèle optique en voies couplées. Les calculs sont présentés dans la figure B-I-3-2 et comparés aux sections efficaces mesurées de diffusion élastique (0^+) et de diffusion inélastique sur les états 2^+ (206 keV) et $2^+ + 4^+$ (489 et 580 keV). Le tracé discontinu est le résultat d'un calcul fait en supposant que ce noyau est un rotateur asymétrique avec uniquement une déformation quadrupolaire. Le tracé continu correspond à un calcul dans

lequel nous considérons un rotateur asymétrique avec des déformations quadrupolaire et hexadécapolaire. La comparaison de ces deux calculs avec les résultats expérimentaux montre l'importance de la déformation hexadécapolaire du noyau ^{192}Os.

L'analyse des données se poursuit et l'ensemble de ce travail fera l'objet d'une publication prochaine.

---

* Collaborateur temporaire - University of North Carolina - Chapel Hill - (U.S.A.).

** Collaborateur temporaire - University of Kentucky - Lexington - (U.S.A.).

REFERENCES

[1] - G. HAOUAT, J. LACHKAR, CH. LAGRANGE, M.T. Mc ELLISTREM, Y. PATIN, R.E. SHAMU et J. SIGAUD, Phys. Rev. C20, 78 (1979).

[2] - M.T. Mc ELLISTREM, R.E. SHAMU, J. LACHKAR, G. HAOUAT, CH. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD et F. COCU, Phys. Rev. C15, 927 (1977).

[3] - G. HAOUAT et al., Proc. Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and other Applied Purposes, Harwell U.K., 1978, P. 496.

[4] - J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD et J. CHARDINE, Phys. Rev. C23, 136 (1981).

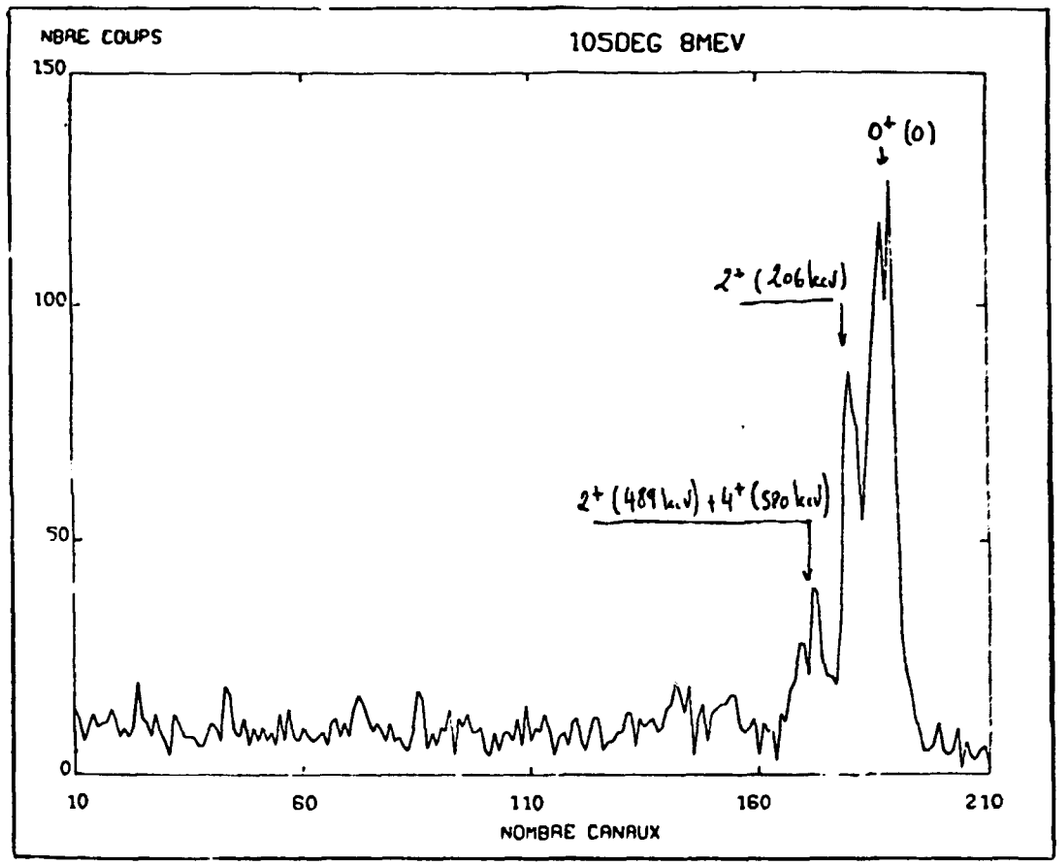


FIGURE B-1-3-1 :

Spectre du temps de vol pour ^{192}Os à l'angle de 105°.

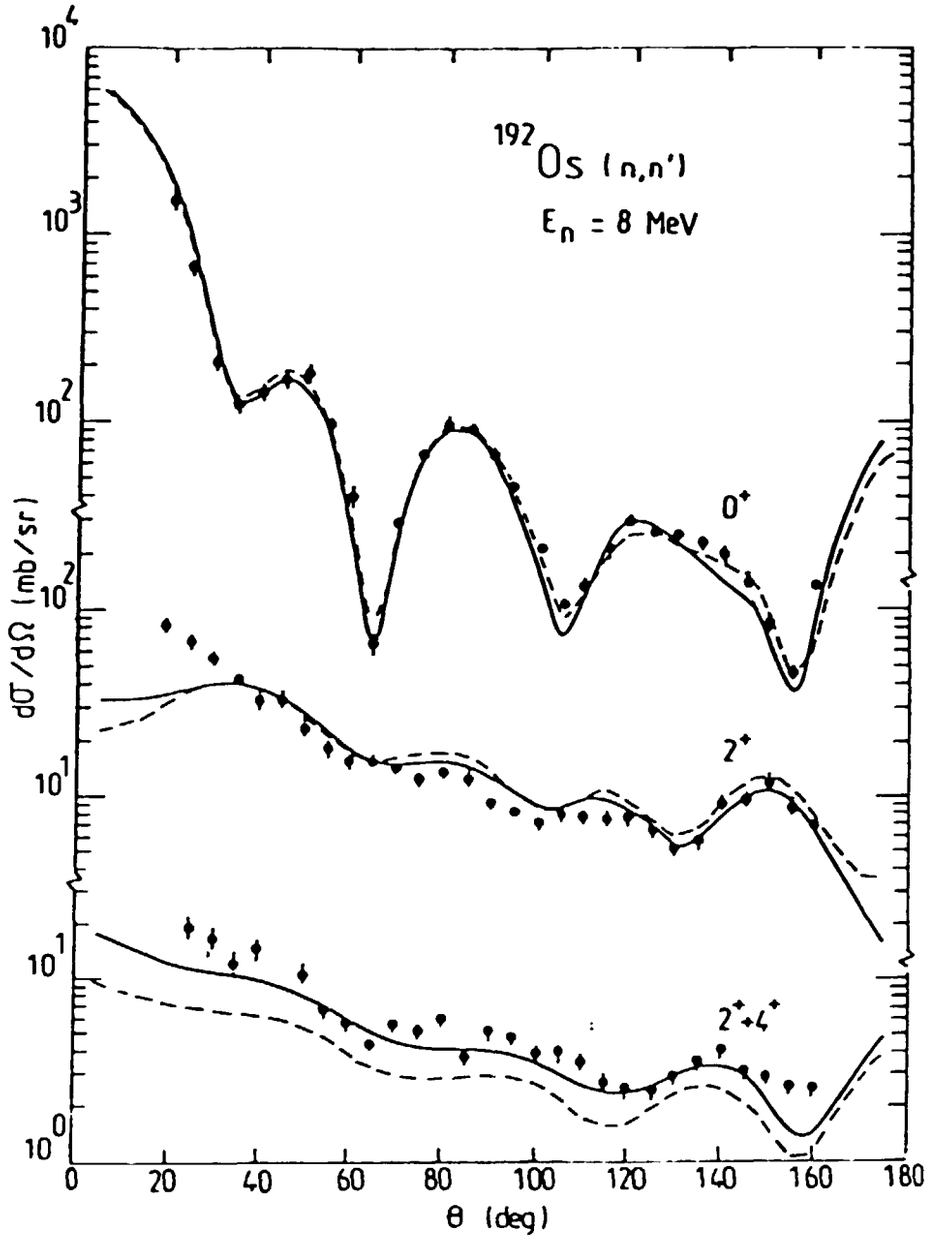


FIGURE B-1-3-2 :

Sections efficaces de diffusion élastique (0+) et de diffusion inélastique sur les états 2+ (260 keV) et 2+ + 4+ (489 et 580 keV) de ^{192}Os à l'énergie des neutrons de 8 MeV. Comparaison avec les calculs décrits dans le texte.

B-II AUTRES REACTIONS INDUITES PAR NEUTRONS.

B-II-1 Faisceau de neutrons monoénergétiques étalonné.

(J. DUIGOU, D. GIMAT, G. GRENIER, D. PARISOT).

Standardized monoenergetic neutron beam.

Standardized monoenergetic neutrons are used for the study and the type certification of new neutron detectors.

En dehors de nos besoins propres, les faisceaux de neutrons monoénergétiques étalonnés ont été largement utilisés par d'autres physiciens du Centre de BRUYERES-LE-CHATEL. D'autre part, le Service de Physique Neutronique et Nucléaire étant le seul laboratoire français susceptible de fournir de tels faisceaux sur une large gamme d'énergie, différents laboratoires du C.E.A. (FONTENAY, GRENOBLE, SACLAY) qui étudient et développent de nouveaux appareils de radioprotection, ont aussi utilisé ces faisceaux. De plus, un accord a été passé avec le Centre Technique d'Homologation des Instruments de Radioprotection pour l'utilisation de sources de neutrons monoénergétiques étalonnées.

B-II-2 Mesures de sections efficaces de capture radiative de neutrons rapides sur ^{165}Ho, ^{190}Os, ^{192}Os et ^{194}Pt.

(J. VOIGNIER, S. JOLY, G. GRENIER).

Fast Neutron Capture Cross Sections on ^{165}Ho, ^{190}Os, ^{192}Os and ^{194}Pt.

Absolute neutron capture cross sections of ^{165}Ho, ^{190}Os, ^{192}Os and ^{194}Pt have been measured in the 0.5 to 3.0 MeV energy range with the spectrum fitting method. The capture gamma ray spectrum as well as the multiplicity of the cascade are deduced from the measured pulse height distribution.
Results concerning the capture cross section of holmium are presented and compared with previous data.

Les sections efficaces de capture radiative de ^{165}Ho et des isotopes séparés : ^{190}Os, ^{192}Os et ^{194}Pt ont été mesurées dans l'intervalle d'énergie 0,5-3 MeV à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff 4 MV du Service PNN du Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL.

La méthode de mesure (méthode du spectre ajusté) ainsi que le dispositif expérimental ont été décrits par ailleurs [1] [2] [3]. Rappelons que l'un des avantages de la méthode est de donner, en plus de la section efficace de capture, le spectre d'énergie des rayonnements γ de capture ainsi que la multiplicité de la cascade.

La section efficace de capture de ^{165}Ho a été mesurée par la méthode d'activation (JOHNSRUD [4], MENLOVE [5], PETÖ [6]) et par la méthode de détection des rayonnements γ prompts de la cascade : détecteur MOXON-RAE (LEPINE [7]), scintillateurs liquides (CZIRR [8], POENITZ [9]) ou détecteur C_6F_6 (MACKLIN [10]). Nous avons reporté sur la figure B-II-2-1 l'ensemble des données comprises dans l'intervalle d'énergie 0,1 - 4,5 MeV.

Afin d'expliquer certaines divergences observées précédemment, nous avons effectué en 1984 de nouvelles mesures de la section efficace de capture de l'holmium. A E_n = 1 et 2 MeV, on observe un bon accord entre notre valeur et celles de JOHNSRUD [4], de MENLOVE [5] et de POENITZ [9]. A E_n = 0,5 MeV, la dispersion des données est un peu plus importante (± 10%) entre JOHNSRUD [4], CZIRR [8], POENITZ [9], MACKLIN [10] et nous-mêmes. De même, à l'énergie E_n = 3 MeV, la mesure de POENITZ [9] et la nôtre sont dans les limites des barres d'erreur.

REFERENCES

[1] - S. JOLY, J. VOIGNIER, G. GRENIER, D. DRAKE, L. NILSSON, N.I.M., 153, 493 (1978).

[2] - S. JOLY, J. VOIGNIER, G. GRENIER, D. DRAKE, L. NILSSON, Nucl. Sci. Eng., 70, 53 (1979).

[3] - J. VOIGNIER, S. JOLY, G. GRENIER, Rapport CEA-R-5089 (1981).

[4] - A.E. JOHNSRUD, M.G. SILBERT, H.H. BARSCHALL, Phy. Rev., 116, 927 (1959).

[5] - H.O. MENLOVE, K.L. COOP, H.A. GRENCH, R. SHER, Phys. Rev., 163, 1299 (1967).

[6] - G. PETÖ, Z. MILIGY, I. HUNYADI, J. of Nucl. Energ., 21, 797 (1967).

[7] - J.R. LEPINE, R.A. DOUGLAS, Nucl. Phys., A 196, 83 (1972).

[8] - J.B. CZIRR, M.L. STELTS, Nucl. Sci. Eng., 52, 299 (1973).

[9] - W.P. POENITZ, Rapport ANL/NDM-15 (1975).

[10] - R. L. MACKLIN, Nucl. Sci. Eng., 59, 231 (1976).

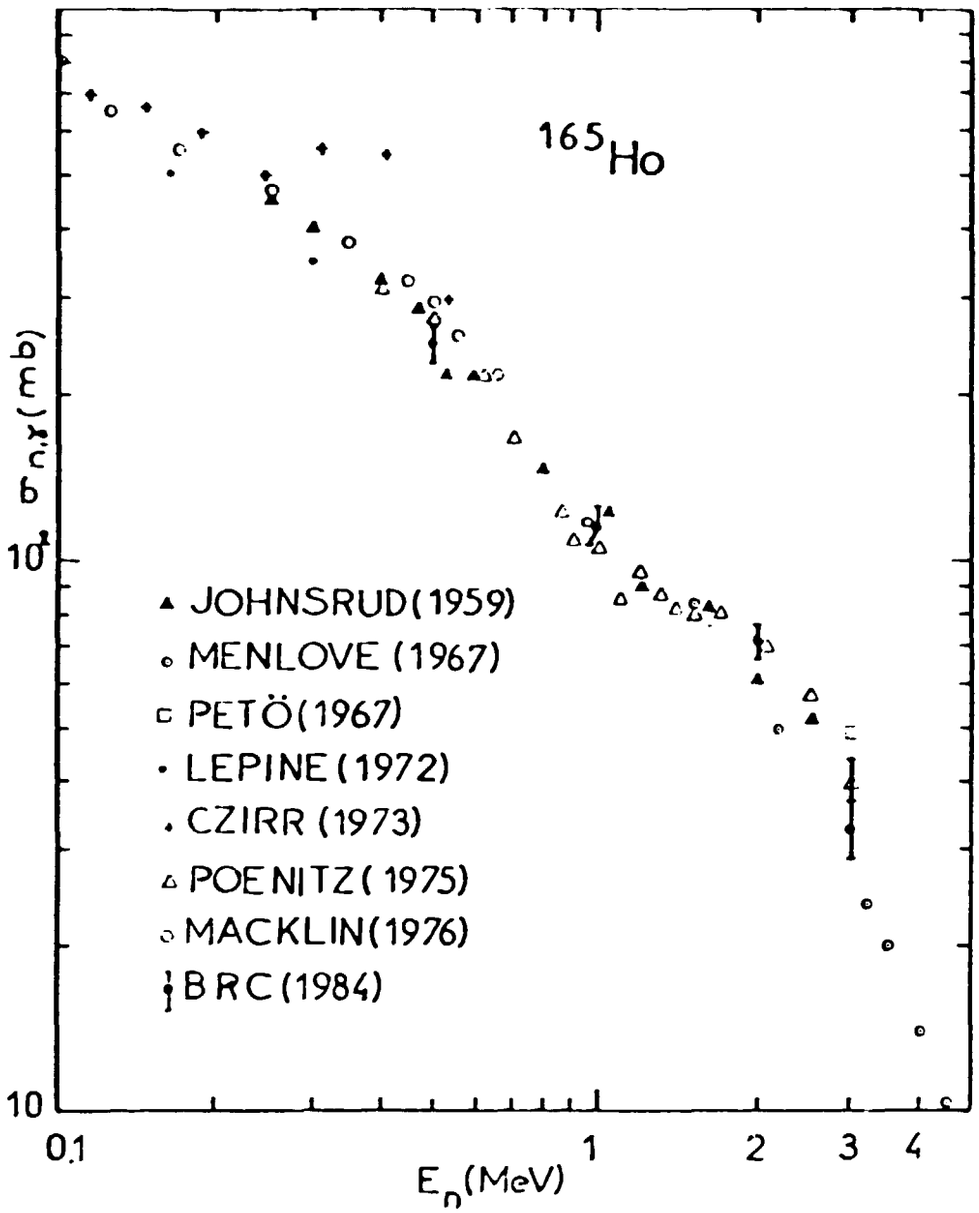


FIGURE B-11-2-1 :

Section efficace de capture de ^{165}Ho.

B-II-3 Interférence entre les mécanismes de formation du noyau composé et d'excitation collective dans la réaction $^{89}Y\ (n,\gamma_0+\gamma_1)^{90}Y$.

(S. JOLY).

Investigation of compound and direct-semidirect interference effects in the $^{89}Y\ (n,\gamma_0+\gamma_1)^{90}Y$ reaction.

The partial radiative capture cross section of the $^{89}Y\ (n,\gamma_0+\gamma_1)^{90}Y$ reaction was analyzed to look for possible interference effects between compound-nucleus (CN) and direct-semidirect (DSD) processes in the capture reaction. The SPRT method was used to get the optical potential representing the interaction of protons and neutrons with ^{89}Y. A good agreement is found for the capture cross section in the GDR region using a complex isovector potential with a volume type coupling. As the sum of the CN and DSD contributions accounts for the observed cross section in the 3 to 7 MeV range, it is concluded that interference effects should be small as confirmed by estimates.

Le mécanisme de noyau composé rend assez bien compte de la section efficace de capture observée en dessous de 3 MeV alors que, dans la région de la résonance dipolaire géante, la réaction de capture procède par un mécanisme direct et semi-direct. Dans la région intermédiaire, les deux mécanismes contribuent de manière comparable et nous avons étudié leur interférence.

Nous avons tout d'abord déterminé les paramètres du potentiel optique à partir des données concernant l'interaction de neutrons et de protons avec le noyau ^{89}Y en utilisant la méthode SPRT [1].

Les sections efficaces de réaction par noyau composé σ_{CN} ont été calculées dans le cadre de la théorie de HAUSER-FESHBACH avec différents traitements des fluctuations des largeurs de voie. Un bon accord a été obtenu avec les sections efficaces inélastiques vers les premiers niveaux excités. Pour le calcul de la section efficace de capture radiative, nous avons utilisé les probabilités réduites d'émission gamma, déduites de la forme des spectres de capture que nous avons mesurés.

En ce qui concerne le mécanisme de capture collective (DSD), nous avons utilisé un facteur de couplage déduit du modèle macroscopique de STEINWEDEL-JENSEN [2] pour l'excitation du seul mode L=1 avec un potentiel isovectoriel déduit de l'étude du potentiel optique. Pour obtenir un bon accord avec les données au-dessus de 10 MeV, ce potentiel doit être augmenté d'environ 50%.

Les sections efficaces partielles mesurées sont comparées aux calculs précédents (σ_{CN} et σ_{DSD}) sur la figure B-II-3-1 ; l'accord entre les sections efficaces partielles mesurées entre 0,5 et 15,5 MeV et la somme des sections efficaces σ_{CN} et σ_{DSD} est satisfaisant.

Nous avons utilisé le formalisme développé par KAWAI et al. [3] pour déterminer la section efficace de noyau composé en présence d'un mécanisme d'interaction directe. La section efficace peut alors se mettre sous la forme $\sigma_{f\ell} = \sigma_{CN} \cdot W_{n\gamma}$. La valeur du coefficient $W_{n\gamma}$, calculée à 4 et 6 MeV, n'est que très légèrement supérieure à l'unité, donc le processus d'interférence est négligeable.

Les résultats précédents ont été présentés à la Conférence de Knoxville [4].

REFERENCES

[1] - J.P. DELAROCHE et al. Nuclear Theory in Neutron Data Evaluation IAEA- 190 Report (1976).

[2] - F.S. DIETRICH et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 156.

[3] - M. KAWAI, A.K. KERMAN et K.W. Mc VOY, Ann. Phys. 75 (19873) 156.

[4] - S. JOLY, contribution au "Fifth International Symposium on Capture Gamma-ray Spectroscopy and Related Topics", Knoxville (1984), p. 526.

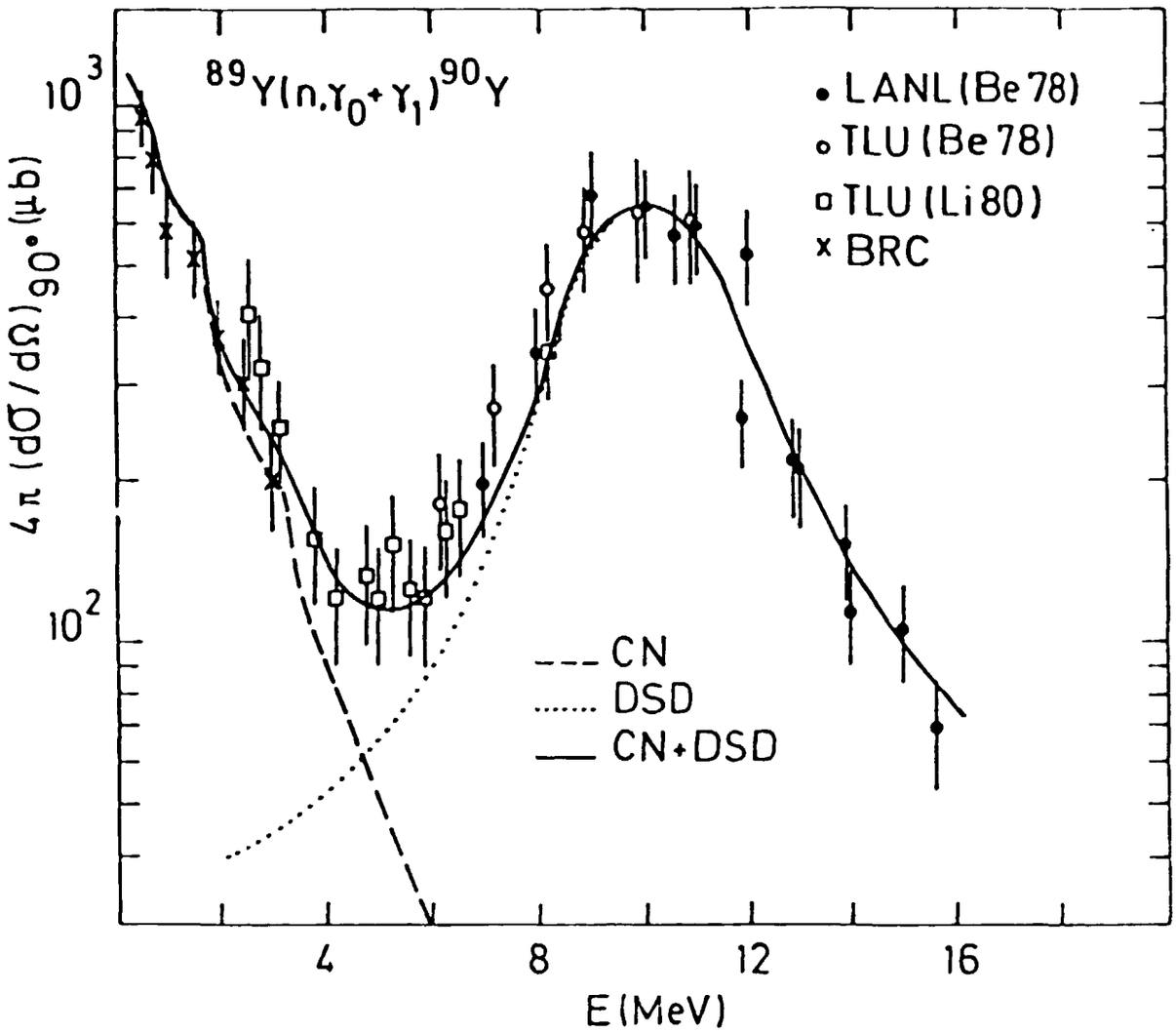


FIGURE B-11-3-1 :

Comparaison entre les valeurs mesurées de la section efficace de la réaction $^{89}Y\,(n,\gamma_0+\gamma_1)\,^{90}Y$ et les valeurs calculées à l'aide du modèle de noyau composé (CN) et du modèle direct - semi-direct (DSD).

B-III ETUDE DU PROCESSUS DE FISSION.

B-III-1 Etude des configurations froides à l'aide d'une double chambre à ionisation.

(J. TROCHON, G. SIMON, J.W. BEHRENS*, F. BRISARD).

A high resolution twin axial ionization chamber for cold fission configuration studies in ^{235}U and ^{233}U.

"Cold configurations" in thermal neutron induced fission on ^{235}U have been studied using a high resolution twin axial gridded ionization chamber. A very good mass separation has been obtained (Δm = 0.3 a.m.u for m_H = 132). The corresponding energy resolution -ΔE = 570 keV- is the upper limit of the effective energy resolution on the total kinetic energy measurement, which is probably much better. Preliminary results on kinetic energy maxima are shown.

Les "configurations froides", qui apparaissent comme un mode un peu particulier de la fission à basse énergie [1], sont spécialement intéressantes à étudier expérimentalement. Elles permetttent d'atteindre des fragmentations primaires car les fragments alors faiblement excités ne peuvent émettre de neutron.

La méthode utilisée pour cette étude est la mesure simultanée des énergies cinétiques E_L et E_H des deux fragments (de masse m_L et m_H). Dans le cas des configurations froides, la cinématique permet d'écrire :

$$E_L/E_H = m_H/m_L = R \quad (1) \; ; \; EKT \equiv E_L + E_H = E_H A/m_L \quad (2)$$

où A est la masse du noyau fissionnant.

Comme m_L et m_H sont des nombres entiers, R doit avoir des valeurs discrètes permettant une séparation en masse si la résolution expérimentale est suffisante. Par exemple, cette résolution doit être d'environ 750 keV pour les fragmentations autour de m_H/m_L = 132/104 et de 550 keV pour 150/86 dans le cas de la fission du noyau composé ^{236}U. De telles résolutions en énergie peuvent être atteintes avec une chambre à ionisation à champ axial avec grille de Frisch [2].

---

* Collaborateur Temporaire Etranger, N.B.S. Washington D.C, U.S.A.

Les mesures pour la fission induite par neutrons thermiques dans ^{235}U et ^{233}U ont été faites auprès du réacteur ORPHEE de Saclay. Le détecteur utilisé consistait en une double chambre à ionisation à champ axial de 2 fois 7,7 cm de zone utile. Le dépôt fissile était placé sur la cathode commune, directement dans le gaz (voir Fig. B-III-1-1). La chambre fonctionnait à une pression de 530 mb de méthane à haute pureté. Ce gaz était renouvelé avec un débit de 2 ℓ/heure. La matière fissile -4μg/cm² de UF_4 sur ϕ 8 mm-avait été déposée par évaporation sur un support de carbone de 10 μg/cm² d'épaisseur. Les hauteurs d'impulsion délivrées par les deux anodes x_{a1} et x_{a2}, celles des deux grilles de Frisch x_{F1} et x_{F2} et celles de la cathode x_K étaient enregistrées par un système d'acquisition "Le Croy 3500". Elles permettent d'accéder aux énergies cinétiques E_1 et E_2 et à une estimation de l'angle d'émission Θ des fragments par les relations [3] :

$$x_{a1} = a_1 E_1 + b_1 \quad ; \quad x_{a2} = a_2 E_2 + b_2 \tag{3}$$

$$x_{F1} = a_{F1}(E_1 \overline{X}_1 \cos\Theta) + b_{F1} \qquad x_{F2} = a_{F2}(E_2 \overline{X}_2 \cos\Theta) + b_{F2} \tag{4}$$

$$x_K = a_K \left[E - \frac{\cos\Theta}{d} (E_1 \overline{X}_1 + E_2 \overline{X}_2) \right] + b_K \tag{5}$$

où $\overline{X}_1$ et $\overline{X}_2$ sont les centres de gravité de l'ionisation produite par les fragments 1 et 2 ; a_1, a_2, b_1, b_2, a_{F1}, a_{F2}, b_{F1}, b_{F2}, a_K et b_K sont les coefficients liés à la chaîne électronique. Dans ces équations les défauts de hauteur d'impulsion sont supposés être négligeables.

Les résultats bruts pour ^{235}U ont été rassemblés en un tracé bi-paramétrique $N(x_{a1}, x_{a2})$. Les deux parties de ce tracé, où les événements sans émission de neutrons sont censés apparaître, sont montrées dans les figures B-III-1-2a et 3a. Dans le cas de la fig. B-III-1-2, le support de carbone est traversé par le fragment léger ; c'est le fragment lourd qui le traverse dans le cas de la figure B-III-1-3. Des lignes de masse apparaissent clairement dans la fig. B-III-1-2a. Leur absence dans la fig. B-III-1-3a, qui révèle une détérioration importante de la résolution en énergie, n'a pas encore reçu d'explication satisfaisante. Elle ne peut, en effet, être attribuée, ni à la différence de perte d'énergie dans le carbone entre un fragment lourd et un fragment léger par collisions atomiques, ni à des fluctuations de charge effective [4] [5]. Peut-être est-elle due à un "straggling" en énergie beaucoup plus dépendant de la charge de l'ion que ne le prévoit la théorie [6].

La différence de perte d'énergie dans le carbone par des fragments identiques émis à des angles Θ différents est évidemment la principale source d'incertitude puisque la chambre a un angle solide de détection proche de 4π st. Pour réduire cet effet, les événements émis avec un angle Θ trop important ont été éliminés à partir des hauteurs d'impulsion des

grilles de Frisch ou de cathode. Cet effet apparaît dans les fig. B-III-1-4a et b où sont données les parties des tableaux biparamétriques $N(E_1/E_2, x_{F1}/E_1)$ et $N(E_1/E_2, x_K/(E_1 + E_2))$ de la région d'intérêt pour ^{235}U, où E_1 et E_2 sont les énergies des fragments déduites des hauteurs d'impulsions x_{a1} et x_{a2} par une méthode de calibration décrite plus loin. Les impulsions de la cathode et des grilles de Frisch étant corrélées, des résultats identiques sont obtenus dans les deux cas. La détérioration de la résolution en masse avec $\cos\Theta$ décroissant y apparait clairement. Toutefois, une mesure précise de l'angle Θ semble être impossible avec le gaz utilisé. La limitation provient probablement de phénomènes physiques comme l'éjection de particules ionisantes loin de la trace du fragment incident et des fluctuations de la densité de charge qui introduisent une erreur sur le centre de gravité de l'ionisation [7].

A partir des résultats montrés dans la fig. B-III-1-4b, 50% des événements ont été éliminés. Ils correspondent à des événements émis à $\Theta \gtrsim 60°$. Les tableaux $N(x_{a1}, x_{a2})$ reconstitués avec les événements restants sont représentés sur les fig. B-III-1-2b et 3b. Une bien meilleure résolution en masse apparaît, même lorsque le fragment lourd traverse le carbone.

Un ajustement par des gaussiennes de la projection des événements de la fig. B-III-1-2b sur un axe perpendiculaire aux lignes de masse donne dans la région $m_H/m_L = 132/104$ une largeur à mi-hauteur $\Gamma = 0,3$ u.m.a, soit une résolution en énergie $\Delta R \simeq 570$ keV. Cette résolution est en fait introduite par la distribution des pertes d'énergie des fragments traversant le carbone à des angles différents. La résolution intrinsèque de la chambre est certainement bien meilleure [7]. C'est cette résolution là, convoluée par la perte d'énergie dans le dépôt de UF_4 ($\sim \pm 60$ keV), qui est atteinte sur l'énergie cinétique totale, lorsque celle-ci est calculée à partir de l'énergie du fragment ne traversant pas le carbone, mais dont la masse a été parfaitement définie.

Les impulsions des anodes x_{1a} et x_{2a} ont été calibrées en énergie en supposant que le centre de gravité des pics des fragments légers et lourds correspondaient aux énergies moyennes de ces fragments après émission de neutrons. Nous avons utilisé : $E_L = 99,07$ MeV et $E_H = 69,26$ MeV pour $^{235}U + n_{th}$ déduits de [8] et [9]. L'accord parfait entre les valeurs E_L/E_H ainsi déterminées et les valeurs m_H/m_L attendues, prouve que la méthode adoptée est assez précise.

Les résultats obtenus en fixant $E_L > 109,8$ MeV ou $EKT = E_L + E_H > 196$ MeV sont donnés sur la fig. B-III-1-5 et comparés à ceux de SIGNARBIEUX et coll. obtenus par une méthode de différence de temps de vol des deux fragments [10] (fig. B-III-1-6). Le très bon accord entre les deux mesures et la très haute résolution en masse dans la zone d'intérêt $130 < m_H < 134$ confirment la très haute résolution en énergie du détecteur.

La distribution des énergies cinétiques totales calculées à partir de la relation (2) est donnée dans les fig. B-III-1-7a et b pour les fragmentations 133/103 et 132/104.

Un travail similaire, mais dans des conditions légèrement différentes a été effectué pour $^{233}U + n_{th}$. Le dépôt fissile de 5 $\mu g/cm^2$ était déposé sur un support de polyimide de 14 $\mu g/cm^2$ doré (20 $\mu g/cm^2$). Les anodes de la chambre à ionisation étaient divisées en deux zones : une partie centrale de $\emptyset$ = 3 cm et une partie extérieure. Les impulsions détectées sur la couronne extérieure étaient mises en anti-coincidence avec celles détectées sur la partie centrale de façon à ne conserver que les fissions dont les fragments ont été arrêtés dans un cylindre s'appuyant sur la partie centrale. La médiocre résolution en énergie obtenue (voir fig. B-III-1-8) a probablement deux origines :

i) la perte d'énergie des fragments dans le support est supérieure à celle dans le carbone utilisé pour la mesure sur ^{235}U,

ii) un effet de bord apparaît, probablement dû à des défauts inhérents au rejet des événements par anticoincidence et à des trajectoires non parfaitement linéaires.

Ces différentes raisons nous ont conduit à abandonner cette méthode.

En conclusion, nous pouvons dire que le détecteur réalisé permet de mesurer l'énergie cinétique totale des fragments avec une résolution extrêmement bonne, certainement bien inférieure à 570 keV, en s'appuyant sur une bonne séparation des fragmentations. La meilleure résolution atteinte jusqu'à présent dans ce type d'expérience était de 1 MeV [11].

REFERENCES

[1] - J.F. BERGER, M. GIROD, D. GOGNY, Nucl. Phys. A 428 (1984) 230.

[2] - A. OED, P. GELTENBORT, F. GÖNNENWEIN, T. MANNING and D. SOUQUE, N.I.M. 205 (1983) 455.

[3] - H.H. KNITTER and C. BÜDTZ-JORGENSEN "Nuclear cross sections for technology" NBS Special Publication 594 (1980) 947.

[4] - K. H. SCHMIDT et al. N.I.M. 134 (1976) 157.

[5] - H.D. BETZ Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465.

[6] - K. KUSTERER et al. N.I.M. 177 (1980) 485.

[7] - F. GÖNNENWEIN, communication privée.

[8] - R. MULLER, A.A. NAQUI, F. KAPPELER et F. DICKMANN, Phys. Rev. C 29 (1984) 885.

[9] - P. GELTENBORT - PHD. Thesis, Université de Tubingen (RFA).

[10] - C. SIGNARBIEUX, M. MONTOYA, M. RIBRAG, C. MAZUR, C. GUIT, P. PERRIN and M. MANUEL, J. Physique Lettres 42 (1981) L 437.

[11] - J.P. THEOBALD, "Nuclear Data for Science and Technology", Proceedings de la Conf. Int. d'Anvers (6 - 10 sept. 1982), ed K.H. Böckhoff (1983) p. 719.

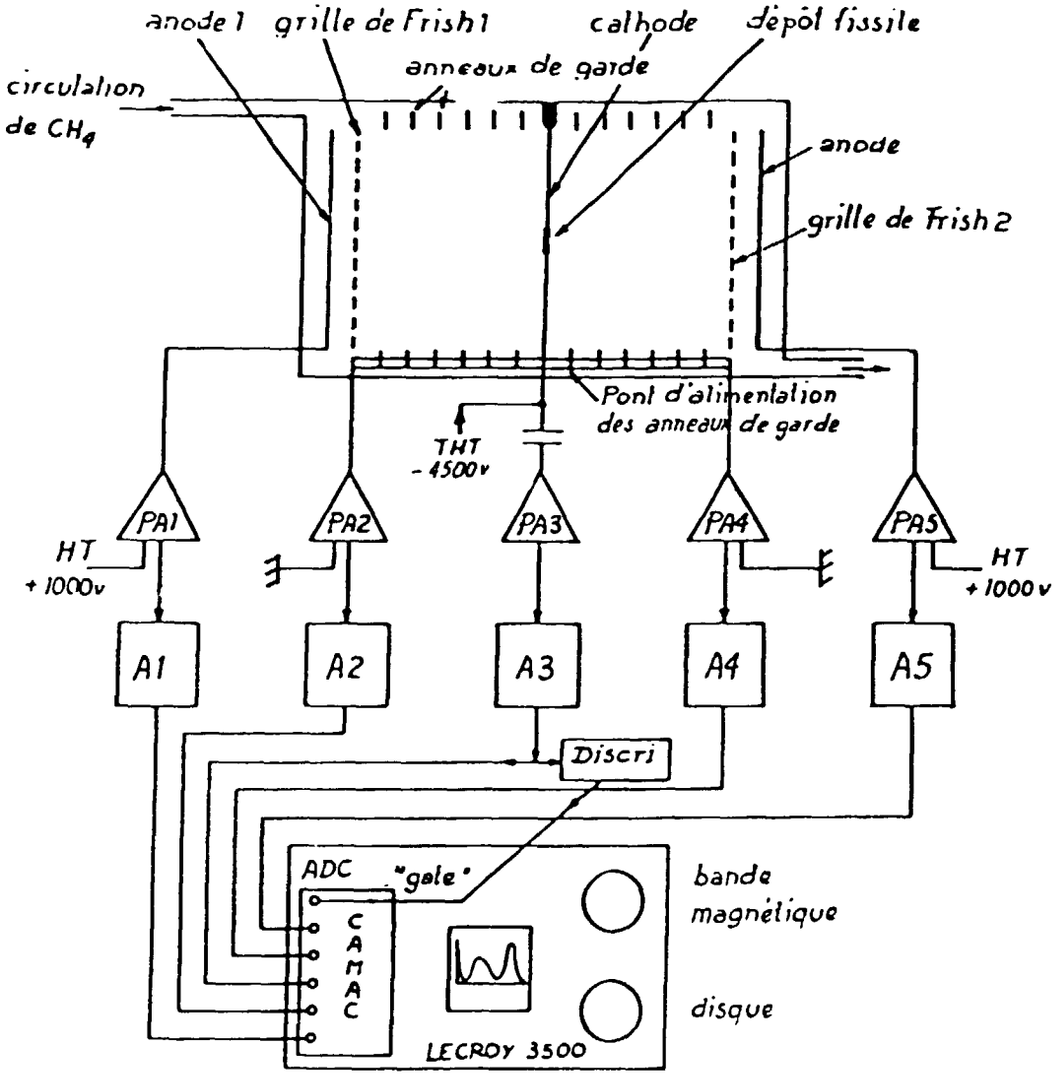


FIGURE B-III-1-1

Schéma de principe de la double chambre à ionisation et de l'électronique associée :

PA1, 2 etc...	:	préamplificateurs 142 B "Ortec",
A1, A3, A5	:	amplificateurs 572 "Ortec",
A2, A4	:	amplificateurs 450 "Ortec".

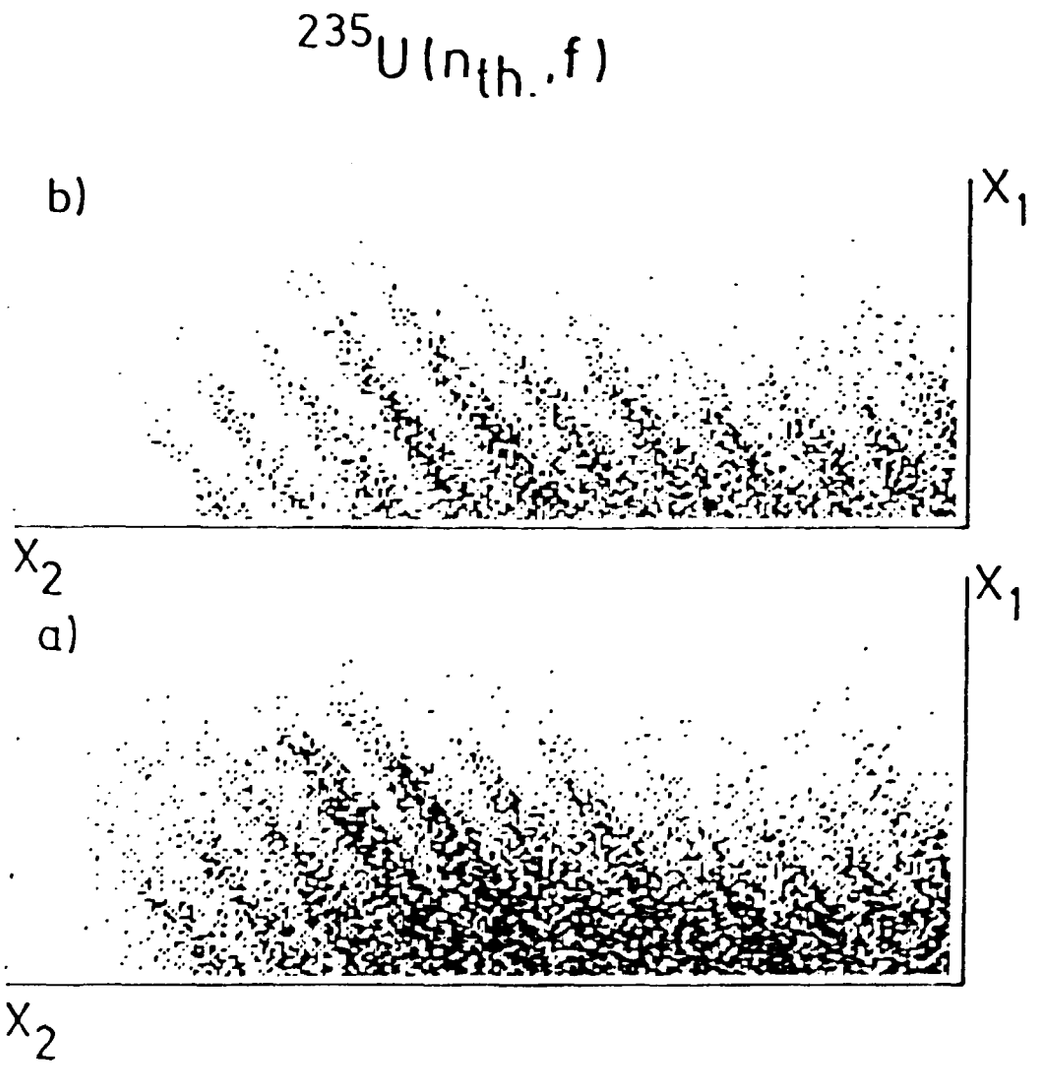


FIGURE B-III-1-2 :

$U^{235} + n_{th}$. Parties des tableaux biparamétriques $N(x_{a1}, x_{a2})$ des hauteurs d'impulsions des anodes où les événements sans émission de neutrons sont attendus. Le fragment léger traverse le support de carbone :

a) avec tous les événements,
b) avec les événements ayant $\theta \leq 60°$

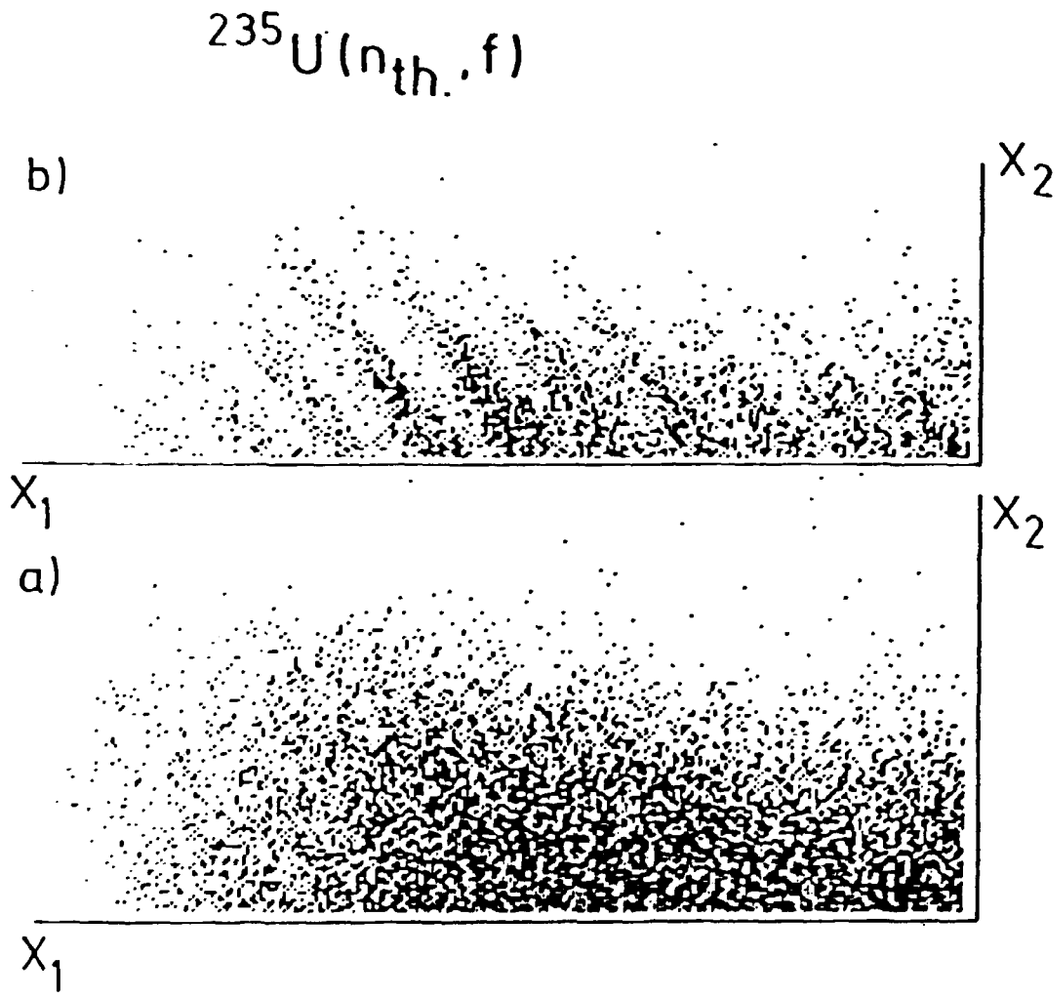


FIGURE B-III-1-3 :

$U^{235} + n_{th}$. Parties des tableaux biparamétriques $N(x_{a2}, x_{a1})$ où les évènements sans émission de neutrons sont attendus. Le fragment lourd traverse le support de carbone :

a) avec tous les évènements,

b) avec les évènements ayant $\theta \leq 60°$.

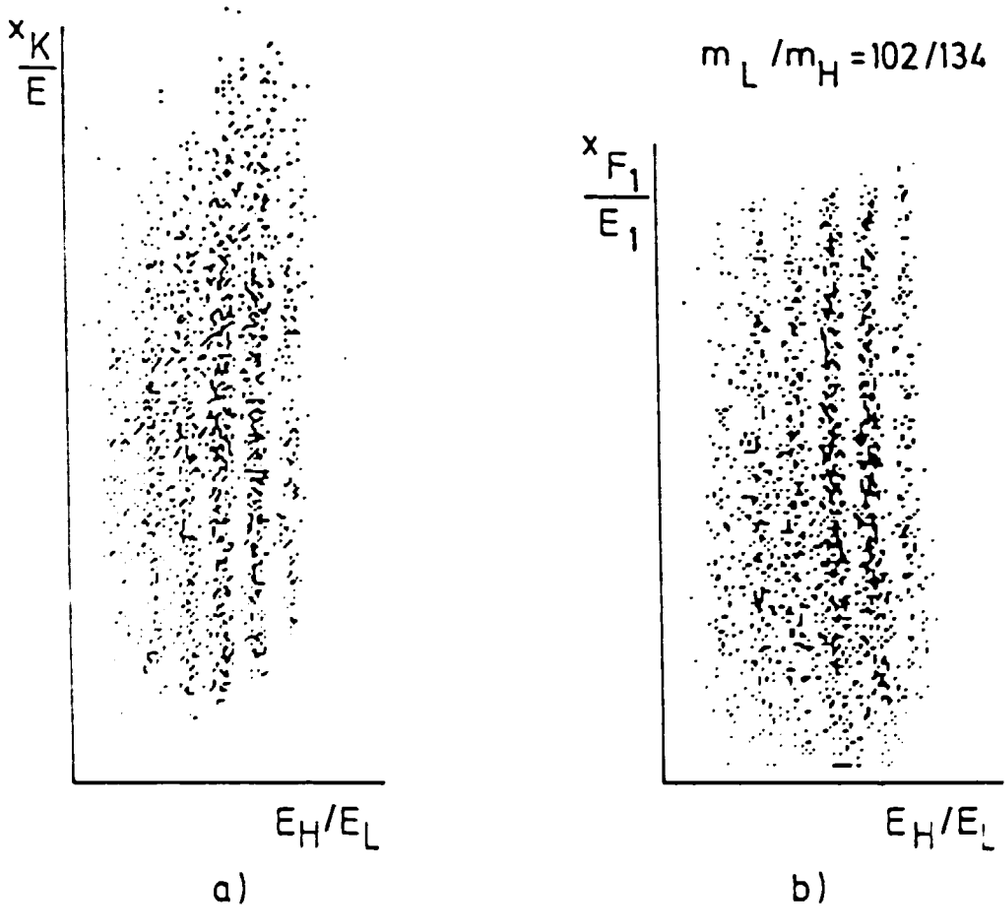


FIGURE B-III-1-4 :

$U^{235} + n_{th}$ Corrélation des rapports E_H/E_L avec ces (1)

a) Tableau N (E_H/E_L, x_K/E), corrélation avec les hauteurs des impulsions de la cathode,

b) Tableau N (E_H/E_L . x_{F1}/E_1) corrélation avec les hauteurs des impulsions de la grille F1.

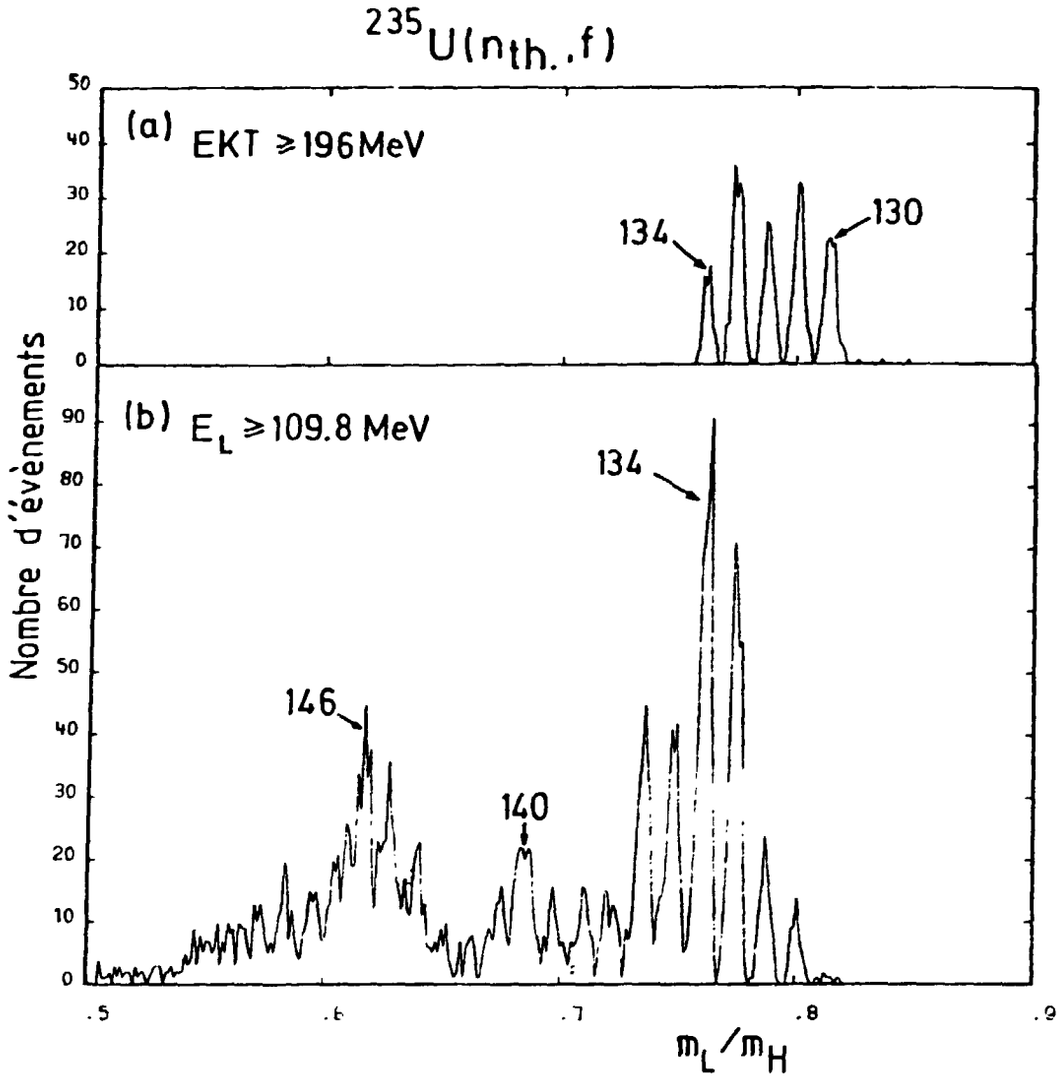


FIGURE B-III-1-5 :

$U^{235} + n_{th}$. Distribution du rapport des énergies E_H/E_L ou des masses m_L/m_H

a) pour les évènements ayant EKT ≥ 196 MeV,

b) pour les évènements ayant E_L ≥ 109,8 MeV.

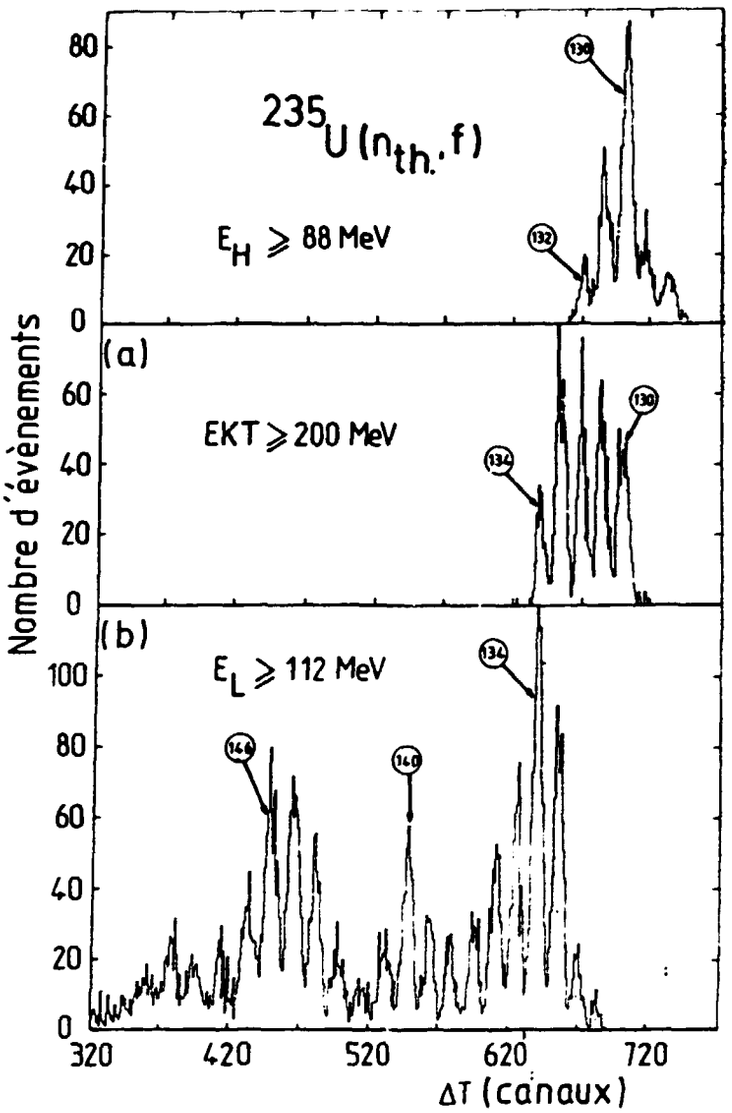


FIGURE B-III-1-6 :

$U^{235} + n_{th}$. Distribution des différences de temps de vol ΔT des deux fragments d'après Signarbieux et coll [10].

a) pour les évènements ayant EKT $\geqslant$ 200 MeV,

b) pour les évènements ayant $E_L \geqslant$ 112 MeV.

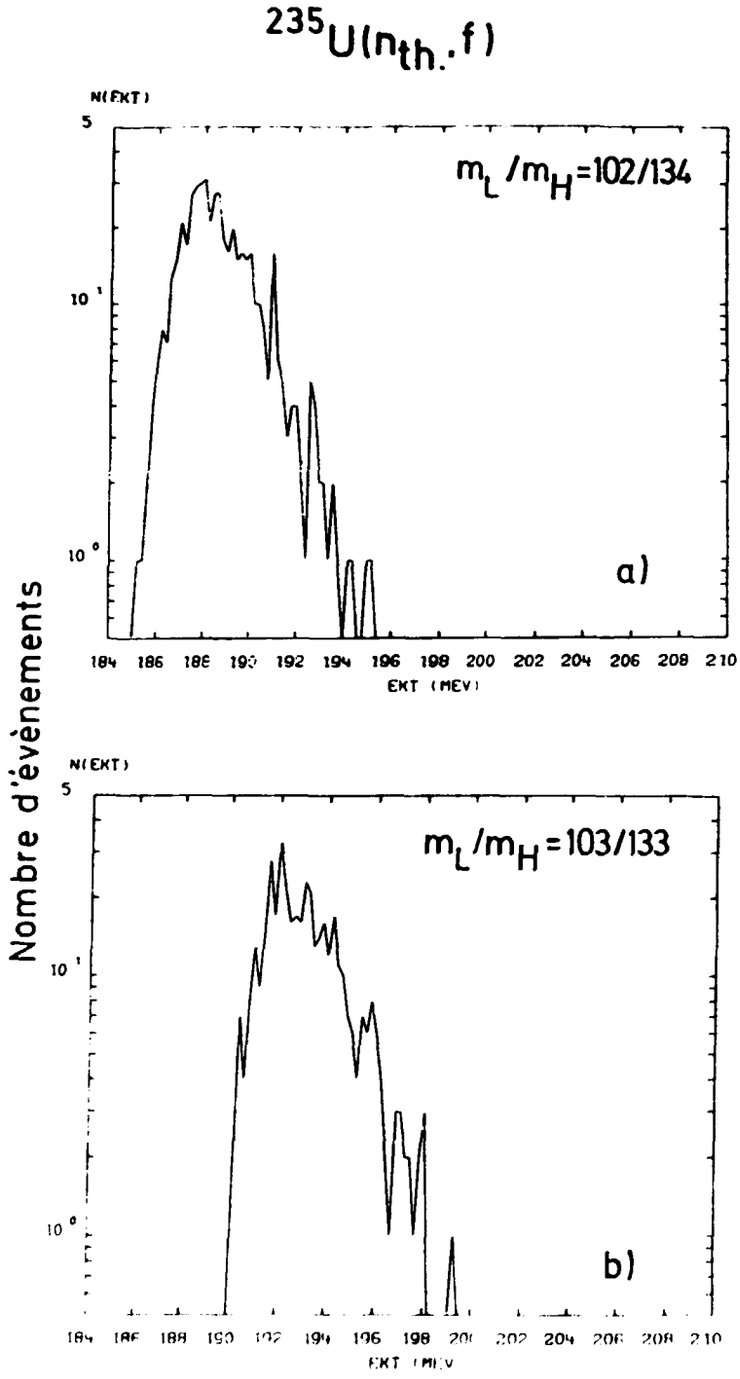


FIGURE B-III-1-7 :

Distribution des énergies cinétiques totales

a) pour la fragmentation 102/134

b) pour la fragmentation 103/133.

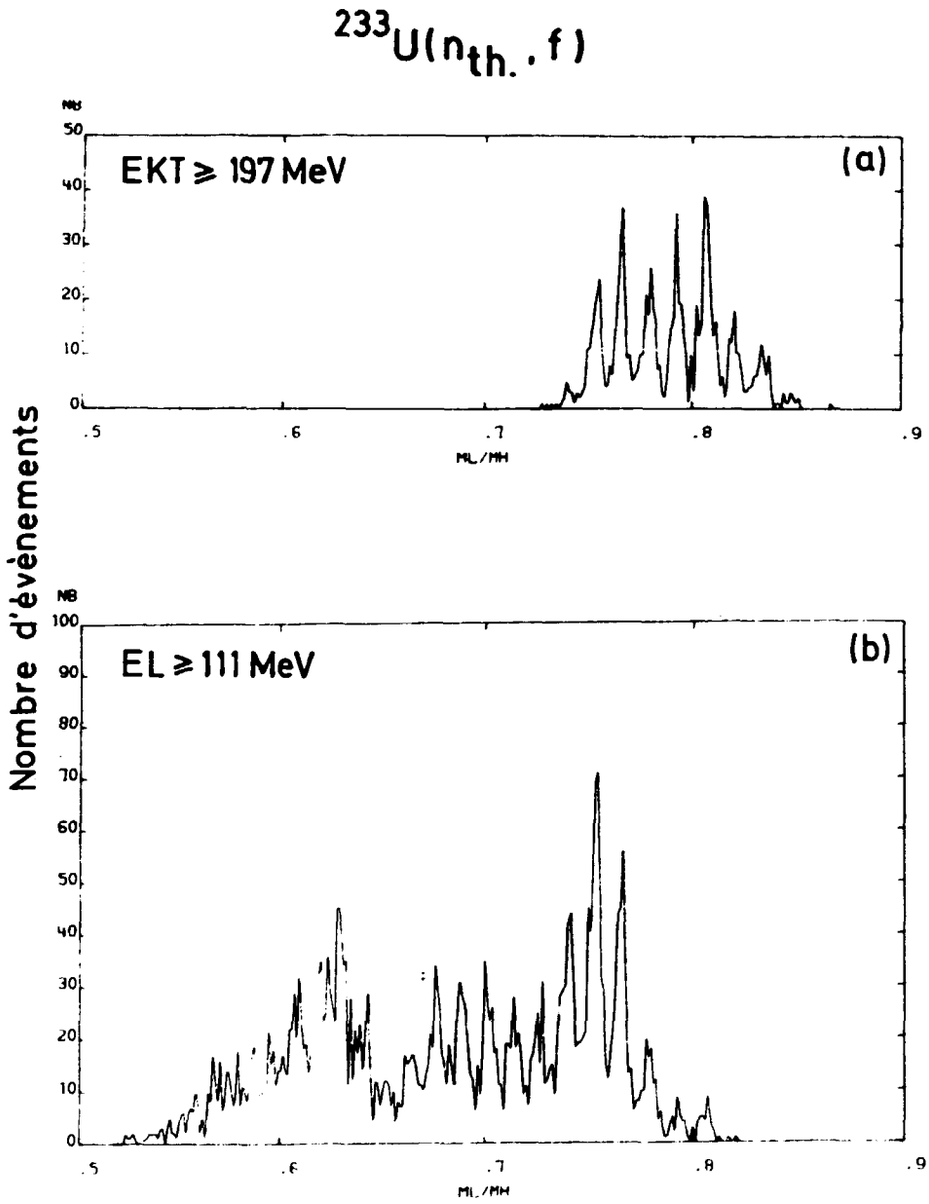


FIGURE B-III-1-8 :

$U^{233} + n_{th}$. *Distribution du rapport des énergies* E_H/E_L *ou des masses* m_L/m_H

a) *pour les événements ayant EKT ≥ 197 MeV,*

b) *pour les événements ayant* $E_L \geq 111$ *MeV.*

B-III-2 Etude du 3ème puits dans la barrière de fission du ^{231}Th par la réaction ^{230}Th(d,pf). (1)

J. BLONS*, B. FABBRO*, Y. PATIN. D. PAYA*.

Study of the 3rd well in the fission barrier of ^{231}Th via the reaction ^{230}Th(d,pf).

The ^{230}Th(d,pf) reaction reveals the presence of newly observed 9/2$^+$, 11/2$^-$ and 13/2$^+$ states. The fission probability and the fragment angular distributions are fitted using a set of fission barrier parameters in the third well hypothesis.

Les données expérimentales de la réaction ^{230}Th(d,pf) [1] ont été analysées dans le cadre d'une double bande de rotation de nombre quantique K = ½ située dans le troisième puits de la barrière de fission de ^{231}Th. La section efficace de formation du noyau composé ^{231}Th a été calculée dans le cadre de l'approximation DWBA à l'aide du code DWUCK [2]. En ce qui concerne les voies de fission, il n'a pas été nécessaire de modifier les barrières déduites de l'analyse de la réaction ^{230}Th(n,f) [3]. Par contre, nous avons dû modifier légèrement les paramètres des bandes de rotation pour reproduire simultanément la probabilité de fission et les distributions angulaires des fragments aux différentes énergies d'excitation.

Le meilleur ajustement, pour les angles de fragments de fission compris entre 0 et 30 degrés est présenté figure B-III-2-1. Sur cette figure, on distingue nettement les états 9/2$^+$, 11/2$^-$ et 13/2$^+$ qui n'étaient pas alimentés dans la réaction ^{230}Th(n,f). La montée de la section efficace au-dessus de 5,9 MeV a été ajustée par une voie de fission K = 3/2. L'accord entre les données expérimentales et les valeurs calculées est alors satisfaisant aussi bien pour les angles "avant" ($0 < \Theta_f < 30°$) (figure B-III-2-1) que pour les distributions angulaires (figure B-III-2-2). Cependant, la section efficace intégrée sur tous les angles de fragment ($0° < \Theta f < 90°$) (figure B-III-2-3) n'est pas totalement reproduite par le calcul. En particulier, celui-ci ne rend pas compte d'une résonance située aux environs de

---

(1) Ce travail a été effectué en collaboration avec le Service DPh-N/MF du CEN de SACLAY.

* DPh-N/MF - SACLAY (France).

5,88 MeV. On remarque que cette résonance n'est pas observée aux angles "avant" figure B-III-2-1, ni en réaction (n,f). Ceci peut être expliqué si l'on suppose une voie de fission $K > 7/2$ qui ne serait pas alimentée en (n,f) et n'aurait pas de contribution significative pour des angles $\theta_f < 30°$.

REFERENCES

[1] - J. BLONS et al., Rapport NEANDC (E) 234 "L", (1984) p. 76.

[2] - Y. PATIN, Rapport NEANDC (E) 229 "L", (1982) p. 83.

[3] - J. BLONS et al., Nucl. Phys. A 414 (1984) 1.

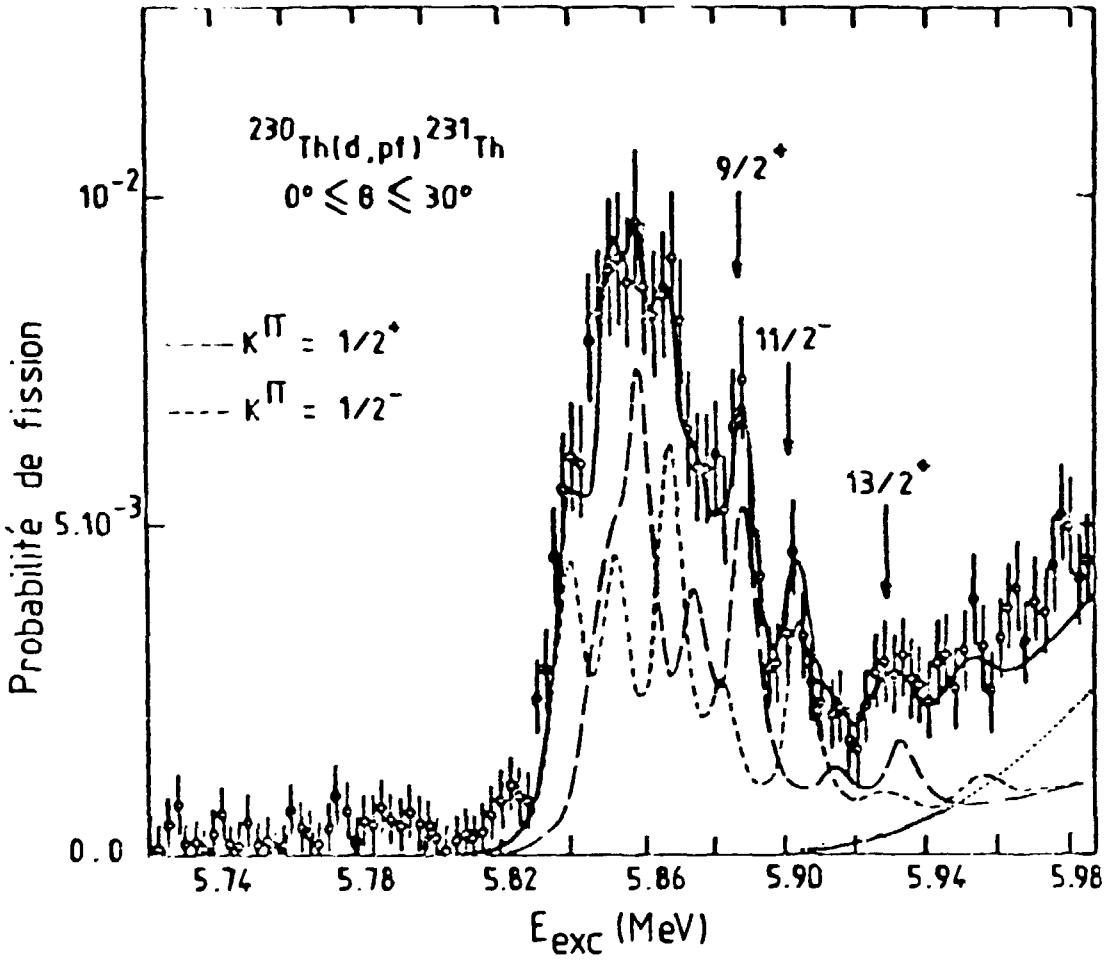


FIGURE B-III-2-1 :

Probabilité de fission pour les fragments émis entre 0° et 30° par rapport à la direction de recul du noyau fissionnant.

————	*section efficace ajustée*
- - - - - - - -	*composantes de parité négative*
— — —	*composantes de parité positive*
.....	*composante K = 3/2*

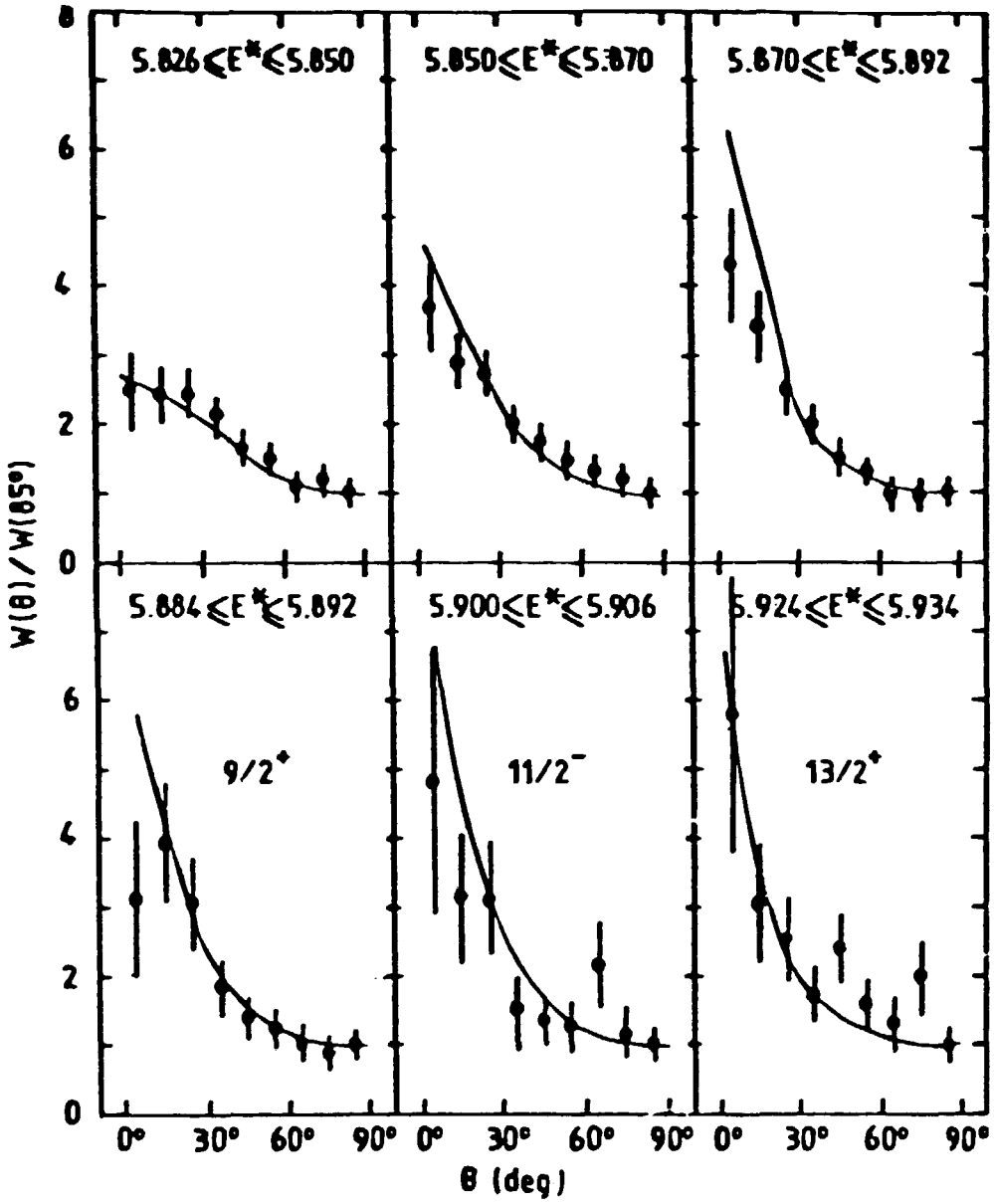


FIGURE B-III-2-2 :

Distribution angulaire des fragments de fission par rapport à la direction de recul du noyau fissionnant.

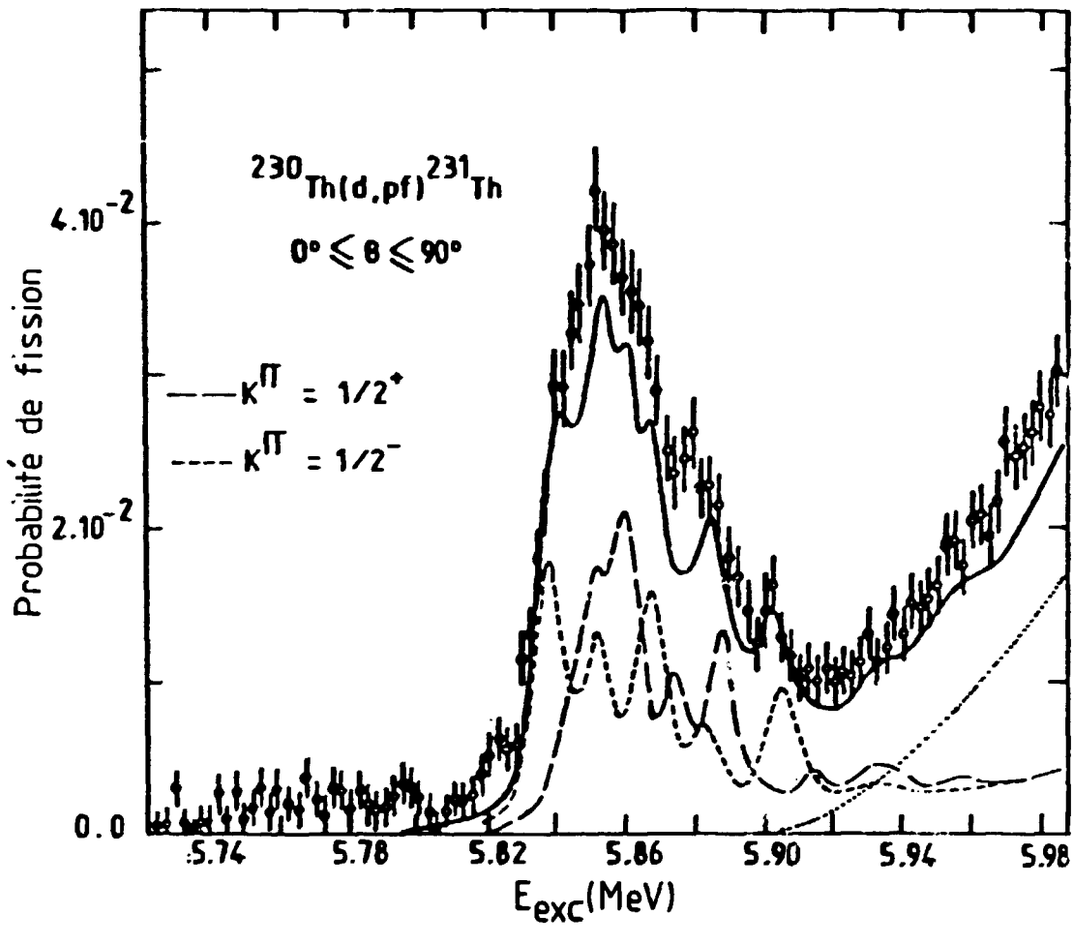


FIGURE B-III-2-3 :

Probabilité de fission intégrée sur tous les angles d'émission des fragments (voir légende Fig. B.III.2.1).

B-III- 3 Etude du 3ème puits dans la barrière de fission de ^{237}U pour la réaction $^{236}U(d,pf)$. (1)

(J. BLONS*, J. M. HISLEUR*, P. L'HENORET*, C. MAZUR*, Y. PATIN, D. PAYA*, M. RIBRAG*).

Study of the 3rd well in the fission barrier of ^{237}U via the reaction $^{236}U(d,pf)$.

Contrary to the ^{234}U case, the resonant structures in the $^{236}U(d,pf)$ reaction are washed out. Only one of them subsists at 6.07 MeV excitation energy. This structure seems to be a good candidate for a rotational band in the third well of the ^{237}U fission barrier.

La probabilité de fission de ^{237}U et la distribution angulaire des fragments dans la réaction $^{236}U(d,pf)$ ont été mesurées dans la gamme d'énergie d'excitation comprise entre 5,5 et 6,35 MeV. Cette expérience a été faite auprès du Tandem de Saclay en suivant la même technique que celle utilisée pour l'étude de la fission du Thorium [1]. Les deutons de 12,5 MeV bombardaient une cible de ^{236}U de 60$\mu g/cm^2$ déposée sur un support de carbone. La résolution en énergie des protons était de l'ordre de 7 keV.

La probabilité de fission de ^{237}U, présentée figure B-III-3-1, montre beaucoup moins de structure que celle de ^{234}U [2]. La plus grande partie de la section efficace est dûe, dans les deux cas, à des résonances dans le second puits, mais pour ^{237}U, noyau pair-impair, la densité de niveaux est beaucoup plus élevée que pour ^{234}U, noyau pair-pair. Ceci explique pourquoi les structures sont fortement atténuées pour ^{237}U. Cependant, il apparait à 6,07 MeV une structure qui n'est pas observée dans la réaction (n,f) [3] avec une résolution en énergie comparable. Les moments angulaires apportés par réaction (d,p) (jusqu'à ℓ = 5) peuvent expliquer cette différence avec le cas d'excitation par neutron incident.

---

(1) Ce travail a été effectué en collaboration avec le Service DPh-N/MF du CEN de SACLAY.

* DPh-N/MF - SACLAY (France).

L'examen des distributions angulaires (figure B-III-3-2, zone b) suggère une valeur de $K = 3/2$ alors que les spins plus élevés ($J > 7/2$) apparaissent à plus haute énergie dans les zones c et d. Cette résonance pourrrait correspondre à une bande de rotation qui serait construite sur un état intrinsèque du troisième puits de la barrière de fission. Il est malheureusement très difficile de soustraire la contribution due au second puits.

REFERENCES

[1] - B. FABBRO, Thèse d'état, Université Paris-Sud, Juillet 1983.

[2] - J. BLONS et al., Rapport NEANDC (E) 234 "L", (1984) p. 82.

[3] - M. RÖSLER et al., Phys. Lett. 38 B (1972) 501.

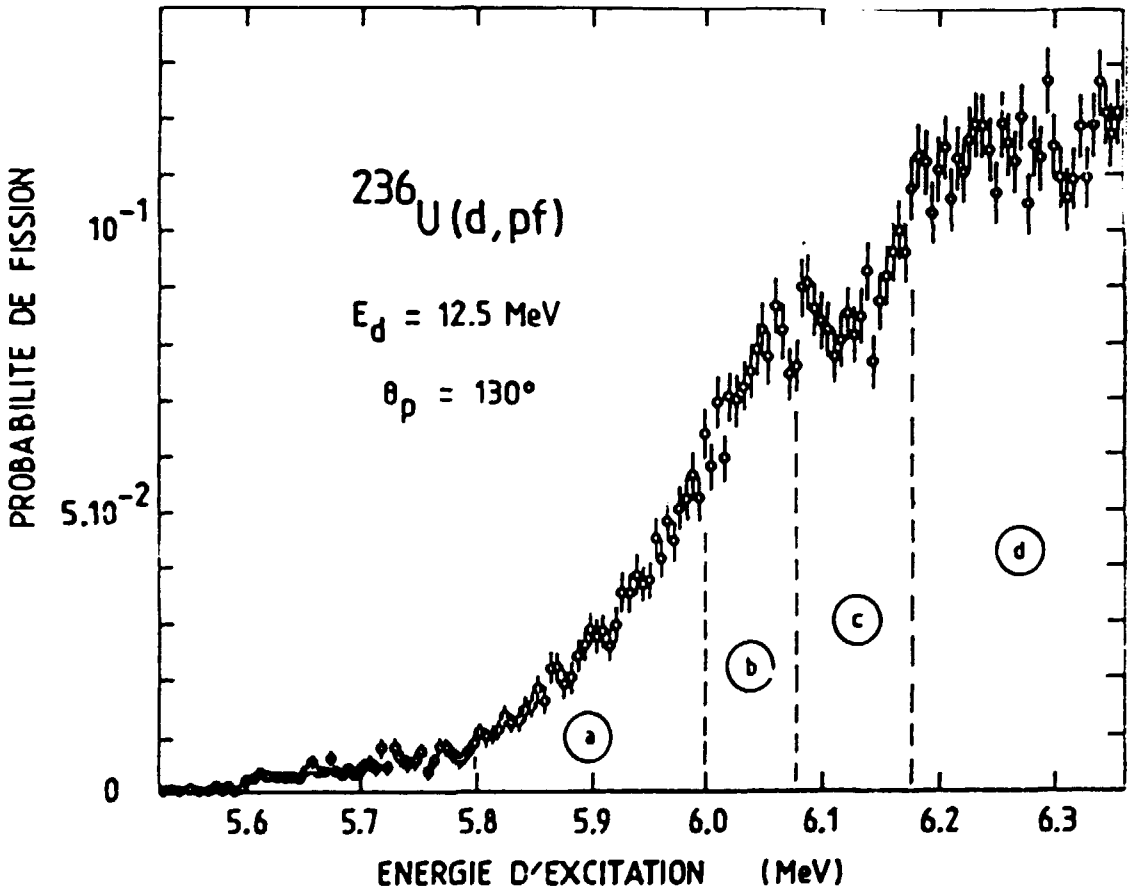


FIGURE B-III-3-1 :

Probabilité de fission dans la réaction $^{236}U(d,pf)$.

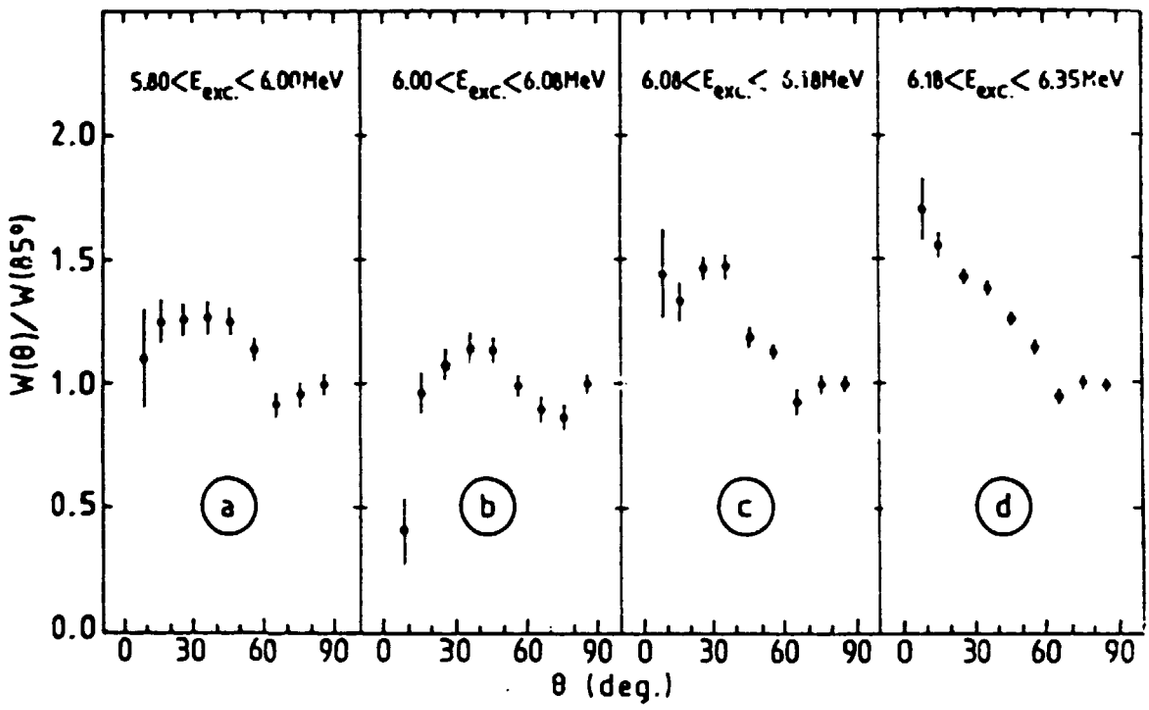


FIGURE B-III-3-2 :

Distribution angulaire des fragments de fission dans les zones d'énergie a, b, c, d délimitées sur la figure B-III-3-1.

B-III-4 Etude du 3ème puits dans la barrière de fission de ^{230}Th par la réaction ^{229}Th(d,pf).

(Y.PATIN, J. BLONS*, J.M. HISLEUR*, C. MAZUR*, D. PAYA*, J.M. RIBRAG*).

Study of the 3rd well in the fission barrier of ^{230}Th via the reaction ^{229}Th(d,pf).

The fission probability and the fragment angular distributions have been measured in the ^{229}Th(d,pf) reaction. The ^{229}Th(d,p) reaction cross section has been calculated. Fission barrier penetrability calculations are beginning in view to analysing the observed resonances.

Des bandes de rotation dans le troisième puits de la barrière de fission ont été observées dans deux isotopes impairs du Thorium : ^{231}Th et ^{233}Th [1]. Il était intéressant d'étudier un isotope pair pour lequel on s'attend à avoir une meilleure séparation entre les états de rotation. A cet effet, nous avons mesuré la probabilité de fission de ^{230}Th et la distribution angulaire des fragments dans la réaction ^{229}Th(d,pf).

Cette expérience a été faite auprès du Tandem de Saclay à deux énergies de deutons incidents : 11,5 et 14 MeV, ce qui permettait de couvrir deux gammes d'énergie d'excitation de 5,2 à 5,8 MeV et de 5,5 à 6,6 MeV.

La cible a été réalisée par dépôt d'une gouttelette de 24μg sur un support de polyimide à partir du ^{229}Th fourni par le laboratoire de Los Alamos. La résolution en énergie d'environ 15 keV était surtout due à l'inhomogénéité de la cible.

Les figures B-III-4-1 et B-III-4-2 montrent les spectres bruts dans les deux gammes d'énergie d'excitation. Il apparait à 5,4 MeV et à 5,8 MeV deux résonances qui présentent des structures fines.

---

* CEA DPh-N/MF, Saclay.

Nous avons démarré une analyse des probabilités de fission en terme de barrière à 3 bosses. Dans une première étape, nous avons calculé les sections efficaces de formation du noyau composé $\sigma_R(J,\pi)$ qui sont données par l'expression suivante :

$$\sigma_R(J,\pi) = 2\,(J+1) \sum_{j=|J-I|}^{J+I} \frac{\sigma(j,\pi)}{(J+I) - |J-I| + 1}$$

I étant le spin du noyau cible (I = 5/2).

Les sections efficaces de stripping d'un neutron $\sigma(j,\pi)$ vers une orbitale particulière (j,π) du noyau composé ont été calculées à l'aide du programme DWUCK [2].

La figure B-III-4-3 présente les sections efficaces $\sigma_R(J,\pi)$ pour les deux énergies de deutons 11,5 MeV et 14 MeV. On remarque que, bien que la section efficace varie de plus d'un facteur 2, les rapports de section efficace entre les différents spins restent sensiblement constants. Puisque l'on s'intéresse au rapport $\sigma(d,pf)/\sigma(d,p)$ on adopte une distribution moyenne de $\sigma_R(J,\pi)$.

Les calculs de pénétrabilités de la barrière de fission sont actuellement en cours.

REFERENCES

[1] - B. FABBRO, Thèse d'état, Université Paris-Sud, Juillet 1983.

[2] - Y. PATIN, Rapport NEANDC (E) 229 "L" 1982, p. 83.

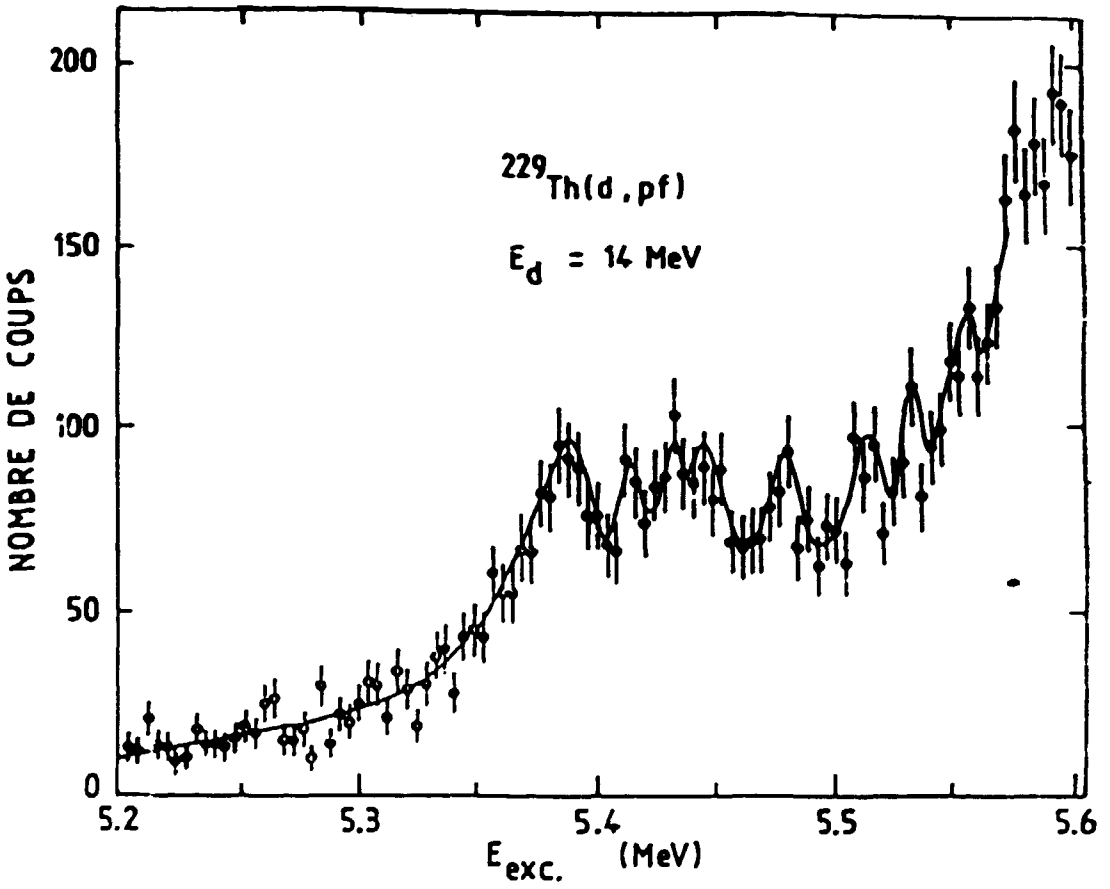


FIGURE B-III-4-1 :

Spectre de protons dans la réaction $^{229}Th(d,pf)$ à E_d = 14 MeV.

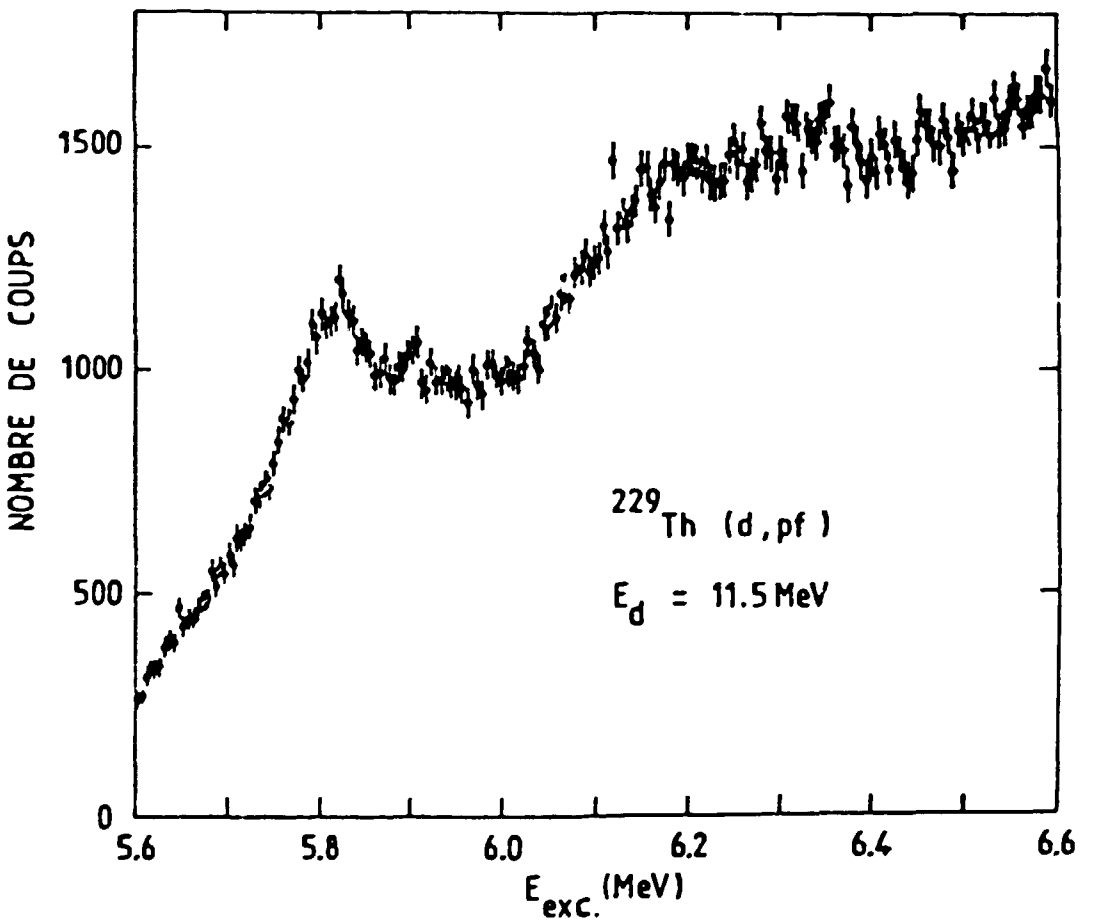


FIGURE B-III-4-2 :

Spectre de protons dans la réaction $^{229}Th(d,pf)$ à E_d = 11,5 MeV.

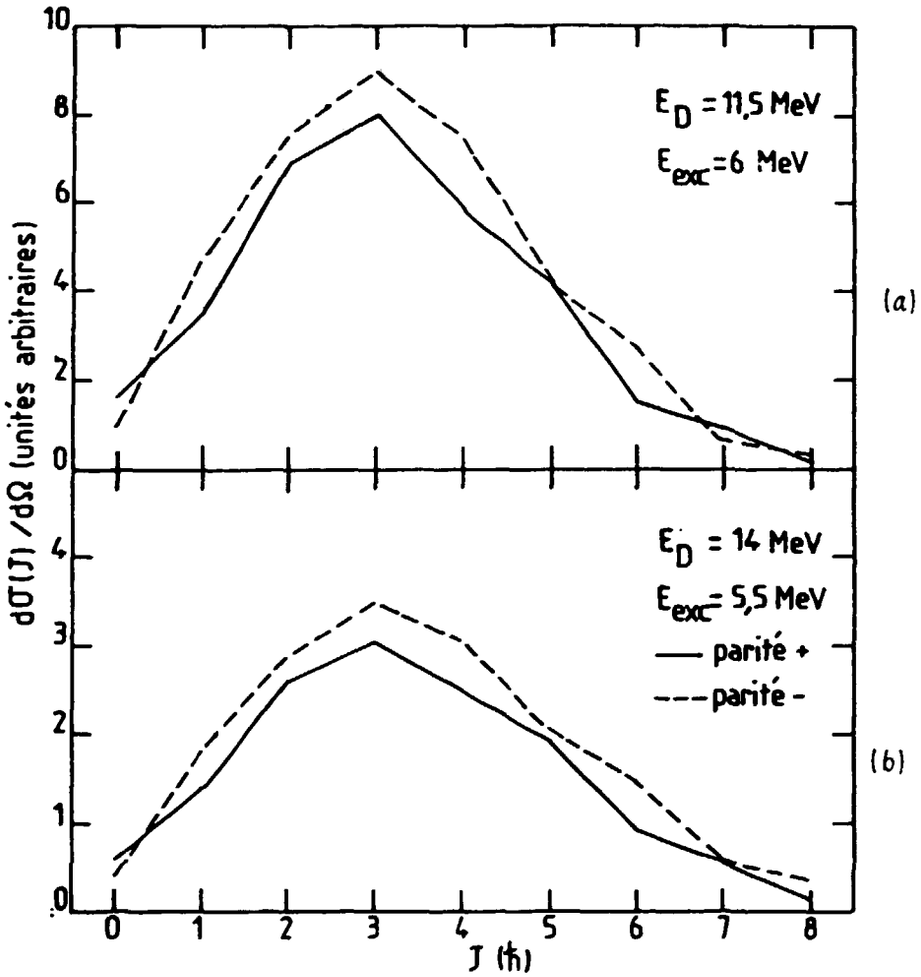


FIGURE B-III-4-3 :

Section efficace calculée $\sigma_K(J;\pi)$ pour la réaction $^{229}Th(d,p)$ pour E_d = 11,5 MeV et E_{exc} = 6 MeV (a) et pour E_d = 14 MeV et E_{exc} = 5,5 MeV (b).

B-IV ETUDE DES REACTIONS ENTRE IONS LOURDS.

B-IV-1 Détecteur de temps zéro et de localisation à galettes de micro-canaux.

(Y. PRANAL, M. MORJEAN).

A position sensitive time detector using microchannel plates.

A gridless position sensitive (ϕ70mm) start detector using microchannel plates is under tests.

Les équipements du SPEG du GANIL comportent une prise de temps "START" décrite dans les références [1] et [2].

L'inconvénient majeur du système tel qu'il est décrit dans ces références était la présence de grilles sur le trajet des ions ; celles-ci ont été remplacées par des électrodes laissant le libre passage aux ions. Seule la feuille émettrice de Vyns d'un diamètre de 70 mm et d'une épaisseur de 15μg/cm^2 subsiste. Elle supporte sur ses deux faces une couche d'or d'une épaisseur de 30μg/cm^2 [3].

Le système comporte 11 électrodes espacées de 7 mm définissant un champ électrique constant de 100 V/mm. L'ensemble est plongé dans un champ magnétique de 55 gauss fourni par des aimants permanents. Les trajectoires des électrons sont alors des cycloïdes [4].

Ce nouvel agencement ne fait pas apparaître de variations notables des caractéristiques dont l'évaluation est liée aux essais sous faisceau GANIL.

REFERENCES

[1] - Y. PRANAL, J.P LOCHARD, M. MORJEAN, Compte rendu d'activité 1982, Note CEA - N - 2343 - (1983), p. 99.

[2] - Y. PRANAL, M. MORJEAN, Compte rendu d'activité 1983, Note CEA - N - 2396 (1984), p. 86.

[3] - Réalisation due à C. BONETTI (Fouyères-le-Châtel).

[4] - T. ODENWELLER et al., NIM 198 (1982) 263-267.

B-IV-2 Etude des fragments de faible énergie cinétique : système Ne + Nb à 30 MeV/u.

(M. MORJEAN, R. BILLEREY*, B. CHAMBON*, J.L CHARVET, A. CHEVARIER*, N. CHEVARIER*, B. CHEYNIS*, A. DAUCHY**, D. DRAIN*, A. GIORNI**, S. JOLY, C. MORAND**, R. PASTEL, C. PASTOR*, Y. PATIN, Y. PRANAL, L. SINOPOLI, M. STERN*, J.L. UZUREAU).

Investigation of the low-kinetic energy fragments : System Ne + Nb at 30 MeV/u.

In order to determine the origin of the low energy fragment produced in heavy ion reactions, we have performed a fragment-fragment coïncidence experiment.

Afin de mieux comprendre les mécanismes de réaction conduisant à la production de fragments très relaxés en énergie cinétique [1], [2], [3], nous avons bombardé une cible de Nb avec un faisceau de ^{20}Ne à 30 MeV/u issu de l'accélérateur SARA de Grenoble.

Nous avons détecté, en plusieurs mesures, les produits de réaction de $5 < Z < 18$ entre 2 et 30 MeV/u dans un domaine angulaire compris entre 12,5° et 90°.

Nous avons également tenté de séparer les différents mécanismes susceptibles de conduire à la production de fragments de basse énergie en effectuant des coïncidences du type fragment-fragment.

Le dépouillement et l'interprétation des résultats sont en cours.

---

* IPN Lyon.
** ISN Grenoble.

REFERENCES

[1] - M. MORJEAN et al., Chap. B-IV-4 de ce rapport,
M. MORJEAN et al., Nuclear Physics A 438 (1985), p. 547.

[2] - B. BORDERIE et al., Rapport IPNO-DRE 84-28 (1984)

[3] - R. LEGRAIN, Rapport DPh-N Saclay N° 2195 (1984).

B-IV-3 Etude des collisions périphériques sur les systèmes Ar + Nb et Ar + Ti à 27,5 MeV/n.

(J. I. CHARVET, S. JOLY, M. MORJEAN, R. PASTEL, Y. PATIN, Y. PRANAL, L. SINOPOLI, J.L. UZUREAU, J. JARY, R. BILLEREY*, B. CHAMBON*, A. CHEVARIER*, N. CHEVARIER*, D. DRAIN*, C.PASTOR*, M. STERN*, A. PEGHAIRE**, F. SAINT LAURENT**, E. TOMASI***).

Peripherical collisions study for Ar + Nb and Ar + Ti systems at 27.5 MeV/n.

Projectile-like fragments have been detected for the Ar + Nb and Ar + Ti systems at 27.5 MeV/n in the angular range 4° to 18°. Inclusive spectra obtained do not seem to be in complete agreement with the fragmentation process observed at 44 MeV/n.

Les premières expériences utilisant un faisceau d'Argon à 44 MeV/n à GANIL ont montré que la fragmentation du projectile semblait être le phénomène prépondérant [1], [2].

Nous avons effectué en septembre 1983 à GANIL des mesures inclusives des fragments produits lors des réactions Ar + Nb et Ar + Ti à 27,5MeV/n. Le dispositif expérimental utilisé était une grande chambre d'ionisation de type SANN [3] permettant d'identifier entre 4° et 18° des fragments de charges $9 < Z < 19$. Les spectres de chacun de ces fragments présentent un pic à haute énergie d'une largeur importante, de l'ordre de 200 à 300 MeV. Pour chaque fragment, nous avons, en utilisant les distributions isotopiques extraites de la référence [1], calculé la vitesse la plus probable Vf que nous avons comparée à celle du projectile Vp. Les résultats sont regroupés dans la figure B-IV-3-1a pour le système Ar + Nb et dans la figure B-IV-3-1b pour le système Ar + Ti. La présence de l'élément Z = 19 dans la réaction Ar + Nb indique un processus de transfert direct. De même les fragments Z = 17 et Z = 16 ayant une vitesse proche de celle du projectile ($0,98 < \frac{Vf}{Vp} < 1$) peuvent provenir à la fois d'un processus de fragmentation et d'un processus de transfert direct. Nous constatons par contre pour les éléments de Z =15 et en dessous un brusque changement de vitesse (Vf/Vp ≈ 90%) incompatible avec un processus de fragmentation pure.

---

* I.P.N. Lyon.
** GANIL. Caen.
*** C.E.A., Saclay.

La figure B-IV-3-1b relative au système Ar + Ti est encore plus explicite. Dans ce système où l'angle d'effleurement, égal à 3°, est inférieur à l'angle minimum de détection (Θ min = 4°) nous ne voyons pas apparaître de composante de transfert direct. Nous retrouvons, par contre, pour les éléments $9 < Z < 17$, une vitesse moyenne nettement plus basse que celle du projectile, de l'ordre de 90 %.

Cette caractéristique ne semble pas exister dans les réactions utilisant un faisceau d'Argon à 44 MeV/n. La figure B-IV-3-2 montre un histogramme de la distribution en Z des fragments détectés dans le domaine angulaire $4° < \Theta < 18°$ pour la réaction Ar + Ti à 27,5 MeV/n. Nous constatons une prédominance de l'élément Z = 14. Une première explication qualitative de ces résultats peut être donnée à partir du modèle abrasion-ablation. On suppose la coupure du projectile par la cible (étape d'abrasion) et création d'une zone chaude constituée par les nucléons se trouvant dans la zone de recouvrement des 2 noyaux en interaction. Le quasi-projectile peut interagir avec cette zone chaude, être excité, puis, en vol, évaporer quelques nucléons (étape d'ablation). Le fragment détecté serait alors un résidu du fragment primaire après évaporation. Des calculs utilisant le code d'évaporation JULIAN sont en cours pour tenter de reproduire la distribution en Z de la figure B-IV-3-2.

Nous avons effectué en décembre 1984, à GANIL, des mesures de coïncidences fragments-particules sur le système Kr + Nb à 34,5 MeV/n. D'après les premiers résultats, il nous semble constater les mêmes faits expérimentaux que ceux décrits précédemment.

Nous pensons, à l'aide des mesures de coïncidences, pouvoir déterminer de façon plus précise le mécanisme de réaction mis en jeu.

REFERENCES

[1] - V. BORREL et al., Z. für Phys. 314 (1983) 191.
D. GUERREAU et al., Phys. Lett. 131 B (1983) 293.

[2] - J. BARRETTE et al., Rapport DPh-N Saclay N° 2135 (1984).

[3] - H. SANN et al., N.I.M. 124 (1975) 508.

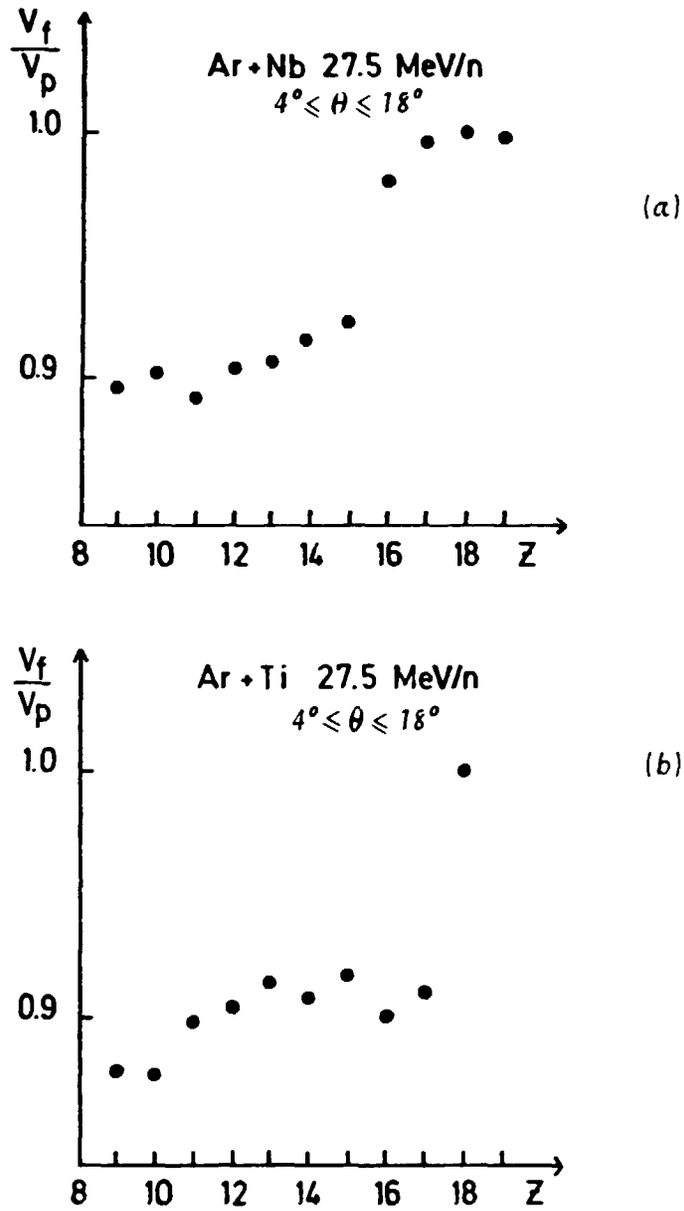


FIGURE B-IV-3-1 :

Représentation des vitesses les plus probables rapportées à la vitesse du projectile pour des fragments $9 < Z \leq 19$ et pour les systèmes Ar + Nb (a) et Ar + Ti (b) à 27,5 MeV/n.

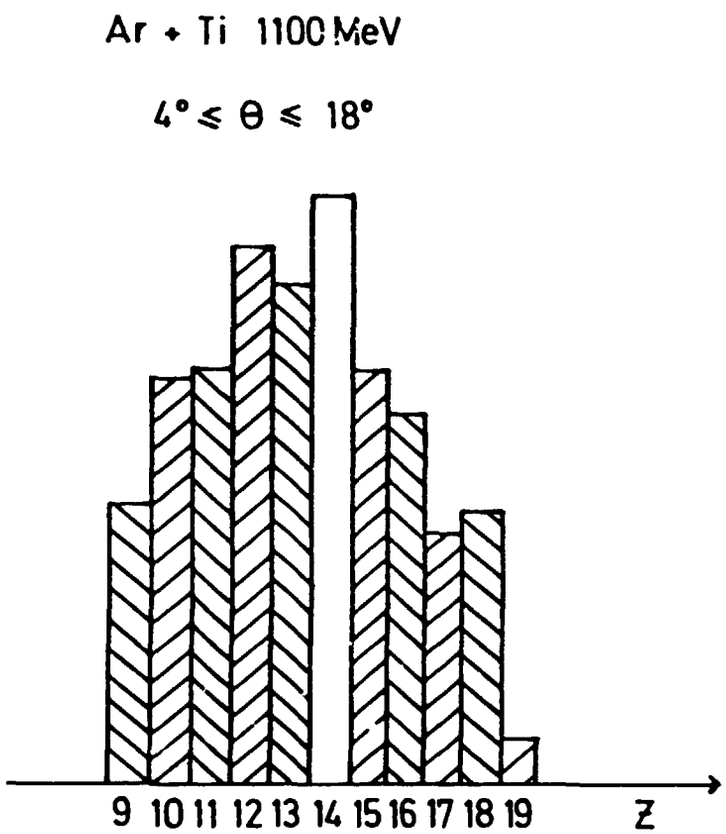


FIGURE B-IV-3-2 :

Histogramme de la distribution en Z des fragments produits dans la réaction Ar + Ti à 27,5 MeV/n.

B-IV-4 Différents régimes de fragmentation dans le cas du système $^{20}Ne + ^{27}A\ell$ à 30 MeV/n.

(M. MORJEAN, A. BILLEREY*, J.L. CHARVET, A. CHEVARIER*, N. CHEVARIER*, A. DEMEYER*, G. LA RANA**, S. LERAY**, R. LUCAS**, C. MAZUR**, G. NEBBIA**, C. NGO**, Y. PATIN, A. PEGHAIRE, Y. PRANAL, M. RIBRAG**, L. SINOPOLI, M. STERN*, J.L. UZUREAU).

Nuclear fragmentation processes in the $^{20}Ne + ^{27}A\ell$ system at 30 MeV/n.

Inclusive energy spectra and angular distributions of $Z < 9$ fragments from the Ne + Aℓ reaction have been measured at 30 MeV/n. The spectra present three components. The high-energy component has a reduced momentum width σ_0 of approximately 65 MeV/c, which is lower than the values observed in reactions induced by relativistic heavy ions. On the opposite, for the low-energy component, the results are rather similar to high-energy heavy ion data.

Nous avons mesuré les spectres en énergie et les distributions angulaires des fragments de charge $Z < 9$ issus de la réaction Ne + Aℓ à 30 MeV/n. Les spectres présentent trois composantes. En ce qui concerne la composante "haute énergie", les largeurs réduites σ_0 (reliées aux largeurs des distributions d'impulsions des fragments) sont approximativement égales à 65 MeV/c. Cette valeur est inférieure à celles obtenues dans les réactions induites par des ions lourds relativistes. Par contre, pour la composante "basse énergie", les résultats sont plutôt semblables à ceux obtenus avec des ions lourds de haute énergie. La composante "d'énergie intermédiaire", quant à elle, n'a pas été analysée.

Ce travail a fait l'objet d'une note P2N et d'une publication [1].

---

* IPN Lyon.
** Service DPhN/MF Saclay.

REFERENCES

[1] - M. MORJEAN et al., note P N/470/84.
- M. MORJEAN et al., Nuclear Physics A 438 (1985) 547.

B-IV-5 Particules chargées rapides et transfert incomplet d'impulsion.

(Y. PATIN, J.L. CHARVET, C. HUMEAU, J.P. LOCHARD, M. MORJEAN, L. SINOPOLI, J.L. UZUREAU, O. GRANIER*, S. LERAY*, R. LHENORET*, R. LUCAS*, C. MAZUR*, C. NGÖ*, M. RIBRAG*, E. TOMASI*, C. CERRUTI**, A. DEMEYER**, A. GUINET**, A. PEGHAIRE***).

Fast charged particles and incomplete linear momentum transfer.

Fast charged particles have been measured in coïncidence with one or two fission fragments in the reactions Ar + U at 19.6 and 35 MeV/n or Ar + Au at 19.6 MeV/n. Concerning the fragment-fragment correlations the general features are very energy dependent. This behaviour indicates an important change in the nature of the nucleus-nucleus interaction mechanism.

Dans le cadre d'un programme [1] destiné à mieux comprendre les origines du transfert incomplet d'impulsion, nous avons mesuré la multiplicité et l'énergie des particules chargées légères de grande énergie émises vers l'avant en coïncidence avec les fragments de fission obtenus après désexcitation du noyau résiduel. Nous avons relié ces quantités à l'angle de corrélation des deux fragments. Ces mesures ont été effectuées auprès de l'accélérateur SARA pour les systèmes Ar + Au et Ar + U à 19,6 MeV/n et de l'accélérateur GANIL pour le système Ar + U à 35 MeV/n.

L'un des fragments de fission était détecté à l'aide d'un ensemble "temps de vol" (constitué d'un détecteur à galettes de microcanaux et d'une grande chambre à ionisation dont l'axe était positionné à 46° de l'axe faisceau). Un compteur à plaques parallèles à localisation X,Y (de grandes ouvertures angulaires) assurait la détection du second fragment. Les particules chargées (de charge 1 et 2) étaient détectées à l'aide d'un hodoscope comprenant 24 cellules composées d'un scintillateur de 3 mm d'épaisseur associé à un photomultiplicateur.

En ce qui concerne les fonctions de corrélation angulaire, dans le plan de réaction des deux fragments de fission, la situation semble très différente aux énergies incidentes de 19,6 MeV/n et de 35 MeV/n. Ainsi, à

---

* C.E.A. DPhN/MF, Saclay.
** I.P.N., Lyon.
*** GANIL, Caen.

19,6 MeV/n, figure B-IV-5-1a, il apparaît deux composantes d'amplitude comparable (tout au moins pour la cible d'uranium). L'une, à faible transfert d'impulsion, correspond à la fission séquentielle de la quasi-cible lors de collisions périphériques. L'autre composante est centrée à environ 85 % du moment initial et est associée à des collisions plus centrales où projectile et cible fusionnent au moins partiellement. Cette fraction la plus probable de moment linéaire transféré du projectile au noyau fissionnant semble suivre la loi de dépendance linéaire, avec l'énergie incidente, proposée par plusieurs auteurs [2-5]. A 35 MeV/n, figure B-IV-5-1b, les produits de fission ont, dans leur majorité, un angle de corrélation aux alentours de 170°. Ces produits proviennent, comme à plus basse énergie, de la fission séquentielle de la cible. Par contre, dans la fonction de corrélation, il n'y a pas de second maximum marqué aux angles correspondant au moment transféré le plus probable (soit ~ 110° si le système étudié suivait la systématique observée jusqu'à ce jour). Néanmoins, il existe encore un petit nombre d'événements (pour un angle de corrélation compris entre 100° et 140°) qui ne peuvent être associés à la fission séquentielle de la cible, mais vraisemblablement à une fusion incomplète de la cible et du projectile. Ce changement de comportement pour les grands transferts de moment avec l'accroissement de l'énergie incidente (de 19,6 à 35 MeV/n) semble indiquer une disparition progressive du phénomène de fusion au profit, par exemple, de réactions explosives.

Pour les grands transferts de moment, on s'attend à ce que la partie manquante du moment transféré soit emportée par des particules légères rapides émises préférentiellement vers l'avant. Afin de confirmer (ou d'infirmer) cette hypothèse, nous avons détecté les particules chargées en coïncidence avec les fragments de fission.

A 19,6 MeV/n, une analyse préliminaire a montré que :

- Le taux de particules (de charge $Z = 1$ et d'énergie supérieure à 20 MeV/n) émises en coïncidence avec une fission varie très faiblement en fonction de l'angle de corrélation des deux fragments. Les spectres en énergie correspondants ont une distribution exponentielle avec un paramètre de pente variant très peu avec l'angle de corrélation des fragments (figure B-IV-5-2).

- Par contre, les particules de charge $Z = 2$ et d'énergie supérieure à 20 MeV/n sont émises préférentiellement dans les collisions périphériques qui induisent des fissions séquentielles (figure B-IV-5-3). Leurs spectres en énergie présentent un paramètre de pente similaire à celui des particules de charge $Z = 1$. Pour les angles de corrélation associés à de grands transferts, l'énergie moyenne diminue notablement et la section

efficace devient très faible. Ces comportements semblent indépendants de la cible (Au ou U).

A 35 MeV/n, les données obtenues sont en cours d'analyse.

Cette étude préliminaire a déjà fait l'objet du premier rapport [6].

REFERENCES

[1] - G. LA RANA et al., Compte rendu d'Activité 1983, Note CEA -N- 2396 (1983) p. 87, p. 95, p. 107.

[2] - V. VIOLA et al., Phys. Rev. C 26 (1982) 178.

[3] - F. SAINT-LAURENT et al., Phys. Lett. 110 B (1982) 372.

[4] - J. GALIN et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1787.

[5] - G. LA RANA et al., Nucl. Phys. A 407 (1983) 233.

[6] - S. LERAY et al., Z. Phys. A 320 (1985) 533.

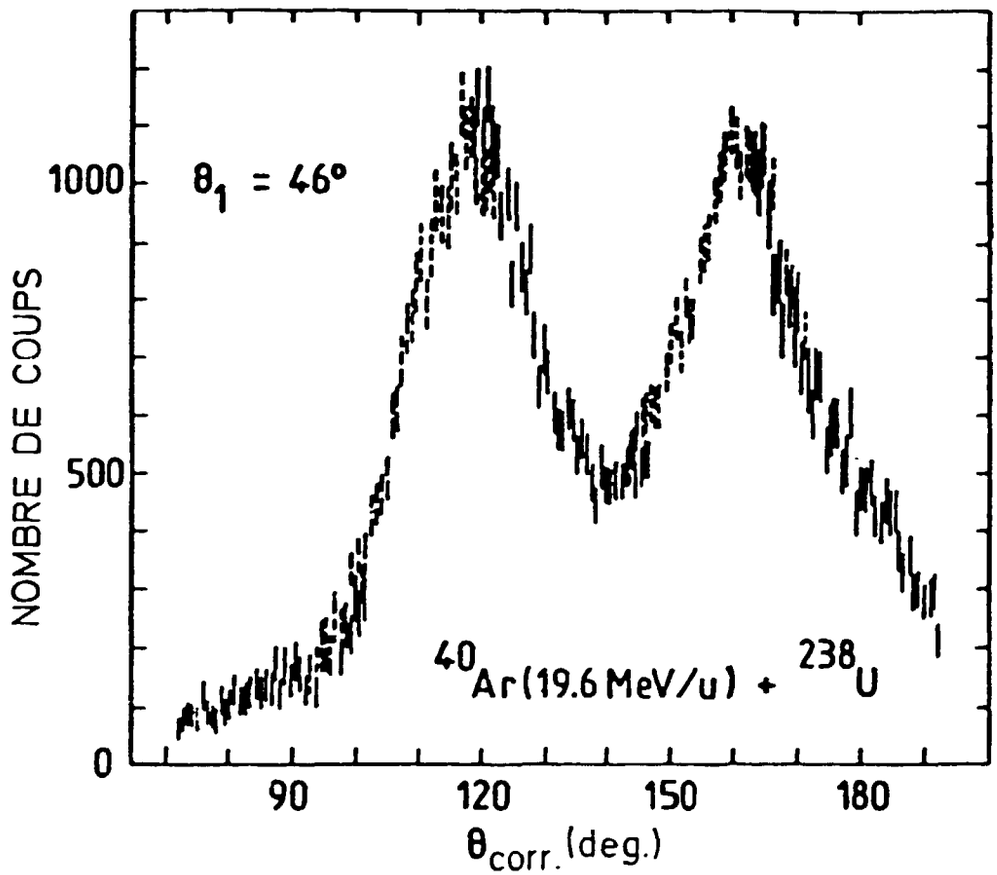


FIGURE B-IV-5-1a :

Fonction de corrélation angulaire dans le plan de réaction pour la réaction $^{40}Ar + ^{238}U$ à 19,6 MeV/u.

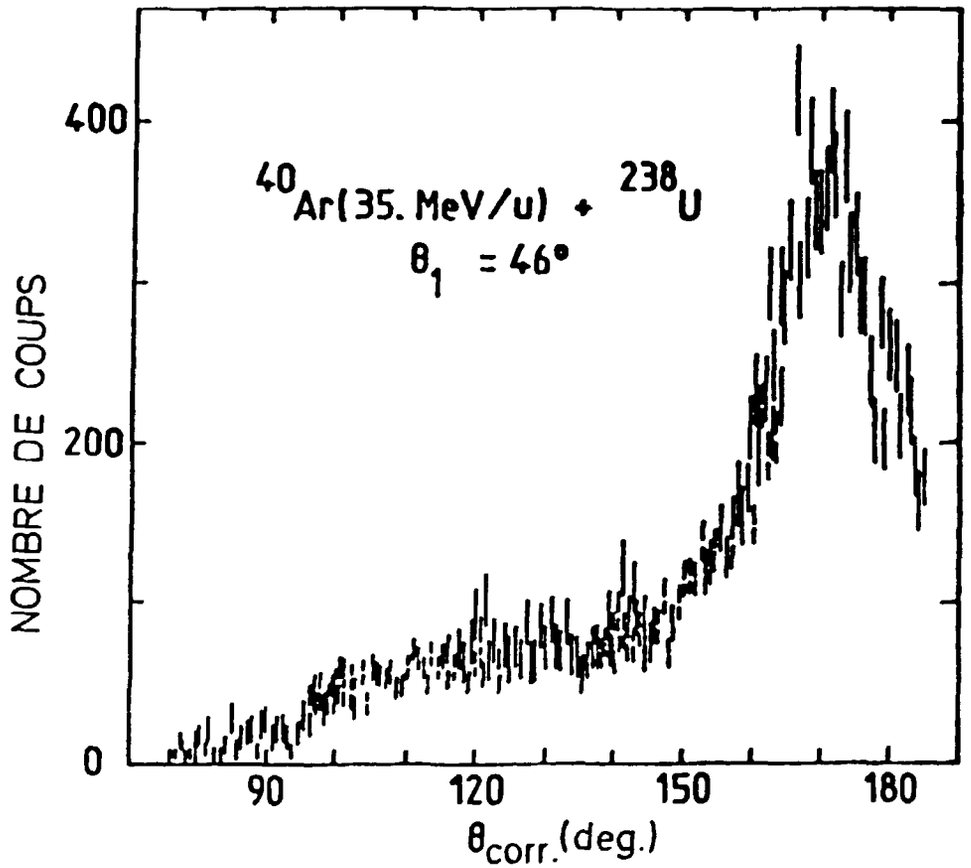


FIGURE B-IV-5-1b :

Fonction de corrélation angulaire dans le plan de réaction pour la réaction

^{40}Ar + ^{238}U à 35 MeV/u.

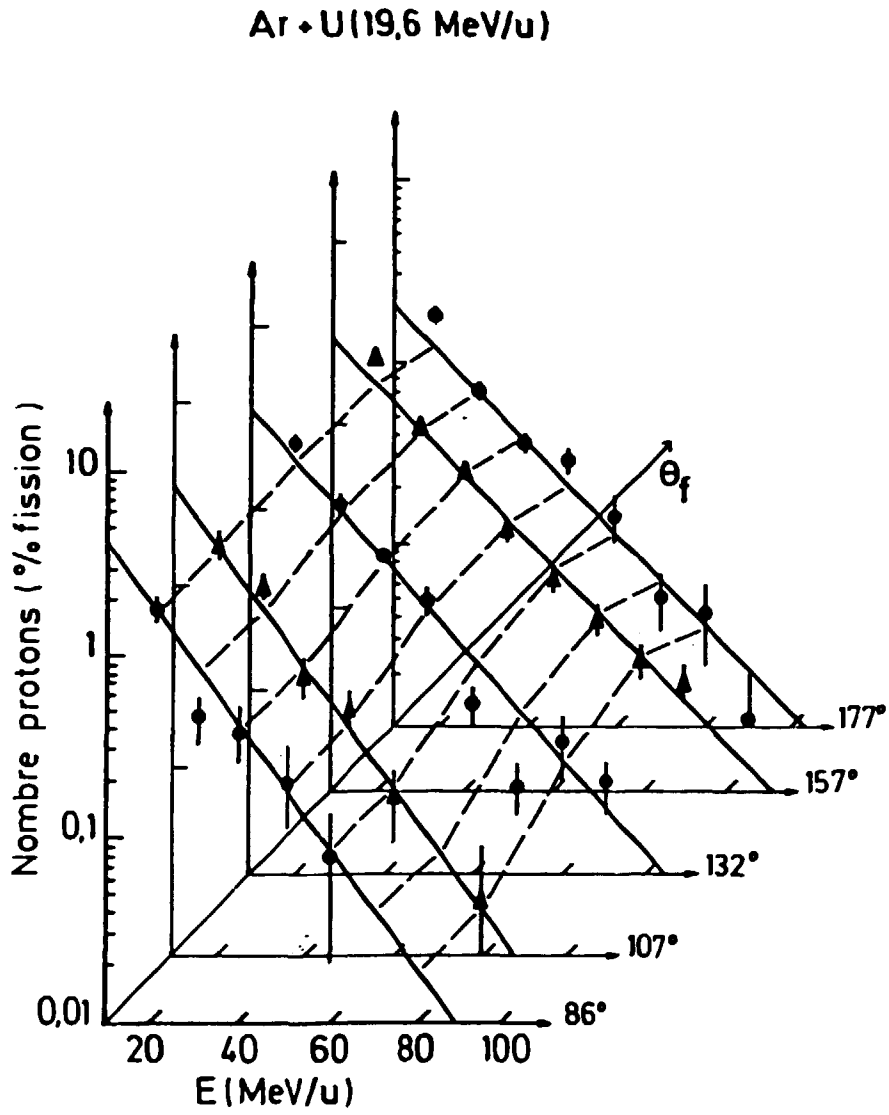


FIGURE B-IV-5-2 :

Spectre en énergie des protons en coincidence avec les fragments de fission pour différents angles de corrélation entre ces fragments.

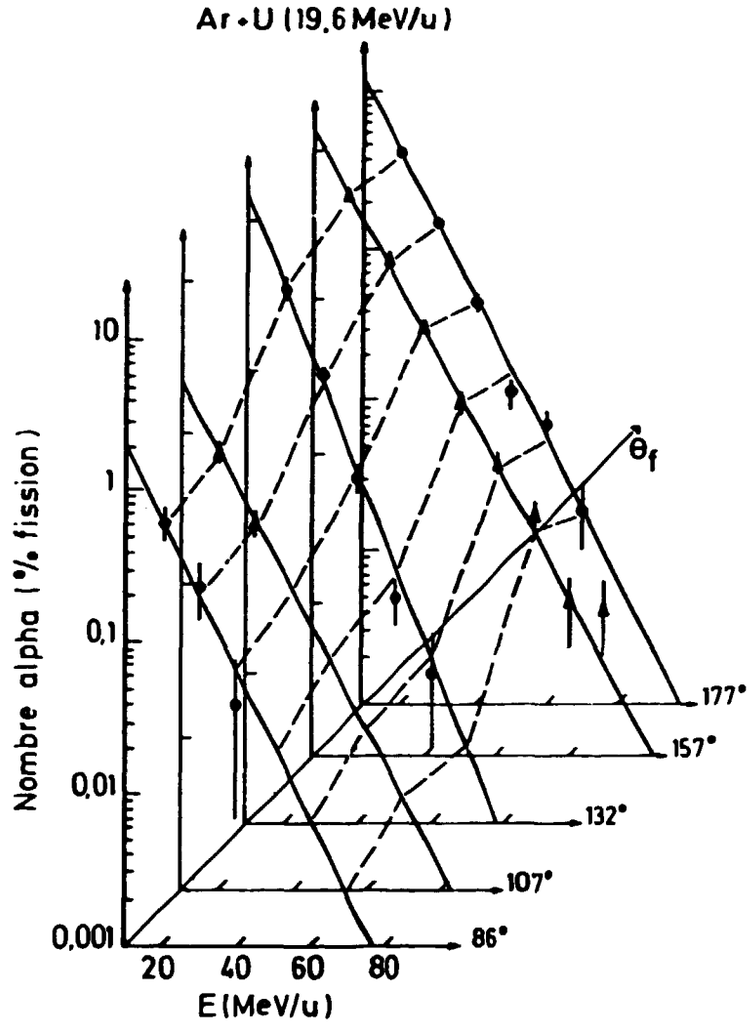


FIGURE B-IV-5-3 :

Spectre en énergie des alpha en coincidence avec les fragments de fission pour différents angles de corrélation entre ces fragments.

B-V AUTRES ETUDES ET EVALUATIONS DE DONNEES NUCLEAIRES

B-V-1 Identification des isotopes ^{15}B et ^{12}Be

(J. FREHAUT, A. BERTIN, M. BEAU, G. GIRAUDET).

Identification of ^{15}B and ^{12}Be.

The new beta-delayed neutron emitter ^{15}B has been observed. The measured half-life is 11 ± 1 ms. The beta emitter ^{12}Be has also been unambiguously identified, and its half-life has been measured to be 24 ± 1 ms.

Cette expérience a été réalisée auprès du synchrocyclotron du CERN en collaboration avec une équipe du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux [1].

La ligne de faisceau est réglée pour conduire un faisceau d'isotopes ^{18}O d'énergie 84 A MeV jusqu'à l'aire expérimentale. Une cible de carbone est ensuite insérée sur le trajet du faisceau avant le premier dipôle. Avec le réglage précédent, la ligne de faisceau ne peut alors transporter que les noyaux issus de la cible qui conservent la même rigidité magnétique :

$$B\rho = k \frac{A}{Z} \frac{E}{A}^{1/2}$$

Ainsi, compte tenu de la perte d'énergie dans la cible, seuls les noyaux riches en neutrons ayant un rapport $\frac{A}{Z}$ plus grand que celui de ^{18}O peuvent atteindre l'aire expérimentale. L'épaisseur de la cible permet une première sélection des noyaux transmis. Ces noyaux sont ensuite triés au niveau de l'aire expérimentale en fonction de leur parcours dans l'aluminium. Un choix judicieux de l'épaisseur de cet aluminium placé devant l'écran du détecteur β permet de n'arrêter dans cet écran que 1 ou 2 isotopes, les isotopes plus lourds étant arrêtés par l'aluminium et les plus légers transmis au-delà de l'aire expérimentale. En pulsant le faisceau incident, il est alors possible de mesurer la période des isotopes arrêtés dans l'écran du détecteur β.

Dans l'expérience présente, le détecteur β était placé au centre du gros scintillateur liquide chargé au gadolinium de Bruyères-le-Châtel [2]. De cette façon, la distribution des neutrons accompagnant les désintégrations β (réactions β,xn) a pu être mesurée en détectant les rayons γ de capture du gadolinium dans une fenêtre de 30 μs suivant chaque désintégration. On obtient ainsi une séparation nette des différents types de désintégration et par là même une meilleure mesure des périodes correspondantes.

La figure B-V-1-1 montre, pour une épaisseur de carbone de 2,7 g/cm^2 l'évolution des activités (β,0n) et (β,1n) en fonction de l'épaisseur de l'écran d'aluminium. Le pic (β,0n) correspond à l'emplacement prévu pour ^{12}Be dont la période est confirmée : (24,0 ± 1,0)ms.

Le pic (β,1n) correspond à l'emplacement prévu pour ^{11}Li et ^{15}B. La période mesurée est de (11 ± 1)ms. La discrimination entre ces 2 isotopes a été obtenue en faisant varier l'épaisseur de la cible de carbone pour un écran d'aluminium de 5,8 mm. La figure B-V-1-2 montre sans ambiguité qu'il s'agit bien de ^{15}B, qui est ainsi identifié pour la première fois.

En fait, dans les conditions expérimentales actuelles, la section efficace de production de ^{11}Li est estimée être inférieure à celle de ^{15}B d'au moins un facteur 10.

REFERENCES

[1] - J.P. DUFOUR et al., Zeitschrift für Physik A 319 (1984) 237.

[2] - J. FREHAUT, Nucl. Inst. Meth. 135 (1976) 511.

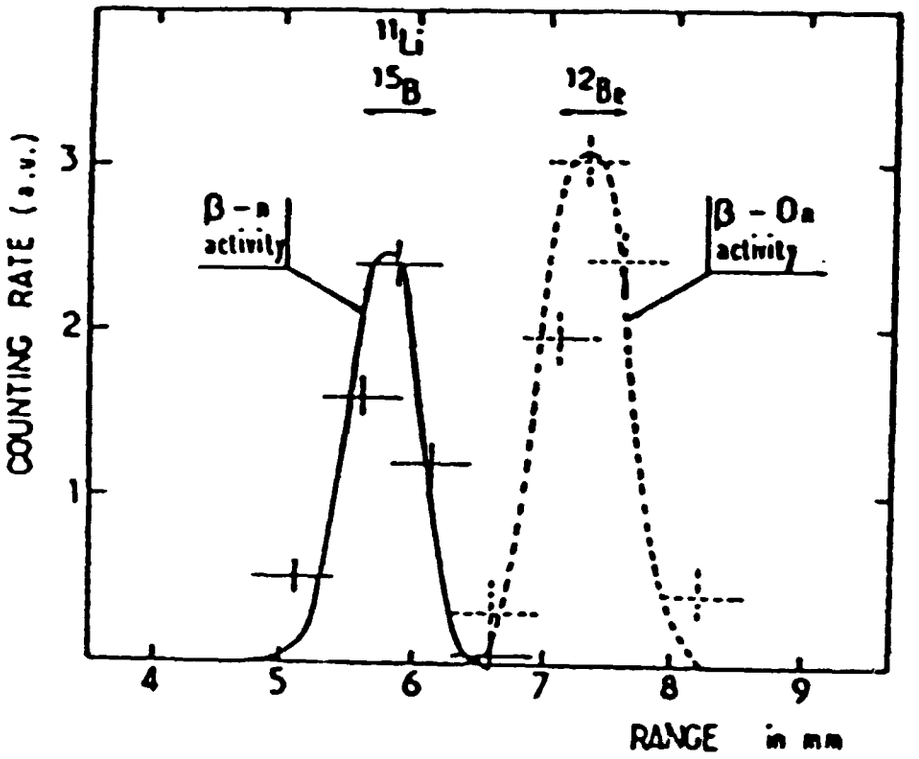


FIGURE B-V-1-1 :

(tirée de la référence [1])

Taux de production de ^{15}B et ^{12}Be (en unité arbitraire) en fonction de l'épaisseur de l'écran d'aluminium (en mm). Les flèches horizontales correspondent aux prévisions de calcul.

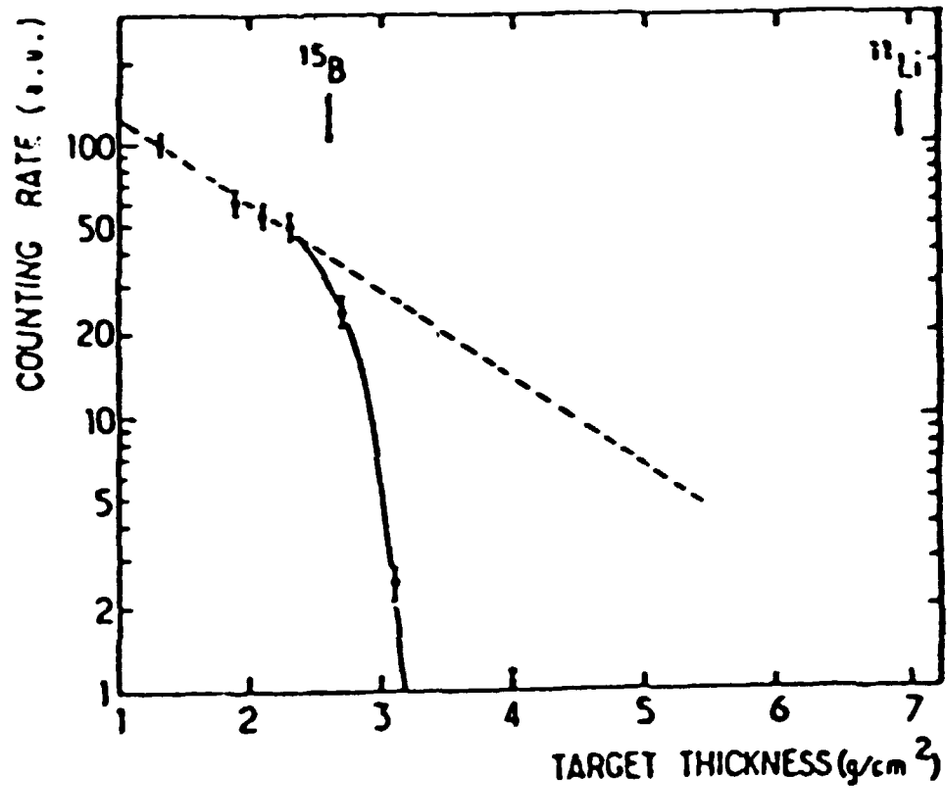


FIGURE B- '-1-2 :

(tirée de la référence [1])

Taux de production de ^{15}B (en unité arbitraire) en fonction de l'épaisseur de la cible de carbone en (g/cm2). Les flèches verticales indiquent les épaisseurs au-dessus desquelles l'émission n'est plus possible.

B-V-2 Bilan des mesures neutroniques sur les transactinides

(J. FREHAUT).

Progress in Transactinium Isotope Neutron Data Measurements.

A paper reviewing the present state of the techniques used in different laboratories for neutron data measurements on transactinium isotopes has been prepared for the Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data, Uppsala, Sweden, May 21-25 1984.

Une revue faisant le bilan des mesures neutroniques sur les transactinides a été préparée à la demande de l'AIEA, à l'occasion de l'"Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data", qui s'est réuni à Uppsala (Suède) du 21 au 25 Mai 1984 [1].

L'état actuel des techniques expérimentales, telles qu'elles sont utilisées dans les différents laboratoires, a été montré. Les développements récents ainsi que les améliorations possibles ont été plus particulièrement appronfondis. Les différents domaines couverts sont : les sections efficaces de fission, les neutrons prompts et les neutrons retardés de fission, le spectre des neutrons de fission, le rayonnement gamma de fission, les sections efficaces (n,xn) et de capture ainsi que la diffusion des neutrons.

REFERENCE

[1] - Transactinium Isotope Nuclear Data, INDC (NDS) - 158/L (1984). Voir Proceedings dans le rapport IAEA - TECDOC-336 (1985).

B.V.3. Etudes sur la systématique des sections efficaces de fission des transactinides

(J.W. BEHRENS *, J. TROCHON, J. JARY)

Fission cross-section systematics for transactinide isotopes

The study of systematic trends in a series of fission cross section ratio measurements previously performed in the MeV range has been completed during the 1984 stay of J.W. BEHRENS at Bruyères-le-Châtel. It has been found that comparisons of the basis data made in terms of constant nuclear excitation energy allowed fission cross sections to be inferred to an accuracy of within ± 10 % from 1 MeV to 20 MeV for a set of short-lived isotopes of the uraniums, neptuniums and plutoniums. An extension of these trends to the transplutoniums with taking account of a change in the systematics of the inner fission barrier height is under way.

Les mesures de sections efficaces relatives de fission induites par neutrons obtenues par J.W. BEHRENS et Collaborateurs (1) pour un grand nombre d'actinides peuvent servir de base pour prédire les sections efficaces relatives à des isotopes mal connus ou inconnus de vie courte ($t_{1/2} < 100$ ans). L'étude des tendances systématiques de ces données s'est poursuivie en 1984 pendant le séjour de 1 an de J.W. Behrens à Bruyères-le-Châtel. En particulier il a été possible de prédire les sections efficaces d'un ensemble d'isotopes d'uranium, de neptunium, et de plutonium avec une précision estimée de ± 10 % dans le domaine d'énergie incidente 1 MeV - 20 MeV. Ces résultats ont été rendus possibles à partir de l'étude des valeurs expérimentales considérées à énergie d'excitation constante pour les noyaux composés formés. La figure B.V.3.1. montre, comme exemple, les résultats obtenus pour des noyaux cibles d'uranium à nombres de neutrons pairs (fig. a) ou impairs (fig. b) à partir de l'extrapolation des mesures effectuées seulement sur certains d'entre eux.

L'extension de cette systématique aux transplutoniens, cependant, conduit à des sections efficaces de fission trop grandes. Des prédictions convenables doivent en effet tenir compte dans ce cas d'un changement dans la systématique des hauteurs de barrières de fission internes se produisant pour des noyaux composés ayant un nombre de neutrons voisin de 146.

* Collaborateur Temporaire Etranger, NBS, Washington (U.S.A.)

Ce dernier travail sera poursuivi en 1985 pour les éléments d'américium et de curium, en même temps que l'extension de la systématique dans la région des actinides légers de thorium et de protactinium.

REFERENCE

[1] J.W. Behrens et al. , Nucl. Sci. Eng. 63, 250 (1977) ; Nucl. Sci. Eng. 66, 205 (1978) ; Nucl. Sci. Eng. 66, 433 (1978) ; Nucl. Sci. Eng. 68, 128 (1978) ; Nucl. Sci. Eng. 77, 444 (1981) ; Nucl. Sci. Eng. 80, 393 (1982) ; Nucl. Sci. Eng. 81, 512 (1982) ; Nucl. Sci. Eng. 85, 314 (1983)

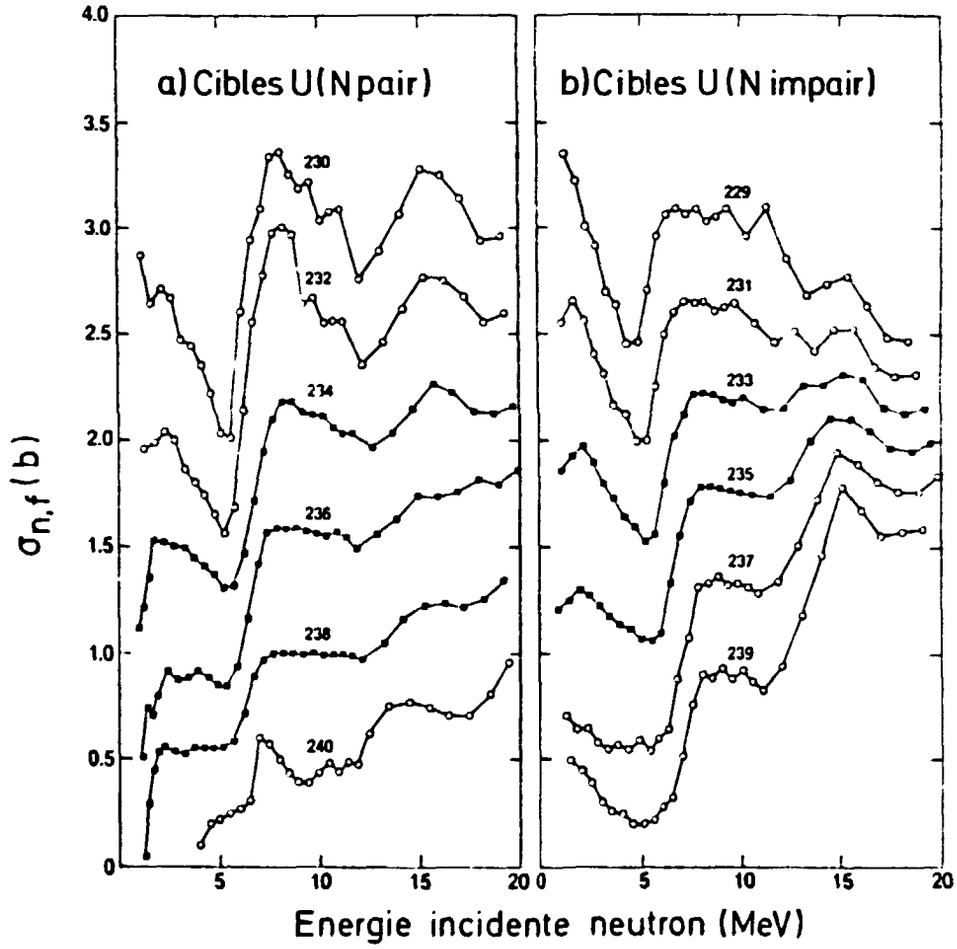


FIGURE B.V.3.1.

Sections efficaces de fission d'isotopes d'uranium prédites à partir des tendances systématiques de valeurs mesurées considérées à énergie d'excitation donnée dans les noyaux composés. Seulement les carrés noirs représentent des mesures.

B.V.4. Revue sur les méthodes de calcul des données nucléaires des transactinides

(J. SALVY)

Progress in theoretical calculation of transactinium isotope nuclear data

A paper reviewing the present state of models used for calculating the neutron-induced reaction cross sections in the actinide region has been prepared for the "Third I.A.E.A. Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data" which was held at Uppsala, Sweden, may 21-25, 1984.

A la demande de l'A.I.E.A. une revue sur les moyens théoriques de calcul des sections efficaces neutroniques des actinides a été présentée au 3ème "Advisory Group Meeting" sur les Données Nucléaires des Isotopes de Transactinides qui s'est tenu à Uppsala, Suède, du 21 au 25 mai 1984 [1]. Ce travail a mis l'accent essentiellement sur quelques aspects récents de l'évaluation théorique des données nucléaires dans le domaine d'énergie des neutrons rapides, c'est-à-dire 10 keV - 20 MeV, en insistant sur les points suivants :

- Nécessité d'évaluer des données à partir de modèles nucléaires ou de systématiques surtout dans ce domaine des actinides où les résultats expérimentaux sont insuffisants. Comme exemple une brève description est donnée des évaluations récentes d'un ensemble d'isotopes du curium.

- Utilisation de versions plus sophistiquées du formalisme de la matrice R dans la région des résonances non résolues en vue de paramétriser les sections efficaces convenablement moyennées sur l'énergie.

- Dans le cadre des calculs en modèle optique : importance des méthodes de paramétrisation tenant compte en particulier des déformations nucléaires et des données expérimentales à basse énergie. Quelques travaux récents sont décrits qui permettent de diminuer le nombre de paramètres libres grâce à l'utilisation de données de structure calculées à partir de méthodes microscopiques fiables.

- L'utilité des systématiques a été notée, par exemple pour la prédiction de sections efficaces de fission inconnues à partir d'un ensemble suffisant de valeurs mesurées (cf. chap. B.V.3.).

- Dans le cadre des méthodes basées sur le modèle statistique, quelques aspects récents sont développés concernant les sections effi-

caces de capture, la diffusion inélastique vers des états vibrationnels, les sections efficaces de fission (test des prescriptions de LYNN, et rôle des probabilités de fission), et les calculs de rapports isomériques dans le processus (n,2n).

- L'apport envisageable des méthodes microscopiques, compte tenu de certains développements récents, a été décrit sur quelques exemples : distributions et déformations de matière nucléaire, systématique des propriétés des barrières de fission.

REFERENCE

[1] Transactinium Isotope Nuclear Data - 1984, INDC(NDS) - 158 (L) (Nov.1984). Voir Proceedings dans le rapport IAEA - TECDOC-336 (1985).

B-V-5 Calcul des sections efficaces dans le domaines des résonances non résolues

(C. BERAT*, O. BERSILLON).

Cross sections calculations in the unresolved resonance region.

Different numerical methods for computing cross sections in the unresolved resonance region have been compared. It appears that the results given by the usual processing codes could be erroneous.

Dans les fichiers de données évaluées, les sections efficaces à basse énergie (zone des résonances résolues ou non résolues) sont données soit sous forme tabulée, soit, le plus souvent, par un ensemble de paramètres associé à un formalisme de calcul. Le formalisme généralement utilisé dans la zone des résonances non résolues (issu du modèle de Breit-Wigner à un niveau) conduit au calcul numérique d'une intégrale simple dont l'intégrant est généralement une fonction rapidement variable.

Pour certaines valeurs du nombre de voies ouvertes et du nombre de degrés de liberté associé, cette intégrale est connue analytiquement. Dans ces cas, nous avons comparé les résultats numériques obtenus avec :

- la forme analytique, qui sert alors de référence,
- le programme RESEND (version 4),
- les programmes RESEND (version 5) et RECEND,
- une méthode d'intégration numérique appropriée.

Un exemple de ces comparaisons est présenté sur la figure B-V-5-1, dans le cas des trois voies ouvertes : la capture radiative ($\nu_\gamma = \infty$), la diffusion élastique ($\nu_n = 2$) et la fission ($\nu_f = 2$). Le facteur de fluctuation de la voie neutron est défini par :

$$R = \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_n}{\Gamma_T} \right\rangle \Big/ \frac{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_n \rangle}{\langle \Gamma_T \rangle} \quad , \qquad \Gamma_T = \Gamma_n + \Gamma_f + \Gamma_\gamma$$

et l'on a reporté, en fonction de $\langle \Gamma_n \rangle / \langle \Gamma_\gamma \rangle$, l'écart en % par rapport à la valeur analytique pour différentes méthodes d'intégration.

Une description plus détaillée de cette étude a fait l'objet d'un rapport de stage universitaire par C. BERAT.

---

* Stagiaire Universitaire de l'Ecole Centrale Lyonnaise.

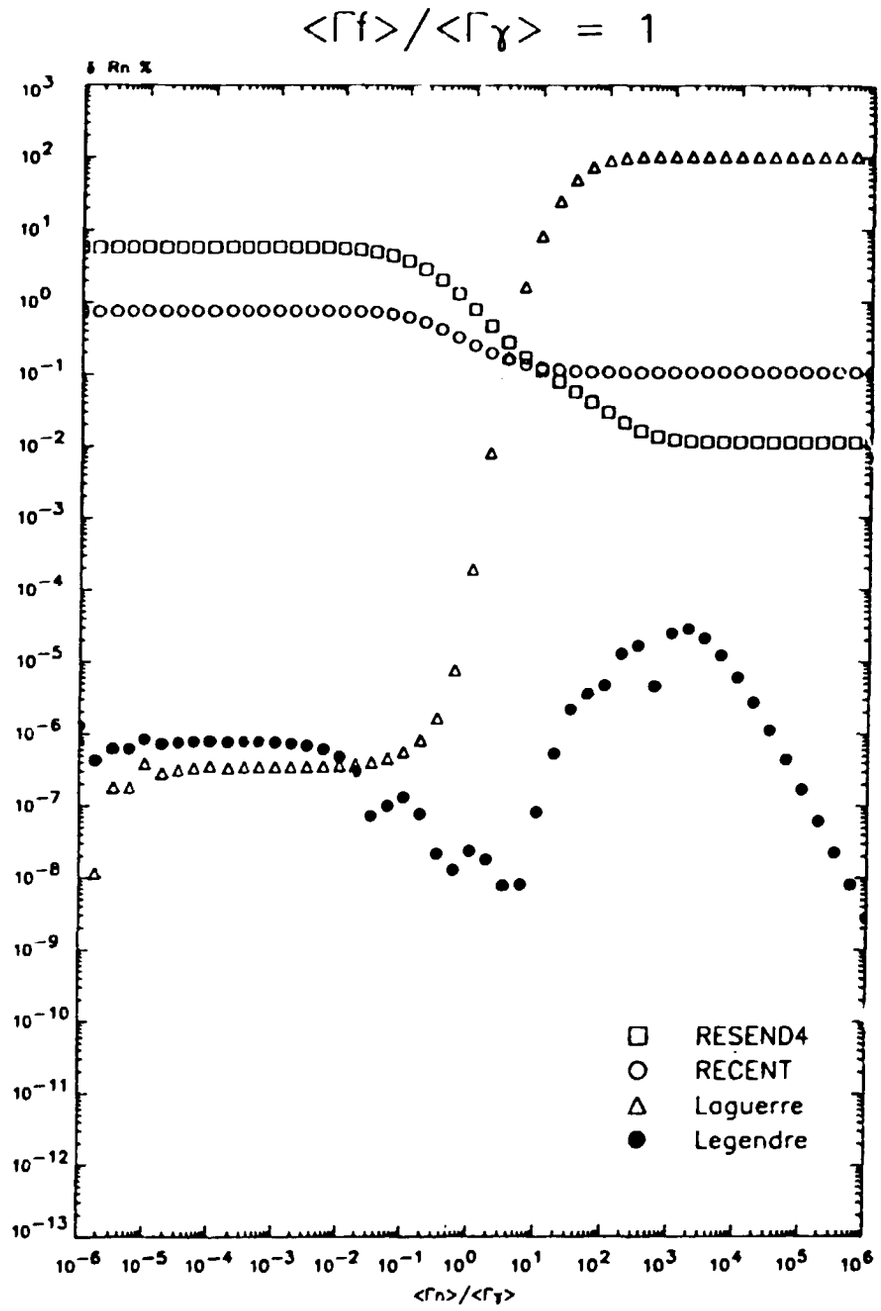


FIGURE B-V-5-1 :

Ecarts sur le facteur de fluctuation de la voie neutron, trois voies ouvertes, $\nu_n = \nu_f = 2$.

B-V-6 Mise à jour de la bibliothèque de données évaluées

(M. COLLIN, D. COTTEN, N. VERGES).

Updating our evaluated nuclear data library.

Notre bibliothèque de données évaluées SYNOPSIS a été complétée en 1984 par l'introduction de l'ensemble des données évaluées JENDL*2 révision 1, qui représente une amélioration sensible de la qualité des données par rapport à la révision 0. Cette nouvelle révision concerne 75 noyaux et a un volume approximatif de 240.000 cartes. Des comparaisons systématiques ont été entreprises sur les actinides entre ces données et celles extraites de JEF**.

---

* Japanese Evaluated Nuclear Data Library.

** Joint Evaluated File.

PARTIE C :

MODELES NUCLEAIRES :
ETUDES ET APPLICATIONS

C-I APPLICATIONS DES THEORIES SELF-CONSISTANTES.

C-I-1 Excitations nucléaires de haute énergie.

(D. GOGNY, J. DECHARGE).

High energy nuclear excitations.

The main purpose of this study has been to see whether a simple description of the nuclear excitations permits to characterize some of the high energy structures recently observed. The linear response to different external fields was calculated by using the Random Phase Approximation. For those structures in heavy ion collisions at excitation energies above 50 MeV which cannot be explained with such a simple approach, we have discussed a possible mechanism for this heavy ion scattering.

Nous avons étudié dans quelle mesure certaines structures observées à haute énergie d'excitation peuvent être identifiées à l'aide d'un modèle simple décrivant les excitations élémentaires du noyau. Nous nous sommes appuyés pour cela sur la réponse linéaire calculée à l'approximation R.P.A. avec différents champs extérieurs. Pour les structures à très haute énergie d'excitation (> 50 MeV) qui ont été détectées dans des collisions entre ions lourds et qui ne peuvent s'interpréter de cette façon, nous avons tenté de trouver une explication dans un éventuel mécanisme de réaction. Cette étude a été publiée en réf [1].

REFERENCE

[1] - D. GOGNY, J. DECHARGE, J. de Physique, Colloque C 4, supplément au N°3, Tome 45, p. C 4-221 (mars 1984).

C-I-2 Interprétation microscopique des densités de transition des isotopes ^{70,72,74,76} du Germanium.

(M. GIROD).

Microscopic interpretation of the ^{70,72,74,76}Ge transition densities.

A microscopic interpretation of the 2_1^+, 2_2^+ transition densities in ^{70,72,74,76}Ge has been proposed. The dynamics is obtained from resolution of the Bohr Hamiltonian. The potential part is evaluated in the framework of the constrained Hartree-Fock Bogoliubov method, and the inertia parameters in the cranking approximation. The results are compared with electron scattering experimental data.

La série des isotopes stables du Germanium a été déjà largement étudiée tant expérimentalement que théoriquement. En ce qui concerne leurs propriétés spectroscopiques, il semble très difficile de rendre compte en même temps des énergies des niveaux et des probabilités de transitions [1].

Actuellement, l'évidence d'une transition de forme, d'oblate pour le ^{68}Ge à prolate pour le ^{76}Ge, est en général admise, ce qui a suggéré l'idée d'une coexistence des deux configurations dans les isotopes intermédiaires. Une récente étude [2] par le modèle IBA avec mélange de configurations semble confirmer cette dernière hypothèse. Récemment, une expérience de diffusion d'électrons à haut transfert [3] sur les ^{70,72,74,76}Ge est venue apporter une nouvelle moisson de résultats expérimentaux éclairant la sructure interne de ces isotopes. Nous disposons ainsi pour la première fois de très précises densités de charge et de transition entre les niveaux 2_1^+, 2_2^+, 4_1^+ et le 0^+ fondamental. Ces résultats nous ont incités à relancer l'étude microscopique de ces isotopes dans le cadre de l'approximation Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) et du Hamiltonien collectif de Bohr.

- La première étape de cette étude a consisté à chercher l'état fondamental du noyau non seulement en minimisant l'énergie de liaison HFB par rapport à toutes les déformations, mais encore en testant la réponse du noyau à ces déformations. Les surfaces d'énergie potentielle présentées sur la figure C-I-2-1 représentent l'énergie de liaison du noyau obtenue par

un calcul HFB triaxial entièrement self-consistant utilisant l'interaction effective D1 et imposant les déformations $q_{20} \sim r^2 Y_{20}$ et $q_{22} \sim r^2 (Y_{22} + Y_{2-2})$. Les cartes sont représentées dans les variables traditionnelles $(\beta\gamma)$ telles que $q_{20} \sim \beta\cos\gamma$, $q_{22} \sim \beta\sin\gamma$ [4].

L'observation de ces cartes montre clairement que i) ces noyaux sont extrêmement mous vis-à-vis des deux déformations β et γ, ce qui impose de les décrire de façon dynamique comme une superposition d'états à différentes déformations, ii) la transition d'une forme plutôt oblate pour le ^{70}Ge à une forme prolate pour le ^{76}Ge est bien confirmée par ces calculs.

- La deuxième étape a été l'étude dynamique, c'est-à-dire la description de l'évolution du noyau vis-à-vis des cinq variables collectives $q_{2\mu}$ qui représentent les rotations et les vibrations quadrupolaires. Les surfaces d'énergie potentielle $V(\beta\gamma)$ représentent ainsi le potentiel collectif (à la correction de point zéro près). Il reste à évaluer le terme d'énergie cinétique, c'est-à-dire les masses collectives vibrationnelles B_{00}, B_{02}, B_{22} et les moments d'inertie I_x, I_y, I_z. Ces paramètres d'inertie ont été calculés à l'approximation du cranking sur les états de quasi particules HFB.

Nous avons ainsi tous les ingrédients permettant de résoudre le hamiltonien de Bohr :

$$H = V(q_0\, q_2) + \frac{1}{2} \sum_{ij} B_{ij}\, \dot{q}_i \dot{q}_j + \frac{1}{2} \sum_i \frac{J_i^{\,2}}{I_i}$$

ce qui fournit les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde collectives $A_{IK}(q_0\, q_2)$ [5].

La troisième étape a été le calcul proprement dit des densités de transition. En partant de la fonction d'onde collective la plus générale incluant les vibrations $q_0\, q_2$ et les rotations :

$$| IM > = \sum_{K=-I}^{I} A_{IK}(q_0\, q_2)\, \alpha_{IK}\, \mathcal{D}^{I}_{MK} R(\Omega)\, \varphi_{HFB}(q_0\, q_2)\, dq_0\, dq_2\, d\Omega$$

on obtient au prix de quelques approximations, l'expression de la densité de transition entre un état I et le fondamental :

$$< 0 \,|\, \hat{\rho} \,|\, I > = \sum_{K=0}^{I} \int A_{00}(q_0 q_2)\, A_{IK}(q_0 q_2)\, Q_{IK}^{q_0 q_2}(r)\, dq_0\, dq_2$$

avec :

$$\rho = \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{x}_i)$$

et :

$$Q_{IK}^{q_0 q_2}(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int \rho_{q_0 q_2}(\vec{r}) \; \frac{Y_{IK}^{*}(\Omega) + (-)^K Y_{IK}^{*}}{\sqrt{2\,(1+\delta_{K0})}} \; d\Omega$$

où $\rho_{q_0 q_2}(\vec{r})$ est la densité de charge spatiale obtenue à partir des fonctions d'ondes HFB.

Les figures C-I-2-2 et 3 montrent les densités de transition théoriques obtenues ainsi que les densités déduites des expériences de diffusion d'électrons. Les densités de transition du premier 2^+ (fig. C-I-2-2) montrent un très bond accord en phase avec l'expérience, mais un désaccord assez sensible en amplitude. On peut analyser ce désaccord en comparant les valeurs des B(E2) expérimentaux et théoriques (fig.C.I.2.4). On constate que la variation des B(E2) théoriques est comme amortie, en particulier le saut entre ^{72}Ge et ^{74}Ge. Le B(E2) étant relié à la déformation moyenne du noyau, cela signifie que cette déformation est légèrement surestimée pour le ^{70}Ge et sous estimée pour les $^{74-76}$Ge. En l'absence de tout paramètre ajustable dans la théorie, on ne peut que le constater et en analyser les causes. Outre les approximations faites dans la théorie du mouvement collectif (hamiltonien de Bohr, approximation locale de l'équation de Hill et Wheeler, paramètres d'inertie à l'approximation du cranking, recouvrement $\delta(\Omega-\Omega')\ \delta(q_0-q'_0)\ \delta(q_2-q_2')$ des fonctions d'ondes $\mathcal{F}_{HFB}$ dans l'expression de $\langle 0|\hat{\rho}|I\rangle$), on peut ajouter l'effet de non conservation du nombre de particules des états HFB en présence d'appariement, inhérent à l'approximation HFB. La fluctuation du nombre de particules $[\langle A^2\rangle-\langle A\rangle^2]$ peut expliquer l'amortissement de toute variation brusque d'un noyau à l'autre.

Les résultats concernant les états 2_2^+ sont beaucoup moins satisfaisants, surtout pour les isotopes 70 et 72 (fig. C-I-2-3). Il semble que l'on atteigne ici les limites de la théorie dans l'état actuel des approximations faites. Si le résultat théorique est presque satisfaisant pour le ^{76}Ge, c'est-à-dire en fin de transition de forme, la situation se dégrade régulièrement des isotopes 74 à 70 indiquant clairement des lacunes sensibles dans la théorie. La fluctuation du nombre de particules, comme pour les niveaux 2_1^+, doit aussi avoir un effet, et en particulier va atténuer le changement dramatique de forme de la densité de transition entre le ^{72}Ge et ^{70}Ge. Mais évidemment cela ne suffit pas. Une approximation faite ici a certainement un effet très important. Il s'agit de l'approximation locale utilisée pour évaluer $\langle o|\hat{\rho}|I\rangle$. Elle suppose que le recouvrement entre deux fonctions d'onde est très étroit à la fois dans les rotations $(\delta(\Omega-\Omega'))$ et dans les vibrations $\delta(q_0-q_0')\ \delta(q_2\ q_2'))$. Cette approximation n'est certainement plus justifiée dans le cas de noyaux aussi mous que les germaniums. Cela apparait clairement si l'on compare les déformations moyennes des fonctions d'onde collectives pour les niveaux $0+$, 2_1^+, 2_2^+ (fig.

C-I-2-5). L'écart entre les déformations du 0^+ et du 2_2^+ est relativement faible pour le ^{76}Ge. C'est le noyau pour lequel l'accord est le meilleur, alors qu'il est très important et croissant du ^{74}Ge au ^{70}Ge. On ne peut manquer de corréler ces écarts et les résultats obtenus. Il semble donc nécessaire de tenir compte correctement des recouvrements des fonctions d'onde, au moins dans les variables q_0 q_2. Cela nécessite d'évaluer l'intégrale :

$$\sum_K \int A_{00}(q_0\, q_2)\, Q_{IK}^{q_0 q_2 q_0' q_2'}\, A_{IK}(q_0'\, q_2')\, dq_0\, dq_2\, dq_0'\, dq_2'$$

Ce calcul est actuellement en cours et permettra de mieux cerner ce qu'il reste à comprendre des écarts entre la théorie et l'expérience pour cette série de noyaux particulièrement exemplaires de la complexité de la dynamique nucléaire.

L'interprétation microscopique préliminaire qui a été décrite ici a fait l'objet de la communication [6].

REFERENCES

[1] - M. VERGNES, Inst. Phys. Conf. Ser. N° 49 (1980) 25.

[2] - P.D. DUVAL, D. GOUTTE, M. VERGNES, Phys. Lett. 124B (1983) 297.

[3] - D. GOUTTE, Thèse d'Etat, ORSAY 1984.

[4] - M. GIROD, B. GRAMMATICOS, Phys. Rev. C 27 (1983) 2317.
M. GIROD, D. GOGNY, B. GRAMMATICOS, 7ème Session d'Etude de Physique Nucléaire, AUSSOIS, 1983.

[5] - K. KUMAR, dans "Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy", édité par W.D. HAMILTON (North-Holland, Amsterdam 1975) p. 55.

[6] - M. GIROD, 8ème Session d'Etude de Physique Nucléaire, AUSSOIS 1984.

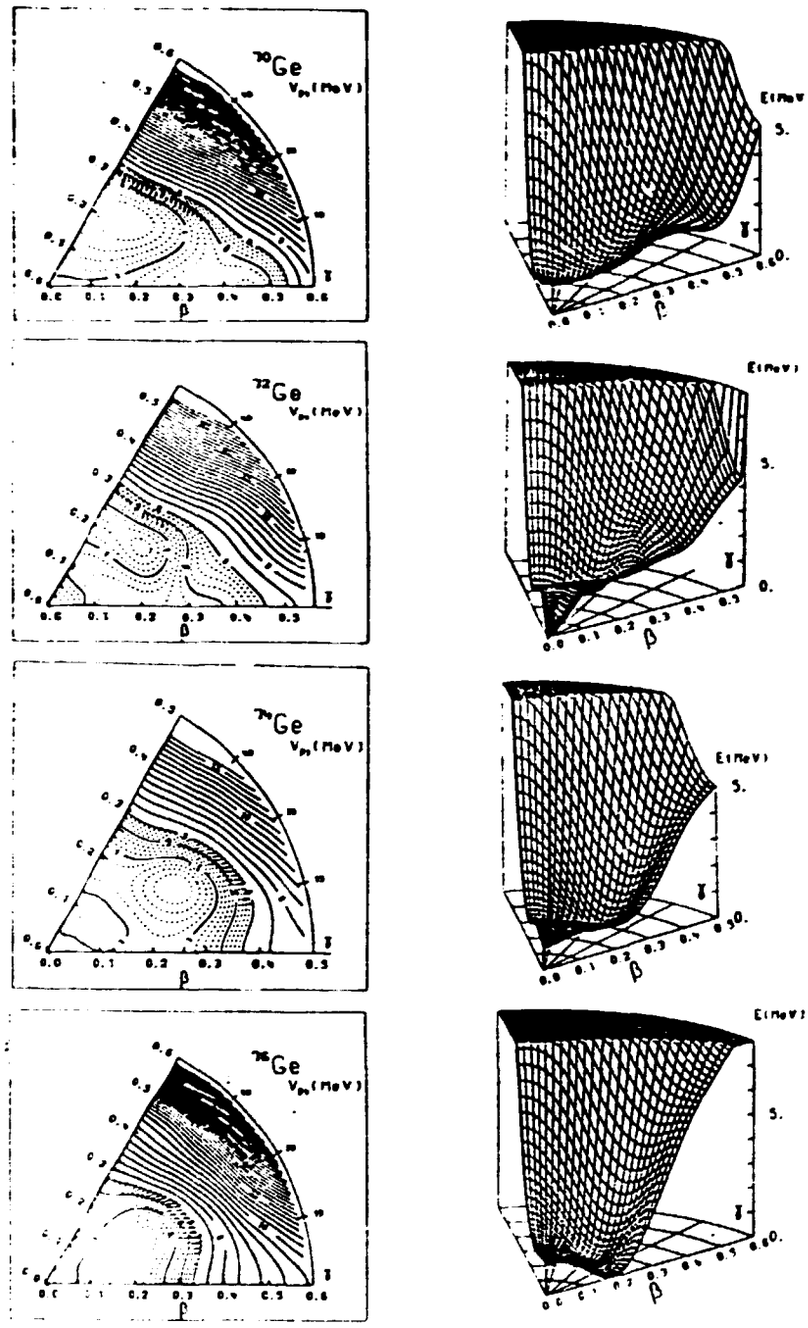


FIGURE C-1-2-1 :

Surfaces d'énergie potentielle $V_{HFB}(\beta\gamma)$ des isotopes 70-72-74-76 du Germanium. A gauche, représentation en équipotentielles ; à droite, représentation en 3 dimensions.

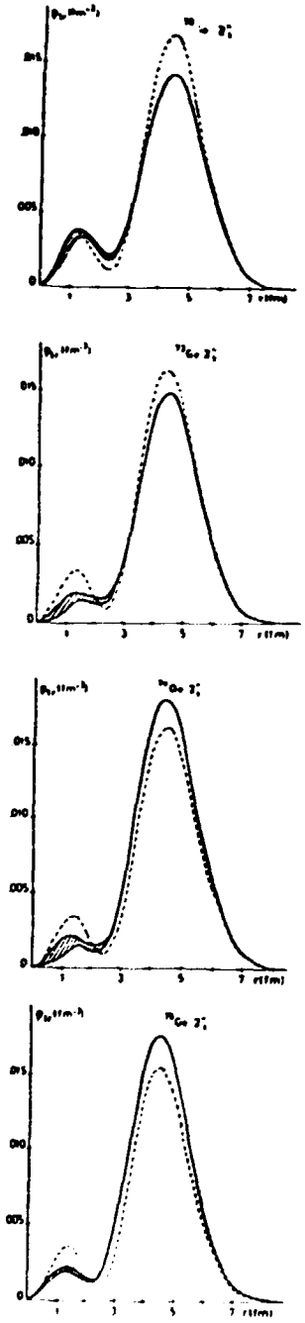


FIGURE C-I-2-2 :

Densités de transition 2_1^+-0_1^+.
(Traits pleins : expérience, tirets : théorie).

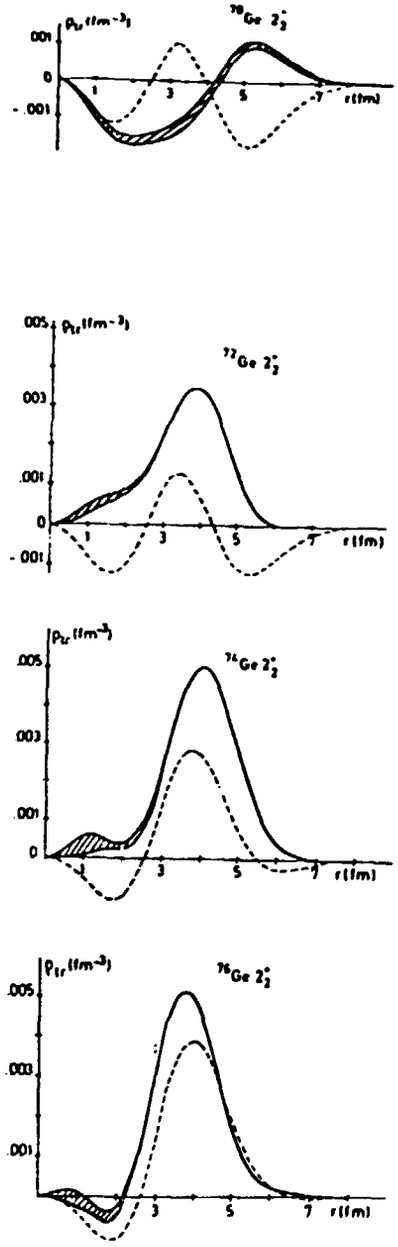


FIGURE C-I-2-3 :

Densités de transition 2_2^+-0_1^+
(Traits pleins : expérience, tirets : théorie).

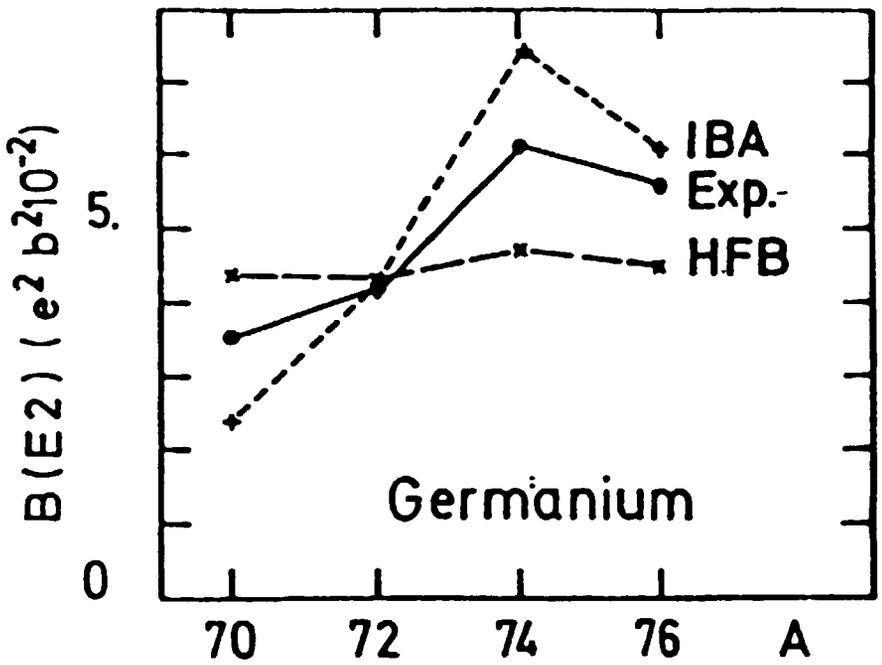


FIGURE C-I-2-4 :

Evolution du B(E2) des niveaux 2_1^+ du ^{70}Ge au ^{76}Ge. Comparaison avec l'expérience et le modèle IBA avec mélange de configurations (Réf. [2]).

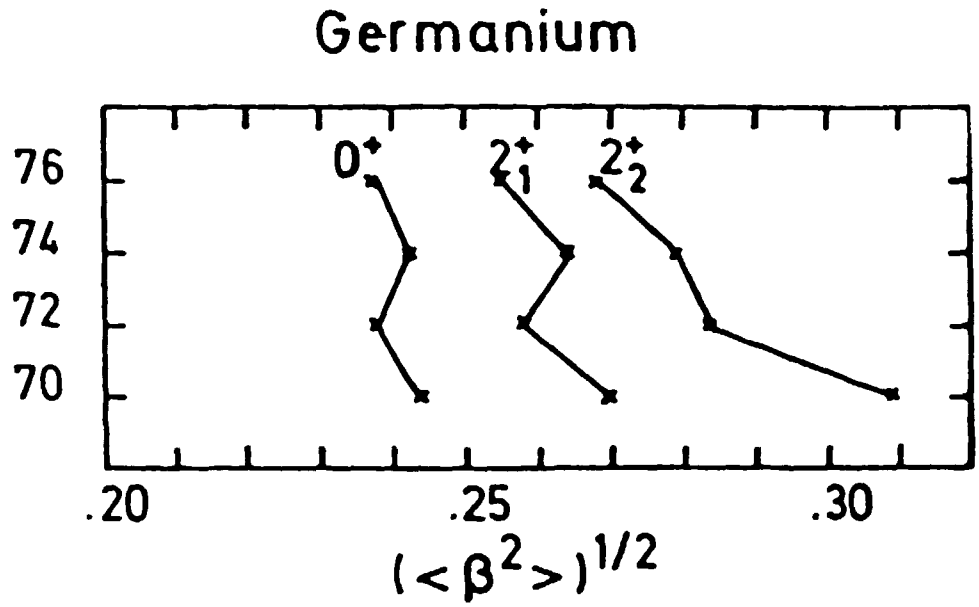


FIGURE C-I-2-5 :

Déformation β moyenne des fonctions d'onde des niveaux 0^+_1, 2^+_1, 2^+_2 des isotopes du germanium obtenue par résolution du Hamiltonien de Bohr.

C.I.3 - INFLUENCE DE L'ENERGIE DE SURFACE SUR LA HAUTEUR DES BARRIERES DE FISSION - LA NOUVELLE FORCE EFFECTIVE D1S

(J.F. BERGER, M. GIROD, D. GOGNY)

Influence of the surface energy on the fission barrier heights - The new effective force D1S.

HFB calculations of actinide fission barriers with the D1 force show a systematic overestimation of the barrier heights. This fact is probably correlated through the too strong surface tension of the D1 force. A new parametrization was obtained taking into account the surface energy of the semi infinite nuclear matter. This new force labeled D1S gives a good agreement of the calculated fission barriers with the experimental data, while keeping the good properties of D1 concerning binding energies, radii, etc...

L'étude des surfaces d'énergie potentielle des actinides a été poursuivie dans le cadre de l'approximation Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) en utilisant la force effective D1 [1] de D. Gogny.

Ces surfaces font apparaître, lorsque le noyau se déforme, une double barrière dont les hauteurs peuvent être assez bien estimées à partir des résultats expérimentaux. Nos calculs de barrière sur quelques noyaux(Pu, U, Th) montrent une surestimation systématique des hauteurs de la première barrière et surtout de la seconde. La force effective D1 donne d'excellents résultats sur l'ensemble des noyaux pour autant que l'on s'intéresse aux énergie de liaison, aux rayons ou aux excitations ne mettant pas en jeu de grandes déformations. Seule l'étude des barrières de fission permet de tester la réponse du noyau aux grandes déformations. Dans ces états très déformés, il est clair que le rapport effet de surface sur effet de volume croît très fortement puisque la surface du noyau devient très grande. On peut donc penser que la surestimation des barrières est probablement liée à une surestimation de l'énergie de surface telle qu'elle est obtenue avec la force D1.

Les paramètres de cette force ont été déterminés à partir de propriétés connues de la matière nucléaire infinie (énergie de liaison,

moment de Fermi, incompressibilité) ainsi que des propriétés de deux noyaux magiques (^{16}O, ^{90}Zr) comme l'énergie de liaison, le rayon et d'autres caractéristiques permettant entre autres d'ajuster la force spin-orbite et la force d'appariement.

A l'époque la valeur du coefficient de surface était mal connue et aucune contrainte n'avait été imposée sur ce coefficient. A la lumière des résultats obtenus par nous mêmes et avec d'autres forces [2], nous avons pu avoir une idée plus précise de la valeur du coefficient de surface. Nous avons alors entrepris de rechercher une nouvelle paramétrisation de la force effective, en incluant une contrainte supplémentaire sur l'énergie de surface dans le but d'ajuster au mieux cette énergie.

Le calcul de l'énergie de surface de la matière semi-infinie a été effectué à l'aide du modèle de Thomas-Fermi étendu en paramétrisant un profil de densité de matière à la surface. A partir de cette densité, nous pouvons calculer les différents termes de l'énergie de surface : le terme cinétique, le terme potentiel direct et d'échange,le terme dépendant de la densité. Le terme spin-orbite a été négligé. Sa contribution est connue grâce à un calcul exact effectué avec la force D1 [3]. Ce calcul approché de l'énergie de surface a le grand avantage d'être rapide et aussi d'être une bonne approximation du calcul exact.

Partant de la force D1 avec un coefficient de surface a_s = 21, 15 MeV, nous avons paramétrisé plusieurs forces de coefficient a_s décroissant et ayant des propriétés globales satisfaisantes. Ces différentes forces ont été testées par un calcul HFB des 3 points caractéristiques de la barrière de fission du ^{240}Pu : les 2 bosses et le puits isomérique.

Les résultats montrent, comme attendu, une très forte corrélation entre la hauteur des bosses et la valeur du coefficient a_s. La figure C.I.3.1 montre ces hauteurs ainsi que celles du puits isomérique pour 3 forces de coefficient a_s = 21,15 ; 20,4 et 19,6 MeV.

La deuxième bosse a été calculée en tenant compte de l'asymétrie droite-gauche avec le code HFB à 2 centres.

On voit très clairement le gain en énergie lorsque a_s décroît,ce gain étant d'autant plus fort que la déformation est plus grande. La nouvelle force ainsi obtenue, D1S, a un coefficient de surface a_s = 20,0 MeV résultant du meilleur compromis possible compte tenu des autres caractéristiques de la force ; le but a été de déterminer une force qui soit aussi bonne ou même meilleure que D1 pour l'ensemble des noyaux et en plus reproduisant correctement les barrières de fission. Les premiers calculs HFB effectués sur différents noyaux tests, Ni, Sn, Sm, Pb et évidemment ^{240}Pu montrent que nous y avons réussi. En particulier les énergies de liaison

sont obtenues à moins de 5 MeV près et les rayons sont satisfaisants. De plus la légère diminution, par rapport à D1, de la valeur de l'incompressibilité de la matière nucléaire infinie (voir tableau I) va dans le bon sens comme le montre un calcul RPA de la résonance monopolaire o^+ dans le ^{208}Pb.

La figure C.I.3.2. montre une coupe de la surface d'énergie de déformation du ^{240}Pu en fonction de la distance entre les fragments d, calculée avec D1 et D1S. Les flèches donnent des estimations de la hauteur des bosses et du puits isomérique tirés des expériences. On voit l'effet spectaculaire d'une diminution relativement minime du coefficient de surface a_s. Les valeurs de a_s indiquées sur la figure correspondent à la valeur exacte pour D1 [3] et à une estimation de la valeur exacte (contribution du terme spin-orbite) pour D1S.

	D1	D1S	SIII	SKM*
E_∞/A	-16,32	-16,02	-15,86	-15,78
K_∞	228,3	209,3	355,4	216,7
m^*/m	.67	.70	.76	.79
a_τ	30,8	31,4	28,2	30,1
a_s	21,15	20,0	18,1	17,5
k_f	1,35	1,35	1,29	1,33

TABLEAU I

Caractéristiques des forces D1, D1S et des forces de Skyrme SIII et SKM*. E_∞/A est l'énergie de liaison de la matière nucléaire infinie (en MeV), K_∞ l'incompressibilité, m^*/m la masse effective, a_τ le coefficient d'asymétrie, a_s le coefficient de surface (à l'approximation Thomas-Fermi) et k_f le moment de Fermi ($\rho_\infty = 2\ k_f^3/3\pi^2$).

Références

[1] J. DECHARGE et D. GOGNY, Phys. Rev. C 21 (1980) 1568

[2] J. BARTEL et al. Nucl. Phys. A 386 (1982) 79

[3] M. FARINE et al. Z. Phys. A 309, 151 (1982)

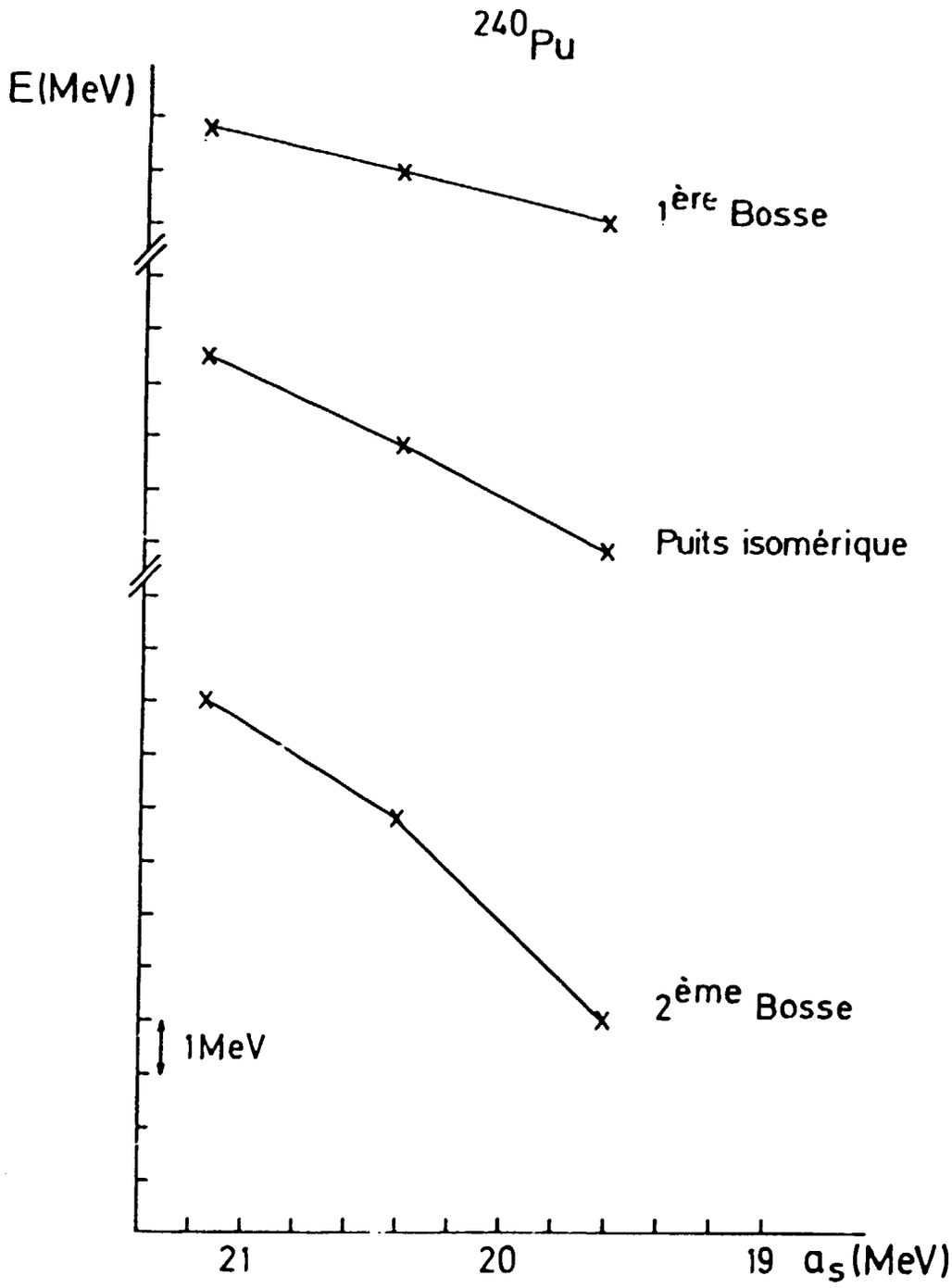


FIGURE C-1-3-1 :

Variation de la hauteur de la première bosse, du puits isomérique et de la 2ème bosse du ^{240}Pu pour 3 forces de coefficiant a_s décroissant.

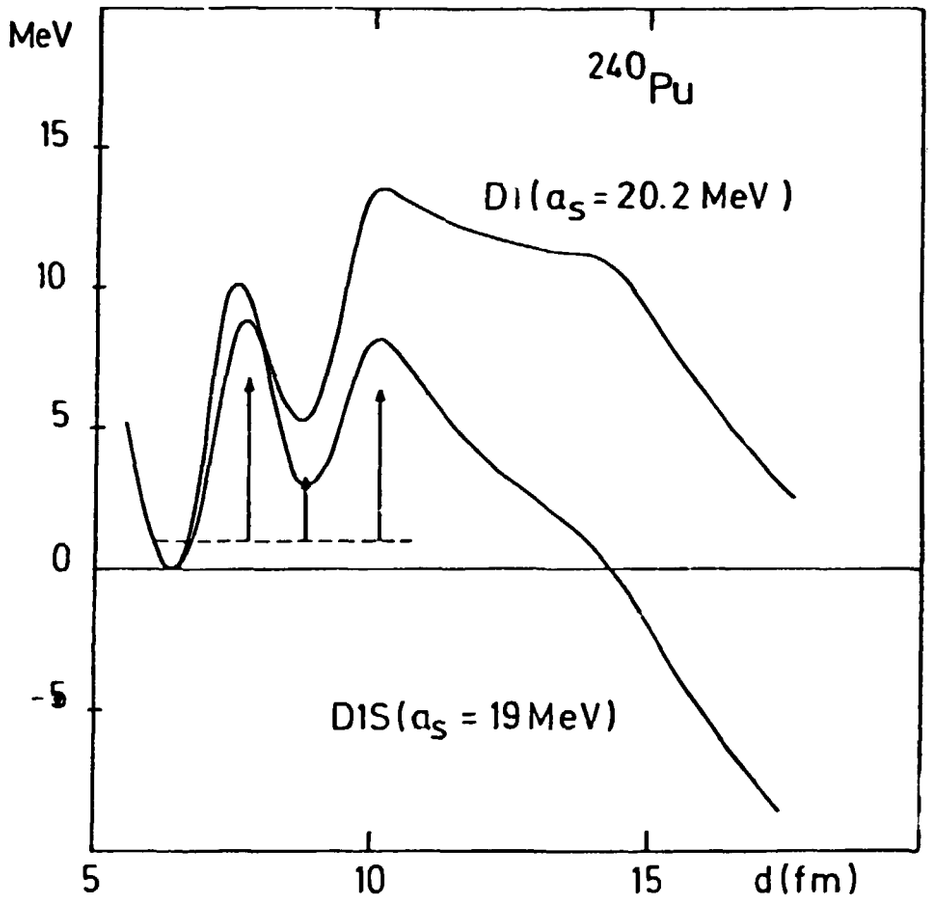


FIGURE C-I-3-2 :

Coupe de la surface d'énergie en fonction de la déformation (d = distance des "fragments"). Calculs HFB avec les forces D1 et D1S. Les flèches indiquent des hauteurs expérimentales.

C.I.4. - EFFETS DYNAMIQUES DANS LE PHENOMENE DE FISSION

(J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny)

Dynamic effects in the fission phenomena

The dynamics of the fission process beyond the second saddle point was analysed in the framework of a two-dimensional adiabatic collective model based on a completely microscopic approach. Results for ^{240}Pu display the key role played by the necking-in mode and its coupling to the elongation mode for explaining the origin of cold fission events and the relatively long fission characteristic time.

Nous avons présenté précédemment un modèle dynamique capable de décrire dans un cadre entièrement microscopique l'évolution temporelle d'un système fissile entre le point selle et la scission. Un test préliminaire de ce modèle confirmait quantitativement le rôle du mode de striction dans le mécanisme de la scission et l'interprétation de l'origine des événements de fission froide [1]. A la suite de ce premier résultat, une étude plus approfondie des effets dynamiques dans la fission a été entreprise. Dans ce but, des perfectionnements ont été apportés au modèle, en ce qui concerne, notamment, la nature de l'état initial du système et la détermination des probabilités d'apparition des différents types de fragmentation. Par ailleurs, les ingrédients microscopiques du calcul dynamique - la surface d'énergie potentielle V (q_2,q_4) et le tenseur des inerties collectives - ont été redéterminés à partir d'une paramétrisation de l'interaction D1 légèrement modifiée. Cette nouvelle paramétrisation fournit des surfaces d'énergie potentielle plus réalistes aux grandes déformations. En particulier, elle permet de retrouver des hauteurs de barrières de fission compatibles avec les seuils expérimentaux (voir chap. C.I.3. de ce Compte-Rendu).

Les résultats obtenus sont décrits dans la référence [2]. Ils concernent le noyau ^{240}Pu. L'essentiel peut être résumé de la façon suivante :

1) la proportion des événements de fission froide est de l'ordre de 10^{-4} pour la fragmentation 106/134 étudiée ;

2) le temps moyen d'évolution entre le point selle et la scission est de 3.10^{-21}s, ce qui est l'ordre de grandeur attendu ;

3) le mode collectif de striction joue un rôle fondamental non seulement dans le mécanisme de la scission, mais également tout au long de l'évolution du noyau entre le point selle et le point de scission. L'analyse des résultats montre, en effet, que l'énergie potentielle libérée lors de l'allongement du noyau n'est pas intégralement convertie en énergie cinétique d'élongation : une proportion croissante de cette énergie potentielle est transférée dans le mode collectif de striction où elle apparaît sous forme d'une énergie de vibration des pré-fragments naissants. Un couplage existe donc entre les deux modes collectifs, qui a pour effet de ralentir l'évolution du système vers la scission. Ce phénomène explique, en particulier, de quelle manière notre approche peut rendre compte de temps caractéristiques de fission supérieurs à 10^{-21}s sans introduire de couplage dynamique entre degrés de liberté collectifs et internes, comme c'est le cas dans les modèles phénoménologiques courants.

REFERENCES

[1] Compte-Rendu d'Activité du Service PNN pour 1983, Note C.E.A. N-2396, NEANDC (E) 234 L, INDC (FR) 62/L, (oct. 1984) p. 138.

[2] J.F. BERGER, M. GIROD, D. GOGNY, Proceedings of the Int. Conf. on Theoretical Approaches of Heavy Ion Reaction Mechanisms, Paris, 14-18 mai 1984 ; voir Nucl. Phys. A 428 (1984) 23C.

C-II MODELES DE DIFFUSION ET CALCULS DE SECTIONS EFFICACES

C-II-1 Calculs semi-microscopiques des sections efficaces totales et de diffusion de neutrons par ^{239}Pu.

(CH. LAGRANGE, M. GIROD, D.G. MADLAND*)

Semi-microscopic optical-model calculations of neutron cross sections for ^{239}Pu.

Semi-microscopic calculations of neutron scattering cross sections for ^{239}Pu are presented. The microscopic optical model of Jeukenne, Lejeune and Mahaux is employed together with Hartree-Fock-Bogoliubov deformed nucleon density distributions.

Nous avons étudié les capacités et sensibilités du modèle optique que nous avions précédemment testé [1] , concernant le calcul des sections efficaces neutroniques. Ce modèle est construit à partir de la force effective développée par Jeukenne, Lejeune et Mahaux [2], et de densités nucléaires calculées par la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov en utilisant l'interaction effective nucléon-nucléon D1 [3].

Les calculs présents diffèrent de ceux antérieurement présentés [1] par la présence d'un facteur multiplicatif (la masse effective m^*/m) pour la partie imaginaire du potentiel.

Notre étude a, dans une première étape, consisté à ajuster des paramètres du modèle sur les données expérimentales disponibles (sections efficaces totale, de diffusion élastique et inélastique, fonctions densités d'onde s et p) pour ^{239}Pu. Les résultats de ces calculs ont ensuite été comparés à ceux précédemment obtenus [4] à partir d'un modèle phénoménologique. La figure C-II-1-1 est un exemple de cette comparaison.

Dans la deuxième partie de cette étude, nous avons testé l'hypothèse généralement admise que le potentiel optique est le même pour toutes les bandes rotationnelles d'un même noyau. Pour cela, nous avons utilisé les densités nucléaires calculées pour les bandes $K^{\pi} = 1/2^+, 5/2^+, 7/2^-$ du ^{239}Pu

---

* Los ALamos National Laboratory. (U.S.A.)

et avons déduit les sections efficaces neutroniques correspondant à l'excitation de ces bandes de rotation prises individuellement. Nous avons négligé le couplage entre les différentes bandes. La comparaison entre les résultats de ces calculs a montré qu'ils différaient seulement au niveau des minima de la section efficace différentielle angulaire de diffusion élastique.

REFERENCES

[1] - CH. LAGRANGE et M. GIROD, J. Phys. G. : Nucl. Phys. 9, L 97 (1983).

[2] - J.P. JEUKENNE, A. LEJEUNE et C. MAHAUX, Phys. Rev. C 16, 80 (1977).

[3] - D. GOGNY, Nuclear Self-consistent Fields, Ed., G. RIPKA et M. PORNEUF, North-Holland, Amsterdam, 1975.

[4] - D.G. MADLAND and P.G. YOUNG, Proc. Int. Conf. on "Neutron Phys. and Nucl. Data for Reactors and Other Applied Purposes", Harwell, U.K., Sept. 1978, publié par O.C.D.E., 1978, p. 349.

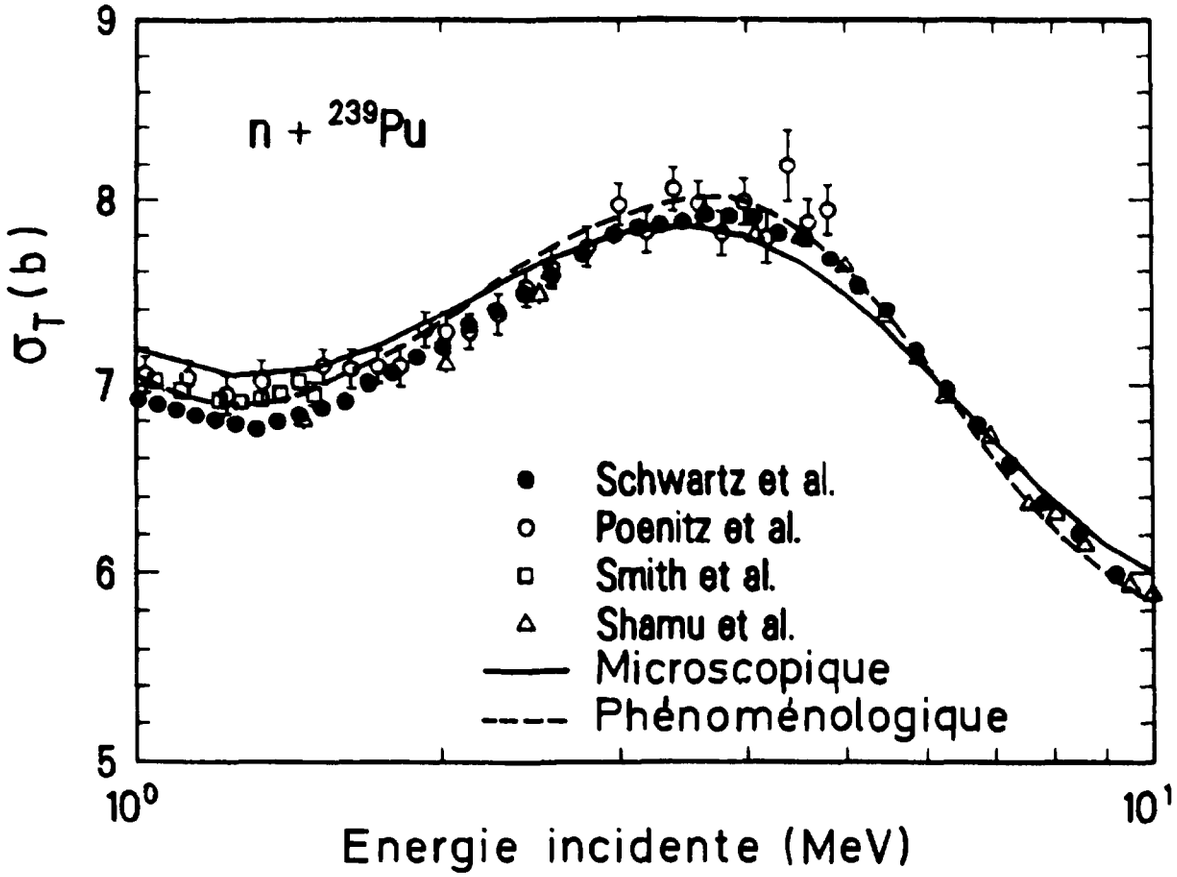


FIGURE C.II.1.1. : *Comparaisons entre les valeurs expérimentales et calculées de la section efficace totale du ^{239}Pu entre 1 et 10 MeV.*

C-II-2 Excitation de bandes collectives du ^{12}C par diffusion de nucléons.*

(J.P. DELAROCHE)

Nucleon-induced excitation of collective bands in ^{12}C.

Detailed differential elastic and inelastic neutron scattering data for ^{12}C taken at Ohio University at energies E_n = 20 - 26 MeV have been analyzed in terms of a deformed optical potential and a rotation-vibration interaction in a coupled-channels formalism. A newly developed formalism for the treatment of radius, diffuseness and potential depth oscillations of a nucleus with a deformed equilibrium shape has been compared with both (n,n') and (p,p') measurements [1].

Des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique de neutrons par ^{12}C ont été mesurées à Ohio University (U.S.A.) à des énergies incidentes comprises entre 20 et 26 MeV.

L'analyse de ces mesures a été faite en utilisant le modèle collectif rotation-vibration dans le cadre d'un formalisme de réactions en voies couplées. Ce modèle a été étendu de façon à permettre de tenir compte d'oscillations possibles de rayon, de diffusivité et de profondeurs de puits. Ces calculs ont aussi été testés pour la diffusion inélastique de protons par ^{12}C.

REFERENCE

[1] - A.S MEIGONI, R.W. FINLAY, J.S. PETLER, J.P. DELAROCHE, "Nucleon - induced excitation of K^{π} = 0^+, $0^{+\prime}$, 1^- and 3^- bands in ^{12}C", Conf. de GLOUSTER, Ohio (5-8 sept. 1984).

---

* Travail effectué en collaboration avec "Ohio University", Athens, Ohio (U.S.A.).

C-II-3 Analyse de la diffusion élastique et inélastique de neutrons polarisés sur ^{40}Ca aux énergies En = 11 - 17 MeV.*

(J.P. DELAROCHE).

Elastic and inelastic scattering of 11-17 MeV polarized neutrons from ^{40}Ca.

Differential cross sections and analyzing powers for 11-17 MeV neutrons incident on ^{40}Ca have been measured at TUNL. The data have been analyzed in terms of a coupled channels formalism assuming the harmonic vibrational model. The preliminary results indicate a spherical and complex spin-orbit interaction. A comparison performed for the (n,n') and (p,p') deformations indicate no significant dependence of the transition strengths on the isospin structure of the probe.

Des sections efficaces et pouvoirs d'analyse de neutrons ont été mesurés à TUNL (U.S.A.) pour ^{40}Ca aux énergies incidentes : 11, 14 et 17 MeV. Ces mesures ont été analysées dans un formalisme de modèle optique en voies couplées associé au modèle de vibrateur harmonique. Les premiers résultats indiquent que l'interaction spin-orbite doit être sphérique et complexe. Pour la partie centrale de l'interaction, la comparaison entre les diffusions (p,p') et (n,n') montre que les déformations multipolaires de même ordre ont sensiblement la même valeur.

---

* Travail effectué dans le cadre d'une collaboration avec "Duke University" et "Triangle Universities Nuclear Laboratory", (U.S.A.).

C-II-4 Analyse en voies couplées de la diffusion élastique de protons polarisés sur $^{116,120,124}Sn$.*

(J.P. DELAROCHE).

A coupled channels analysis of polarized proton scattering from $^{116,120,124}Sn$.

Elastic and inelastic scattering cross sections and analyzing powers have been measured [1] for 16 MeV polarized protons incident on $^{116,120,124}Sn$. The measurements have been described [1] using a coupled channels analysis based on the harmonic vibrational model. Transition strengths extracted for quadrupole and octupole transitions in these (p,p') scattering measurements are compared with earlier (n,n') results obtained in the same laboratory. The results compare well to a recent extension of the core-polarization model [2]. The real spin-orbit potential seems to be quite similar for both ($\vec{n}$,n') and ($\vec{p}$,p') scattering. In contrast, this property does not seem to hold for its imaginary part.

Des sections efficaces et pouvoirs d'analyse ont été mesurés [1] aux laboratoires TUNL (U.S.A.) dans la réaction (p,p') à 16 MeV pour les isotopes $^{116,120,124}Sn$. Ces mesures ont été effectuées de façon à tester plus en détail les propriétés du terme d'isospin du potentiel optique ainsi que les déformations des termes centraux et non centraux du potentiel d'interaction proton-noyau. Le modèle du vibrateur harmonique a été utlisé. Les résultats préliminaires de l'analyse [1] montrent que les déformations quadrupolaires $\beta_{pp'}$ pour le premier état excité sont supérieures aux $\beta_{nn'}$ déterminés antérieurement dans le même laboratoire. Pour les déformations octupolaires, le résultat $\beta_{pp'} = \beta_{nn'}$ est obtenu. L'ensemble de ces données est en accord avec une extension récente du modèle de polarisation du coeur [2]. Quant au terme d'interaction spin-orbite, sa partie réelle semble être la même en diffusion ($\vec{p}$,p') et en diffusion ($\vec{n}$,n'), ce qui n'est apparemment pas le cas pour sa partie imaginaire.

---

* Travail effectué dans le cadre d'une collaboration avec "University of North Carolina", Chapel Hill et TUNL (U.S.A.).

REFERENCES

[1] - D.J. ABBOTT, R.L. VARNER, J.P. DELAROCHE and T.B. CLEGG, Meeting APS, 25-27 Octobre 1984.

[2] - V.A. MADSEN and V.R. BROWN, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 176.

C-II-5 Diffusion inélastique de hadrons par des noyaux γ-instables.

(J.P. DELAROCHE, F.S. DIETRICH*).

Hadron inelastic scattering from γ-unstable nuclei.

A coupled channels (CC) formalism for hadron scattering from collective nuclei with arbitrary shape has been developed [1]. This formalism has been used in conjunction with the Wilets-Jean [2] model of gamma-unstable nuclei to describe proton scattering from ^{196}Pt at 35 MeV incident energy. The calculations performed with the ECIS code [3] deal with central and noncentral as well as Coulomb potentials and carry the dynamics in a consistent manner. The experimental results [4] are well described, except for the second -2^+ state. This shortcoming indicates that ^{196}Pt is not exactly a γ-unstable nucleus. Fitting the second 2^+ state requires a small admixture (10 %) of the first -2^+ wave function. This indicates that diagonalizing the full Bohr hamiltonian on the states of the γ-unstable model is expected to describe reasonably well the dynamical properties of this nucleus.

Un formalisme en voies couplées pour la diffusion de hadrons par des noyaux collectifs de forme arbitraire a été développé [1]. Ce formalisme a été utilisé dans le cas du modèle de Wilets et Jean [2] pour décrire la diffusion élastique et inélastique de protons de 35 MeV par ^{196}Pt. Les calculs ont été faits au moyen du code ECIS [3]. Dans le cas présent, tous les termes du potentiel optique (centraux, spin-orbite, coulombien) incorporent la dynamique de façon logique. Les résultats expérimentaux [4] sont bien reproduits, à l'exception des données sur le second état 2^+. Cette déviation indique que ^{196}Pt n'est pas un noyau γ-instable parfait. Un faible mélange des fonctions d'onde des états $|2_1^+\rangle$ et $|2_2^+\rangle$ restitue un bon accord théorie-expérience. Ce dernier résultat porte à penser que les propriétés dynamiques de ce noyau pourront être raisonnablement bien décrites une fois le hamiltonien de Bohr diagonalisé sur la base du modèle γ-instable [2].

---

* Lawrence Livermore National Laboratory.

REFERENCES

[1] - J.P. DELAROCHE, non publié.

[2] - L. WILETS and M. JEAN, Phys. Rev. 102 (1956) 788.

[3] - J. RAYNAL (Saclay), non publié.

[4] - P.T. DEASON. Ph. D. Dissertation, Michigan State University, et P.T. DEASON et al, Phys. Rev. C 23, 1414 (1981).

PARTIE D :

THEORIE DES CHAMPS
ET ASTROPHYSIQUE

D-I ETUDE DES SOLUTIONS DE CONDENSAT POUR UN HAMILTONIEN MODELE DE GLUONS

(M.DANOS*, D. GOGNY, D. IRACANE).

Solutions of condensation from a gluon model hamiltonian.

We have looked for the solutions of condensation allowed by an effective interaction of gluons in the Bogoliubov variational space. The necessary condition to get a supraconducting vacuum is the presence of an attractive force in the singlet channel.

Dans le but d'étudier le secteur non perturbatif de la chromodynamique quantique (QCD), nous avons introduit d'une part une interaction effective et d'autre part un espace variationnel de vide de Bogoliubov. Compte tenu de la difficulté du calcul exact de la force effective, nous avons étudié les équations du mouvement de Bogoliubov sur différents types de hamiltonien modèle. Notamment si $\vec{A}$ est le potentiel vecteur et $\vec{\Pi}$ son moment conjugué, nous avons considéré les vertex de diffusion à deux corps suivants : A^4, Π^4, $A^2\Pi^2$.

Pour qu'il existe une solution supraconductrice, le hamiltonien doit exhiber un couplage attractif dans une voie singulet du type $(A.A)^n$. En effet, on démontre pour un potentiel attractif en A^4 l'existence d'une solution liée et d'un "gap" strictement positif dans le spectre des quasibosons. Par contre, un potentiel en Π^4 ne peut conduire qu'à la dilatation du spectre dont la première excitation garde une énergie nulle. Cette différence de comportement entre A et Π tient à la mesure relativiste qui se comporte dans le secteur infrarouge comme une force très intense pour A et très faible pour Π. Si le hamiltonien mélange ces différents types de vertex, plusieurs minima apparaissent et seule une application numérique peut montrer si la solution la plus basse est supraconductrice. Notamment la solution supraconductrice est en compétition avec une solution de condensation de Bose qui apparait dans ce formalisme comme une transformation de Bogoliubov dont l'angle est un Dirac centré en 0.

Le hamiltonien vrai de QCD contient essentiellement un potentiel répulsif en A^4 et attractif en $A^2\Pi^2$. Le facteur de forme de ce dernier terme est l'inverse de la dérivée covariante et est souvent représenté de façon approchée par $1/\Delta$. La fonctionnelle de Bogoliubov nous a permis de démontrer que le hamiltonien de QCD dont la partie coulombienne est représentée approximativement par $A\Pi \frac{1}{\Delta} A\Pi$ n'est pas borné inférieurement. Ceci montre

l'importance de la dérivée covariante dans ce vertex dont elle doit modifier le comportement infrarouge.

L'espace variationnel de Bogoliubov est donc très adapté à l'étude d'un hamiltonien de bosons de masse nulle et pair dans les champs.

---

* Collaborateur Temporaire Etranger, NBS, Washington (U.S.A.).

D-II STRUCTURE A DEUX PARTICULES ET RENORMALISATION

(J. BROS*, B. DUCOMET).

Two particle structure and renormalization.

We present and study a renormalized form of the Bethe-Salpeter equation, which is implied by the standard BPHZ scheme for renormalizable field theories with positive mass. The scalar neutral case ϕ^4_4 model and the Gross-Neveu model in two dimensions have been considered.

Bien que développé initialement en théorie des perturbations, le formalisme des noyaux irréductibles (ou du type Bethe-Salpeter) a un contenu très vaste dans le cadre général de la théorie quantique des champs. Un aspect important de ce formalisme est le fait que les noyaux irréductibles sont les éléments fondamentaux du Programme d'Analyse de la Structure Multiparticules (M.P.S.A.) tout au moins pour les théories massives. Un second aspect est le rôle de ces noyaux dans le comportement asymptotique des théories renormalisables. Bien que déjà découvert et exploité pour obtenir des résultats profonds sur le comportement des fonctions de Green aux moments dits "exceptionnels", ce dernier aspect mérite une étude systématique.

C'est pourquoi la présente étude considère l'équation de Bethe-Salpeter en relation avec le schéma de renormalisation BPHZ et met en évidence la structure à 2 particules et le comportement asymptotique (aux grandes impulsions) d'un point de vue axiomatique.

Dans la formulation en espace complexe des moments de la théorie axiomatique (cf [1]), les deux aspects mentionnés ci-dessus correspondent à deux ensembles complémentaires de propriétés des fonctions de Green à n-points :

i) la structure des singularités locales au voisinage de la couche de masse complexifiée ;

ii) la structure des singularités à l'infini.

---

* Service de Physique Théorique, CEN Saclay.

Pour une large part, les propriétés i) sont de nature universelle : elles expriment les conséquences du cadre axiomatique général (avec une certaine formulation de la localité et de la condition spectrale), et de la propriété de complétude asymptotique des champs (cette dernière impliquant l'unitarité de la "matrice" S).

On sait [2] que les propriétés de complétude asymptotique sont commodément exprimées dans le langage des fonctions analytiques à travers le caractère irréductible de noyaux convenables, du type Bethe-Salpeter, la définition générale de l'irréductibilité étant l'annulation d'une certaine "fonction discontinuité" (ou "partie absorptive") du noyau considéré, en deçà d'un certain seuil de masse. En conséquence, les équations de type Bethe- Salpeter, en plus de leur grande utilité dans l'étude des états liés (cf. [3] pour une revue détaillée), se sont révélées être un outil puissant pour expliciter la structure analytique et monodromique complète des fontions de Green et (après restriction à la couche de masse) des amplitudes de diffusion multiparticules. Parmi les résultats qu'il est possible d'obtenir, les suivants méritent d'être mentionnés :

a) les équations structurales obtenues sont les généralisations relativistes exactes des équations du type Faddeev (ou Weinberg) de la diffusion multiparticulaire par un potentiel [4] ;

b) l'analyse des différents termes de ces équations introduit au niveau axiomatique la notion de singularité de Landau, dont la présence était, à l'origine, purement reliée au développement en graphes de Feynman. Plus précisément, c'est seulement dans le contexte de la théorie pure de la matrice S qu'une interprétation non perturbative de l'existence de singularités de Landau a été proposée (voir [5] et les références citées).

Ce succès conceptuel des noyaux irréductibles dans le programme M.P.S.A. (Many Particle Structure Analysis) initié par K. SYMANZIK [6] peut accréditer l'idée que le même type de formalisme devrait révéler aussi d'intéressantes perspectives sur la structure à l'infini des fonctions de Green pour la classe des théories renormalisables. Néanmoins, dans ce second domaine d'applications, des propriétés asymptotiques de nature particulière (inspirées de la théorie de la renormalisation) doivent être incorporées au cadre axiomatique général, et ceci correspond à une distinction cruciale dans le formalisme des noyaux irréductibles. Le caractère universel du M.P.S.A. est reflété par l'utilisation de formes régularisées d'équations de type Bethe-Salpeter, qui sont valides dans des conditions très générales, indépendamment du comportement à l'infini des fonctions de Green. Cette régularisation est à la fois nécessaire et suffisante, puisqu'elle permet d'appliquer le formalisme à l'aspect analytique local des fonctions de Green.

Au contraire, l'étude des propriétés à l'infini peut être entreprise en cherchant ce qui subsiste de la théorie régularisée à la limite où la régularisation est retirée, si cela est possible, en établissant et en étudiant une version "renormalisée" des noyaux et des équations de type Bethe-Salpeter. C'est ce dessein qui a été poursuivi dans la présente étude [7] (Cf. aussi [8] pour une étude étroitement reliée), sous des hypothèses à l'infini consistantes avec la renormalisation BPHZ. Pour simplifier, nous avons considéré seulement le cas d'un champ scalaire massif de type ϕ_4^4, et son "analogue fermionique" : le modèle de Gross-Neveu massif à une composante et à deux dimensions.

REFERENCES

[1] - R.F. STREATER, A.S. WIGHTMAN, "PCT, statistics and all that". Benjamin, 1964,

- N.N. BOGOLIUBOV, A.A. LOGUNOV, I.T. TODOROV, "Introduction to Axiomatic Quantum Field Theory", Benjamin, 1975.

[2] - J. BROS, dans "Lect. Notes in Physics", Vol 116, Springer Verlag, 1980 ;
dans "Lect. Notes in Physics", Vol 126, Springer Verlag, 1980 ;
dans "Acta Physica Austriaca", Suppl XXII, (1981) p. 329 ;
dans "Physica" 124 A (1984) p. 145.

[3] - N. NAKANISHI , Suppl. of Progress of Theor. Physics N° 43 (1969).

[4] - L.D. FADDEEV, Mathematical problems of the quantum theory of scattering for a 3-particles system, Trud. Math. Inst. Steklova LXIX 1963. (Trad. U.K. Atom. En. Auth., 1964).

- S. WEINBERG, Journ. of Math.Phys. 133 (1964) p. B 232.

[5] - D. IAGOLNITZER, "The S-matrix", North Holland, 1978.

[6] - K. SYMANZIK, Journ. of. Math. Phys. 1 (1960) p. 249.

[7] - J. BROS, B. DUCOMET, "Two particle structure and renormalization" (en préparation) ;

- J. BROS, B. DUCOMET, "Renormalized G-convolution integrals associated with Bethe-Salpeter graphs" (en préparation) ;

- J. BROS, B.DUCOMET, D. IAGOLNITZER, "Asymptotic completeness and irreducibility in the two dimensional massive Gross-Neveu model" (en préparation).

[8] - D. IAGOLNITZER, "Regularized and renormalized Bethe-Salpeter equations : Irreducibility and unitarity" (à paraître).

D-III ASTROPHYSIQUE

D-III-1 Etude théorique de l'explosion des supernovae de type II.

(P.BLOTTIAU*, J.P. CHIEZE, P. MELLOR*).

Type II supernovae explosions.

We have undertaken the study of type II supernovae explosions, with special attention to neutrino transport. A 1-D hydrodynamical model is currently developed to test various available nuclear matter equations of state with regard to core bounce and neutrino trapping.

L'étude de l'explosion des supernovae de type II touche à de nombreux domaines de la physique. Il est souhaitable d'analyser en détail le rôle des différents mécanismes en sériant les problèmes autant que possible. En particulier, le modèle standard des supernovae de type II [1] est dominé par les propriétés de transport des neutrinos dans le coeur et l'enveloppe de l'étoile. A l'heure actuelle, la plus grande incertitude règne sur la possibilité et le rôle du confinement des neutrinos.

L'analyse des techniques utilisées par divers groupes, menée en collaboration en particulier avec M. Jean-Louis BASDEVANT, nous a conduit à réexaminer la question du couplage du transport des neutrinos et de l'hydrodynamique. Nous avons mis au point un modèle hydrodynamique rapide et fiable permettant en premier lieu d'examiner l'influence de l'équation d'état de la matière aux densités pré- et post-nucléaires [2,3,4] sur le phénomène essentiel de l'effondrement et du rebond du coeur de la supernova (voir fig. D-III-1-1). En second lieu, nous mettons au point un modèle de transport des neutrinos dont la validité s'étend du régime de diffusion (confinement) à celui de l'écoulement libre (franchissement de la neutrinosphère). Nous avons adopté la section efficace de diffusion cohérente de DRUKIER et STODOLSKY [4] :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\Theta} = \frac{G^2}{8\pi} \left[Z\,(4 \sin^2\Theta_W - 1) + N \right]^2 E_\nu^2\,(1 + \cos\Theta)$$

où Θ est l'angle de diffusion, l'angle de Weinberg $\sin^2\Theta_W \approx 0.22 \# 1/4$, E_ν

---

* En Contrat de Formation par la Recherche.

l'énergie des neutrinos, Z et N le nombre de protons et de neutrons des centres diffuseurs. Dans les conditions de l'effondrement, la masse atomique des centres diffuseurs est comprise entre 500 et 1000 [2,3].

Le couplage du modèle hydrodynamique et du transport des neutrinos nous permettra d'explorer les conditions de confinement des neutrinos et l'influence de ce phénomène sur l'expulsion de l'enveloppe de l'étoile.

REFERENCES

[1] - H.A. BETHE, G.E. BROWN, G.E.APPLEGATE, J.M. LATTIMER, Nucl. Phys. A 324, 487 (1979).

[2] - P. BONCHE, D. VAUTHERIN, Nucl. Phys. A 372, 496 (1981).

[3] - P. BONCHE, D. VAUTHERIN, Astron. Astrophys. 112, 268 (1982).

[4] - E. SURAUD, Thèse de 3° cycle, Université Paris XI (1984).

[5] - A. DRUKIER, L. STODOLSKY, Rapport MPI-PAE/Pth 36/82 (1982).

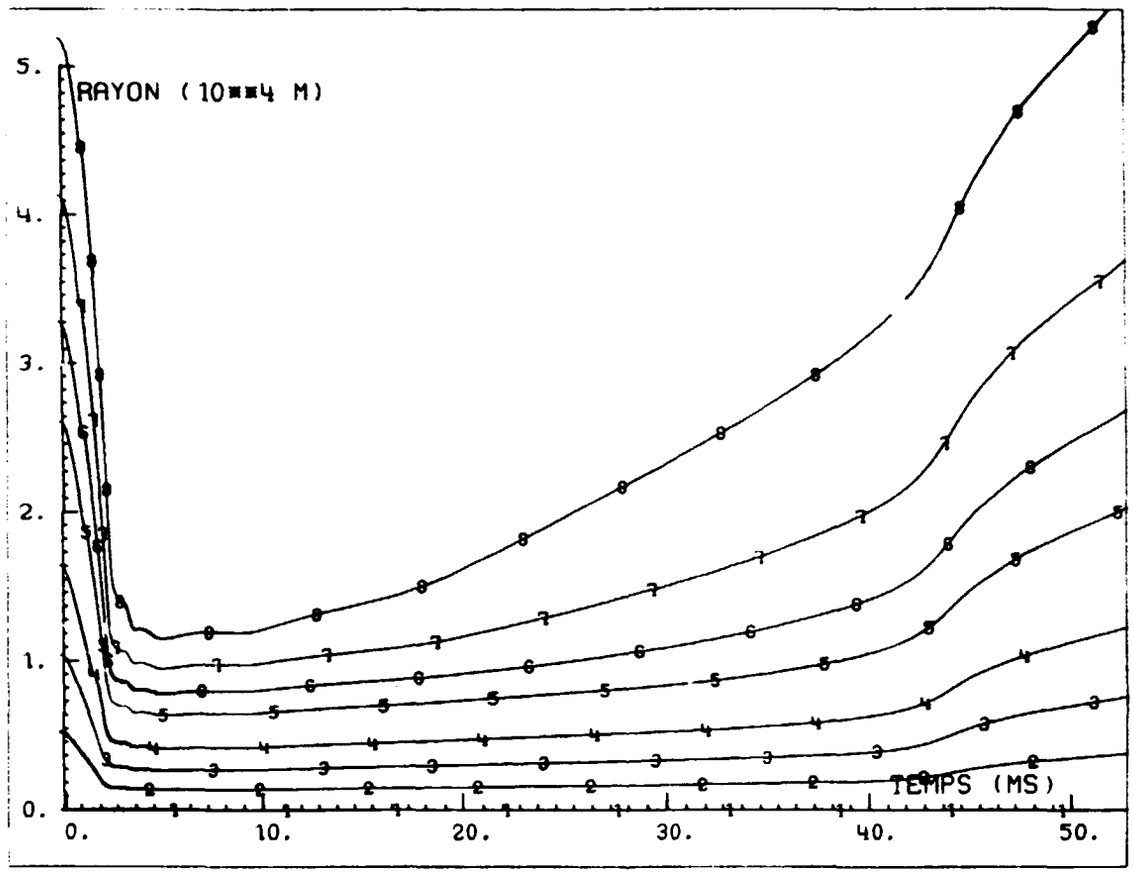


FIGURE D-III-1-1

Diagramme de marche des couches internes d'une supernova, représentant l'effondrement et le rebond du coeur. Dans cet exemple, nous avons adopté l'équation d'état de E. SURAUD [4], valable en deçà et au delà de la phase bulle (0,02 ≤ ρ/1 fm⁻³ ≤ 0.20). L'unité de longueur est 10 km, celle de temps 1 milliseconde.

D-III-2 Etude de la fragmentation des nuages moléculaires

(J.P. CHIEZE, M. RENARD).

The fragmentation of molecular clouds.

We analysed both analytically and numerically the stability of molecular clouds against fragmentation. New results are obtained by taking properly into account the heating and cooling mechanisms of molecular gas, and, on the other hand, by combining the cooperative effects of the gravitational and thermal instability. In this way we obtained a new dispersion relation for the propagation of small disturbances, from which it appears that in some regimes, the growth rate of small scale (thermal) instabilities exceeds that of long scale (gravitational) instabilities, leading to fragmentation.

1 - Equation d'état du gaz moléculaire*

L'équation d'état du gaz moléculaire est une fonction de la forme $P = P(n_H, A_V)$ où n_H est la densité de proton (incluant toutes les espèces contenant de l'hydrogène : H_2, HCO...) et A_V la profondeur optique dans le visible, au point considéré. La température et la composition chimique n'interviennent pas, à l'équilibre, en tant que variables indépendantes, car elles sont fixées par la contrainte de nullité du bilan thermique du gaz.

Pour obtenir l'équation d'état du gaz, nous avons tenu compte d'une dizaine de mécanismes de chauffage et de refroidissement :

Chauffage par :

- effet photoélectrique sur les grains,
- la formation de l'hydrogène moléculaire,
- le rayonnement cosmique,
- la photoionisation du carbone.

---

* Une partie de ce travail a été menée en collaboration avec J.L. PUGET (E.N.S.) et E. FALGARONE (E.N.S.).

Refroidissement :

- par l'excitation des niveaux hyperfins du carbone ionisé,
- par le carbone neutre,
- par l'oxygène neutre,
- par les molécules (CO),
- par l'excitation des niveaux rotationnels de la molécule H_2, (traitée hors équilibre).

mécanismes auxquels s'ajoutent les échanges thermiques entre le gaz et la poussière [1, 2, 3, 4]. Voir figure D-III-2-1.

2 - Relation de dispersion et fragmentation

La linéarisation de l'équation du mouvement :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j) + \nabla^2 p + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}\right) \qquad (1)$$

où φ est le potentiel gravitationnel, conduit à l'équation de propagation des ondes de petites amplitudes :

$$\frac{\partial^2 \hat{\rho}}{\partial t^2} = \nabla^2 \hat{p} + 4\pi G \rho \hat{\rho} \qquad (2)$$

Autour de l'équilibre dynamique et thermique, les perturbations de pression sont liées à celles de la densité par l'expression :

$$\hat{p} = \frac{\hat{\rho} \cdot \left\{ i\omega c_s^2 + \frac{2}{3} \left(\partial_\rho - \frac{T}{\rho} \partial_T\right) \Theta \right\} + \partial_{A_V} \Theta \int_r^R \hat{\rho}(r')\, dr'}{i\omega - \frac{2}{3} \frac{T}{\rho} \partial_T \Theta} \qquad (3)$$

L'exposant polytropique de la transformation est obtenu pour la limite $\omega \to 0$ soit :

$$\frac{d\log p}{d\log \rho} = \frac{p}{T} \frac{\left(\frac{T}{\rho} \partial_T - \partial_\rho\right) \Theta}{\partial_T \Theta}$$

où l'on a omis l'effet de la profondeur optique (A_V) pour plus de simplicité, et où Θ représente le bilan thermique.

La combinaison des expressions (2) et (3) conduit à la relation de dispersion :

$$k^2 = \frac{(4\pi G\rho - \omega_0{}^2)\ (\omega_0 - \frac{2}{3}\ \frac{T}{\rho}\ \partial_T\ \Theta)}{\omega_0 c_s{}^2 + \frac{2}{3}\ (\partial_\rho - \frac{T}{\rho}\ \partial_T)\ \Theta}$$

Dans cette expression ω_0 représente le taux de croissance (réel) du mode de longueur d'onde $\lambda = 2\pi/k$.

L'examen de cette relation de dispersion conduit à la conclusion que, dans un premier régime, les modes thermiquement instables voient leur portée accrue par le jeu de la gravité, alors que dans un second régime, les modes thermiques de petite échelle ont un taux de croissance plus élevé que celui du mode gravitationnel qui les contient. Ce dernier régime peut être identifié au mode de fragmentation des nuages moléculaires.

Ces conclusions ont pu être vérifiées numériquement à l'aide d'un modèle hydrodynamique (voir chap. D-III-1) incluant l'équation d'état que nous venons de mentionner.

REFERENCES

[1] - T. de JONG, A. DALGARNO, W. BOLAND (1980) Astron. Astrophys. 91, 68.

[2] - D.R. FLOWER, J.M. LAUNAY, E. ROUEFF, Proc. 21st Liège symposium (1978).

[3] - A. DALGARNO, R.A. Mc CRAY, Ann. Rev. Astron. Astrophys. (1972) 10, 375.

[4] - J.L. PAGET, E. FALGARONE, Soumis à Astron. Astrophys. (1984).

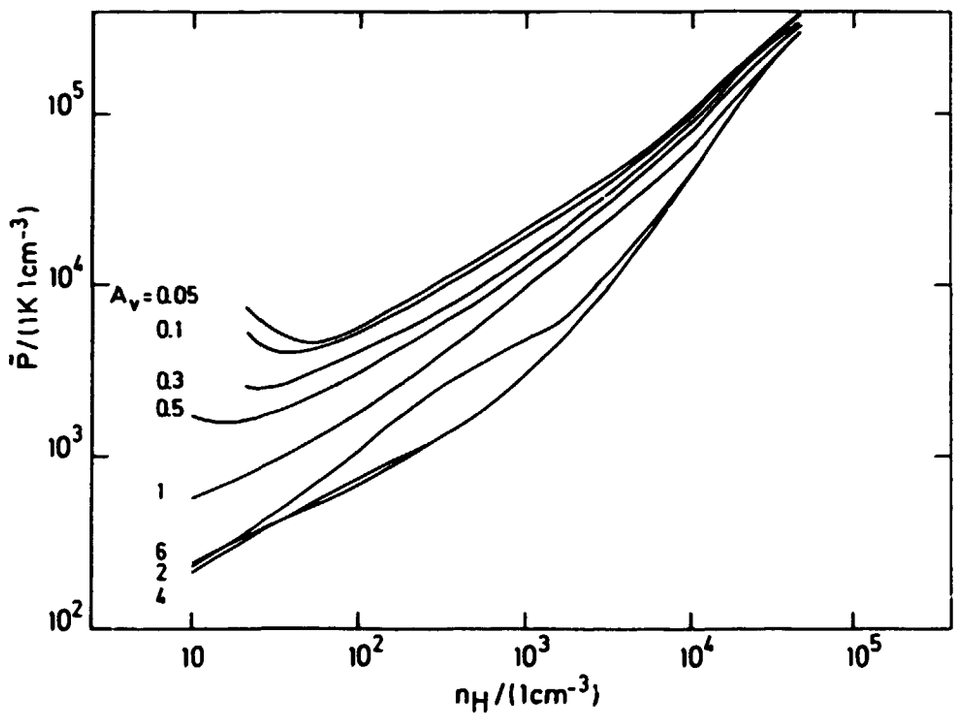


FIGURE D-III-2-1 :

Equation d'état du gaz moléculaire à l'équilibre thermique, en fonction de la densité locale de protons. Chaque courbe du réseau correspond à une profondeur optique donnée.

PARTIE E :

BIBLIOGRAPHIE

PUBLICATIONS

"Logarithmic asymptotic behaviour of the renormalized G-convolution product in four dimensional Euclidean space"

B. DUCOMET

Annales de l'"Institut Henri Poincaré", Vol. 41 N° 1 (1984) p. 1-24.

"Role of the gravitational instability and the interstellar medium pressure in the structure of molecular clouds"

J.P. CHIEZE

A paraître dans "Astronomy and Astrophysics".

"Strong coupling and isospin effects in neutron scattering from ^{76,80}Se

R.G. HURUP, R.W. FINLAY, J. RAPAPORT, J.P. DELAROCHE.

"Nuclear Physics", Vol. 420 A (1984) p. 237-256.

"Investigation of the ^{40}Ar + ^{197}Au, ^{198}Au systems at 44 MeV/n."

S. LERAY, G. NEBBIA, C. GREGOIRE, G. LA RANA, P. LHENORET, C. MAZUR, C. NGO, M. RIBRAG, E. TOMASI, S. CHIODELLI, J.L CHARVET, C. LEBRUN.

"Nuclear Physics", Vol. A 425 N° 2 p. 345-353.

"Conservation of axiomatic field theory properties by the G-convolution associated with simple graphs and the ϕ^4_4 equations of motion"

M. MANOLESSOU, B. DUCOMET.

"Annales de l'Institut Henri Poincaré", Vol. 40 N° 4 (1984) p. 339-415.

"Beta-delayed neutron radioactivity of ^{15}B"

J.P DUFOUR, S. BERAUD-SUDREAU, R. DEL MORAL, H. EMMERMANN, A. FLEURY, F. HUBERT, C. POINOT, M. PRAVIKOFF, J. FREHAUT, M. BEAU, A. BERTIN, G. GIRAUDET, A. HUCK, G. KLOTZ, C. MIEHE, C. RICHARD-SERRE, H. DELAGRANGE.

"Zeitschrift für Physik A-Atoms and Nuclei 319, p. 237-238 (1984).

"Rapport des activités de recherche dans le domaine des données nucléaires en France pour l'année 1983"

A. MICHAUDON, J. FREHAUT

NEANDC (E) 252/L, INDC (FR) 63/L.

"Extended coupled channel method for baryon scattering based on the dynamics of the Bohr Hamiltonian deduced from a microscopic nucleon-nucleon Hamiltonian"

K. KUMAR, Ch. LAGRANGE, M. GIROD, B. GRAMMATICOS.

A paraître dans "Physical Review C".

"Further extensions of the collective optical model for inelastic scattering from deformed nuclei"

J.P DELAROCHE, A.S. MEIGOONI

A paraître dans "Nuclear Physics".

"Nucleon - Induced Excitation of Collective Bands in ^{12}C"

A. S. MEIGOONI, R.W. FINLAY, J.S. PETLER, J.P. DELAROCHE.

A paraître dans "Nuclear Physics".

COMMUNICATIONS

Meeting of the American Physical Society, WASHINGTON (U.S.A.) du 23 au 26 Avril 1984.

- **"Measurements and calculations of neutron scattering in the actinide region".**

  L.F. HANSEN, Ch. LAGRANGE, R.C. HAIGHT, B.A. POHL, T. WONG.

Theoretical approaches to heavy ions reaction mechanisms, PARIS (France) du 14 au 18 Mai 1984.

- **"Fragment production in the ^{20}Ne + ^{27}Al system at 30 MeV/A."**

  M. MORJEAN, J.L. CHARVET, J.L. UZUREAU, Y. PATIN, A. PEGHAIRE, Y. PRANAL, L. SINOPOLI, R. BILLEREY, A. CHEVARIER, N. CHEVARIER, A. DEMEYER, M. STERN, G. LA RANA, S. LERAY, R. LUCAS, C. MAZUR, G. NEBBIA, C. NGO, M. RIERAG.

  Note CEA-N-2406 p. 122 (1984).

- **"Microscopic analysis of collective dynamics in low energy fission".**

  J.F. BERGER, M. GIROD, D. GOGNY.

  Nuclear Physics A 428 (1984).

Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data,, UPPSALA (Suède) du 21 au 25 Mai 1984.

- **"Progress in transactinium isotope neutron data measurements".**
  (Invited Paper)

  J. FREHAUT.

- **"Progress in theoretical calculation of transactinium isotope nuclear data".**
  (Invited Paper)

  J. SALVY.

Colloque National Matériaux, PARIS (France) du 28 au 30 Mai 1984.

- **"La microsonde nucléaire : un outil particulièrement intéressant pour examiner les nouveaux matériaux".**

  TH. ENGELMANN, J. BARDY, P. TROCELLIER.

Neutron Inter-Laboratory Seminar, BRAUNSCHWEIG (R.F.A.) du 6 au 8 Juin 1984.

- **"Fast Neutron Elastic and Inelastic Scattering from ^{24}Mg, ^{28}Si and ^{32}S".**

  G. HAOUAT.

- **"Performances of new ionization chambers for fission fragment detection".**

  J. TROCHON.

- **"Beam performances obtained with high energy RF bunchers at the Bruyères-le-Châtel tandem facility".**

  R. DEI-CAS.

- **"Measurement of the neutrons issued from a ^{252}Cf source relative to $\bar{\nu}p$ for the spontaneous fission"**

  J. FREHAUT.

- **"Comparison of recent $\bar{\nu}p$ data for neutron-induced fission of ^{232}Th, ^{235}U, ^{238}U, ^{237}Np and ^{239}Pu".**

  J. FREHAUT.

- **"Neutron capture cross-sections of molybdenum, praseodynium, lutetium and tantalum between 0.5 and 3 MeV".**

  J. VOIGNIER, S. JOLY, G. GRENIER.

- **"Improvements of the fast neutron time of flight spectrometer used in fast neutron scattering experiments".**

  G. HAOUAT.

Neutron-Nucleus Collisions - A Probe of Nuclear Structure", GLOUSTER, OHIO (U.S.A.) du 5 au 8 septembre 1984.

- **"Semi-microscopic interpretation of fast neutron scattering from ^{208}Pb".**

  G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, J.C. BRIENT, Y. PATIN, R. DE SWINIARSKI, F. DIETRICH.

  CEA-CONF 7417.

- **The imaginary part of the spin-orbit interaction for neutron-nucleus scattering".**

  R.L. WALTER, J.P. DELAROCHE, W. TORNOW, P.P. GUSS.

- **"Energy dependence of the local optical potential for neutron-nucleus scattering".**

  J. DELAROCHE, P.P. GUSS, G.M. HONORE, C.R. HOWELL, R.L. WALTER, D.C. LARSON, D.M. HETRICK, J.A. HARVEY.

- **"Neutron scattering on deformed nuclei".**

  L.F. HANSEN, Ch. LAGRANGE, R.C. HAIGHT, B.A. POHL, C. WONG.

  CEA-CONF 7737.

- **"Semi-microscopic calculations of elastic, inelastic and total neutron scattering by ^{239}Pu".**

  Ch. LAGRANGE, D.G. MADLAND, M. GIROD.

  CEA-CONF 7738.

- **"Nucleon-Induced Excitation of $K^{\pi} = 0^{+}$, 1^{-} and 3^{-} bands in ^{12}C".**

  A.S. MEIGOONI, R.W. FINLAY, J.S. PETLER, J.P. DELAROCHE.

  CEA-CONF 7742.

Fifth International Symposium on Capture Gamma-ray Spectroscopy and Related Topics, KNOXVILLE, TENNESSEE (U.S.A.) du 10 au 14 septembre 1984.

- **"Investigation of compound and direct-semidirect interference effects in the ^{89}Y (n, $\gamma_0 + \gamma_1$)^{90}Y reaction.**

  S. JOLY.

  CEA-CONF 7740.

Second International Workshop Atomic Physics for Ion Fusion", CHILTON (Angleterre) du 10 au 14 Septembre 1984.

- **"Status of the plasma - particle beam interaction experiment at Bruyères-le-Châtel".**

  R. DEI-CAS, M. RENAUD, J.P. LAGET, J.P. MOSNIER, G. FINE, A. COURTAIN, R. BARCHEWITZ, M. CUKIER.

Meeting de l'American Physical Society, SESAP, MEMPHIS (U.S.A.) du 25 au 27 Octobre 1984.

- **"A coupled channels Analysis of Polarized Proton Scattering from $^{116,120,124}Sn$".**

  D.J. ABBOTT, R.L. VARNER, J.P. DELAROCHE, T.B. CLEGG.

8éme Conférence **"Applications of Accelerators in Research and Industry"**, DENTON (U.S.A.), North Texas State University, du 12 au 14 Novembre 1984.

- **"Partial Kerma Factors for Neutron Interactions with ^{12}C at $20 < E_n < 65$ MeV".**

  R.W. FINLAY, A.S. MEIGOONI, M.S. PETLER, J.P. DELAROCHE.

  CEA-CONF 7741.

NOTES C.E.A.

Calcul précis de l'angle moyen de diffusion du décrément logarithmique et de son carré moyen.

G. BERSILLON, B. CAPUT.

NOTE CEA - N - 2393.

Compte rendu d'activité du service PNN pour l'année 1983.

NOTE CEA - N - 2396, NEANDC (E) 234/L,INDC (FR) 62/L.

DIVERS

"Information par microprocesseur d'un système regroupeur haute fréquence".
R. FAUJOUR.
Note interne, N° P2N/155/84 du 09.03.84.

"Technique d'étalonnage des dispositifs de mesure de flux neutronique auprès des lasers".
G. GRENIER, D. GIMAT.
DO 84 041/84-03.

"Contrôle de pression /température du gaz dans les cibles gazeuses".
S. SEGUIN.
Note technique N° P2N 443/84 du 05/07/84.

"Compte rendu 'Banc Source' du 29 juin 1984".
R. DEI-CAS.
Note technique N° P2N 443/84 du 05/07/84.

"Compte rendu de la réunion CENDRION (Laser + IL)".
R. DEI-CAS.
Note technique N° P2N 445/84 du 05/07/84.

"Système d'acquisition des données pour l'expérience CENDRION".
R. DEI-CAS.
N° P2N/579/84 du 17/09/84.

"Calcul des structures à aimants permanents".
R. DEI-CAS, M.A. BEUVE, J. BARDY.
Note technique N° P2N 617/84 du 27/09/84.

"Spectromètre à aimants permanents-Optimisation de la structure en H (P2N/B3)".
R. DEI-CAS, M.A. BEUVE, J. BARDY.
Note technique N° P2N/715/84 du 05/11/84.

"Status report on the plasma-particle beam interaction experiment at Bruyères-le-Châtel".
R. DEI-CAS.
Rapport technique, N° P2N/781/84 du 29/11/84.

PARTIE F :

SEMINAIRES

LISTE DES SEMINAIRES DONNES AU SERVICE P2N EN 1984

(En principe tous les lundis à 11 heures)

Lundi 16 Janvier 1984 :

"Medium energy antiproton-nucleus experiments"
D. DRAKE - CERN et Los Alamos National Laboratory -

Mercredi 18 Janvier 1984 :

"Différents régimes de fragmentation à 40 MeV/nucléon"
D. DRAKE - CERN et Los ALamos National Laboratory -

Lundi 23 Janvier 1984 :

"Multiplicité de neutrons dans la fission vue comme un phénomène de diffusion"
P. GRANGE - Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg -

Lundi 30 Janvier 1984 :

"Observation des bosons intermédiaires dans l'expérience UA2"
S. LOUCATOS - Département de Physique des Particules Elémentaires - SACLAY -

Lundi 6 Février 1984 :

"Le chaos quantique"
B. GRAMMATICOS - Département de Mathématiques - CNET - ISSY-LES-MOULINEAUX -

Lundi 13 Février 1984 :

"Le laser à électrons libres d'Orsay"
J.M. ORTEGA - LURE - ORSAY -

Lundi 27 Février 1984 :

"Etude du transfert d'impulsion à 31 MeV/u dans une expérience de coincidence entre les fragments de fission de la cible et les fragments légers émis vers l'avant dans les réactions ^{16}O + Au et ^{16}O + Th"
J.F. LECOLLEY - Laboratoire de Physique Corpusculaire - CAEN -

lundi 5 mars 1984 :

" An Overview of the Facilities of the Triangle Universities Nuclear Laboratory"
E. BILPUCH - Duke University - DURHAM - (U.S.A.)

Lundi 12 Mars 1984 :

"Les anomalons"
J.P. DUFOUR - Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux - GRADIGNAN -

Lundi 19 Mars 1984 :

"Nouvelles techniques d'accélération des particules"
G. LELEUX - Laboratoire National Saturne - SACLAY -

Mercredi 25 Avril 1984 :

"Calculateur de test autonome et bus VME"
S. BREHIN - Département de Physique des Particules Elémentaires - SACLAY -

Jeudi 10 Mai 1984 :

"Systematics of fission cross sections"
J. BEHRENS - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et
National Bureau of Standards - WASHINGTON - (U.S.A.)

Mardi 29 Mai 1984 :

"Système de mesure de la dose, de l'équivalent de dose et du facteur de qualité dans tout champ mixte neutron gamma"
M. VAN DAT et Mlle LUCCIONI - Institut de Protection et de Sureté Nucléaire
Centre d'Etudes Nucléaires de FONTENAY-AUX-ROSES

Mardi 5 Juin 1984 :

"Application des techniques nucléaires d'analyse à l'étude de la corrosion aqueuse des verres"
P. TROCELLIER - DCAEA - Centre d'Etudes Nucléaires de SACLAY -

Jeudi 7 Juin 1984 :

"Rotating Hartree Fock"
M. WEISS - Livermore National Laboratory - LIVERMORE - (U.S.A.)

Jeudi 14 juin 1984 :

"La structure des galaxies spirales"
E. ATHANASSOULA - Observatoire de Marseille -

Lundi 18 Juin 1984 :

"Re/Os Chronology - Neutron scattering from ^{187}Os"
M. Mc ELLISTREM - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et
Université du Kentucky - LEXINGTON - (U.S.A.)

Lundi 25 Juin 1984 :

"Microscopic Calculations of the Imaginary Optical Potentiel"
V. MADSEN - Institut für Kernphysik - JULICH (R.F.A.) et
Université d'Oregon - EUGENE - (U.S.A.)

Mardi 17 Juillet :

"Effect of realistic single particle levels on precompound decay"
H. BLANN - Lawrence Livermore Laboratory (U.S.A.)

Lundi 8 Octobre 1984 :

"Mesure de la section efficace diélectronique et description d'une expérience en cours"
A. MENIER - Institut des Sciences Nucléaires - GRENOBLE -

Lundi 19 Novembre 1984 :

"Cross section calculations for reactions induced by ^{3}H on ^{6}Li"
G.M. HALE - Los Alamos National Laboratory - (U.S.A.)

Lundi 26 Novembre 1984 :

"Utilisation de structures à aimants permanents pour la réalisation d'un spectromètre à haute résolution :
- essais d'un prototype,
- exemples d'application."
R. DEI-CAS - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel -

Lundi 3 Décembre 1984 :

"Analyse en terme de multiphonons des structures observées dans les spectres en énergie des produits de réactions entre ions lourds"
Ph. CHOMAZ - Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel -

Lundi 10 Décembre 1984 :

"Diagnostics de température et de densité par spectroscopie d'émission X pour un plasma chaud dans l'étude de l'interaction ions lourds-plasma"
M. CUKIER - Laboratoire de Physique des Plasmas - ORSAY -

Lundi 17 Décembre 1984 :

"The Role of the Delta hole in nucleon-nucleus charge-exchange reaction"
Virginia R. BROWN - Lawrence Livermore National Laboratory - (U.S.A.)