

*INDEX EURA 74*  
NEANDC (E) 161 "U"

**PROGRESS REPORT  
ON NUCLEAR DATA RESEARCH IN THE  
EUROPEAN COMMUNITY**

for the period January, 1 to December 31, 1973

Submitted by the Joint European Nuclear Data  
and Reactor Physics Committee

(Secretariat: Central Bureau for Nuclear Measurements,  
Euratom, Geel, Belgium)

August 1974

**LEGAL NOTICE:**

The information contained in this progress report has a preliminary character.

No data contained in this report may be used without the permission of the responsible authorities.

It is suggested that experimentators should be contacted in this respect.

**PROGRESS REPORT  
ON NUCLEAR DATA RESEARCH IN THE  
EUROPEAN COMMUNITY**

for the period January, 1 to December 31, 1973

Submitted by the Joint European Nuclear Data  
and Reactor Physics Committee

(Secretariat: Central Bureau for Nuclear Measurements,  
Euratom, Geel, Belgium)

August 1974

The figures in the left margin refer to request numbers listed  
in WRENDA 73 (March 1973) - INDC(SEC)-32/U

## I N D E X

	<u>page</u>
I. Service de la Métrologie et de la Physique Neutroniques Fondamentales, CEA-CEN Saclay (France)	1
II. Section d'Etudes et de Mesures en Neutrons Rapides, CEA-CEN Cadarache (France)	31
III. Service de Physique Nucléaire CEA-CEN Bruyères-le-Chatel (France)	38
IV. Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble (France)	70
V. Département de Mesures - Service de Radiochimie CEA-CEN Bruyères-le-Chatel (France)	78
VI. Service de Physique Expérimentale CEA-CEN Fontenay-aux-Roses (France)	83
VII. Service d'Etudes des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées, CEA-CEN Saclay (France)	88
VIII. Institut für Angewandte Kernphysik Kernforschungszentrum Karlsruhe (Germany)	90
IX. Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik Kernforschungszentrum Karlsruhe (Germany)	107
X. Institut für Nuklearchemie Kernforschungsanlage Jülich (Germany)	111
XI. Institut für Experimentalphysik Universität Hamburg (Germany)	113
XII. Institut für Reine und Angewandte Kernphysik Universität Kiel, Geesthacht, (Germany)	114
XIII. Physik-Department der Technischen Universität München E 14 FRM, Garching (Germany)	118

XIV.	Laboratorio dati Nucleari, Centro di Calcolo del C.N.E.N., Bologna (Italy)	126
XV.	Centro Siciliano di Fisica Nucleare e di Struttura della Materia, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Catania, Istituto di Fisica dell'Universita' di Catania (Italy)	140
XVI.	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Trieste, Istituto di Fisica Sperimentale dell'Universita, Trieste (Italy)	146
XVII.	Laboratorio Fisica e Calcolo Reattori CSN Casaccia, Roma (Italy)	152
XVIII.	Gruppo di Ricerca INFN, Istituto di Scienze Fisiche, Universita di Genova (Italy)	153
XIX.	Gruppo di Ricerca CISE-INFN, Milano (Italy)	155
XX.	Gruppo di Ricerca INFN delle Basse Energie dell' Istituto di Fisica dell'Universita, Pavia (Italy)	159
XXI.	Reactor Centrum Nederland, Petten (the Netherlands)	161
XXII.	Centre d'Etude de l'Energie Nucléaire, Studiecentrum voor Kernenergie, Mol (Belgium)	190
XXIII.	Central Bureau for Nuclear Measurements, Euratom, Geel (Belgium)	195
XXIV.	Co-operation between SCK/CEN, Mol and CBNM, Geel for Neutron Cross-Section Measurements (Belgium)	234

I. SERVICE DE LA METROLOGIE ET DE LA PHYSIQUE NEUTRONIQUES

FONDAMENTALES - CEA - CEN - SACLAY (FRANCE) - (R. JOLY)

I. GROUPE DES NEUTRONS THERMIQUES (H. NIFENECKER)

I. 1. Etudes sur la fission

Le programme d'étude détaillée de l'émission des neutrons et des gammas prompts par les fragments individuels a été poursuivi (voir rapport EANDC - E - 157 U, volume 2). L'information recherchée est double : d'une part elle conduit à l'étude du mécanisme de désexcitation de ces noyaux riches en neutrons et formés dans des états de spin élevés; d'autre part elle vise à évaluer les distributions des énergies d'excitation des deux fragments complémentaires et leurs corrélations en fonction des autres paramètres de scission (rapport des masses, des charges, énergies cinétiques) dans le but d'obtenir des renseignements sur le processus de fission.

I. 1. 1. Approfondissement de la technique du gros scintillateur liquide pour les mesures de  $\bar{V}$  : calculs de Monte-Carlo de l'efficacité de détection des neutrons en fonction de leur énergie incidente [1]. (J. Poitou, C. Signarbieux)

L'efficacité totale est le produit de 3 efficacités partielles :  $\mathcal{E}_{tot} = \mathcal{E}_c \times \mathcal{E}_\gamma \times \mathcal{E}_l$  où  $\mathcal{E}_c$  est l'efficacité de capture des neutrons,  $\mathcal{E}_\gamma$  l'efficacité d'absorption des rayons  $\gamma$  de capture,  $\mathcal{E}_l$  l'efficacité de la collection lumineuse. Une détermination globale de  $\mathcal{E}_{tot}$  est difficile à réaliser expérimentalement, aussi utilise-t-on habituellement des calculs de Monte-Carlo pour simuler l'ensemble de détection. Jusqu'à maintenant, seul le terme  $\mathcal{E}_c$  avait été pris en compte dans les travaux antérieurs [2][3], ce qui correspond à l'hypothèse implicite que la probabilité de détection du rayonnement  $\gamma$  est indépendante du lieu de capture du neutron donc de l'énergie initiale du neutron : ceci n'est pas vrai en toute rigueur. Nous avons donc introduit dans nos calculs la simulation de l'émission des gammas de capture et leur absorption dans le scintillateur. Les résultats montrent que le terme  $\mathcal{E}_\gamma$  ne dépend que légèrement de l'énergie initiale du neutron (fig. 1); cette dépendance a été étudiée pour différentes dimensions du scintillateur et différents seuils de détection de l'électronique associée au détecteur. L'importance d'une telle correction se révèle être négligeable sur les mesures de  $\bar{V}$  pourvu que le détecteur soit de grande

dimension et rempli avec un scintillateur ayant une bonne transmission lumineuse..

1. 1. 2. Etude de la corrélation entre  $\bar{N}_T$  (nombre total de neutrons prompts) et  $\bar{E}_{\gamma T}$  (énergie totale des gammas prompts). (J. Girard, M. Ribrag)

Le gros scintillateur liquide (500 litres) chargé au Gd a été utilisé comme détecteur 4  $\pi$  pour mesurer simultanément  $\bar{N}_T$  et  $\bar{E}_{\gamma T}$  pour différents systèmes fissionnants : fission spontanée du  $^{240}\text{Pu}$  et  $^{252}\text{Cf}$ , fission thermique du  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ .  $\bar{E}_{\gamma T}$  est déduite de l'amplitude moyenne de l'impulsion prompte du scintillateur, résultante de l'effet des protons de recul et des gammas prompts ; la correction due aux protons de recul est calculée suivant une méthode développée antérieurement [4]. La figure 2 montre une dépendance quasi-linéaire entre  $\bar{N}_T$  et  $\bar{E}_{\gamma T}$  : ce comportement est interprété comme une conséquence de la compétition gamma-neutron lors de la désexcitation des fragments de fission.

1. 1. 3. Interprétation de la non corrélation des énergies d'excitation de 2 fragments de masses complémentaires [5] (R. Babinet, H. Nifenecker, J. Poitou, C. Signarbieux)

Il a été trouvé expérimentalement que dans le cas de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  les énergies d'excitation de deux fragments de masses complémentaires ne sont pas corrélées, ceci étant vrai quelque soit le rapport des masses choisi (voir rapport EANDC-E-157 U, volume 2, page 1 et réf. [6]).

Ce résultat peut être interprété comme la preuve qu'au point de scission, l'énergie d'excitation totale du système est distribuée dans un grand nombre de degrés de liberté (collectifs et/ou, intrinsèques), autrement dit le mouvement d'elongation ordonnée vers la fission est fortement amorti et l'énergie cinétique translationnelle gagnée dans la descente vers la scission est dissipée dans un grand nombre de modes d'excitation du système.

1. 1. 4. Origine des valeurs élevées du spin des fragments de fission (M. Martinot, C. Signarbieux)

Dans le cas de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , nous avons mesuré les variances  $\sigma^2(\nu_1)$  et  $\sigma^2(\nu_2)$  des distributions du nombre de neutrons prompts émis respectivement par les deux fragments complémentaires en fonction de leurs masses et énergies cinétiques. La figure 3 montre pour le rapport des masses le plus probable (108-144) les variations des valeurs moyennes  $\bar{\nu}_1$  et  $\bar{\nu}_2$  et des variances  $\sigma^2(\nu_1)$  et  $\sigma^2(\nu_2)$  en

fonction de  $E_K$  (énergie cinétique totale des 2 fragments). On observe que, pour la valeur de  $E_K$  la plus probable, la variance  $\sigma^2(v)$  du fragment lourd est le double de celle du fragment léger alors que les valeurs moyennes sont pratiquement égales. Ce déséquilibre des variances se manifeste d'ailleurs dans tout le domaine de variation de  $E_K$ . Cet effet semble trop important pour être expliqué par des différences sur les énergies de liaison des neutrons impliquées dans la désexcitation des deux fragments. On est alors amené à penser que le phénomène de compétition neutron-gamma lors de la désexcitation des fragments affecte beaucoup plus le fragment lourd que le léger avec, comme conclusion, que le fragment lourd posséderait un spin initial nettement plus élevé en moyenne que celui du fragment léger. Si tel est le cas, l'existence d'un moment angulaire orbital, nécessaire à la conservation du moment angulaire total, indiquerait qu'au moment de la scission il existe des forces coulombiennes non-axiales et qu'en définitive les fragments acquèreraient une partie importante de leur spin après la scission dans leur répulsion coulombienne mutuelle.

1. 1. 5. Etude des spectres d'énergie des neutrons prompts émis par les fragments individuels ( J. Girard, J. Poitou, M. Ribrag )

L'expérience sur la corrélation angulaire dans le laboratoire des neutrons prompts par rapport au fragment émetteur a été poursuivie ( rapport EANDC-E-157, volume 2, page 2). Nous avons mis en évidence l'extrême importance du bruit de fond dû aux neutrons appartenant à la même bouffée que le neutron détecté sur la forme des spectres obtenus. Les solutions à apporter pour soustraire avec précision ce bruit de fond, ne sont pas simples; l'effort expérimental est poursuivi.

1. 2. Rayonnement de fluorescence des niveaux nucléaires - ( R. Babinet, J. Fagot, R. Lucas, M. Martinot )

L'étude entre 5 et 8 MeV de la diffusion résonnante des gammas par des noyaux  $A \geq 60$  a été poursuivie à l'aide du faisceau gamma monochromatique disponible auprès de la pile Triton [7]. Le spectre diffusé est détecté par une diode Ge-Li de 100 cc placée à  $135^\circ$  par rapport au faisceau incident ce qui permet d'éliminer toutes les diffusions non résonnantes. Le faible bruit de fond ambiant a permis de mettre en évidence une structure large ( sa largeur de 250 KeV est équivalente à celle du faisceau incident); cette structure a une intensité qui dépend à la fois de l'énergie du

faisceau incident et du noyau diffuseur. Elle a été décelée pour des noyaux de nickel, zirconium, yttrium, étain, cerium, lanthane, thallium, mercure, plomb (208 et naturel) et bismuth, mais n'a pu être observée avec des cibles d'or et de tantale. Il faut noter par ailleurs que, pour le thallium, il apparaît outre la composante de diffusion élastique une contribution inélastique importante; de plus des niveaux discrets de diffusion résonnante ont été mis en évidence dans le  $^{208}\text{Pb}$  et l'Yttrium.

Les sections efficaces de diffusion sont représentées sur la figure 4 en fonction de l'énergie du faisceau incident. Elles présentent pour presque tous les noyaux deux maxima à 5,5 et 7,3 MeV.

De tels résultats n'ont jusqu'ici pas d'explication dans le cadre des modèles connus; les énergies prévues des modes collectifs isovectoriels sont plus élevées et dépendent de la masse du noyau; d'autre part il est peu vraisemblable que la densité de niveaux dont les caractéristiques soient favorables à la diffusion, présente un maximum constant du nickel au bismuth.

1. 3. Effets de couche sur les densités d'excitons ( M. Martinot en collaboration avec J. F. Berger, CEA Bruyères le Châtel).

Une méthode nouvelle, fondée sur les propriétés de symétrie de la fonction de partition permet de calculer les densités d'états nucléaires pour lesquels sont fixés les nombres de particules et de trous dans les couches de neutrons et de protons. A basse énergie, les densités ainsi calculées peuvent différer de plusieurs ordres de grandeur de celles déduites des formules conventionnelles. La correction de couche, déduite des présents calculs, est comparée à celle introduite dans les calculs de barrière de fission.

2. FONCTIONNEMENT DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS DE 60 MeV (S. ROLAND)

Cet accélérateur a fonctionné 3350 heures au cours de l'année 1973 avec une fiabilité excellente, puisqu'il n'a été immobilisé que 9 jours par des pannes. Ce temps d'utilisation est en nette décroissance vis à vis de celui des précédentes années (4360 heures en 1972) car des études de diversification, demandant un temps d'implantation de l'appareillage important pour un temps limité d'utilisateur du faisceau, ont été entrepris.

La répartition des " temps faisceau " s'est établie comme suit :

- études neutroniques	1960 heures
- études photonucléaires	700 heures

- |                          |            |
|--------------------------|------------|
| - analyse par activation | 350 heures |
| - études diverses        | 340 heures |

Les études neutroniques et photonucléaires sont rapportées aux paragraphes 3 et 4 ci-dessous. Parmi les études diverses, on peut mentionner :

- la réalisation d'un système de contrôle et pilotage de l'Accélérateur par un calculateur PDP8 en ligne
- une étude sur la " radiation de transition " qui a conduit à la mise au point d'un détecteur de positron et de densité du faisceau d'électrons accélérés
- des étalonnages de détecteurs destinés à la recherche spatiale.

3. GROUPE DES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES A L'ACCELERATEUR

LINEAIRE DE 60 MeV ET DE 600 MeV (A. L. S.) - (R. BERGERE,

Ce groupe comprend : Mme de Miniac, MM. H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Leprêtre et A. Veyssiére.

3. 1. Dispositifs expérimentaux - Un système de transport du faisceau de positons a été installé auprès de l'A. L. S. dans le but d'utiliser, en salle dite de Basse Energie, des photons quasi monochromatiques d'énergie variable comprise entre 30 MeV et 100 MeV. Un calculateur PDP8E a été couplé aux divers organes du système de transfert pour contrôler l'énergie et l'émittance du faisceau de positons. L'étude du faisceau de photons obtenu par annihilation en vol de positons dans une cible mince de Li H est en cours.

3. 2. Etudes et résultats expérimentaux - Les sections efficaces photoneutroniques partielles  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  ainsi que les sections efficaces de photofission  $\sigma(\gamma, F)$  ont été mesurées pour les noyaux  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{237}\text{Np}$  [8]. Les figures 5 et 6 présentent les résultats expérimentaux obtenus. A partir des sections efficaces totales  $\sigma_{\text{tot}}$  présentées sur la figure 5, les paramètres des raies de Lorentz, les moments quadrupolaires intrinsèques et les sections efficaces intégrées ont été évalués. On a également étudié en fonction de l'énergie la variation du rapport  $\frac{\Gamma_F}{\Gamma_{\text{tot}}}$ , et en fonction du paramètre de fissionabilité  $Z^2/A$  la variation du rapport  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_F}$ . Ces résultats sont présentés sur la figure 7. Par ailleurs nous avons étudié la résonance géante des isotopes 144-148-150-152-154 du Samarium [9]. Les sections efficaces photoneutroniques totales sont présentées sur la figure 8. Les résultats obtenus ont été

comparés aux prédictions du modèle collectif dynamique. Les moments quadrupolaires intrinsèques de  $^{152}\text{Sm}$  et  $^{154}\text{Sm}$  ont été évalués.

**4. GROUPE DES ETUDES NEUTRONIQUES A L'ACCELERATEUR LINEAIRE DE 60 MeV (D. PAYA)**

Les activités du groupe se sont orientées vers la fission à l'exception d'une étude qui a été engagée en vue de la construction d'un détecteur destiné à la mesure des sections efficaces de capture. La mise à la réforme du calculateur CAE 510 est prévue pour le début de 1974. Elle nous a amenés, d'une part à acquérir un calculateur Télémécanique T 1600, d'autre part à repenser les problèmes d'acquisition des données.

**4.1. Mesure et analyse de la section efficace totale neutronique de  $^{241}\text{Am}$ .  
(H. Derrien)**

La section efficace totale de  $^{241}\text{Am}$  a été mesurée pour des énergies de neutrons allant de 0,8 eV à 1 keV. Les expériences de transmission ont été faites en utilisant une masse totale de 14,70 g d' $\text{AmO}_2$  fournis par le S.H.C.T. de Fontenay-aux-Roses (C.E.A. France). Trois échantillons ont été réalisés d'épaisseurs respectives : 0,18  $\text{g/cm}^2$ ; 0,63  $\text{g/cm}^2$  et 1,24  $\text{g/cm}^2$ . Contrairement aux habitudes du laboratoire, les échantillons n'ont pas été refroidis à la température de l'azote liquide à cause des difficultés de conditionnement dues à la très forte activité  $\gamma$  de  $^{241}\text{Am}$ . Les conditions expérimentales des mesures réalisées sont rassemblées dans le tableau I. L'analyse de la section efficace totale a été faite dans le domaine d'énergie de 0,8 eV à 150 eV [10] par le programme d'analyse de forme par moindres carrés utilisant le formalisme de Breit-Wigner à un niveau ; un tel formalisme s'est révélé suffisant à cause des faibles largeurs neutroniques et des très faibles largeurs de fission de  $^{241}\text{Am}$  (effets d'interférences entre niveaux pratiquement nuls). Environ 190 résonances ont été identifiées jusqu'à l'énergie de neutrons de 150 eV ; la variation du nombre de niveaux observés en fonction de l'énergie est linéaire jusqu'à 50 eV ; au-delà la perte de niveaux, due à l'augmentation de l'effet Doppler et à la détérioration de la résolution, est très importante. L'espacement moyen observé de 0 à 50 eV est de 0,67 eV ; l'étude des distributions des espacements (Fig. 9) et des largeurs neutroniques réduites montre que, même dans cet intervalle d'énergie, il reste encore près de 30 % de niveaux non observés ; l'espacement moyen réel serait donc voisin de 0,50 eV. La fonction densité  $S_0$  a été évaluée à partir des largeurs neutroniques des 190 résonances analysées ; elle

est égale à  $(0,95 \pm 0,09) \times 10^{-4}$ . La largeur totale de capture radiative a été déterminée pour 41 résonances ; la valeur moyenne obtenue est de  $(42,9 \pm 1,5)$  meV, en accord avec les prévisions théoriques.

4.2. Etude d'un détecteur de neutrons de fission et mesure de la section efficace de fission de  $^{241}\text{Am}$  dans le domaine des résonances (B. Lucas, H. Derrien, J. Trochon)

Les scintillateurs gazeux employés généralement pour les mesures de sections efficaces de fission ne sont guère utilisables dès que l'activité dépasse  $10^9$   $\alpha$ /s. Pour l'étude des transplutoniens, qui ont à la fois une forte activité  $\alpha$  et une faible section efficace, on a besoin d'un détecteur qui puisse accepter une quantité importante de matériau fissile sans être gêné par les rayons  $\alpha$ . C'est pourquoi nous avons développé un détecteur à protons de recul qui détecte les fissions par l'intermédiaire des neutrons rapides.

L'appareil est constitué d'un cylindre métallique formé de quatre parties optiquement indépendantes (Fig. 10) et contenant 50 litres de liquide hydrogéné scintillant NE213. Chaque partie est vue par un photomultiplicateur XP1040. Un tube coaxial intérieur permet d'introduire l'échantillon fissile au cœur du détecteur tout en observant les mesures de sécurité relatives aux noyaux fortement radioactifs. Des collimations de bore et de plomb placées à l'intérieur du tube réduisent les échanges de neutrons lents et de rayons  $\gamma$  entre l'échantillon et le scintillateur.

Le liquide scintille par suite du recul des noyaux d'hydrogène sous l'action des neutrons rapides émis à la fission. Les rayons  $\gamma$  provoquent aussi des scintillations mais celles-ci ont un temps de décroissance plus grand. Par un réglage judicieux de la charge d'espace dans le dernier étage du photomultiplicateur, on arrive à discriminer les impulsions dues à des neutrons de celles dues à des rayons  $\gamma$  d'après leur forme. Le discriminateur que nous avons réalisé permet d'atteindre un taux de rejet des rayons  $\gamma$  de  $10^4$  pour un seuil de neutrons de 500 keV. Le bon fonctionnement du discriminateur est soumis à la condition d'avoir une forme d'impulsion pure ; on lui a donc adjoint un dispositif anti empilement qui rejette les impulsions non isolées.

Le détecteur a été monté à une distance de vol de 13,9 m. Une barre d'ombre placée près de la cible de l'accélérateur, différentes collimations

et la pulsation des photomultiplicateurs, ont permis de réduire l'effet de la bouffée  $\gamma$  qui perturbe le système pendant moins de 30  $\mu$ s. Une première expérience a été effectuée avec un échantillon de  $^{241}\text{Am}$  dans les conditions du tableau II. Malheureusement, l'utilisation d'un conteneur en aluminium produit un bruit de fond de neutrons rapides dus à des réactions ( $\alpha, n$ ). Les impulsions correspondantes ont pu être éliminées par des coincidences entre les photomultiplicateurs, deux à deux, au prix d'une perte importante de l'efficacité de détection. Néanmoins, les résultats préliminaires sont très satisfaisants et confirment les espoirs qu'on avait placés dans ce détecteur. L'analyse de cette mesure préliminaire a été faite dans l'intervalle d'énergie de 0,8 eV à 25 eV. Les aires des résonances en fission ont été comparées à celles obtenues par C. D. Bowman et al au moyen d'une chambre à étincelles [11]; il y a un bon accord sur sept résonances importantes au dessous de 15 eV d'énergie de neutrons, le désaccord qui existe sur quatre résonances de faible importance est dû à une mauvaise évaluation de l'aire des résonances dans les résultats de C. D. Bowman. En relation avec l'analyse de la section efficace totale, nous avons pu évaluer la largeur de fission de 32 résonances. La distribution de ces largeurs de fission est donnée dans la figure 11; elle correspond à un nombre de degrés de liberté égal à  $5^+ 2^-$ , ce qui tendrait à prouver qu'il y a plusieurs voies dans chaque état de spin contribuant à la fission sous le seuil de  $^{241}\text{Am}$  par les neutrons "s". Mais cela ne doit pas surprendre car le noyau composé  $^{242}\text{Am}$  formé après la capture d'un neutron est impair-impaired et il n'est pas impossible qu'il existe plusieurs états de transition  $2^-$  et  $3^-$  dans un intervalle d'énergie restreint.

La mesure de la section efficace de fission a été reprise dans des meilleures conditions de bruit de fond et avec une meilleure statistique. Les résultats expérimentaux sont en cours d'analyse et doivent permettre la détermination des largeurs de fission jusqu'à l'énergie de 50 eV.

#### 4.3. Mesure de la section efficace de fission de $^{238}\text{U}$ au voisinage du seuil de

[1013] fission (J. Blons, C. Mazur)

[1014] 1015 Une mesure de la section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  et du rapport

[1016] 1017  $\sigma_f(^{238}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$  a été entreprise avec une résolution nominale de

[1017] 0,2 ns/m. Le détecteur utilisé était un scintillateur gazeux contenant

1,4 g de  $^{238}\text{U}$  et 0,8 g de  $^{235}\text{U}$

La distance de vol était de 50 m. La résolution en énergie était d'environ 6 keV à 1 MeV pour une largeur d'impulsion de neutrons de 10 ns. La figure 12 montre le taux de comptage pour 200 heures d'accumulation. La réponse à la bouffée  $\gamma$  est remarquable et permet d'étendre la mesure jusqu'à 6 MeV.

**4.4. Etude des résonances perdues dans les sections efficaces totale et de fission des noyaux fissiles (J. Blons)**

La difficulté principale rencontrée dans l'interprétation des sections efficaces totale et de fission des noyaux fissiles provient du nombre de niveaux qui ne sont pas détectés expérimentalement en raison soit de leur faible largeur neutronique, soit de la proximité d'un niveau beaucoup plus important. Pour atteindre des grandeurs physiques intéressantes comme la densité moyenne, il est nécessaire d'évaluer le nombre de niveaux ainsi perdus. Dans ce but, nous avons simulé les sections efficaces totale et de fission de  $^{233}\text{U}$  et  $^{241}\text{Pu}$  au moyen d'une méthode de Monte-Carlo. Les données introduites dans le calcul (tableau III) ont été choisies de manière à reproduire les valeurs moyennes et les distributions expérimentales. Elles permettent de constituer des jeux de paramètres de résonances à partir desquels, au moyen du formalisme multiniveaux de Reich et Moore, on construit les sections efficaces ; celles-ci sont ensuite déformées pour reproduire les effets de résonance et de fluctuations statistiques.

Globalement, les courbes obtenues font apparaître un nombre de résonances inférieur au nombre initial dans la proportion de 38 % (entre 0 et 60 eV) dans le cas de  $^{233}\text{U}$  et 27 % (entre 0 et 104 eV) dans le cas de  $^{241}\text{Pu}$ . Dans certains cas, la perte d'un ou plusieurs niveaux, ainsi que les effets d'interférence entre niveaux provoquent des déformations telles que les résonances n'apparaissent pas aux énergies des niveaux injectées dans le calcul.

**4.5. Barrière de fission de  $^{237}\text{Np}$  (S. Plattard, D. Paya)**

La séparation des résonances de classe II en deux groupes d'après leur taille est confirmée ; cependant l'interprétation avancée l'an dernier relative au spin de ces états est contredite par les résultats obtenus récemment à Oak Ridge . Il devient alors difficile de comprendre les raisons de cette séparation dans le cadre d'une barrière à deux bosses à une seule dimension.

Les principaux paramètres de la barrière de fission ont été évalués [13] en supposant que la barrière intérieure est la plus élevée. La période de fission de l'isomère de forme, encore inconnue, a été déduite d'une extrapolation des périodes de fission des isomères des noyaux impair-impair. La valeur obtenue est voisine de 50 secondes. Dans ces conditions les paramètres de la barrière à deux bosses sont les suivants :

$$\begin{aligned}E_A &= 6,08 \text{ MeV} \\E_B &= 5,45 \text{ MeV} \\E_{II} &= 1,84 \text{ MeV} \\\hbar\omega_A &= 0,7 \text{ MeV} \\\hbar\omega_B &= 0,45 \text{ MeV}\end{aligned}$$

Avec une telle barrière, la période de désexcitation  $\gamma$  de l'isomère vers le premier puits serait de l'ordre de 10 secondes.

#### 4. 6. Recherche des rayons $\gamma$ de préfission (C. Sukosd, J. Trochon)

Des mesures récentes [14-15] ont mis en évidence l'existence de la réaction  $^{239}\text{Pu}(n,\gamma_f)$  dans la région des résonances. A partir des résultats expérimentaux, des calculs effectués avec une barrière de fission à une bosse conduisent à une largeur  $\Gamma_{\gamma_f} = 5,2 \pm 1,4 \text{ meV}$  en accord avec les estimations faites par ailleurs. Cependant, la valeur moyenne du spectre des rayons  $\gamma$  de préfission ainsi obtenu est élevée et la position de l'état de transition  $1^+$  qui en résulte est plus basse que ne l'indique l'analyse de la réaction  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  en termes de barrières à deux bosses. Avec une telle barrière, des rayons  $\gamma$  de préfission d'énergie relativement élevée peuvent aussi peupler des niveaux situés au dessous du seuil de fission pourvu qu'il leur corresponde un niveau du second puits (Fig. 13) à travers lequel la fission est favorisée. On peut donc espérer obtenir des renseignements sur les états de classe II en étudiant les rayons  $\gamma$  de préfission. Malheureusement, ceux-ci ne sont relativement importants que dans les résonances qui ont une petite largeur de fission, ce qui impose une durée d'expérience très longue.

L'expérience consiste à mesurer l'énergie des rayons  $\gamma$  en coïncidence avec la fission. On utilise pour cela une diode au Ge(Li) de  $60 \text{ cm}^3$  ayant une résolution de 4 keV pour les rayons  $\gamma$  de  $^{60}\text{Co}$ . La fission est détectée, par l'intermédiaire des neutrons émis, au moyen d'un scintillateur liquide à protons de recul. Les impulsions issues de la diode en

coïncidence avec une fission sont codées à la fois en amplitude et en temps de vol. Les données bi-paramétriques sont inscrites sur une bande magnétique à 16 pistes au fur et à mesure de leur arrivée. Un traitement électronique permet, à la relecture de la bande, de constituer pour chaque résonance le spectre de rayons  $\gamma$  et de l'inscrire sur une bande magnétique à 7 pistes compatible avec IBM 360/90.

Les premiers résultats, obtenus après deux semaines d'accumulation, font apparaître, dans les résonances les plus intenses, la majorité des raies dues aux rayons  $\gamma$  émis par les fragments. Bien entendu, la statistique est encore beaucoup trop faible pour permettre l'observation des rayons de préfission dans les petites résonances, mais l'expérience se poursuit.

#### 4.7. Etude d'un détecteur de captures neutroniques (M. Alix, D. Paya)

Un détecteur destiné à la mesure des sections efficaces de capture est en cours de mise au point. Il est constitué de deux cellules indépendantes en quartz contenant chacune 4,75 litres de liquide scintillant non hydrogéné NE226 et observées par un photomultiplicateur 56DUVP (Fig.14). Chaque rayon  $\gamma$  détecté est affecté d'un poids qui est une fonction de la taille de l'impulsion lumineuse. Comme l'a montré Maier Leibnitz, il est possible, en choisissant convenablement la fonction poids, de corriger l'efficacité du détecteur et de détecter le nombre de neutrons capturés indépendamment de la cascade de désexcitation  $\gamma$ .

La correction de poids peut être faite "hors ligne" par traitement sur ordinateur des informations brutes enregistrées sur bandes magnétiques sous forme bi-dimensionnelle (amplitude, temps de vol). Mais il est plus rapide, dès lors que la fonction de poids est bien connue, de faire la correction "en ligne" et d'enregistrer directement le spectre de temps de vol pondéré. C'est pourquoi nous avons réalisé un dispositif qui est en réalité un mini ordinateur à programme câblé comprenant 8.192 mots mémoires à tores de 7 bits et 128 mots mémoires à diodes enfichables de 7 bits. La fonction de poids est affichée dans la mémoire à diodes ce qui permet, éventuellement de la modifier. L'appareil reçoit simultanément une adresse "temps" et une adresse "amplitude" correspondant à un événement analysé. Le contenu de la mémoire à tores à l'adresse "temps" et celui de la mémoire à diodes à l'adresse "amplitude" sont envoyés respectivement dans des registres "contenu temps" et "contenu amplitude". Un générateur

10 MHz débite en parallèle dans les deux registres montés, le premier en compteur, le second en décompteur, jusqu'au retour à zéro de ce dernier. Le contenu du premier registre s'accroît ainsi d'un nombre déterminé par la valeur de la fonction de poids pour l'amplitude analysée. Chaque fois que le contenu du registre "contenu temps" atteint 128 il est remis à zéro et l'adresse "temps" correspondante est transmise vers une mémoire externe qui peut être un bloc mémoire ou un ordinateur fonctionnant suivant le mode classique d'acquisition de spectres à une seule dimension. D'autres dispositifs électroniques ont aussi été réalisés, en particulier une matrice de programmation à diodes enfichables qui permet de programmer le déroulement de l'expérience à partir de l'ordinateur T 1600 et réalise les fonctions suivantes :

- accumulation du spectre de neutrons (ou rélecture de la bande magnétique),
- accumulation du spectre de captures avec coïncidence entre les deux cellules du détecteur,
- accumulation du spectre de captures avec anticoïncidence entre les deux cellules,
- réglage du gain des photomultiplicateurs,
- mise de l'échantillon 1 dans le faisceau,
- mise de l'échantillon 2 dans le faisceau,
- mise des écrans de bruit de fond dans le faisceau.

L'ensemble fonctionne de manière satisfaisante et on espère effectuer les premières mesures en 1974.

#### 4.8. Acquisition et dépouillement des données (M. Sanche, B. Cauvin, M. Huet, P. Libourel)

Un nouveau calculateur (T 1600 de la Télémécanique) est en cours d'installation. Il est destiné à remplacer le CAE 510 pour l'acquisition et le traitement des données de temps de vol. Les caractéristiques principales de ce système sont les suivantes : (Fig. 15)

- une unité centrale de 24 K mots,
- un disque rapide (temps d'accès 10 ms) de 512 K mots et un disque lent (disque à cartouche) de  $5 \cdot 10^6$  octets.,
- une unité de bande magnétique à 9 pistes compatible avec les dérouleurs de bande IBM

- deux unités de visualisation Tektronix 4010 destinées au dialogue du physicien (ou du programmeur) avec le calculateur.

#### Liaison aux expériences

Plusieurs expériences se déroulent simultanément sur l'accélérateur. Le système d'acquisition de données (actuellement en voie d'achèvement) comporte donc des caractéristiques élaborées de temps partagé.

A chaque expérience est associé un "poste de mesure" comprenant essentiellement :

- un clavier de 16 touches fonctions permettant au physicien de modifier certaines données de son expérience,
- un ou deux groupes de 4 échelles de comptage à 8 décades,
- une ou deux mémoires intégratrices de 4 K ou 8 K dans lesquelles sont intégrés directement les spectres de temps de vol. Le calculateur transfère périodiquement le contenu de ces mémoires sur le disque rapide.

Ce système de liaison, conçu en collaboration avec les Services d'Electronique de Saclay prévoit la connexion de 8 postes de mesures dont 4 sont actuellement installés.

#### Programmation du système en ligne

Nous utilisons les possibilités d'enchaînement du T 1600 pour élaborer un système comportant plusieurs tâches qui s'exécutent en alternance, s'interrompant les unes les autres par le jeu des interruptions venant de l'extérieur, soit des interfaces avec l'expérience, soit des demandes des visualisations 4010 réservées aux physiciens.

Le système correspond à l'organigramme de la figure 16 donnant approximativement la liste des tâches (ou programmes). Elles se décomposent en tâches "hard" répondant immédiatement à une interruption externe, et en tâches "soft" à exécution différée dans le temps. Les tâches "soft" sont affectées d'une priorité, différente pour toutes les tâches ; ceci permet de départager en tâches urgentes (décodage des expériences acquises en mémoires externes, traitement des acquisitions directes), moyennement urgentes (vérifications de l'acquisition, interventions diverses sur le déroulement de l'acquisition . . . ), non urgentes (dépouillement). Cette dernière catégorie ne s'exécute que pendant les temps morts de l'unité centrale.

Elle peut être momentanément arrêtée et gelée sur disque attendant d'être rappelée en mémoire centrale.

L'étude de ce système a été faite en vue de la placer ultérieurement sous moniteur " soft " fourni par la Télémécanique (RTES), sans modification de notre système.

5. GROUPE EVALUATION - (Pierre RIBON )

5.1. Etudes générales -

1 - L'étude entreprise par M. Tran Quoc Thuong sur l'Analyse statistique des distributions des largeurs partielles réduites " a été menée à bonne fin et sera publiée sous forme de note CEA avec diffusion EANDC-L [16]. Cette étude est basée sur une formulation rigoureuse des phénomènes statistiques; il apparaît, en particulier, que toutes les méthodes d'analyse usuelles introduisent un biais qui fausse les résultats. Le formalisme complet a été expliqué pour deux méthodes d'analyse : celle du maximum de vraisemblance et celle des moments.

Par exemple, le biais introduit sur la valeur du nombre de degré de liberté  $\nu$  d'une distribution de largeurs partielles par la première méthode est de l'ordre de  $\nu/N$  ( $N$  étant le nombre de résonance dans l'échantillon étudié) pour un seuil nul, et croît avec ce seuil; or, dans l'analyse, seules sont prises en compte les largeurs supérieures à un seuil.

Au point de vue physique, ce biais permet d'expliquer pourquoi la plupart des analyses des distributions des largeurs neutroniques réduites donnent une valeur  $\nu > 1$ .

2 - Systématique sur les intensités des transitions électromagnétiques dans les noyaux de masse A > 40 - (M. Martinot en collaboration avec F. Bertrand et N. Vergès, CEA- Bruyère le Chatel.

Complémentaire de celle de Skorka [17], cette systématique concerne plus de 3500 transitions.

Les histogrammes des probabilités de transition réduite ont été tracés [18-19] L'influence des différents paramètres (masse, parité, spin ...) a été examinée

5.2. Etudes particulières -

5.2.1. Produits de fission - L'étude en cours pour une vingtaine de produits de

fission a été continuée, l'effort principal ayant concerne les schémas de niveaux.

Schéma des niveaux. La mise à jour a été effectuée pour les noyaux suivants :  $^{95,97,98,99,100}\text{Mo}$ ,  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{101,102,103,104}\text{Ru}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{La}$  et  $^{141}\text{Pr}$ .

Sections efficaces. Nous avons mis au point une méthode de calcul des sections efficaces en portant notre attention plus particulièrement sur la diffusion inélastique. La méthode nécessite l'utilisation de deux programmes. Le premier, KOUAC, fondé sur le modèle optique à potentiel sphérique calcule les coefficients de transmission qui sont ensuite injectés dans le programme de modèle statistique FISINGA. Au-dessus de 10 keV, les résultats obtenus avec le  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$  et  $^{139}\text{La}$  sont satisfaisants; mais, en-dessous, les coefficients de transmission obtenus avec le modèle optique ne permettent pas une description correcte des sections efficaces [20].

Classification des produits de fission. Une classification comprenant 8 groupes et reposant sur les rendements et périodes a été établi pour 150 produits de fission. Les isotopes appartenant au même groupe sont caractérisés par la précision absolue avec laquelle les sections efficaces doivent être déterminées. [21]

- 5.2.2. Isotopes du Hafnium - L'évaluation concerne l'ensemble des données neutroniques des isotopes du Hf, mais l'accent est mis sur la capture. Dans [727] le domaine des résonances nous avons inclus, pour le  $^{177}\text{Hf}$  les paramètres déterminés par G. Rohr [22] entre 10 et 300 eV, et pour le  $^{179}\text{Hf}$  [749] les spins des résonances publiés par C. Coceva et al. [23]. Dans le tableau IV figurent les valeurs de  $S_0$  et  $\bar{D}$  que nous avons déterminées à l'aide d'un programme écrit par M. Tran Quoc Thuong. Dans ce tableau sont également portés le paramètre de densité des niveaux et le facteur de coupure de spin  $\sigma^-$  déduits des valeurs de  $\bar{D}_J$ . Pour la largeur radioactive nous avons adopté 66 meV pour tous les isotopes. Deux des difficultés rencontrées au cours de cette étude, méritent d'être signalées:  
a - Pour la capture du hafnium naturel, il existe, dans la région du keV

**Tableau IV.** Valeurs des paramètres moyens des isotopes de l'Hafnium

	$^{176}\text{Hf}$	$^{177}\text{Hf}$	$^{178}\text{Hf}$	$^{179}\text{Hf}$	$^{180}\text{Hf}$
$S_0$	$1.92 \cdot 10^{-4}$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$2. \cdot 10^{-4}$	$2.47 \cdot 10^{-4}$	$0.5 \cdot 10^{-4}$
$D_{\text{obs}} (\text{eV})$	19.8	2.36	52.5	4.73	105
$a (\text{MeV}^{-1})$	22.1	18.1	22.4	19.2	20.9
$\sigma^-$	5.6	4.5	5.5	4.2	5.4

un désaccord de 30% environ entre les mesures de Kaptchigachev [24] effectuées avec des isotopes séparés et celles de R. C. Bloch et al [25] et de Kompe [26] réalisées avec du hafnium naturel.

b- Selon J. Alam et M. Seghal [27] qui ont déterminé le rapport  $\sigma^-(n, \gamma)/\sigma^-(n, \alpha)$  pour le  $^{180}\text{Hf}$ , la section efficace  $\sigma^-(n, \alpha)$  serait importante à l'énergie thermique, de l'ordre de 1,3 barn si nous adoptons 33,5 b pour  $\sigma^-(n, \gamma)$ .

5.2.3. Spectre de diffusion inélastique par  $^{238}\text{U}$ . Nous avons établi à partir de [996-1008] la loi exacte de distribution de niveau et des niveaux expérimentalement résolus une liste de niveaux réels ou supposés pour le  $^{238}\text{U}$ . Nous avons utilisé le programme Fisinga (basé sur le modèle d'Hauser et Feschbach) pour calculer les fonctions inélastiques, en introduisant successivement 300 niveaux jusqu'à 2 MeV (hypothèse basse) et 600 niveaux (hypothèse haute). Nous en avons tiré un spectre de neutrons diffusés que nous avons décrit par une loi de température. La loi de température est mauvaise pour des neutrons incidents de moins de 1.6 MeV et reste une approximation insuffisante jusqu'à 2 MeV. Les valeurs moyennes d'énergies secondaires que nous avons obtenues et par conséquent les températures sont néanmoins en bon accord avec les valeurs proposées par Batchelor [28]. Nous avons tracé sur la figure 17 notre histogramme de renvoi pour des neutrons incidents de 2 MeV et la loi de température donnant la même énergie moyenne des neutrons diffusés ainsi que l'histogramme correspondant déduit des données de ENDF/B 3. Entre 1 et 1.4 MeV (diffusion par les niveaux du  $^{238}\text{U}$  compris entre 0.6 et 1 MeV), le spectre de renvoi

de ENDF semble surévalué; nos histogrammes sont entre la loi de température et l'histogramme ENDF. Notre spectre donne l'essentiel du renvoi entre 200 et 800 keV avec un maximum vers 500 keV, et peu de neutrons secondaires entre 1 et 2 MeV. Nous devons signaler que le grand nombre de niveaux à 2 MeV ne nous permet pas de prendre en compte le facteur correctif  $\frac{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_x \rangle}{\langle \Gamma \rangle}$  mais que l'influence de celui-ci est de favoriser les niveaux avec  $\Gamma_n'$  grand, c'est-à-dire d'étaler le spectre et d'augmenter la température, ce que nous avons constaté aux énergies où nous pouvions effectuer le calcul. L'écart pour le renvoi entre ENDF et notre courbe pour 1.8 à 2 MeV s'explique très bien par l'existence de l'interaction directe. Il convient néanmoins de signaler qu'ENDF sous-estime cette interaction directe par rapport aux modèles communément admis.

Les résultats de ces études paraîtront en note CEA et seront inclus dans une évaluation présentée dans le format ENDF.

- 5.2.4. Section efficace de capture du fer. Les sections efficaces de capture des matériaux de structure et particulièrement celle du fer ont une très grande importance pour le calcul d'un réacteur [29]. La structure résonnante doit être aussi bien décrite que possible car elle a un effet direct sur le facteur d'autoprotection. La structure résonnante s'étend vers les assez hautes énergies (jusqu'à 500 keV). Nous avons considéré les résonances de types s et p mais aussi celles de type d qui à environ 100 keV donnent une contribution égale au tiers de la section efficace de capture.

L'élargissement du à la résolution expérimentale masque les résonances étroites. A partir de paramètres moyens nous avons engendré des paramètres  $E_y$ ,  $g \Gamma_n$ ,  $\Gamma_y$  pour chaque résonance non résolue expérimentalement et gardé les paramètres des résonances résolues.

Cette suite de paramètres n'est pas unique, mais on peut dire que la section efficace moyenne ainsi que les facteurs d'autoprotection nécessaires aux physiciens des réacteurs sont corrects. Ainsi nous donnons 213 résonances pour le  $^{56}\text{Fe}$ , 44 pour le  $^{51}\text{Fe}$  et 42 pour le  $^{54}\text{Fe}$ . [30]

BIBLIOGRAPHIE -

- [ 1 ] J. POITOU, C. SIGNARBIEUX - Nucl. Instr. and Meth.  
114 (1974) 113
- [ 2 ] J. B. PARKER et al. - Nucl. Instr. and Meth. 60 (1968) 7
- [ 3 ] J. W. BOLDEMAN - Unpublished
- [ 4 ] H. NIFENECKER et al. - Nucl. Phys. A189 (1972) 285
- [ 5 ] C. SIGNARBIEUX et al. - IAEA/SM-174/41 - Proc. Symp.  
Rochester (1969) - in press
- [ 6 ] C. SIGNARBIEUX et al. - Phys. Letters 39B, 4 (1972) 503
- [ 7 ] J. FAGOT et al. - Nucl. Instr. and Meth. 95 (1971) 421
- [ 8 ] A. VEYSSIERE, H. BEIL, R. BERGERE, P. CARLOS,  
A. LEPRETRÉ - Nucl. Phys. A 199 (1973) 45
- [ 9 ] P. CARLOS, H. BEIL, R. BERGERE, A. LEPRETRÉ,  
A. de MINIAC, A. VEYSSIERE - Nucl. Phys. (à paraître)
- [10] H. DERRIEN - National Soviet Conf. on Neutron Physics, Kiev (1973)
- [11] C. D. BOWMAN et al - Phys. Rev., 137 (1965), B 326
- [12] G. A. KEYWORTH et al - Rapport LA-UR-73-1016
- [13] S. PLATTARD - Thèse 3<sup>e</sup> cycle - Université de Paris-Sud (1973)
- [14] D. SHACKLETON et al - Phys. Lett., 42 B (1972), 344
- [15] Yu. RYABOV et al - Nucl. Phys. , A 216 (1973), 395
- [16] TRAN QUOC RHUONG - EANDC (E)-160 L - à paraître
- [17] S. J. SKORKA, J. HERTEL, T. W. RETZ-SCHMIDT - Nuclear  
Data 2 (1966) 347
- [18] F. BERTRAND, M. MARTINOT, N. VERGES - Nuclear Data in  
Science and Technology , vol. II. p. 353
- [19] F. BERTRAND, M. MARTINOT, N. VERGES - Article soumis à  
Nuclear Data.
- [20] J. KREBS - Conférence URSS sur la physique neutronique , Kiev,  
Mai 1973.
- [21] P. RIBON , J. KREBS - Panel sur les produits de fission ,  
Bologne, 26 novembre 1973.
- [22] G. ROHR- BCMN, Communication privée , Décembre 1973

- [23] C. COCEVA, F. CORVI, P. GIACOBBE, M. STEFANON -  
Conf. on " Statistical Properties of Nuclei ", Albany 1971,  
Plenum Press (1972) 447
- [24] KAPTCHIGACHEV - " Atomizdat , Moscou 1970
- [25] R. C. BLOCH et al - Phys. Rev. 122, 182 (1961)
- [26] KOMPE - Nucl. Phys. A 133, 513 (1969)
- [27] J. ALAM, M. SEGMAL - Nucl. Phys., A 205, 614 (1973)
- [28] R. BATCHELOR et al - Nucl. Phys. 65, 236 (1965)
- [29] J. Y. BARRE - Working group meeting,Karlsruhe - 8,9 mai 1973
- [30] G. LE COQ, P. RIBON - Conference URSS sur la physique  
neutronique - Kiev, mai 1973

LEGENDE DES FIGURES -

Fig. 1 Variation de l'efficacité de capture des neutrons  $\mathcal{E}_c$  et de détection des gammas  $\mathcal{E}_\gamma$  ( seuil à 500 KeV et seuil à 1 MeV pour deux diamètres du scintillateur :

$$\phi = \begin{cases} 1m & (\text{fig. 1(a) et 1(b)}) \\ 0,75m & (\text{fig. 1(c) et 1(d)}) \end{cases}$$

Fig. 2 Corrélation entre  $\bar{V}_T$  et  $\bar{E}_{\gamma T}$  pour divers systèmes fissionnats.

Fig. 3 Valeurs moyennes et variances des nombres de neutrons prompts émis par deux fragments complémentaires lors de la fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ .

Fig. 4 Sections efficaces de diffusion résonnante de  $\gamma$  d'énergie comprise entre 5 et 8 MeV.

Fig. 5 Sections efficaces des noyaux  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  pour des  $\gamma$  d'énergie comprise entre 8 et 18 MeV.

Fig. 6 Sections efficaces partielles photoneutroniques et de photofission des noyaux  $^{232}\text{Th}$  et  $^{238}\text{U}$ .

Fig. 7 Variation des rapports  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_{tot}}$  en fonction de  $E_\gamma$  et  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$  en fonction de  $Z^2/A$  pour différents noyaux cibles.

Fig. 8 Sections efficaces photoneutroniques totales des isotopes du Sm.

Fig. 9 Histogrammes des espacements pour  $^{241}\text{Am}$ .

Fig. 10 Détecteur de neutrons de fission.

Fig. 11 Distribution des largeurs de fission pour  $^{241}\text{Am}$ .

Fig. 12  $\sigma_f(^{238}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$ . Résultats préliminaires non normalisés.

- Fig. 13** Forme de barrière de fission proposée pour expliquer les données expérimentales sur la réaction  $^{239}\text{Pu}(\text{n}, \gamma \text{f})$ .
- Fig. 14** Détecteur destiné aux mesures de sections efficaces de capture neutronique.
- Fig. 15** Dispositif d'acquisition en ligne des données neutroniques à l'AL 60.
- Fig. 16** Organigramme du système d'acquisition en ligne des données neutroniques à l'AL 60.
- Fig. 17** Histogramme de renvoi et loi de température pour des neutrons incidents de 2 MeV et pour le noyau cible  $^{238}\text{U}$ .

**Tableau I :** Conditions expérimentales correspondant à la mesure  $\sigma_T$  de  $^{241}\text{Am}$  (§ 4.1)

**Tableau II :** Conditions expérimentales correspondant à la mesure  $\sigma_F$  de  $^{241}\text{Am}$  (§ 4.2)

**Tableau III :** Données introduites dans les calculs de sections efficaces simulées de  $^{233}\text{U}$  et  $^{241}\text{Pu}$  (§ 4.4.)

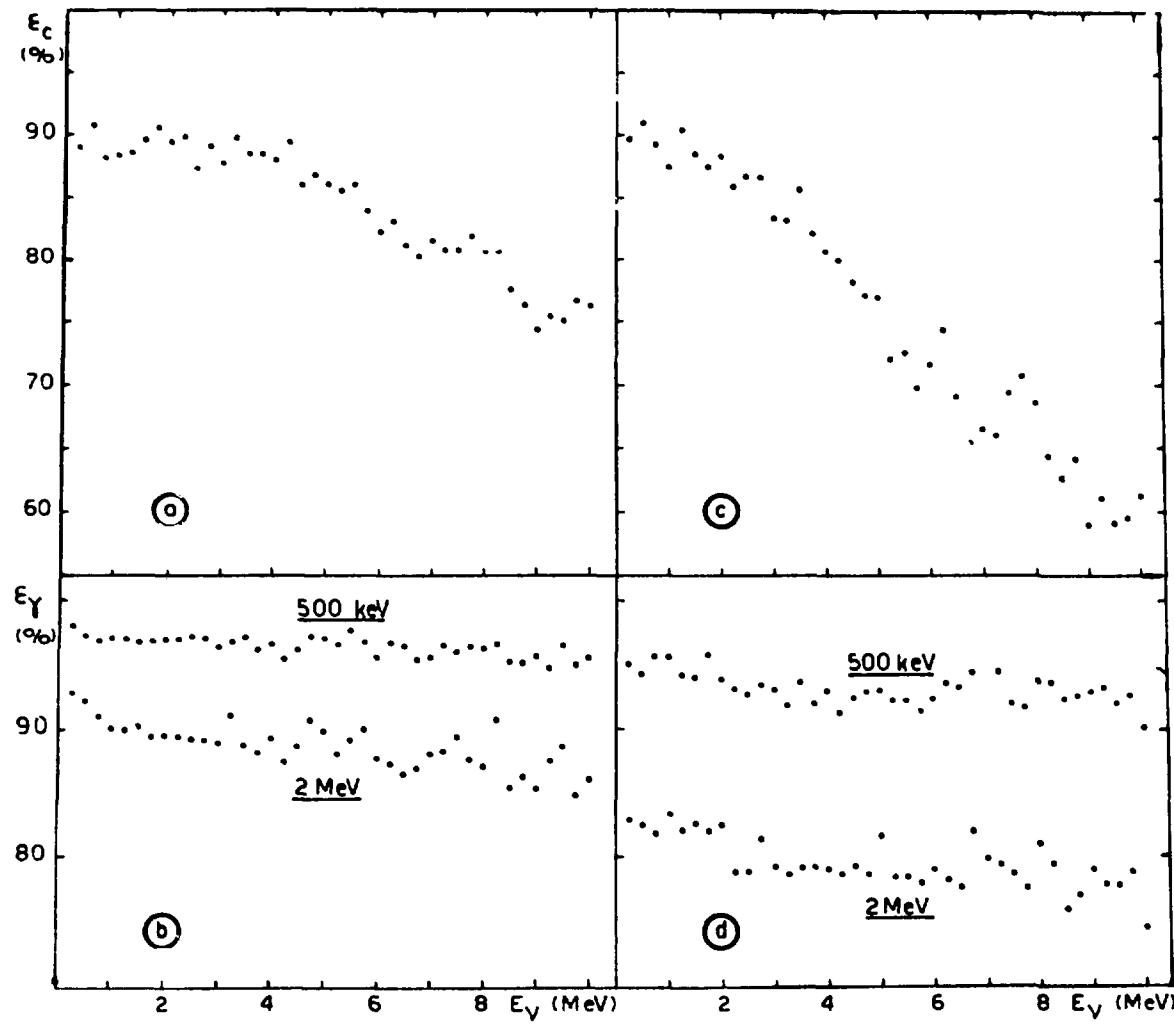


Figure 1

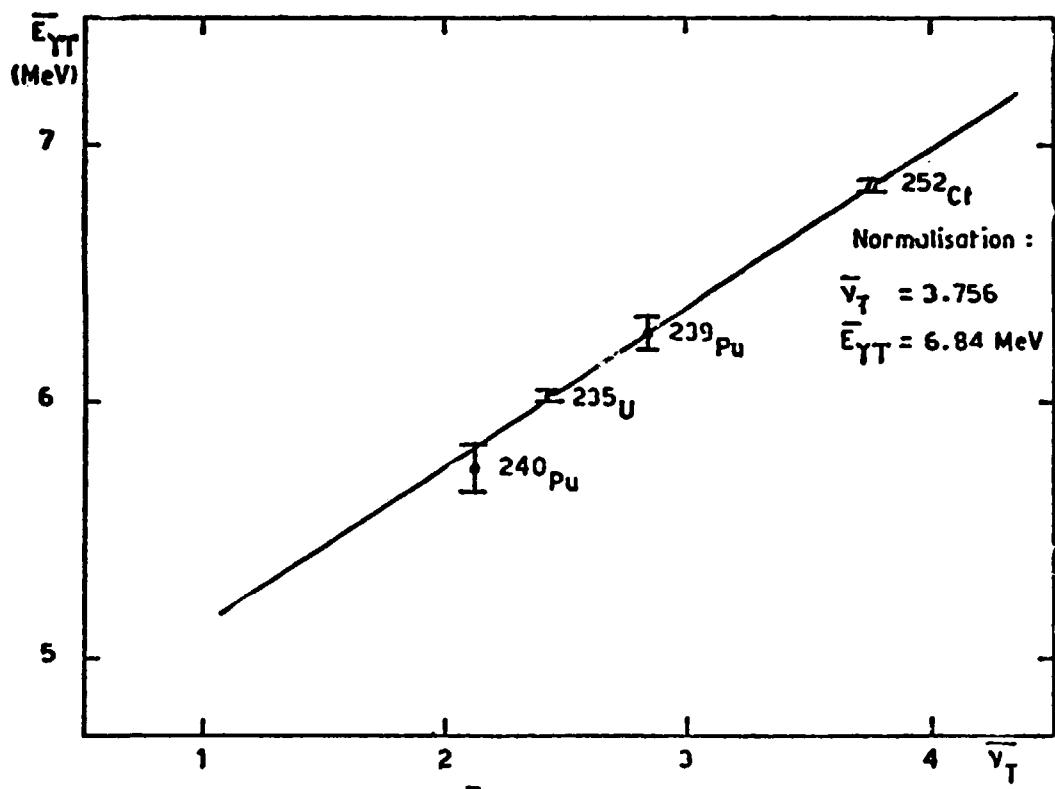


Figure 2

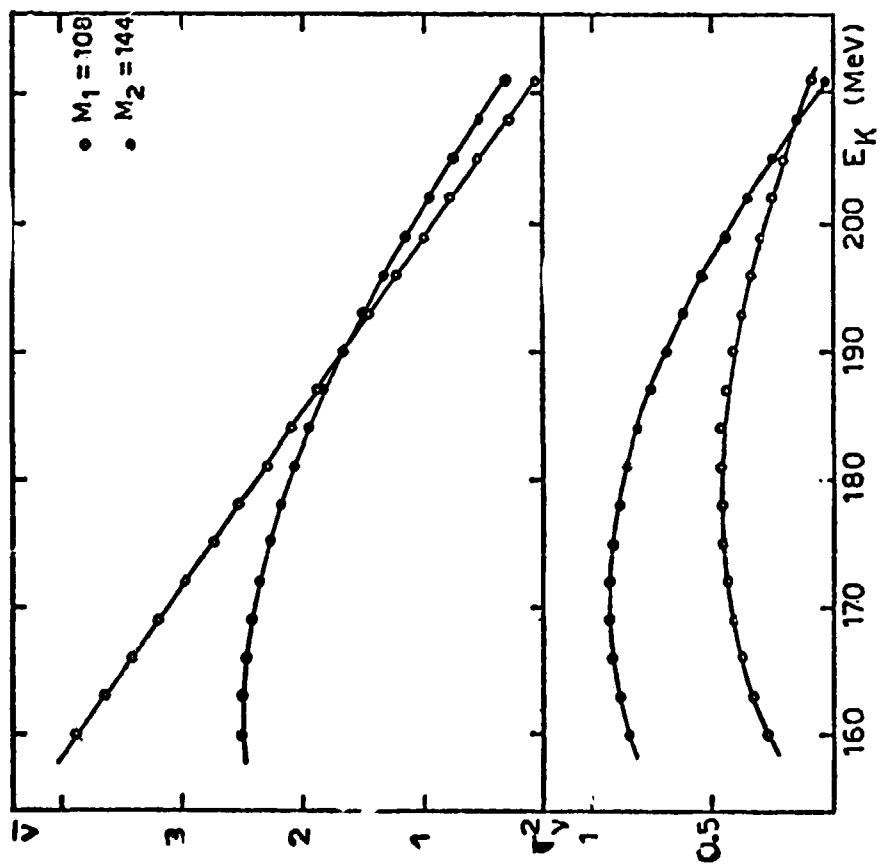


Figure 3

Figure 4

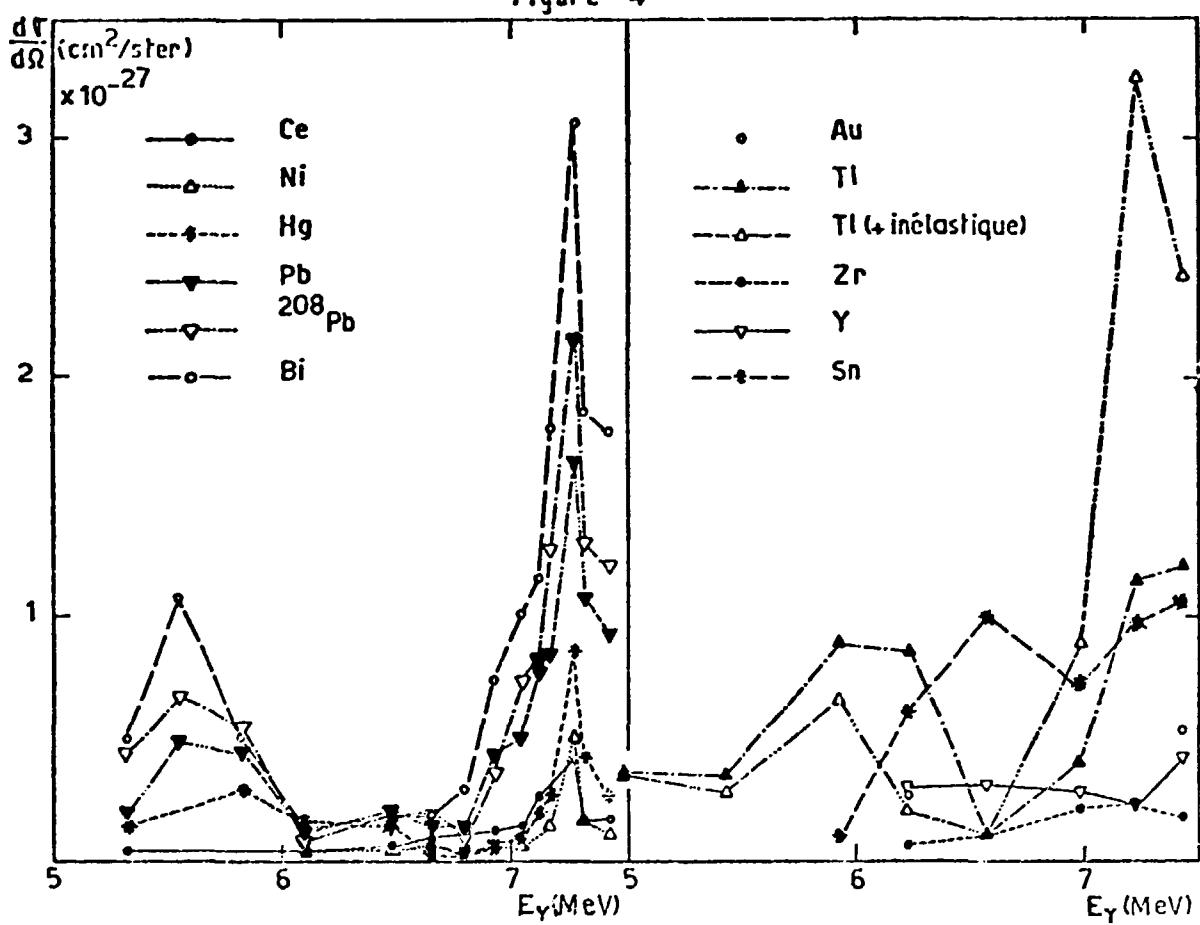
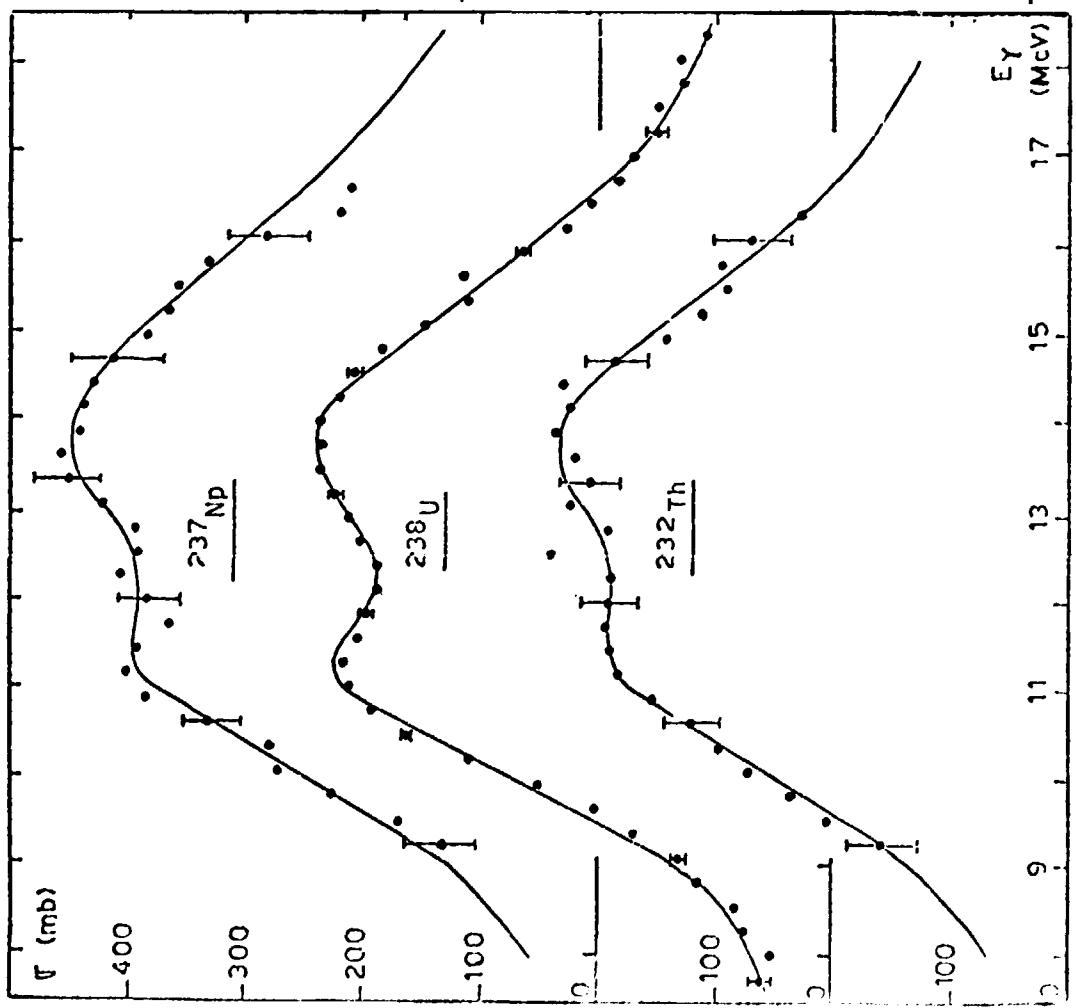


Figure 5



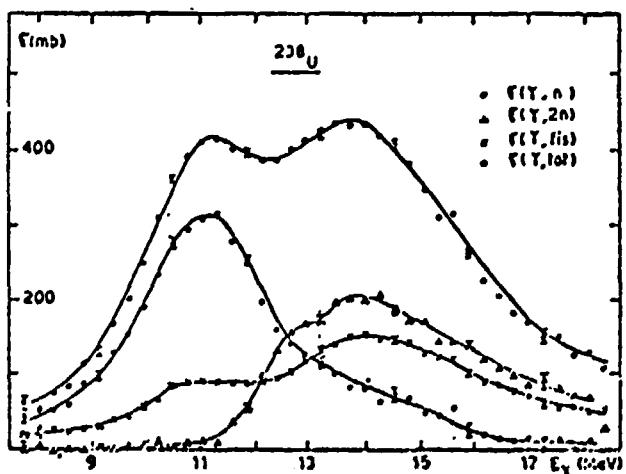
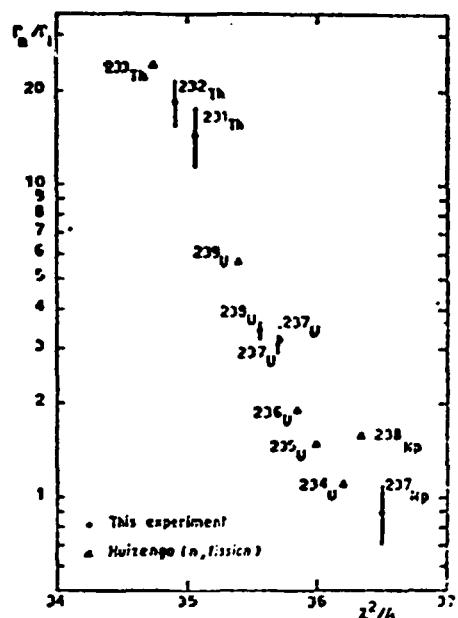
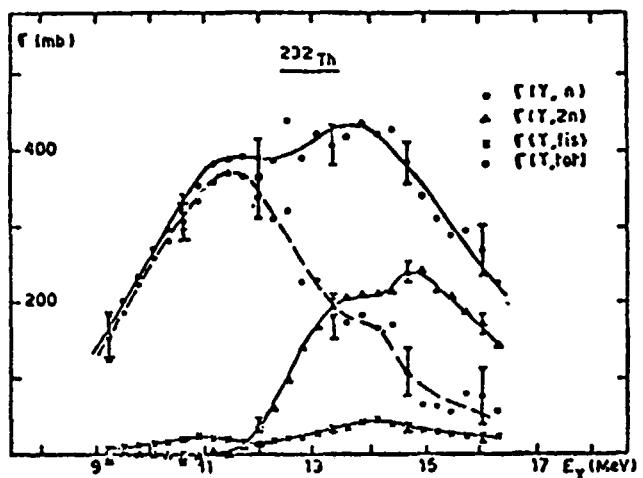


Figure 6

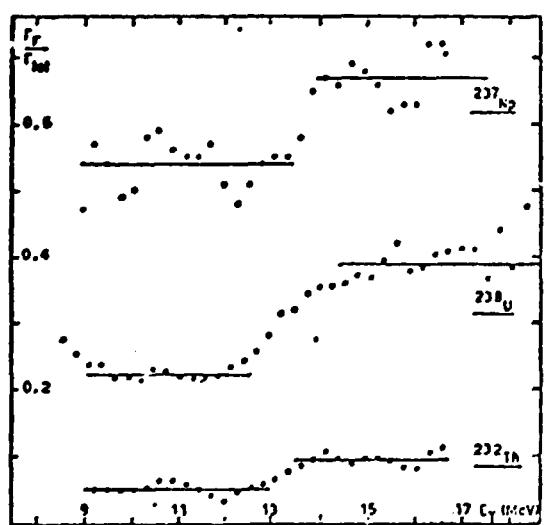


Figure 7

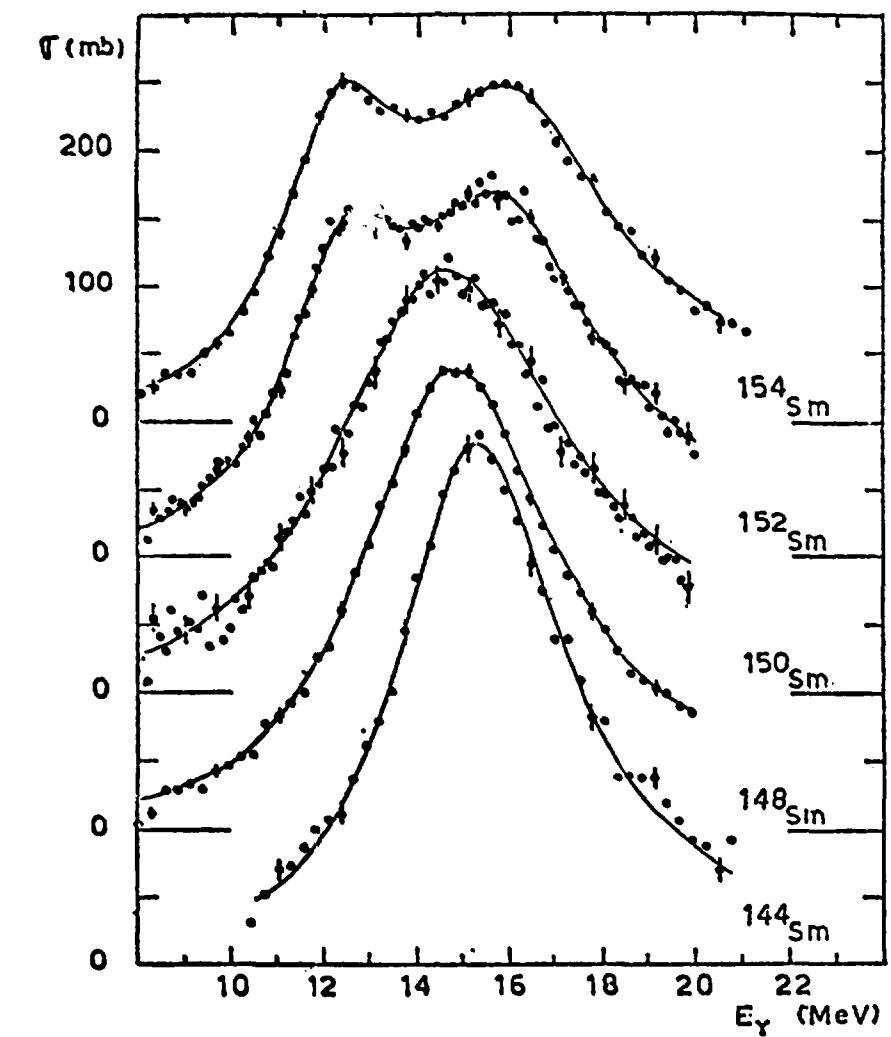


Figure 8.

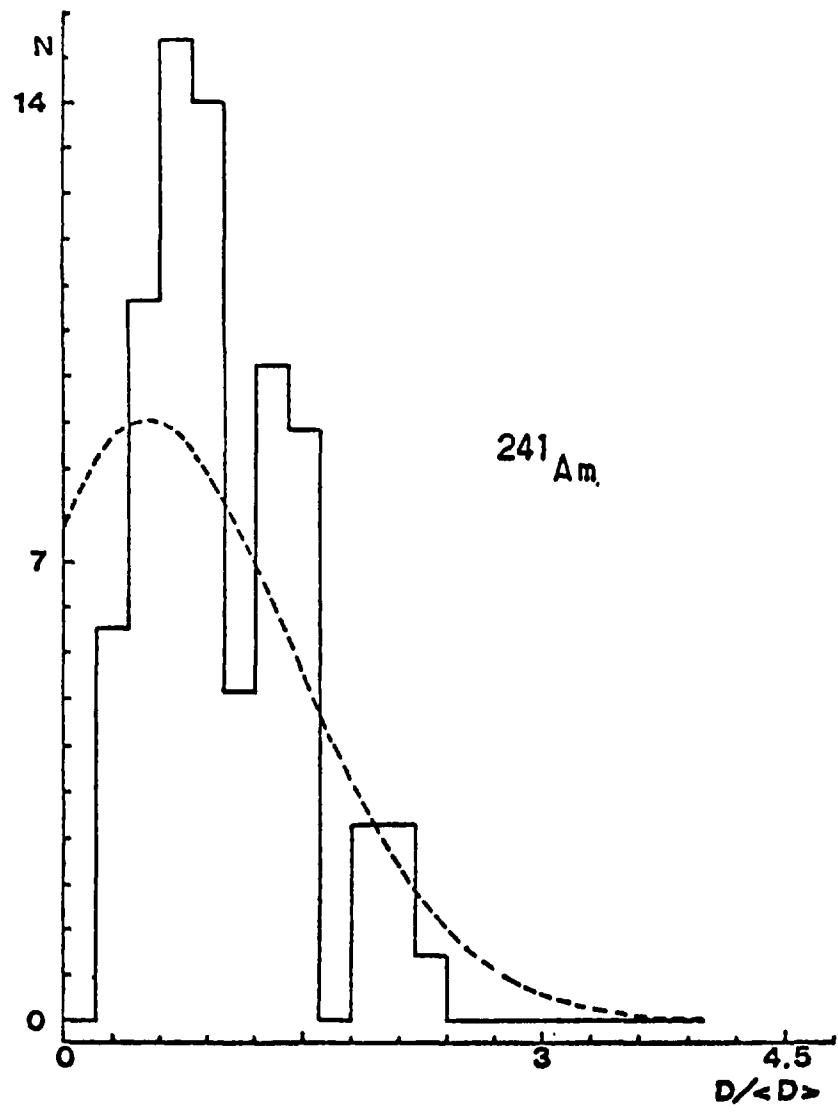


Figure 9

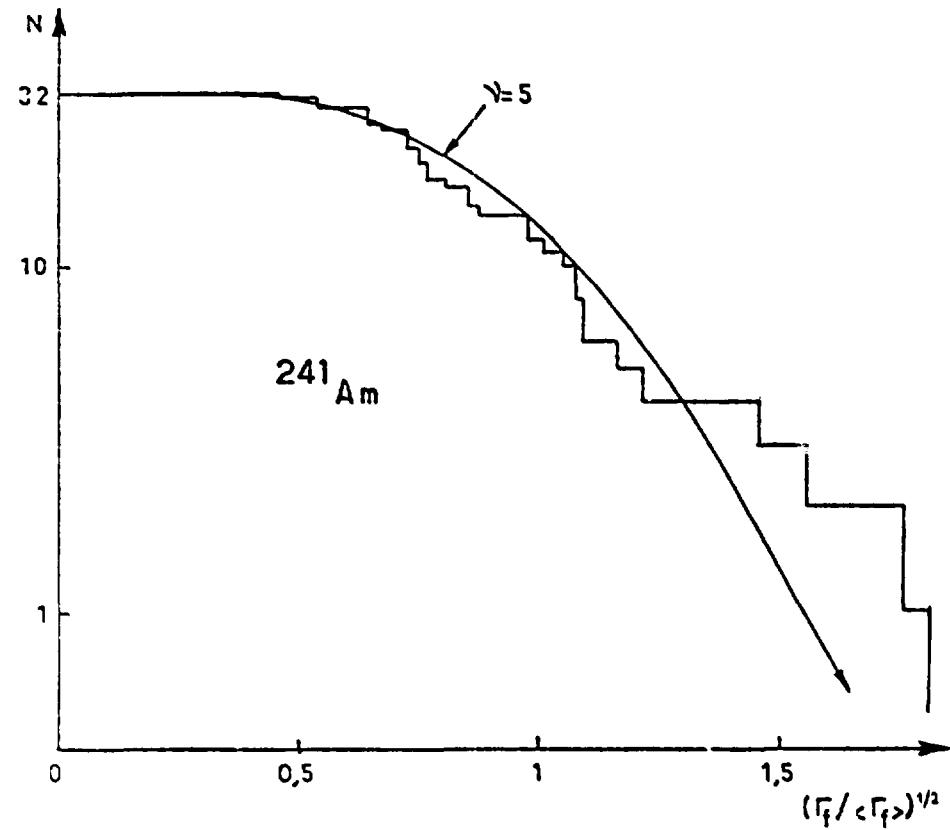


Figure 11

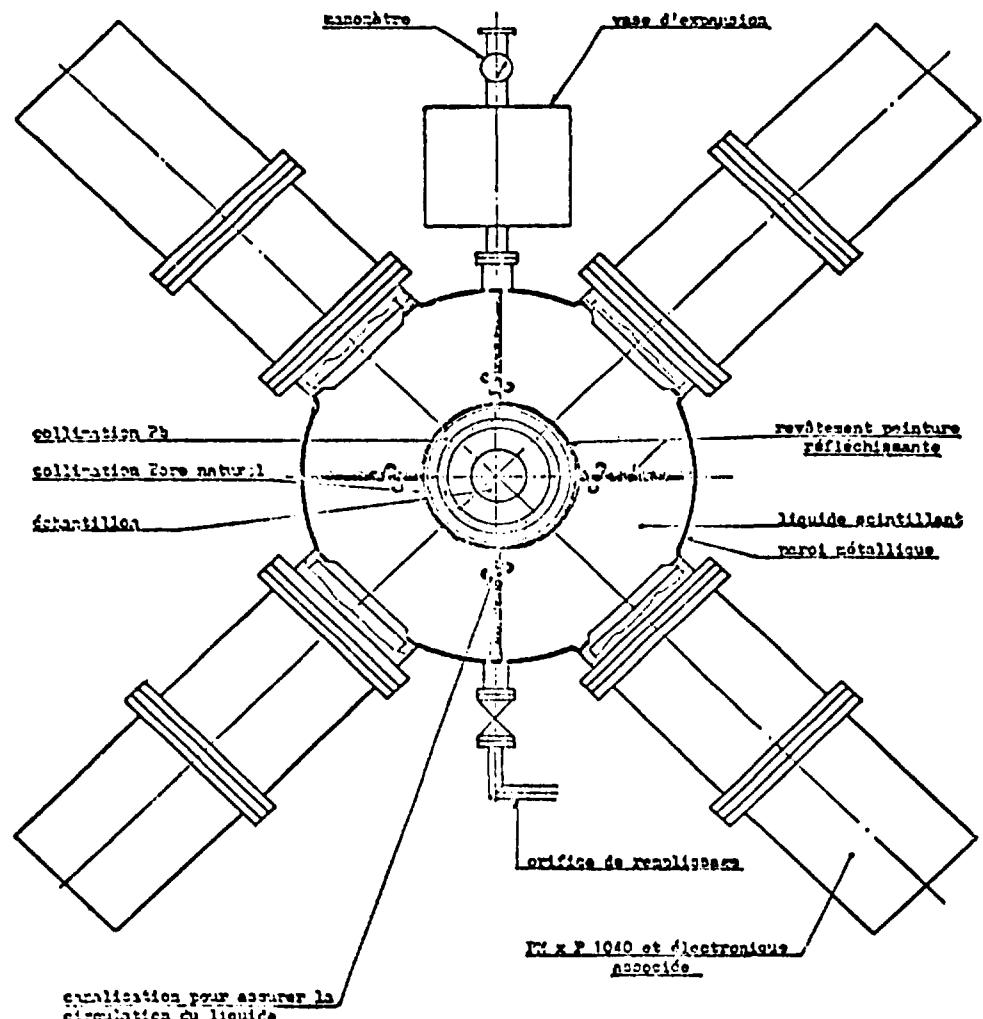


Figure 10

COUPE DU DÉTECTEUR DE NEUTRONS DE FISSION

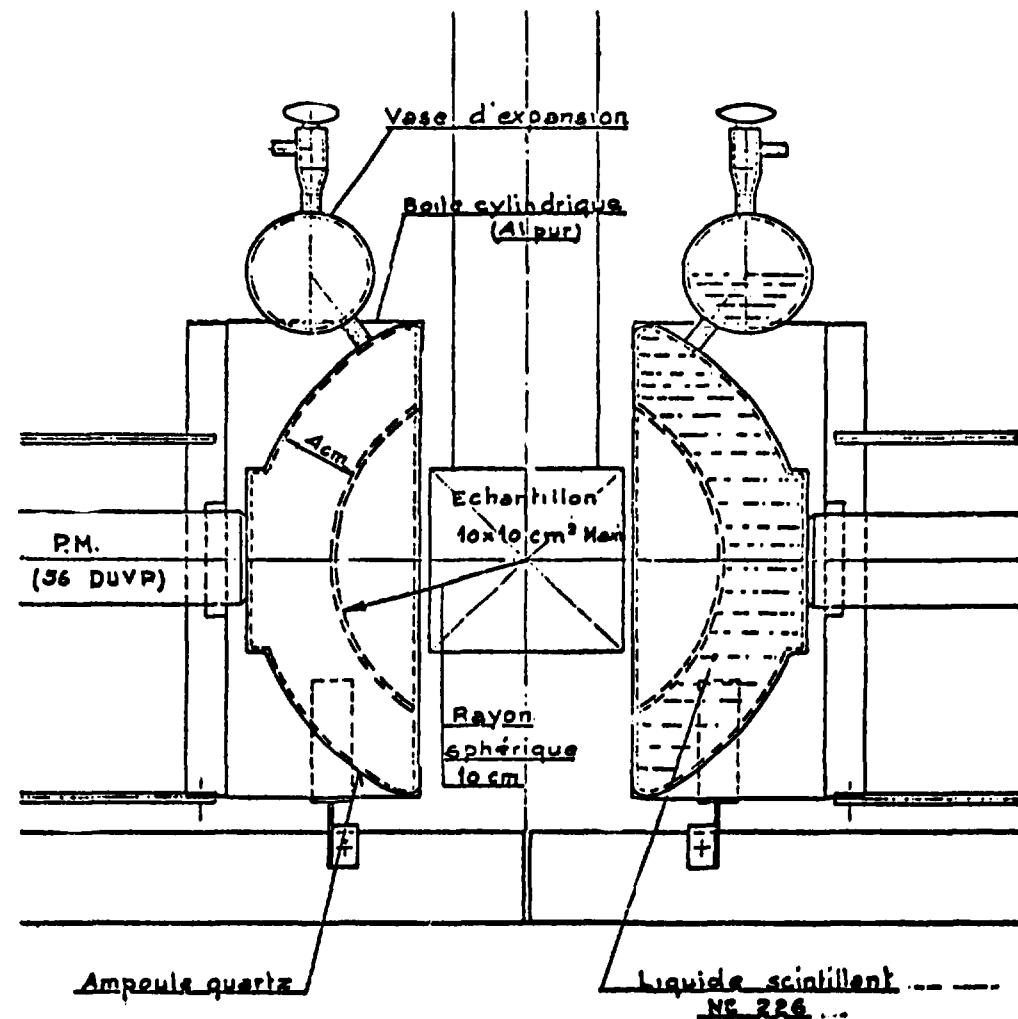
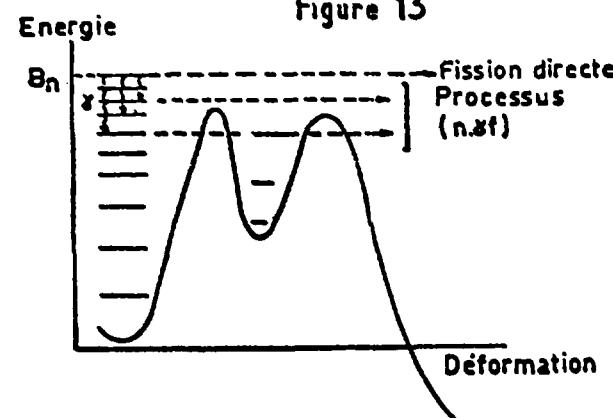
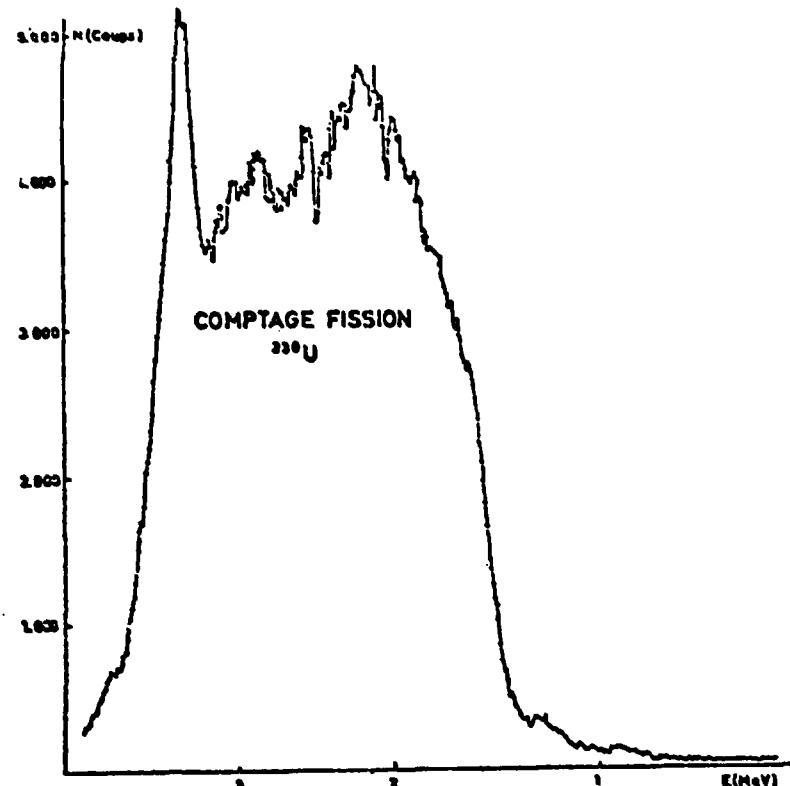


Figure 14

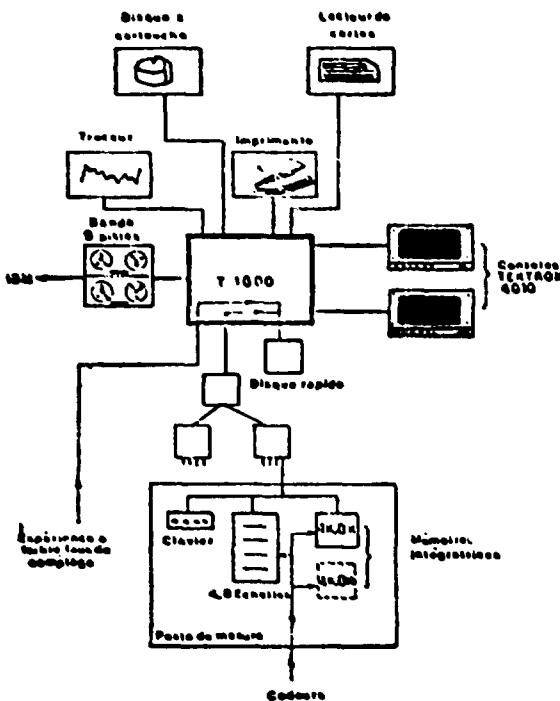
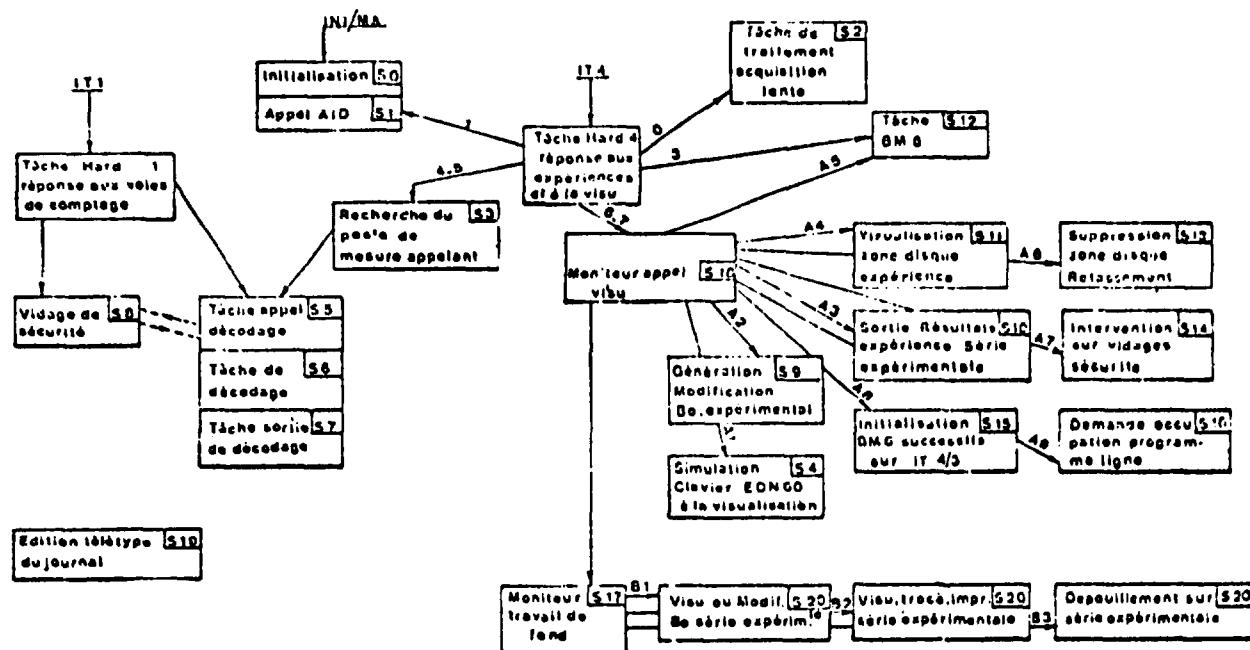


Figure 15



- T1600 - ORGANIGRAMME DU SYSTEME LIGNE UTILISANT UNIQUEMENT LE SEQUELLEUR MICROPROGRAMME ET LE MONITEUR D'ENTREE/SORTIE(MCS)

Figure 16

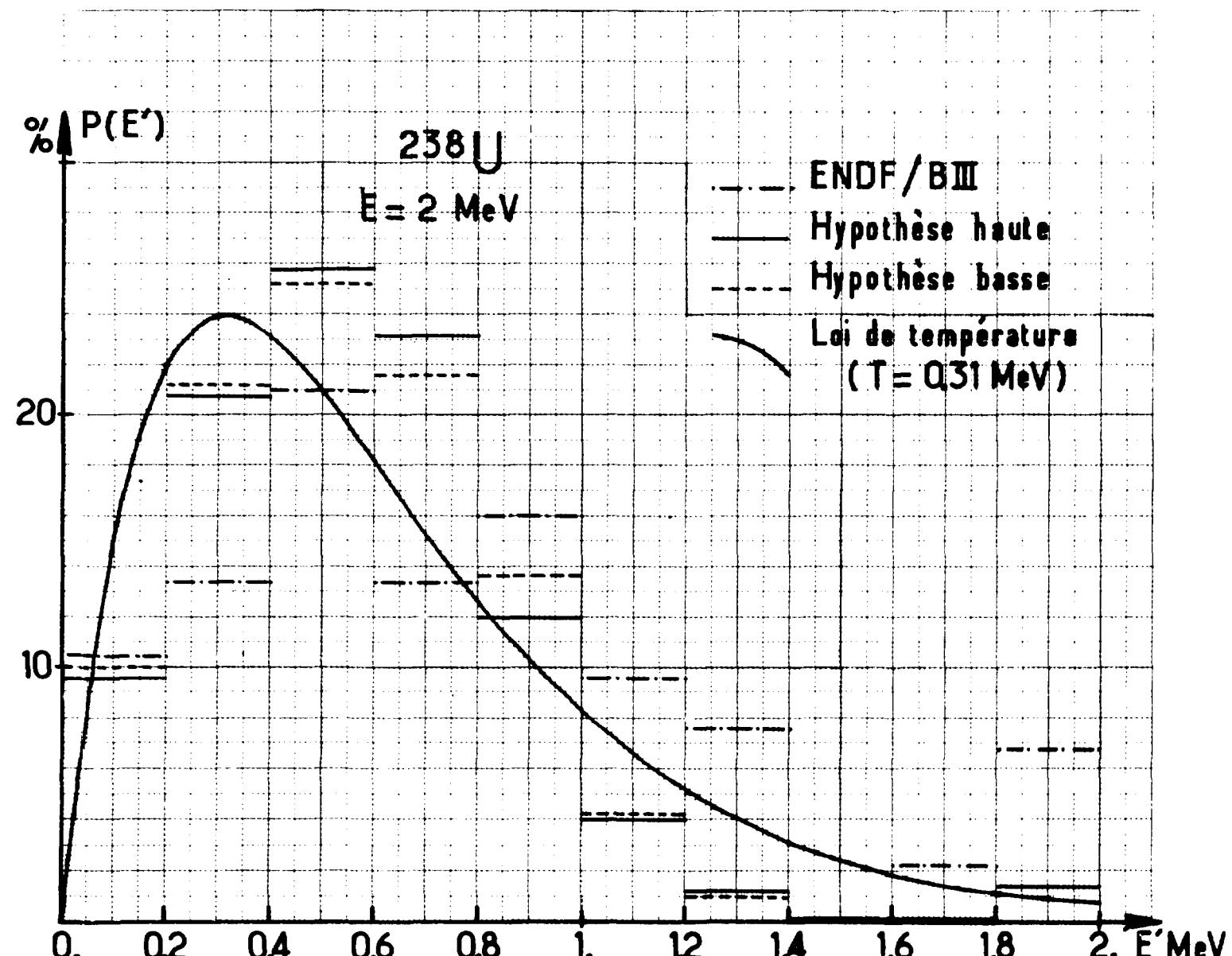


Figure 17

Tableau I

Energie (eV)	Largeur de canal (ns)		Epaisseur d'échantillon (g / cm <sup>2</sup> )	Distance de vol (m)
0,78	3,5	640	1,87 ; 0,68 et 0,18	17,92
3,5	8,8	320		
8,8	20	160		
20	40	80		
20	90	80	1,87	53,46
90	150	40		
150	1000	50		

L'accélérateur fonctionnait à 500 périodes à 100 ns de largeur d'impulsion -

Tableau II

Energie en eV	0,48 → 0,81	0,81 → 3,8	3,8 → 9,7	9,7 → 23,6	23,6 → 86,5
Largeur des canaux en ns	1600	800	400	200	100

Distance de vol : 13,945 m

Epaisseur de l'échantillon : 0,18 g/cm<sup>2</sup>

Tableau III

	J"	D̄ <sub>corr</sub> (eV)	Γ̄ <sub>n</sub> * (meV)	Γ̄ <sub>f</sub> (meV)	y	n <sub>i</sub>	n <sub>p</sub>
<sup>233</sup> U	2 <sup>+</sup>	1,351	0,152	452	3	43	21
	3 <sup>+</sup>	0,965	0,109	169	2	65	20
<sup>241</sup> Pu	2 <sup>+</sup>	1,990	0,2172	591	2	55	9
	3 <sup>+</sup>	1,421	0,1509	83	1	71	25

D̄<sub>corr</sub> : espacement moyen vrai des résonances

Γ̄<sub>n</sub> \* : largeur neutronique réduite

y : nombre de degrés de liberté des distributions  
des largeurs de fission

n<sub>i</sub> : nombre de résonances vraies

n<sub>p</sub> : nombre de résonances perdues

II. SECTION D'ETUDES ET DE MESURES EN NEUTRONS RAPIDES -

C.E.A. - CADARACHE (J. L. LEROY, A. P. SCHMIDT)

II. 1. Accélérateur Van de Graaff 5 MeV

Au cours de l'année 1973, l'accélérateur a effectivement fourni des neutrons pendant 3000 heures ce qui correspond à un taux d'utilisation de 13,2 heures par jour ouvrable.

Cela met en lumière le bon fonctionnement et la fiabilité que l'on peut obtenir avec cet appareil. A la fin de l'année 1973, ont été mises en place une nouvelle tête et une nouvelle source destinées à fournir un faisceau de protons pulsé de façon récurrente ou binaire cyclique.

II. 2. Spectrométrie neutronique

Ces dernières années, des expériences de temps de vol en spectrométrie neutronique sur milieux massifs ont été réalisées auprès du LINAC du Bureau Central de Mesures Nucléaires à Geel (Belgique).

Pour pouvoir réaliser un programme expérimental plus étendu, l'utilisation de l'accélérateur Van de Graaff de Cadarache comme source de neutrons pulsés a été envisagée.

Cet accélérateur ne pouvant rivaliser avec un accélérateur linéaire quant à la production de neutrons par bouffée, la technique utilisée est celle de la pulsation de la source suivant un code binaire cyclique.

Le code est transmis à la tête du Van de Graaff par une onde porteuse (onde centimétrique) et la défexion électrostatique à la sortie de la source est commandée par ce train d'impulsions.

Le faisceau de protons est conduit dans un local blindé où sont installés la cible et le massif non multiplicateur ou multiplicateur à étudier.

Une base de vol de 50 mètres est associée à cette installation et le détecteur utilisé en bout est un verre au  $^{6}Li$  de 20 cm de diamètre et 1,5 cm d'épaisseur.

La technique consiste à faire l'intercorrélation du code et de la réponse du détecteur. De plus des chambres à fission sont installées dans le massif.

Leur intercorrélation avec le code donne la réponse impulsionnelle du massif. Enfin un contrôle de l'écart entre le code idéal et la production des neutrons par la cible en fonction du temps est obtenu par l'intercorrélation du code avec un détecteur solide voyant les protons diffusés par le gaz résiduel dans l'extension protons, à proximité de la cible.

Une étude comparée des précisions statistiques (LINAC) de la méthode classique et de la méthode d'intercorrélation ( Van de Graaff ) montre que l'on peut espérer des précisions du même ordre de grandeur pour un temps d'expérience environ 2 fois plus long. Les premières expériences de ce type doivent avoir lieu au cours du premier semestre 1974.

II. 3. Mesures de sections efficaces de capture radiative

[112] Durant cette année 1973, les sections efficaces de capture radiative du  $^{23}\text{Na}$ ,  
[117]  $^{55}\text{Mn}$ , Cr, Fe, Ni,  $^{103}\text{Rh}$ , Ta,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{238}\text{U}$  ont été mesurées entre 10 keV  
[222] et 65 keV.  
[225]

206 Nous utilisons la technique du temps de vol. Le détecteur de gamma est  
210 utilisé suivant la technique de pondération des amplitudes proposée par  
258 Mater -Leibnitz et utilisée pour la première fois par Macklin et Gibbons. [1]  
264 Pour les énergies inférieures à 150 keV les flux sont mesurés avec un  
333 verre au  $^6\text{Li}$ . L'efficacité de ce verre a été obtenue par comparaison avec le  
338 le détecteur étalon de notre laboratoire.  
502

751

752 Notre détecteur de gamma contient 1. 5 kg de Fluor ( sous forme de  $\text{C}_6\text{F}_6$  ).  
782 La sensibilité aux neutrons du détecteur de gamma est due principalement  
789 aux deux résonances de capture du fluor à 27. 07 keV et 48. 7 keV. La détermi-  
1029 nation expérimentale de cette sensibilité est réalisée avec un échantillon  
1033 de carbone. Elle est complétée par un calcul théorique de Monte-Carlo.  
1040]

L'accord entre les deux méthodes est bon. On peut ainsi déterminer le taux de comptage des neutrons diffusés par l'échantillon quelles que soient sa masse et sa section efficace totale.

Les données acquises au cours de l'année 1973 sont toujours en cours de dépouillement.

Nos résultats sur les sections efficaces de capture du Cr, Fe, Ni, Au pour les neutrons d'énergie comprise entre 70 keV et 550 keV ont été publiés.

[2] [3]

II. 4. Mesures de sections efficaces de fission

Depuis ces dernières années, nous avons développé un programme de mesures des sections efficaces de fission de  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  entre 10 keV et quelques MeV. Les résultats obtenus en-dessous de 1 MeV ont été publiés en 1970 et 1971 [4] [5] [6]. Depuis, des difficultés rencontrées lors de nouvelles mesures ont remis en cause la détermination du nombre d'atomes contenus dans l'un des dépôts de  $^{235}\text{U}$  utilisés et la

validité des sections efficaces de  $^{235}\text{U}$  déjà publiées semblait être remise en question.

Ces difficultés ainsi que les expériences complémentaires que nous avions entreprises dans le but de les résoudre ont été exposées dans les rapports précédents et plus en détail, dans la référence [7].

Le problème clé était de connaître le nombre d'atomes de  $^{235}\text{U}$  contenus dans le dépôt, au moment même où les mesures de sections efficaces avaient été faites. Nous avons dernièrement résolu ce problème par une intercomparaison entre la méthode de comptage du BCMN (Geel) et nos propres méthodes. L'intercomparaison porte sur la mesure des activités à de deux dépôts de  $^{235}\text{U}$ . L'accord entre les valeurs que nous avons mesurées et celles déterminées par le BCMN est meilleur que 0.2%. Ceci a permis de prouver a posteriori que le nombre d'atomes contenus dans le dépôt de  $^{235}\text{U}$  utilisé pour les mesures de sections efficaces de fission est le nombre initial et que la perte de matière fissile, que nous avions observée sur ce dépôt est produite après que les mesures de sections efficaces aient été effectuées. Ceci revient à dire qu'aucune autre renormalisation des valeurs publiées à la Conférence de Knoxville (1971) n'est nécessaire hormis celle relative à la diminution de la demi-vie de  $^{234}\text{U}$ . (facteur de renormalisation = 1.02).

[903] Parallèlement à la recherche de l'origine des écarts entre les dépôts fissiles, nous avons effectué de nouvelles mesures de sections efficaces de fission de  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  dans une gamme d'énergie plus large allant de 10 keV à 2,6 MeV. Les résultats ont fait l'objet d'une communication à [908] la Conférence Nationale Soviétique sur la Physique des Neutrons (Kiev - [921] juin 1973) [8], et sont reportés sur le tableau II extrait de cette même [1102] référence. Le tableau I résume l'ensemble de nos mesures ainsi que les [1105] différentes modifications à apporter aux valeurs publiées. Les raisons qui [1107] ont conduit à renormaliser certaines séries de mesures ont été exposées [1109] en détail dans les références [4] et [5] et ne sont rappelées que pour [1116] mémoire dans la dernière colonne du tableau.  
[1214]  
[1217]  
[1220]

## II. 5. Etalonnage en énergie du Van de Graaff

L'étalonnage en énergie de l'accélérateur Van de Graaff fonctionnant en faisceau continu a été effectué en mesurant la transmission d'un échantillon de Sodium.

Les résultats sont en accord avec ceux obtenus sur le même échantillon par Derrien auprès de l'accélérateur linéaire de Saclay. Malheureusement la valeur de la précision ( $\pm 2$  keV) dont sont affectés les résultats ne permet

pas de trancher, en toute rigueur, la controverse sur la position de la résonance  $5/2^+$  à 250 keV environ de la réaction  $^6\text{Li}(\text{n}, \alpha)\text{T}$ .

II. 6. Etude de la section efficace de capture radiative  $^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)^{198}\text{Au}$  par une méthode d'activation entre 10 keV et 500 keV.

[782] [789] La section efficace de capture radiative  $^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)^{198}\text{Au}$  a été mesurée par une méthode d'activation dans une géométrie nouvelle par rapport à celle décrite dans le précédent rapport.

Les échantillons minces (0.05 mm d'Au) sont placés à 0° par rapport à la direction des particules chargées délivrées par l'accélérateur. Le flux des neutrons incidents est donc mesuré après transmission. Cette disposition diminue la part relative du bruit de fond neutronique dans la gamme où avait lieu le désaccord avec les résultats de Le Rigoleur.

Nous nous préoccupons également de déterminer la section efficace de capture radiative  $^{127}\text{I}(\text{n}, \gamma)^{128}\text{I}$ .

II. 7. Spectre en énergie des neutrons de fission [10]

[940] [946] L'effort a été porté sur la détermination de la partie haute énergie du spectre des neutrons de fission.

[1138] [1141] Nous avons mesuré l'efficacité des détecteurs à 14,6 MeV par la méthode de la particule associée, utilisant la réaction  $\text{T}(\text{dn})\text{He}^4$ . Nous avons interpolé les valeurs d'efficacité entre 5 MeV et 14,6 MeV en comparant nos résultats expérimentaux aux calculs théoriques.

D'autre part nous avons augmenté la statistique des comptages dans les spectres de neutrons de fission et déterminé avec plus de précision l'étalonnage en énergie de ces spectres.

L'énergie moyenne des neutrons de fission analysés dans tout ce spectre semble plus grande que dans les déterminations précédentes qui s'arrêtaient à 5 MeV ; la partie haute énergie du spectre s'écarte d'une forme maxwellienne, mais nous trouvons toujours ce même rapport entre  $^9\text{Pu}$  et  $^{5}\text{U}$ .

$$\frac{\text{Em}(\text{Pu})}{\text{Em}(\text{U}^5)} = 1,06$$

BIBLIOGRAPHIE -

- [1] R. L. MACKLIN et J. H. GIBBONS - Phys. Rev. 159, 1967, 1007
- [2] C. LE RIGOLEUR, A. ARNAUD, J. TASTE - Note CEA-N-1662
- [3] C. LE RIGOLEUR, A. ARNAUD, J. TASTE - Note CEA-N-1661
- [4] I. SZABO, J. P. MARQUETTE, E. FORT et J. L. LEROY

Nuclear Data for Reactors, Helsinki 1970, IAEA Vienna

Volume 1, p.229

- [ 5 ] I. SZABO, G. FILIPPI, J. L. HEUT, J. L. LEROY, J. P. MARQUETTE  
Neutron Standards and Flux Normalization - Argonne AEC  
Symposium series 23 (1971) p. 257
- [ 6 ] I. SZABO, G. FILIPPI, J. L. HUET, J. L. LEROY, J. P. MARQUETTE  
Neutron Cross Section and Technology - Knoxville March 15-17, 1971  
Conf. 710301 - Vol. 2, p. 573
- [ 7 ] I. SZABO, J. L. LEROY, J. P. MARQUETTE  
IAEA Panel on neutron standard reference data - Vienna, Sept. 1972  
( à parafstre)
- [ 8 ] I. SZABO, J. L. LEROY , J. P. MARQUETTE  
Conférence Nationale Soviétique sur la Physique des Neutrons,  
Kiev - 28 mai 1973 ( à parafstre )
- [ 9 ] P. DEBIEVRE et al. - Proceedings of the International Conference  
organized by the British Nuclear Energy Society  
September 20-22, 1971 at the University of Kent Canterbury -  
Session 4, paper 28
- [ 10 ] D. ABRAMSON, A. TURZO - Conférence Nationale Soviétique sur  
la physique des neutrons- Kiev, 28 mai 1973 ( à parafstre )

Tableau I

Références	Isotopes mesurés	Modifications	Causes
Helsinki [4]	$^{235}\text{U}$ et $^{239}\text{Pu}$	- à ne plus en tenir compte	résultats repris dans la référence [5] après correction de la diffusion des neutrons dans le support du dépôt.
Argonne [5]	$^{235}\text{U}$ $^{239}\text{Pu}$ $^{241}\text{Pu}$	- pas de changement $\times 0.99$	détermination finale du nombre d'atomes par analyse destructive.
Knoxville [6]	$^{235}\text{U}$	$\times 1.02$	changement dans le nombre d'atomes dû à la diminution de la demi-vie de $^{234}\text{U}$ . Nouvelle valeur de $T_{1/2} (^{234}\text{U})$ prise dans la référence [9].
Kiev [8]	$^{239}\text{Pu}$ $\sigma_9/\sigma_5$	- pas de changement $\times 0.98$	augmentation de $\sigma_f (^{235}\text{U})$ consécutive à la renormalisation précédente.

TABLEAU II

$^{235}\text{U}$					
En/kev	$\sigma_f$ / barns	En/kev	$\sigma_f$ / barns	En/kev	$\sigma_f$ / barns
17 $\pm$ 3	2,420 $\pm$ 0,080 •	730 $\pm$ 30	1,140 $\pm$ 0,030	2100 $\pm$ 18	1,292 $\pm$ 0,035
	2,370 $\pm$ 0,080 U3	880 $\pm$ 26	1,144 $\pm$ 0,035 •	2180 $\pm$ 18	1,268 $\pm$ 0,035 •
19 $\pm$ 3	2,480 $\pm$ 0,090	920 $\pm$ 26	1,195 $\pm$ 0,035 •	2190 $\pm$ 17	1,276 $\pm$ 0,030 •
38 $\pm$ 3	1,975 $\pm$ 0,060 •	1020 $\pm$ 25	1,192 $\pm$ 0,035	2280 $\pm$ 17	1,277 $\pm$ 0,030 •
	1,984 $\pm$ 0,065 U3	1080 $\pm$ 25	1,192 $\pm$ 0,035	2300 $\pm$ 17	1,267 $\pm$ 0,030 •
40 $\pm$ 3	2,047 $\pm$ 0,070	1280 $\pm$ 24	1,200 $\pm$ 0,035	2380 $\pm$ 16	1,250 $\pm$ 0,032 •
51 $\pm$ 3	1,849 $\pm$ 0,050 •	1405 $\pm$ 23	1,222 $\pm$ 0,035	2610 $\pm$ 16	1,247 $\pm$ 0,030 •
	1,863 $\pm$ 0,055 U3	1485 $\pm$ 22	1,240 $\pm$ 0,030		
55 $\pm$ 3	1,822 $\pm$ 0,050	1580 $\pm$ 22	1,232 $\pm$ 0,035		
71 $\pm$ 3	1,710 $\pm$ 0,045 •	1680 $\pm$ 21	1,250 $\pm$ 0,035		
	1,680 $\pm$ 0,045 U3	1800 $\pm$ 20	1,280 $\pm$ 0,035		
75 $\pm$ 3	1,707 $\pm$ 0,050	1915 $\pm$ 20	1,327 $\pm$ 0,035		
88 $\pm$ 4	1,556 $\pm$ 0,040	2000 $\pm$ 19	1,290 $\pm$ 0,030		
124 $\pm$ 4	1,530 $\pm$ 0,040 •	2040 $\pm$ 19	1,310 $\pm$ 0,035 •		
	1,540 $\pm$ 0,040 U3				

$^{239}\text{Pu}$					
En/kev	$\sigma_f$ / barns	En/kev	$\sigma_f$ / barns	En/kev	$\sigma_f$ / barns
805 $\pm$ 27	1,570 $\pm$ 0,045	1485 $\pm$ 22	1,800 $\pm$ 0,040	2180 $\pm$ 18	1,940 $\pm$ 0,055
880 $\pm$ 26	1,669 $\pm$ 0,050	1580 $\pm$ 22	1,880 $\pm$ 0,050	2170 $\pm$ 17	1,945 $\pm$ 0,055
920 $\pm$ 26	1,715 $\pm$ 0,050	1680 $\pm$ 21	1,940 $\pm$ 0,055	2230 $\pm$ 17	1,985 $\pm$ 0,055
1190 $\pm$ 25	1,845 $\pm$ 0,050	1800 $\pm$ 20	1,940 $\pm$ 0,050	2300 $\pm$ 17	1,920 $\pm$ 0,050
1280 $\pm$ 24	1,810 $\pm$ 0,045	2020 $\pm$ 19	1,930 $\pm$ 0,060	2380 $\pm$ 16	1,860 $\pm$ 0,060
1405 $\pm$ 23	1,860 $\pm$ 0,047	2040 $\pm$ 19	1,995 $\pm$ 0,055	2610 $\pm$ 16	1,800 $\pm$ 0,050
1465 $\pm$ 23	1,950 $\pm$ 0,050	2100 $\pm$ 18	2,000 $\pm$ 0,055		

$^{241}\text{Pu}$					
En/kev	$\sigma_f$ / barns	En/kev	$\sigma_f$ / barns	En/kev	$\sigma_f$ / barns
1100 $\pm$ 25	1,620 $\pm$ 0,045	1700 $\pm$ 21	1,710 $\pm$ 0,050	2240 $\pm$ 17	1,585 $\pm$ 0,050
1470 $\pm$ 22	1,690 $\pm$ 0,050	2010 $\pm$ 19	1,670 $\pm$ 0,050	2630 $\pm$ 16	1,540 $\pm$ 0,050

III - SERVICE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE - C.E.A. - BRUYÈRES-LE-CHÂTEL

A. MICHAUDON, D. DIDIER, M. SOLEILHAC.

À la fin de l'année 1973 le Service de Physique Nucléaire a trouvé ses conditions normales de travail. Les opérations de regroupement au Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel du personnel appartenant à ce Service ont été terminées en Juillet 1973. De plus, l'ouverture du Service est entrée dans les faits le 14 Mai 1973, lui permettant ainsi de recevoir des visiteurs et des collaborateurs divers dans des conditions similaires à celles des autres Centres du CEA tels que Saclay, Fontenay-aux-Roses, Cadarache etc... L'ouverture a été officialisée par une inauguration des nouvelles installations, le 19 Décembre 1973, sous la présidence de M. le Haut Commissaire, en présence de M. le Directeur des Applications Militaires et de nombreuses personnalités du CEA et d'organismes extérieurs. Cette occasion a permis de faire le point des activités et des moyens du Service PN et de bien situer l'ouverture dans le cadre du CEA et de la Coopération à l'échelle nationale et internationale.

ACCELEPATEURS (A. DANDINE, M. GAUTIER)

Le Van de Graaff tandem E.N. a fonctionné normalement durant cette année ; les travaux de transformation en Super E.N. ne seront réalisés qu'au premier trimestre 1974. Le Van de Graaff 4 MeV du Centre d'Etudes de Limeil a été démonté et installé dans un nouveau bâtiment au Centre de Bruyères-le-Châtel. Cet accélérateur était opérationnel sur son nouveau site à la fin de l'année. Le spectrographe magnétique du type "split pole" de 60 cm de rayon a été contrôlé et différents essais ont eu lieu. La précision obtenue sur la localisation (0,6 à 0,8 mm suivant les techniques de détection utilisées) a permis d'atteindre au cours des essais une résolution minimum de 6 keV.

ORDINATEURS (Y. JEHANNOT DE PENQUER)

Pour l'acquisition en ligne et le prétraitement des données, les expériences réalisées auprès du Van de Graaff Tandem ont utilisé les deux ordinateurs CII 10020 à configuration réduite couplés à un autre ordinateur du même type mais équipé d'une gamme complète de périphériques.

Un ordinateur CII type MITRA 15/30 de 16.000 mots de mémoire a été reçu en Août. Cet ensemble, actuellement opérationnel, assurera la fonction d'acquisition et de pré-traitement pour les expériences réalisées auprès du Van de Graaff 4 MeV.

Les besoins du Service en calculs scientifiques sont maintenant satisfaits par un terminal lourd IRIS 45 relié par ligne téléphonique à l'ordinateur IBM 360/91 du C.E.D.I. de Saclay (C.I.S.I.).

Les activités du Service de Physique Nucléaire sont décrites brièvement ci-dessous.

\* (J. SIGAUD, D. DANGOULEMIE, J.P. LOCHARD, M. JOLIROIS pour la mise en route et les essais).

### III.1. ETUDES SUR LA FISSION

III.1.1 - Mesure de  $\bar{v}_p$  pour la fission de  $^{241}\text{Pu}$  induite par neutrons rapides (J. FREHAUT, G. MOSINSKI, R. BOIS).

[1232] La mesure précise du nombre moyen  $\bar{v}_p$  de neutrons prompts pour la fission de  $^{241}\text{Pu}$  induite par des neutrons d'énergie comprise entre 1,5 et 15 MeV a permis de compléter les résultats obtenus antérieurement pour  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  [1-2-3].

La technique de mesure est celle de la chambre à fission associée à un gros scintillateur liquide chargé au gadolinium [1]. La chambre à fission contenait une masse de 200 mg de  $^{241}\text{Pu}$  (teneur isotopique 97 %) répartie sur 8 sorties indépendantes pour l'amplification et la discrimination, afin de limiter le taux des empilements alpha. L'épaisseur des dépôts était inférieure à 1 mg/cm<sup>2</sup>. Un dépôt de  $^{252}\text{Cf}$  placé dans la même chambre a permis de déterminer l'efficacité du scintillateur liquide au cours de la mesure (en prenant  $\bar{v}_p = 3,732$  pour la fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$ ).

L'énergie En des neutrons incidents, produits par réaction  $T(p,n)^3\text{He}$  et  $D(d,n)^3\text{He}$  à l'aide d'une cible gazeuse, a été contrôlée par une mesure de temps de vol.

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau I.

La loi  $\bar{v}_p = f(En)$  pour  $^{241}\text{Pu}$  est très voisine de celles que nous avons obtenues pour  $^{239}\text{Pu}$  et pour  $^{240}\text{Pu}$ . Dans la limite de la précision expérimentale (1% en valeur relative), une seule droite d'équation :

$$\bar{v}_p = (0,155 \pm 0,002)En + (2,836 \pm 0,020)$$

en est une bonne représentation. Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs publiées pour  $^{241}\text{Pu}$  [4] jusqu'à 6 MeV et à 14 MeV.

III.1.2 - Mesure de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$  pour la fission de  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{235}\text{U}$  induite par neutrons de résonances (J. FREHAUT, G. SIMON, Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel et D. SHACKLETON<sup>\*</sup> CEN de Saclay).

Les variations de résonance à résonance du nombre moyen  $\bar{v}$  de neutrons prompts et de l'énergie moyenne  $\bar{E}_\gamma$  du rayonnement gamma prompt ont été mesurées pour la fission de  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$  induite par neutrons "s", en utilisant l'accélérateur linéaire d'électrons de 60 MeV du CEN de Saclay comme source pulsée de neutrons.

La technique de mesure et des résultats préliminaires de cette étude ont déjà été décrits dans la littérature [5-6-7].

Les fluctuations anticorrélées de  $\bar{v}$  et de  $\bar{E}_\gamma$  observées pour le  $^{239}\text{Pu}$  ont été interprétées à partir de la réaction  $(n,\gamma f)$ , dans laquelle des rayons gamma sont émis par le noyau composé avant fission [8-9].

Il en résulte que les lois  $\bar{E}_\gamma = f(\frac{1}{\Gamma_f})$  et  $\bar{v} = f(\frac{1}{\Gamma_f})$ , où  $\Gamma_f$  représente la largeur totale de fission, sont des droites de pentes opposées dont la valeur absolue, exprimée

<sup>\*</sup>Adresse actuelle : Niels Bohr Institute, Copenhague.

en énergie, est égale au produit  $\bar{e}_\gamma \cdot \Gamma_{\gamma f}$  où  $\bar{e}_\gamma$  est l'énergie du rayonnement gamma de préfission et  $\Gamma_{\gamma f}$  la largeur correspondant au processus ( $n, \gamma f$ ).  
Cette variation linéaire de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$  en fonction de  $1/\Gamma_f$  a été vérifiée ultérieurement sur les mesures récentes de  $\bar{v}$  [10-1] et de  $\bar{E}_\gamma$  [11] réalisées au R.P.I et à Oak-Ridge pour  $^{239}\text{Pu}$ . Les résultats que nous avons obtenus pour  $^{235}\text{U}$  peuvent également être interprétés à partir de la réaction ( $n, \gamma f$ ):  
Sur la figure 1 nous avons porté en fonction de  $1/\Gamma_f$  les valeurs de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$  pour les résonances 4° de  $^{235}\text{U} + n$ . (Détermination des spins de Keyworth et al. [12]). Nous n'avons pas porté les résonances dont  $\Gamma_f > 50$  meV, pour lesquelles l'effet de la réaction ( $n, \gamma f$ ) est négligeable. Les droites tracées sur la figure ont été obtenues par la méthode des moindres carrés ; elles traduisent les variations anticorrélées de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$ , caractéristiques de l'influence de la réaction ( $n, \gamma f$ ).  
Nous avons obtenu pour les pentes :  
- à partir de  $\bar{E}_\gamma = f(\frac{1}{\Gamma_f})$ ,  $\bar{e}_\gamma \cdot \Gamma_{\gamma f} = 1370 \pm 610 \text{ eV}^2$ ,  
en utilisant la calibration directe en énergie de l'échelle  
 $\bar{E}_\gamma$  (0,227 MeV/canal)  
- à partir de  $\bar{v} = f(\frac{1}{\Gamma_f})$ ,  $\bar{e}_\gamma \cdot \Gamma_{\gamma f} = 1590 \pm 710 \text{ eV}^2$ ,  
en admettant que 0,14 neutrons sont émis par MeV d'énergie d'excitation.  
Ces 2 valeurs sont en bon accord. Elles confirment la faible valeur de  $\Gamma_{\gamma f}$  (environ 1 meV) calculée par Lynn pour  $^{235}\text{U}$  [12bis].  
Les résultats préliminaires pour  $^{241}\text{Pu}$  indiquent une très faible dépendance de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$  en fonction de  $1/\Gamma_f$ , du même ordre que pour  $^{235}\text{U}$ .

### III. 1.3. Mesure de sections efficaces de fission (C. GRENIER, B. CANCE)

Un programme de mesure de sections efficaces de fission a été mis sur pied afin de  
[903] 1°) répondre aux demandes des utilisateurs de constantes nucléaires,  
[908] 2°) apporter si possible des renseignements supplémentaires sur le processus de fission  
[917] proprement dit.  
[921] Sur le plan technique, notre choix s'est porté sur deux types de détecteurs : la chambre d'ionisation 4 π et le scintillateur gazeux 4 π. Ces détecteurs permettent en effet  
[1014] d'utiliser une quantité relativement importante de dépôt fissile en couche mince et de  
[1019] détecter les deux fragments, ce qui permet d'éliminer le bruit de fond produit par les  
rayons alpha.  
Chacun de ces détecteurs aura une utilisation spécifique : la chambre d'ionisation 4 π possédant une bonne résolution en énergie permettra d'obtenir l'énergie des deux fragments de fission.

Le scintillateur gazeux possédant une bonne résolution en temps permettra de mesurer les sections efficaces de fission des noyaux à forte activité alpha.

Les dépôts d'acétate d'Uranium (100 à 200  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , Ø 60 mm) sont réalisés sur des supports en plastique (100  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) métallisés avec une couche d'aluminium (20  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ).

Ces dépôts peuvent être montés dans l'un ou l'autre détecteur.

Des essais préliminaires ont été réalisés pour  $^{238}\text{U}$  avec des neutrons de 4,6 MeV produits par la réaction D(d,n) $^3\text{He}$  en utilisant une cible gazeuse de deutérium et le faisceau d'un accélérateur Van de Graaff de 2,5 MeV fournissant des bouffées de 5 ns de large avec une période de 400 ns.

Avec l'un ou l'autre détecteur on enregistre d'une part le spectre biparamétrique correspondant à l'énergie des deux fragments ( $E_1$ ,  $E_2$ ), d'autre part, également en mode biparamétrique, les informations ( $E_1 + E_2$ , Temps de vol).

Les résultats de ces mesures préliminaires ont confirmé les prévisions : la meilleure discrimination fragment lourd - fragment léger est obtenue avec la chambre d'ionisation alors que le scintillateur gazeux permet une meilleure définition de l'instant où se produit la fission.

Les premières mesures de sections efficaces relatives seront effectuées avec les deux détecteurs pour  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  aux énergies de neutrons incidents où elles sont le mieux connues c'est à dire à 14 MeV pour  $^{238}\text{U}$  et entre 0,5 et 1 MeV pour  $^{235}\text{U}$ .

Ensuite les mesures seront poursuivies entre 1 et 14 MeV.

### III.2. RÉACTIONS INDUITES PAR NEUTRONS (FISSION EXCEPTÉE)

#### III.2.1. Diffusion élastique et inélastique des neutrons rapides (G. HAOUAT, J. SIGAUD, Y. PATIN, J. LACHKAR, F. COGU)

[64]

Le programme de mesure des sections efficaces différentielles de diffusion des neutrons rapides dans la gamme des énergies de 8 à 15 MeV est entré dans sa phase active en 1973. Après la mise au point des détecteurs, des protections et des cibles gazeuses pour la production des neutrons nous avons effectué des mesures sur le Carbone. Les raisons du choix de cet élément sont multiples : 1) Le Carbone est un élément présent dans la plupart des assemblages producteurs d'énergie nucléaire et ses sections efficaces neutroniques sont mal connues au delà de 8 MeV. 2) Les premiers niveaux excités du Carbone sont situés très haut en énergie (> 4,44 MeV) et bien isolés il est donc relativement aisé d'étudier la diffusion inélastique des neutrons sur cet élément. 3) Une bonne connaissance des sections efficaces du Carbone est également nécessaire pour le calcul de l'efficacité des scintillateurs organiques.

Dans l'expérience que nous présentons ici, les neutrons sont produits par la réaction D(d,n) $^3\text{He}$ . Le faisceau des deutérons incidents accélérés par l'accélérateur Tandem est pulsé à la fréquence de 2,5 MHz et regroupé dans des impulsions de durée moyenne égale

à une nanoseconde. Le courant moyen est voisin de 2,5  $\mu$ A.

La dispersion totale en énergie des neutrons incident sur l'échantillon est de 60 KeV. L'échantillon de Carbone est placé à 14,7 cm de la cible, il a un diamètre de 2,5 cm et une hauteur de 3 cm. La mesure absolue du flux des neutrons reçus par l'échantillon est effectuée pour chaque énergie à l'aide d'un télescope à protons de recul. La mesure relative de ce flux est assurée durant l'expérience 1) par le comptage des protons de la réaction D(d,p)T détectés à 90° par une diode et 2) par un détecteur de neutrons à scintillation.

Les neutrons diffusés sont observés par quatre détecteurs utilisant la méthode de temps de vol (voir fig.2). Chacun d'entre eux est équipé d'un scintillateur liquide NE213 de 12,7 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur, un circuit spécial permet de discriminer les impulsions produites par les neutrons et celles produites par les rayons gamma.

La courbe d'efficacité de chaque détecteur est déterminée expérimentalement à l'aide d'un échantillon de polyéthylène et calculée par un programme de Monte-Carlo.

Les mesures sur le Carbone ont été effectuées de 8 à 14,5 MeV par pas de 0,5 MeV et aux angles de diffusion compris entre 10 et 160° par pas de 10°. Nous présentons les résultats dans la figure 3. L'erreur expérimentale est due : à la statistique du comptage ( $< 3\%$ ), à l'erreur sur la valeur de l'efficacité des détecteurs ( $\pm 5\%$  entre 3,5 et 14,5 MeV et  $\pm 8\%$  en dessous de 3,5 MeV), l'erreur sur la valeur absolue du flux incident ( $\pm 4\%$ ).

Ces résultats ont été corrigés par un calcul analytique des diffusions multiples à l'intérieur de l'échantillon.

### III.2.2 Etude des réactions (n,xy) sur les éléments Silicium, Chrome et Nickel (G. GRENIER, B. DUCHEMIN)

[132] Les mesures de sections efficaces différentielles de production de rayonnement gamma  
196 pour le Silicium, le Chrome et le Nickel naturels réalisées sur le Van de Graaff 4 MeV  
198 dans la gamme d'énergie 3 MeV-7MeV ont été exploitées.  
201

317 Ces mesures ont été réalisées en utilisant la réaction D(d,n) $^3_{\text{He}}$  pour produire les neutrons incidents avec une cible gazeuse et un détecteur Ge-Li équipé d'un dispositif  
319 anti-Compton (réduction du fond Compton d'un facteur 4) placé à 55° par rapport au faisceau  
320 incident, à 2 mètres de l'échantillon, pour détecter le rayonnement gamma. La technique de temps de vol a été employée, le faisceau de l'accélérateur fournissant des  
322 bouffées de 1 ns. de large à une fréquence de répétition de 1 MHz avec un courant moyen  
325 de 3  $\mu$ A. Les mesures absolues de flux de neutrons ont été effectuées à l'aide d'un compteur long directionnel à BF3 mis au point au Centre de Cadarache.

- Résultats : Les raies observées sont dues essentiellement à la diffusion inélastique sur les isotopes des éléments.

Cas du Silicium : La fig. 4 représente les sections efficaces obtenues sur trois raies

principales correspondant au  $^{28}\text{Si}$ .

Nous comparons nos valeurs à celles de DICKENS [13], DRAKE et al. [14] et TUCKER et al. [15].

Cas du Chrome : Sur la fig. 5 les résultats obtenus pour 4 raies caractéristiques correspondant au  $^{52}\text{Cr}$  sont comparés à ceux de TUCKER et al. [16].

Cas du Nickel : Le tableau II rassemble les résultats pour le nickel naturel. Si nos valeurs sont en bon accord avec celles de TUCKER et al. [16] et de BRODER et al. [17] pour les transitions de 1331 et 1453 KeV, par contre il y a divergence avec les valeurs de BRODER et al. [17] pour les raies à 1005 et 1169 KeV.

Nos résultats expérimentaux ont été comparés avec des valeurs calculées par la théorie d'Hanser-Feshbach avec correction du type MOLDAUER (cf 4.4.).

(Résultats à paraître sous forme de Rapport CEA).

### III.2.3. Examen des données expérimentales et théoriques concernant la section efficace différentielle $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ . (J. VOIGNIER)

- [1] La section efficace de la réaction  $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$  est couramment utilisée comme section efficace de référence, notamment pour la mesure précise des flux de neutrons. Nous avons analysé les données expérimentales et théoriques concernant cette réaction, afin de savoir avec quelle précision cette section efficace étalon est connue.
- Sur le plan expérimental, dans le domaine d'énergie : 100 keV - 20 MeV, la section efficace totale de la diffusion n-p est connue avec une précision de 0,5 % ; la même précision n'est pas atteinte sur la section efficace différentielle qui est beaucoup plus difficile à mesurer. Deux méthodes sont généralement utilisées : la méthode du télescope [18-19] et celle du scintillateur diffuseur [20 - 21]. Ces deux méthodes sont limitées à la fois par la précision ( $> 2\%$ ) et par l'intervalle angulaire étudié.
  - La méthode du télescope s'applique à l'intervalle angulaire  $70^\circ - 160^\circ$  (Centre de masse). La dispersion angulaire est  $\pm 6^\circ$  et les sections efficaces obtenues sont toujours données en valeurs relatives. Les corrections à appliquer aux résultats expérimentaux sont faibles. L'erreur totale, principalement d'origine statistique, est de l'ordre de 2 %.
  - La méthode du scintillateur diffuseur est mieux adaptée aux angles "avant" ( $30^\circ - 120^\circ$  C.M.). La section efficace est alors mesurée en valeur absolue, ( $\pm 2\%$ ) mais les corrections qu'il faut appliquer sont importantes (+ 15%).

Sur le plan théorique, malgré les incertitudes concernant certains déphasages, paramètres de mélange, etc..., la distribution angulaire de l'interaction n-p est plus précise que la mesure expérimentale directe. Même quand l'expérience s'applique à vérifier un cas particulier, (exemple : choix du paramètre de mélange  $\epsilon_1$  des ondes  $^3S_1$  et  $^3D_1$ ,

"contraint" ou "libre" ) l'erreur expérimentale est en général supérieure aux divergences existant entre les différentes analyses de déphasages en présence.

Dans l'état actuel des techniques, la précision d'une mesure de section efficace différentielle ( $> 2\%$ ) ne permettrait pas de vérifier la précision des calculs théoriques ( $< 1\%$ ) dans le domaine d'énergie de neutrons incidents 100 keV - 20 MeV.

**III.2.4. Mesures de sections efficaces ( $n,2n$ ) et ( $n,3n$ ) du seuil à 15 MeV (J. FREHAUT,  
G. MOSINSKI)**

[150] Les sections efficaces ( $n,2n$ ) et ( $n,3n$ ) sont mesurées par la méthode du gros scintillateur liquide, basée sur la détection directe des neutrons de la réaction.  
293  
388 Le détecteur de neutrons (fig. 6) est un scintillateur liquide sphérique de 250 litres.  
704 Il est traversé diamétrralement par un tube au centre duquel on place l'échantillon.  
715  
781 Les neutrons émis par l'échantillon sont d'abord thermalisés par chocs sur les noyaux  
902 d'hydrogène, puis capturés par du gadolinium dissous dans le liquide. Le rayonnement  
1009 gamma de capture est détecté par douze photomultiplicateurs régulièrement répartis  
1012] autour de la sphère. Les instants de capture (fig. 6) sont distribués dans les 50μs qui suivent l'émission des neutrons. L'efficacité du détecteur, de l'ordre de 80%, est déterminée par rapport au nombre moyen ( $\bar{v}_p = 3,732$ ) de neutrons prompts émis par fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

Le principe de la mesure est schématisé sur la figure 6. Toutes les 60μs, une bouffée de neutrons collimatés irradie l'échantillon placé au centre du scintillateur liquide. On compte le nombre de fois où 0, 1, 2 ... impulsions sont détectées dans le scintillateur dans les 30μs qui suivent chaque bouffée de neutrons.

Après soustraction du bruit de fond propre du scintillateur liquide et une correction d'efficacité, on obtient, en particulier, le nombre de fois où 2 neutrons ont été émis, c'est à dire le nombre de réactions ( $n,2n$ ) produites.

Un photomultiplicateur associé à un petit scintillateur liquide, placé dans l'axe du faisceau incident, derrière l'échantillon, permet la mesure relative du flux de neutrons incidents et d'obtenir des valeurs relatives des sections efficaces ( $n,2n$ ) pour différents éléments.

Pour les matériaux fissiles, des fissions sont provoquées, en plus des réactions ( $n,2n$ ) et ( $n,3n$ ). Les probabilités  $P(v)$  d'émission de  $v$  neutrons par fission ont déjà été mesurées [ 1 ]. A partir des probabilités connues pour que 4 neutrons ou plus soient émis par fission et du comptage des événements à 4 neutrons ou plus, on peut calculer le nombre de fissions détectées puis déterminer le nombre de fissions à 2 et 3 neutrons qui se sont produites au cours de la mesure.

Le nombre de réactions ( $n,2n$ ) ou ( $n,3n$ ) est alors la différence entre le nombre d'événements à 2 ou 3 neutrons enregistrés et le nombre de fissions à 2 ou 3 neutrons : on obtient de cette façon le rapport des sections efficaces ( $n,2n$ ) et ( $n,3n$ ) à la section efficace de fission. La mesure relative du flux des neutrons incidents permet en fait

d'obtenir le rapport de la section efficace  $(n,2n)$  ou  $(n,3n)$  de n'importe quel élément, à une section efficace de fission de référence, celle de  $^{238}\text{U}$  dans notre cas.

Les neutrons incidents, dans la gamme d'énergie 6-15 MeV, sont produits par réaction  $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$ , à l'aide de l'accélérateur Van de Graaff Tandem. Au dessus d'une énergie de deutérons incidents de 7 MeV, la réaction de cassure du deuteron (break-up) et les réactions  $(\text{d},\text{n})$  sur la cible et les diaphragmes produisent des neutrons parasites. Ces neutrons peuvent induire des réactions  $(n,2n)$  lorsque les seuils de ces réactions sont inférieurs à 8 MeV. Dans le cas des matériaux fissiles, ils induisent également des fissions dont il faut tenir compte pour déterminer  $\sigma(n,2n)/\sigma_F$ . Le spectre en énergie et le nombre de ces neutrons dépendent des réglages de l'accélérateur. Pour toutes ces raisons, il est nécessaire de mesurer le spectre en énergie des neutrons incidents. Cette mesure est réalisée par la méthode du temps de vol, à l'aide de la tête à scintillateur servant également de moniteur. Ceci impose une pulsation étroite du faisceau de l'accélérateur (la base de vol est de 4 m).

Le principe même de la mesure limite la période de la pulsation à 60μs. Pour obtenir une telle pulsation, le faisceau est pulsé 2 fois par :

- la pulsation normale à 2,5 MHz (largeur de bouffée = 2μs)
- un déflecteur électrostatique qui dévie constamment le faisceau, sauf pendant 1μs toutes les 60μs : 3 bouffées étroites de neutrons sont alors produites (fig. 6), ce qui permet de mesurer par temps de vol l'énergie des neutrons incidents, tout en conservant un flux acceptable. Le temps de 0,8μs qui sépare la première bouffée de la troisième reste suffisamment petit devant le temps de réponse du scintillateur (30μs) pour ne pas introduire d'erreur.

Des mesures de  $\sigma(n,2n)$  ont été réalisées du seuil à 15 MeV pour  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$  et  $^{209}\text{Bi}$ . Les sections efficaces ont été normalisées sur la section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$ ; leur précision relative est de 10 à 15%. Les rapports de sections efficaces  $(n,2n)$  de ces éléments ont été déterminés avec une précision meilleure que 5%.

Les sections efficaces  $(n,2n)$  et  $(n,3n)$ , relatives à la section efficace de fission, ont également été mesurées du seuil à 15 MeV pour  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  (précision 15%).

La figure 7 montre, à titre d'exemple, les résultats obtenus pour  $^{169}\text{Tm}$ .

### III. 3. AUTRES ACTIVITES EXPERIMENTALES

En plus des travaux précédents se rapportant aux données nucléaires de base ayant une relation avec les programmes d'énergie nucléaire, d'autres activités plus orientées vers la physique nucléaire fondamentale, ont été menées à bien :

III.3.1. Etude du spectre des rayons gamma de préfission lors de l'interaction des neutrons de résonance avec le  $^{239}\text{Pu}$ . (J. TROCHON, Y. PRANAL, C.E de Bruyères-le-Châtel, C. SUKOSD, C.E.N de Saclay).

Une expérience dont les résultats sont en cours d'exploitation, a été entreprise auprès de l'Accélérateur linéaire de 60 MeV du C.E.N. de Saclay pour mesurer les spectres de gamma de préfission de la réaction  $^{239}\text{Pu}(\text{n},\gamma\text{f})$  induite par neutrons de résonances. On peut montrer (fig.8) qu'il est possible en principe d'observer, par l'intermédiaire des gamma de préfission, les états de classe II correspondant au 2ème puits dans la barrière de fission du  $^{240}\text{Pu}$ . Dans l'expérience réalisée les fissions sont détectées par l'intermédiaire des neutrons émis et, les gamma, par une diode de 60 cm<sup>3</sup> ayant une résolution de 5 KeV. Le préépouillage des données a permis de retrouver les résultats obtenus antérieurement pour la multiplicité des rayons gamma de fission [9]. Les spectres en énergie des rayons gamma de fission pour les résonances comprises entre 0,3 et 90 eV sont en cours d'analyse.

III.3.2. Etude expérimentale de la réaction (d,pf) sur  $^{239}\text{Pu}$ . (J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN)

En utilisant un faisceau de deutérons de 11,8 MeV accéléré par le V. de G. Tandem et une cible mince de  $\text{PuO}_2$ , on a pu corrélérer à l'énergie d'excitation du noyau fissioneer les masses et les énergies cinétiques des deux fragments de fission émis à 0 et 90° par rapport à l'axe de recul du noyau. Lorsque l'énergie d'excitation croît de 4,1 à 9,5 MeV :

- la valeur moyenne de l'énergie cinétique décroît,
- la valeur moyenne de l'énergie cinétique totale reste constante quelque soit le rapport de masse des 2 fragments sauf si le produit lourd a une masse comprise entre 132 et 144 ; dans ce cas l'énergie cinétique totale diminue,
- la valeur moyenne et l'écart quadratique moyen de la distribution des masses du fragment lourd croît.

III.3.3. Etude des niveaux du  $^{56}\text{Fe}$  excités par les réactions  $(\text{p},\text{p}'\gamma)$  et  $(\text{n},\text{n}'\gamma)$  (J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, G. HAOUAT).

La mesure des gamma de déexcitation associés aux protons diffusés de la réaction  $^{56}\text{Fe}(\text{p},\text{p}')\gamma$  et des rayons gamma associés à la diffusion inélastique des neutrons dans la réaction  $(\text{n},\text{n}'\gamma)$  entre 4,8 et 11 MeV nous a permis de comparer les données obtenues aux résultats d'un calcul reposant sur la théorie statistique d'Hauser et Feshbach. Ainsi nous avons établi un schéma des niveaux du  $^{56}\text{Fe}$  qui rassemble le mode de déexcitation électromagnétique des 35 premiers niveaux. (Re... à paraître dans NUCLEAR PHYSICS).

### III.3.4. Réactions à 3 corps (F. COCU, D. GUERREAU, G. AMBROSINO)

En vue de préciser les différentes interactions nucléon-nucléon, nous avons étudié sur le V. de G. Tandem les réactions :

$p + d \rightarrow p + p + n$  pour des énergies de protons comprises entre 6 et 12 MeV.

$d + D \rightarrow p + n + D$  " " " deutérons comprises entre 6 et 12 MeV.

et la réaction  $n + D \rightarrow p + n + n$  avec des neutrons incidents de 14 MeV.

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus peut être bien reproduit qualitativement avec des paramètres réalisistes.

### III.3.5. Etude des réactions ( $d, n$ )

- Réaction  $^{89}\text{Y}(d, n)^{90}\text{Zr}$  (A. ADAM, D. ADAM, O. BERSILLON, S. JOLY)

Les distributions angulaires des neutrons de la réaction  $^{89}\text{Y}(d, n)^{90}\text{Zr}$  ont été mesurées à une énergie de deutérons incidents de 11,5 MeV par pas de 5° entre 10° et 70°.

Une trentaine de niveaux ont été observés dont 15 ont pu être analysés par méthode DWBA. Les premiers états analogues de  $^{90}\text{Y}$  situés à 13 MeV d'excitation dans  $^{90}\text{Zr}$  ont été observés.

- Réaction  $^{29}\text{Si}(d, n)^{30}\text{P}$  (J. UZUREAU, A. ADAM, D. ARDOUIN, B. DUCHEMIN)

L'étude de la réaction  $^{29}\text{Si}(d, n)^{30}\text{P}$  réalisée auprès du V. de G. Tandem a permis de mettre en évidence, pour la première fois au cours d'une réaction de transfert, de nombreux états excités du  $^{30}\text{P}$  d'énergie comprise entre 3,5 et 7 MeV. Pour certains de ces états, des informations expérimentales nouvelles sur les moments angulaires de transfert, les spins, les parités et facteurs spectroscopiques ont été obtenus (cf 5.2.1-)

## ACTIVITES DE LA SECTION THEORIE ET EVALUATION (J. SALVY)

### III.4. CALCULS ET INTERPRETATIONS THEORIQUES DE CONSTANTES NUCLEAIRES

#### III.4.1. Réactions ( $n, \gamma$ ) et ( $n, \text{fission}$ ) en dessous du MeV sur noyaux lourds (P. THOMET)

Le modèle statistique est utilisé pour le calcul des compétitions des réactions de fission, de capture et de diffusion dans le domaine d'énergie des neutrons incidents 3 keV-  
[968] 1 MeV et sur un ensemble de noyaux lourds cibles (U et Pu). Des extrapolations cohé-  
971 rentes sont recherchées dans les domaines non mesurés grâce à la recherche d'une para-  
976 métrisation qui tienne compte au maximum des données expérimentales connues par ailleurs.  
981 1063 Les pénétrabilités "neutron" généralisées  $T_{ij}$  sont fournies par un modèle en voies cou-  
1064 1066 plées (cf 4.3-) dont la paramétrisation a été spécialement étudiée dans ce domaine des  
1068 1176 basses énergies. Les pénétrabilités "fission"  $T_f$  sont calculées par franchissement d'une  
1182 1189 barrière de déformation à "double-bosse" représentée pour l'instant par des paraboles  
1202 jointives [28] et contenant un terme imaginaire [29]. La détermination complète des

différentes voies "KII" de fission a été effectuée à partir d'une analyse des mesures connues de distributions angulaires  $\sigma_f(0,E)$  de fragments de fission, ou des variations avec l'énergie de l'anisotropie et des sections efficaces de fission, ou de photofission. Les figures 9 et 10 montrent des résultats d'évaluations des sections efficaces de capture et de fission sur les cibles  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  et  $^{240}\text{Pu}$  obtenus à partir des programmes de calcul basés sur la méthode précédente. Les données expérimentales sont indiquées pour comparaison dans les domaines où elles existent.

#### III.4.2. Réactions $(n,xn)$ et $(n,\gamma nf)$ sur noyaux lourds (Melle J. JARY)

Les sections efficaces de ces processus sont calculées dans le domaine d'énergie 1,5 MeV-15 MeV au moyen du modèle statistique : on a recherché un ensemble cohérent de paramètres pour l'exploitation de ce modèle sur noyaux lourds ( $\text{U}, \text{Pu}$ ). Les sections efficaces de formation du noyau composé sont celles d'un modèle à voies couplées (cf 4.3-). Les variations avec l'énergie des largeurs fission ( $\Gamma_f$ ), neutron ( $\Gamma_n$ ), et gamma ( $\Gamma_\gamma$ ) sont calculées statistiquement au moyen de formules de densité de niveaux conventionnelles. La paramétrisation du modèle a été ajustée sur les sections efficaces de fission connues. Cette procédure a permis ensuite de faire un calcul de diverses sections efficaces  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$  et de fission. Les figures 11 et 12 donnent un exemple de ces évaluations : l'ajustement sur la section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  (quelques données expérimentales seulement sont représentées) a permis de définir les largeurs de fission des noyaux  $^{239}\text{U}^*$  (1er palier) et  $^{238}\text{U}^*$  (2ème palier), les données expérimentales concernant la section efficace de fission de  $^{236}\text{U}$  ont permis de définir la largeur de fission de  $^{237}\text{U}^*$ . Par ailleurs la largeur de fission de  $^{236}\text{U}^*$  a été déduite de la section efficace de fission connue pour  $^{235}\text{U}$  au niveau du 1er palier. La figure 11 montre les sections efficaces de fission calculées pour les cibles  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$ . La figure 12 reproduit les sections efficaces  $(n,2n)$  et  $(n,3n)$  calculées sur ces mêmes cibles, les résultats sont comparés aux données expérimentales dans le cas de la cible  $^{238}\text{U}$ .

Par la même méthode, des calculs de sections efficaces  $(n,2n)$ ,  $(n,3n)$  et de fission ont été effectués pour tous les isotopes de l'uranium de  $A = 232$  à  $A = 238$  jusqu'à 15 MeV.

#### III.4.3. Évaluations par modèle en voies couplées sur noyaux lourds (C. LAGRANGE)

L'existence de déformations permanentes dans les noyaux lourds oblige à tenir compte explicitement du couplage entre les niveaux rotationnels et le niveau fondamental. Pour cela le code JUPITOR I de T. TAMURA [30] a été remanié. Le but recherché a été de déterminer un même jeu physiquement cohérent de paramètres permettant, pour un ensemble de noyaux lourds et dans le domaine d'énergie 10 keV - 15 MeV, de calculer les sections efficaces totales et de diffusion directe, ainsi que la section efficace de formation du noyau composé et les pénétrabilités neutron nécessaires aux évaluations par modèle statistique (cf 4.1- et 4.2-). La paramétrisation a dû être effectuée, par ordre d'importance,

tance décroissante, sur les données expérimentales suivantes :

- a) les fonctions densité  $S_0$  et  $S_1$  et la section efficace de diffusion potentielle
- b) la section efficace totale de 10 keV à 1 MeV
- c) la section efficace totale de 1 MeV à 15 MeV
- d) les distributions angulaires de diffusion élastique

Les paramètres habituels de déformation  $\beta_2$  et  $\beta_4$  utilisés sont ceux déduits d'un calcul théorique de déformation d'équilibre.

Les noyaux tests choisis pour la paramétrisation ont été  $^{238}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$ . L'approximation adiabatique a été utilisée aux énergies neutron  $E_n \geq 10$  MeV. La figure 13 compare la section efficace totale calculée pour  $^{238}\text{U}$  dans les 2 domaines b) et c) aux données expérimentales utilisées pour l'ajustement. Dans la figure 14, les distributions angulaires élastiques mesurées à 15 MeV et 15,2 MeV ont permis de déterminer la partie imaginaire du potentiel optique à  $E_n = 15$  MeV. Par contre les mesures récentes de KINNEY et PEREY [31], qui n'ont pas servi à l'ajustement des paramètres, permettent une comparaison théorie-expérience. La paramétrisation obtenue s'avère utilisable pour des extrapolations sur une gamme assez étendue d'énergie et de noyaux cibles.

Les programmes précédents ont été exploités de façon systématique sur un ensemble d'isotopes pair-pair de l'Uranium ( $A = 232, 234, 236, 240$ ) et du Plutonium ( $A = 238, 240, 242$ ).

#### III.4.4. Interprétation théorique des réactions ( $n, n'\gamma$ ) sur Si, Cr et Ni (B. DUCHEMIN)

[132] Les fonctions d'excitation de quelques raies  $\gamma$  mesurées par GRENIER et al. (cf 2.2-),  
[196] ont été interprétées au moyen d'un modèle statistique incluant les corrections de fluc-  
[201] tuation de largeurs [notamment les transitions  $1,779 \xrightarrow{(E2)} 0$  du Si28 et les transitions  
[317]  $E_\gamma = 1,332$  MeV ( $1,332 \xrightarrow{(E2)} 0$  dans Ni60 et  $2,780 \xrightarrow{(M1)} 1,450$  dans Ni58) du nickel]. Le  
[325] traitement explicite de toutes les cascades  $\gamma$  possibles jusqu'à une énergie d'excita-  
tion d'environ 4 MeV et l'utilisation de potentiels optiques assez réalistes (cf [32]  
pour le Silicium et [33] pour le Chrome et le Nickel) ont permis une comparaison satis-  
faisante entre théorie et expérience.

### III. 5. AUTRES ETUDES DE MODELES

#### III.5.1. Influence des déformations sur les sections efficaces totales neutron-noyaux lourds (C. LAGRANGE)

Les codes en voies couplées ont été utilisés pour mettre en évidence le caractère oscillatoire des effets de déformations quadrupolaire ( $\beta_2$ ) dans la variation avec l'énergie En de la section efficace totale  $\sigma_t$ . Une étude systématique a été faite dans le domaine 2 MeV - 20 MeV sur 3 noyaux rotationnels ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{182}\text{W}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ) et un noyau supposé vibrationnel ( $^{148}\text{Sm}$ ). Il a été montré que le rapport  $\rho = \frac{\sigma_t(\beta_2)}{\sigma_t(\beta_2=0)}$  est peu sensible à des va-  
riations raisonnables dans les diverses hypothèses de travail (nombre de voies couplées,  
paramètres optiques). Le caractère oscillatoire des fonctions  $\rho(E_n)$  met en évidence l'

existence de zones d'énergie assez étroites et lentement variables avec la masse de la cible où la déformation ne joue pratiquement pas (environ 4,5 MeV et 8 MeV sur  $^{238}\text{U}$ ) ou bien a une influence prépondérante (environ 6 MeV et 13 MeV sur  $^{238}\text{U}$ ). Les conséquences de ce comportement sur la diffusion élastique aux petits angles ont également été étudiées [34]. Les figures 15 et 16 montrent les fonctions  $\langle E_n \rangle$  calculées pour les 4 noyaux précités à diverses déformations 82.

III.5.2. Calculs avec un modèle de couches (B. DUCHEMIN, liaison avec I.P.N ORSAY)

III.5.3. Niveaux de parité négative du  $^{30}\text{P}$

Dans le cadre de l'interprétation théorique des mesures de distributions angulaires  $^{29}\text{Si}$  ( $d,n$ )  $^{30}\text{P}$  (cf 3.5-), les niveaux d'énergie de parité négative du  $^{30}\text{P}$  et les facteurs spectroscopiques correspondants ont été calculés par les techniques du modèle de couches. Les configurations utilisées sont :

$$(\frac{1}{2}d_2^5)^{n_1}(2s\frac{1}{2}, \frac{1}{2}d_2^3)^{n_2}(1f7/2, 2p3/2)^1$$

avec  $n_1+n_2+1 = 14$  (coeur 016) et  $n_1 > 10$ . L'interaction utilisée est l'interaction effective M.S.D.I. [35] avec ajustement des énergies à 1 particule  $1f7/2$  et  $2p3/2$ .

La comparaison théorie-expérience est satisfaisante.

III.5.2.2. Etude de la sériorité d'un système à 1 proton et plusieurs neutrons

Cette étude utilise comme test la région des isotopes du cuivre rapportés à un cœur de  $^{56}\text{Ni}$ . Les configurations  $(2p\frac{3}{2}, 1f5/2, 2p1/2)^n$  sont introduites et la force utilisée est l'interaction M.S.D.I. La méthode des distributions spectrales de FRENCH est envisagée pour étudier l'évolution de la sériorité sous l'influence de la force n-p. Les premiers résultats, obtenus sur les noyaux  $^{59}\text{Cu}$ ,  $^{60}\text{Cu}$ ,  $^{61}\text{Cu}$ ,  $^{62}\text{Cu}$ , ont montré que ces distributions sont souvent éloignées de la distribution normale.

III.5.3. Etudes d'états liés en potentiels déformés finis (J. SALVY; J.M. DUFOUR )

Des programmes de calcul d'états liés neutron et proton dans des potentiels déformés, finis et diffus ont été mis au point dans les conditions suivantes : les potentiels sont générés par convolution d'une "force à 2 corps" (type gaussienne ou interaction de Coulomb) sur une densité de matière ou de charge. Cette densité est déformable suivant diverses paramétrisations ou diverses formes (forme "Hartree-Fock" p.ex.). Le calcul des éléments de matrice de l'hamiltonien à 1 particule a été formulé en utilisant une version pratique des développements d'une gaussienne sous forme séparable récemment mise au point pour les calculs Hartree-Fock (cf 6.1.2-). Les potentiels traités contiennent des termes de non-localité (introduits par une transformation de Moshinsky), de spin-orbite en  $(\vec{\nabla}V_A \vec{V})\delta$ , et de Coulomb. La formulation a été programmée dans le cadre de bases à 1 centre d'états d'oscillateurs et dans les 3 systèmes de coordonnées : sphérique, cylindrique (déformations à symétrie axiale) et cartésien (possibilité d'asymétrie axiale). Une bonne convergence des calculs a été vérifiée même dans des cas

de forte déformation (point critique de fission pour  $x \approx 0,5$ )

III.5.4. Méthodes matricielles de calcul d'états de diffusion en potentiel sphérique (J. SALVY; M. BONNET)

Le même processus de convolution que celui de 5.3- a été utilisé pour générer des potentiels optiques (adjonction de termes d'absorption). Les déphasages et fonctions d'ondes de diffusion sur ces potentiels, pour l'instant sphériques, sont calculés dans le cadre d'une méthode de "matrice R calculable", et les éléments de matrice nécessaires, calculés à partir de méthodes analogues à 5.3-, sont définis dans une sphère de rayon limité R. Les tests effectués ont montré que la méthode était avantageuse pour traiter sans inconvénient des termes de non-localité ou bien pour explorer un grand nombre d'énergies. En particulier un développement précis des fonctions d'ondes de diffusion est obtenu sur un nombre assez limité d'états même pour des noyaux lourds et dans une sphère de rayon suffisant pour traiter commodément différents effets du continuum.

III.6. ETUDES MICROSCOPIQUES DU TYPE HARTREE-FOCK (H.F.) ET HARTREE-FOCK-BOGOL'BOV (H.F.B.)

III.6.1. Détermination d'une interaction effective et calculs H.F.B. de noyaux sphériques (D. GOCINY)

III.6.1.1. Une interaction effective dépendant de la densité, locale et de portées finies a été construite. Ses paramètres ont été définis en tenant compte, d'une part des propriétés globales de  $^{16}\text{O}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ , et matière nucléaire et d'autre part d'éléments de matrice d'appariement corrects. De plus on a essayé de respecter autant que possible les résultats de travaux qui traitent de l'interaction effective sur des bases fondamentales. L'interaction DI, définie à partir du processus précédent, a été explicitée dans la communication [36].

III.6.1.2. Les difficultés d'ordre numérique associées aux calculs type H.F. ou H.F.B. avec l'interaction précédente, surtout pour les noyaux lourds, ont été surmontées grâce à la mise au point d'une nouvelle technique de calcul des éléments de matrice sur une base d'états d'oscillateurs. Cette technique, qui a permis de construire des programmes très efficaces du point de vue temps de passage sur ordinateur, est basée sur la recherche de développements de l'interaction sous une forme séparable et qui se tronquent d'eux-mêmes dans le calcul des éléments de matrice. La méthode est de plus généralisable dans le cas de bases à 2 centres (cf 6.2.2-).

Avec l'interaction DI et l'approximation H.F.B. toute une gamme de noyaux sphériques a été étudiée, de  $^{16}\text{O}$  jusqu'au  $^{208}\text{Pb}$ . Il s'agit de calculs H.F.B. "complets", c'est à dire où la seule donnée est l'interaction DI et où la convergence des calculs est garantie par des dimensions d'espace suffisantes pour décrire correctement les états de quasi-particules. L'ensemble des résultats obtenus permet de conclure qu'une telle approximation fournit une très bonne description des propriétés globales des noyaux sphériques. Quelques résultats ont été rapportés dans la référence [36]. Il semble que pour la 1ère fois un calcul type H.F.B. permette de très bien décrire en même

Centre d'Etudes de Lireil.

temps le champ moyen et le champ d'appariement à partir de la même interaction.

III.6.2. Extension aux noyaux déformés

III.6.2.1. Etude H.F. en "base 1 centre" (J. DECHARGE, M. GIROD)

L'interaction DI a été introduite dans les méthodes H.F. étendues au cas des noyaux déformés et dans le cadre de bases "1 centre" d'états d'oscillateur anisotrope en coordonnées cylindriques (symétries axiale et droite-gauche supposées). La principale préoccupation a consisté dans la mise au point de codes de calculs suffisamment rapides tout en permettant le traitement de noyaux lourds en bases suffisamment grandes. Par exemple, dans le cadre d'une troncature de base du type  $2n_1 + |m| + n_z \leq N$ , le temps d'une itération dans la base  $N = 10$  a été ramené à 15 secondes sur IBM 360-91. Cette rapidité a pu être atteinte grâce, en particulier, à la nouvelle technique exposée en 6.1.2-. Les tests ont été effectués sur  $^{16}\text{O}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  et  $^{208}\text{Pb}$  en comparant avec les résultats obtenus en base sphérique (cf 6.1-). Une exploitation a été faite dans la région des noyaux déformés légers pair-pair du  $^{20}\text{Ne}$  à  $^{36}\text{Ar}$  avec des résultats très satisfaisants. En vue des applications sur noyaux plus lourds, les effets d'appariement sont en cours d'introduction dans les programmes.

III.6.2.2. Etudes en "base 2 centres" (J.F. BERGER, D. COCNY)

Pour traiter plus facilement le cas des grandes déformations (cas du stade final de la fission), il apparaît plus profitable de travailler sur une base constituée des solutions de 2 oscillateurs harmoniques anisotropes décentrés et de paramètres différents. Un programme a été mis au point qui permet d'orthogonaliser une telle base en fonction de la distance entre les 2 centres et dans les conditions indiquées.

III.6.3. Etude des termes du second ordre avec une interaction "réaliste" (M. MAIPE)

Ces termes ont été calculés sur les noyaux  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  et  $^{208}\text{Pb}$  au moyen de l'interaction 2 corps proposée par D. COCNY et al. [37] en approximant les états intermédiaires par des ondes planes. L'apport sur l'énergie de liaison par nucléon s'est avéré satisfaisant dans le cas des noyaux lourds. Les corrections du second ordre aux énergies individuelles ont été également évaluées, apportant le resserrement souhaité du spectre au voisinage du niveau de Fermi. Les corrections sur la densité sont en cours d'étude.

REFERENCES

- [ 1 ] M.SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. CAURIAU J. Nucl. Energy 23, 257 (1969)
- [ 2 ] M.SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. CAURIAU, C. MOSINSKI Proc. 2nd Conf. on Nuclear Data for Reactors, HELSINKI 2, 145 (1970)
- [ 3 ] J. FREHAUT, C. MOSINSKI, M. SOLEILHAC EANDC (E) - 154 "U", 67 (1973)
- [ 4 ] H. CONDE, J. HANSEN, M. HOLMBERG Proc. I.A.E.A. Conf. on Nuclear Data, PARIS 2, 51 (1966)
- [ 5 ] D. SHACKLETON, J. FREHAUT, M. LE BARS Proc. Conf. Phys. Nucl. AIX-en-PROVENCE 2 (1972) 24
- [ 6 ] J. FREHAUT, D. SHACKLETON, J. TROCHON 2ème Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron, KIEV (1973)
- [ 7 ] J. FREHAUT, D. SHACKLETON 3rd Symposium on Physics and Chemistry of Fission, ROCHESTER (1973) Paper IAEA-SM-174/47
- [ 8 ] D. SHAKLETON, J. TROCHON, J. FREHAUT, M. LE BARS Phys. Lett. 42B 3(1972) 344
- [ 9 ] Yu. RYABOV, J. TROCHON, D. SHAKLETON, J. FREHAUT Nucl. Phys. A216 (1973) 395
- [ 10 ] R.W. HOCKENEUPY, R.L. REED, R.C. BLOCK 3rd Symposium on Physics and Chemistry of Fission ROCHESTER (1973) paper IAEA-SM-174/93
- [ 11 ] L.W. WESTON, J.M. TODD Communication privée
- [ 12 ] C.A. KEYNORTH, J.R. LEMLEY, C.E. OLSEN, F.T. SEIBEL, J.W.T. DABES, N.W. HILL 3rd Symposium on Physics and Chemistry of Fission ROCHESTER (1973) paper IAEA-SM-174/65
- [ 12 bis] J.E. LYNN Phys. Lett. 18(1965) 31
- [ 13 ] DICKENS,J.K. Physical Review 23 (1970) 990
- [ 14 ] DRAKE,D.M. Nuclear Physics A128 (1969) 209
- [ 15 ] TUCKER. W.E. et Al. Interim Report DASA 2333
- [ 16 ] TUCKER. W.E. et Al. ORO 2791-30 (1969)
- [ 17 ] BRODER.D.L. et Al. Int. Conf. HELSINKI (1970) 298
- [ 18 ] ROTENBERG L.N. Physical Rev., 1C, (1970), 1226
- [ 19 ] BURROWS Th.W. Physical Rev., 7C, (1973) 1306

- [ 20 ] SCANLON J.P. Nuclear Phys., 41, (1963), 401
- [ 21 ] MASTERSON T.G. Physical Rev., 6C, (1972), 690
- [ 22 ] D.S. MATHER, P.F. BAMPTON, R.E. COLES, G. JAMES, P.J. NIND AWRE Report n°072/72
- [ 23 ] W. DILG, H. VONACH, G. WINKLER, P. HILLE Nucl. Phys. A118, 9 (1968)
- [ 24 ] D.R. NETHAWAY Nucl. Phys. A190, 635 (1972)
- [ 25 ] D.G. WALLIS AWRE Report n° 0-76/66
- [ 26 ] H.A. TEWES, A.A. CARETTO, A.E. MILLER, D.R. NETHAWAY, dans B.N.L. 325, Sigma Center (1966)
- [ 27 ] R. VOS, S.K. CHORIA, R.D. GILCHRIST, W.L. ALFORD Bull. Am. Phys. Soc. Vol 18 5 (1973) 775
- [ 28 ] J.D. CRAMER and J.R. NIX Phys. Rev. 2C, 1048 (1970)
- [ 29 ] J.P. BONDORF Phys. Letters 31B, 1 (1970)
- [ 30 ] T. TAMURA ORNL Rep. 4157 (1967)
- [ 31 ] W.E. KINNEY, F.C. PEREY ORNL Rep. 4804 (1973)
- [ 32 ] B.H. HOLMQVIST, T. WIEDLING Rapport AE 430 (1971)
- [ 33 ] J.C. ROLARD, B. DUCHEMIN, C. LAGRANCE Rapport non publié
- [ 34 ] C. LAGRANCE, N. MONDON Rapport non publié, à paraître dans Phys. Letters
- [ 35 ] B.H. WILDENTHAL et al. Phys. Rev. C 4 (1971) 1708
- [ 36 ] D. COCNY Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Phys. p. 48 (MUNICH, Août-Sept. 1973)
- [ 37 ] D. COCNY (C.E. LIMEIL), P. DIRES et R. DE TOURREIL (Fac; ORSAY) Phys. Letters 32B, 591 (August 1970)

-----

TABLEAU I

$E_n$ ( MeV )	$\pm \Delta E_n$ ( keV )	$\bar{\nu}_p$	$\pm \Delta \bar{\nu}_p$
1,87	150	3,160	0,053
2,45	125	3,209	0,034
2,98	105	3,322	0,028
3,50	100	3,332	0,033
4,03	90	3,474	0,042
5,06	70	3,631	0,073
6,89	190	3,951	0,067
7,41	165	3,967	0,038
7,93	150	4,055	0,030
8,44	135	4,127	0,028
8,94	125	4,249	0,038
9,44	115	4,252	0,034
9,93	110	4,372	0,030
10,42	100	4,449	0,030
10,91	95	4,526	0,031
11,40	90	4,605	0,041
11,88	85	4,658	0,033
12,36	85	4,744	0,032
12,85	80	4,827	0,040
13,32	75	4,873	0,034
13,80	75	4,999	0,043
14,28	70	5,089	0,051
14,76	65	5,112	0,058

Valeurs de  $\bar{\nu}_p$  de  $^{241}\text{Pu}$  normalisées à  $\bar{\nu}_p = 3,732 \pm 0,000$  pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

TABLEAU II :  
SECTIONS EFFICACES DIFFÉRENTIELLES DE PRODUCTION DE PAYONNEMENT GAMMA  
PRODUITES DANS LE NICKEL NATUREL PAR DES NEUTRONS D'ÉNERGIE COMPRISE ENTRE 3 MeV ET 7 MeV

Energie $E_\gamma$ de la voie observée (KeV)	Noyau résiduel	Transition probable	Sections efficaces différentielles en mb/sr $\theta_\gamma = 55^\circ$						
			$E_n = 3,84 \pm 0,27$ MeV	$E_n = 4,22 \pm 0,20$ MeV	$E_n = 4,85 \pm 0,15$ MeV	$E_n = 5,44 \pm 0,11$ MeV	$E_n = 5,96 \pm 0,096$ MeV	$E_n = 6,52 \pm 0,083$ MeV	$E_n = 7,04 \pm 0,074$ MeV
466	$^{60}\text{Ni}$	$2625 \rightarrow 2150$	$1,0 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,4$	$1,9 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,4$			
625	$^{60}\text{Ni}$	$2158 \rightarrow 1332$	$6,2 \pm 1,0$	$5,6 \pm 0,8$	$5,6 \pm 0,9$	$6,3 \pm 0,9$	$5,9 \pm 0,9$	$6,1 \pm 0,9$	$4,9 \pm 0,8$
933	$^{57}\text{Fe}$	$930 \rightarrow 0$							
960	$^{60}\text{Ni}$	$2286 \rightarrow 1332$	$0,7 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,6$	$2,7 \pm 0,5$	$2,8 \pm 0,6$	$2,5 \pm 0,6$	$2,0 \pm 0,5$
1005	$^{58}\text{Ni}$	$2459 \rightarrow 1454$	$5,5 \pm 0,9$	$6,0 \pm 0,9$	$8,8 \pm 1,3$	$11,4 \pm 1,6$	$11,4 \pm 1,6$	$13,2 \pm 1,8$	$11,5 \pm 1,6$
1169	$^{60}\text{Ni}$	$2506 \rightarrow 1332$	$3,2 \pm 0,9$	$6,1 \pm 0,9$	$9,3 \pm 1,3$	$10,4 \pm 1,4$	$10,9 \pm 1,5$	$12,2 \pm 1,7$	$11,8 \pm 1,6$
1237	$^{62}\text{Ni}$	$1172 \rightarrow 0$							
1253	$^{60}\text{Ni}$	$3392 \rightarrow 2158$		$1,4 \pm 0,4$		$1,8 \pm 0,5$	$1,8 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,3$
1331	$^{60}\text{Ni}$	$2625 \rightarrow 1332$	$0,9 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,4$		$1,2 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,3$
	$^{58}\text{Ni}$	$1332 \rightarrow 0$		$27,7 \pm 3,7$	$28,0 \pm 3,7$	$26,3 \pm 3,5$	$31,6 \pm 4,2$	$30,7 \pm 4,1$	$32,8 \pm 4,3$
	$^{58}\text{Ni}$	$2775 \rightarrow 1454$							
1453	$^{58}\text{Ni}$	$1454 \rightarrow 0$		$46,8 \pm 6,2$	$41,6 \pm 5,5$	$39,9 \pm 5,3$	$43,8 \pm 5,7$	$41,2 \pm 5,4$	$45,1 \pm 5,9$
	$^{58}\text{Ni}$	$2902 \rightarrow 1454$							
1582	$^{60}\text{Ni}$	$3038 \rightarrow 1454$	$2,5 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,4$	$2,2 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,4$
1788	$^{60}\text{Ni}$	$3123 \rightarrow 1332$	$1,6 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,4$	$2,2 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,4$	$2,0 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,4$
1911	$^{58}\text{Ni}$	$3264 \rightarrow 1454$	$0,7 \pm 0,2$		$1,0 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$	$0,4 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,3$
2060	$^{60}\text{Ni}$	$3392 \rightarrow 1332$	$0,5 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
3020	$^{58}\text{Ni}$	$3039 \rightarrow 0$					$2,0 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,3$

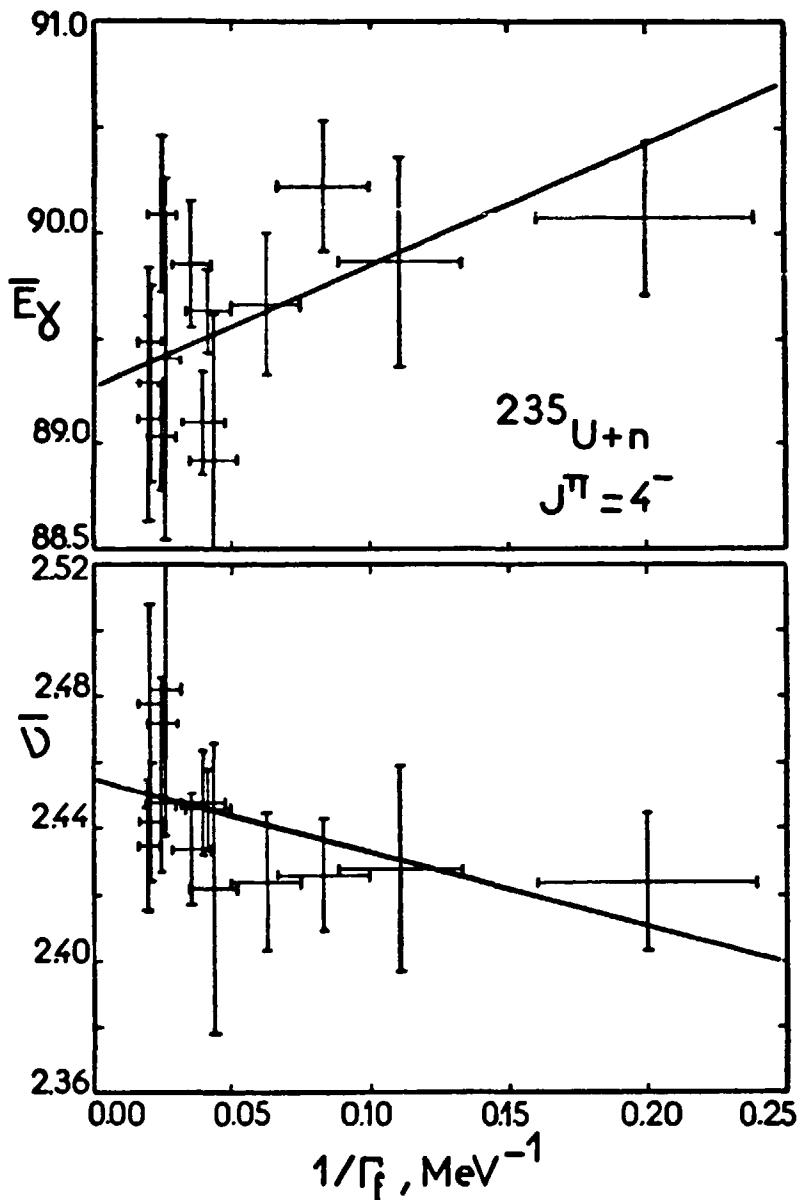


Fig. 1 : Lois  $\bar{v} = f(1/\Gamma_f)$  et  $\bar{E}_\gamma = f(1/\Gamma_f)$  pour les résonances de  $^{235}\text{U} + n$ .

Les droites en traits pleins représentent des ajustements obtenus par la méthode des moindres carrés à partir des valeurs expérimentales.

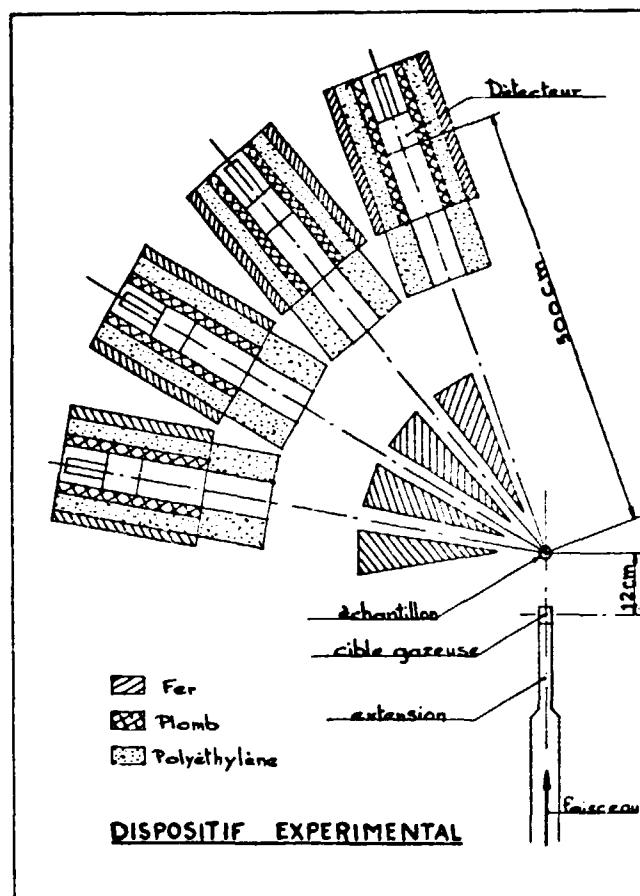


Fig. 2 : Dispositif expérimental servant à la mesure des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique.

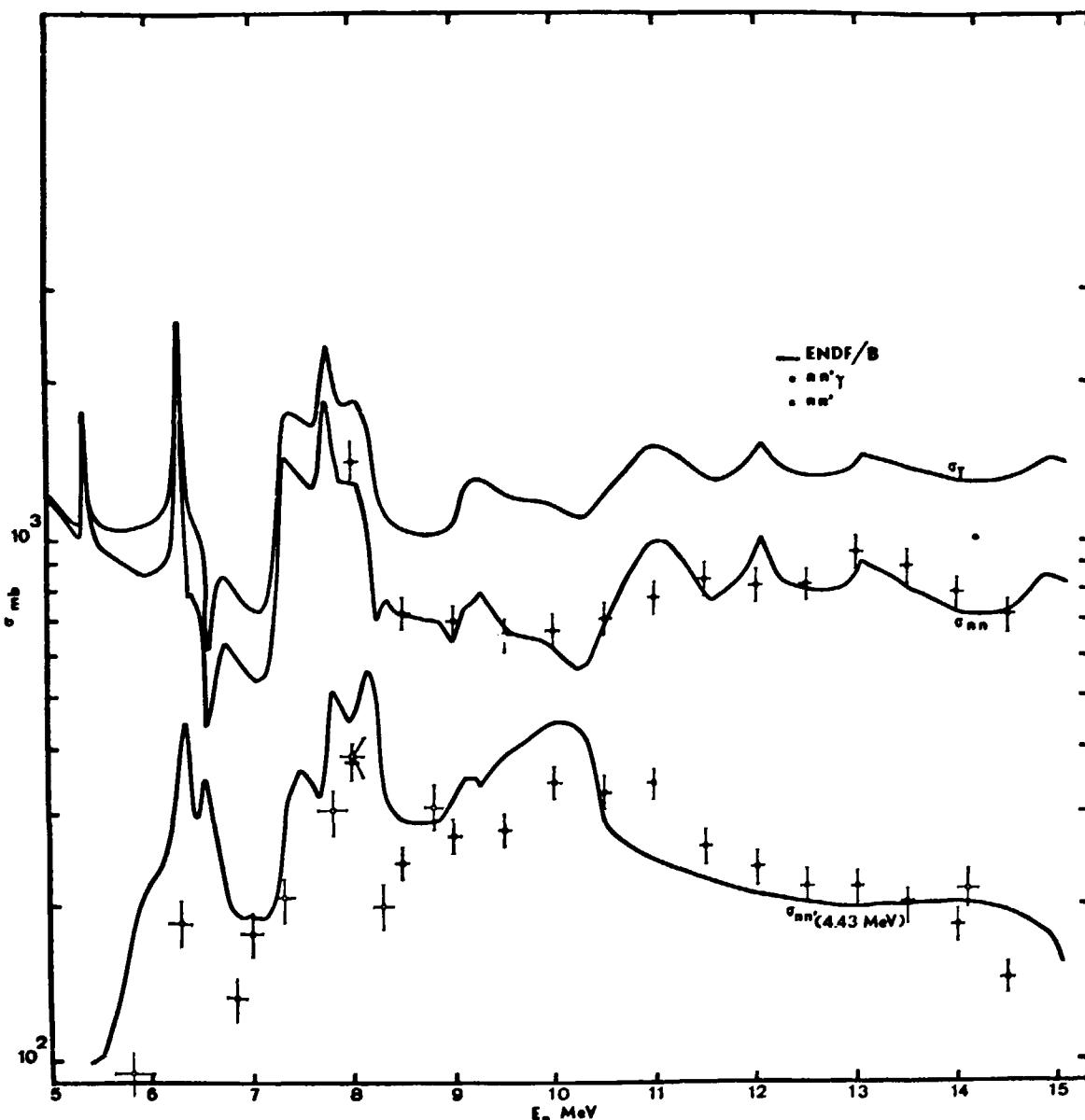


Fig. 3 : Fonctions d'excitation  $\sigma_{nn}$  pour la diffusion élastique et  $\sigma_{nn'}$  pour la diffusion inélastique correspondant au 1er niveau excité à 4,43 MeV de  $^{12}\text{C}$  (carrés pleins). Les tracés continus représentent les sections efficaces évaluées de la bande ENDF/B n° III. Les carrés vides représentent les mesures  $\sigma_{nn'}$  effectuées par J. LACHKAR et al [1].

Réf. [1] J. LACHKAR et al. : Rapport interne DO.0086 n° 212/W

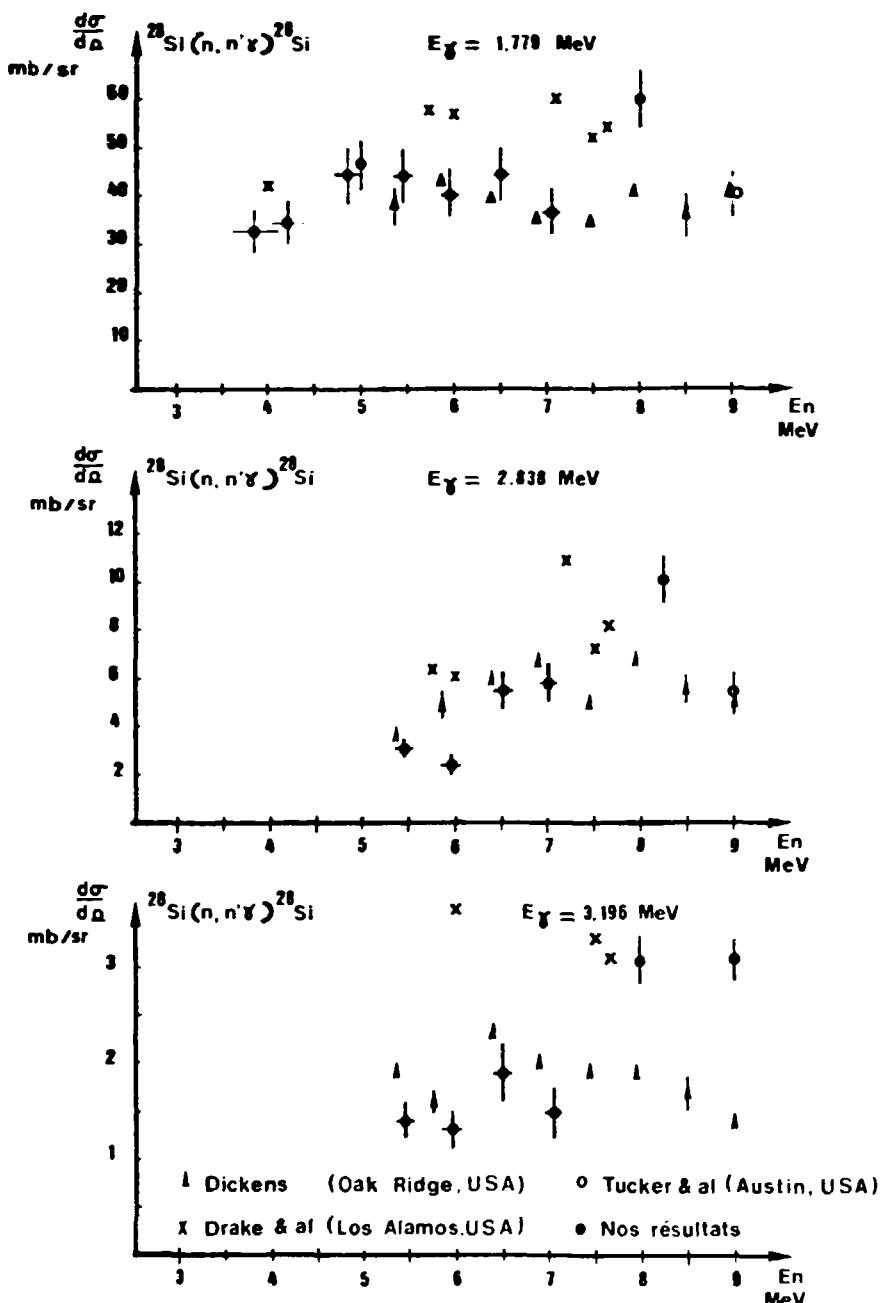


Fig. 4 : Sections efficaces différentielles à 55° des raies gamma d'énergie 1,779, 2,838 et 3,196 MeV pour le Silicium naturel. Comparaison de nos résultats à ceux publiés.

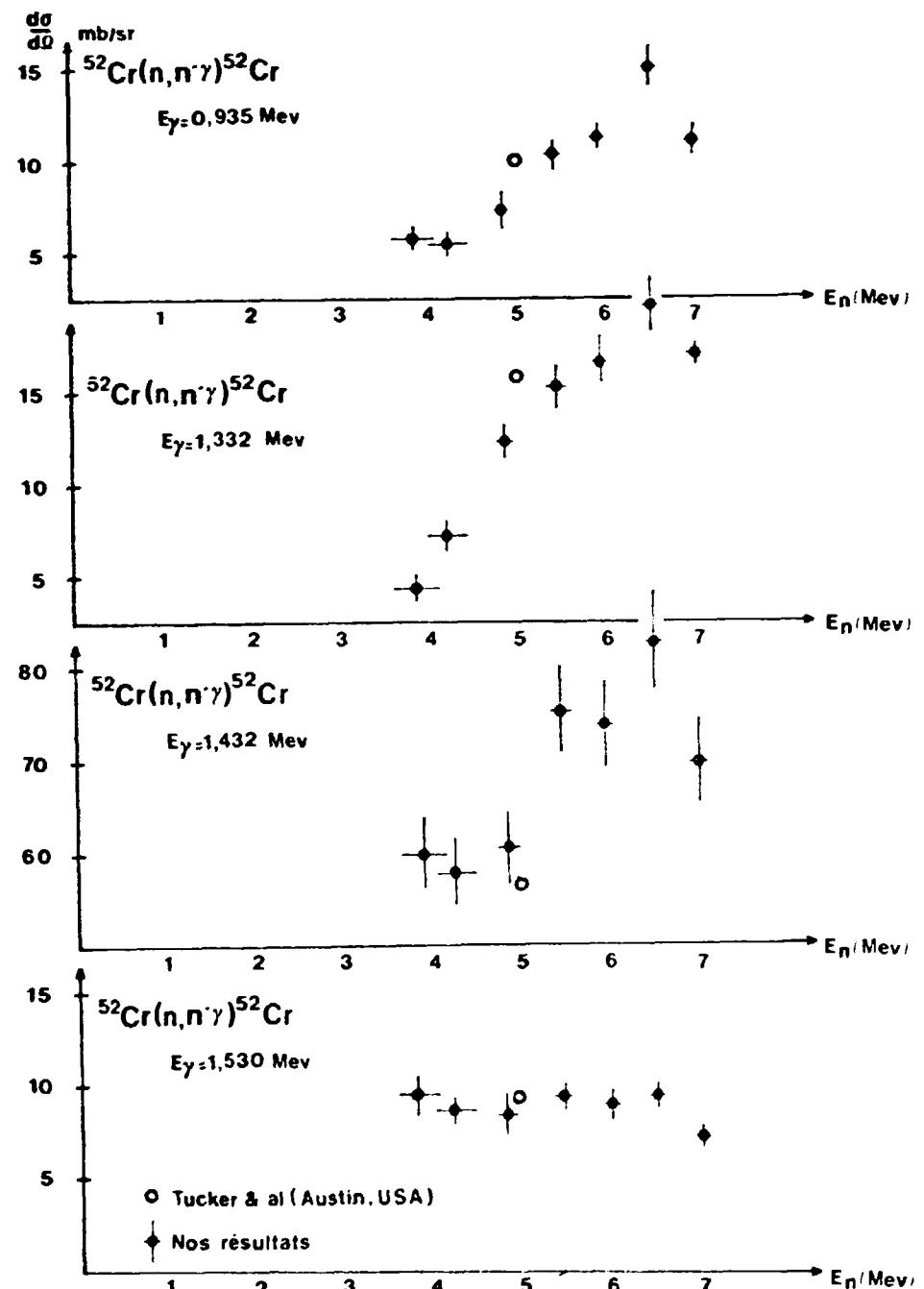


Fig. 5 : Sections efficaces différentielles à 55° des raies gamma d'énergie 0,935, 1,332, 1,432 et 1,530 MeV du Chrome naturel. Comparaison de nos résultats à ceux publiés.

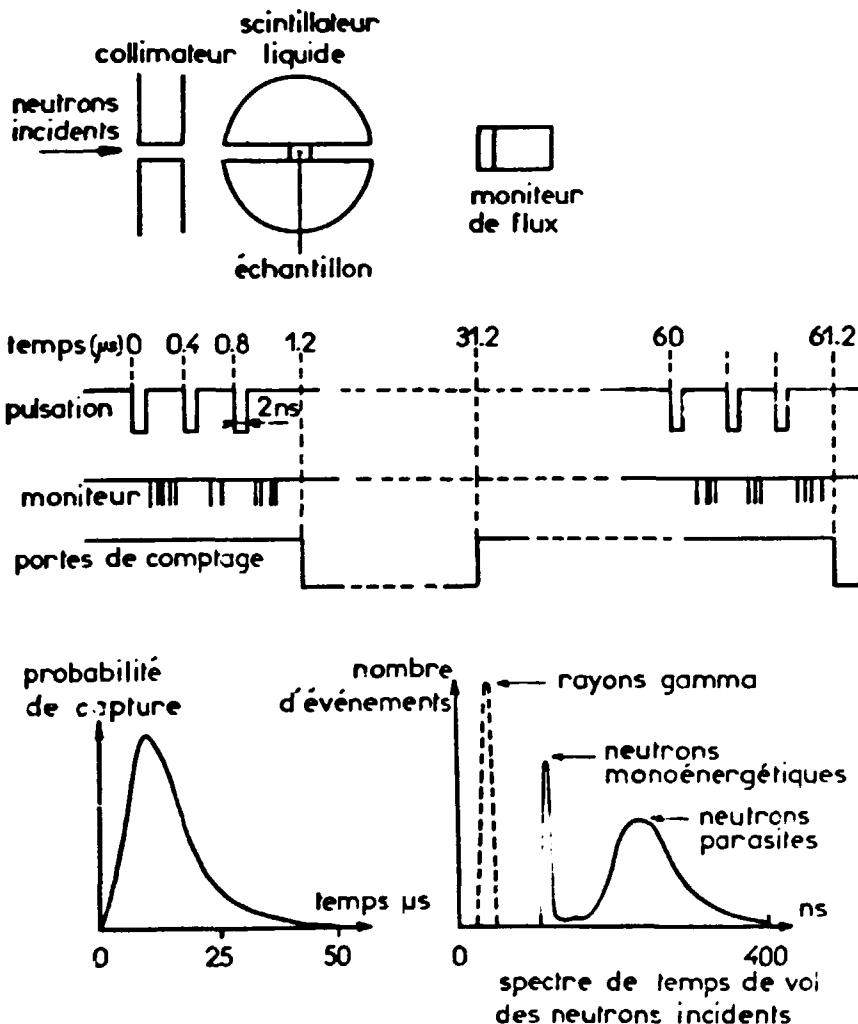


Fig. 6 : Principe de mesure des sections efficaces  $\sigma(n,2n)$  et  $\sigma(n,3n)$

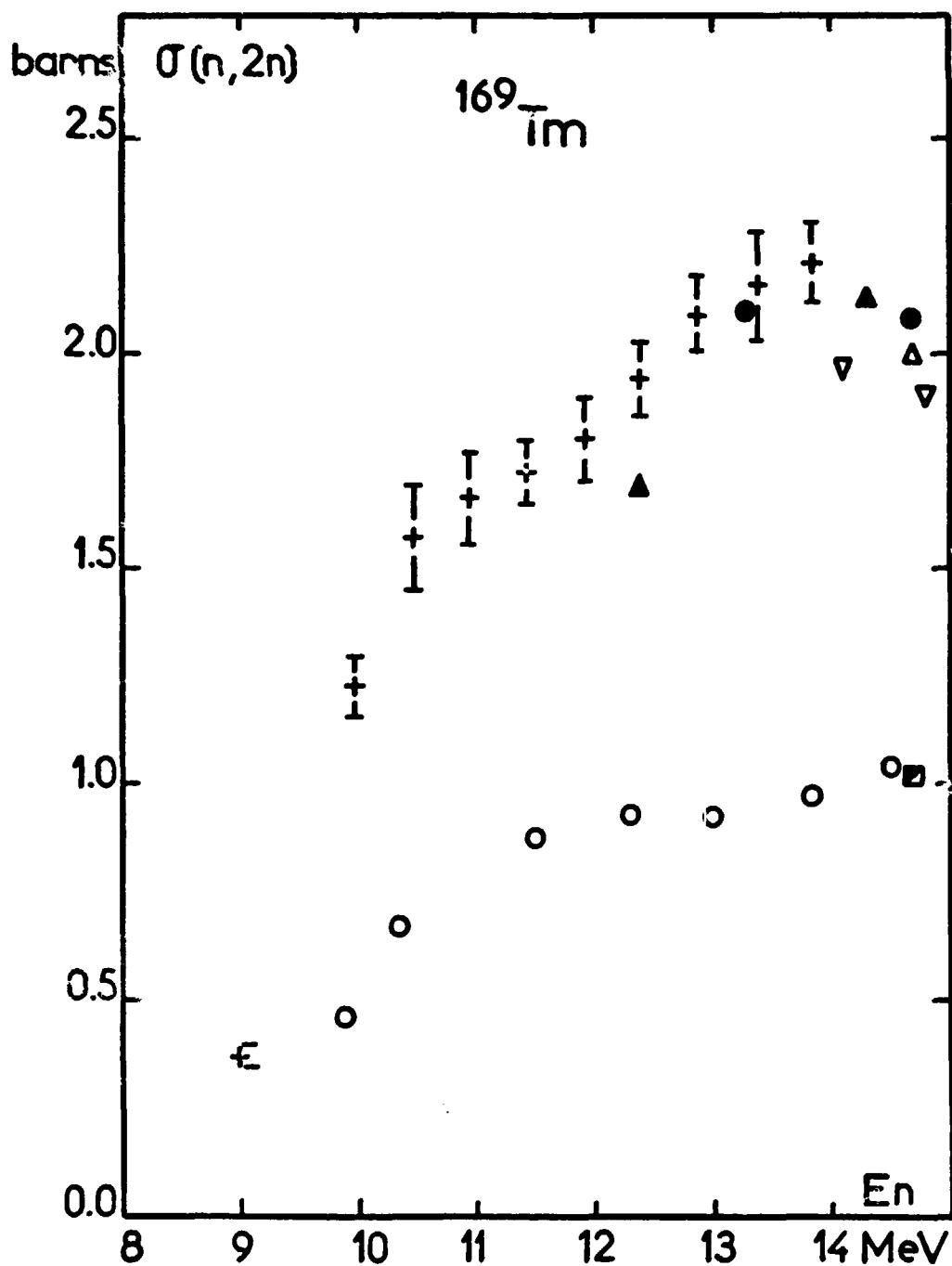


Fig. 7 :  $\sigma(n,2n)$  pour  $^{169}\text{Tm}$

- ♦ notre mesure
- ▲ Réf. 22
- △ Réf. 23
- ▽ Réf. 24
- Réf. 25
- Réf. 26
- Réf. 27

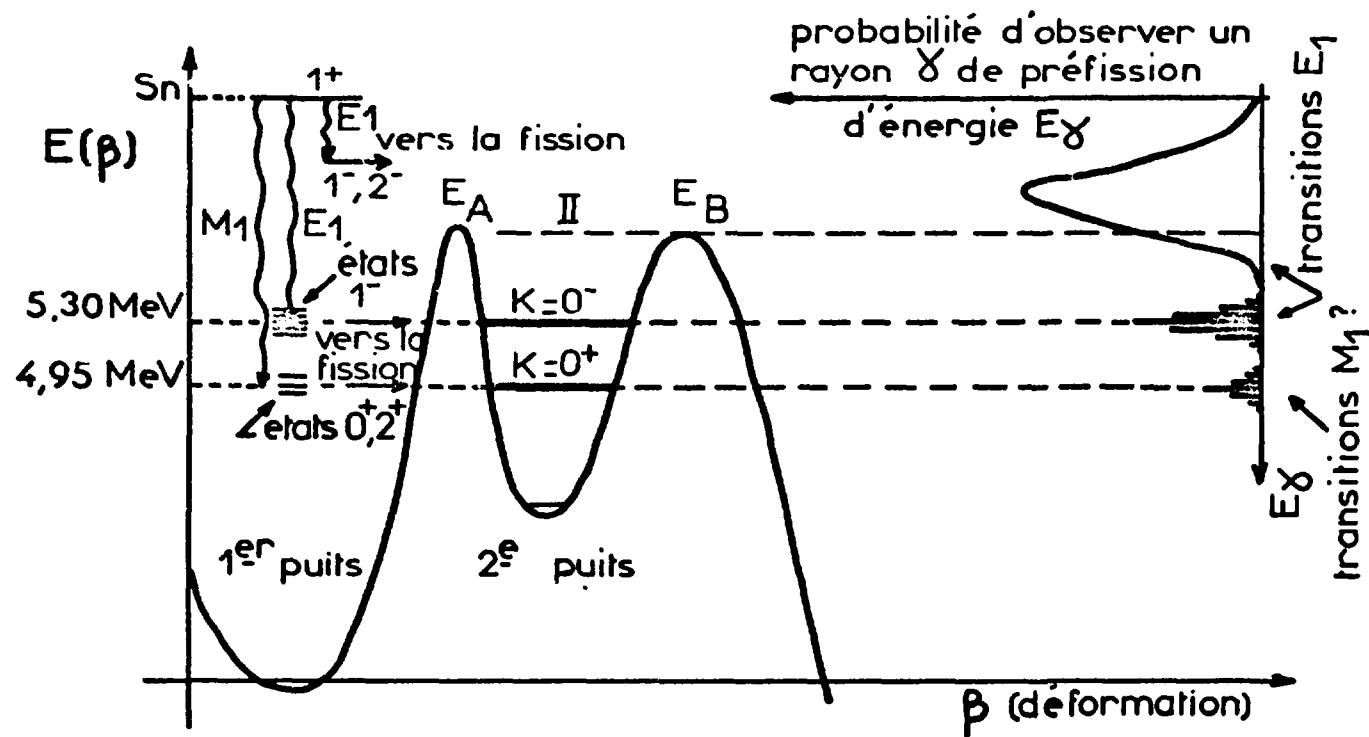


Fig. 8 : Illustration du processus  $(n, \gamma f)$  dans  $^{240}\text{Pu}$ .

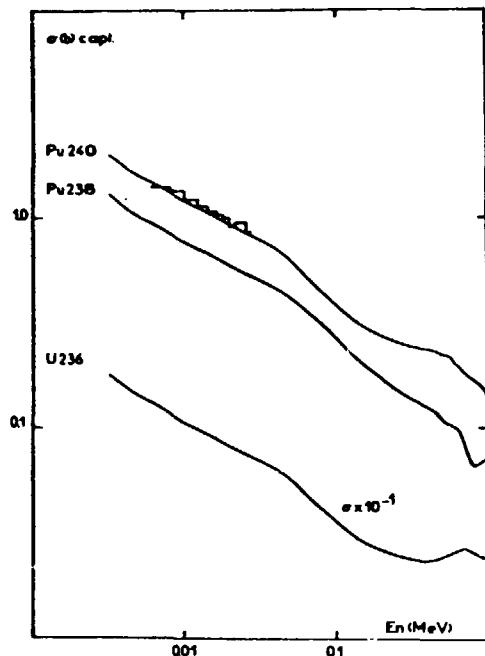


Fig.9 : Calculs de sections efficaces de capture radiative

Mesures de R.W. HOCKENBURY et al. Nucl. Sc. Eng. 49, 153 (1972)

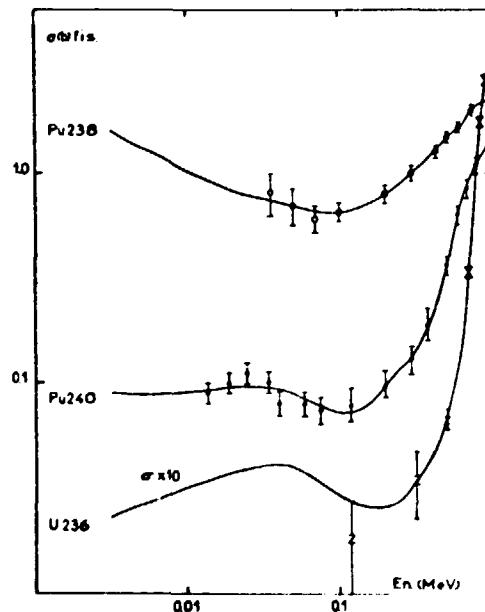


Fig.10 : Calculs de sections efficaces de fission

- M.G. SILBERT LA-4108-MG (1969)
- K.D. ANDROSENKO et al. Sov. J. of Nucl. Phys. 12, 142 (1971)
- P.H. WHITE et al. Phys. Chem. Fis. IAEA Salzburg 1, 219 (1971)
- ☒ R.W. LAMPERE Phys. Rev. 100, 763 (1965)

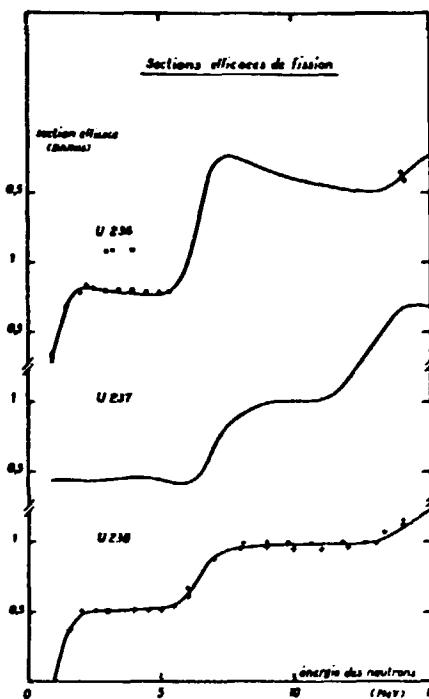


Fig. 11 : Sections efficaces de fission sur  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  : comparaison théorie-expérience

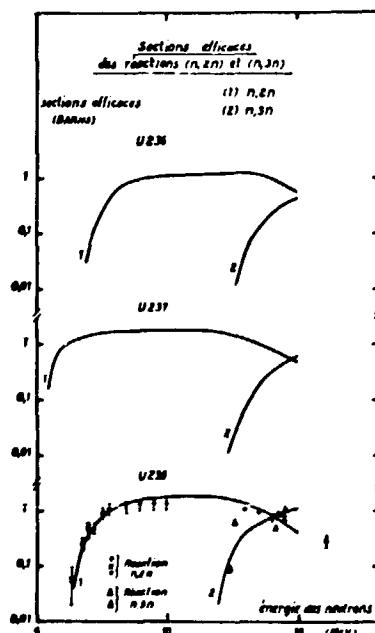


Fig. 12 : Calculs de sections efficaces  $(n,2n)$  et  $(n,3n)$  sur  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  et comparaison théorie-expérience dans le cas de  $^{238}\text{U}$ .

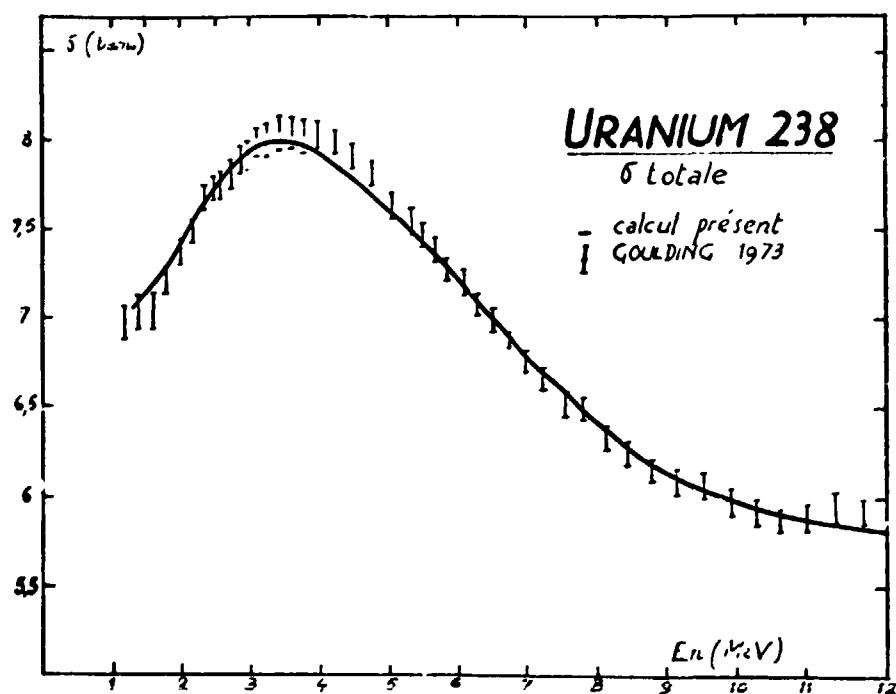
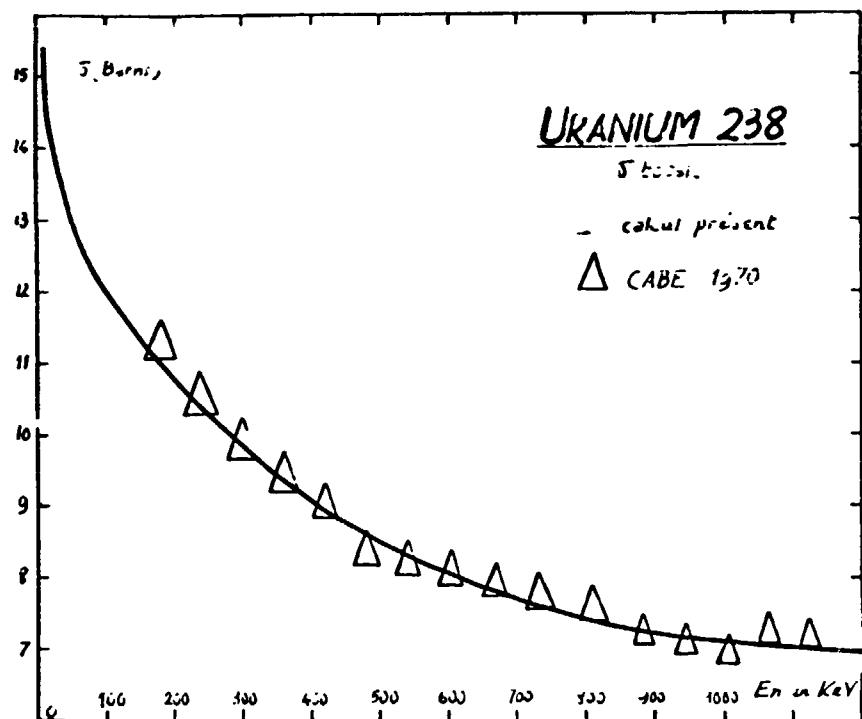


Fig.13

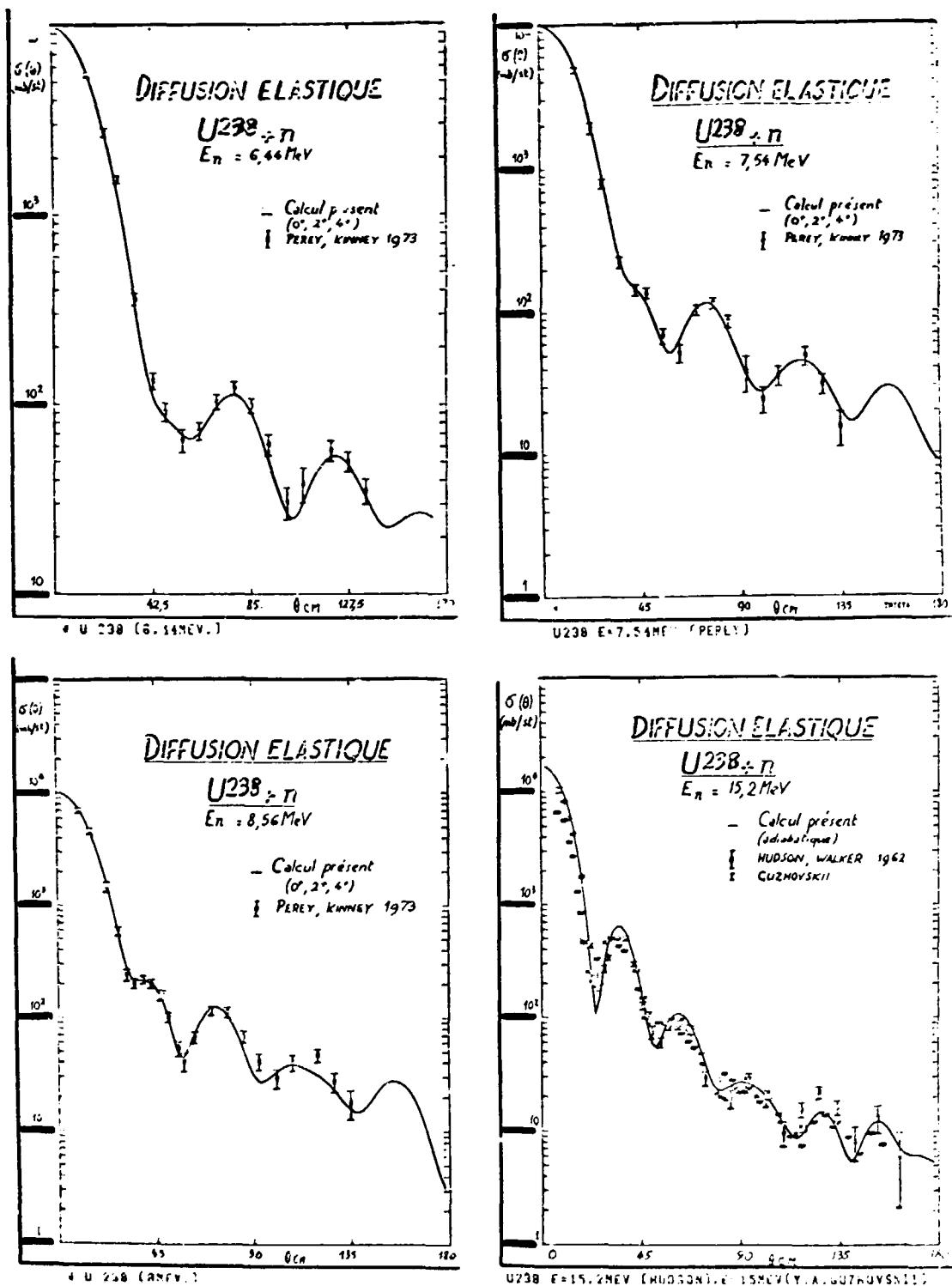


Fig. 14

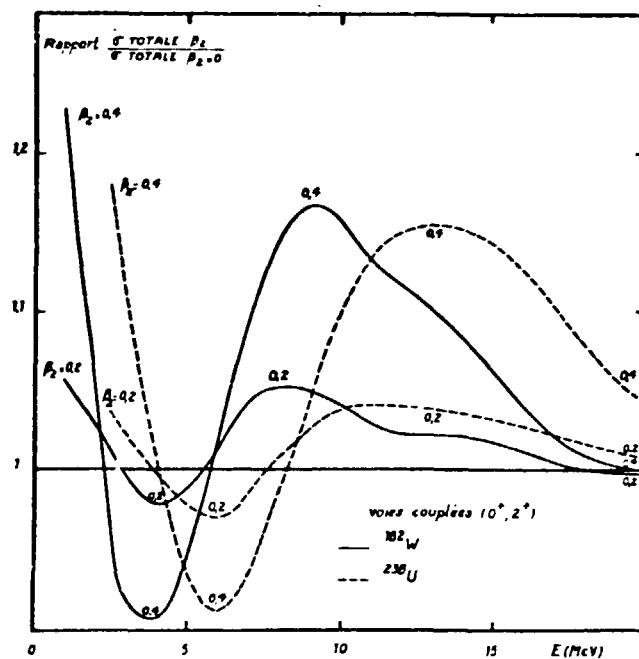


Fig. 15

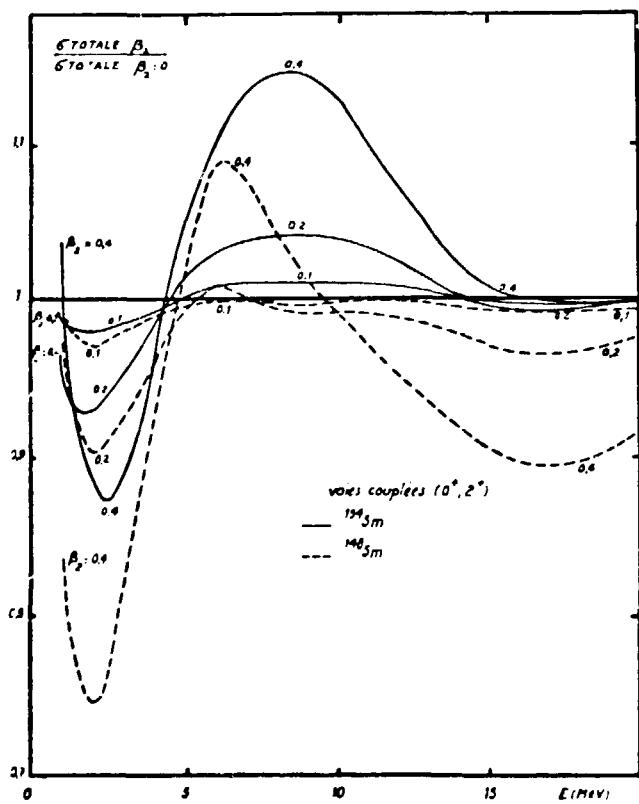


Fig. 16

IV DEPARTEMENT DE RECHERCHE FONDAMENTALE (D. DAUTREPPE)  
LABORATOIRE DE CHIMIE NUCLEAIRE (A. MOUSSA)  
CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE GRENOBLE (C. E. A.) (FRANCE)

IV. 1. Etude des schémas de désintégration de produits de fission

IV. 1. 1. Désintégration du  $^{93}\text{Sr}$  (F. SCHUSSLER, P. CANALLINI, L. C. CARRAZ,  
R. BRISSET, J. CRANCON, E. MONNAND, C. RISTORI, A. MOUSSA)

L'étude de la radioactivité  $\beta$  et  $\gamma$  du  $^{93}\text{Sr}$  (7.3 min) (tableau I) obtenu par  
fission de  $^{235}\text{U}$  et séparation chimique ou séparation isotopique en ligne [1]  
nous a permis de préciser un schéma de niveaux partiels de  $^{93}\text{Y}$  compre-  
nant entre autres, un niveau isomérique  $9/2^+$  à 758.6 keV, dont nous avons  
mesuré la période ( $T_{1/2} = 1.7 \text{ sec} \pm 0.5 \text{ sec}$ ). Le caractère E3 du rayon-  
nement gamma de 168.4 keV désexcitant ce niveau est confirmé par la  
mesure de son coefficient de conversion ( $\alpha_K = 0.73 \pm 0.05$ ). L'énergie de  
désintégration beta a également été mesurée ( $Q_\beta = 3900 \pm 100 \text{ keV}$ ).

IV. 1. 2. Desintegration du  $^{93}\text{Rb}$  (F. SCHUSSLER, R. BRISSET, E. MONNAND,  
A. MOUSSA)

Faisant suite à l'étude de la désintégration du  $^{93}\text{Sr}$ , l'étude de celle du  $^{93}\text{Rb}$   
est en voie d'achèvement. Le Rubidium est obtenu par filiation à partir du  
 $^{93}\text{Kr}$  séparé isotopiquement en ligne des produits de fission ( séparateur  
ARIEL ). Quelques traits essentiels du schéma des niveaux du  $^{93}\text{Sr}$  sont  
connus. Le bilan de désintégration  $^{93}\text{Kr} - ^{93}\text{Sr}$  est trouvé égal à 5,8 MeV  
par coïncidence  $\beta - \gamma$  ce qui est en contradiction avec la valeur de 7,2 MeV  
indiquée par d'autres auteurs dans la littérature. Cet écart s'explique aisè-  
ment par une contamination en  $^{92}\text{Rb}$  possédant une branche beta extrême-  
ment intense de 7,2 MeV. Cette contamination est probablement due au pas-  
sage de la chaîne 93 à la chaîne 92 par émission de neutrons retardés au  
niveau des Kryptons.

Les énergies et les intensités normalisées des transitions observées sont  
données dans le tableau II.

IV. 1. 3. Désintégration de  $^{139}\text{Cs}$  (E. MONNAND, J. BLACHOT, R. BRISSET,  
L. C. CARRAZ, J. CRANCON, C. RISTORI, F. SCHUSSLER, A. MOUSSA)  
Une étude des spectres  $\beta$  et  $\gamma$  émis lors de la désintégration de  $^{139}\text{Cs}$  a été  
entreprise [2]. L'activité est produite en ligne avec le séparateur d'isoto-  
pes ARIEL. Le  $Q_\beta$  est de  $4.23 \pm 0.1 \text{ MeV}$ . L'intensité relative de la bran-  
che  $\beta$  alimentant l'état fondamental de  $^{139}\text{Ba}$  est ( $89.5 \pm 1$ )% . Un schéma

de niveaux de  $^{139}\text{Ba}$ , déduit des résultats de mesures en direct et en coïncidence Ge (Li) - Ge (Li), est proposé et comparé avec les études antérieures.

IV. 1. 4. Désintégration du  $^{140}\text{Cs}$  (F. SCHUSSLER, R. BRISSOT, J. CRANCON, E. MONNAND, C. RISTORI, A. MOUSSA) [3]

Les activités  $\beta$  et  $\gamma$  du  $^{140}\text{Cs}$  ( $T^{1/2} = 64$  s.) produit par décroissance du produit de fission  $^{140}\text{Xe}$  (13 s.) ont été étudiées auprès du séparateur d'isotope en ligne ARIEL. La valeur de  $Q_\beta$  correspondant à la décroissance  $\beta$  du  $^{140}\text{Cs}$  a été mesurée ( $Q_\beta = 6300 \pm 100$  KeV) et un schéma des niveaux du  $^{140}\text{Ba}$  est proposé; il comprend 45 niveaux. Le triplet à deux phonons ( $0^+ +, 2^+ +, 4^+ +$ ) a été mis en évidence par des mesures de corrélations angulaires  $\gamma-\gamma$ . Il est proposé d'attribuer la valeur  $1^-$  au spin de l'état fondamental du  $^{140}\text{Cs}$ .

IV. 1. 5. Désintégration du  $^{144}\text{La}$  (E. MONNAND, R. BRISSOT, L. C. CARRAZ, F. SCHUSSLER, A. MOUSSA)

Une étude de la désintégration de  $^{144}\text{La}$  a été entreprise [4]. L'activité est produite soit par séparation chimique rapide à partir des produits de fission, soit en ligne avec le séparateur d'isotopes ARIEL. La période est de  $41.0 \pm 1.0$  sec. Le  $Q_\beta$  est de  $4.6 \pm 0.2$  MeV. L'énergie et l'intensité relative des raies  $\gamma$  les plus intenses ont été mesurées. Les trois premiers niveaux excités de  $^{144}\text{Ce}$ , déduits des résultats de mesures en coïncidence ont été trouvés (Fig. 1).

IV. 2. Distribution en masse des produits de fission (J. BLACHOT,

L. C. CARRAZ, P. CAVILLINI, A. FERRIEU, R. LOUIS, A. MOUSSA)

La mesure des rendements cumulatifs de fission peut être faite, soit par spectrométrie de masse après dilution isotopique, soit par mesure de radioactivité bêta ou gamma après séparation chimique. Cette dernière méthode peut maintenant bénéficier des hautes performances de la spectrométrie gamma par Ge/Li.

Les rendements de fission sont alors déduits de l'analyse des spectres gamma de produits de fission. Ces spectres peuvent être pris sur des produits de fission sans aucune séparation chimique, ou après la séparation d'une même famille chimique (Halogènes, terres rares, etc...)

Le traitement des spectres gamma, s'effectue à l'aide d'un des trois programmes suivants : SAMPO [5], TEST 1 [6], DIDAC C [7], CARRAZ [8], MARBACH et al. [9] ont décrit l'utilisation et les

performances de ces programmes. Pour calculer les rendements, il faut connaître, en plus de la surface de la raie gamma ( donnée par les programmes ci-dessus), le rapport d'embranchement et la période radioactive des isotopes que l'on mesure. L'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie doit aussi être connue.

Les noyaux suivants ont déjà été mesurés, ou sont en cours de mesure.

IV. 2. 1.  $^{232}\text{Th}$  ( n. 14 MeV, n. de fission )

Les rendements cumulatifs de 28 masses, dont 14 n'avaient jamais été publiés ont été mesurés pour la fission du  $^{232}\text{Th}$  par des neutrons de 14 MeV. Pour la fission induite par des neutrons " de fission ", nous avons obtenu ceux de 22 masses. Ces deux séries de rendement sont représentées dans la figure 2.

La probabilité de fission symétrique très faible quand elle est induite par des neutrons de fission devient très importante pour des neutrons de 14 MeV. Le rendement du  $^{115}\text{Cd}$  passe de 0,05% (n. fission) à 1,57% (n. 14 MeV).

Ces résultats sont en partie présentés dans la thèse de C. CHAUVIN [10] et seront publiés dans J. Inorg. Nucl. Chemistry.

IV. 2. 2.  $^{252}\text{Cf}$  - NERVIK [11] a publié la courbe des rendements de fission du  $^{252}\text{Cf}$ , plus tard HARBOUR [12] a mesuré 20 masses en comparant au même rendement de la fission thermique de  $^{235}\text{U}$ . L'accord entre les deux travaux n'est pas complet. De plus le  $^{252}\text{Cf}$  est de plus en plus utilisé comme un " standard ". Nous avons donc cherché à améliorer la précision sur la valeur de ces rendements. Nos résultats sont en cours de dépouillement et seront publiés cette année.

IV. 2. 3.  $^{238}\text{U}$  - Dans la fission induite par des neutrons de 14 MeV, les rendements cumulatifs de 28 chaînes isobares ont été mesurés. Ces résultats sont publiés [13]. Des mesures sont actuellement en cours en ce qui concerne la fission de l'Uranium  $^{238}$  par des neutrons de 3 MeV et par des neutrons de fission ; 20 et 22 rendements ont été calculés à ce jour. Leurs valeurs et celles des rendements dans la fission à 14 MeV, sont représentés sur la figure 3.

IV. 2. 4. Etude systématique de la fission des isotopes de l'Uranium -

Nous envisageons d'étudier très prochainement les distributions en masse de différents isotopes de l'Uranium ( dans des conditions expérimentales identiques ) à diverses énergies de neutrons incidents :

	n. thermiques	n. de fission	n. de 3 MeV	n. de 14 MeV
$^{232}\text{U}$	X	X	X	X
$^{233}\text{U}$	X	X	X	X
$^{234}\text{U}$		X	X	X
$^{235}\text{U}$	X	X	X	X
$^{236}\text{U}$		X	X	X
$^{238}\text{U}$		X	X	X

IV. 3. Mesures des rendements cumulatifs fractionnels de quelques gaz rares dans la fission induite par neutrons de 14 MeV. ( FEU ALVIM DA SILVIA, J. CRANÇON, A. GIVELET, A. MOUSSA

Ces mesures donnent des indications sur l'évolution des paramètres de la distribution en charge ( $Z_p, \sigma^-$ ) en fonction de l'énergie d'excitation par rapport à la fission par neutrons thermiques. Nous avons utilisé la méthode développée par Wolsberg en employant une poudre de stéarate d'uranyle dont le pouvoir émanant pour les gaz rares est pratiquement de 100 %, mais en améliorant la technique de mesure grâce à l'utilisation de spectrométrie γ directe. La méthode a été testée avec la fission de  $^{238}\text{U}$  par neutrons de 14 MeV. Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus.

	Meek et Rider	Wolsberg	Présent travail
$^{91}\text{Kr}$	0,682	0,65 + 0,01 - 0,02	$0,640 \pm 0,01$
$^{92}\text{Kr}$	0,44	0,44 + 0,03 - 0,01	$0,440 \pm 0,010$
$^{142}\text{Xe}$	0,107		$0,110 \pm 0,010$

Actuellement des mesures sont en cours sur les chaînes 88, 89, 93, 139, 140, 141 et il est envisagé d'utiliser cette technique pour la fission de  $^{232}\text{Th}$  et  $^{233}\text{U}$  induite par neutrons de 14 MeV.

BIBLIOGRAPHIE -

- [1] F. SCHUSSLER, P. CAVALLINI, L. C. CARRAZ, R. BRISSOT,

- J. CRANCON, E. MONNAND, C. RISTORI, A. MOUSSA - Radiochimica Acta ( à parafstre )
- [ 2 ] E. MONNAND, J. BLACHOT, R. BRISSET, L. C. CARRAZ,  
J. CRANCON, C. RISTORI, F. SCHUSSLER, A. MOUSSA - Rapport  
CEA - R 4499 (1973)
- [ 3 ] F. SCHUSSLER, R. BRISSET, J. CRANCON, E. MONNAND,  
C. RISTORI, A. MOUSSA - Nucl. Phys. A 209, 1973, 589
- [ 4 ] E. MONNAND, R. BRISSET, L. C. CARRAZ, F. SCHLUSSER,  
A. MOUSSA - Rapport CEA ( à parafstre )
- [ 5 ] J. T. ROUTTI - U. C. R. L. - 19452
- [ 6 ] M. LEDERER - Communication privée, Juillet 1973
- [ 7 ] Programme Intertechnique
- [ 8 ] L. C. CARRAZ - Communication. Journées Spectrométrie Gamma  
Mai 1973
- [ 9 ] O. MARBACH et al. - Communication Journées Spectrométrie  
Gamma - Mai 1973
- [ 10 ] C. CHAUVIN - Thèse 3ème Cycle, Grenoble - Octobre 1973
- [ 11 ] W. E. NERVIK - Physical Review 119 (1960) 1685
- [ 12 ] R. M. HARBOUR - Radio Chimica Acta 15 (1971) 147
- [ 13 ] J. BLACHOT, L. C. CARRAZ, P. CAVALLINI, C. CHAUVIN,  
A. FERRIEU, A. MOUSSA - J. Inorg. Nucl. Chem. 36 (1974)

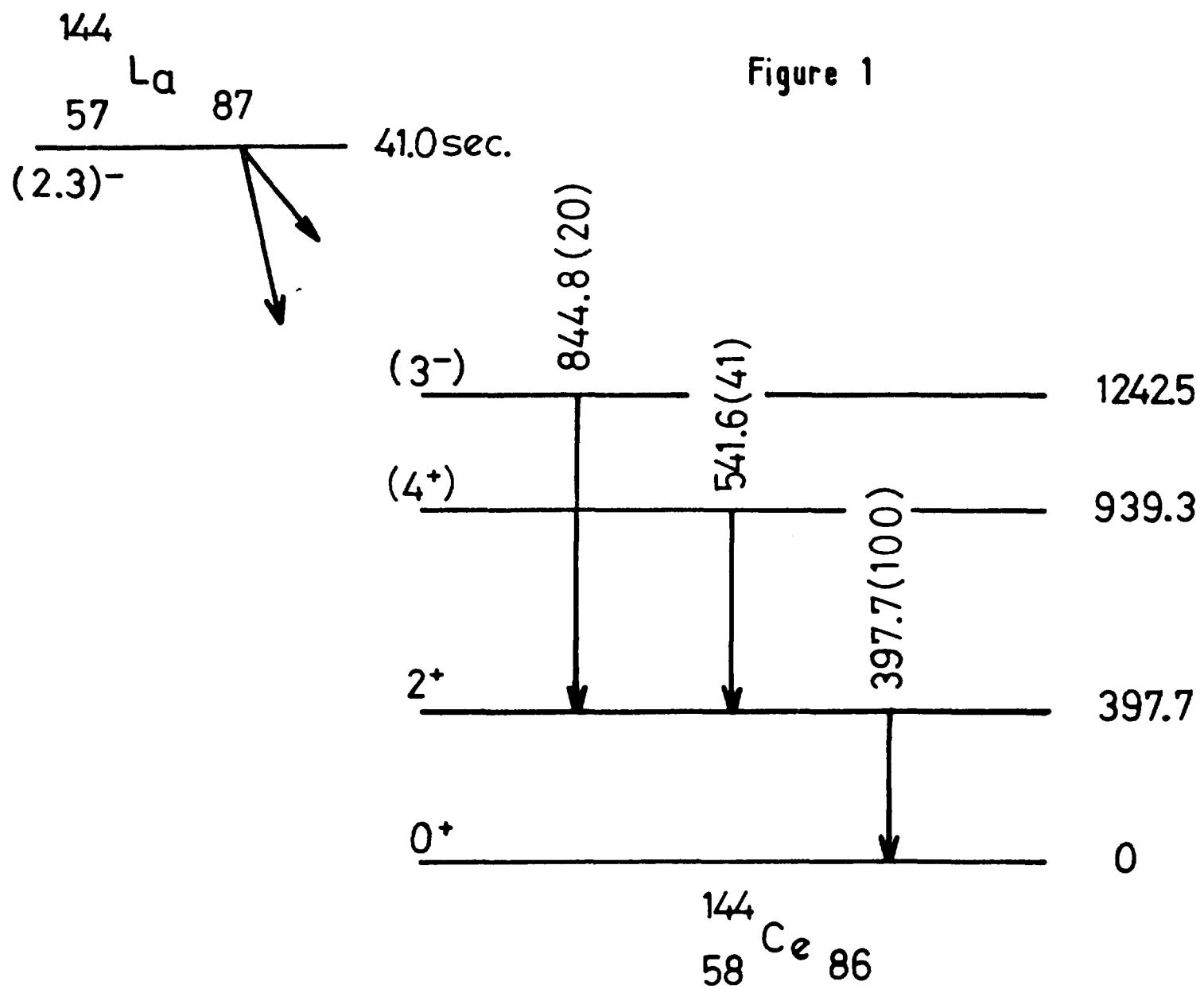
Tableau I -  $^{93}\text{Sr}$

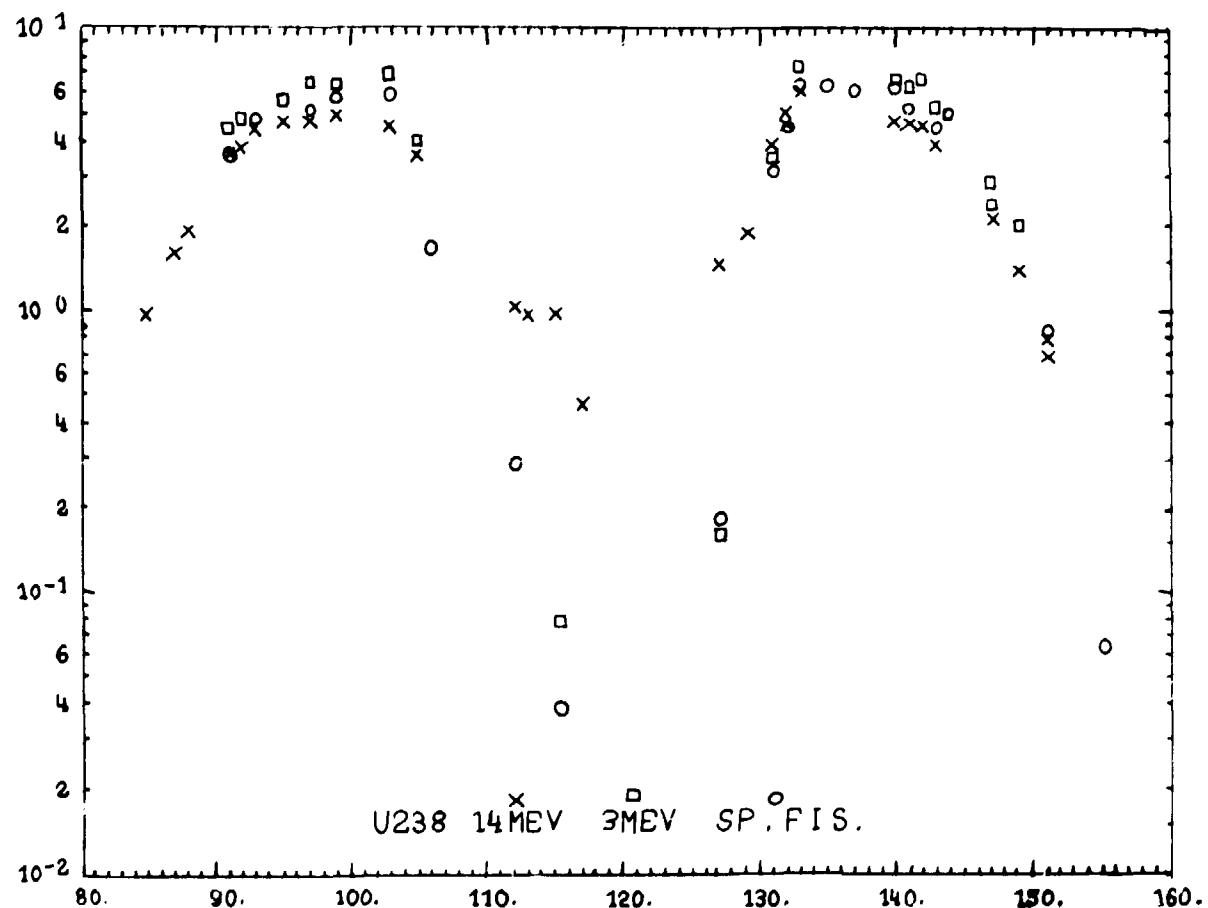
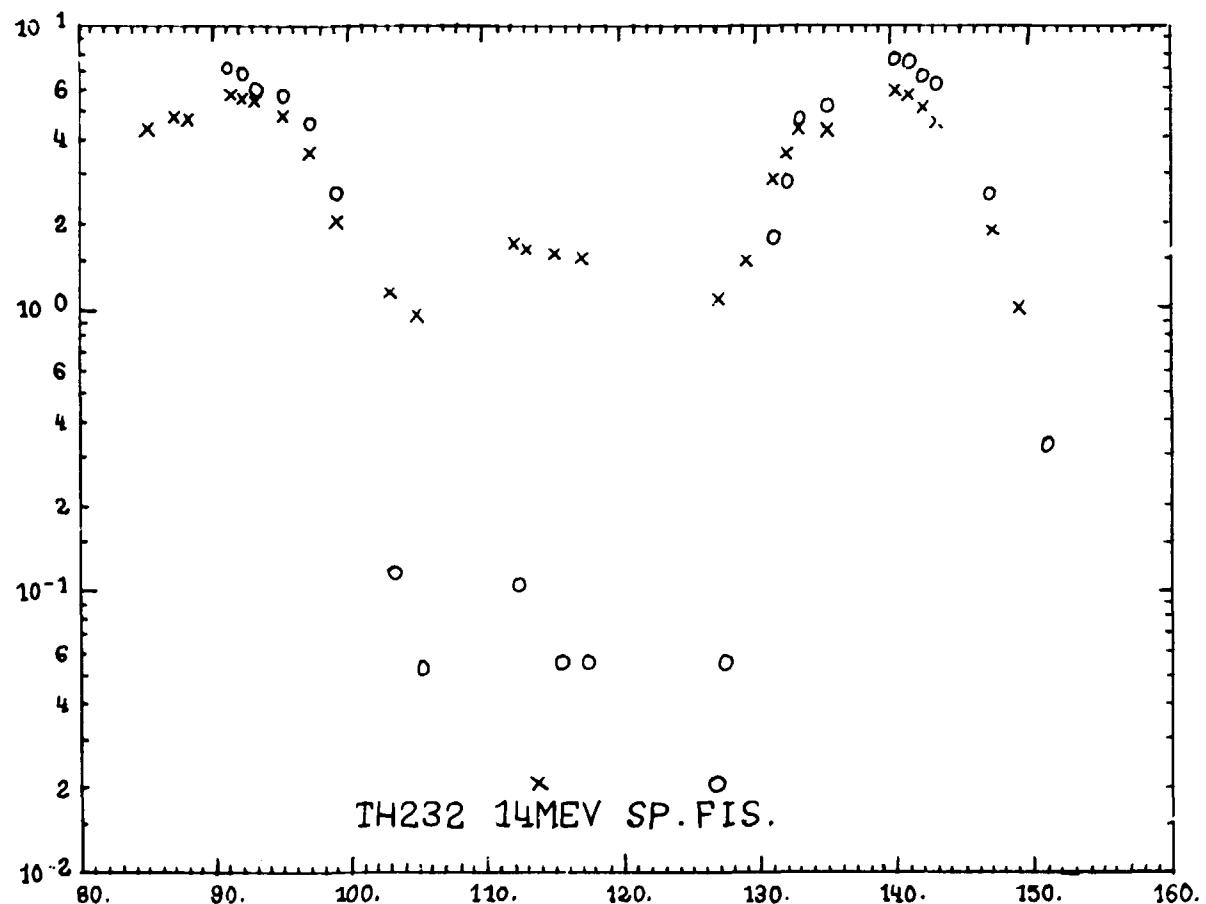
$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ relatif						
168.4	25	689.8	2	1269.5	11	1699.2	6
260.1	13	710.3	31	1321.6	4	1706.9	1 *
347.4	6	718.3	2	1386.0	6	1765	1
377.6	2	835.4	2	1471.7	1	1811.8	2
432.1	3	876.0	35	1552.2	1	1929.5	1
446.2	4	888.5	31	1633.8	2	2230.8	2
483.6	6	1041.0	6	1647.4	2	2365	2
590.2	100	1094.0	2	1667.4	1	2544.1	5
611.2	2	1122.9	6	1683.8	2	2688.7	3
663.3	2	1215.6	4	1694.1	4		

\* non placé sur le schéma

Tableau II -  $^{93}\text{Rb}$

$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ normal.						
213.0	38.8	1562.7	6.2	2168.4	1.9	3404.1	2.9
218.8	15.2	1574.2	1.0	2229.7	5.5	3458.3	25.5
432.4	100.0	1578.5	1.3	2241.3	0.5	3477.2	1.1
464.9	0.3	1582.7	0.4	2258.6	1.6	3502.4	3.9
474.6	0.2	1594.8	2.8	2262.4	1.0	3546.0	1.6
494.6	0.5	1612.7	10.4	2270.6	3.3	3573.4	1.1
540.1	1.2	1621.5	0.9	2282.5	0.2	3665.5	3.9
553.8	0.9	1635.6	2.3	2293.2	3.4	3722.8	0.9
596.1	1.1	1662.4	2.0	2304.1	0.4	3804.5	10.7
631.2	0.3	1677.6	0.7	2359.7	0.8	3815.6	0.2
641.0	0.2	1684.2	1.2	2386.8	1.1	3822.6	0.6
651.1	0.3	1737.9	0.8	2398.5	0.5	3849.0	0.7
666.2	0.7	1748.2	1.4	2418.5	1.7	3868.1	17.4
709.9	30.2	1765.3	0.5	2455.3	2.8	3885.0	2.6
758.2	0.1	1793.8	1.7	2462.7	2.3	3891.3	1.4
769.7	0.8	1808.6	15.2	2476.0	0.5	3926.4	0.4
793.6	6.6	1812.3	1.8	2491.7	2.2	3935.5	5.4
909.8	0.6	1821.8	4.2	2505.9	6.0	3942.2	0.9
928.8	2.4	1837.7	3.6	2543.7	2.2	4009.6	0.7
934.1	2.1	1869.8	11.0	2557.1	0.8	4018.8	2.0
986.2	38.0	1885.6	1.0	2569.1	2.2	4048.0	0.4
1068.8	2.9	1892.7	0.6	2623.5	0.4	4089.2	0.3
1096.3	2.8	1901.2	2.4	2639.2	1.0	4100.5	0.4
1100.1	1.1	1910.8	7.4	2653.6	1.4	4157.7	0.7
1118.2	0.7	1919.0	0.7	2661.4	1.5	4205.0	0.3
1130.0	0.9	1927.5	3.4	2674.3	0.6	4213.0	0.3
1142.4	2.0	1944.0	0.8	2705.2	5.8	4228.8	0.3
1148.5	10.9	1956.1	0.6	2725.1	3.7	4242.5	0.5
1216.1	3.1	1962.1	0.6	2766.8	1.4	4251.4	0.4
1238.1	9.0	1978.0	3.9	2772.7	1.1	4272.3	1.6
1285.3	0.7	1985.9	0.5	2861.5	3.5	4282.5	0.9
1293.8	2.1	1993.1	1.8	2869.4	2.3	4389.0	0.6
1315.4	2.0	2020.3	1.1	2880.9	2.4	4465.2	0.5
1333.1	7.9	2026.9	1.7	2890.5	3.0	4617.7	0.2
1360.3	1.2	2038.0	0.5	2956.0	3.3	4628.6	0.8
1364.9	1.7	2044.1	1.8	2977.1	0.7	4641.0	0.4
1385.1	33.8	2054.4	7.5	3113.9	2.8	4647.5	0.2
1437.0	2.4	2058.4	2.4	3227.5	2.2	4703.0	0.2
1494.1	1.5	2087.5	0.9	3297.7	0.3	4730.4	0.5
1501.2	1.9	2128.0	0.6	3371.2	8.0	4803.0	0.2
1547.6	1.4	2147.2	2.0	3390.3	0.7	4877.0	0.4





V. DEPARTEMENT DES MESURES - SERVICE DE RADIOCHIMIE - C. E. A.  
BRUYERES LE CHATEL ( P. SIMONET )

V. 1. ETUDES DE SCHEMAS DE DESINTEGRATION (J. LAUREC, J. P. MADOZ  
G. POTIER )

Des études sont faites pour améliorer le dosage de certains radioisotopes par spectrométrie  $\gamma$  (à l'aide de spectromètres Ge-Li) ou par spectrométrie d'électrons de conversion (à l'aide de spectromètres Si-Li).

Ces études consistent à préciser les schémas de désintégration en ce qui concerne le rapport d'émission des raies au nombre total de désintégrations. On étalonne d'abord une source du radioisotope considéré, puis on mesure l'émission de raies  $\gamma$  ou d'électrons de conversion à l'aide de Ge-Li ou de Si-Li eux-mêmes étalonnés.

L'étalonnage des sources se fait avec des précisions de 1 à 3% ( $\pm 1\sigma$ ) selon les cas par une combinaison des techniques suivantes :

- compteurs proportionnels
- scintillation liquide
- spectromètre Ge-Li
- coïncidences  $\beta - \gamma$

Dans la plupart des cas, les précisions obtenues pour les radionucléides envisagés est de l'ordre de 4% à 5% ( $\pm 1\sigma$ ).

- Travaux effectués en 1973 - Pour les radioisotopes  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ , on a seulement précisé quelques intensités d'émission, le reste étant connu.

Pour les radioisotopes  $^{143}\text{Ce}$ ,  $^{153}\text{Sm}$ ,  $^{147}\text{Nd}$ ,  $^{181}\text{W}$ ,  $^{170}\text{Tm}$ , l'ensemble des intensités d'émission a été mesuré. Dans tous les cas, on n'a pris en considération que des raies émises avec une intensité  $\geq 1\%$ .

Un rapport, en cours de rédaction, présentera l'ensemble de tous les résultats mentionnés ci-dessus de façon plus précise.

- Travaux prévus pour 1974 - On envisage la mesure des schémas de désintégration de  $^{195}\text{Au}$  et  $^{196}\text{Au}$  de la même manière.

V. 2. MESURES DE RENDEMENTS DE FISSION CUMULATIFS -

On cherche à améliorer la connaissance des rendements de fission relatifs à  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ .

V. 2. 1. Méthode de la chambre d'ionisation à fission (J. Laurec, G. Potier)

Les produits de fission concernés par cette méthode de mesure sont les

- Travaux prévus en 1974 - En 1974, ces mesures sur spectres de fission seront poursuivies. On commencera aussi des mesures sur les neutrons de 14 MeV fournis par le générateur Lancelot appartenant également à la SECR à VALDUC.

Pour ces deux derniers spectres neutroniques, on espère obtenir les rendements de fission envisagés ci-dessus avec des précisions de 2 à 5% à  $\pm$  1% comme pour les neutrons thermiques.

Un rapport global sur l'ensemble de ces résultats sera ultérieurement publié.

#### V. 2. 2. Méthode des énergies coincidentes ( F. Amoudry, R. Laubuge )

Il s'agit de la détermination de la distribution des rendements de fission en fonction de la masse par la mesure des énergies des couples de fragments de fission émis en coïncidence.

Cette méthode présente l'avantage de donner l'intégralité de la courbe et d'exiger un nombre de fissions relativement modéré. Par contre elle pose de délicats problèmes de détecteurs, d'électronique de programmes de traitement en ligne et de cibles.

Bien que la précision de cette technique soit inférieure à celle des techniques radiochimiques, on espère qu'elle constituera un très utile complément aux mesures par chambre à fission.

On envisage d'appliquer cette méthode aux rendements de fission pour les neutrons de fission (PROSPERO) et pour les neutrons de 14 MeV (LANCELOT). A titre de mise au point on traitera les rendements de fission pour les neutrons thermiques et pour les fissions spontanées de  $^{252}\text{Cf}$ .

- Travaux effectués en 1973 : En 1973, on a étudié les détecteurs en l'absence de neutrons, réalisé le montage électronique biparamétrique et mis au point un programme de traitement simplifié. On a abordé également le problème des cibles de  $^{252}\text{Cf}$ . Ce problème s'est avéré très délicat, les techniques habituelles d'électropulvérisation et d'électrodéposition ne pouvant s'appliquer, la première en raison de l'impureté des solutions dont on disposait à l'origine, la deuxième en raison de la nature du support (film de VYNS mince). On a retenu le dépôt par self transfert. De tels dépôts ont été demandés à SHCT à Fontenay aux Roses. Ils doivent être livrés à partir du début de 1974.

- Travaux prévus en 1974 - En 1974, des mesures seront faites sur les rendements de fission de  $^{252}\text{Cf}$ . Les diodes seront testées sous flux de neutrons, des biindages seront étudiés.

suivants :  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{97}\text{Zr}$ ,  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{105}\text{Rh}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{132}\text{Te}$ ,  $^{133}\text{I}$ ,  $^{140}\text{Ba}$ ,  
 $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{143}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{147}\text{Nd}$ .

Il a été envisagé d'abord une mesure de ces rendements aux fissions thermiques. Les rendements thermiques étant généralement bien connus ceci permet de tester la validité de la méthode. Après ces premières mesures, les mesures des rendements aux neutrons de fission et aux neutrons de 14 MeV sont prévues.

- Méthode de mesure - On irradie simultanément aux neutrons une petite chambre à fission contenant un dépôt de matériau fissile de l'ordre de 10 /ug et un dépôt externe du même matériau de l'ordre de 500 /ug et indépendant de la chambre. Le rapport de ces deux masses est déterminé à l'aide de comptages  $\alpha$  ou  $\gamma$  avec une bonne précision ( 1,5 à 2 % à  $\pm 1\sigma$  ). Les deux dépôts sont irradiés dans une géométrie telle qu'on peut considérer qu'ils subissent le même flux ( ce qui est vérifié à l'aide de diverses techniques expérimentales). On réalise un comptage absolu du nombre des fissions produites dans la chambre. De ce comptage et du rapport des masses, on déduit le nombre de fissions produites dans le dépôt extérieur. Ce dépôt extérieur est ensuite mesuré devant des spectromètres Ge-Li étalonnés et de hautes performances qui permettent un dosage des produits de fission sans séparation chimique. Dans certains cas, une séparation chimique est cependant prévue pour tenter d'améliorer la performance (produits de fission à période longue ou à rendement faible).

- Travaux effectués en 1973 - En 1973, la mise au point de la méthode par mesure des rendements thermiques a été réalisée à l'aide d'irradiations sur la pile EL 3 .

Les précisions calculées sur les rendements obtenus sont de l'ordre de 2 à 5% selon les cas à  $\pm 1\sigma$ , bien que les écarts avec les meilleurs résultats publiés ( Meek et Rider, Crouch, Walker, etc... ) soient en général moins importants (1%). Ceci suggère que nos erreurs puissent être surestimées, mais il n'apparaît pas possible de les calculer de façon plus serrée pour l'instant.

Un essai de mesure a été fait avec des neutrons ayant un spectre de fission ( dans le cœur de l'assemblage critique Prospero de la SECR à VALDUC). On ne dispose pas de résultats définitifs pour l'instant.

On fera ensuite des mesures sur les rendements de fission aux neutrons thermiques. Les essais sur neutrons de fission et de 14 MeV seront entrepris après 1974.

V. 3. CALCUL DE RENDEMENTS DE FISSION INDEPENDANTS - (Mme BUTAYE)

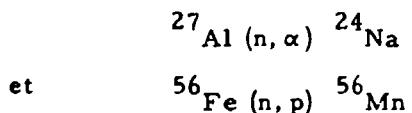
On va entreprendre en 1974 une série de calculs de rendements de fission indépendants pour  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$ . Les spectres de neutrons considérés seront les spectres thermiques, de fission et de 14 MeV. Les calculs porteront sur toutes les chaînes de masse comprise entre 85 et 160.

La méthode de calcul utilisée sera la méthode de la densité de charge inchangée corrigée par Wahl. L'ensemble du travail ne sera pas terminé en 1974. On espère cependant avoir traité  $^{239}\text{Pu}$  avant la fin de cette année.

V. 4. SECTIONS EFFICACES DE REACTIONS NEUTRONIQUES ( $n, 2n$ ) A 14 MeV  
(Mme G. SIMONET )

Le service de Radiochimie a un programme de mesure de sections efficaces ( $n, 2n$ ) à 14 MeV par irradiation de cibles dans un flux connu et détermination des activités.

Il est nécessaire de disposer de flux de 14 MeV importants. Aussi, a-t-on choisi d'utiliser le générateur Lancelot de la SECR à Valduc qui fournira  $10^{12} \text{n/cm}^2/\text{s}$  au contact de la cible lorsque sa mise au point sera terminée. Par ailleurs, la SECR a demandé à Radiochimie d'étudier les caractéristiques des flux de neutrons fournis par Lancelot. Ce travail va être entrepris par diverses méthodes de spectrométrie et notamment par spectro-mètres à protons de recul et à  $^3\text{He}$ ; les résultats seront ensuite utilisés pour les mesures de sections efficaces. Dans un premier temps les  $\sigma$  ( $n, 2n$ ) seront mesurées en relatif, par rapport aux sections efficaces continues des réactions



Dans un deuxième temps, l'ensemble des résultats sera transformé en mesures absolues par la détermination des deux sections efficaces ci-dessus dès que les méthodes de mesure des flux auront atteint une précision suffisante.

Les échantillons seront irradiés soit sous forme de poudres, soit sous forme de feuilles métalliques (irradiation simultanée des éléments étudiés

[793] et des étalons  $^{27}\text{Al}$  et  $^{56}\text{Fe}$  dans le cas des mesures relatives ).  
388 Les éléments concernés par ces mesures de sections efficaces ( $n, 2n$ )  
704 sont Rh, Tl, Y, Tm, W, Sc, Au, Ir, Lu, Nb. Il est difficile de prévoir  
766 la précision finale; on espère dans un premier temps obtenir 10 à 15% à  
775  $\pm 1\%$  pour les sections efficaces moyennes sur le spectre de neutrons  
150 fourni par Lancelot.  
781  
715 [720] Les premières mesures sont envisagées pour le dernier trimestre de  
720 1974. Les délais de réalisation de l'ensemble des expériences risquent  
d'être assez longs compte tenu de l'importance des plans de charge du  
service.

VI. SERVICE DE PHYSIQUE EXPERIMENTALE - CEA - Fontenay-aux-Roses  
(R. VIDAL.)

VI.1. DETERMINATION DU RENDEMENT EN NEODYME DES FISSIONS INDUITES  
PAR LES NEUTRONS RAPIDES ET THERMIQUES

VI.1.1. Fissions par les neutrons rapides

Le programme de détermination des sections efficaces intégrales des isotopes lourds dans les spectres de neutrons rapides s'est poursuivi par l'analyse d'échantillons d'isotopes fissiles purs, irradiés dans le réacteur FORTISSIMO à un taux de combustion élevé (8,5 % pour  $^{235}\text{U}$ ). En particulier, on a mesuré la teneur en néodyme du  $^{240}\text{Pu}$  irradié.

L'interprétation de l'ensemble des analyses faites sur du combustible irradié des spectres de neutrons rapides [1], [2], [3], [4], conduit aux rendements de fission en néodyme donnés dans les tableaux I.1 et I.2.

VI.1.2. Fissions par les neutrons thermiques

Le rendement de fission en  $^{148}\text{Nd}$  a été déterminé à partir des résultats d'analyse d'échantillons d'alliage  $^{235}\text{U}$ -Al et  $^{239}\text{Pu}$ -Al irradiés dans le réflecteur du réacteur TRITON.

Le nombre de fissions dans  $^{235}\text{U}$  est déduit de la variation de la somme des rapports isotopiques  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  et  $^{236}\text{U}/^{238}\text{U}$ . La quantité de plutonium disparue par fission est obtenue en mesurant la masse totale de plutonium contenue dans l'échantillon irradié et dans un échantillon témoin. La détermination de la masse de plutonium est faite par double dilution isotopique, après addition d'une quantité connue d'uranium naturel. La comparaison des masses de plutonium contenues dans les deux échantillons a été faite avant la mise en pile, par mesure de l'émission neutronique (fissions spontanées et réactions ( $\alpha, n$ )).

La mesure de la teneur en néodyme a été faite par double dilution isotopique en utilisant dans les deux cas le même traceur  $^{233}\text{U}$  -  $^{150}\text{Nd}$ , grâce à la présence de  $^{238}\text{U}$  dans les solutions d'U-Al et de Pu-Al additionné d'uranium naturel.

Les valeurs obtenues pour le rendement en  $^{148}\text{Nd}$  de la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$  sont données dans le tableau II.1.

TABLEAU I. 1

FISSIONS DANS LES SPECTRES DE NEUTRONS RAPIDES

Composition isotopique du néodyme de fission

	$^{143}\text{Nd}/^{148}\text{Nd}$	$^{145}\text{Nd}/^{148}\text{Nd}$	$^{146}\text{Nd}/^{148}\text{Nd}$	$^{150}\text{Nd}/^{148}\text{Nd}$
$^{235}\text{U}$	3,37	2,24	1,74	0,420
$^{238}\text{U}$	2,16	1,79	1,62	0,610
$^{239}\text{Pu}$	2,62	1,80	1,49	0,602
$^{240}\text{Pu}$	2,48	1,72	1,45	0,607
$^{241}\text{Pu}$	2,39	1,70	1,43	0,631

TABLEAU I. 2

Rendements en  $^{148}\text{Nd}$

	$y^+ - \Delta y \ (2\ \sigma^-)$
$^{235}\text{U}$	$1,70^+ 0,03$
$^{238}\text{U}$	$2,30^+ 0,020$
$^{239}\text{Pu}$	$1,74^+ 0,05$
$^{240}\text{Pu}$	$2,00^+ 0,20$
$^{241}\text{Pu}$	$2,05^+ 0,10$

TABLEAU II. 1

FISSIONS DANS LES SPECTRES DE NEUTRONS THERMIQUES

Rendements en  $^{148}\text{Nd}$

	$y \pm \Delta y (2 \sigma)$
$^{235}\text{U}$	$1,68 \pm 0,03$
$^{239}\text{Pu}$	$1,71 \pm 0,04$

VI. 2. ETUDE SUR LES PRODUITS DE FISSION

VI.2.1. Fichier des données nucléaires

Le fichier de données nucléaires relatifs aux produits de fission [5] a été complété et tenu à jour. Il comporte 616 nucléides et est en cours d'adaptation au format ENDF/B 4. Il contiendra donc prochainement des données supplémentaires relatives aux incertitudes sur les données de base ( périodes radioactives, rendements indépendants de fission, rendements cumulés, Q bêta et gamma).

VI.2.2. Mesures calorimétriques

Des calculs utilisant les données de ce fichier ont été comparés à des mesures calorimétriques [6], [7], [8] de la puissance résiduelle d'échantillons d'uranium 235 et d'échantillons de combustibles à base de  $^{239}\text{Pu}$ . Dans le cas de  $^{235}\text{U}$  le calcul est supérieur à la mesure pour des temps de refroidissement inférieurs à  $10^3$  s avec un écart relatif de 10 à 12 %, alors qu'il est inférieur à la mesure pour des temps de refroidissement allant de  $10^3$  à  $6 \cdot 10^5$  s mais avec un écart inférieur à 4 %.

Des mesures du même type sont en cours sur des échantillons de  $^{239}\text{Pu}$ . Elles se poursuivront sur des échantillons de  $^{233}\text{U}$ .

VI. 3. CAPTURE DES PRODUITS DE FISSION DANS LES RÉACTEURS À NEUTRONS RAPIDES

[1352] On a réalisé en 1973 la première phase du programme de mesures intégrales destiné à améliorer notre connaissance de la capture des produits de fission, élément important du bilan en réactivité dans les réacteurs à neutrons rapides de grande puissance. Ce programme s'appuie sur des mesures de réactivité de combustibles irradiés, réalisées dans l'assemblage couplé thermique rapide ERMINNE [4]. Dans la première phase on a oscillé des

aiguilles RAPSODIE irradiées jusqu'à des TCF de l'ordre de 8%. On a également mesuré quelques échantillons d'isotopes séparés, le but étant de compléter les mesures globales sur les combustibles irradiés par quelques informations plus détaillées sur les produits les plus capturants ou qui nécessitent des corrections particulières, décroissance, migration, ... Quelques comparaisons, expérience, calcul, sur ces résultats préliminaires sont présentées dans le tableau ci-dessous :

	$\frac{E - C}{C}^*$	$\frac{E - C}{C}^{**}$
Rh <sup>103</sup>	- 0.06 $\pm$ 0.03	+ 0.04 $\pm$ 0.03
Tc <sup>99</sup> ***	0.0 $\pm$ 0.2	+ 0.2 $\pm$ 0.3
Ru <sup>102</sup> ***	- 0.2 $\pm$ 0.4	- 0.15 $\pm$ 0.5
Pd <sup>105</sup> ***	+ 1.0 $\pm$ 0.4	+ 1.0 $\pm$ 0.4
Ag <sup>109</sup> ***	- 0.5 $\pm$ 0.2	- 0.25 $\pm$ 0.4
Pm <sup>147</sup> ***	- 0.2 $\pm$ 0.6	- 0.3 $\pm$ 0.5
Sm <sup>147</sup> ***	—	- 0.1 $\pm$ 0.3

\* Evaluation CEA

\*\* Evaluation australienne

\*\*\* Echantillons prêtés par le centre de PETTE... .

#### VI. 4. MESURES INTEGRALES DE SECTIONS EFFICACES DE FISSION

Les techniques de mesures développées avec les chambres à fission miniatures nous ont permis d'accroître considérablement notre connaissance des sections de fission dans le domaine d'énergie intéressant les réacteurs à neutrons rapides. Toutes les mesures sont effectuées en relatif par rapport à la fission de <sup>235</sup>U. La précision atteinte varie de 1 à 3% suivant les isotopes. Parmi les résultats les plus intéressants on peut citer les isotopes supérieurs du plutonium (Cf. Réf. du paragraphe précédent), pour lesquels on dispose maintenant d'une gamme très complète de valeurs expérimentales couvrant amplement le domaine d'intérêt et les <sup>241</sup>Am et <sup>238</sup>Pu pour lesquels les techniques délicates, du fait de l'importante émission  $\alpha$ , ont été développées dans ERMINE en 1974.

BIBLIOGRAPHIE -

- [ 1 ] J. BOUCHARD, J. Y. BARRE, R. BOYER, M. DARROUZET,  
G. FREJAVILLE - Conf. BNES - CANTERBURY - Septembre 1971
- [ 2 ] J. BOUCHARD, M. DARROUZET, G. FREJAVILLE, M. LUCAS,  
F. PROST MARECHAL, M. ROBIN - Conf. BNES - CANTERBURY-  
Septembre 1971
- [ 3 ] J. BOUCHARD, D. CHAVERDES, M. DARROUZET, J. GOURDON,  
M. ROBIN - Réunion ANS - Septembre 1972 " New developments  
in reactor physics and shielding "
- [ 4 ] J. BOUCHARD, J. Y. BARRE ; M. DARROUZET, J. GOURDON,  
M. ROBIN - Conf. AIEA - TOKYO - Octobre 1973
- [ 5 ] C. DEVILLERS, M. LOTT, B. NIMAL, J. P. NOEL, N'GUYEN  
VAN DAT, J. BLACHOT - " Symposium on applications of nuclear  
data in Science and Technology " PARIS-Mars 1973
- [ 6 ] C. DEVILLERS, G. LHIAUBET, M. LOTT, N'GUYEN VAN DAT,  
F. DUFRECHE - B. I. S. T. n° 181 - Mai 1973
- [ 7 ] M. LOTT, G. LHIAUBET, F. DUFRECHE, R. de TOURREIL  
J. of Nucl. Energ. Vol. 27 (1973) 597-605
- [ 8 ] M. LOTT, G. LHIAUBET, R. DUFRECHE, C. DEVILLERS,  
R. de TOURREIL - B. I. S. T. n° 181 - Mai 1973

## VII - SERVICE D'ETUDES DES REACTEURS ET DE MATHEMATIQUES

APPLIQUEES - C. E. A. SACLAY (C. DEVILLERS)

La banque de données relatives aux produits de fission sous format ENDF/III (élargi) a été complétée et diffusée par l'intermédiaire du Centre de Compilation de Données Neutroniques de Saclay. Le contenu de la banque est décrit dans [1]. La mise à jour de la banque a été continuée en collaboration avec le laboratoire de Chimie - Physique Nucléaire de Grenoble (J. BLACHOT) et la Section de Physique Expérimentale de Fontenay-aux-Roses (R. VIDAL).

Le Laboratoire de Chimie Physique Nucléaire de Grenoble a mis au point un système de classement des références sur ordinateur dont un exemple est joint (tableau I). On peut obtenir des listes de références classées par isotope, ou par ordre chronologique.

TABLEAU 1

Exemple de références classées par Isotope

N° de Réf	Code	Z, A	Type de mesure	Référence
70	69GAR	KR 93	Q	GARVEY G.T. REV. OF MOD. PHYS. VOL. 41 N 4, PART2
91	71KRA	KR 93	T G	KRATZ K.L. RAPPORT BMBW FB -K 12 MAINZ (1971) 71
174	68TOM	KR 93	T	TOMLINSON L. DELAYED FISSION NR. IAEA VI(1964)61
393	73CLI	KR 93	Q B	CLIFFORD J.R. TALBERT W.L. PHYS. REV. C7(1973)255
593	73TOM	KR 93	N	TOMLINSON L. NDT 12(1973) 179
23	67GAU	RB 93	T	GAUVIN H. PHYS. LETTERS 24 B (1967) 402
91	71KRA	RB 93	T G	KRATZ K.L. RAPPORT BMBW FB-K 71.12 MAINZ (1971)71
393	73CLI	RB 93	Q B	CLIFFORD J.R. TALBERT W.L. PHYS. REV.C7(1973)255
515	71JOH	RB 93	TQ	JOHNSON THESIS PARIS UNIV. (1971)FRNC TH98 (1971)
524	70MAC	RB 93	Q	MACIAS MARQUES M.I. ET AL CONF. CERN 70 30
586	73RUD	RB 93	T	RUDSTAM G. IAEA BOLOGNE (1973)
593	73TOM	RB 93	N	TOMLINSON L. NDT 12(1973) 179
109	69CAR	RB 93	T G	CARLSON G.C. NUCL. PHYS. A 125 (1969)267

\* T=Période, Q=Energie de désintégration, B=Béta, G=Gamma, N=Neutron

La banque comporte les références des données sélectionnées. Une version remise à jour sera diffusée courant mars 1974.

L'introduction des erreurs sur les données dans le but de passer au format ENDF/IV est en cours. L'ensemble des données et erreurs sera publié sous forme de note CEA.

Le programme de couplage de la banque sous format ENDF/III avec PEPIN [2] sera disponible en avril 1974.

Une revue des besoins en données nucléaires sur les produits de fission dans le cadre des problèmes d'ingénierie des réacteurs a été effectuée [3] et une liste des produits de fission de contribution importante pour la puissance résiduelle pour différentes espèces fissiles figure dans cette revue.

BIBLIOGRAPHIE -

- [1] C. DEVILLERS, J. BLACHOT, M. LOTT, B. NIMAL, N'GUYEN VAN DAT, J. P. NOEL, R. DE TOURREIL - Symposium on Nucl. Data in Sc. and Techn. - Paris, Mars 73 - SM-170/63
- [2] R. DE TOURREIL - note CEA 824 (1967)
- [3] C. DEVILLERS - IAEA Panel on fission product nuclear data, Bologne, Novembre 73

VIII. INSTITUT FÜR ANGEWANDTE KERNPHYSIK  
KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE (GERMANY)

1. 3 MV Van-de-Graaff-Accelerator

(1095  
1102  
1103 1.1 The Fission Cross Section of  $^{239}\text{Pu}$  for Neutrons Between  
1104 0.5 and 1.2 MeV  
1105 -----  
1107 F. Käppeler  
1109  
1110  
1111 A measurement of the fission cross section of  $^{239}\text{Pu}$  was performed in  
1112 the neutron energy range between 0.5 and 1.2 MeV. The experimental method  
1113 was very similar to that reported for the determination of  $\sigma_f$  for  $^{235}\text{U}$  [1].  
1114 By slight changes in the fission detector the high  $\alpha$ -background of Pu was  
1115 suppressed by a coincident observation of both fragments. A collimator  
1116 was used between neutron target and experiment in order to minimize cor-  
rections for neutrons scattered near the sample. The energy range was  
covered by 50 keV steps with a neutron energy spread of about 40 keV. The  
analysis of the experiment will be started in February 1974. An overall  
uncertainty of about 4 - 5 % is expected for the final results.

1.2 Capture Cross Sections of Structural Materials

H. Beer, R.R. Spencer

(151  
152 The extensive program for the determination of total and capture cross  
153) sections of 15 isotopes of the structural materials Sc, Ti, Cr, Fe and  
(160 Ni has been completed with one exception:  $\sigma_\gamma$  of  $^{58}\text{Fe}$  will be measured  
161 in 74. During 1973 the detailed analysis of  $\sigma_\gamma$  for  $^{50,52,53}\text{Cr}$ ,  $^{54,57}\text{Fe}$   
162) and  $^{62,64}\text{Ni}$  was carried out. By the area analysis method more than 150  
(206 resonances have been investigated to determine the resonance parameters.  
207 These values were used to improve the correlation analysis between  $\Gamma_n^0$   
208 and  $\Gamma_\gamma$  of the s-wave resonances which still yields an evident positive  
209 correlation coefficient for the even isotopes. The resonance parameters  
210 of  $^{50}\text{Cr}$  and  $^{54}\text{Fe}$  and the correlation analysis have been reported together  
(From with the description of the improvements achieved with the 800 l liquid  
259 to scintillator tank [2]. After a complete overhaul of the tank and a memory  
624)

extension of the on-line computer the experimental technique was greatly improved. A succeeding measurement of  $\sigma_\gamma$  of  $^{59}\text{Co}$  was performed with a time resolution of 1.4 nsec/m and an improved signal-to-background ratio. The analysis of these data is almost completed.

### 1.3 Total Cross Sections

H. Beer, R.R. Spencer, F.H. Fröhner

- (40) In the field of total cross sections, already existing data have been analyzed. First the determination of  $\sigma_T$  for  $^{10}\text{B}$  in the energy range between 90 and 420 keV was finished [3]. The data had been taken with an overall time resolution of 0.6 nsec/m. Deviations in shape to other measurements are within the statistical uncertainty of the present measurement and smaller than 1.5 %. In the measured energy region no indication of narrow resonance structure was found and the deviation of the total cross section from an  $E^{-1/2}$  dependence above 100 keV was confirmed.

A second investigation concerned the total cross section data of  $^{63,65}\text{Cu}$  between 35 and 150 keV [4]. The shape fitting code FANAL II [5] using a multilevel R-matrix formalism which is now available enabled the analysis of the complex resonance structure of these isotopes. In Tables I-III the resonance parameters and the derived strength functions are given.

### 1.4 The Capture Cross Section of $^{238}\text{U}$ and $^{197}\text{Au}$

R.R. Spencer, F. Käppeler

- (784  
789) Because of the existing discrepancies in the capture cross section of  $^{238}\text{U}$  a measurement of this quantity relative to the fission cross section of  $^{235}\text{U}$  was started. During the first part the energy dependence of the cross section ratios was measured in the region between 10 and 600 keV. In a second step the determination of absolute values is planned using a Moxon-Rae detector calibrated in a separate thermal neutron capture experiment.  $^{197}\text{Au}$ , an important standard, was included in the measurement in order to get a cross check for the consistency of the results.  
(From 1033 to 1040)

(From 1.5 The Energy Dependence of  $\bar{v}$  for  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  Below 1.3 MeV  
931 R.-E. Bandl, F. Käppeler

to  
936)

(From 1129 The very detailed analysis of  $\bar{v}$  for  $^{235}\text{U}$  was completed. In the energy  
region between 200 and 1300 keV 22 values of  $\bar{v}$  have been determined  
to 1134) with an overall uncertainty of about 1.5 %. The structure in  $\bar{v}$  which  
showed up in the first rough calculations is now much less significant  
in the final results and lies almost within the error bars. The corres-  
ponding measurement for  $^{239}\text{Pu}$  will be carried out in 74 if an appropriate  
sample is available.

1.6  $\gamma$ -Production Cross Sections for Fast Neutron Capture

(From H. Beer, R.R. Spencer  
120 to 125)

(From 241 to High energy  $\gamma$ -transitions in the neutron capture process are of considerable  
246) interest for shielding problems. This interest motivated the set-up of an  
experiment for the determination of  $\gamma$ -ray production cross sections in the  
From 317 to keV neutron energy range. Time and pulse height information from a large  
325) Ge(Li)-detector is stored in a two dimensional matrix with 32 K channels.  
Preliminary measurements with Al, Fe and Ni were carried out to optimize  
the experiment with respect to scattered neutrc. and  $\gamma$ -background.  
These measurements showed that compared to earlier measurements relatively  
small samples are sufficient with the new arrangement.

1.7 Improvement of the Accelerator

A. Ernst, S. Liese, D. Roller

For many experiments no ultimate resolution in neutron energy is necessary.  
This means that in time-of-flight measurements a small flight path can be  
chosen and a high repetition rate of the pulsed particle beam is of advantage  
in order to increase the average beam current on the target. For this purpose  
a 5 MHz pulser with an external selectable, analog frequency reduction was de-  
veloped [6]. This pulser has operated very reliably for two years. In the  
5 MHz mode, beam currents up to 30  $\mu\text{A}$  have been achieved. The corresponding  
increase in neutron intensity has shortened measuring times of many experiments  
and has made possible others for which the previous neutron intensity was in-  
adequate.

REFERENCES

- 1 F. KÄPPELER, "A Measurement of the Neutron Fission Cross Section of  $^{235}\text{U}$  Between 0.5 and 1.2 MeV", KFK-1772 (April 1973); also IAEA Panel on Neutron Standard Reference Data, November 20.-24., Vienna (1972).
- 2 R.R. SPENCER, H. BEER, "Capture Cross Section Measurements on Structural Materials with a Large Liquid Scintillator; Recent Changes in the Detector and a Capture Measurement on  $^{59}\text{Co}$  with Improved Time Resolution". Contribution to the Linac and Van-de-Graaff Working Group Meeting, September 24.-26., Harwell (1973).
- 3 R.R. SPENCER, H. BEER, F.H. FRÖHNER, "The Total Neutron Cross Section of Boron 10 Between 90 and 420 keV.", KFK-1518 (April 73), EANDC (E) 147 'AL'.
- 4 G. ROHR, K.-N. MÜLLER, EANDC (E) 89 'I', p. 25.
- 5 F.H. FRÖHNER, IAK Arbeitsbericht 97/71: (unpublished).
- 6 S. LIESE, D. ROLLER, "A New 5 MHz-Pulser for the Karlsruhe 3 MV Van-de-Graaff-Accelerator", Nucl. Instr. Meth. 112/3 (1973)p. 551.

Table I

The resonance parameters of  $^{63}\text{Cu}$

$E_o$ (keV)	$\Gamma_n$ (keV)	$g\Gamma_n$ (keV)	$\ell$	J
36.13 $\pm$ 0.11	0.12 $\pm$ 0.01		o	1
36.83 $\pm$ 0.11	0.06 $\pm$ 0.01		o	2
37.95 $\pm$ 0.12		$\approx 0.007$	$> o$	
39.38 $\pm$ 0.13	$\approx 0.008$		o	2
40.22 $\pm$ 0.13	$\approx 0.008$		o	2
40.60 $\pm$ 0.13	0.02 $\pm$ 0.01		o	1
41.98 $\pm$ 0.14	0.15 $\pm$ 0.01		o	2
42.49 $\pm$ 0.14	0.28 $\pm$ 0.01		o	1
44.07 $\pm$ 0.15		$\approx 0.004$	$> o$	
44.75 $\pm$ 0.15	0.05 $\pm$ 0.01		o	1
47.48 $\pm$ 0.17		$\approx 0.008$	$> o$	
47.72 $\pm$ 0.17	0.02 $\pm$ 0.01		o	2
48.23 $\pm$ 0.17	$\approx 0.004$		o	1
50.25 $\pm$ 0.18	0.10 $\pm$ 0.01		o	1
53.1 $\pm$ 0.2	0.04 $\pm$ 0.01		o	2
53.7 $\pm$ 0.2	0.65 $\pm$ 0.02		o	1
54.9 $\pm$ 0.2	0.28 $\pm$ 0.01		o	2
55.3 $\pm$ 0.2	0.61 $\pm$ 0.02		o	1
56.3 $\pm$ 0.2	0.08 $\pm$ 0.01		o	2
57.6 $\pm$ 0.2	$\approx 0.006$		o	2
58.4 $\pm$ 0.2	0.05 $\pm$ 0.01		o	2
59.1 $\pm$ 0.2	0.02 $\pm$ 0.01		o	2
59.6 $\pm$ 0.2		$\approx 0.006$	$> o$	
59.8 $\pm$ 0.2		$\approx 0.009$	$> o$	
60.2 $\pm$ 0.2	0.02 $\pm$ 0.01		o	1
63.19 $\pm$ 0.25	0.05 $\pm$ 0.01		o	2
65.0 $\pm$ 0.3	0.26 $\pm$ 0.02		o	1
66.3 $\pm$ 0.3	0.28 $\pm$ 0.02		o	1
69.6 $\pm$ 0.3	0.14 $\pm$ 0.01		o	1
71.2 $\pm$ 0.3	0.02 $\pm$ 0.01		o	2
72.2 $\pm$ 0.3		0.04 $\pm$ 0.01	$> o$	
72.7 $\pm$ 0.3	0.42 $\pm$ 0.02		o	2
73.3 $\pm$ 0.3		0.02 $\pm$ 0.01	$> o$	
73.6 $\pm$ 0.3	0.54 $\pm$ 0.02		o	1
74.5 $\pm$ 0.3	0.05 $\pm$ 0.01		o	1
75.9 $\pm$ 0.3	0.03 $\pm$ 0.01		o	2
77.7 $\pm$ 0.4	0.04 $\pm$ 0.01		o	1
79.0 $\pm$ 0.4	0.06 $\pm$ 0.01		o	2
81.4 $\pm$ 0.4	0.74 $\pm$ 0.03		o	2
87.5 $\pm$ 0.4		$\approx 0.01$	$> o$	
89.7 $\pm$ 0.4	0.40 $\pm$ 0.02		o	1
91.3 $\pm$ 0.4	0.15 $\pm$ 0.02		o	2
92.1 $\pm$ 0.4	0.07 $\pm$ 0.01		o	2

The resonance parameters of  $^{63}\text{Cu}$  (continued)

$E_0$ (keV)	$\Gamma_n$ (keV)	$g\Gamma_n$ (keV)	$\ell$	J
94.6 ± 0.4	0.14 ± 0.02		0	1
95.5 ± 0.4		0.03 ± 0.01	0	
95.9 ± 0.4	0.14 ± 0.02		0	2
96.9 ± 0.4		≈0.016	>0	
100.2 ± 0.4		≈0.016	>0	
100.8 ± 0.5	0.37 ± 0.02		0	1
101.3 ± 0.5	0.15 ± 0.02		0	2
103.7 ± 0.5	0.14 ± 0.02		0	2
105.2 ± 0.5		0.04 ± 0.01	>0	
107.4 ± 0.5	0.42 ± 0.03		0	2
108.7 ± 0.5	0.23 ± 0.02		0	2
114.7 ± 0.6	0.08 ± 0.01		0	2
118.2 ± 0.6	0.22 ± 0.03		0	1
119.5 ± 0.5	0.15 ± 0.02		0	1
123.8 ± 0.6	0.55 ± 0.03		0	1
125.9 ± 0.6		0.057 ± 0.015	>0	
127.1 ± 0.6	0.28 ± 0.03		0	2
128.1 ± 0.6	0.46 ± 0.03		0	2
131.4 ± 0.7		0.09 ± 0.02	>0	
133.1 ± 0.7	0.40 ± 0.03		0	2
134.1 ± 0.7	0.26 ± 0.03		0	1
135.8 ± 0.7	0.70 ± 0.05		0	2
136.7 ± 0.7	0.71 ± 0.05		0	2
140.2 ± 0.7	0.16 ± 0.03		0	2
142.1 ± 0.8		0.15 ± 0.03	>0	
142.7 ± 0.8	0.15 ± 0.03		0	2
146.2 ± 0.8		≈0.017	>0	
147.9 ± 0.8	0.17 ± 0.03		0	2
149.4 ± 0.8	0.28 ± 0.03		0	1
151.1 ± 0.8	0.70 ± 0.05		0	1
152.7 ± 0.8	0.40 ± 0.04		0	2

Table II

The resonance parameters of  $^{65}\text{Cu}$

$E_0$ (keV)	$\Gamma_n$ (keV)	$g\Gamma_n$ (keV)	$\ell$	J
34.84 ± 0.09	0.34 ± 0.01		0	2
34.98 ± 0.09		0.02 ± 0.01	> 0	
39.57 ± 0.10	0.35 ± 0.01		0	1
40.96 ± 0.10	0.03 ± 0.01		0	2
43.09 ± 0.12	0.15 ± 0.01		0	1
43.78 ± 0.13		0.02 ± 0.01	> 0	
44.20 ± 0.13	0.04 ± 0.01		0	1
45.74 ± 0.14	0.04 ± 0.01		0	1
46.65 ± 0.14	≈ 0.01		0	2
47.55 ± 0.14	0.04 ± 0.01		0	1
50.37 ± 0.16	0.08 ± 0.01		0	1
53.42 ± 0.17	0.14 ± 0.01		0	1
54.34 ± 0.18	0.02 ± 0.01		0	2
54.70 ± 0.18		≈ 0.01	> 0	
56.32 ± 0.19	0.03 ± 0.01		0	2
57.05 ± 0.19	0.06 ± 0.01		0	1
57.7 ± 0.2	0.26 ± 0.01		0	1
62.0 ± 0.2	0.36 ± 0.02		0	1
64.4 ± 0.2	0.10 ± 0.01		0	2
65.2 ± 0.2	0.50 ± 0.02		0	1
67.01 ± 0.24	0.30 ± 0.02		0	2
68.06 ± 0.24	0.11 ± 0.01		0	1
69.44 ± 0.26	0.24 ± 0.01		0	1
72.8 ± 0.3	0.60 ± 0.02		0	1
73.9 ± 0.3		0.02 ± 0.01	> 0	
74.4 ± 0.3	0.76 ± 0.02		0	1
75.9 ± 0.3	0.06 ± 0.01		0	1
78.6 ± 0.3	0.17 ± 0.01		0	1
82.3 ± 0.3	0.64 ± 0.02		0	1
82.4 ± 0.3		0.02 ± 0.01	> 0	
84.15 ± 0.35	0.07 ± 0.01		0	2
86.3 ± 0.4	0.22 ± 0.02		0	2
88.0 ± 0.4	0.02 ± 0.01		0	2
89.5 ± 0.4	0.08 ± 0.01		0	2
94.3 ± 0.4	0.06 ± 0.01		0	2
98.3 ± 0.4	0.36 ± 0.02		0	1
99.4 ± 0.5	0.13 ± 0.02		0	2
104.8 ± 0.5	0.06 ± 0.01		0	2
105.5 ± 0.5	0.085 ± 0.015		0	1
106.8 ± 0.5	0.75 ± 0.03		0	2
107.8 ± 0.5	0.36 ± 0.03		0	1
111.5 ± 0.5		0.03 ± 0.01	> 0	
114.5 ± 0.6		0.02 ± 0.01	> 0	
117.3 ± 0.6	0.57 ± 0.03		0	1
119.1 ± 0.6	0.24 ± 0.03		0	2

The resonance parameters of  $^{65}\text{Cu}$  (continued)

$\Sigma_0$ (keV)	$\Gamma_n$ (keV)	$g\Gamma_n$ (keV)	$\ell$	J
121.8 $\pm$ 0.6	0.09 $\pm$ 0.02		0	2
123.4 $\pm$ 0.6	0.69 $\pm$ 0.04		0	2
126.6 $\pm$ 0.6	0.06 $\pm$ 0.02		0	2
130.9 $\pm$ 0.7	0.11 $\pm$ 0.02		0	1
131.9 $\pm$ 0.7	0.27 $\pm$ 0.03		0	2
133.2 $\pm$ 0.7	0.39 $\pm$ 0.03		0	1
135.8 $\pm$ 0.7	0.49 $\pm$ 0.04		0	2
140.0 $\pm$ 0.7	0.23 $\pm$ 0.02		0	2
144.1 $\pm$ 0.8	0.13 $\pm$ 0.02		0	1
149.1 $\pm$ 0.8	0.56 $\pm$ 0.05		0	2

Table III  
The s-wave strength functions

Target Nucleus	J	$\Delta E$ (keV)	$\bar{D}$ (keV)	$S \times 10^{-4}$
$^{63}\text{Cu}$	1	35-153	5.12	1.80 $\pm$ 0.52
	2	35-153	3.57	1.78 $\pm$ 0.43
	1+2	35-153	2.06	1.80 $\pm$ 0.37
$^{65}\text{Cu}$	1	35-156	5.05	1.90 $\pm$ 0.54
	2	35-156	5.51	1.22 $\pm$ 0.36
	1+2	35-156	2.58	1.51 $\pm$ 0.31

2. ISOCHRONOUS CYCLOTRON

2.1 Total Neutron Cross Sections

G. Schmalz, R. Töpke, S. Cierjacks, F. Voß

(233  
234  
235)

The evaluation of the high resolution transmission data for the elements O, Mg, Al and Fe has largely been completed. The results obtained with an improved resolution of  $0.015 \mu\text{s}/\text{m}$  and for two different sample thicknesses provide a good determination of both, the deep minima and the high maxima in the total cross section. A partial result for iron measured with a thick sample of  $0.45 \text{ At/b}$  is shown in fig. 1. A best set of total cross sections for the four elements is being prepared by combining the relevant data from thick and thin sample measurements, respectively. To determine the resonance parameters for iron in the resolved resonance region an R-matrix multilevel analysis is underway.

2.2 Neutron Elastic Scattering Measurements

R. Töpke, S. Cierjacks, D. Erbe, G. Schmalz, I. Schouky, F. Voß

(From  
60 to  
63)  
(147)

The new two-parameter set-up designed for measurements beyond the inelastic scattering threshold has been employed to determine differential elastic scattering cross sections of C and Ca in the energy range from 0.5 to 10 MeV. At the 60 m station data were taken simultaneously for ten scattering angles between  $20\text{--}160^\circ$  with an angular resolution of  $\approx 7^\circ$ .

The energy resolution of the proton recoil detectors of 8 - 16 % allowed complete separation of elastic and inelastic scattering events for incoming neutron energies up to three times the inelastic scattering threshold. A preliminary result of the differential elastic scattering cross section for Ca at  $20^\circ$ , is given in fig. 2. The evaluation of the final data will be finished in the beginning of 1974. New measurements for the elements O, Si, Fe and Pb are being prepared.

### 2.3 Inelastic Neutron Scattering Cross Sections

F. Voß, S. Cierjacks, D. Erbe, K. Kari, G. Schmalz, I. Schouky

With the improved Ge(Li)-spectrometer  $\gamma$ -ray production cross sections for inelastic neutron scattering in Ni, Cr and U have been determined. In these experiments carried out with a flight path length of 60 m, observation of  $\gamma$ -rays was restricted to the energy region below 3 MeV. This allowed the measurement of excitation functions for four  $\gamma$ -lines of  $^{58}\text{Ni}$ , four  $\gamma$ -lines of  $^{60}\text{Ni}$ , nine  $\gamma$ -lines of  $^{52}\text{Cr}$  and occasionally one  $\gamma$ -line of  $^{50}\text{Cr}$  and of  $^{53}\text{Cr}$  between 0.8 - 13 MeV. In the energy range from  $\approx$ 0.6 - 3 MeV  $\gamma$ -ray production cross sections were also measured for  $^{238}\text{U}$ . Five  $\gamma$ -transitions with energies between 600 and 1200 keV have been investigated. The evaluation of the experimental results is in progress.

### 2.4 Fission Cross Section Measurements

P. Brotz, D. Gröschel, S. Cierjacks, I. Schouky, C.M. Newstead, G. Schmalz, R. Töpke, F. Voß

- (1018) The evaluation of the fission cross section ratio of  $\sigma_f(^{238}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$  between 1-30 MeV has been completed by the publication of the final results<sup>1,2)</sup>. Preliminary results for the fission cross sections of  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  relative to the H(n,p) cross section were obtained. The results for the fission cross section ratio which are normalized to the well established value at 14 MeV are in good agreement with some new measurements obtained with the Harwell synchrocyclotron<sup>3)</sup> between 1 and 20 MeV. These two data sets disagree, however, with the results of Meadows<sup>4)</sup> in the region from 2-5 MeV which rely on the absolute values of Pönnitz<sup>5)</sup> near 2.5 MeV. A normalization of the cyclotron measurements to the absolute values of Pönnitz gives a far too high value of the cross section ratio at 14 MeV of 0.55.

2.5 Study of the Optical Potential and of Neutron Strength  
Function Systematics

---

C.M. Newstead

The previous investigations in this field have been continued. Further work was devoted to the theoretical and experimental aspects of spin and isospin dependence of the optical potential<sup>6)</sup>. Particular attention was given to the charge exchange scattering which is dominated by the isorector interaction. Analysis of proton and neutron scattering provided definite evidence for both real and imaginary components of the Lane potential. The spin-spin interaction was discussed in terms of both single particle model and core polarization model calculations. Evidence for this effect was found from polarized neutron experiments and triple scattering depolarization measurements.

Now results for both s- and p-wave strength functions were included in the studies of strength function systematics. For the values obtained from average total cross sections the influence of Doppler broadening on the average transmission was considered and thus temperature dependent results were critically examined. The fluctuations of the strength function in the 3-S region have been interpreted in terms of a closerway state dependent absorptive potential<sup>7)</sup>. Measurements carried out with the cyclotron have permitted determination of strength function minima. These minima were ascribed to a lower level density near closed shells.

REFERENCES

- 1) D. GRÖSCHEL, Diplom Thesis, Karlsruhe, 1973.
- 2) P. BROTZ, Diplom Thesis, Karlsruhe, 1973.
- 3) M.S. COATES et al., unpublished.
- 4) J.W. MEADOWS, Nucl. Sci. Eng. 49 (1972) 310.
- 5) W.P. PÖNITZ, R.J. ARMANI, J. Nucl. Energy 26 (1972) 483.
- 6) C.M. NEWSTEAD, Annual Meeting of the APS, Washington, 1973.
- 7) C.M. NEWSTEAD, Int. Conf. on Neutron Physics, Munich, Aug. 1973.

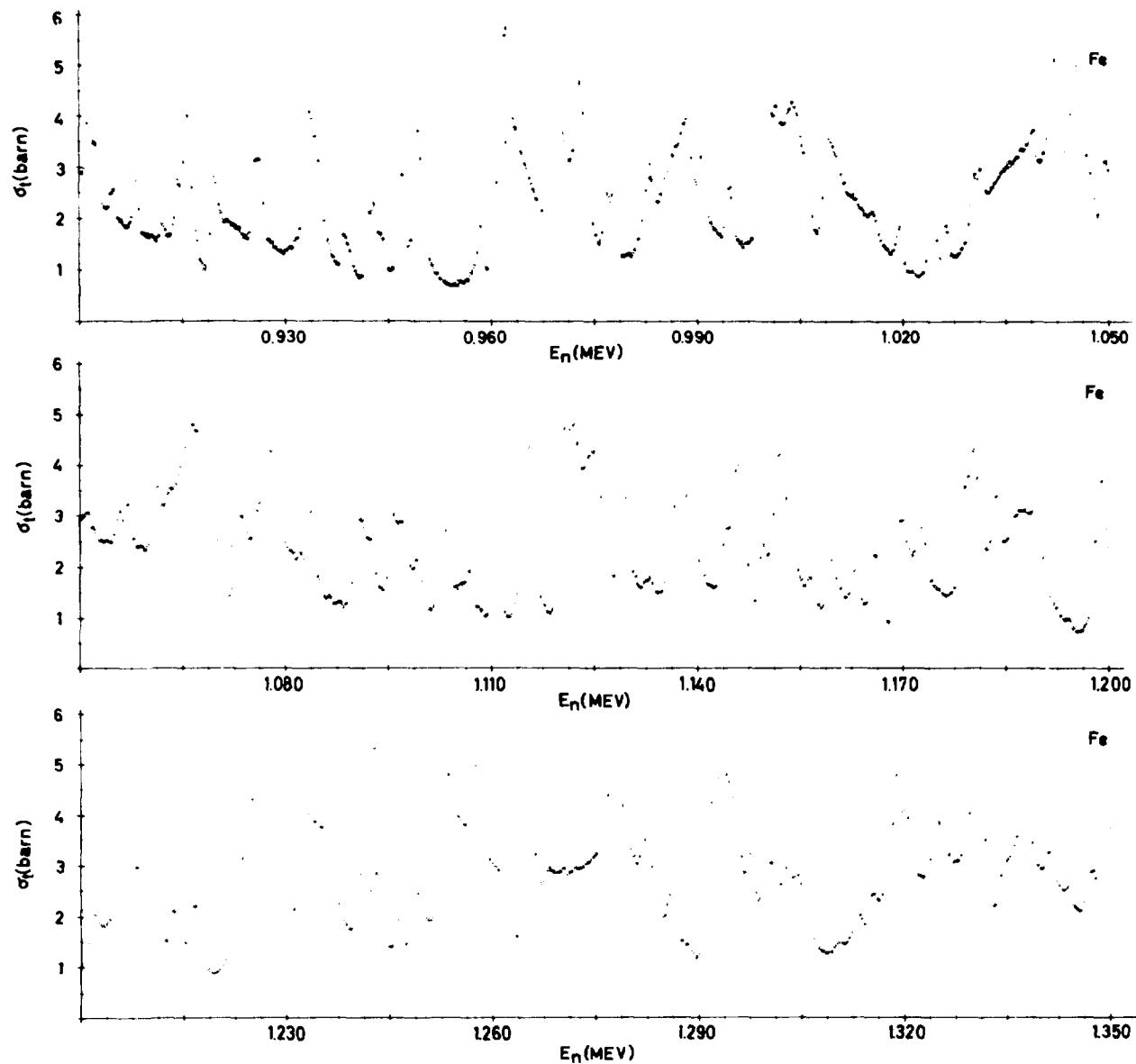


Fig. 1 Total neutron cross section of Fe measured with a sample thickness of 0.45 At/b

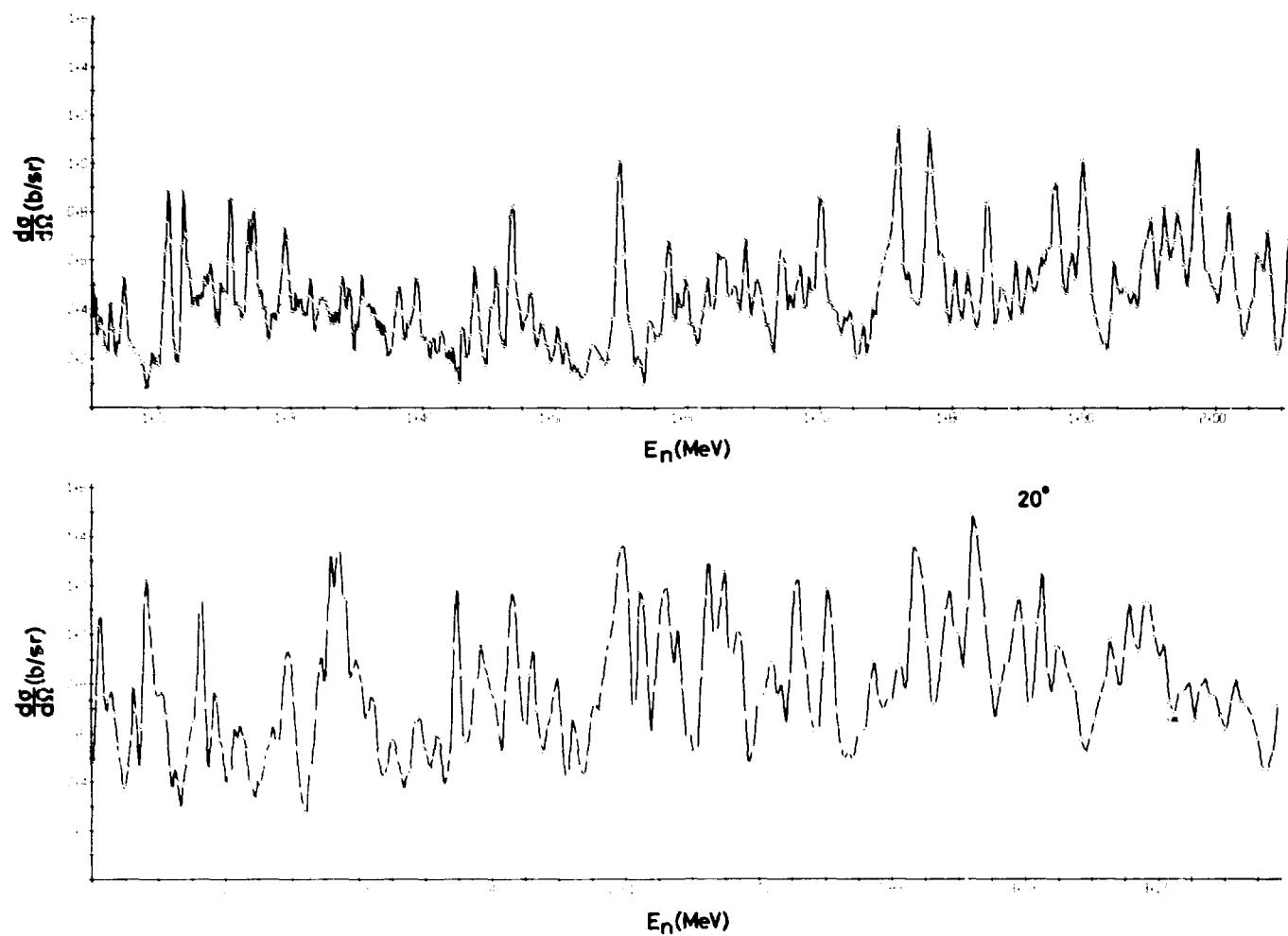


Fig. 2 Differential elastic scattering cross section of Ca at  $20^\circ$  (preliminary)

3. REACTOR FR 2

Measurement of Gamma-Ray Spectra from Slow Neutron Interaction  
with Isotopes of Uranium and Plutonium

P. Matussek, H. Ottmar, I. Piper, C. Weitkamp

The fission neutron coincidence-anticoincidence  $\gamma$ -ray spectrometer as described previously [1] has been used for the completion of work on target nuclides  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ , and  $^{241}\text{Pu}$ . Following the measurement of the less-abundant high-energy (primary) capture  $\gamma$ -rays, spectra of low-energy photons (300 keV - 1400 keV) from both capture and fission have been measured. These spectra are characterized by extreme complexity.

The fission chamber arrangement with gas scintillator and  $\beta$ -ray detector [1] has been modified for the acquisition of  $\gamma$ -ray coincidence spectra with two Ge(Li) detectors; in order to minimize the effort for data reduction and evaluation, measurements are made in full resolution for only one  $\gamma$ -ray detector and in preselected digital windows for the other one. After a series of tests the measurement of  $^{235}\text{U}$  is now in progress.

Gamma rays from  $^{235}\text{U}$  have also been measured with a 2 keV neutron beam from a scandium filter. The data are presently being analyzed.

Separated spectra of the capture, prompt fission and delayed fission component have been supplied to the ENEA Neutron Data Compilation Centre for target nuclides  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ , and  $^{241}\text{Pu}$ . Details about the sample composition, separation coefficients, and other important parameters are available with the spectra from CCDN.

REFERENCE

[1] P. Matussek, H. Ottmar, I. Piper, C. Weitkamp, H. Woda,  
Contributions to the Conference on Nuclear Structure Study with  
Neutrons, Budapest, Hungary, July 31 - August 5, 1972, p. 84.

4. INVESTIGATION OF NUCLEAR DATA REQUIREMENTS

4.1 The Role of Nuclear Data for Nondestructive Nuclear Materials Safeguards Techniques

C. Weitkamp, A.v. Baeckmann, K. Böhnel, M. Küchle, L. Koch

The need for and availability of nuclear data for safeguards techniques has been analyzed [1]. The qualitatively different data dependence of various methods as the techniques go through different stages of development is illustrated. Nondestructive quantitative assay methods are grouped in four categories according to whether

- i) the very feasibility of the method or its development depend upon data insufficiently known;
- ii) data are directly needed for the conversion of measured values into material mass, no standards are used;
- iii) standards are used for calibration, but the use of a sufficiently large set of standard samples is impossible or impractical, and nuclear data are needed for calibration or interpolation; or
- iv) the use of standards provides full calibration possibilities, or existing data are adequate.

4.2 Importance of Fission Product Nuclear Data for Safeguards Techniques  
C. Weitkamp

In another paper the role of fission product nuclear data is investigated for the three important categories of safeguards techniques based upon the fission process: fresh fuel assay, nondestructive measurement of spent fuel by gamma spectrometry, and correlations of stable fission products with characteristic data of the fuel and its history [2]. Fresh fuel assay procedures are generally calibrated by standard samples; FPND are useful for purposes such as instrument optimization, reduction of effort

or improvement of accuracy for calibration procedures, or feasibility studies of new methods. Spent fuel investigation by nondestructive gamma spectrometry has until now mainly been used for verification purposes; its quantitative use has been limited by FPND accuracies, mainly yields, half-lives, capture cross sections and resonance integrals, and gamma-ray intensities. Improvement of existing FPND would be helpful. Correlation techniques are an important means of verification of reprocessing input analyses. As correlations involving stable fission products and their ratios are only now becoming routine, the technique has so far exclusively been based upon empirical data with no utilization of FPND. The virtue of precise FPND is in the calculation of fission product correlations to predict the scope and limitations of the use of various correlations. Attempts to do so have often been unsuccessful, and better FPND are likely to improve that situation.

4.3      Nuclear Data for Reactor Fuel Calorimetry  
C. Weitkamp

One of the nondestructive techniques that is most viable to incorrect nuclear data is calorimetry. Therefore an evaluation of the best heat production constants (essentially the ratio of Q values and half lives) has been performed including reevaluation of original work. As a by-product, a list of recommended half-life values for  $^{238}$ ,  $^{239}$ ,  $^{240}$ ,  $^{241}$ ,  $^{242}$  Pu and  $^{241}$  Am was also obtained 3.

4.4      Data Dependence of Uranium and Plutonium Trace Analysis by Reactor Activation  
C. Weitkamp

For a recently developed activation analytical method for the simultaneous quantitative determination of trace amounts of uranium and plutonium 4,5 a study of the sensitivity with respect to inaccuracies of nuclear data was performed which shows that if a suitably chosen procedure is followed, data inaccuracies can be kept insignificant 6.

REFERENCES

- 1 C. Weitkamp, A.v. Baeckmann, K. Böhnel, M. Küchle, L. Koch,  
Nuclear Data in Science and Technology, Proceedings of a Symposium,  
Paris, 12-16 March, 1973; IAEA, Vienna 1973, Vol. I p. 197.
- 2 C. Weitkamp, Importance of Fission Product Nuclear Data for Safe-  
guards Techniques, IAEA Panel on Fission Product Nuclear Data,  
Bologna, Italy, 26-30 November 1973.
- 3 C. Weitkamp in G. Bork, ed., KFK 1852 (1973) p. 38.
- 4 A.v. Baeckmann in G. Bork, ed., KFK 1429 (1971) p. 178.
- 5 A.H. Hawa, Thesis, Universität Karlsruhe (1973); unpublished.
- 6 C. Weitkamp, unpublished.

IX. INSTITUT FÜR NEUTRONENPHYSIK UND REAKTORTECHNIK  
KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE (GERMANY)

Nuclear Data Evaluation

B. Goel, R. Meyer, B. Schatz, E. Stein, F. Weller

The main concern of the evaluation activities was the revision of neutron cross section data library KEDAK. All the data for  $U^{235}$  above the resolved resonance region upto 15 MeV were reevaluated and published /1/. The remarkable difference between these new data and previously recommended data on KEDAK are in the value of  $\sigma_f$  in the MeV region (Fig. 1) and  $\alpha$  above 1 KeV (Fig. 2a and 2b - The more recent data of Silver et. al.(1971) was not taken into account as it may contain some mistakes /2/). Corresponding differences are also observed in the values of cross sections depending on  $\sigma_f$  or  $\alpha$ .

The data for threshold reactions ( $n,p$ ), ( $n,2n$ ), ( $n,d$ ), ( $n,a$ ) etc. for  $Na^{23}$  and different isotopes of molybdenum have been revised upto 15 MeV. The reevaluation of all data for  $Pu^{239}$  and  $\sigma_T$  for  $U^{238}$  is nearly complete and work is in progress on the reevaluation of  $\sigma_f$  and  $\sigma_\gamma$  for  $U^{238}$ . On its completion the new version KEDAK 3 will be released. In the context of updating KEDAK the code BRIGITTE /3/ has been improved and is being used to convert some of the ENDF/B-materials in KEDAK-format. The programm system SCORE /4/ has been modified to accept KEDAK-format.

/1/ B. Schatz, KFK 1629 (1973), EANDC(E)151"U"

/2/ G. de Saussure, Private communication (1972)

/3/ J.C. Schepers, MOL (1972) unpublished

/4/ C.L. Dunford, AI-AEC-12994 (1971)

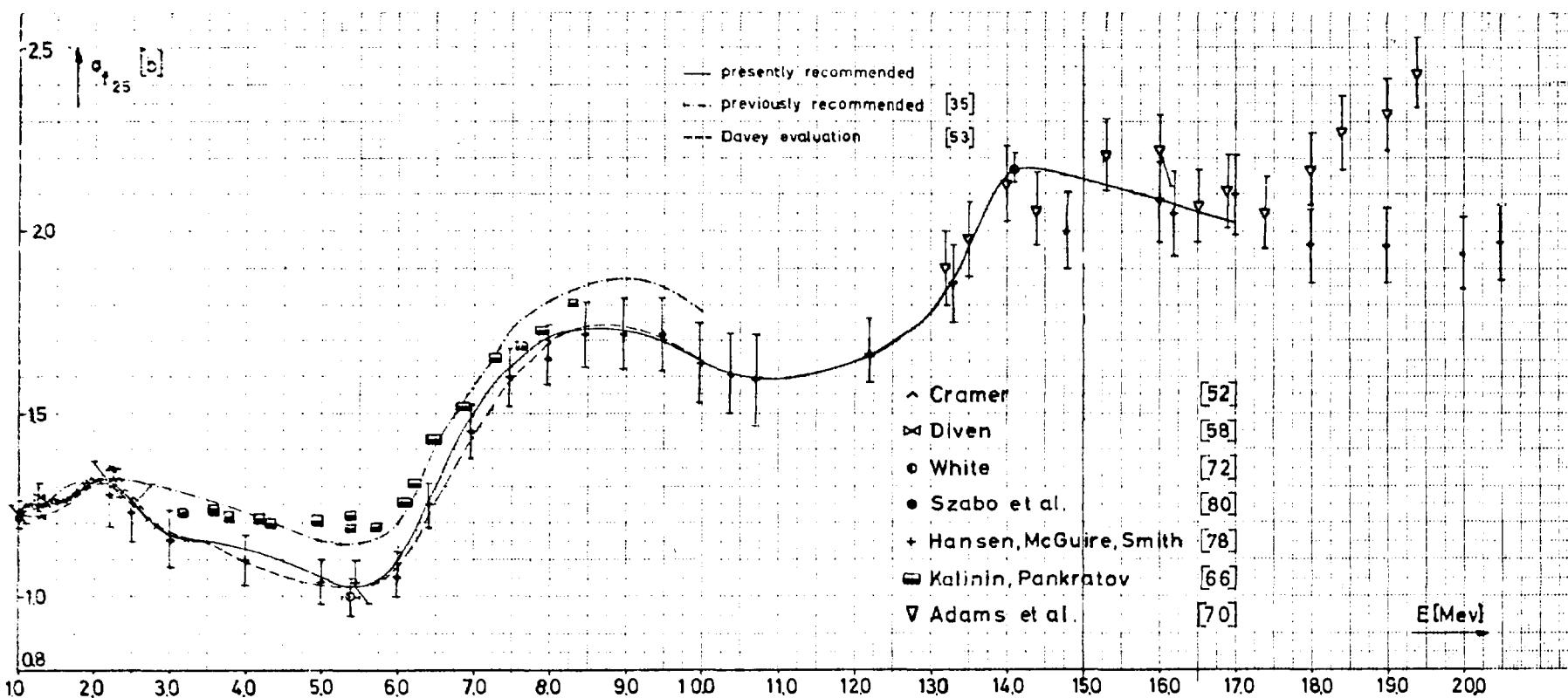


Fig. 1  $\sigma_f$  cross section data for  $U^{235}$ . For references see KFK 1629 (1973)

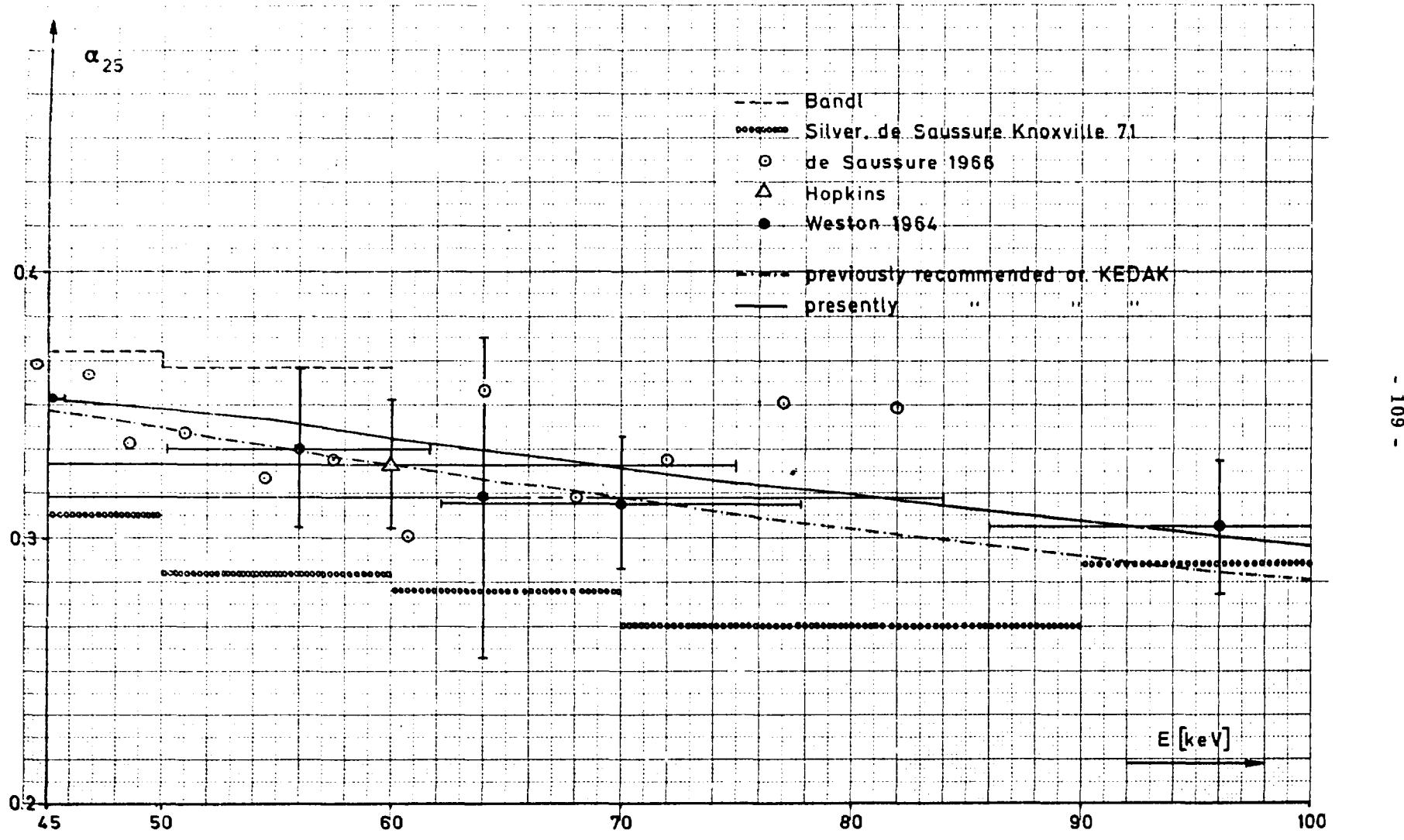


Fig. 2b Capture-to-fission ratio for  $U^{235}$

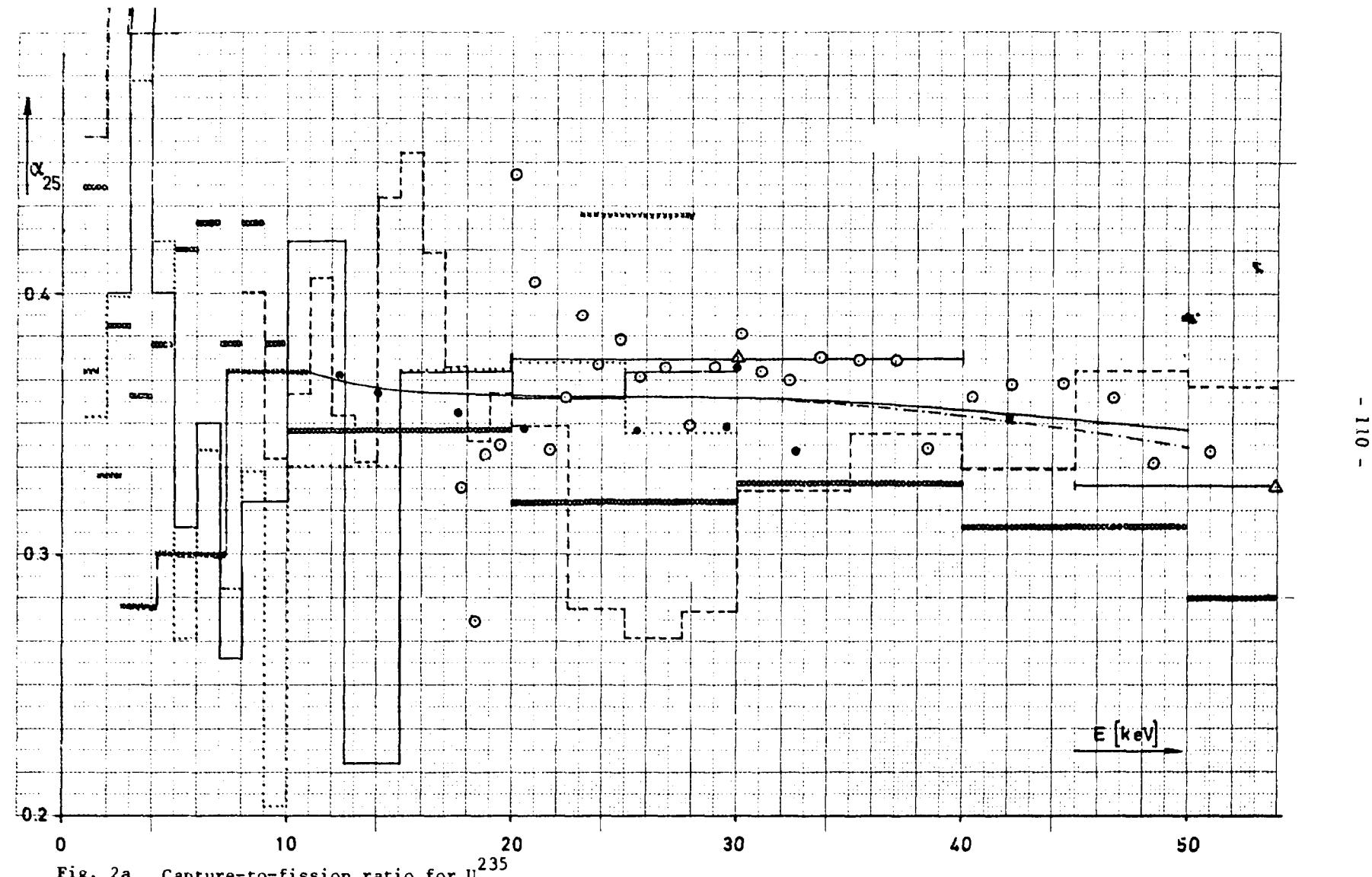


Fig. 2a Capture-to-fission ratio for  $^{235}\text{U}$

X. INSTITUT FÜR NUKLEARCHEMIE  
KERNFORSCHUNGSAVAGE JÜLICH (GERMANY)

1. Measurement of (n,2n), (n,p) and (n,α) reaction cross sections  
(S.M. Qaim)

Activation cross section; at  $E_n = 14.7 \pm 0.3$  MeV were determined with overall errors of about 10 % for (n,2n) reactions on 29 nuclides in the mass region 136 to 176 and for (n,p) and (n,α) reactions on several nuclei in the medium mass region, some of them being potential FRT wall and blanket constituents (Cr, Fe, Zr, Mo) and their expected radioactive and stable transmutation product<sup>(1)</sup> nuclides like  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{91,92,94}\text{Zr}$  etc. Some systematic trends in cross sections have been analysed.

2. Investigation of (n,t) and (n, $^3\text{He}$ ) reactions  
(S.M. Qaim, R. Wölfle, G. Stöcklin)

In continuation of earlier studies on rare nuclear reactions<sup>(2,3)</sup> cross sections were measured at  $E_n = 14.6 \pm 0.4$  MeV for (n,t) reactions on  $^{46}\text{Ti}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{141}\text{Pr}$  and  $^{204}\text{Pb}$ , and (n, $^3\text{He}$ ) reactions on  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{142}\text{Ce}$  and  $^{159}\text{Tb}$ . The values lie in the  $\mu\text{b}$  region. Theoretical calculations using the Hauser-Feshbach method are in progress. The (n,t) cross sections have also been measured at  $E_n \approx 23$  MeV on O, Ti, Mn, Cu, Ga, As, Nb,  $^{92}\text{Mo}$ , Ag, Sb, In, Ta, Re, Au and Bi using vacuum separation<sup>(4)</sup> of tritium followed by "low-level" gas phase  $\beta^-$ -counting. These lie in the mb region. Both at 14.6 and 23 MeV the cross sections decrease with increasing  $(N-Z)/A$  of the target nucleus.

3. Determination of neutron capture cross sections  
(H. Ihle, H. Michael, A. Neubert, R. Wagner)

Reactor neutron capture cross sections for some very low abundant lanthanides (e.g.  $^{138}\text{La}$ ) as well as for some radioactive isotopes (e.g.  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{169}\text{Yb}$ ) were determined by mass spectrometry<sup>(5)</sup> after high enrichment of the target nuclides in the Jülich isotope separator.

- (1) S.M. Qaim  
Nuclear reaction cross sections for 14.7 MeV neutrons on  
 $^{99}\text{Tc}$   
J.inorg.nucl.Chem. 35 (1973) 3669
- (2) S.M. Qaim, G. Stöcklin  
A systematic investigation of (n,t) reactions at 14-15 MeV  
on medium and heavy mass nuclei  
J.inorg.nucl.Chem. 35 (1973) 19
- (3) S.M. Qaim  
A study of (n, $^3\text{He}$ ) reactions at 14.6 MeV on medium and  
heavy mass nuclei  
J.inorg.nucl.Chem., in press
- (4) S.M. Qaim, R. Wölflle, G. Stöcklin  
Radiochemical investigations of fast neutron induced low  
yield nuclear reactions  
J.Radioanalyt.Chem., in press
- (5) H. Michael, A. Neubert, H. Nickel  
Determination of the reactor cross section of  $^{63}\text{Ni}$   
J.Appl.Rad.Isotopes, in press

XI. I. INSTITUT FÜR EXPERIMENTALPHYSIK, UNIVERSITÄT HAMBURG (GERMANY)

Excitation Function of the Reaction

$^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}$  in the Energy Region 13.2 - 18.1 MeV

(1010  
1011)

A. Ackermann, M. Bornmann, W. Scobel

The activation method was used for measuring the excitation function of the reaction  $^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}$  in the energy region 13.2 - 18.1 MeV. As neutron source served the reaction  $^3\text{H}(\text{d},\text{n})^4\text{He}$  induced in a solid tritium-titanium-target with the 2 MeV deuteron beam at the Van de Graaff generator of the institute.

Neutron flux measurement was performed with a stilbene proton recoil spectrometer.

In spite of the large natural activity of the Uranium-samples the absolute  $^{237}\text{U}$  activity could be determined by using a high resolution Ge(Li)- $\gamma$ -detector and analysing the complex  $\gamma$ -spectra from the samples by a special computer code for the photo-peak of a specific  $\gamma$ -line ( $E_\gamma = 208$  keV) appearing in the  $\beta$ -decay of  $^{237}\text{U}$  to  $^{237}\text{Np}$ .

The results are given in Table I. Theoretical calculations of these cross sections in the statistical model of nuclear reactions including precompound particle-emission and fission as competing processes are on the way.

Table I  
Cross Sections of  $^{238}\text{U}(n,2n)^{237}\text{U}$

$E_n$ (MeV)	$\sigma$ ( $n,2n$ ) (mb)
13.21 $\pm$ 0.13	1220 $\pm$ 129
13.80 $\pm$ 0.08	341 $\pm$ 89
14.40 $\pm$ 0.08	744 $\pm$ 79
14.90 $\pm$ 0.08	599 $\pm$ 64
15.32 $\pm$ 0.19	591 $\pm$ 63
15.93 $\pm$ 0.19	513 $\pm$ 54
16.46 $\pm$ 0.20	367 $\pm$ 39
17.02 $\pm$ 0.20	355 $\pm$ 30
17.53 $\pm$ 0.21	342 $\pm$ 36
18.10 $\pm$ 0.21	256 $\pm$ 25

XII. INSTITUT FÜR REINE UND ANGEWANDTE KERNPHYSIK  
UNIVERSITÄT KIEL (IKK) , GEESTHACHT

1. Fast-Chopper Time-Of-Flight Spectrometer Activities

H.G.Priesmeyer, H.H.Jung +, U.Harz

1.1 Parameters of the 178 meV-resonance in Cd-113

Earlier measurements of the 178 meV - resonance show differences of a few percent in the resonance parameter values. They have been carefully remeasured and analysed by SHAPE - analysis, minimizing  $\chi^2$  - test. The results are given in Table 1. The experiment is described in detail in ref. 1 and will be published in shorter form in ATKE.

1.2 Hf - transmission in the low energy region

Hf in the form of HfC - powder was measured between 0.038 eV and 1.51 eV in order to confirm the small resonance observed in the crystal spectrometer measurements of Brand and Saad (ATKE 19, (1972), 262). Despite good statistics ( 2.5%) and high transmission (30%) no resonance was found. It could be concluded that the resonance was spurious and due to the influence of the well-known 1.098 eV resonance on second order reflected neutrons. Details are given in ref. 2.

1.3 Measurement of Uranium content of irradiated nuclear fuel

The method of burnup-determination by neutron transmission measurement and resonance analysis has been further investigated, using nuclear fuel with low enrichment in U - 235. In such samples the amount of Pu produced has to be considered, so that further investigation is necessary. Results so far obtained will be counterchecked by destructive chemical-mass-spectrometric analysis. Measurements with an unirradiated low-enrichment sample of known U-235 content result in a deviation of no more than 1.1% from the known value.

---

+ now at Fraunhofer Gesellschaft, München , Leonrodstr.54

#### 1.4 Innovations of the experimental facility

In 1973 the new rotor with two slit systems was tested and built in. The flight-path was enlarged from 20 m to 45 m. The resolution could be increased by a factor of two, whereas the intensity is now more than three times as high as before. Furthermore an air-pneumatic sample changer for inactive samples has been constructed.

#### 1.5 Neutron transmission of GFP sample HFR 112 (Petten)

The gross-fission-product sample HFR 112 (former HFR 101) has been remeasured. It had been measured in 1971. The present result was, that the transmission dips at 42.5 eV, 36.7 eV, 21 eV, 19.3 eV 14.4 eV, 8.0 eV, and 5.33 eV seem to have changed considerably. Except the resonance at 5.33 eV (Pm 147), all the other resonances had been assumed to belong to stable isotopes. Now a careful investigation will be necessary to explain the changes. Since the HFR 112 sample had been opened, measurements will be performed on our own GFP samples, which are sealed hermetically, in order to look for the same changes.

#### 1.6 Publications

- 1 U.HARZ, Die Parameter der Neutronenresonanz von Cd-113 bei 0.178 eV , Diplomarbeit, Kiel 1973
- 2 H.G.PRIESMEYER , H.H.JUNG , Chopper time-of-flight measurement of the hafnium transmission, ATKE 22 , (1973), 69
- 3 H.G.PRIESMEYER, Choppertmessungen an Spaltprodukten, GKSS 73/I/24
- 4 IKK - Fast Chopper Group , Contributions to the IAEA Panel on Fission Product Nuclear Data , Bologna 26. - 30.11.73

Table 1:  
Resonance Parameters of the 178 meV-Resonance of Cd-113

Sample thickness $/10^{-5} \text{at/b}$	$E_0$ [eV]	$\Gamma$ [meV]	$\Gamma_n$ [meV]	$\Gamma_n^\circ$ [meV]
$38.03 \pm 0.01$ (metal)	$0.1784 \pm 0.0006$	$112.6 \pm 0.5$	$0.652 \pm 0.002$	$1.545 \pm 0.003$
$5.479 \pm 0.002$ ( " )	$0.1783 \pm 0.0006$	$115.4 \pm 0.7$	$0.664 \pm 0.003$	$1.573 \pm 0.007$
$4.81 \pm 0.03$ (CdS+S-powder)	$0.1789 \pm 0.0006$	$114.8 \pm 0.7$	$0.643 \pm 0.005$	$1.521 \pm 0.012$
$16.87 \pm 0.10$ ( " )	$0.1784 \pm 0.0006$	$113.6 \pm 0.3$	$0.641 \pm 0.004$	$1.517 \pm 0.009$
$8.97 \pm 0.05$ ( $\text{CdSO}_4 + \text{D}_2\text{O}$ )	$0.1778 \pm 0.0006$	$111.9 \pm 0.6$	$0.631 \pm 0.004$	$1.497 \pm 0.009$
weighted average	$0.1783 \pm 0.0002$	$113.5 \pm 0.5$	$0.650 \pm 0.005$	$1.542 \pm 0.009$

XIII. PHYSIK-DEPARTMENT DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT MÜNCHEN, E 14  
FRM, Garching (Germany)

1. Coherent Scattering Amplitudes Measured by Small Angle  
Scattering of Neutrons on Christiansen-Filters

L. Koester and K. Knopf

By means of the Christiansen-filter-technique we measured the  
following scattering amplitudes of molecules:

Co Cl <sub>2</sub>	21.92 ± 0.03 fm
Co SO <sub>4</sub>	28.78 ± 0.13 fm
Ca F <sub>2</sub>	16.16 ± 0.03 fm
Ca CO <sub>3</sub>	28.91 ± 0.03 fm
Ca SO <sub>4</sub>	30.91 ± 0.05 fm
Sr CO <sub>3</sub>	31.08 ± 0.03 fm
Ba Cl <sub>2</sub>	24.70 ± 0.05 fm
Ba CO <sub>3</sub>	29.77 ± 0.04 fm
Ba SO <sub>4</sub>	31.70 ± 0.08 fm
La <sub>2</sub> (SO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub>	94.78 ± 0.20 fm
Pr <sub>2</sub> (SO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub>	87.17 ± 0.32 fm
Sc <sub>2</sub> (SO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub>	103.3 ± 0.5 fm

Using the very well known values for the amplitudes of Cl, S  
and O, we got from these data the scattering amplitudes of the  
atoms:

Co	$2.76 \pm 0.03$ fm	(from Co Cl <sub>2</sub> )
	$2.72 \pm 0.15$ fm	(from Co SO <sub>4</sub> )
Ca	$4.85 \pm 0.09$ fm	
Sr	$7.02 \pm 0.04$ fm	
Ba	$5.67 \pm 0.05$ fm	
La	$8.3 \pm 0.1$ fm	
Pr	$4.49 \pm 0.17$ fm	
Sc	$12.9 \pm 0.7$ fm	

The new values for Co and Ba are about 10% larger than the recommended values (Co:  $2.76 \pm 0.03$  fm instead of  $2.50 \pm 0.03$  fm and Ba:  $5.67 \pm 0.05$  fm instead of  $5.22 \pm 0.13$  fm). The other numbers are in good agreement with published values.

(285  
286)

2. Thermal Neutron Capture Cross Sections

(782  
783)

2.1 Precision Neutron Total Cross Section Measurements on  
Gold and Cobalt in the  $40\mu\text{eV} - 5 \text{ meV}$  Range<sup>+</sup>

W. Dilg, W. Mannhart, E. Steichele, P. Arnold

This work is complete and has been published in Z. Physik 264, 427 (1973). Final results of the neutron absorption cross sections of gold and cobalt at 2200 m/s were  $(98.68 \pm 0.12)\text{b}$ , and  $(37.15 \pm 0.08)\text{b}$ , resp.

<sup>+</sup> Pertinent to request No. 782, WRENDA 73

2.2 Neutron Total Cross Sections of Sc, V, Cu and Rh at  $\mu\text{eV}$  Energies<sup>+</sup>

W. Dilg, W. Mannhart

Published in Z. Physik 266, 157 (1974)

<sup>+</sup> Pertinent to request No. 362, WRENDA 73

Neutron total cross sections of the elements Sc, V, Cu and Rh have been measured for energies 8 - 500  $\mu$ eV using the ultracold neutron time-of-flight spectrometer at the Munich research reactor FRM.  $1/v$ -fits to the total cross sections were carried out, and capture cross sections evaluated with correction for the small contributions of incoherent-elastic and thermal-in-elastic scattering. Evaluation of the 2200 m/s capture cross sections gave, Sc ( $27.54 \pm 0.20$ )b, V, ( $5.08 \pm 0.025$ )b, Cu, ( $3.77 \pm 0.025$ )b, Rh, ( $144.8 \pm 0.7$ )b. Combining the present estimate of copper and the value ( $2.17 \pm 0.03$ )b reported for  $^{65}\text{Cu}$  by Ryves, one obtains ( $4.49 \pm 0.04$ )b for the 2200 m/s capture cross section of  $^{63}\text{Cu}$ .

### 2.3 Thermal Neutron Activation Cross Sections with High Accuracy

W. Mannhart

Activation cross sections have been determined of some isotopes which are important for flux monitoring or which have been rarely measured sofar. Activations were performed in a purely thermal neutron spectrum (Cd ratio >1100) using one of the bent neutron guide tubes at the FRM. The foils were irradiated in sandwich form with gold as flux monitor, see Sec. 2.1. Corrections have been done for self-absorption, self-scattering and scattering from neighbouring foils. The activities were measured in a 5" x 5" well type NaJ-detector by integral counting  $\gamma$ -pulses exceeding 22 keV. Possible impurities in activity were checked with a Ge(Li) detector. The NaJ-detector was calibrated for single  $\gamma$ -energies to better than 0.3 %, the accuracy being still increased in the case of  $\gamma$ - $\gamma$ -cascades.

Preliminary results are:

	$\sigma$ (2200 m/s), barns
Sc 45 ( $n, \gamma$ ) Sc 46	$26.38 \pm 0.20^+$
In 115( $n, \gamma$ ) In 116 <sup>m</sup> (54 m)	$164.2 \pm 1.0$
La 139( $n, \gamma$ ) La 140	$8.89 \pm 0.05$
Hf 179( $n, \gamma$ ) Hf 180 <sup>m</sup> (5.5h)	$0.430 \pm 0.003$
Hf 180( $n, \gamma$ ) Hf 181	$12.97 \pm 0.08$

<sup>+</sup> The discrepancy of this value determined by activation and the value obtained in transmission, see Sec. 2.2, may be due to a possible oxygen impurity of the scandium metal foil. An analysis is being performed.

### 3. Epithermal Neutron Cross Sections

#### 3.1 Precise Measurements of Total Cross Sections at 1.25 eV and 5.2 eV

L. Koester, W. Waschkowski

With rotating resonance detectors (Rh and Ag) we determined the total cross-sections of Pb, Bi and S in order to eliminate imperfections of solid targets by measurements on liquid samples of the molten elements. Finally, we got the following values:

Bi:	1.25 eV: $\sigma_t = 9.256 \pm 0.005$ barns
	5.19 eV: $\sigma_t = 9.282 \pm 0.004$ barns
Pb:	1.25 ev: $\sigma_t = 11.233 \pm 0.005$ barns
	5.19 eV: $\sigma_t = 11.253 \pm 0.004$ barns
S :	1.25 eV: $\sigma_t = 1.0515 \pm 0.0028$ barns
	5.19 eV: $\sigma_t = 1.0211 \pm 0.0023$ barns

Comparing these values with the well known coherent scattering amplitudes we found for the neutron-electron scattering amplitude the preliminary value:  $a_{n,e} = - (1.38 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$  fm, giving an interaction potential

$$v_{n,e} = - 3850 \pm 80 \text{ eV.}$$

3.2 Measurement of the Neutron-Proton Total Cross Sections at 132 eV

W. Dilg

The n,p scattering cross section at "zero" energy is an important parameter in effective range analyses /1,2/ of low energy np data. The presently accepted value,  $20.436 \pm 0.023$  b, is due to Houk /2/. None of the previous data /3/ is of comparable accuracy. We therefore, undertook a remeasurement of the np cross section at 132 eV in transmission. The experimental method and arrangement have been previously described /4/. Measurements were performed on liquid samples of  $H_2O$ ,  $C_6H_6$ ,  $C_7H_8$  and  $CH_3OH$ , with three sample thickness in each case. Correction for the carbon and oxygen contributions can be made sufficiently accurate using the previously determined cross sections

$\sigma_C = 4.746 \pm .005$  b /2,4/,  $\sigma_O = 3.761 \pm .007$  b /5/. The standard error of the average of the twelve combinations compound/sample length is  $\sim 0.03$  %. To obtain the zero energy np scattering cross section we apply small corrections for capture, molecular binding, effective - range and deuterium contributions, none of which exceeds 0.1 % in cross section at 132 eV neutron energy. The preliminary result is  $20.491 \pm 0.015$  b. The given uncertainty includes the standard error of the mean and all known experimental uncertainties. This value is 2.4 standard errors, or 0.27 %, higher than Houk's result and 0.5 % to 1.5 % higher than previous results /3/.

- /1/ H.P. Noyes, Ann. Rev. Nucl. Sci 22, 465 (1972)
- /2/ T.L. Houk, Phys. Rev. C3, 1886 (1971)
- /3/ J.S. Story, Int. Conf. Nucl. Data for Reactors, Helsinki (1970), p. 721
- /4/ W. Dilg, H. Vonach, Z. Naturf. 26a, 442 (1971); Nucl. Inst. & Meth. 100, 83 (1972)
- /5/ W. Dilg, L. Koester, W. Nistler, Phys. Lett. 36B, 208 (1971)

4. Precision Measurements of Cross Sections at 14 MeV Neutron Energy

W. Mannhart, H.K. Vonach

Some  $(n, 2n)$ ,  $(n,p)$  and  $(n,\alpha)$  cross sections have been determined in order to normalize previous measurements of relative excitation functions /1/. Neutrons were produced by the  $T(d,n) He^4$  reaction, with 163 keV deuterons, at the van-de-Graaf-accelerator of the Institut für Radiumforschung und Kernphysik, Vienna. The samples were placed at angles between  $50^\circ$  and  $100^\circ$ , each sample being sandwiched by two aluminium foils. Absolute cross sections for the  $Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$  reaction were taken from /2/. Activities were counted with a  $5'' \times 5''$  well type NaJ detector, see Sec. 2.3. Self-shielding, scattering and drifts in neutron flux have been corrected for. Preliminary values are:

		Energy, MeV	Cross Section, mb
(From 174 to 178) (182) (369-370) (388)	$Mg^{24}(n,p)Na^{24}$ $Ti^{48}(n,p)Sc^{48}$ $V^{51}(n,\alpha)Sc^{48}$ $Cu^{65}(n,2n)Cu^{64}$ $\gamma^{89}(n,2n)\gamma^{88}$ $Ag^{107}(n,2n)Ag^{106m}$ (8.3 d)	$14.32 \pm .16$ $13.97 \pm .15$ $14.21 \pm .16$ $14.43 \pm .17$ $14.53 \pm .17$ $14.09 \pm .15$	$196.6 \pm 2.5$ $59.8 \pm 0.9$ $14.99 \pm .21$ $857 \pm 11^+$ $886 \pm 11$ $536 \pm 7$

<sup>+</sup> This cross section is based on a  $\beta^+$ -intensity of 18.4 % in the  $Cu^{64}$  decay.

/1/ H.K. Vonach et al.: Neutron Cross Section and Technology, Proc. of a Conf., Washington, N.B.S. Special Publ. 299, Vol. II, p. 885 (March 1968)

/2/ H.K. Vonach et al., Z.Physik 237, 155 (1970)

5. Isomeric Cross Section Ratio for the Reaction  $\text{Co}^{59} (\text{n}, \gamma)$   
 $\text{Co}^{60m,g}$  at 132 eV Neutron Energy<sup>+</sup>

W. Dilg

The cross section ratio  $R = \sigma^m / (\sigma^m + \sigma^g)$  for activation of  $\text{Co}^{60}$  in the 10.5 min metastable and ground state has been measured at 132 eV neutron energy, relative to the well known /1/ ratio at thermal energy. Resonance neutron irradiations were performed in a nearly monoenergetic beam of  $130 \pm 10$  eV neutrons produced by means of a previously described resonance method /2/. Thermal irradiations were made at one of the bent thermal neutron guide tubes of the FRM. The activities were determined in a  $5'' \times 5''$  well type NaJ detector (see Sec. 2.3). The preliminary result is

$$R_{132 \text{ eV}} / R_{\text{th}} = 0.91 \pm 0.03.$$

Adopting the weighted mean of the previous thermal measurements /1/  $R_{\text{th}} = 0.51 \pm 0.03$ , we obtain

$$R_{132 \text{ eV}} = 0.46_4 \pm 0.03.$$

The energy dependence of the isomeric ratio is due to the different contributions of  $3^-$  and  $4^-$  capturing states. Resonance neutron capture near 132 eV is completely into the  $4^-$  state. On the contrary, thermal neutron capture is into both  $3^-$  and  $4^-$  compound states, the fraction of  $4^-$  being known /3/ as  $(78.3 \pm 1)\%$ . Combining the above ratios with that figure, the isomeric ratios of the  $3^-$  and  $4^-$  compound states, resp., may be evaluated separately as

$$R_{3^-} = 0.68 \pm 0.07, R_{4^-} = 0.46_4 \pm 0.03.$$

These values are in reasonable agreement with theoretical estimates based on the Huizenga-Vandenbosch model,  $R_{3^-} = 0.73$ ,  $R_{4^-} = 0.50$  /4/, and with a similar estimation given in /5/,  $R_{3^-} = 0.65$ ,  $R_{4^-} = 0.41$ .

+ Pertinent to request No. 297, WRENDA 73

- /1/ B. Keisch, Phys.Rev. 129, 769 (1963); W. Schmidt-Ott, Z. Physik 174, 206 (1963); N. Moss, L. Yaffee, Can.J. Chem. 31, 391 (1953); M. Deutsch, G. Goldhaber, Phys.Rev. 83, 1059 (1951)
- /2/ W. Dilg, H. Vonach, Nucl. Instr. & Meth. 100, 83 (1972)
- /3/ R. Schermer, Phys.Rev. 130, 1907 (1963)
- /4/ C. Bishop et al., Nucl. Phys. 60, 241 (1964)
- /5/ A. Malyshev, Sov. J. Nucl. Phys. 6, 853 (1968)

XIV. LABORATORIO DATI NUCLEARI, CENTRO DI CALCOLO DEL C.N.E.N., BOLOGNA (ITALY)

1. Isospin splitting of the  $^{13}\text{C}$  giant dipole resonance in the continuum shell-model

(M. Marangoni, P.L. Ottaviani, A.M. Saruis)

An investigation on the isospin components of the  $^{13}\text{C}$  giant dipole resonance has been carried out by means of the 1p and 2p-1h shell model including the one-particle continuum. The continuum photo-reaction cross sections and angular distributions have been compared with experiment. The T and T+1 dipole strengths with their related sum rules have been inferred from a discrete calculation based on the same assumptions as the continuum model.

(to be published in Physics Review Letters)

2. Direct and semi-direct radiative capture

(G. Longo, F. Saporetti)

The detailed analysis of the radiative capture cross sections for heavy nuclei in the giant resonance region by the semi-direct capture model with "volume" interaction has been continued. Shape and magnitude of the cross sections for  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{142}\text{Ce}$  nuclei have been satisfactorily reproduced. A good agreement is also achieved in comparing the predicted and detected  $\gamma$ -ray spectra following the capture of  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{142}\text{Ce}$  and  $^{208}\text{Pb}$  (1,2).

References

- (1) G. Longo, F. Saporetti: Volume Form of Coupling Interaction in Semi-Direct ( $n,\gamma$ ) and ( $p,\gamma$ ) Reaction, Nuclear Physics A199(1973)530
- (2) F. Rigaud, J.L. Irigaray, G.Y. Petit, G. Longo, F. Saporetti: ( $n,\gamma$ ) Reaction in the Giant Resonance Region, Proceeding of the Int. Conf. on "Photonuclear Reactions and Applications", Asilomar, March 26-30, 1973, 8B 15-1, p.953, Ed. by Barry L. Berman.

3. Cross-sections evaluation work

(V. Benzi, T. Martinelli, E. Menapace, M. Motta, G.C. Panini, G. Reffo, M. Vaccari)

The following studies has been completed, concerning the evaluation of the low energy nuclear cross sections:

- a) A comparison between single-level and multilevel calculations of scattering cross sections in resonance region for Cr, Ni and Fe. A paper has been presented at the meeting on structural materials held in Karlsruhe 8/9 May 1973 (1).

- b) The calculations of average radiative widths based on the detailed balance principle and the fit of the experimental photoabsorption cross sections. A code (LARA) has been prepared for such calculations. The work has been presented at the "Fission Products" Panel held in Bologna, 26/30 November 1973 (2).
- c) Evaluation of neutron cross sections of natural Cu and Cu<sup>63</sup>, Cu<sup>65</sup> isotopes in the range 0-15 MeV has been completed and the files in UKAEA format have been prepared.
- d) A work has been completed on the calculation of nuclear cross sections of type  $\sigma_{x,a}(E)$  where x and a may be neutron, proton and  $\alpha$  particles. A code (CERBERO) has been prepared for such calculations.

References

- (1) T. Martinelli et al.: A Comparison between Single Level and Multilevel Calculations of Neutron Cross Sections in the Resonance Region, Karlsruhe Meeting "The keV Capture of the Structural Materials Ni, Fe, Cr" 8/9 May 1973.
- (2) V. Benzi, G. Reffo, M. Vaccari: On the Calculation of Total Radiative Width of Neutron Resonances, (contributed paper to the IAEA Fission Product Nuclear Data Meeting - Bologna, Nov.1973).
- (3) V. Benzi, E. Menapace: Remarks on U-238 Inelastic Scattering Cross Sections, INDC(SEC)-31/U.

PROTON INDUCED FISSION OF Pb<sup>207</sup>

I. Iori, N. Molho, L. Zetta.

INFN - Sezione di Milano and Università degli Studi di Milano

Angular distribution of fission fragments have been measured at incident proton energies  $E_p = 36.4, 39.6, 43.4$  MeV for the reaction Pb<sup>207</sup> (p,f).

The experiment has been done with the external proton beam of the AVF cyclotron of the Milan University.

The experimental apparatus consists of a scattering chamber with two moving detectors at 30° each other, and one detectors, set at 90° with respect to the incident beam, as reference monitor.

The fission fragments are detected with solid state counters Ortec 7901 of 60  $\mu\text{m}$  depth and 100  $\text{mm}^2$  sensitive area.

The Pb<sup>207</sup> target supplied by UKAEA, Harwell, isotopically pure (95.1%), 500  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  thick, is evaporated on 20  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  C backing.

The pulse from the three detectors are fed in a Laben 1024 analyzer used as 4x256 channels.

The L.S. cross sections and angles are converted to the C.M. system assuming fragments mass corresponding to symmetric fission.

The Q-value is given by  $Q = \langle E_k \rangle - (E_p)_{\text{cm}}$  where the average fragment kinetic energy is evaluated according to the formula  $\langle E_k \rangle = (0.1071 Z^2/A^{1/3} + 22.2)$  MeV where Z and A refer to the fissioning nucleus <sup>1</sup>.

In fig.1 the measured anisotropy  $W(\theta^\circ)_{\text{cm}}/W(90^\circ)_{\text{cm}}$  is shown as a function of  $\theta_{\text{cm}}$ . In this figure the forward angles are reported at the corresponding backward angles because of the symmetry of the angular distributions with respect to 90°.

Purely statistical errors are given.

A first analysis of experimental anisotropies with the Griffin formula gives an estimation of the anisotropy parameter  $K_o^2$  of the order of 40 for the fissioning nucleus  $Bi^{208}$  (for the details of calculation see reference 2).

The integrated fission cross-sections, as a function of the proton energy are reported in fig.2, together with other data of our group on  $Bi^{209}$  and with the data of Khodai-Joopari on  $Pb^{206}$ .

Only statistical errors are reported, the error on the absolute cross-section is evaluated of the order of 15%. The agreement between the experimental results is good taking into account the small different fissionability parameter.

#### REFERENCES

- 1) V.E. Viola, yr - Nuclear Data 1, 391 (1966)
- 2) E. Gadioli, I. Iori, N. Molho, L. Zetta - Lettere al Nuovo Cimento - Serie 1, Vol. 2, 904 (1969).
- 3) A. Khodai-Joopari - Thesis U.R.C.L. 16489 (1966) unpublished.

#### FIGURE CAPTIONS

Fig.1) Center of mass angular distributions of fission fragments in  $Pb^{207}$  ( $p,f$ ).  
The solid lines are the best fit to the experimental data.

The  $K_o^2$  values obtained by the fit are reported.

Fig.2) Proton induced fission cross-section of  $Pb^{207}$  as a function of proton energy  $\Delta$ ,  $\blacksquare$  our data,  $\bullet$  Khodai-Joopari data.

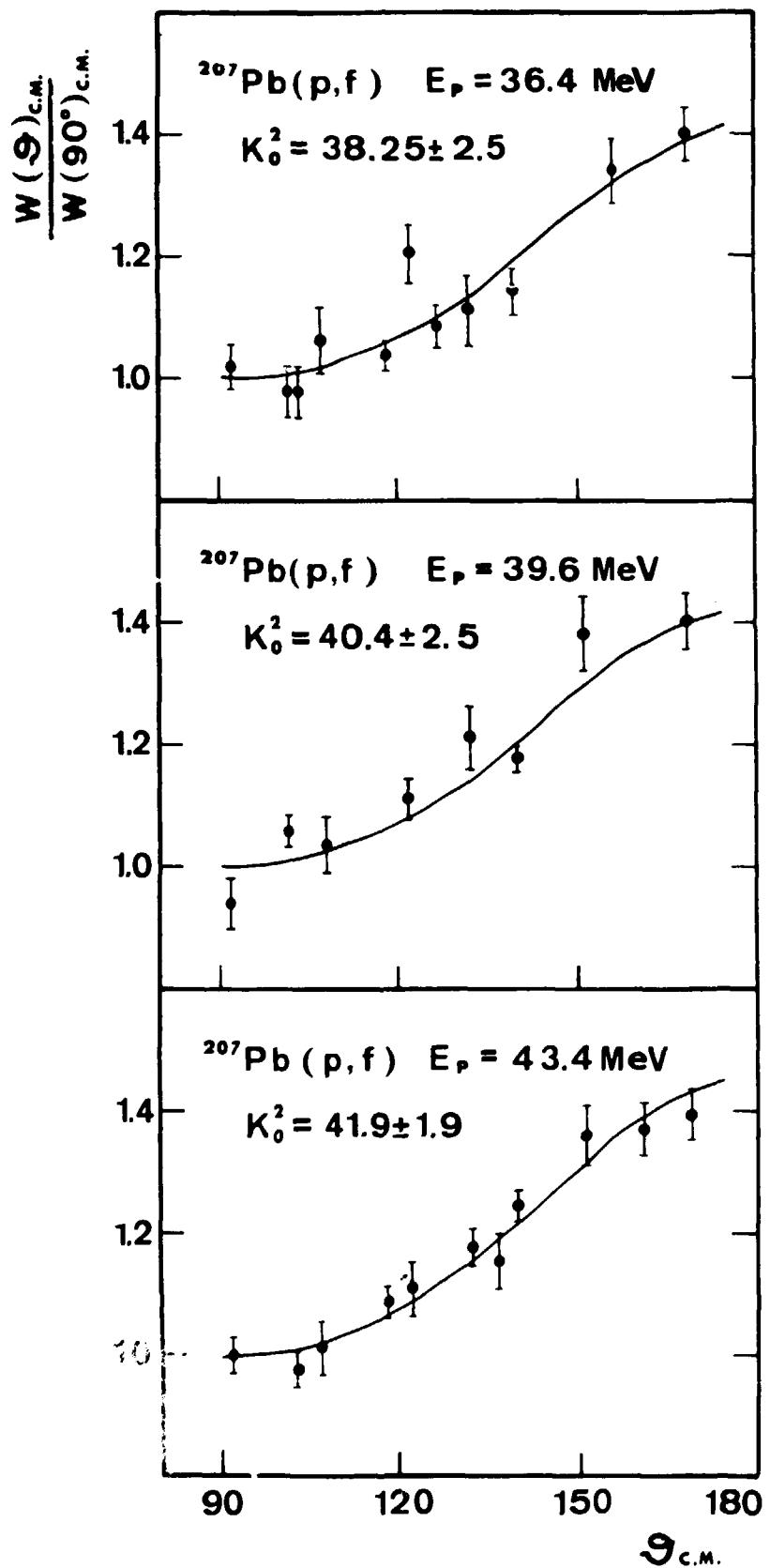
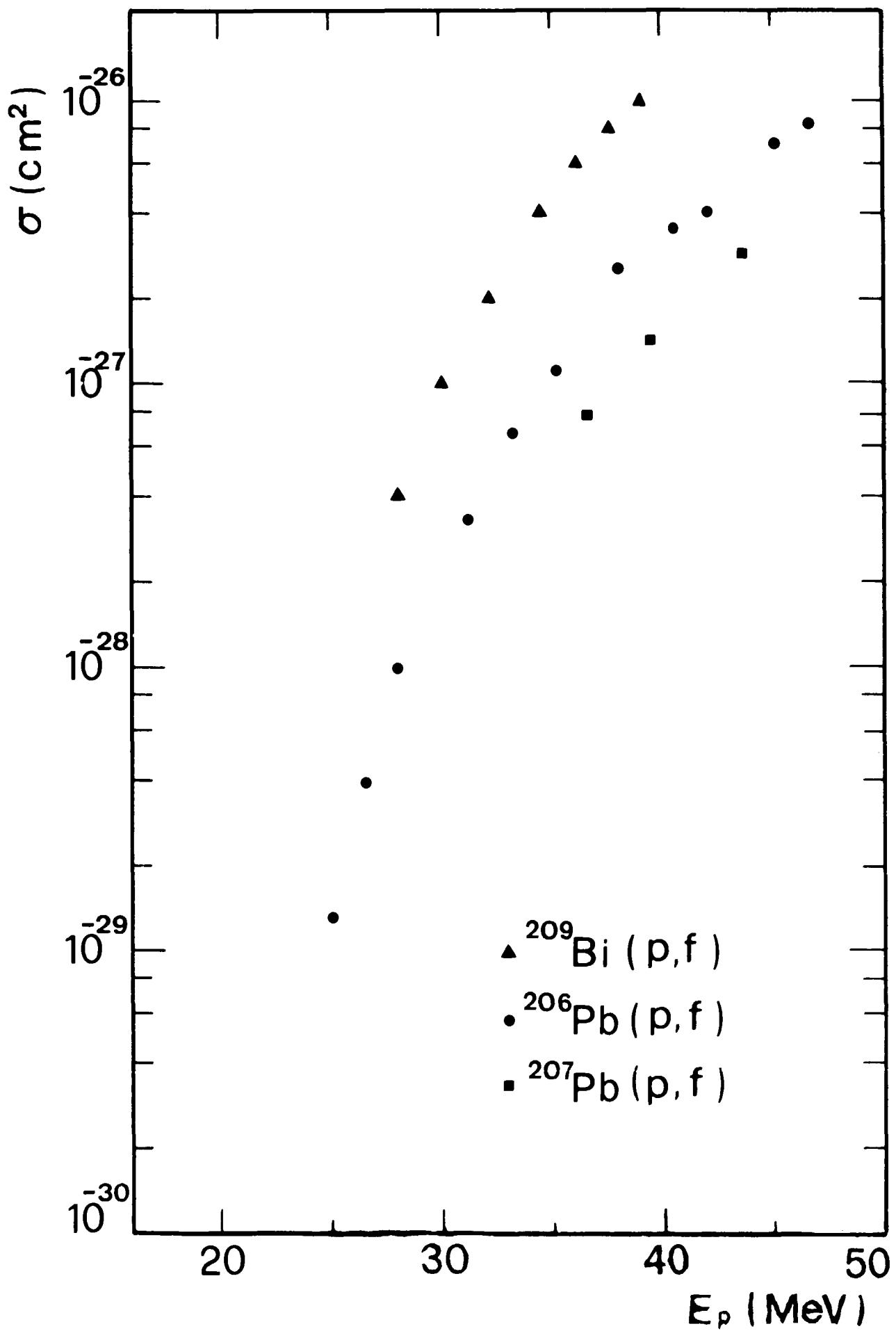


Fig. 1



$^{51}\text{V}(\text{He},\text{d})^{52}\text{Cr}$  Reactions and Shell-Model Calculations  
for  $^{52}\text{Cr}$

(F. Pellegrini, I. Filosofo, M.I. El Zaiki and  
I. Gabrielli) Phys. Rev. C8, 1547 (1973))

Angular distributions of the  $(^3\text{He},\text{d})$  reaction on  $^{51}\text{V}$  have been measured at 10.48 MeV with a counter telescope. Spectroscopic factors and  $\ell$  values of  $^{52}\text{Cr}$  levels up to 7 MeV excitation energy were obtained by comparing the data with distorted wave Born approximation theory. Some unreported levels excited by  $\ell=1$  proton transfer have been observed. Shell-model calculations predict well the  $1f_{7/2}$  spectroscopic strength, but fail in reproducing the observed  $2p_{3/2}$  strength.

Study of  $^{52}\text{Mn}$  by heavy- and light-ion reaction  
(M. Morando, R.A. Ricci, C. Signorini, A. Stefanini)

The  $^{52}\text{Mn}$  nucleus has been studied by means of the following reactions:  $^{51}\text{V}(\tau, 2n)^{52}\text{Mn}$  (at the Van de Graaff of the Laboratori Nazionali di Legnaro, Padova) and  $^{24}\text{Mg}(^{32}\text{S}, 3pn)^{52}\text{Mn}$  (at Munich Tandem).

From the study of  $\gamma$ - $\gamma$  coincidences,  $\gamma$ -ray angular distributions and excitation functions (these last in the  $\tau$ -induced reaction), high-spin states are proposed at  $E_x = 1492, 2908$  and  $3837$  keV with  $J^\pi = (8^+), (9^+), (11^+)$ .

Spin-parity determination from neutron threshold measurements and the second excited state of  $^{44}\text{Sc}$

(M. Morando, R.A. Ricci, C. Signorini, H. Morinaga, R.B. Huber)

The "counter ratio method", i.e. the ratio between slow- and fast-neutron yields has been used in the  $^{44}\text{Ca}(\text{p},\text{n})^{44}\text{Sc}$  reaction to assign spin and parities to some  $^{44}\text{Sc}$  levels. The method is presented as a useful tool for spin-parity assignments in the case of odd-odd nuclei formed through ( $\text{p},\text{n}$ ) reactions. The  $^{48}\text{Ti}(\text{p},\text{n})^{48}\text{V}$  reaction is discussed as an example. The  $^{44}\text{Ca}(\text{p},\text{n})^{44}\text{Sc}$  reaction has been investigated by using the proton beam of the Van de Graaff accelerator of the Laboratori Nazionali di Legnaro. The results are consistent with the following spin-parity assignments to  $^{44}\text{Sc}$  levels: ground state ( $2^+$ ), 68 keV state ( $1^-$ ), 146 keV ( $0^-$ ), 667 keV ( $1^+$ ). Of special interest is the  $0^-$  assignment to the second excited state at 146 keV.

Lifetimes of the first  $7/2^-$  levels in  $^{35}\text{Cl}$  and  $^{37}\text{Cl}$

(F. Brandolini, M. De Poli, C. Rossi Alvarez - Lettere  
al Nuovo Cimento 8 (1973) 342)

The lifetimes of the first  $7/2^-$  levels in  $^{35}\text{Cl}$  and  $^{37}\text{Cl}$  were determined to be  $42 \pm 3$  ps and  $27 \pm 4$  ps respectively by means of the plunger technique in the reactions  $^{32}\text{S}(\alpha, p)$  and  $^{34}\text{S}(\alpha, p)$ . Gamma-rays were detected at  $0^\circ$  in coincidence with backward protons. The experimental M2 transition strengths are in agreement with the prediction of phenomenological shell-wave function.

Analogues resonances in  $^{48} \text{Ti}$ +p reactions

(C. Rossi Alvarez, G.B. Vingiani - Il Nuovo Cimento 17A  
(1973) 721)

The analogue states of the 1.72 MeV  $J^\pi=1/2^-$  level in  $^{49}\text{Ti}$  and of the  $J^\pi=3/2^-$   $^{51}\text{Ti}$  ground state are studied via the (p,p) and (p, $\gamma$ ) reactions on  $^{48}\text{Ti}$  and  $^{50}\text{Ti}$ , respectively. Partial and total widths are given and spectroscopic factors are calculated. The elastic proton widths  $\Gamma_p$  correspond well with the results obtained from (d,p) reactions on the same target nuclei. The strengths and  $\gamma$ -ray branching ratios of the above mentioned resonances, together with the doublet at  $E_p = 1007$  and 1013 keV split analogue of the 1384 keV level in  $^{49}\text{Ti}$  ( $J^\pi=3/2^-$ ) have been studied. Excitation energies and branching ratios of  $^{49}\text{V}$  and  $^{51}\text{V}$  bound states are also given. The results are compared with the ones obtained from other similar investigations.

Polarization of neutrons elastically scattered from  
Oxygen

(L. Drigo, G. Tornielli, G. Zannoni - Istituto di  
Fisica dell'Università di Padova - INFN, Sezione di  
Padova)

A systematic measurement of the polarization of  
neutrons elastically scattered from  $^{16}\text{O}$  was carried  
out at seven angles from  $25^\circ$  to  $155^\circ$  at the energies  
of 2.25, 2.56, 2.76, 3.00, 3.35, 3.56 and 3.90 MeV  
using the PAROL polarimeter<sup>(1)</sup>.

In the experiment the polarized neutrons were  
produced from the  $^7\text{Li}(\text{p},\text{n})$ ,  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})$  and  $\text{O}(\text{d},\text{n})$  reac-  
tions, and the target was liquid oxygen.

The data correction and analysis are in progress.

- (1) L. Drigo, C. Manduchi, G. Moschini, M.T. Russo Manduchi,  
G. Tornielli and G. Zannoni, INFN/BE-70/2, 25 febbraio  
1970, Laboratori Nazionali di Legnaro.  
L. Drigo, C. Manduchi, G. Moschini, M.T. Russo Manduchi,  
G. Tornielli and G. Zannoni, Nucl. Phys. A181 (1972) 177.

Forward scattering of 2 MeV neutrons from oriented  $^{165}\text{Ho}$   
(U. Fasoli, G. Galeazzi, D. Toniolo and G. Zago - to be  
published)

The scattering in the forward hemisphere of 2 MeV neutrons from a  $^{165}\text{Ho}$  sample oriented normally to the scattering plane, with a nuclear orientation degree of 0.25 is measured. A deformation effect given by  $[\sigma(\theta) \text{ oriented}/\sigma(\theta) \text{ unoriented}]^{-1}$ , reaching its maximum value of  $0.13 \pm 0.02$  at  $70^\circ$  is observed.

Fast neutron transmission through a polarized Holmium target

'U. Fasoli, G. Galeazzi, D. Toniolo and G. Zago - Lettere al Nuovo Cimento 6 (1973) 485)

The transmission of fast neutrons through a pola  
rized holmium sample is measured. A "deformation effect"  
is observed in good agreement with a theoretical predic  
tion.

XV. CENTRO SICILIANO DI FISICA NUCLEARE E DI STRUTTURA DELLA MATERIA,  
ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE - SEZIONE DI CATANIA,  
ISTITUTI DI FISICA DELL'UNIVERSITA' DI CATANIA (ITALY)

1. Experimental research work on nuclear structure and reactions

1.1. Nuclear Fission (V.Emma, S.Lo Nigro, C.Milone)

We have in progress measurements of fission induced by photons of  $E_{\gamma} \text{ max} = 1000 \text{ MeV}$  with the aim to obtain informations on the photofission yields also for elements with low Z.

At present we have measured the yield of photofission for 28 elements in the range Z=23 to Z=29. The photon beam was obtained from 1 GeV electrosyncrotron of Frascati and the fission fragments were detected by means of glass plate sandwiches, as previously described<sup>1,2</sup>).

The analysis of the results are in progress<sup>3</sup>).

1.2. ( $^3\text{He},\alpha$ ) reactions on  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Mg}$  and  $^{26}\text{Mg}$  (S.Notarrigo,F.Porto,  
A.Rubbino,S.Sambataro)

The study of the ( $^3\text{He},\alpha$ ) reactions on  $^{26}\text{Mg}$ <sup>4</sup>) and  $^{25}\text{Mg}$ <sup>5</sup>) was extended to  $^{24}\text{Mg}$ .

The angular distributions of the  $\alpha$  groups emitted in the  $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},\alpha)^{23}\text{Mg}$  reaction, have been measured in the angular range  $25^\circ - 160^\circ$  at  $\Delta\theta=5^\circ$  steps and from 9 to 12 MeV of incident energy at 100 KeV steps.

The energy averaged angular distributions are interpreted in terms of D.W.B.A. theory<sup>6</sup>).

Actually we have programmed for ameliorating the fits with C.C.B.A. calculations.

1.3. Spectroscopic informations from subcoulomb stripping reactions

It is known that the spectroscopic factors  $S_{dp}$  extracted by means of the (d,p) reactions for deuteron and proton energy below the Coulomb barrier, are practically independent on the optical parameters of the incident and outgoing particles.

Nevertheless, also in these conditions, the absolute values of the spectrospin factors are dependent on the geometrical ( $r_{on}$ ,  $Q_n$ ) parameters of the captured neutron potential well. In order to reduce the ambiguity on the absolute of  $S_{dp}$  we determined the parameters  $r_{on}, Q_n$  in an independent way; they have been made through a comparison of the calculated and the experimental values of the Coulomb displacement energy between an analog state and the parent one.

In particular we analized the  $^{40}\text{Ar}(d,p)^{41}\text{Ar}$  reaction data; the measurement of the  $^{22}\text{Ne}(d,p)^{23}\text{Ne}$  reaction is in progress.

#### 1.4. Three bodies reactions in the final state.

(N.Arena, S. Cavallaro, V.D'Amico, G.Fazio, S.Femindò, G.Giardina, S.Jannelli, F.Mezzanaro, R.Potenza)

- a) We studied  $^7\text{Li} + d \rightarrow 2\alpha + n$  at  $E_d \geq 2.5$  MeV. We measured the bidimensional spectra and angular correlation of the  $\alpha$  particles  ${}^7, {}^8$ ).

The reaction proceeds by the formation of an  $\alpha - n$  complex in the final state, selected by the  $\alpha-\alpha$  coincidences.

The complexes are produced polarized and the polarization degree is deduced from measurements at various azimuthal angles.

- b) The Angular correlation of two  $\alpha$  particles produced by  $^{11}\text{B} + p \rightarrow 3\alpha$  reaction has been measured at  $E_p = 0.9 \pm 1.95$  MeV. We found that the correlation curves are symmetric with respect to the direction of the recoiling  ${}^8\text{Be}$  in the centre of mass system.

These results indicate that a double sequential decay with  ${}^{12}\text{C}$  compound nucleus formation is involved  ${}^9$ ).

## 2. THEORETICAL RESEARCH WORK ON NUCLEAR STRUCTURE AND REACTIONS

### 2.1. Approach to the theory of unstable states (A.Agodi,M.Baldo,E.Recami)

The research work previously done by associating unstable states with the eigenvalues of quasi-self-adjoint Hamiltonians has been concluded, and reported in Rif.<sup>10</sup> .

### 2.2. Time-operator in Quantum Mechanics (E.Recami)

The research work previously done for associating an operator to the observable "Time" in Quantum Mechanics has been concluded, and is presently in print in Rif. <sup>11</sup> .

### 2.3. Generalization of Special Relativity for Superluminal reference frames and for tachyons -A classical theory of faster-than-light particles (E.Recami, R.Mignani)

All research work announced in the previous EANDC-Report under a similar title has been concluded and has appeared in a series of publications. Refs. 12+20)

Further work has been done, generalizing, relativistic Mechanics, Gravitation laws, and Electromagnetism to Superluminal velocities. Refs. <sup>20+24</sup>)

In the context of Mechanics, e.g., the "Crossing Relations" have been derived, even for usual (subluminal) physics. 20,28)

In the context of Electromagnetism, e.g., Maxwell equations have been extended, and a very interesting link between magnetic-monopole type behaviour and Superluminal speed has been obtained. Moreover, experiments have been suggested for detecting "tachyon monopoles" <sup>18,20,23</sup>).

2.4. A Variational Determination of Few-Nucleon Substructures in Nuclei. (F.Catara, J.M.G.Gómez)

A selfconsistent method has been developped in order to determine the "best" few-nucleon substructures in nuclei described as an inert core plus two (or more) interacting such "clusters". The selfconsistency criterium has been expressed by means of a variational principle for the ground state energy of the nucleus with respect both to the internal wave function of the "clusters" and to the coefficients of the expansion of the total wave function in terms of antisymmetrized products of two (or more) "clusters".

Some calculations have been performed on the  $^{20}\text{Ne}$  and  $^{24}\text{Mg}$  described as an  $^{16}\text{O}$  inert core plus two interacting substructures of 1n-1p and 2n-2p in the (s-d) shell respectively<sup>25</sup>.

2.5. Intermediate Structures in Subthreshold Fission Processes.  
(M.Di Toro)

The formal theory of intermediate structures in nuclear reactions is applied to the problem of subthreshold fission processes induced by a neutron beam. In the frame of the theory of a double humped fission barrier the states with larger deformation  $\beta_>$  are interpreted as acting as doorway states between compound nucleus states, with deformation  $\beta_<$ , and the fission channel. Explicit expressions are given for the reaction amplitude related to the gross structure experiments and for the distribution of the fission widths in the fine structure analysis.

A method is outlined to extract resonance parameters from experimental data. An application is performed for  $\text{N}_\text{p}^{237}$ ,  $\text{P}_\text{n}^{240}$  and  $\text{P}_\text{n}^{242}$  nuclei<sup>26</sup>.

References

- 1) V.Emma, S.Lo Nigro, C.Milone  
Lett.Nuovo Cimento 2(1971)117
- 2) V.Emma, S.Lo Nigro, C.Milone  
Lett.Nuovo Cimento 2(1971)271
- 3) V.Emma, S.Lo Nigro, C.Milone  
Boll.SIF 29(1973)72
- 4) S.Notarrigo, F.Porto, A.Rubbino, S.Sambataro, A.Strazzeri, H.Nann  
Nuovo Cimento 14A(1973)403
- 5) S.Notarrigo, F.Porto, A.Rubbino, S.Sambataro, H.Nann  
Boll.SIF 93(1972)8
- 6) S.Notarrigo, F.Porto, A.Rubbino, S.Sambataro  
Boll.SIF 29(1973)76
- 7) V.D'Amico, S.Jannelli, F.Mezzanares, R.Potenza  
Nuovo Cimento 15A(1973)723
- 8) V.D'Amico, G.Fazio, S.Jannelli, F.Mezzanares, R.Potenza  
Nuovo Cimento (to be published)
- 9) N.Arcna, Seb.Cavallaro, V.D'Amico, S.Femind, G.Giardina,  
R.Potenza  
INFN Report.
- 10) A.Agodi, M.Baldo, E.Recami  
Annals of Physics 77(1973)
- 11) V.S.Olkovsky, E.Recami, A.I.Gerasimchuk  
Nuovo Cimento A (to appear)
- 12) R.Mignani, E.Recami  
Nuovo Cimento A14(1973)169; A16(1973)208
- 13) E.Recami  
"I tachioni" in Enciclopedia EST-Mondadori, Annuario 73  
Milano, 1973 p.85

- 14) R.Mignani, E.Recami  
*Lett.Nuovo Cimento* 7(1973)388
- 15) E.Recami, F.Mignani  
*Lett.Nuovo Cimento* 8(1973)110
- 16) E.Recami, R.Mignani  
*Lett.Nuovo Cimento* 8(1973)780
- 17) R.Mignani, E.Recami  
Report IFTUC-PP/376 (Catania, May 1973)
- 18) R.Mignani, E.Recami  
Report IFTUC-PP/381 (Catania, Aug.1973)
- 19) R.Mignani, E.Recami  
Report IFTUC-PP/389 (Catania, Oct.1973)
- 20) E.Recami, R.Mignani  
Report INFN/AE-73/7
- 21) R.Mignani, E.Recami  
Report IFTUC-PP/392 (Catania, Nov.1973)
- 22) R.Mignani, E.Recami  
Report IFTUC-PP/394 (Catania, Nov.1973)
- 23) R.Mignani, E.Recami  
Report IFTUC-PP/401 (Catania, Dec.1973)
- 24) R.Mignani, E.Recami  
*Boll.SIF* 99(1973)102,103,130,131,143 (eight communications)
- 25) F.Catara, J.M.G.Comez  
*Nucl.Physics* A212(1973)85
- 26) M.Di Toro  
"Intermediate Structures in Nuclear Fission"  
Lecture given at the "Extended Seminar on Nuclear Physics"  
ICTP Trieste 17 Sept - 21 Dec.73.

XVI. ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Trieste

ISTITUTO DI FISICA Sperimentale DELL'UNIVERSITA'

TRIESTE (ITALY)

1. - Isobaric Analog States

1.1. Study of the  $T = 3/2$  states in  $^{33}\text{Cl}$  through the  $^{32}\text{S}(\text{p},\text{p})^{32}\text{S}$  reaction.

(U. Abbondanno, M. Lagonegro, G. Pauli, G. Poiani, R.A. Ricci)

The study of the three lowest  $T = 3/2$  states in  $^{33}\text{Cl}$  has been completed, allowing to propose the isospin  $T = 3/2$  for the states at  $E_x = (5556 \pm 12), (6998 \pm 12), (7414 \pm 12)$  keV ( $J^\pi = 1/2^+, 3/2^+$ ,  $5/2^+$  respectively) (<sup>1,2</sup>). The excitation energies of the three levels correspond to an incident proton energy of  $(3370 \pm 1), (4855 \pm 3), (5284 \pm 3)$  keV respectively. The experiments have been performed by using the facilities of the 5.5 MeV accelerator of the "Laboratori Nazionali di Legnaro" (LNL). The elastic excitation function has been analyzed as a superposition of a background scattering (described by a spherical optical model) and of a resonant term (described by a simplified multilevel Breit-Wigner expression) (<sup>3</sup>). A detailed de-

scription of this experiment can be found in refs. 1 and 2.

### 1.2. Gamma decay of the lowest $T = 3/2$ state of $^{33}\text{Cl}$

(U. Abbondanno, M. Lagonegro, G. Poiani, P. Blasi, R.A. Ricci)

A study of the gamma decay of the  $T = 3/2$  states of  $^{33}\text{Cl}$  has been performed by measuring first the gamma decay of the lowest  $T = 3/2$  state ( $J^{\pi} = 1/2^+$ ,  $E_x = (5556 \pm 12)$  keV). The level has been reached by means of the  $^{32}\text{S}(p, \gamma)^{33}\text{Cl}$  reaction, at an energy of the incident proton of 3374 keV. By using large Ge(Li) detectors, the decay has been studied deriving that the  $T = 3/2$  level decays with a branching ratio of 92% to the  $J^{\pi} = 1/2^+$ ,  $E_x = 809$  keV first excited state of  $^{33}\text{Cl}$ , and of 8% to the  $J^{\pi} = 3/2^+$  ground state. The radioactive width has been also determined.

### 2. - $(^3\text{He}, n)$ Reactions

(U. Abbondanno, F. Demanins, M. Lagonegro, G. Nardelli)

The  $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, n)^{26}\text{Si}$  and  $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, n)^{30}\text{S}$  two nucleon stripping reactions were studied at incident energies of  $E_{^3\text{He}} = 4.7$  and  $5.5$  MeV, using the pulsed-beam time-of-flight technique with the singly charged  $^3\text{He}$  beam provided by the 5.5 MeV Van de Graaf accelerator

of the "Laboratori Nazionali di Legnaro". The angular distributions were obtained, in an angular range from  $\Theta = 0^\circ$  to  $\Theta = 150^\circ$  (in the laboratory system), for neutrons from: the ground state ( $J^{\pi} = 0^+$ ), the first-excited state ( $J^{\pi} = 2^+$ ,  $E_x = 1.79$  MeV) and the second-excited state ( $J^{\pi} = 2^+$ ,  $E_x = 2.78$  MeV) of  $^{26}\text{Si}$ ; and for neutrons from: the ground state ( $J^{\pi} = 0^+$ ) and the first-excited state ( $J^{\pi} = 2^+$ ,  $E_x = 2.21$  MeV) of  $^{30}\text{S}$ . The analysis of the data has been made by using the DWBA programme DWUCK, with the assumption that the two-proton transfer could be represented as the transfer to the target of a di-proton, that is by supposing that the two protons act as an unique particle with defined quantum numbers. The contributions of that part of the reaction which proceeds through compound nucleus formation and decay was also taken into account. Relative spectroscopic factors were deduced for the various levels concerned with the measurement. A detailed description of this experiment is in press. (4).

3. - The  $^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{C}$  reaction

(U. Abbondanno, F. Demanins, M. Lagonegro, G. Nardelli)

(From 60 to 63) The elastic scattering of neutrons from carbon was studied in the incident neutron energy range 1.98 to 4.64 MeV. Angular distri-

butions were obtained by means of a neutron time-of-flight spectrometer. Data were taken for eight energies and for thirteen scattering angles. A phase-shift analysis was carried out and a set of phase angles capable of reproducing the elastic data was obtained. An analysis was also made by comparing the experimental data with the calculated differential cross-sections obtained as incoherent sum of direct and compound nucleus reactions. The direct contribution was calculated both with a spherical optical model and with an optical model capable of taking into account the nuclear deformation. The compound nucleus contribution was calculated by means of the statistical theory of the compound nucleus. A satisfactory agreement between measured and calculated quantities was reached (5).

#### 4. - Elastic scattering of fast neutrons by ${}^6\text{Li}$

(F. Demanins, L. Granata, G. Nardelli and G. Pauli)

The angular distributions of the neutrons scattered by  ${}^6\text{Li}$  have been measured, by means of a neutron time of flight spectrometer, for eight values of the incident neutron energy in the interval from 1,98 MeV to 4,64 MeV. The angular distributions have been determined at thirteen angles in the interval from  $30^\circ$  to  $140^\circ$ , in the laboratory frame of reference. The differential and the total elastic cross-sections have been then deduced from the angular distributions.

The experimental data for the elastic scattering obtained in the measurement, have been compared with the results of calculations based upon the optical model and two types of potentials (<sup>6</sup>).

REFERENCES

- (<sup>1</sup>) U. Abbondanno, R. Giacomich, L. Granata, M. Lagonegro, G. Poiani,  
P. Blasi and R.A. Ricci  
*Il Nuovo Cimento* 70A (1970) 391
- (<sup>2</sup>) U. Abbondanno, M. Lagonegro, G. Pauli, G. Poiani and R.A. Ricci  
*Il Nuovo Cimento* 13A (1973) 321
- (<sup>3</sup>) M. Lagonegro and U. Abbondanno  
Report INFN/EE-73/4
- (<sup>4</sup>) U. Abbondanno, F. Demanins, M. Lagonegro and G. Nardelli  
To be published in "Il Nuovo Cimento"
- (<sup>5</sup>) U. Abbondanno, F. Demanins, M. Lagonegro and G. Nardelli  
*Lettere al Nuovo Cimento* 8 (1973) 259
- (<sup>6</sup>) F. Demanins, L. Granata, G. Nardelli and G. Pauli  
Report INFN/EE-73/2.

XVII. LABORATORIO FISICA E CALCOLO REATTORI - CSN CASACCIA ROME (ITALY)

1. The  $^{23}\text{Na}(n,2n)$  cross-section in a fast spectrum

M.Martini, P.Moioli, C.Romanelli

Previously reported inconsistencies between integral and differential measurements for  $^{23}\text{Na}(n,2n)$  reaction suggested a new measurement in the centre of the TAPIRO fast source reactor /1/. For the present work a high purity sodium sample was irradiated in a fast spectrum with an integrated neutron flux of about  $5 \cdot 10^{18}$  nvt.  $^{58}\text{Ni}(n,p)$  and  $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$  reactions were used as integral flux monitors.

Relative to the  $^{58}\text{Ni}(n,p)$  monitor, the  $^{23}\text{Na}(n,2n)$  cross section averaged in a fission spectrum has a value of  $.0043 \pm .0008$  mb and the effective cross section in the energy group above 6.5 MeV is  $.260 \pm .05$  mb.

If the results are expressed in terms of the  $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$  reaction, consistency is found if the Fabry integral data are used /2/, while a 40% discrepancy is observed with the differential data by Simons and McElroy /3/.

References

/1/ U.Farinelli, Proc. of the IAEA Study Group - Meeting of Research Reactor Exp. Technique PL 137/15 (1965).

/2/ A.Fabry, EANDC(E)66 U (1966).

/3/ R.L.Simons, W.N.McElroy, BNWL-1312 (1970).

XVIII. GRUPPO DI RICERCA INFN - ISTITUTO DI SCIENZE FISICHE, UNIVERSITA'  
DI GENOVA (ITALY).

S. Ferroni, G. Ricco, M. Sanzone, G. Rottigni

The group is engaged from about four years on an extensive research program concerning the investigation of the photon-nucleus interactions at intermediate energies through the measurement of the direct photodisintegration and inverse capture cross sections.

The first part of this program, including the measurement of the ( $\gamma, p$ ) cross section in light nuclei using the 100 MeV bremsstrahlung beam of the electrosynchrotron at the University of Torino has been completed (1).

These experiments clearly shown for the first time the direct emission of high momentum nucleons from single particle states and seem to be very interesting for the study of short range correlation between nucleons in the nuclei.

These measurements will be considerably improved using the quasi monochromatic  $\gamma$  ray beam from positron annihilation available in the next future at the CNEN Linear Accelerator Laboratory in Frascati (2). The beam handling system installation has been completed at the Linac by a collaboration between the Nuclear Physics groups of Genova and Frascati (3). Beam test experiments, presently in progress shown a very good agreement with the expected beam features.

Charged particles from nuclear photodisintegration up to 150 MeV will be detected at different angles by a system of scintillation (Na I (Tl)) counter telescopes with an overall energy resolution of about 2% (3).

At higher energies, around the (3/2 3/2) resonance charged reaction products, including  $\pi$  mesons, will be identified by a proper range telescope (3).

Experimental investigations of the inverse  $p\gamma$  reaction at proton energies from 20 to 45 MeV are also in progress at the Cyclotron Laboratory of the University of Milano. The capture  $\gamma$  rays are detected by a Na I (Tl) pair spectrometer (4).

The systematic theoretical interpretation of these data (5) requires very accurate orthogonal single particle wave functions for the initial bound and final scattering nucleon states. An extensive numerical program using realistic non local potential wells has been recently started and preliminary results are now available (6).

References.

- (1) G. Manuzio, G. Ricco, M. Sanzone, L. Ferrero  
Nucl. Phys. A113 (1967) 409.  
-M. Sanzone, G. Ricco, S. Costa, L. Ferrero  
Nucl. Phys. A153, (1970) 401.  
-S. Costa, L. Ferrero, L. Pasqualini, M. Sanzone  
Lettere al Nuovo Cimento 1 (1971) 448.  
-S. Costa, L. Ferrero, L. Pasqualini, E. Mancini  
Lettere al Nuovo Cimento 2 (1971) 665.  
-E. Mancini, G. Ricco, M. Sanzone, S. Costa, L. Ferrero  
Il Nuovo Cimento 15A (1973) 705.
- (2) E. Mancini, M. Sanzone  
Nucl. Instr. and Meth. 66 (1968) 87.
- (3) G. Capitani, E. De Sanctis, S. Faini, C. Guaraldo, R. Malvano,  
G. Ricco, M. Sanzone, R. Scrimaglio.  
Report L.N.F. 72/99, Frascati (1972).
- (4) B. Ziegler, J. Wyckoff, H. Koch  
Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 301.
- (5) G. Rottigni  
L.N.F. 73/5 Frascati (1973).
- (6) S. Gamba, G. Ricco, G. Rottigni  
Nucl. Phys. A213 (1973) 363.

XIX. GRUPPO DI RICERCA CISE-INFN (MILANO, ITALY).

1.  $\alpha$ -emission by pre-compound process in  $(n, \alpha)$  reaction.  
(L. Milazzo-Colli, G.M. Braga-Marcazzan).

It has been shown in a previous work<sup>(1)</sup> that  $\alpha$  particles are emitted by heavy nuclei under neutron bombardment by a pre-compound reaction mechanism. In this work a complete analysis of the existing data on  $(n, \alpha)$  reactions in the mass range  $A > 90$  is made, both  $\alpha$  spectrum and excitation function can be fitted by considering the pre-compound emission and, in lighter nuclei, the statistical evaporation. From the fitting of the absolute value of cross-section data the parameter  $\psi$  is extracted having the physical meaning of the probability for the incoming particle to strike a preformed  $\alpha$ -cluster in the target nucleus.

This work is published in Nucl. Phys. A210, 297 (1973).

2. Preformation probability of  $\alpha$  clusters in nuclei measured by means of  $(p, \alpha)$  reaction.

(L. Milazzo-Colli, G.M. Braga-Marcazzan, M. Milazzo and C. Signorini).

Carrying on a previous research<sup>(2)</sup>,  $(p, \alpha)$  reactions on many elements, in the rare earth region at  $E_p = 18-20$  MeV have been studied. The experiments were performed at the Munich MP tandem Van de Graaf Generator and at the AVF Cyclotron of the University of Milano. The analysis of the spectrum shape angular distribution and cross-section absolute values shows that the dominant

acting mechanism is the pre-compound one, only in some cases a contribution from statistical evaporation is present.

The  $\alpha$  cluster preformation probability in the target nuclei has been extracted and the values obtained are very close to the ones extracted from the analysis of  $(n, \alpha)$  reactions in the same mass region. A peculiar feature of the spectra is the presence of well resolved peaks even at rather high excitation energies, which seems to belong to intermediate structures.

A first set of the experimental results is published in Nucl. Phys. A218, 274 (1973).

Other measurements are in progress.

3. Spontaneous  $\alpha$ -decay: a statistical interpretation.

(R. Bonetti, L. Milazzo-Colli).

$\alpha$ -radioactivity is examined from the point of view of a statistical approach. The radioactive nucleus before decay is considered like a compound nucleus of a reaction before particle emission, having an  $\alpha$ -particle separated in single particle states. Transmission factors are calculated using optical model parameters. An  $\alpha$ -preformation coefficient is introduced whose values are found between 1 and 0.01.

The  $\alpha$ -preformation probabilities as extracted from the analysis of  $(p, \alpha)$  and  $(n, \alpha)$  reaction and radioactivity are reported in fig. 1.

4. Statistical aspects in fission mechanism of actinides.

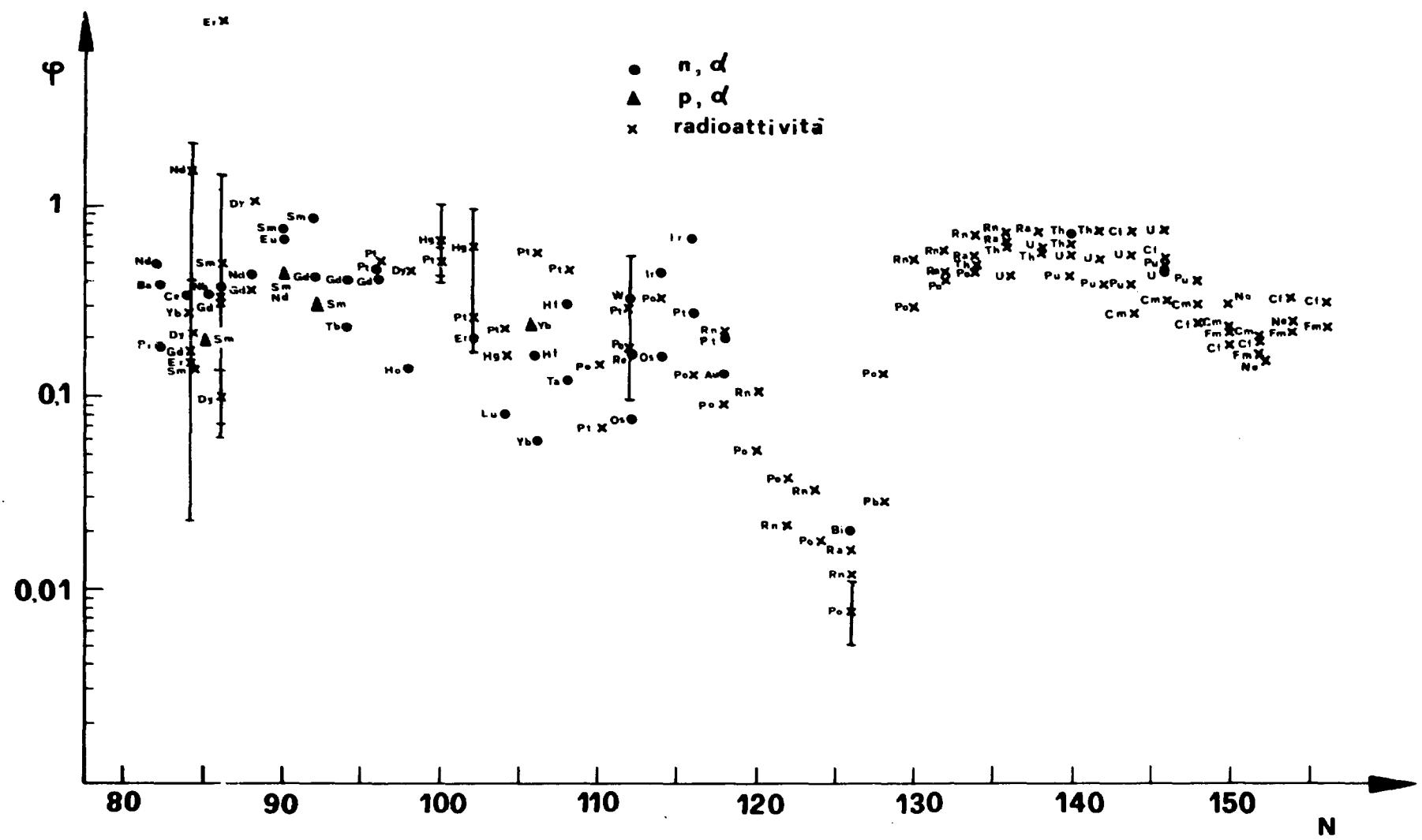
(U. Facchini, G. Pierini, E. Saetta-Menichella).

The late stage of the fission process is studied in the case of low energy fission of actinide nuclei. It is shown, at first, that the average initial temperatures of the fragments are roughly constant for different fragment pairs and that the average angular momenta follow a statistical distribution law. A statistical analysis is then given, where the internal degrees of the fragment pairs are assumed to be in statistical equilibrium, whereas the degrees related to the fragment motion are considered as not being in equilibrium with the internal degrees. The proposed model describes the general properties of fission fragment excitation energies.

This work is published in En. Nucl. 20, 667 (1973).

References.

- (1) L. Colli-Milazzo, G.M. Braga-Marcazzan, Phys. Lett. 38B, 155 (1972).
- (2) L. Colli-Milazzo, G.M. Braga-Marcazzan, M. Milazzo, C. Signorini, Lett. Nuovo Cim. 6, 357 (1973).



XX. GRUPPO DI RICERCA INFN DELLE BASSE ENERGIE DELL'ISTITUTO DI  
FISICA DELL'UNIVERSITA', PAVIA (Italy)

1. Angular distribution and angle-energy correlations of  $^4\text{He}$ ,  
 $^6\text{He}$  and  $^3\text{H}$  particles from  $^{239}\text{Pu}$  thermal fission  
(C. Brera, F. Fossati, C. Petronio, T. Pinelli)

Table I shows the gaussian parameters fitted to the angular distributions of  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  particles with respect to the direction of light fragment.

Table II reports the gaussian parameters of the energy spectra of  $\alpha$ -particles in correspondence of the various angles observed.

The angular distributions of  $^6\text{He}$  and  $^3\text{H}$  particles have been measured for the first time. The characteristics of the results obtained show that the emission of  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  and  $^6\text{He}$  derive from only one mechanism. In addition the angle-energy correlation makes clear that the long-range particles emitted during the ternary fission assume less or more energy according to the emission distance from either fragment. The energy interval observed in the case of tritons is limited from 3.5 to 7 MeV.

TABLE I

Particle	Peak angle (deg)	FWHM (deg)
$^3\text{H}$	$82.5 \pm 1.3$	$30 \pm 3$
$^4\text{He}$	$84.0 \pm 0.7$	$24.0 \pm 0.7$
$^6\text{He}$	$86 \pm 3$	$23 \pm 3$

T A B L E II

$\theta$ (deg)	$\bar{E}_\alpha$ (MeV)	$c_\alpha$ (MeV)
68	16.0 $\pm$ 0.2	3.9 $\pm$ 0.2
78	15.3 $\pm$ 0.1	3.7 $\pm$ 0.1
88	15.4 $\pm$ 0.1	3.3 $\pm$ 0.1
98	16.4 $\pm$ 0.1	3.4 $\pm$ 0.1
118	17.9 $\pm$ 0.3	3.9 $\pm$ 0.3

2. An experimental research on the asymmetry at small angles ( $\theta_{LAB} < 10^\circ$ ) in the elastic scattering of 40 MeV polarized protons on  $^{40}A$  nuclei is being done on the Milan AVF cyclotron using a diffusion cloud chamber. (G. Bendiscioli, A. Gigli Berzolari, E. Lodi Rizzini).

The results are summarized in table I.

T A B L E I

$\Delta \theta_{LAB}$	$A(\theta)$
$1^\circ : 1.25^\circ$	$-0.13 \pm 0.05$
$1.25^\circ : 1.75^\circ$	$-0.12 \pm 0.02$
$1.75^\circ : 2.25^\circ$	$-0.08 \pm 0.04$
$2.25^\circ : 2.75^\circ$	$-0.08 \pm 0.05$
$2.75^\circ : 3.25^\circ$	$-0.10 \pm 0.07$
$3.25^\circ : 4^\circ$	$+0.07 \pm 0.08$
$4^\circ : 6^\circ$	$+0.11 \pm 0.08$
$6^\circ : 9^\circ$	$+0.20 \pm 0.13$

REACTOR CENTRUM NEDERLAND, PETTEN, THE NETHERLANDS

XXI. I. FOM-RCN Nuclear Structure Group

(K. Abrahams)

- 1.1. Neutron Resonance Spins of  $^{235}\text{U}$  (E.R. Reddingius \*) , H. Postma \*\*),  
C. Olson \*\*\*), D.C. Rorer \*\*\*\*) and V.L. Sailor \*\*\*\*\*).

During a stay as guest scientist at the Brookhaven National Laboratory from January 1972 to October 1972, one of the authors (E.R.R.) took part in the experiment reported hereunder. In the first half of 1973 the final evaluation was made and a publication prepared.

Neutron resonance spins of  $^{235}\text{U}$  were determined by measuring the transmission of polarized neutrons through a target with polarized  $^{235}\text{U}$  nuclei. The experiment was performed at the High Flux Beam Reactor of Brookhaven National Laboratory. A beam of polarized neutrons was obtained by Bragg reflection from a magnetized Co-Fe single crystal. The best spectrometer resolution obtained was 0.4 eV at 10 eV neutron energy. The direction of the neutron spin polarization could be reversed. The intensities of the transmitted beam (for parallel as well as antiparallel polarizations of neutrons and nuclei) were measured.

The sample was prepared by pressing 7.8 g uranium monosulfide and an approximately equal amount of lead powder in a die. Uranium enriched to 99.99% in  $^{235}\text{U}$  was used in order to reduce the heat production from  $\alpha$ -decay of  $^{234}\text{U}$  as much as possible. The sample was cooled by adiabatic demagnetization of iron alumn grown in a bundle of copper wires for good heat contact. After adiabatic demagnetization data were taken during about eight hours. During this time the sample warmed up from 0.04 K to slightly above 0.1 K. During the experiments the sample was in an external magnetic field of 28.7 koe.

-----  
\*) FOM-RCN Nuclear Structure Group, Petten (N.H.), The Netherlands;  
until 1 July 1973.  
\*\*) State University of Groningen, The Netherlands.  
\*\*\*) Los Alamos Scientific Laboratory, U.S.A.  
\*\*\*\*) Brookhaven National Laboratory, U.S.A.

Experimentally the transmission effect,  $\epsilon$  was determined.

$$\epsilon = \frac{N_{\uparrow\uparrow} - N_{\uparrow\downarrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\uparrow\downarrow}}, \quad (1)$$

where  $N_{\uparrow\uparrow}$  and  $N_{\uparrow\downarrow}$  are the numbers of counts with parallel and anti-parallel polarizations neutron and nuclei. For low values of the nuclear polarization  $f_N$  and neglecting the influences of spectrometer resolution and neutron depolarization in the sample, the transmission effect can be expressed as

$$\epsilon = -f_n f_N N \sigma t \rho. \quad (2)$$

Here  $f_n$  and  $f_N$  are the degrees of neutron and nuclear polarization,  $N$  is the number of nuclei per  $\text{cm}^3$ ,  $\sigma$  is the neutron capture cross section and  $t$  is the target thickness. The parameter  $\rho$  is  $I/(I+1)$  for a resonance with spin  $J=I+\frac{1}{2}$  and  $\rho$  is  $-1$  for a  $J=I-\frac{1}{2}$  resonance. In practice several resonances contribute to the capture cross section and the spectrometer resolution has to be taken into account. In that case the analysis is more complicated and a computer programme has to be used to analyse the data.

The degree of neutron polarization at the sample position was determined by measuring the transmission effect of an indium sample which was also attached to the sample holder. For  $^{115}\text{In}$  nuclei the degree of nuclear polarization in the external magnetic can be calculated (brute force polarization). The value of  $N \sigma t$  was measured and the  $\sigma$  values are known. Hence  $f_n$  can be estimated using Eq. 2.

The degree of nuclear polarization of the  $^{235}\text{U}$  nuclei can in principle be calculated from the known internal magnetic hyperfine field in US. It can also be estimated from the transmission effects of the most prominent resonances of  $^{235}\text{U}$  using Eq. 2.

In our experiment we obtained  $f_n \approx 0.50$  and  $f_N \approx 0.055$ .

The thickness of the sample was such that  $N \sigma t$  was 1-2 for the most prominent resonances. Inserting these numerical values in Eq. 2 shows that transmission effects of few percent can be expected which are positive or negative depending on the spin of the compound nucleus.

The final results are listed in table I and compared to results from  
a) an earlier experiment with polarized neutrons and polarized  
nuclei [1];

- b) resonance scattering experiments [2,3];
- c) intensity of primary gamma transition experiment [4];
- d) intensity ratio of secondary gamma transition experiment [5].

It is clear that several new spin assignments have been obtained and that the results presented here, compare reasonably well with the results of the experiments mentioned above.

### 1.2. A study of the Cu(n, $\gamma$ ) reaction

(J. Kopecký)

During the last few years the low lying excited states of the odd-odd nucleus  $^{64}\text{Cu}$  have been the subject of several experimental investigations. Inspite of all these efforts, the knowledge of the decay scheme and in particular of the spins is scarce.

In order to extend the spin assignments, the circular polarization of  $\gamma$ -rays from the capture of polarized thermal neutrons has been measured for primary transitions with  $E_\gamma > 5 \text{ MeV}$  and  $I_\gamma > 0.01$ . The results are given in table II for the  $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$  lines and a few strong  $^{65}\text{Cu}(n,\gamma)$  lines. The analysis of 12 primary transitions in  $^{64}\text{Cu}$  yielded 2 unique spin assignments and 8 probable spin values. No correlation between the (d,p) strength and the (n, $\gamma$ ) reduced transition strengths has been found, and a simple explanation in terms of Porter-Thomas fluctuations cannot be excluded for the strong spectra anomaly in the thermal capture. This work has been published in [16].

### 1.3. The $^{50}\text{Cr}(n,\gamma)^{51}\text{Cr}$ reaction

(J. Kopecký)

The analysis of the (n, $\gamma$ ) spectrum from a target enriched to 96.8% in  $^{50}\text{Cr}$  has been completed. The sample was on loan from the Oak Ridge National Laboratory. From 72 transitions ascribed to the  $^{50}\text{Cr}(n,\gamma)^{51}\text{Cr}$  reaction 62 transitions have been placed into a newly constructed decay scheme.

Transition energies, absolute  $\gamma$  intensities, 25 excitation energies, the reaction Q-value ( $9261.7 \pm 0.7 \text{ keV}$ ) and branching ratios have been determined with a higher accuracy than in earlier work. For the 8 strongest primary transitions the measured intensities have been compared with those, calculated in the frame of the valency neutron approach. Shortly the data will be ready for publication.

Table I. Neutron Resonance Spins of  $^{235}\text{U}$

$E_n$	$\epsilon$	J	
		present	previous
0.275	-0.515 $\pm$ 0.025	3	3 <sup>a</sup>
1.14	+0.618 $\pm$ 0.019	4	4 <sup>a</sup>
2.04	-0.88 $\pm$ 0.13	3	3 <sup>c,d,(a)</sup>
3.15	-0.72 $\pm$ 0.14	3	
3.61	+1.61 $\pm$ 0.16	4	
4.85	+1.09 $\pm$ 0.06	4	4 <sup>d,(c)</sup>
6.15	-0.18 $\pm$ 0.05	3	
6.39	+1.39 $\pm$ 0.23	4	4 <sup>d</sup> , 3 <sup>c</sup>
7.08	+0.79 $\pm$ 0.10	4	
8.79	+1.30 $\pm$ 0.13	4 (+30% 3)	3 <sup>b</sup>
9.28	+0.94 $\pm$ 0.14	4	
10.16	+0.51 $\pm$ 0.10	4	
11.67	+0.34 $\pm$ 0.07	4	4 <sup>b,d</sup>
12.39	-1.09 $\pm$ 0.10	3	3 <sup>b,d</sup>
14.0	-1.18 $\pm$ 0.22	3	

- a) Polarized neutrons, polarized nuclei.
- b) Resonance scattering.
- c) Intensity of primary gamma transitions.
- d) Intensity ratio of secondary gamma transitions.

Table II.

Spin determination of  $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{66}\text{Cu}$  levels.

f	$E_x$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$\lambda_n$ c)	d)	Previous $J^\pi$ determinations					$ \alpha $		This work			
					e)	f)	g)	h)	i)	j)	k)	R	$J^\pi$	m)	
$^{64}\text{Cu}$															
1	0	7916	1+3	1 <sup>+</sup>	0 <sup>+-</sup> 3 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	0	0	$\pm 0.02$	-0.10 $\pm 0.02$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	
2	158.8	7756	1+3	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+4</sup> <sup>+</sup>	2 <sup>+(1<sup>+</sup>)</sup>	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+(0<sup>+</sup>1<sup>+</sup>)</sup>	0.17	0.36 $\pm 0.09$	+0.2 $\pm 0.2$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	
3	277.8	7637	1+3	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	2 <sup>+(1<sup>+3</sup><sup>+</sup>)</sup>	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+(0<sup>+</sup>1<sup>+</sup>)</sup>	0.01	0.02 $\pm 0.02$	0	$\pm 0.05$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	
4	344.1	7571	1	1 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	(2 <sup>+0</sup> <sup>+</sup> )	1 <sup>+</sup>	(1 <sup>+</sup> )	2 <sup>+(0<sup>+</sup>)</sup>			0.01 $\pm 0.04$	+0.6 $\pm 0.3$	0 <sup>+1</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	
5	608.6	7307	1	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+4</sup> <sup>+</sup>	2 <sup>+(1<sup>+3</sup><sup>+</sup>)</sup>		2 <sup>+</sup>	0 <sup>+(2<sup>+)</sup>)</sup>	0	0.05 $\pm 0.02$	+0.06 $\pm 0.05$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	
6	662.0	7252	1			3 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	(1 <sup>+</sup> )	1 <sup>+(2<sup>+)</sup>)</sup>		0.08 $\pm 0.02$	-0.8 $\pm 0.2$	1 <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>	
7	738.5	7176	1		2 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+2</sup> <sup>+3</sup> <sup>+</sup>		(2 <sup>+3</sup> <sup>+)</sup>	2 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	0.08	0.08 $\pm 0.02$	+0.07 $\pm 0.13$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	(1 <sup>+</sup> ) <sup>2</sup> <sup>+</sup>	
8	926.6	6988	1+3		1 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>		(1 <sup>+</sup> )	2 <sup>+(0<sup>+</sup>1<sup>+)</sup>)</sup>		0.02 $\pm 0.05$	+0.07 $\pm 0.13$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>	
9	1298.3	6617	1		0 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+</sup>		1 <sup>+</sup>			0.04 $\pm 0.03$	+0.5 $\pm 0.4$	(0 <sup>+)1<sup>+2</sup><sup>+</sup>)</sup>	1 <sup>+</sup>	
10	1522.0	6394	1		0 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	3 <sup>+(2<sup>+1</sup><sup>+)</sup>)</sup>					0.01 $\pm 0.02$	+1.1 $\pm 0.3$	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	
11	1910.1	6010	1		0 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>	1 <sup>+(2<sup>+3</sup><sup>+)</sup>)</sup>					0	$\pm 0.02$	+0.4 $\pm 0.2$	(1 <sup>+)2<sup>+</sup></sup>	(1 <sup>+)2<sup>+</sup>)</sup>
12	2498	5418	2		0 <sup>-4</sup> <sup>-</sup>	2 <sup>-3</sup> <sup>-4</sup> <sup>-</sup>							-0.14 $\pm 0.16$		
$^{66}\text{Cu}$ b)															
1	385.7	6680	1		1 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>							+0.44 $\pm 0.09$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>		
2	465.1	6600	1		1 <sup>+3</sup> <sup>+</sup>							+0.59 $\pm 0.17$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>		
3	1746	5320	1+3									+0.8 $\pm 0.3$	1 <sup>+2</sup> <sup>+</sup>		
4	2026	5042	(1+3)									-0.1 $\pm 0.2$			

a) Ref. <sup>6)</sup>e) Ref. <sup>10)</sup>i) Ref. <sup>13)</sup>m) Proposed value of  $J^\pi$  based upon  
the combination of our results  
with the work e) - i).b) Ref. <sup>7)</sup>f) Ref. <sup>8)</sup>j) Calculated from ref. <sup>14)</sup>c) Ref. <sup>8)</sup>g) Ref. <sup>11)</sup>k) Calculated from ref. <sup>15)</sup>d) Ref. <sup>9)</sup>h) Ref. <sup>12)</sup>l) Based upon R,  $\lambda_n$  and  $\alpha$

#### 1.4. Experimental situation Zn isotopes

(J. de Boer)

Circular polarizations of the three Zn isotopes 64, 66, 68 have been measured and  $\pm 20$  spin assignments can be expected of which 30% are already known. The remaining 70% are new or confirmations.

The single spectrum measurements are difficult to analyse in the low energy region because of the Cd contaminations (300 ppm) in the samples. At this moment the isotopically enriched samples are purified chemically. A part of the single spectra will be remeasured.

A preliminary analysis of the  $^{64}\text{Zn}(n,\gamma)^{65}\text{Zn}$  reaction shows the following results:  $E_x = 0.115 \text{ J}^\pi = 3/2^-$ ,  $E_x = 0.867 \text{ J}^\pi = 1/2^-$ ,  $E_x = 2.20 \text{ J}^\pi = 1/2^-$ ,  $E_x = 2.42 \text{ J}^\pi = 3/2^-$ ,  $E_x = 2.49 \text{ J}^\pi = 1/2^-$ . In fig. 1 the decay scheme is given.

The last three levels are believed to belong to the reaction but the final proof must come from single spectrum measurements.

#### 1.5. The reaction $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)$ with polarized thermal neutrons

(A.M.J. Spits)

A preliminary analysis of the spectra of the circularly polarized  $\gamma$ -radiation following polarized neutron capture in  $^{35}\text{Cl}$ , revealed a discrepancy between the values of the polarization parameter R of some  $\gamma$ -transitions and those found in older, less accurate work performed in Risø on the same reaction [17].

For the level with  $E_x = 1164 \text{ keV}$  the angular correlation coefficients found by Van Middelkoop and Spilling [18] in their angular correlation measurement on the same reaction, is conflicting with the respective R-value ( $R = 0.68 \pm 0.04$ ). Besides, for the level with  $E_x = 2864 \text{ keV}$ , the R-value found ( $R = -0.16 \pm 0.04$ ) excludes the established spin-parity  $J^\pi = 3^-$  if one assumes the capture mechanism to proceed exclusively by way of the well-known negative energy resonance with  $J^\pi = 2^+$ . In order to clarify the situation and further to improve the accuracy of the R-values, the measurement has been restarted, results are not yet available.

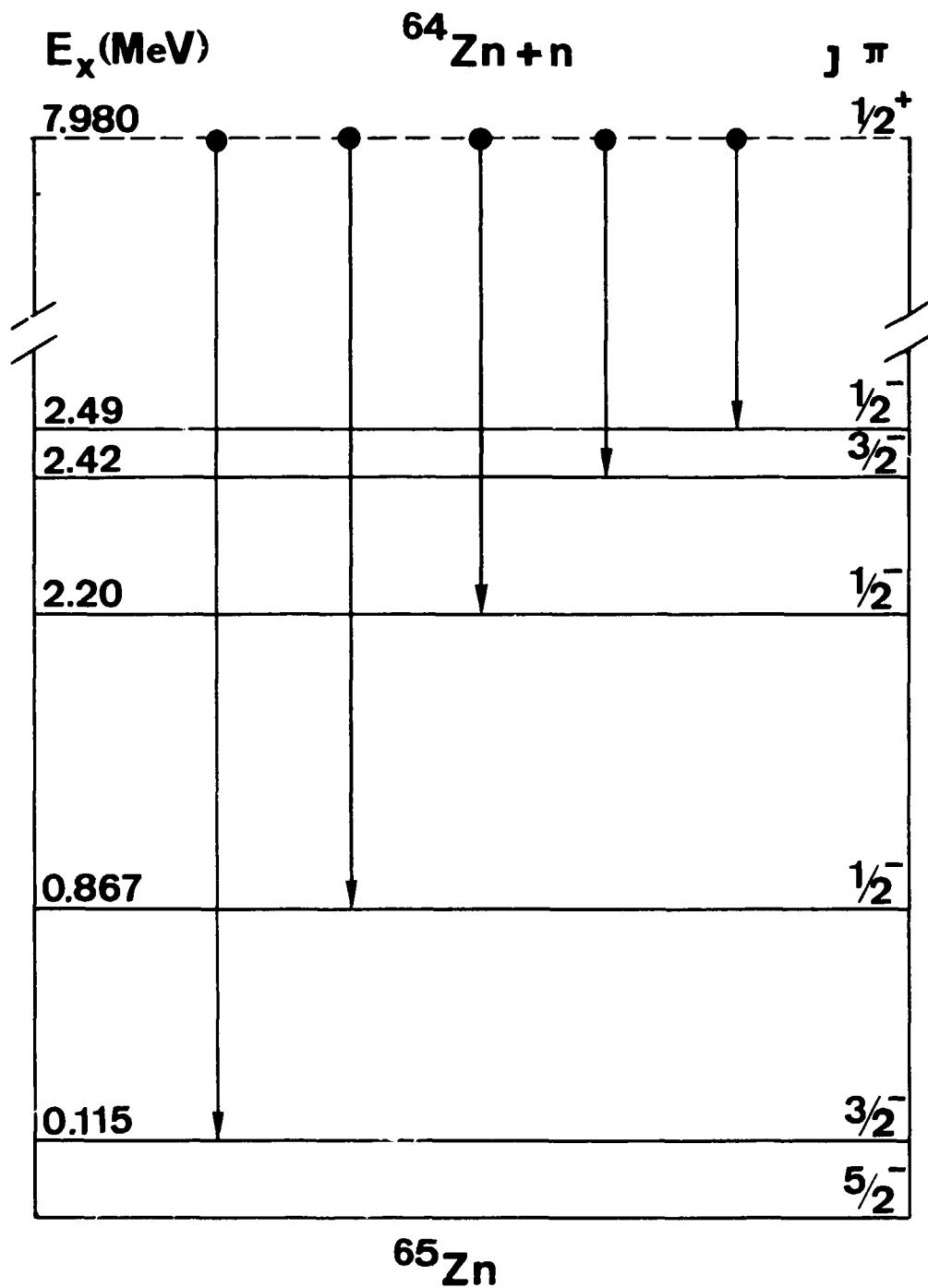


Fig. 1.

### 1.6. The $^{29}\text{Si}(n,\gamma)$ reaction

(A.M.J. Spits)

By analysing single spectra of  $\gamma$ -radiation, resulting from thermal-neutron capture in a silicon-dioxide sample enriched to 95% in  $^{29}\text{Si}$ , the accurate excitation energies (0.14 - 1.5 keV errors) and branchings of 18 levels of  $^{30}\text{Si}$ , were determined. Two new p-states at 9620 keV and 9792 keV were found. From this analysis also the ratio of the thermal capture cross sections of the  $^{28}\text{Si}$  and the  $^{29}\text{Si}$  isotopes could be deduced by normalizing the  $^{30}\text{Si}$   $\gamma$ -ray intensities in such a way that the sum of the primary  $\gamma$ -ray intensities equalled 100. An error of 4% was assumed to be associated with the normalization factor. The ratio  $\sigma_{\text{cap}}(^{28}\text{Si})/\sigma_{\text{cap}}(^{29}\text{Si})$  as following from the  $^{29}\text{Si}(n,\gamma)$  spectrum ( $^{28}\text{Si}$  contaminated) was found to be  $1.70 \pm 0.13$ , whereas the value following from the natural  $\text{Si}(n,\gamma)$  spectrum was  $1.41 \pm 0.17$ . A weighted average of  $1.59 \pm 0.14$  has been adopted. The cross sections were put on an absolute scale by using as targets a mixture of Al and Si and a  $\text{Na}_2\text{SiO}_3$  target.

From the first measurement followed  $\sigma_{\text{cap}}(^{28}\text{Si}) = 156 \pm 23$  mb, the second yielded  $163 \pm 57$  mb, a value of  $157 \pm 21$  mb has been adopted as a final result. A value for  $\sigma_{\text{cap}}(^{29}\text{Si})$  of  $99 \pm 16$  mb follows.

Cross sections used as standards were  $\sigma_{\text{cap}}(\text{Na}) = 536 \pm 8$  mb and  $\sigma_{\text{cap}}(\text{Al}) = 239 \pm 3$  mb from ref. [19]. The capture cross sections of  $^{28}\text{Si}$  and  $^{29}\text{Si}$  given above contradict the values given in the literature [19],  $80 \pm 30$  mb and  $280 \pm 90$  mb, respectively, but are consistent with the literature values of the thermal capture cross section for natural silicon,  $160 \pm 20$  mb [19].

A good correlation between (d,p) strengths and (n, $\gamma$ ) primary reduced widths for the set of nine  $\ell_n(d,p) = 1$  states excited both in the (d,p) and (n, $\gamma$ ) reactions was found, if as reduction factor for the intensities,  $E_\gamma^{-1.3}$  was used instead of the usual one,  $E_\gamma^{-3}$ . This is shown in fig. 2, in which the (d,p) strengths (black lines) compared to the (n, $\gamma$ ) strengths (open lines) for the two cases mentioned. The (d,p) strengths are taken from ref. [20]. This confirms an earlier observation for channel capture in the mass region  $A = 25 - 50$ .

An explanation of this behaviour might be found in an article by Lane and Lynn [21] according to which the partial radiation widths for capture to  $\ell_n(d,p) = 1$  states are proportional to  $E_\gamma$  for potential capture and to  $E_\gamma^2$  for resonance channel capture. (See also par. 1.7. of this report).

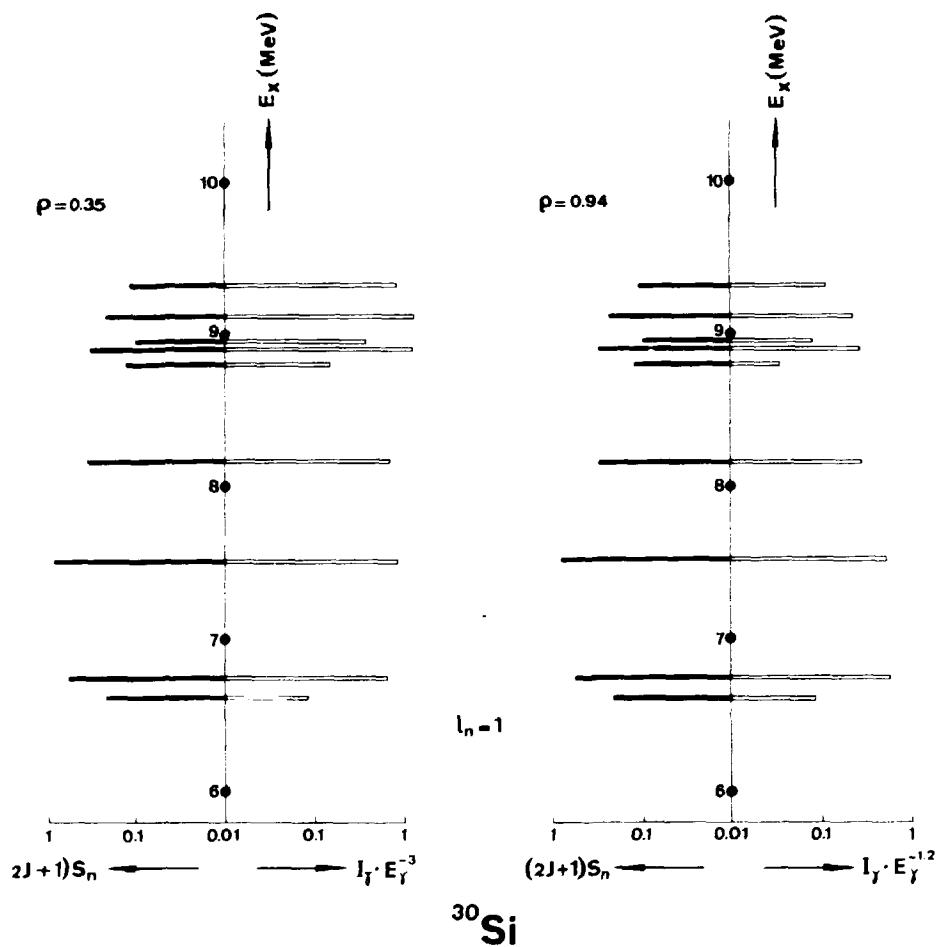


Fig. 2. Comparison of the stripping strengths  $(2J+1)S_n$  of the  $(d,p)$  reaction (black lines) and reduced transition probabilities after thermal-neutron capture (open lines) with respect to  $l_n(d,p) = 1$  levels of  $^{30}\text{Si}$  only.

A circular polarization measurement has given the R-values for three levels of  $^{30}\text{Si}$ . The results are shown in table III. Because of the high correlation coefficient for the sets of reduced  $(n,\gamma)$  and  $(d,p)$  strengths for p-states ( $\rho = 0.94$ ; see fig. 2), the measured polarization R yields for the above levels the relative  $2p_{3/2}$  strengths  $\beta$  as defined by  $\beta = S_{3/2}/(S_{1/2} + S_{3/2})$ , where  $S_{1/2}$  and  $S_{3/2}$  denote the  $2p_{1/2}$  and  $2p_{3/2}$  reduced widths, respectively (see par. 1.8. of this report).

These results can be compared to the predictions offered by a simple shell-model calculation. Two active neutrons outside an inert  $^{28}\text{Si}$  core were considered, one in the  $2s_{1/2}$  or  $1d_{3/2}$ , the other in the  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $2p_{1/2}$  or  $1f_{5/2}$  subshells. In this calculation only the states with odd J have mixed configuration, i.e. the five  $J^\pi = 1^-$  and the five  $J^\pi = 3^-$  states (there is only one  $J^\pi = 5^-$  state). A part of the results is presented in table IV. It is seen that most of the  $2p_{3/2}$   $J = 1$  strength is concentrated in the level situated at  $E_x = 6.46$  MeV (experimentally this is the  $E_x = 6.74$  MeV level) whereas the  $2p_{1/2}$  strength is distributed over three or more levels.

The same is predicted by the "sum rule" as derived by Abrahams [22] and applied to the results of table III, as well as by the fact that the weighted spectroscopic factors for the  $^{29}\text{Si}(n,\gamma)$  reaction summed over the candidates for the  $(2s_{1/2}2p_{1/2})$  doublet ( $J^\pi = 1^-$  and  $0^-$ ) do not yield the  $(d,p)$  spectroscopic factor for the "parent" state in  $^{29}\text{Si}$ , i.e. the  $E_x = 6.38$  MeV level.

Table III. Circular-polarization results for  $^{30}\text{Si}$  bound levels

$E_x$ <sup>a)</sup> (MeV)	$I_\gamma$ <sup>a)</sup> (%)	$\eta_n$ <sup>b)</sup>	R <sup>c)</sup>	$n1j$ circ.pol. <sup>d)</sup>	$J^\pi$
6.74	30±3	1	-0.41±0.08	$2p_{3/2} [\beta > (0.94 \pm 0.06)]$	1 <sup>-</sup> e)
7.51	23±2	1	-0.36±0.08	$2p_{3/2} [\beta > (0.91 \pm 0.06)]$	(1,2) <sup>-</sup> f)
8.16	7.3±0.6	1	+0.57±0.35	$2p_{1/2} [\beta < (0.3 \pm 0.2)]$	1 <sup>-</sup> g)

- a) The excitation energy of the level is denoted by  $E_x$  and the intensity of the primary transition to this level by  $I_\gamma$ .
- b) Ref. [20].
- c) The possibility of a systematic error resulting from depolarization of the beam through scattering from hydrogen is not accounted for.
- d) Here  $\beta$  stands for the relative  $2p_{3/2}$  strength defined by  $S_{3/2}(S_{1/2}+S_{3/2})$  and is calculated from the formula  $\beta = (2-2R)/3$ .
- e) Ref. [23].
- f) Based upon  $\eta_n$  and R.
- g) Based upon  $\eta_n$ , R and the existence of a ground-state transition.

Table IV. Comparison of experimental and theoretical parameters  
for  $J^\pi = 1^-$  states of  $^{30}\text{Si}$ .

Experiment		Theory			
$J^\pi$	$E_x$ (MeV)	Main configuration	$E_x$ (MeV)	$S_{3/2}$ <sup>a)</sup>	$S_{1/2}$ <sup>a)</sup>
(1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup> )	10.20	(1d <sub>3/2</sub> 2p <sub>1/2</sub> ) <sub>J=1</sub>	10.39	0.005	0.010
(1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup> )	9.79	(1d <sub>3/2</sub> 1f <sub>7/2</sub> ) <sub>J=1</sub>	9.62	0.04	0.22
(1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup> )	9.62				
(1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup> )	8.95	(1d <sub>3/2</sub> 2p <sub>3/2</sub> ) <sub>J=1</sub>	8.91	0.01	0.37
(1, 2) <sup>-</sup>	8.90				
1 <sup>-</sup>	8.16	(2s <sub>1/2</sub> 2p <sub>1/2</sub> ) <sub>J=1</sub>	8.50	0.22	0.33
1 <sup>-</sup>	6.74	(2s <sub>1/2</sub> 2p <sub>3/2</sub> ) <sub>J=1</sub>	6.46	0.73	0.07

a) Relative strengths of the  $2s_{1/2}$   $2p_{3/2}$  and  $2s_{1/2}$   $2p_{1/2}$  components,  
respectively.

b) The two possibilities are listed.

### 1.7. The (d,p)-(n, $\gamma$ ) correlations in the mass range A = 24 - 80

(J. Kopecký, K. Abrahams, F. Stecher-Rasmussen and A.M.J. Spits)

For potential and channel capture of thermal neutrons the partial cross section  $\sigma_f^p$  to the p-states is proportional to the (d,p) single particle width  $\theta_f^2$  and  $\gamma$ -transition energy  $E_\gamma$ :

$$\sigma_f^p = C \theta_f^2 \left[ E_\gamma + AE_\gamma^2 + BE_\gamma^{1.5} \right]. \quad (3)$$

According to Lane and Lynn [21], the first term originates from the potential capture, while the other two terms represent the channel capture and its interference with potential capture, respectively.

Consequently in a correlation analysis the partial cross section should be generally reduced with the energy dependent factor of formula (3), instead of  $E_\gamma^3$  as hitherto has been used. A good approximation for this factor is  $E_\gamma^{-k}$ , where for k holds  $1 \leq k \leq 2$ . In fact Spits [24] observed, that  $k \sim 1.2$  is a good choice for the light nuclei and suggested a general dependence of the reduced matrix element in the Weisskopf estimate.

The properly reduced correlation coefficient  $\rho$  is plotted versus A in fig. 3. The thick and thin bars represent pure statistical errors, and combined statistically with sample size errors, respectively. For k a compromise value 1.5 has been chosen, which especially for  $A < 50$  gives a significant improvement over  $k = 3$ .

Except for  $^{51}\text{Ti}$ ,  $^{57,59}\text{Fe}$  and  $^{63}\text{Ni}$  the correlation is significant below  $A \sim 69$  for all odd -A product nuclei. For heavier nuclei the correlation disappears.

Generally the even -A product nuclei are much less correlated, which is in accordance with the theory. In fig. 4 the correlation coefficient  $\rho$  ( $k = 1.5$ ) is plotted versus the fraction of  $\sigma_{n,\gamma}$  to the p-states  $\sigma_{n\gamma}^{2p} = \sum_f \sigma_f^{2p}$ . The correlation is high only for low A-values and low cross sections, where the potential capture seems to be probable.

Four nuclei ( $^{44}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Mn}$  and  $^{58}\text{Fe}$ ) are exceptions to this rule and they are likely candidates for channel capture. The drawn line in fig. 4 shows the  $(\rho, \sigma_{n\gamma}^{2p})$  dependence under the assumption, that the function of  $\sigma_{n\gamma}^{2p}$  below 0.56 is always connected to pure potential capture.

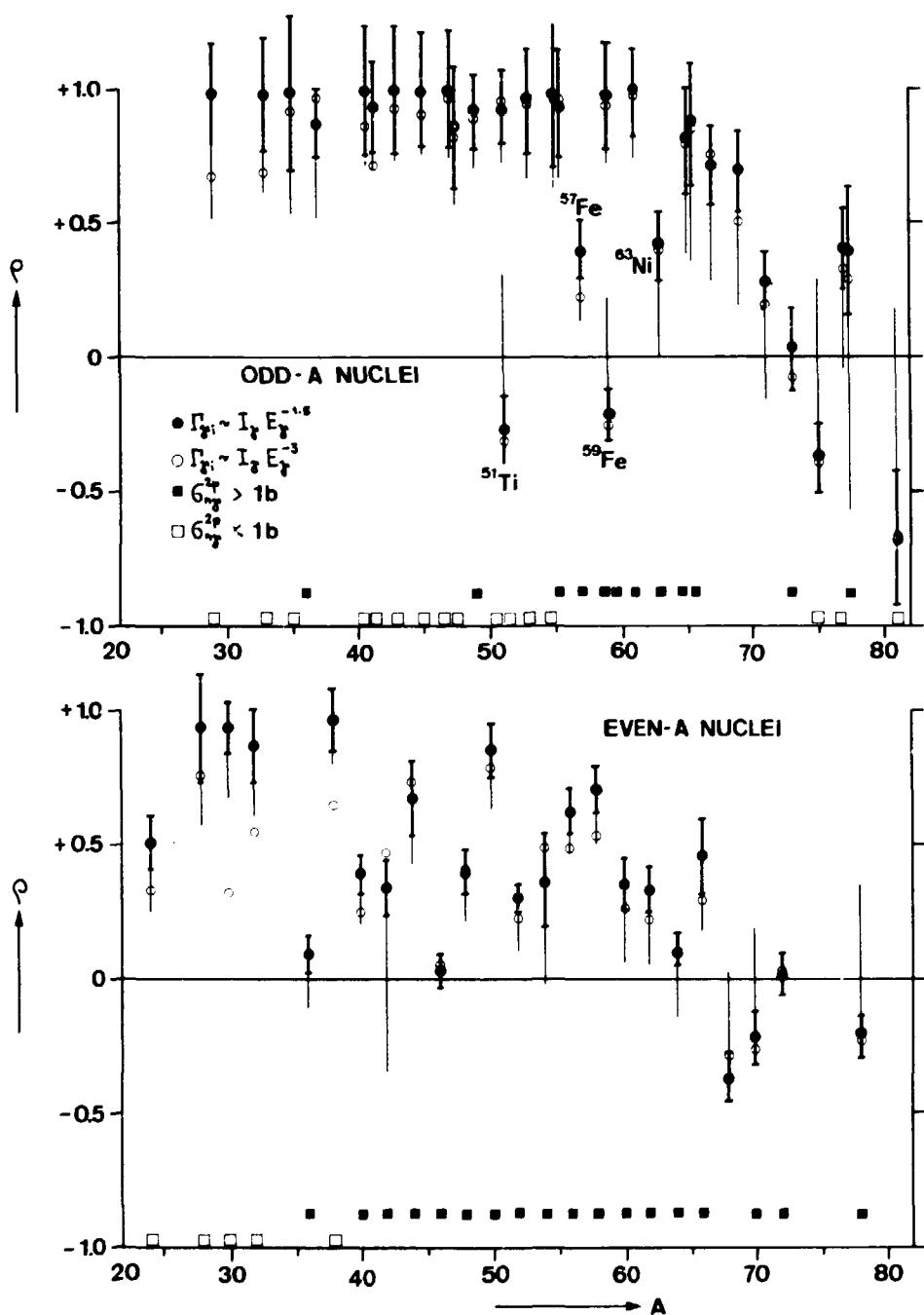


Fig. 3.

The correlation coefficient  $\rho$  plotted versus  $A$ .

The thick and thin bars represent pure statistical errors,  
and combined statistical with sample size errors, respectively.

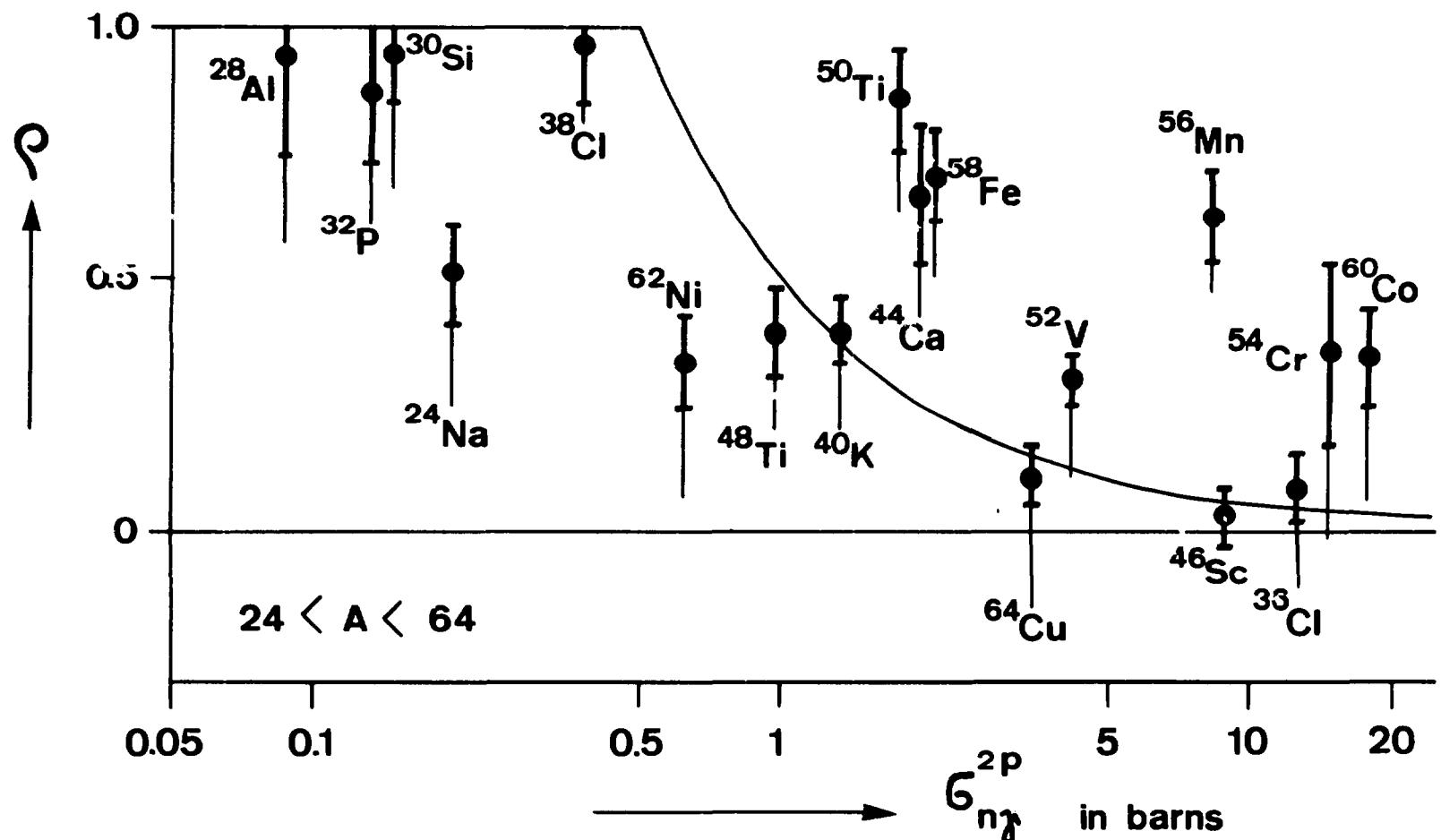


Fig. 4. The correlation coefficient  $\rho$  ( $k=1.5$ ) plotted versus the fraction of  $\sigma_{n,\gamma}^{2p}$  to the p-states  $\sigma_f^{2p} = \sum \sigma_{n,\gamma}^{2p}$ . The drawn line shows the  $(\sigma_{n,\gamma}^{2p})$  dependence under the assumption, that the function of  $\sigma_{n,\gamma}^{2p}$  below 0.56 is always connected to pure potential capture.

Seven significantly correlated nuclei ( $^{28}\text{Al}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{38}\text{Cl}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{56}\text{Mn}$  and  $^{58}\text{Fe}$ ) have been studied in more detail (see e.g. fig. 2 of par. 1.6.). It has been shown for all nuclei studied, that the transitions to the higher energy levels are responsible for the effect. A letter publication is being considered.

1.8. The  $(n,\gamma)$  channel spin interference and the structure of p-states in even A nuclei

(K. Abrahams, J. Kopecký and F. Stecher-Rasmussen)

Interference of channels with spin  $J_c = J_t \pm \frac{1}{2}$  has been found for capture of slow neutrons (K. Abrahams, contribution A21, Budapest Conf. 1972). For example in case of polarized neutron capture the extreme value R of the circular polarization of the emitted dipole radiation is defined by:  $4R-1 = 3\cos(2r+f)$ . Here  $\alpha = \cos^2 r$  is the relative rate of the transition, which proceeds via channel spin  $J_c = J_t \pm \frac{1}{2}$ , and the phase factor f is determined by the spins  $J_t$  and  $J_f$  of target and final state. The function R( $\alpha$ ) is an ellips ranging from -0.5 to +1.0.

If the reduced  $(n,\gamma)$  strength is highly correlated with the  $(d,p)$  spectroscopic factor for p levels, it can be shown that:  $\cos(2r+f) = (S_{1/2} - S_{3/2}) / (S_{1/2} + S_{3/2})$ . Here  $S_{1/2}$  and  $S_{3/2}$  are the  $p_{1/2}$  and  $p_{3/2}$  spectroscopic factor. In this case R does no longer depend on the spins  $J_t$ ,  $J_c$  and  $J_f$ . For all nuclei, with a good  $(d,p)-(n,\gamma)$  correlation,  $S_{1/2}$  and  $S_{3/2}$  can be derived for final p-states from the measured R values. Such a measurement can be used to estimate the spin orbit splitting for even A nuclei. This is demonstrated in figures 5 and 6 for some nuclei, which have been measured by the FOM-RCN Nuclear Structure Group.

For the odd-odd nucleus  $^{56}\text{Mn}$  the first  $p_{\frac{1}{2}}$  level appears rather close to the ground state, just as for the odd A nuclei in this mass region. Another group of  $p_{\frac{1}{2}}$  levels is found at higher excitation energy, just as for the odd A nuclei. For all measured odd N nuclei in the mass region  $48 < A < 62$  such a  $p_{1/2} - p_{3/2}$  doublet has been found.

An even more convincing example is the even-even nucleus  $^{58}\text{Fe}$ , for which the relative  $p_{1/2}$ - and  $p_{3/2}$ -strengths have been determined for 15 levels. The figures show that the  $p_{1/2}$  levels appear 1-2 MeV above the strongest  $p_{3/2}$  level.

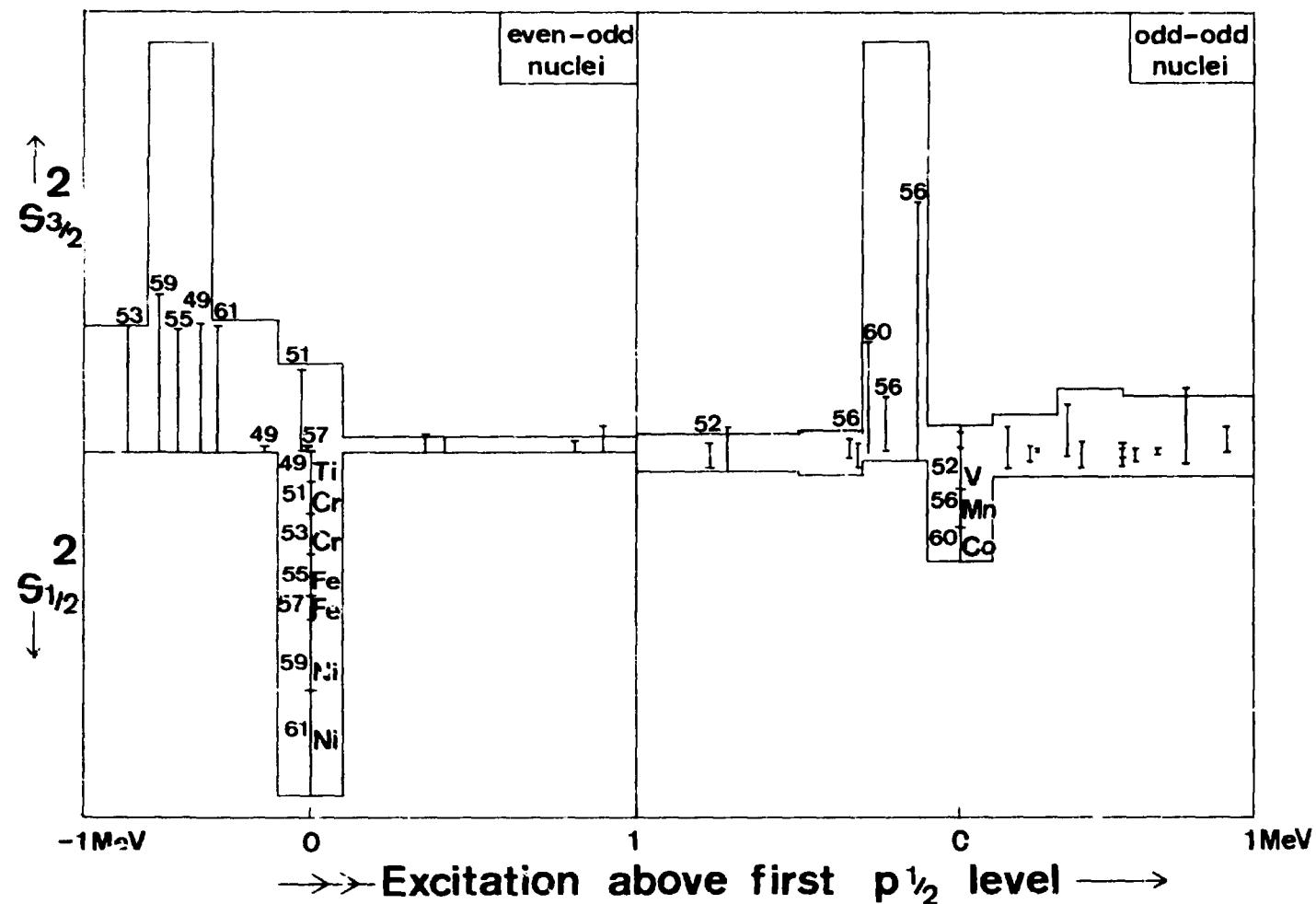


Fig. 5.

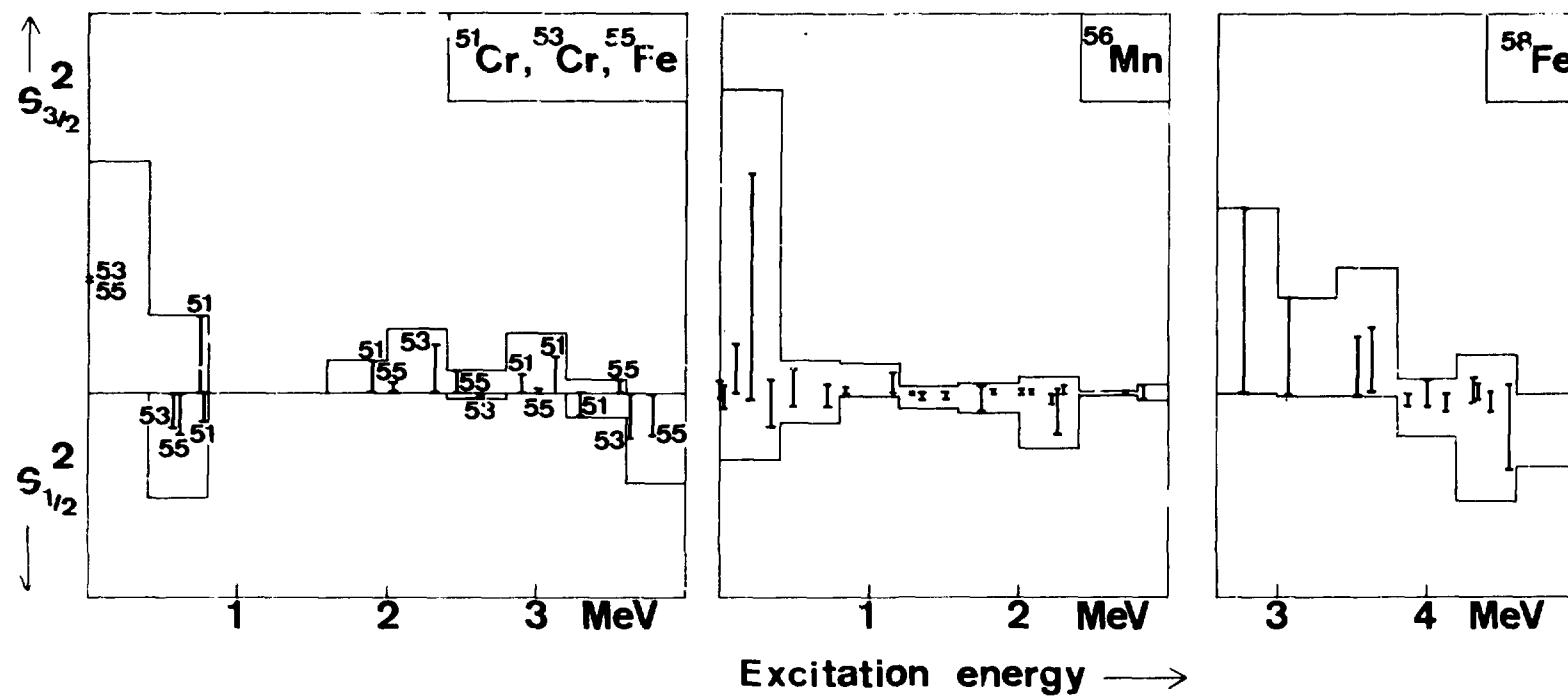


Fig. 6.

1.9. An improved system of neutron mirrors for producing an intense beam of polarised thermal neutrons.

(F. Stecher-Rasmussen)

A study is being made of the possibility to increase the flux of polarised thermal neutrons emerging from a focussing system of magnetized neutron mirrors. At present such a system is placed in front of a beam tube of the High Flux Reactor at Petten giving a flux of  $3 \times 10^7$  n/cm<sup>2</sup> s on the sample.

It is being investigated now to install such a mirror system in the thermal column of the HFR. According calculations based on the present experiences a flux of  $3 \times 10^8$  n/cm<sup>2</sup> s, so an increase with respect to the present system with a factor of 10, is expected. A design is being made and mirror materials are being tested now. It is expected that the new system will be in operation before the end of 1975.

References

- [1] R.I. Schermer et al., Phys. Rev. 167 (1968) 1121.
- [2] F. Poortmans et al., Proc. 2nd Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki (1970) 449.
- [3] F.B. Simpson et al., Nucl. Phys. 164 (1971) 34.
- [4] W. Kane, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 953.
- [5] F. Corvi et al., Nucl. Phys. 203 (1973) 145.
- [6] P. Holmberg, P. Passi and R. Rieppo, Comment. Phys. Math. 41 (1971) 311.
- [7] E.B. Sherra and H.H. Bolotin, Phys. Rev. 169 (1968) 940.
- [8] Y.S. Park and W.W. Dachnick, Phys. Rev. 180 (1969) 1082.
- [9] G.A. Bartholomew and J. Vervier, Nucl. Phys. 50 (1964) 209.
- [10] S.A. Hjorth and L.H. Allen, Arkiv för Fysik 33 (1966) 207.
- [11] C.C. Wellborn, R.P. Williams and S.G. Buccino, Phys. Rev. C3 (1971) 167.
- [12] W.F. Davidson, P.J. Dallimore and J. Hellström, Nucl. Phys. A142 (1970) 167.
- [13] W.T. Bass and P.H. Stelson, Phys. Rev. C2 (1970) 2154.
- [14] G.F. Achampong, Univ. of California report, UCRL-50504, 1968.
- [15] W.E. Stein, B.W. Thomas and E.R. Rae, Phys. Rev. C1 (1970) 1468.
- [16] J. Kopecký, F. Stecher-Rasmussen, K. Abrahams, Nucl. Phys. A215 (1973) 54.
- [17] J. Kopecký and E. Warming, Nucl. Phys. A127 (1969) 385.
- [18] G. van Middelkoop and P. Spilling, Nucl. Phys. 77 (1966) 267.
- [19] J.D. Stehn et al., Brookhaven National Lab. Report, BNL-325, 2nd suppl. (1964).
- [20] H. Mackhet al., Nucl. Phys. A202 (1973) 497.
- [21] A.M. Lane and J.E. Lynn, Nucl. Phys. 17 (1960) 586.
- [22] K. Abrahams, Proc. Conf. on nuclear structure studies with neutrons, Budapest, 1972, p. 42.

- [23] R.D. Symes et al., Nucl. Phys. A167 (1971) 625.
- [24] A.M.J. Spits, Proc. Conf. on nuclear structure studies with neutrons, Contribution D-13, Budapest, 1972.

Publications in 1973

1. J. Kopecký, F. Stecher-Rasmussen and K. Abrahams, Nucl. Phys. A215 (1973) 54. The Cu(n, $\gamma$ ) reaction.
2. J. Kopecký, K. Abrahams and F. Stecher-Rasmussen, Nucl. Phys. A215 (1973) 45. The  $^{57}\text{Fe}(n,\gamma)$  reaction.
3. K. Abrahams, J. Kopecký and F. Stecher-Rasmussen. The (n, $\gamma$ ) channel spin interference and the structure of p-states in even A nuclei. Proceedings of the Intern. Conference on Nuclear Physics, Munich 1973, p. 636.
4. J. Kopecký, K. Abrahams and F. Stecher-Rasmussen, The (d,p)-(n, $\gamma$ ) correlations in the mass range A = 24 - 80. Proceedings of the Int. Conf. on Nuclear Physics, Munich 1973, p. 523.
5. A.M.F. Op den Kamp, Nucl. Phys. A209 (1973) 170. Circular polarization and gamma-gamma angular correlation measurements in the  $^{39}\text{K}(n,\gamma)^{40}\text{K}$  reaction.
6. A.M.J. Spits and J.A. Akkermans, Nucl. Phys. A215 (1973). Investigation of the reaction  $^{37}\text{Cl}(n,\gamma)^{38}\text{Cl}$ .
7. E.R. Reddingius, J.J. Bosman and H. Postma, A study of the  $^{59}\text{Co}(n,\gamma)$  reaction with polarized neutrons and polarized nuclei. Nucl. Phys. A206 (1973).
8. A.M.F. Op den Kamp, Investigation of thermal-neutron capture in  $^{39}\text{K}$ . Thesis Utrecht (1973).

2. RCN Reactor Physics Group

2.1. Integral measurements of fission product cross sections  
(J.B. Dragt et al.)

2.1.1. Experiments

The project is aimed at integral measurements and analysis of fission product cross sections in the STEK critical facility at Petten (ref. [1] and [2]). During the first half of 1973 some previous cores were rebuilt for some supplementary experiments. From the end of August to early October measurements have been made in the core with the hardest neutron spectrum obtained in STEK, the STEK-500 core. In spite of the very limited time available, due to the fact that the reactor had to be closed down for financial reasons at October 3rd, reactivity worth measurements with a large fraction of the available samples and the most important central neutron spectrum measurements could be completed. The result of the STEK experiments are measured central reactivity worths for about 60 different fission product isotopes and a few mixtures in five different fast neutron spectra, which were also measured by several techniques.

A cooperation with CEA, France, on fission product capture in fast reactor spectra, which started in mid 1972, was formalized by an "Accord de Collaboration" in spring 1973.

2.1.2. Pseudo fission product group cross sections

As agreed upon in the Debenelux cooperation, cross sections of mixtures of fission products have been produced by mid 1973 as an intermediate result. For the SNR-300 calculations group cross sections for the mixtures of fission products - "pseudo fission products" - of the isotopes  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  after a burnup of 50.000 MWd/tcn metal are needed. The compositions of these pseudo fission products were obtained by a burn-up calculation. Cross sections were calculated on the basis of the 26 group (ABBN scheme) RCN-1 set for 75 fission product isotopes (ref. [3]). Also error calculations have been performed for this set.

(ref. [4]), by taking into account the uncertainties in the underlying nuclear parameters. Also errors due to uncertainties in the number of levels per energy group, Porter-Thomas fluctuations and errors in the model - both systematic and statistical - were estimated for the cross sections in the statistical region (above about 1 keV). The error calculations resulted in covariance matrices for each fission product mixture, including the correlations between different mixtures (see par. 2.1.5.). The group cross sections have been compared with several other sets. An example is given in fig. 1, where the deviations of four different sets with respect to RCN-1 are compared with one standard deviation of the RCN-1 set. Agreement is reasonably satisfactory, although this appeared to be due to a certain extent to cancellation of errors: the agreement for isotopic cross sections is far less, and the RCN-1 set seems inadequate for several of the separate isotopes, which necessitates an improved evaluation (RCN-2, see par. 2.1.6.).

#### 2.1.3. Neutron spectrometry

Since an accurate knowledge of the central neutron spectrum is indispensable for the interpretation of the reactivity worth measurements, several neutron spectrometry techniques have been applied, which have been and are being intercompared with others at Mol (ref. [5]). Final analyses are not yet completed, but fig. 2 gives an impression of present results for four STEK cores (STEK-500 is not yet available).

#### 2.1.4. Integral sample reactivity worths

The pseudo fission product cross sections have been checked by comparing calculated reactivity worths on the basis of the RCN-1 set with experimental results obtained in four STEK cores for three different mixtures, resembling the actual mixtures of a reactor, two of them obtained from burned fuel (HFR-1 and -2) and one from simulation (KFK). The quantity of interest is the normalized (with  $^{252}\text{Cf}$  source and  $^{235}\text{U}$  fission rate) reactivity worth, corrected for finite sample size and inelastic scattering contribution, viz. (in common notation)

$$-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)_{\text{capture}} = \frac{\int \sigma_c(E) \phi(E) \phi^+(E) dE}{\int \sigma_{f, U5}(E) \phi(E) dE \cdot \int \chi_{\text{Cf}}(E) \phi^+(E) dE},$$

where  $\sigma_c(E)$  is the fission product capture cross section of the mixture per fissioned atom. A summary of results (more details give ref. [6], [7] and [8]) is presented in table 1. A statistical test, which takes correlations between various errors properly into account, indicates a good consistency between calculation and experiment.

#### 2.1.5. Adjusted group cross sections

The fair agreement resulted in pretty small adjustments in the group cross sections of both integral samples and pseudo fission product mixtures, when the statistical adjustment technique is applied. For this adjustment the existing correlations between all group constants of all mixtures concerned (measured samples and pseudo fission products) were calculated, using the error calculation scheme mentioned in par. 2.1.2. Integral quantities, calculated from the adjusted set, appear to be slightly more accurate than from unadjusted data.

#### 2.1.6. Isotopic reactivity worths and cross sections

Final interpretations of reactivity worths of isotopes have not yet been completed. Only a few tentative conclusions could be given (see [7]). The problem of correcting for finite sample size has not yet been solved completely for these measurements.

Much work has been done and is still being done on the RCN-2 evaluation of fission product cross sections. It is based on very recent resonance parameters at low energy and on Hauser-Feshbach theory with optical model transmission coefficients in the statistical energy region. There exist close contacts with other groups working on the same problems (e.g. Italy, U.S.A., Japan) and an intercomparison of codes for a sample problem is underway. The evaluation is primarily aimed at capture and inelastic point cross sections, with some other cross sections as a by-product.

#### 2.1.7. Completion of the programme

It is expected that the first half of 1974 will be needed for the final evaluation of all spectrum measurements and solving some discrepancies, which have been found, for calculating the effect on reactivity worths of finite sample sizes and for setting up the RCN-2 cross section codes.

After that, in the second half of 1974 and early 1975, all isotopes (nearly 60) will be analyzed one-by-one, in a certain order of practical interest, which was agreed with Interatom. In the meantime some indications of the trends with respect to the results of mid 1973 on pseudo fission products will be given.

Reference

- [1] Bustraan, M. et al., STEK, the fast-thermal coupled facility of RCN at Petten, RCN-122 (1970).
- [2] Klippel, H.Th. and J. Smit, The coupled fast-thermal critical facility STEK, RCN-206 (1974).
- [3] Lautenbach, G., Calculated neutron absorption cross sections of 75 fission products, RCN-191 (1973).
- [4] Dragt, J.B. and H. Gruppelaar, Error analysis of neutron capture group cross sections for fast reactors applied to fission products, RCN-192 (1973).
- [5] Bluhm, H. et al., Intercomparison of differential neutron spectrometry techniques in the Mol- $\Sigma\Sigma$  fast assembly, KFK-1658 = RCN-172 = BLG-471 (1972).
- [6] Bustraan, M. et al., Experiences with STEK: Derivation of fission product cross sections and their improvement by statistical adjustment using sample reactivity worths, Paper at the International Symposium on Physics of Fast Reactors, Tokyo, October 1973.
- [7] Bustraan, M., Integral determination of neutron absorption by fission products, Paper at the IAEA panel on fission product nuclear data, Bologna, November 1973.
- [8] Gruppelaar, H. et al., RCN-1 pseudo fission-product capture group cross sections, RCN-205 (1974).

Publications in 1973

1. E.K. Hoekstra (comp.), Fast Reactor Programme. First Quarter 1973, Progress Report. RCN-187 (1973).
2. E.K. Hoekstra (comp.), Fast Reactor Programme. Second Quarter 1973, Progress Report. RCN-190 (1973).
3. E.K. Hoekstra (comp.), Fast Reactor Programme, Third Quarter 1973, Progress Report. RCN-199 (1973).
4. E.K. Hoekstra (comp.), Fast Reactor Programme, Fourth Quarter 1973, Progress Report. RCN-... report to be published.
5. M. Bustraan et al., Experiences with STEK: Derivation of fission product cross sections and their improvement by statistical adjustment using sample reactivity worths. Int. Symp. on Physics of Fast Reactors, Tokyo, 1973, Paper B26.
6. M. Bustraan, Integral determination of neutron absorption by fission products. IAEA Panel on Fission Product Nuclear Data, Bologna, 1973, Review Paper no. 14.
7. G. Lautenbach, Calculated neutron absorption cross sections of 75 fission products, RCN-191 (1973).
8. J.B. Dragt and H. Gruppelaar, Error analysis of neutron capture group cross sections for fast reactors, applied to fission products, RCN-192 (1973).
9. H. Gruppelaar, Need of Nuclear Level Schemes for Calculated Cross Sections of Fission Product Nuclei. Nuclear data in science and technology, Vol. I, IAEA, Vienna, 1973, 553.
10. H. Gruppelaar (comp.), RCN-1 Pseudo Fission-Product Capture Group Cross Sections. To be published as RCN-205.
11. H.Th. Klippe and J. Smit, The Coupled Fast-Thermal Critical Facility STEK. To be published as RCN-206.

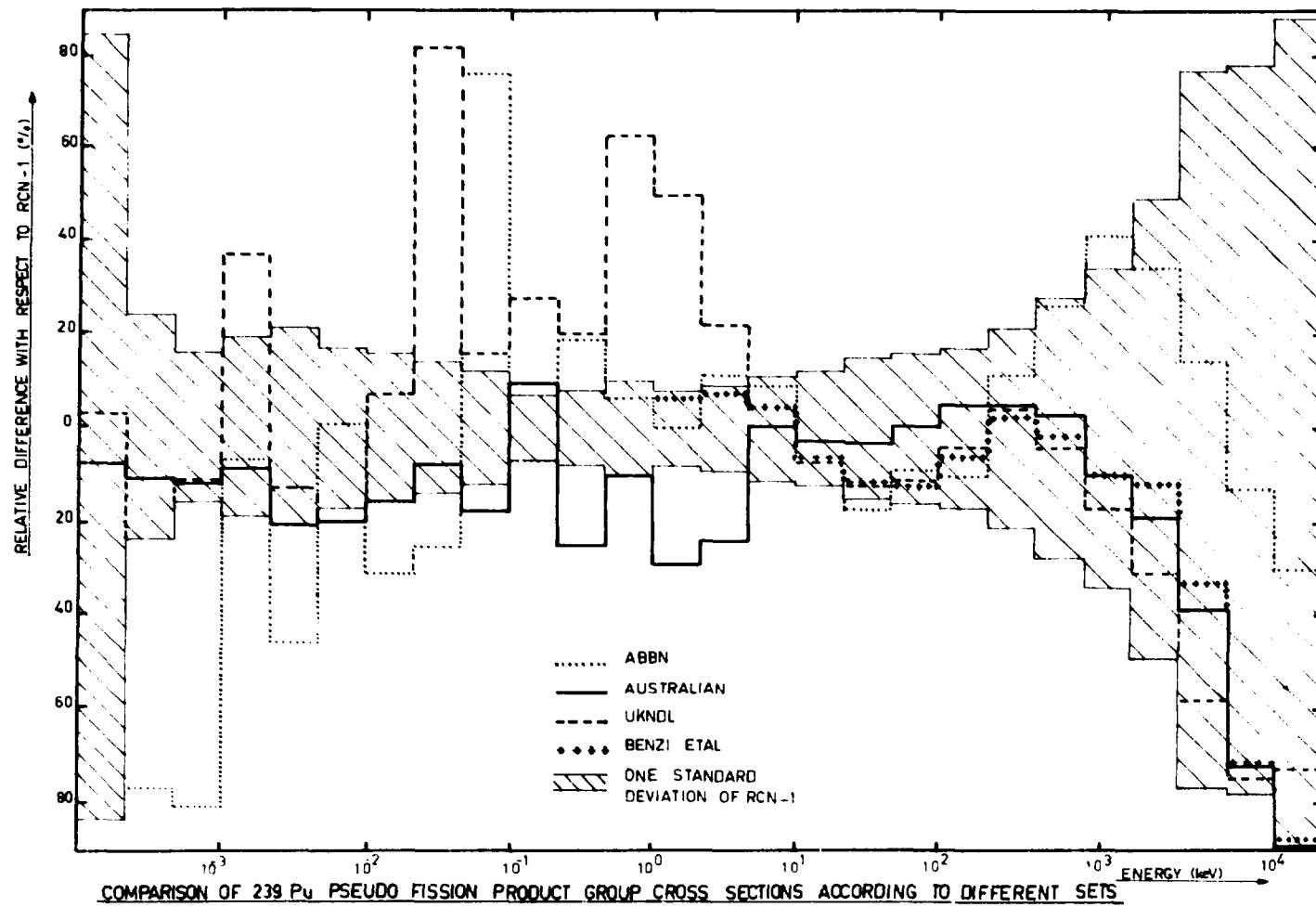
TABLE I.  
REACTIVITY WORTHS IN STEK

STEK CORE	SAMPLE	$-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$ capture		ERRORS(%)				
		EXP.	CALC.	UNCORR.	COMP.	CORE	CORR.	X-SECT
4000	HFR-101	.50	.47	3	4	8	3	4
	HFR-102	.56	.49	4	4	8	3	4
	KFK	.63	.68	3	0	8	2	5
3000	HFR-101	.40	.36	3	5	7	3	5
	HFR-102	.45	.37	5	6	7	3	5
	KFK	.43	.46	1	0	7	3	6
2000	HFR-101	.34	.30	3	6	6	4	7
	HFR-102	.41	.31	6	7	6	4	7
	KFK	.35	.36	2	0	6	3	8
1000	HFR-101	.28	.25	3	8	5	6	8
	HFR-102	.32	.26	10	10	5	6	8
	KFK	.27	.30	1	0	5	5	9

TYPES OF ERROR:

- UNCORR: UNCORRELATED
- COMP : FULLY CORRELATED FOR THE SAME COMPOSITIONS
- CORE : FULLY CORRELATED FOR THE SAME CORES
- CORR : FULLY CORRELATED FOR ALL MEASUREMENTS
- X-SECT: CROSS SECTION ERROR

FIG. 1



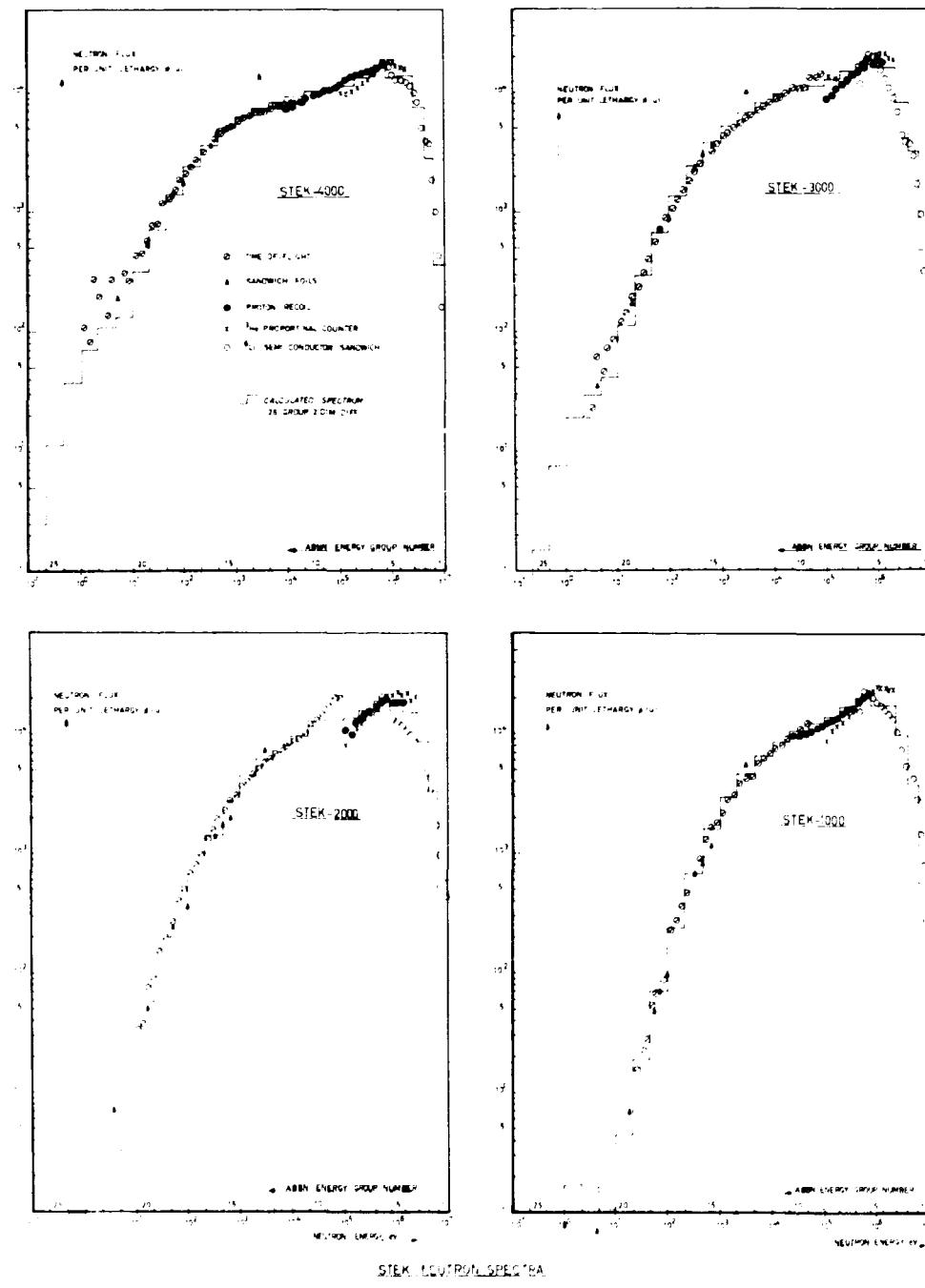


Fig. 2

XXII.

CENTRE D'ETUDE DE L'ENERGIE NUCLEAIRE

STUDIECENTRUM VOOR KERNENERGIE

MOL, BELGIUM\*

### 1. Neutron spectrometry

#### 1.1. Total cross-section of $^{143}\text{Nd}$

H. CEULEMANS

The analysis of the data obtained previously at the Nevis Synchro-cyclotron of Columbia University N.Y. has been continued and a report has been presented at the tripartite Soviet-Dutch-Belgian symposium on "Nuclear Physics with thermal and resonance energy neutrons" (Appendix I-1). Results were presented on resonance parameters for up to 2 keV neutron energy.

The conclusion from the comparison between our data and the results obtained by other authors is that the strength function  $0.5 [S_0(3^-) + S_0(4^-)]$  is  $(3.42 \pm 0.7) 10^{-4} \text{ eV}^{-1/2}$  where  $S_0(3^-)$  and  $S_0(4^-)$  are the partial s-wave strength function for  $3^-$  and  $4^-$  compound nucleus spin states. The strength function shows no variation outside the normal fluctuations, from one energy interval to the other, or from one spin state to the other.

### 2. Fission Physics and Chemistry

#### 2.1. Search for $^{110}\text{Ru}$

P. del MARMOL and P. FETTWEIS

It was attempted to separate the still dubious  $^{110}\text{Ru}$  isotope from other fission products of  $^{235}\text{U}$  by a fast radiochemical separation using the BR1 "chemical rabbit" and to determine its half-life by measuring the 374 keV  $\gamma$ -ray decaying from its daughter  $^{110}\text{Rh}$  (5 s).

The separation procedure was based on the formation of the volatile  $\text{RuO}_4$  by passing  $\text{Cl}_2$  through a basic solution containing the fission products. A typical recovery yield for Ru was 10 % for a 5 s burst when Ru was recovered on

\*An important part of the experimental programme has been executed under the terms of the contract N° 002/66/12 PGPG-B (Euratom reference : EUR/C/4146/67f) published in a separate chapter "SCK/CEN-CBNM" collaboration on neutron cross-section measurements.

Polyethylene beads heated to 90° C. Although the decontamination factors from other fission products were high, up to the present time any 374 keV activity was still blurred by the activity of large fission yield iodine activities. This could also be due to the very low fission yield of  $^{110}\text{Ru}$  and possibly to a very short half-life. Further tests are underway.

## 2.2. Fission barrier measurements at the Ottignies cyclotron

P. del MARMOL and F. HANAPPE\*

About 15 fission cross-sections were measured for the  $^{105}\text{Re}$  compound nucleus obtained by bombarding  $^{161}\text{Ta}$  with  $\alpha$ -particles of energies from 28.5 to 90 MeV and measuring the fission products in glass detectors, etched in HF, and counted through a microscope.

Fission cross-sections varied from  $2.7 \times 10^{-13}$  to  $1.3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$  and showed the expected exponential rise, as shown on Figure 1.

The analysis of the results is underway.

## 2.3. The mass distribution of neutron-induced fission for $^{239}\text{Pu}$ at the 0.297 eV resonance

P.H.M. VAN ASSCHE, G. VANDENPUT\*\*, L. JACOBS\*\*, J.M. VAN den CRUYCE\*\*, R. SILVERANS\*\*

The mass distribution of fission products for neutron-induced fission of  $^{239}\text{Pu}$  has been studied in an epi-Sm spectrum, with more than 90 % of the fissions being due to the 0.297 eV resonance. The experimental method consists in a detailed comparison of gamma spectra from  $^{239}\text{Pu}$  targets, irradiated in resp. thermal and epi-Sm spectra. Fission product identification is made without chemical separation ; only gamma energies and lifetimes are used for this purpose.

Significant variations of the mass distribution for epi-Sm induced fission are observed for more than 7 mass numbers, as shown on Figure 2. The decrease in symmetric fission, as observed previously, is confirmed. In addition, evidence for a narrowing of the mass distribution is also found. This could be related to the increase of  $(0.73 \pm 0.04)$  MeV in the total kinetic energy of the fission products of the epi-Sm fission of  $^{239}\text{Pu}$ , as compared to thermal neutron fission (J. Toraskar and E. Melkonian, Phys. Rev. **4C** (1971) 267).

\* I.I.S.N. bursar, U.L. Bruxelles

\*\* Departement Natuurkunde, K.U. Leuven

## Appendix I

### Publications

1. On the thermal neutron fission cross-section of  $^{227}\text{Ac}$  and  $^{227}\text{Th}$

P. de MARMOL, F. HANAPPE, M. MONSECOUR

J. Inorg. Nucl. Chem. 35, 4323, 1973

## Appendix II

### Colloquia, Seminars, Symposia

1. JENDRPC-Meeting, Karlsruhe (10-11.5.73)

Nuclear data needs for safeguards

H. CEULEMANS

2. Tripartite Symposium on Nuclear Physics with thermal and resonance energy neutron, Petten (Netherlands)

(22-25.5.73)

- Analysis of neutron resonances in  $^{143}\text{Nd}$

H. CEULEMANS

- The mass distribution of neutron-induced fission for  $^{239}\text{Pu}$  at the 0.297 eV resonance

P.H.M. VAN ASSCHE, G. VANDENPUT, L. JACOBS, J.M. VAN den CRUYCE,  
R. SILVERANS.

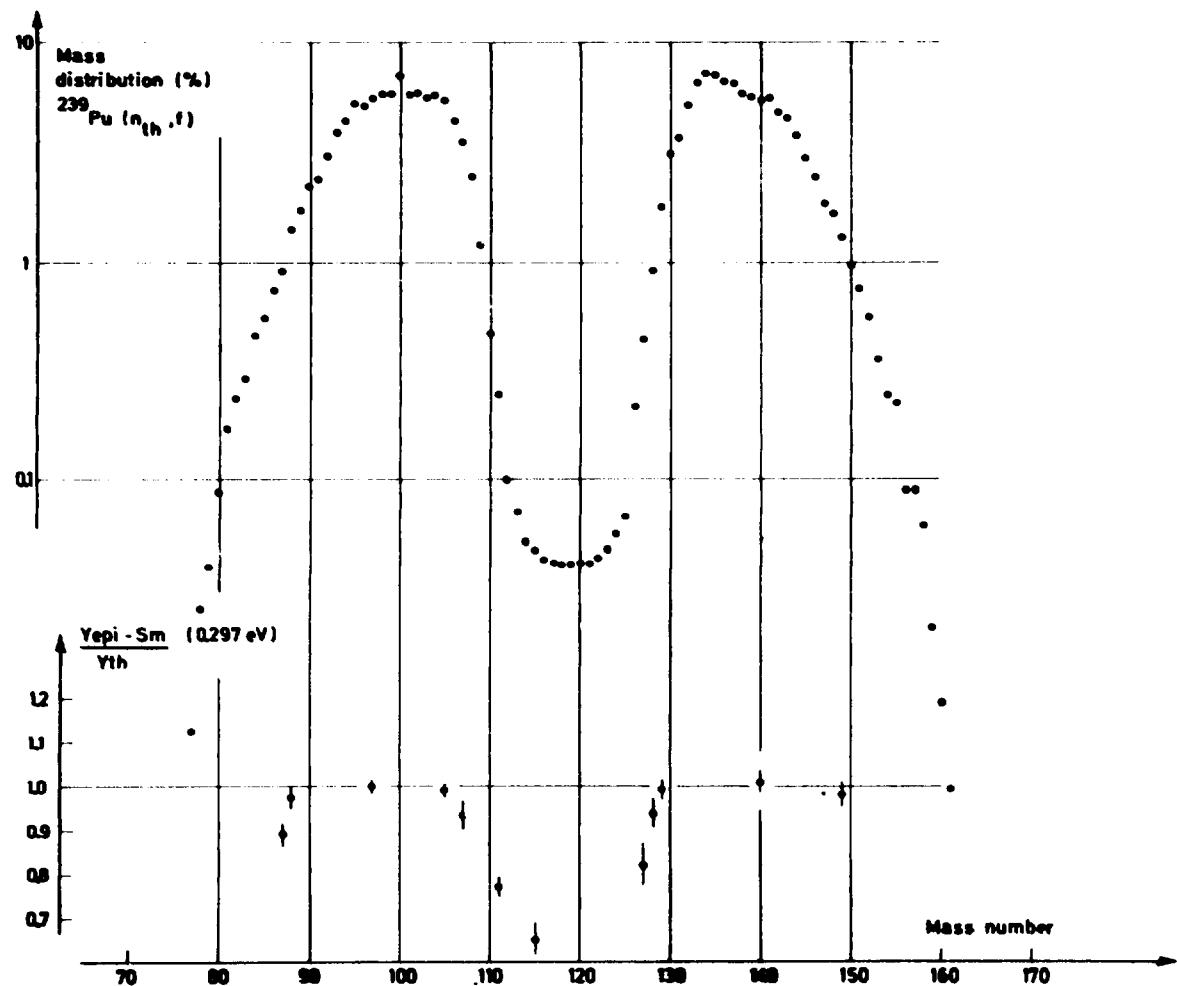


Fig. 2 : Upper part : mass distribution of fission products for  $^{239}\text{Pu}$  fission with thermal neutrons.  
Lower part : relative change of this mass distribution for fission with epithermal neutrons.

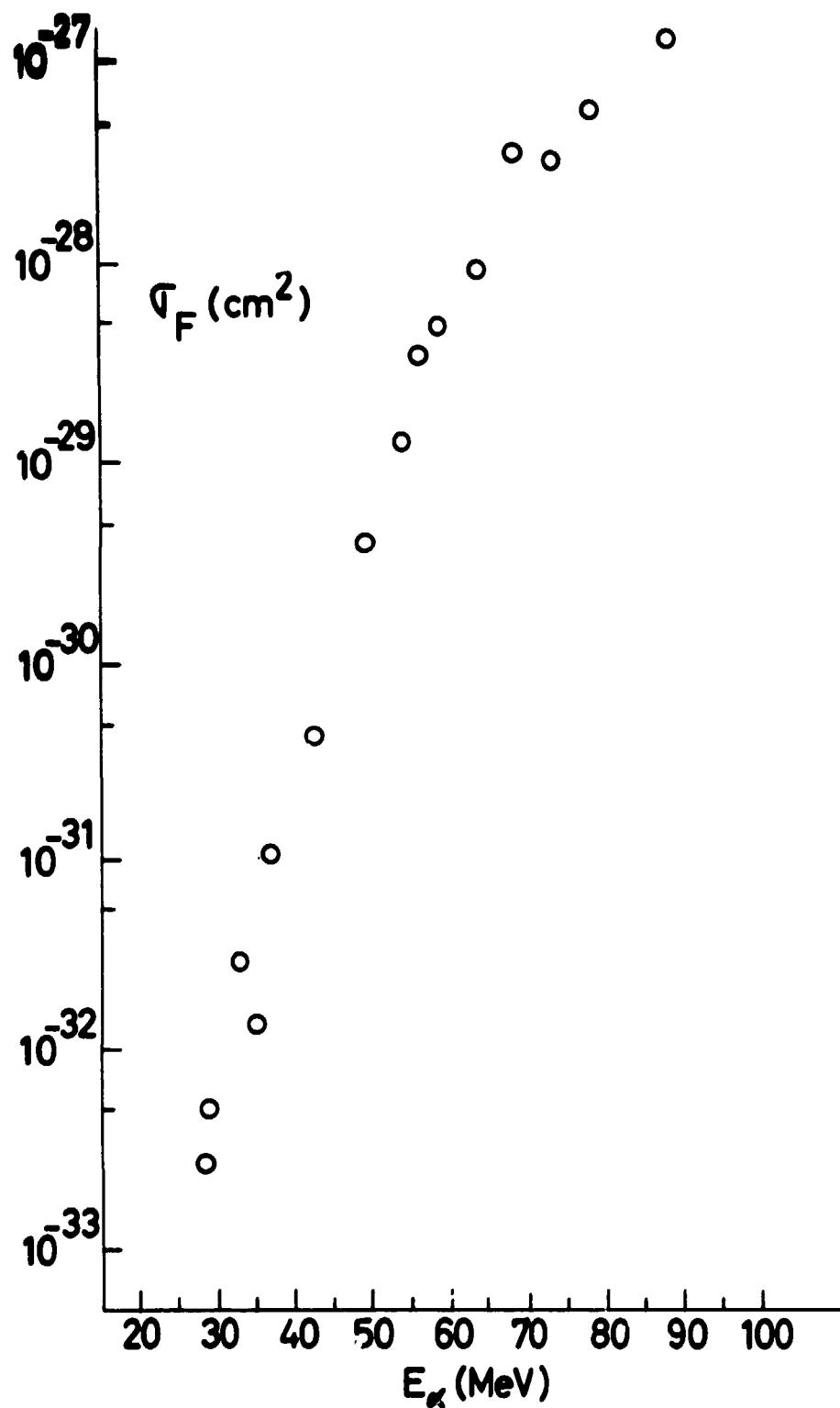


Fig. 1 : Experimental cross-section of  $^{181}\text{Ti} + \alpha \rightarrow ^{185}\text{Re} \rightarrow$  fission

Central Bureau for Nuclear Measurements  
XXIII. EURATOM - Geel (Belgium)

Division I : NEUTRON MEASUREMENTS

W. U. I, 1: General Developments  
A.H.W. Aten\*, Jr.

Activation Analysis by means of Bremsstrahlen

The activation analysis by means of bremsstrahlen obtained with the CBNM linear accelerator has been developed to provide a non-destructive method for the determination of the concentration of one special component in a series of individual standard samples. Apart from the linear accelerator, the bremsstrahlen accelerator consists of 2 essentially separate parts : a) the electron target, i.e. the bremsstrahlen source and b) the wheel which serves as the sample holder. The target has been constructed following the design of Engelmann. The electron beam is caught on a 6 mm thick Pt disc of 30 mm diameter, the edge of which is clamped in a hollow watercooled aluminium ring. The beam has been centered very accurately by means of a quartz disc observed through a television circuit. The wheel which serves as sample holder has been constructed with the highest precision. Thus when the wheel rotated the distance between bremsstrahlen source and sample disc did not differ by more than 0.05 mm for the various samples. The first experiment was performed with samples existing of aluminium containing one per cent of gold, because it was expected that it would be possible to prepare a number of such discs with a relative variation in the gold content of less than about one per cent. The choice of aluminium as the matrix was due - apart from its traditional use for this purpose and the ease of preparation of Al-alloys - to the fact that this element is activated only to a minor degree by the CBNM bremsstrahlen target radiation. (The activity induced in the aluminium is essentially  $^{24}\text{Na}$ , which is formed by the neutron generated in the target.) The activity produced by the action of bremsstrahlen on gold is primarily  $^{196}\text{Au}$ , formed by the  $(\gamma, n)$  process. In our investigation the same sample discs were activated twice. As the two irradiations took place one a month after the other, the activity induced by the first treatment had decayed to a negligible value at the time of the second activation. (The half-life of  $^{196}\text{Au}$  is 6.2 days). The small remaining activity was, of course, the same for all discs. In the second test a disc of pure gold was irradiated together with each alloy sample disc. These gold foils served as flux monitors. Their activity indicated that the bremsstrahlen fluence was constant for all samples within about 0.15 per cent from the average. Thus it was demonstrated that in those alloy samples where the deviation from the average was greatest (roughly about one per cent) this difference was a real one, and not caused by some experimental inaccuracy. This conclusion was supported by the fact that in the two experiments the deviation from the average gold content was reproduced very satisfactorily for each sample, i.e. within 0.5 per cent. It will thus be possible in favourable systems - by preference those having aluminium for a matrix - to perform measurements on a series of sample discs, which enable the laboratory to guarantee throughout the series the equality of the concentration of the element of interest, instead of relying on the techniques of the preparation of the alloy to guarantee such a constancy.

\* Responsible of the working unit (W.U.)

W. U. I, 2: Data Handling

H. Horstmann\*, R. Werz, C. Cervini, S. de Jonge, U. Meloni,  
J. Deckx-Van Baelen, D. De Pooter: full participation:  
A. Idzerda (II, 8)

Computer Operation

- The CBNM data processing system has continuously been operated for data acquisition, interactive data reduction, and off-line data analysis. The efficiency of the central computer of this system (IBM 1800) could be improved by generating version 3, level 3 of the Multi-programming Executive Operating System supporting two disk drives IBM 2311.
- The IBM 2780 teleprocessing system has been used to solve complex data analysis problems on the IBM 370/165 computer at CETIS (Ispra).
- Programming assistance to several working units has been given for various data processing problems: least squared fits and related smoothing procedures, data and program conversions, job control language, etc.

Analysis of Neutron Data

- A series of numerical methods has been developed and used in FORTRAN programs for the analysis of total cross section data of Lithium.
- FORTRAN programs for the analysis of neutron multiplicity measurements on resolved fission resonances of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  and of cross section measurements of  $^{236}\text{U}$  below 2 KeV have been written 2.1) 2.2).
- A statistical model for the estimation of resonance parameters for subthreshold fission has been developed and programmed 2.3). A refined model is under investigation 3.1).

Software Development for Automatic Data Acquisition and Interactive Data Analysis

- The set of IBM 1800 computer programs controlling data transfers and interactive data reduction for 9 multi-channel analyser stations has been improved and extended, in particular for data measured with the detector carrier system of the Van de Graaff fast neutron time-of-flight spectrometer. Data of up to 3 detectors can be handled simultaneously.
- A more efficient disk storage procedure for experimental data from the 10 stations of the CBNM data acquisition and control system has been developed and programmed. All experimental data are subdivided into blocks of 256 channels each and stored into one common disk zone wherever free blocks are available. An intricate organization concerning the data identification and retrieval procedure is used to facilitate off-line or interactive data analysis.

- The concept of the data collection system for measurements on radionuclides, based on a GA 18/30 satellite computer and a multiplexer for 15 measuring stations, has been extended to include the multichannel analyser feature. The corresponding GA 18/30 software development has been started.

- In order to free the central computer of the CBNM data processing system from too much on-line work plans have been made for a GA 18/30 satellite computer to take over most of this work. The nucleus of the system software for this computer has been developed.

**W. U. I. 3: Linear Accelerator**

C. Allard\*, J. M. Salomé, R. Cools, R. Forni, F. Massardier, F. Menu, R. Pijpstra, P. Schweitzer, P. Siméone, F. Van Reeth, C. Waller

**Operation of the Linear Accelerator**

The number of beam hours obtained in 1972 has been maintained in 1973 (see Table 1.1 and Fig. 1.1).

Table 1.1: Operating hours of the Linac

	1972 (11 months)	1973 (11 months)
Number of klystron hours	3852	3923
Number of beam hours	3817	3803
Number of maintenance hours and other stops	544	556

The utilization coefficient has been furtheron increased in 1973, four to eight flightpaths have been used during 82% of the time (see Fig. 1.2).

**Collaboration with other Laboratories**

The better use of the Linac is mainly due to the increase of participation of other laboratories:

- 1) CEN Mol: 3 flightpaths used with the following utilisation repartition: 800 - 1961 - 1810 hours.
- 2) CNEN: 3 flightpaths during 760 - 1138 - 2831 hours.

**Modernization of the Linac**

1973 has been devoted to the technical preparation for the modernization of the Linac.

In February 1973 the Council authorized the improvement project of the Linac characteristics.

It covered two main objectives:

1. High currents at short bursts (12 A at 3 ns).
2. Increase of the maximum average beam power at about 14 kW.

On our demand a feasibility study has been carried out by the constructor of our Linac.

The theoretical results of this study demonstrated that it would be possible to increase the intensity of the gun to 12 A at 3 and 10 ns as well as the beam power, by adapting a new buncher and by replacing the two 4 m sections actually installed by two longer sections (6 m) fed by the existing modulator. These sections would be identical to those used for the Saclay accelerator (ALS).

Fig. 1.3 shows that for pulse widths < 100 ns, the beam power is expected to be increased by a factor between 1.6 and 4.

On the other hand for the long pulses (1 and 2  $\mu$ s) the improvement of the beam power will be negligible.

#### Planning:

The modernized Linac is supposed to be accepted in the last semester of 1975 and to be in operation with its new characteristics begin 1976.

#### Target

A rotating mercury cooled U-target has been projected (Fig. 1.4) for a beam power of 15 kW.

There are still some problems concerning the rotating joint, which will be solved during 1974.

Another not rotating target with reduced dimensions has been projected for a beam of up to 7 kW. It is of the same cylindrical type with small diameter which is used successfully for beam powers up to 5 kW.

#### Improvement of the Accelerator

A new oscillator was ordered at Radiation Dynamics Ltd. to drive the high power klystrons. It will be delivered in 1974. The reference frequency is produced and stabilized at a low power level and is amplified by one or two DC 1 kW klystron driven through Pin diode modulators.

The tests of big thyratrons which will replace the spark-gaps in the modulator have been continued with English Electric Valve (EEV) devices. The GHT9 type has been improved meanwhile and will be probably used.

The facilities to test the electron gun and to prepare impregnated cathodes have been improved and completed for the present type of guns. Two test benches are in operation.

A small one allows to outgass the pieces and to keep the whole gun under high vacuum when the cathodes were activated on the other bench where every needed generator and high DC voltage are at our disposal. These facilities allow to shorten the time for the replacement of the cathodes.

A prototype of a new gun for the modernized Linac has been ordered to CGR-MeV and will be checked on this high voltage

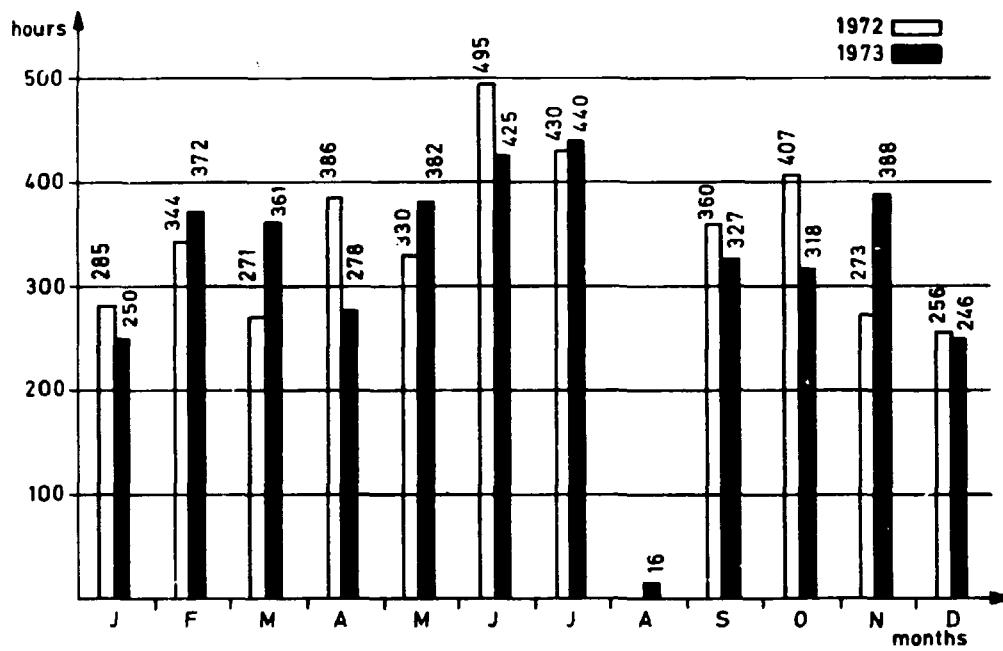


Fig. 1.1 Linac operation

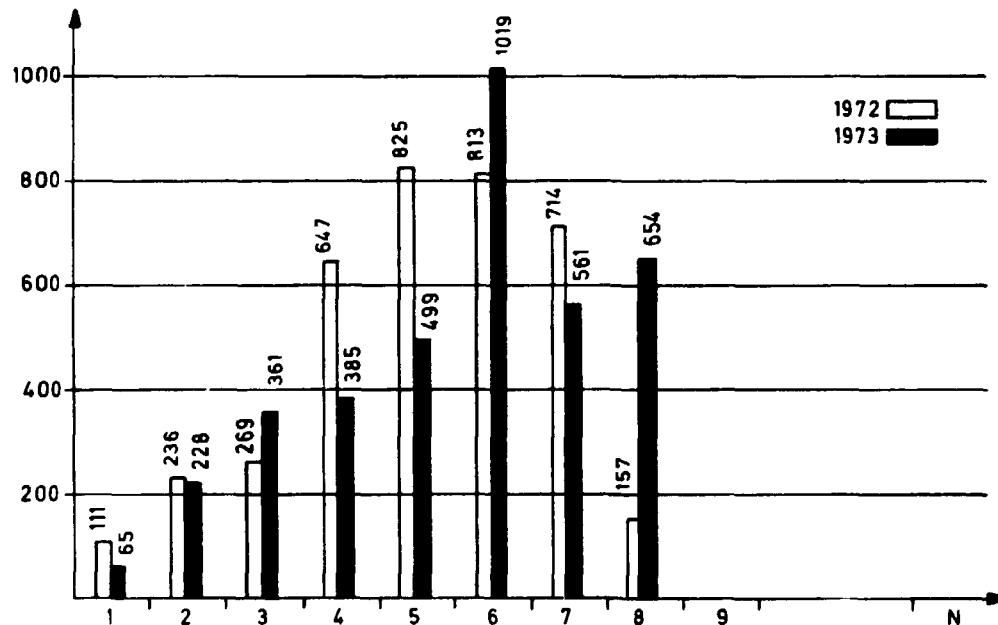


Fig. 1.2 Number of flightpaths simultaneously used

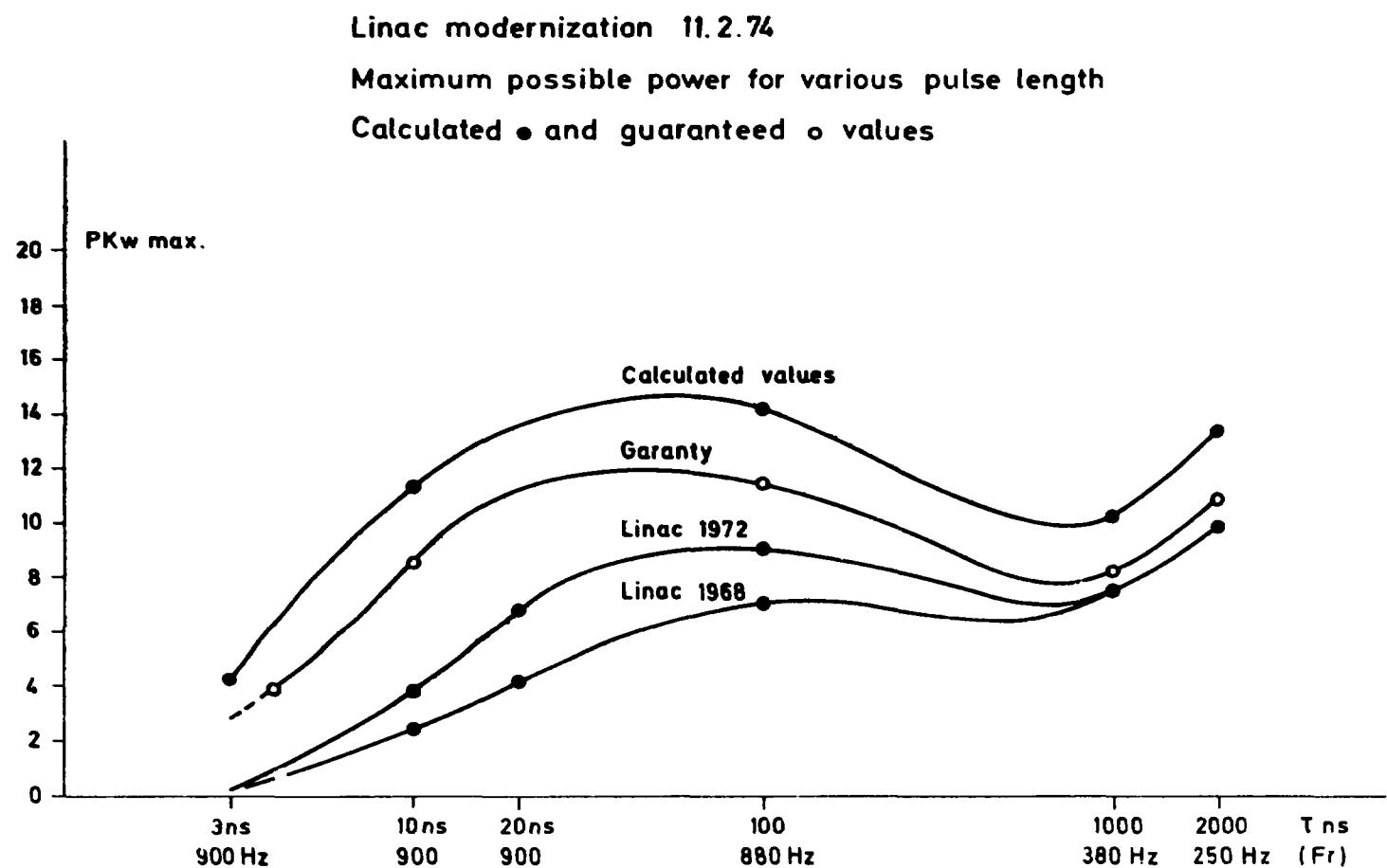
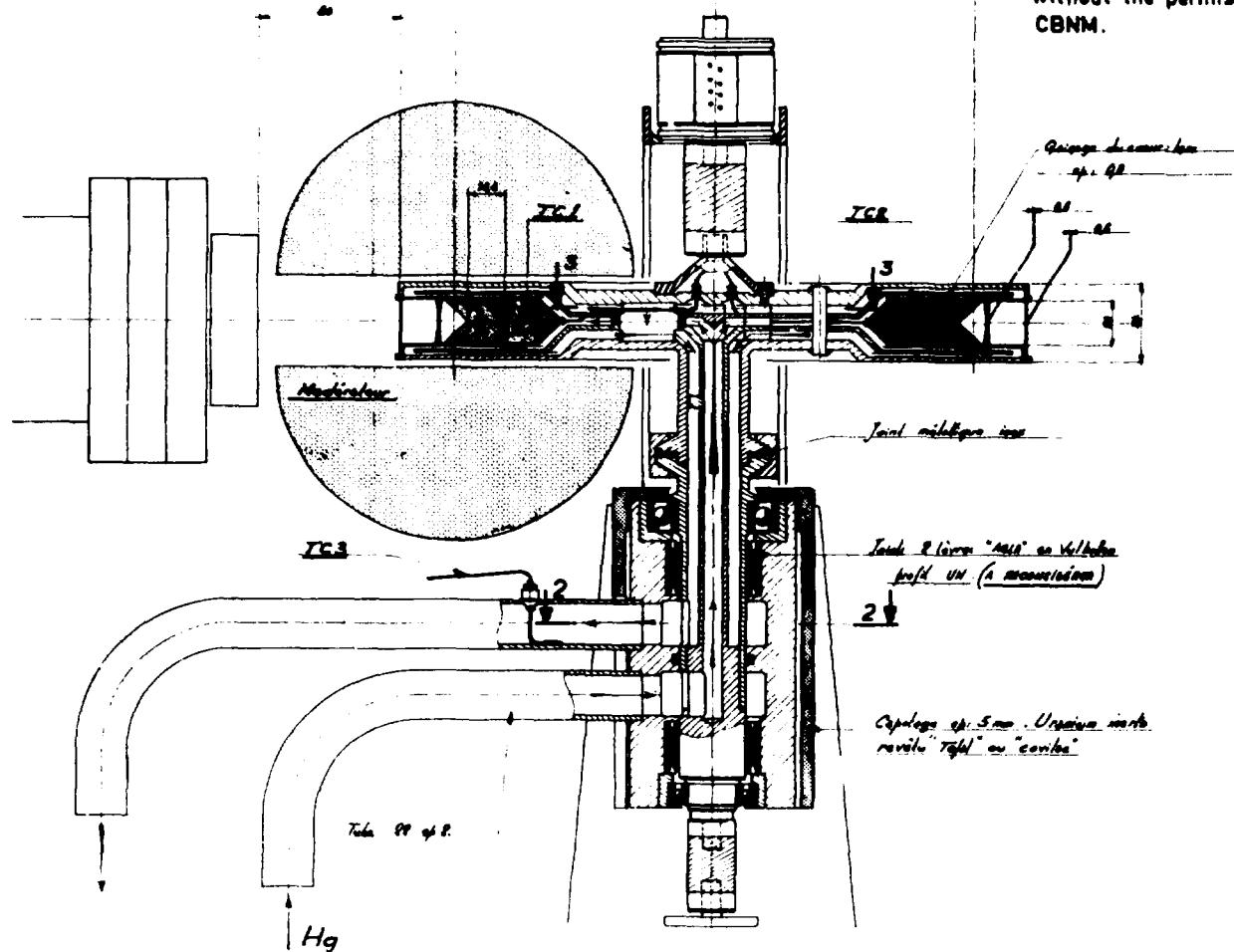


Fig. 1.3

- for Neuchâtel no. 120

- Reproduction not authorized  
without the permission of the  
CBNM.



Rotating Target Fig.1.4

facility.

New circuitry was designed to control the flightpath system. It will be progressively realized during next year.

W. U. I, 4: Total Cross Section Measurements

K. H. Böckhoff <sup>\*</sup>, A. Brusegan <sup>†</sup>, G. Carraro, A. Dufrasne

Transmission Measurements between 2 keV and 2 MeV

During evaluation of the transmission results on carbon obtained this year together with those on <sup>6</sup>Li and <sup>7</sup>Li it turned out that the data were partly still affected by that fraction of the  $\gamma$ -flash which is scattered from the moderators into the <sup>10</sup>B-NaI detector at 100 m. In addition count rate effects became apparent after the recent considerable increase in Linac neutron output. These may have had a small influence also on the preceding <sup>6, 7</sup>Li/C experiments. The  $\gamma$ -flash effect has been abandoned in the meantime quantitatively. A new electronic system is going to be installed to solve also the count rate problem.

The background problem at high neutron energies is under investigation testing a method based on the carbon resp. hydrogen total cross section as standard cross sections.

Since the objective is high precision measurements the experiments will be done again under these improved conditions.

W. U. I, 5: Fission and Scattering Cross Section Measurements

J. P. Theobald <sup>‡‡</sup>, J. A. Wartena, M. Merla in cooperation with E. Migneco <sup>††</sup> and H. Weigmann <sup>\*</sup>

Fission Cross Section of <sup>235</sup>U

903-921 A preliminary run up to 500 keV neutron energy has been made with the thin foil plastic scintillator fragment detector [1]. The neutron flux has been measured via the <sup>6</sup>Li( $n, \alpha$ ) reaction (see below). Analysis of the data is in progress.

Fission Cross Section of <sup>241</sup>Am

1267 A multi-plate spark chamber has been loaded with <sup>241</sup>Am samples (totally ~ 2 g). After several days of operation a rapid increase of spurious counts was observed. Inspection of the chamber showed strong corrosion of the nickel plated aluminium cathodes, possibly due to formation of nickel-nitride under the influence of the strong  $\alpha$ -activity (nitrogen was used as a filling gas). Tests will be made with inert gas as filling gas and stainless steel cathodes replacing the nickel plated aluminium foils.

<sup>\*</sup> Research fellow, Università di Padova, since November 1973 staff member

<sup>††</sup> until June 1973, now Institut für Kernphysik der Technische Hochschule Darmstadt

<sup>‡‡</sup> Università di Catania

Fission Neutron Multiplicity of  $^{235}\text{U}$

A paper describing the final results of fission neutron multiplicity measurements on  $^{235}\text{U}$  has been published 2.1) 1.2). The abstract is given below:

Neutron induced fission events emitting 2, 3, 4 or 5 neutrons have different contributions to fission yields recorded with double and triple neutron coincidence signals as a function of incoming neutron energy. This fact can be used to search for variations of neutron multiplicities in fission resonances, in particular in resonances of different channel spins.

In the case of  $^{235}\text{U}$  no difference in fission neutron numbers for 3<sup>-</sup> and 4<sup>-</sup> levels has been detected above the experimental error of  $\pm 1.5\%$ .

Neutron Flux Measurements

The intention to measure also partial cross sections at higher energies (up to  $\sim 1$  MeV) makes it necessary to develop a detector to measure the neutron flux up to these energies. To this end a detector was constructed which consists of a  $^6\text{LiF}$  layer of  $1.5 \text{ mg/cm}^2$  on an Al backing, a multihole collimator and a totally depleted surface barrier detector. The totally depleted detector has the advantage that the pulse due to the  $\gamma$ -flash preceding the neutrons to be measured does not have the long tail observed for partially depleted detectors. Electronics were set to detect 100% of the tritons in the surface barrier detector. This flux detector shows rather promising properties except that the count rate is very low and the  $^6\text{Li}$  cross section is probably not sufficiently well known above 100 keV.

W.U.I. 6:

Capture Measurements

A. Angeletti<sup>†</sup>, G. Rohr<sup>\*</sup>, H. Weigmann<sup>\*</sup>, J. Winter, T. van der Veen

Non-Statistical Effects in  $^{177}\text{Hf}$

738,  
739

The resonance analysis of the neutron radiative capture and the selfindication ratio measurements for  $^{177}\text{Hf}$  up to an energy of 300 eV has been finished. A detailed study of the average resonance parameters for 99 resonances indicates in contrast to the constancy of the level spacing D and the value of the strength function S for  $J = 3^-$  a strong energy dependence of the strength function for spin 4 resonances. The value determined in the energy range 0 - 100 eV (24 resonances) is more than three times larger than the corresponding value in the energy range 100 - 200 eV (14 resonances). The difference of 10 resonances in the energy ranges may be partly due to two observed resonances with unknown spins in the higher energy range and the low strength function, which causes from the experimental point of view a larger loss of observable resonances.

---

+ EUR-Research Fellow

The statistical probability for getting such a large difference in the strength function, determined by assuming a Porter Thomas distribution for the  $\Gamma_n$  values and a Wigner distribution for the level spacing D (including missed levels), is smaller than  $10^{-2}$ .

Further statistical tests, studying the energy dependence of S as a possible phenomenon of intermediate structure, are in progress.

A paper concerning the energy dependence of the  $^{177}\text{Hf}$  neutron strength function was submitted to the International Conference on Nuclear Physics in Munich 3.2).

573-577

Gamma Ray Spectra from Resonance Capture in  $^{143}\text{Nd}$   
New measurements of  $^{143}\text{Nd}$  up to an energy of 1200 eV have been performed in order to determine spin values of the resonances in the higher neutron energy range from the low energy gamma transition in  $^{144}\text{Nd}$ .

It will be probably possible to analyse 3 more resonances which would help to get more information concerning the anti correlation effect between the strengths of transitions from 3<sup>-</sup> resonances to one and two phonon final states. This effect was indicated in earlier measurements comprising 7 resonances 1.3).

#### Systematics of Total Radiative Widths of Neutron Resonances

An attempt is made to fit experimental radiative widths of neutron resonances of nuclei in the mass number range  $40 \leq A \leq 247$  by a semiempirical expression. This expression contains besides of the usual statistical model term a second term which takes into account valency nucleon contributions. Shell effects have been taken into account through a simple representation of their influence on compound nuclear level densities. Throughout the analysis it has been tried to limit the number of free parameters and to relate the parametrization as closely as possible to physical principles. Comparison is made to earlier studies of similar type.

The results of this study have been presented 2.4) at the "Tripartite Symposium on Nuclear Physics with Thermal and Resonance Energy Neutrons" at Petten (North Holland).

#### Isotopic and Chemical Assignment by Resonance Neutron Interrogation

The possibility of chemical and isotopic analysis of different sample materials by neutron resonance interrogation has been investigated. The purpose was in particular to estimate the sensitivity and accuracy of this method. Time-of-flight spectra of neutron resonance capture have been taken by detecting the prompt neutron capture gamma-rays.

It has been found that sample components with abundance of  $10^{-3}$  to  $10^{-4}$  may be determined with  $\sim 10\%$  accuracy. The advantages of the method are: it is nondestructive; the sample is not appreciably activated; it is applicable to almost all elements with  $A \geq 50$ ; there is little mutual disturbance of signals from

different components of the sample, i. e. the sensitivity for detection of a given element is not very dependent on the presence of others.

The Ge(Li)-Detector-Two-Parameter-System

The new detector station and the collimators are ready. The total system: Ge(Li)-detector, amplitude coder, time coder, satellite computer (GA 18/30) data transfer to the central computer (IBM 1800) was extensively tested and works properly in its main functions.

Compared with the old system (very time consuming manual play back of the magnetic tapes for each neutron resonance separately) there is a considerably improvement because 31 resonances (time windows) are analysed automatically already during the measurement.

CNEN-CBNM Co-operation for Nuclear Data Measurements

C. Coceva, F. Corvi, P. Giacobbe, M. Stefanon

Resonance Parameters of  $^{91}\text{Zr}$  and  $^{96}\text{Zr}$

Transmission measurements have been completed on isotopically enriched samples of  $^{91}\text{Zr}$  and  $^{96}\text{Zr}$  on a flight-distance of 100 m. Useful neutron energy range is 0.18 - 14.8 keV for  $^{91}\text{Zr}$  and 0.3 - 60 keV for  $^{96}\text{Zr}$ .

414

Capture  $\gamma$ -Ray Spectra in  $^{91}\text{Zr}$

$\gamma$ -Ray spectra from neutron capture in single resonances of  $^{91}\text{Zr}$  up to 3.16 keV have been measured with a Ge-Li crystal and the bidimensional (time-of-flight and amplitude) analyser. Primary transitions to low-lying states of  $^{92}\text{Zr}$  and low-energy secondary transitions have been measured separately. The measurements are to be completed.

926 -  
930

Capture-to-Fission Ratio in  $^{235}\text{U}$

Low-energy  $\gamma$ -ray spectra from  $^{235}\text{U}+n$  have been measured as a function of neutron energy up to about 30 keV with a Ge-Li detector. It will be tried to deduce the value of  $\alpha$  as a function of energy from the intensity ratio of selected capture and fission  $\gamma$ -rays.

Capture  $\gamma$ -Ray Spectra in  $^{115}\text{In}$

The analysis of high-energy  $\gamma$ -ray spectra from neutron capture in single resonances of  $^{115}\text{In}$  have been completed and a final paper is in preparation.

Spins of Low-Lying States of  $^{106}\text{Pd}$  and  $^{178}\text{Hf}$

The results of the measurements of low-energy  $\gamma$ -ray spectra from neutron capture in resonances of  $^{105}\text{Pd}$  and  $^{177}\text{Hf}$  have been published in a paper entitled "Method of spin assignment of bound levels populated by  $(n, \gamma)$  reactions" 1. 4).

**W. U. I. 8: Van de Graaff Accelerator**

**A. Crametz\*, P. Falque, J. Leonard, R. Smets**

During 2890 working hours, 2330 hours were available for the accelerator operation and are distributed as follows:

- 1890 hours for neutron experiments, including 210 hours for a thesis about neutron scattering on  $^{141}\text{Pr}$  and 80 hours for a work executed by physicists of the CCR-Petten for the implantation of  $\text{He}^+$  ions in Va samples.  
- 440 hours for the tests of the accelerator.

The difference, 560 hours, was utilized for maintenance: 12 times it was necessary to open the tank, namely for exchange of the ion source (3 times) and machine failures in connection with the installation of the new accelerator tube during the last quarter of the year.

The second ion source realized in collaboration with the glass blower gave also satisfaction and ran during more than 900 hours. In the future, we shall use this type of CBNM-built ion source.

After 23.300 hours of operating hours, the 3 MV accelerator tube was replaced by one with stainless steel electrodes which upgrades the voltage up to 3.75 MV. To obtain this performance a few percent of  $\text{SF}_6$  were added to the initial mixture of insulation gas.

The vertical alignment of the accelerator was checked and corrected.

Due to the increase of voltage, new deflection plates were installed in order to be able to bunch the 10 nsec pulses to 1 nsec with the power supply we dispose.

W. U. I, 9: Neutron Flux and Activation Measurements, Cross Section

Compilation and Evaluation

H. Liskien\*, A. Paulsen\*, F. Arnotte, R. Widera

Precision Determination of Neutron Fluxes

The necessary electronic circuitry was developed to facilitate the pulse shape discrimination technique at proton recoil proportional counters by application of the 'dividing method' (measuring the total ionisation and the electronic ratio of the specific and total ionisation for each event).

The energy spectrum of the neutrons emitted in the spontaneous fission process of  $^{252}\text{Cf}$  has been measured in collaboration with W. U. I, 10.

Activation Cross Section Measurements

188

The measurements and data evaluation of the excitation function of the  $^{51}\text{V}(\text{n}, \alpha)^{48}\text{Sc}$  reaction were finished. Cross-sections were measured between 10 and 20 MeV neutron energy by means of the activation technique. The results are supporting the relatively low cross sections from a few more recent measurements. The total uncertainty of the results varies from  $\pm 18\%$  to  $\pm 9\%$  between 10 and 12 MeV and is about  $\pm 5.5\%$  between 12 and 20 MeV. A paper was submitted to Atomkernenergie 2.5) for publication.

784 -

789

Cross sections for the reaction  $^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)^{198}\text{Au}$  were measured between 0.5 and 2.25 MeV neutron energy by means of the activation technique. Special efforts to check possible sources of systematic errors will allow an assignment of  $\pm 4\%$  for the total final uncertainty. The measurements will be extended down to about 0.1 MeV.

The final data evaluation for the cross section activation measurements between 12 and 20 MeV neutron energy for the reactions  $^{46}\text{Ti}(\text{n}, 2\text{n})^{45}\text{Ti}$  and  $^{66}\text{Zn}(\text{n}, 2\text{n})^{65}\text{Zn}$  were completed. The results are ready for publication.

For the reactions  $^{115}\text{In}(\text{n}, 2\text{n})^{114}\text{In}^m$  and  $^{197}\text{Au}(\text{n}, 2\text{n})^{196}\text{Au}$  reproducibility measurements had to be carried out to verify corrections for the sample thickness. As the results of these measurements are not satisfying with respect to the envisaged  $\pm 5\%$  total uncertainty further measurements have to be carried out.

Cross Section Compilation and Evaluation

In its last meeting the CCDN/NEA committee agreed to a publication which can be regarded as a successor for the compilation EUR119, e. Its release is foreseen for the first half of 1974.

A reevaluation for the three reactions  $\text{T}(\text{p}, \text{n})^3\text{He}$ ,  $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$  and  $\text{T}(\text{d}, \text{n})^4\text{He}$  has been completed and the results were published in the open literature 1.5).

A preliminary evaluation for cross sections of the source reaction  $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$  and  $^7\text{Be}^*$  for proton energies below

7 MeV were performed and published in a report with limited distribution 1.6). Similar work for the source reaction  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  has been started in collaboration with K. W. Geiger and L. Van der Zwan, Ottawa.

Due to a vacancy in the scientific secretariat of CBNM the corresponding work in connection with the JENDRPC (Joint European Nuclear Data and Reactor Physics Committee) and the EWGRD (Euratom Working Group on Reactor Dosimetry) was executed 1.7) 1.8).

W. U. I, 10: Fast Neutron Time-of-Flight Measurements  
H. -H. Knitter\*, M. Mailly, R. Singh†, R. Vogt

Fission Neutron Energy Spectrum of  $^{235}\text{U}$

944 A paper about the measurements of the fission neutron energy  
945 spectrum of  $^{235}\text{U}$  at  $E_n = 0.40 \text{ MeV}$  was published 1.9).

Fission Neutron Energy Spectrum of  $^{252}\text{Cf}$  (together with W. U. I, 9)  
Neutron energy spectra of the spontaneous fission process of  $^{252}\text{Cf}$  were measured in two experiments using nanosecond time-of-flight technique in collaboration with I, 9. The spectra were measured in a fission neutron energy range from 0.15 to 15 MeV. The neutron detector was the same in both experiments, whereas the detector which gave the time signal when a spontaneous fission event occurred, differed in the two experiments.

1342 In the first spectrum measurement the  $\gamma$ -rays emitted in the  
1343 fission process were used to generate the timing signal to indicate the instant of fission. A  $^{252}\text{Cf}$  source, encapsulated in a flat container with thin walls giving about  $3 \cdot 10^5$  fission events per minute, was used in this experiment. It was placed in front of a NE 102A plastic scintillator of 5 cm diameter and 2.5 cm length. This scintillator was facing directly a 56 AVP 03 photomultiplier.

In a second spectrum measurement the same amount of  $^{252}\text{Cf}$  was put between two plastic scintillator foils of 0.2 mm thickness. One of the scintillator foils was facing the 56 AVP 03 photomultiplier.

The fission neutron spectrum of  $^{252}\text{Cf}$  of the first measurement divided by the square root of the neutron energy is plotted in a logarithmic scale versus the neutron energy in Fig. 1.5. The experiment showed no clear deviation from a Maxwellian form. Therefore one can present the result of the two measurements in form of the average fission neutron energy  $E_{\bar{n}}$ , obtained from fits to the spectra with a Maxwellian function. Also model-independent straight forward averaging was possible since the spectrum measurements ranged from

---

\* Guest from Indian Institute of Technology, Kanpur, India

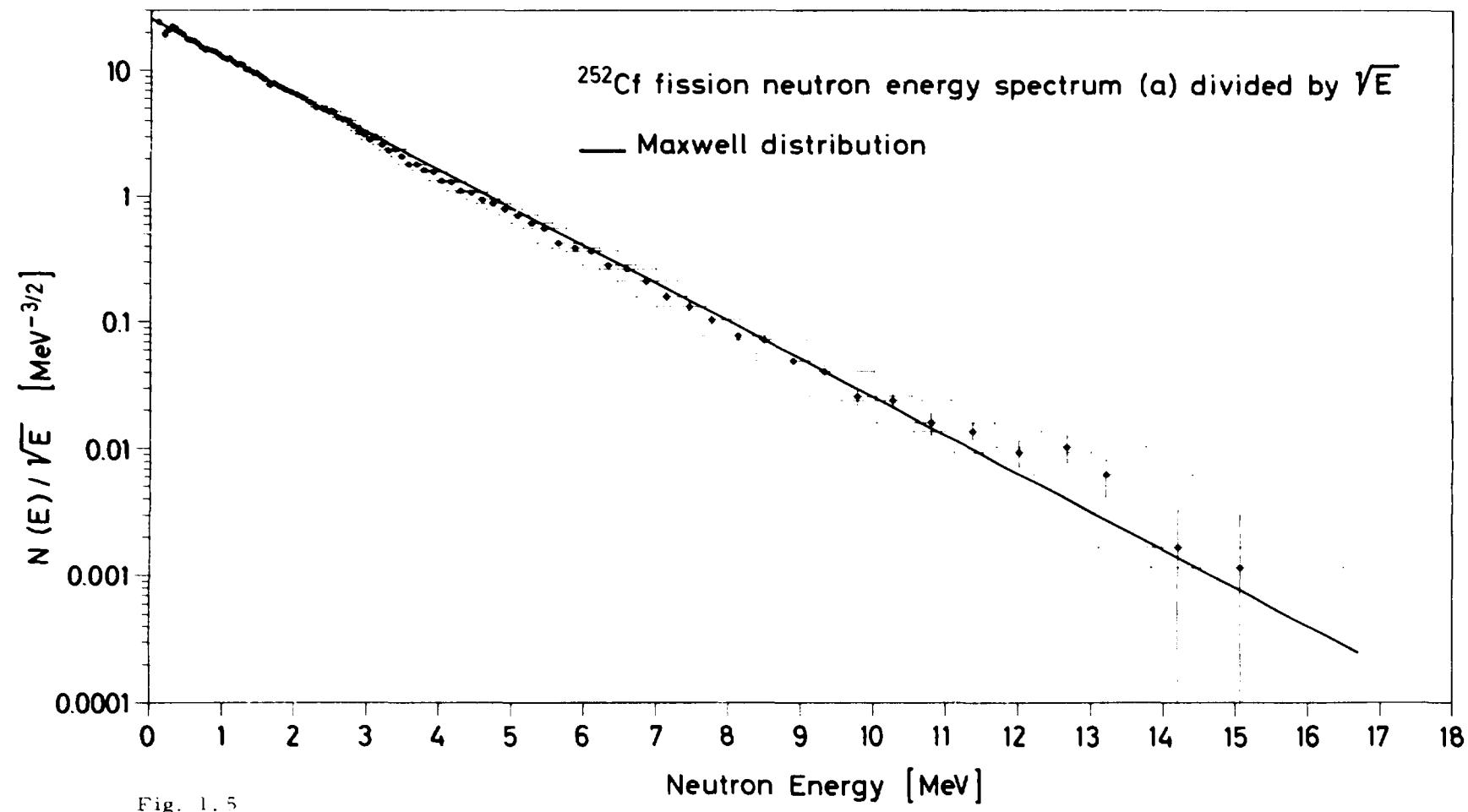


Fig. 1.5

150 keV up to 15 MeV. The results from the two measurements and evaluation procedures agreed with each other within their experimental errors. The common result was  $2.13 \pm 0.08$  MeV. Special attention was given to the error estimation. More details could be found in ref. 2.6) and 1.10).

Angular Distributions

The angular distributions of neutrons elastically and inelastically scattered from  $^{141}\text{Pr}$  were measured at incident neutron energies of 1.20, 1.70 and 1.91 MeV, relative to the n-p differential scattering cross-section. The evaluation and correction calculations due to the finite size of the samples are being made.

16

Neutron differential elastic scattering cross-section angular distributions of  $^6\text{Li}$  were measured relative to the n-p scattering at the incident neutron energy range between 0.35 and 1.00 MeV in steps of 50 keV. Correction calculations due to the finite size of the samples have to be done.

Measurements of  $\gamma$ -Ray Spectra

Measurements of  $\gamma$ -ray spectra were performed from the reaction  $^{141}\text{Pr}(n, n'\gamma)$  in order to determine the level scheme of  $^{141}\text{Pr}$ . The spectra were measured with a  $40\text{ cm}^3$  Ge-Li detector. The detector efficiency was determined with a set of 9 radioactive  $\gamma$ -ray sources of known strength in the  $\gamma$ -ray energy range from 59.62 keV to 2598.8 keV. The  $\gamma$ -ray spectra from  $^{141}\text{Pr}(n, n'\gamma)$  were measured at the incident neutron energies of 1.10, 1.25, 1.41, 1.55, 1.68, 1.77, 1.91 and 2.22 MeV. One representative set of spectra recorded at 2.22 MeV neutron energy is shown in Fig. 1.6. The evaluation of the raw experimental data has been completed.

Total Neutron Cross Section Measurements of  $^6\text{Li}$

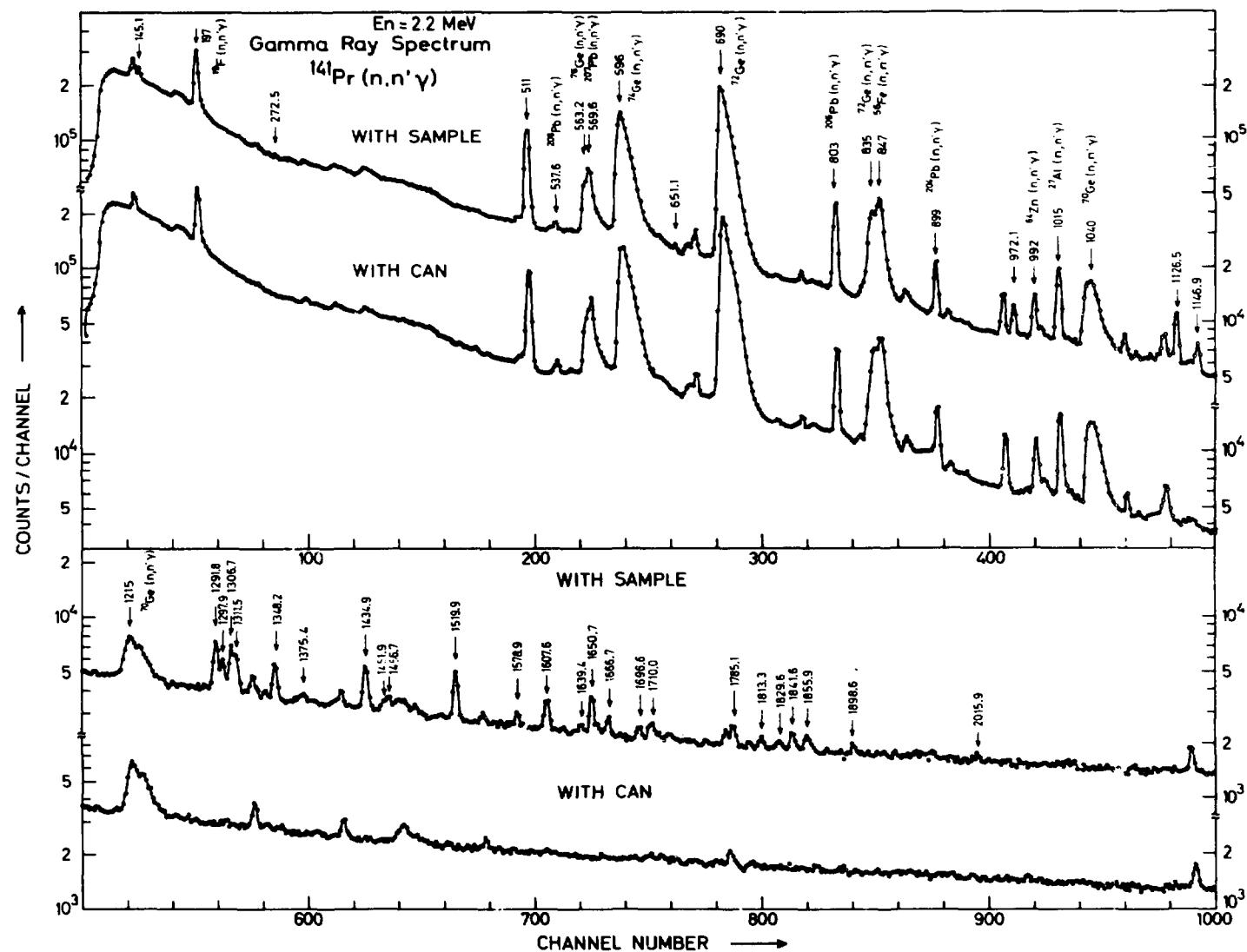
The neutron total cross section of  $^6\text{Li}$  was measured in the energy range from 0.1 to 0.7 MeV in energy steps of 5 keV, between 0.7 and 1.3 MeV in steps of 20 keV and between 1.3 and 2.4 MeV in steps of 50 keV.

Improvement of the Experimental Set-Up

The data transfer from the pulse height analyser to the central computer is now made automatically on request of the experiments remote control system. The whole system allows now to measure one complete angular distribution without any manual intervention.

Also the data transfer P. H. A. to an intermediate memory system i. e. a PERTEC IBM compatible Tape-deck, has been realized and tested.

Fig 1.6



Division II : NUCLEAR TECHNOLOGY AND PHYSICS

W.U.II, 4 : Neutron Dosimetry  
B.J. Mijnheer\* +

Calibration of Radioactive Neutron Sources (in cooperation with W.U.II, 14)

A comparison of the source strength of the 1.5  $\mu\text{g}$   $^{252}\text{Cf}$ -source constructed at CBNM, measured at the Institute for Nuclear Physics Research IKO, Amsterdam and CBNM, showed an unexplainable difference of about 1.5%. Possible causes as neutron absorbing impurities in the  $\text{MnSO}_4$ -bath or differences in the correction for the escape of non-thermalized neutrons from the bath, will be further investigated. The escape measurements will be performed with a small  $^3\text{He}$ -counter which has been tested.

Angular Dependence of Fast Neutron Fission Track Registration

The measurements of the angular dependence of fission track detectors with  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$ , irradiated with mono-energetic neutrons of the Van de Graaff and  $^{252}\text{Cf}$  neutrons and counted with an electrical track counter, have been worked out. The results showed differences up to 40% between parallel and perpendicular irradiation, and up to 25% between forward and backward irradiation. A possible explanation for the latter result could be a difference in the angular distribution of the low- and high-energy group of fission fragments. The results will be published 2.8).

W.U.II, 10 : Radionuclides, Standardization  
W. Bambynek\*, G. Bortels, D. Reher

Evaluation of Radionuclides Decay Data

Recommendations for evaluation of decay data, which were worked out by the "European Working Group on Evaluation of Radionuclides Decay Data", have been presented at the "Symposium on Application of Nuclear Data in Science and Technology" in Paris, March 1973 1.12). Details on these recommendations and an evaluation of the  $^{58}\text{Co}$  decay data have been published 1.13, 1.14).

---

+ Postdoctoral Research Fellow; present address:  
Anthonie van Leeuwenhoek Hospital, Amsterdam

Nuclides Decaying by Electron Capture

A review article "Orbital Electron Capture by the Nucleus" is in preparation in collaboration with American, British and German scientists. The present status in this field will be summarized, tables of experimental and theoretical results will be included.

Proportional counters

A paper "On Selected Problems in the Field of Proportional Counters" has been published 1.15). A report on the experience with our  $4\pi$  proportional counter operated under high pressure is in preparation.

Fluorescence yields

A paper on "Accurate Determination of the  $P_{K\bar{K}}$  Value and the Fluorescence Yield  $\omega_K$  of Sr after Electron Capture Decay of  $^{88}\gamma$  1.16) and a review on "K-Shell Fluorescence Yields" 1.17) have been published.

Solid State Sandwich Detector

A solid state sandwich detector system has been designed and is in construction in the workshop. Such a system contains a matched pair of Si(Li) or Ge(Li) detectors with the source in between them. A solid angle of  $4\pi$  will be approximated as far as possible, and the possibility is provided to change the detector distances very accurately inside the evacuated cryostat. The system will be used to measure electrons, X-, or  $\gamma$ -rays in singles and coincident mode.

Treatment of Spectra

A study of numerical techniques for the evaluation of  $\gamma$ -ray spectra has been started. Two summary talks were given. The intensity of X-ray fluorescence peaks, especially of low Z elements as C, F and Al which were measured by a proportional counter, has been analyzed by Prescott fits (for W.U.II, 12).

Numerical analysis

The influence of the inhomogeneity of a large  $\alpha$  source on the solid angle has been calculated. This is part of a program to find out systematic errors in counting  $\alpha$  particles very accurately in a low geometry solid angle arrangement. The applicability of a general non-linear least squares program by Powell and McDonald to our IBM 1800 computer has been studied. It was found that nine decimal digits are not sufficient to calculate numerically the partial derivatives. Data analysis service has been provided to the working units of the Radionuclides Group (Fortran programs, least squares analysis, interpolations).

Several programs have been written for the WANG calculator. A compilation of all our available programs has been made.

On-Line Data Treatment

A glossary of users needs for on-line data treatment within the Radionuclides Group has been made. A proposal for data treatment of scaler and multichannel analyser experiments has been worked out. Both studies were made to provide some necessary information to the data handling and electronic services for the development of a suitable system.

W.U.II, 11: Radionuclides, Constants A

H.H. Hansen\*, D. Mouchel, K. Parthasaradhi<sup>+</sup>

Nuclear and Atomic Properties

The study on the total K-shell internal ionization in nuclear  $\beta^-$ -decay has been accomplished 1.18, 2.9) for the isotopes  $^{45}\text{Ca}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{147}\text{Pm}$  and  $^{185}\text{W}$ . The number of emitted K X-rays was determined with a high energy resolution Si(Li) detector and compared with the absolute  $\beta^-$ -decay rate. The results are in good agreement with the appropriate theoretical one-step description of the shake-off process.

Photon total interaction cross-sections at energies between 3.3 and 165.8 keV for eight elements with  $13 \leq Z \leq 82$  have been determined by the transmission method with a "good-geometry" set-up using a high energy resolution Si(Li) detector. Total and shell-wise photoelectric cross-sections 2.10) were deduced by subtracting contributions from coherent and incoherent scattering. In general the agreement between the experimental results and theoretical values was found to be within 3%.

Experiments on the decay properties of  $^{115m}\text{In}$  have been performed (in collaboration with W.U.II, 12-II, 14) 2.11) For the half-life of the isomeric state in  $^{115}\text{In}$  a value of  $T_{1/2} = (4.486 \pm 0.006)\text{h}$  has been found. The  $\beta^-$ -branch to the excited level in  $^{115}\text{Sn}$  is  $\rho_{\beta^-} = (5.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ . From the electron spectrum a conversion ratio of  $K/(L+M+\dots) = 3.63 \pm 0.07$  has been deduced. The result for the K-shell internal conversion coefficient of the 336 keV  $\gamma$ -ray is  $\alpha_K = 0.842 \pm 0.012$ .

Experimental data from a study on the internal conversion process of the 279 keV  $\gamma$ -ray in  $^{203}\text{Tl}$  have been treated in order to get information on the internal conversion coefficients ( $\alpha = 0.2279 \pm 0.0024$ ,  $\alpha_K = 0.1653 \pm 0.0017$ ), on the penetration parameter ( $\lambda = 6.8 \pm 0.8$ ), and on the E2/M1 mixing ratio ( $\delta^2 = 1.32 \pm 0.11$ ) 2.12).

Measurements of the internal conversion coefficients of the 165.8 keV  $\gamma$ -ray in  $^{139}\text{La}$  were taken up again. Careful adjustment of the double and triple coincidence units were necessary in order to reach coincidence efficiencies of 100%. From conversion electron spectra a preliminary value of 5.81 has been found for the ratio  $K/(L+M+\dots)$ ,

---

<sup>+</sup>Euratom Research Fellow; on leave from the Department of Nuclear Physics, Andhra University, Visakhapatnam (A.P), India.

Data Treatment and Evaluation

The experimental procedure and calculations for a  $^{95}\text{Zr}/^{95}\text{Nb}$  standardization have been described<sup>1.19, 1.20)</sup>. Concerning the work on evaluation of decay properties of radionuclides the first attempt has been completed by a discussion and definition of rules for the evaluation procedure<sup>1.12, 1.13)</sup> and by compiling and evaluating some  $^{60}\text{Co}$  decay data<sup>1.21)</sup>.

Instrumentation

A magnet current control unit and a data readout unit for the  $\beta$ -spectrometer have been completed and connected to the machine (see also W.U.II, 7). A series of tests have been verified that the magnetic field stability, the reproducibility of its adjustment, the regulation of any field variation, and the overall reliability of proceeding any measurement sequence has considerably been increased.

The mounting of a Ge(Li)  $\gamma$ -ray spectrometer has been accomplished. The security and warning installations for cooling and vacuum were completed. First tests and measurements on reproducibility, background and energy calibration were made. The study of an automatized data recording treatment system and its realization is under performance.

W.U.II, 12: Radionuclides, Constants B

E. Celen, B. Denecke, E. De Roost, M. Mutterer<sup>+</sup>,  
A. Spernol\*

$\alpha$  Low Geometry Counting

About 600 measurements on 230 different samples have been made, mostly for other working units (especially for division III), partially for improvements of the method.

In the frame of the measurements on  $^{233}\text{U}$  a value for the half-life of this isotope has been deduced. Combining our results with those obtained by isotope dilution (ID) and coulometric methods (CPC) values for the half-life have been calculated (Table 2.2).

Table 2.2:  $T_{1/2}$  of  $^{233}\text{U}$

Measurement	$\alpha$ -Low-geometry combined with	
	ID	CPC
1972	$1.589 \cdot 10^5 \text{ y}$	$1.594 \cdot 10^5 \text{ y}$
1 ' 3	$1.598 \cdot 10^5 \text{ y}$	$1.596 \cdot 10^5 \text{ y}$

<sup>+</sup> Euratom Research Fellow, present address:  
Institut für Kernphysik, Technische Hochschule, Darmstadt.

Since the agreement is worse than expected, a new series of measurements is planned.

A series of measurements have been done in order to determine certain corrections in  $\alpha$ - low geometry counting as e. g. for scattering from collimators, walls and residual gases, geometry and source dimensions and homogeneity. Two new equipments have been built (one for division III) with improved mechanical components. Comparative tests have been done on new plastic detectors and on photomultipliers. An equipment for the determination of dead-layers in detectors has also been set up.

Coincidence Measurements

About 1000 measurements have been made by the  $4\pi\beta-\gamma$  coincidence equipment.

In cooperation with W. U. II, 11, II, 13 and II, 14 the decay of the isomer  $^{115}\text{In}$  has been remeasured. From these measurements we could deduce a value for the half-life of  $(4.485 \pm 0.002)\text{h}$ , and combining our results with those of the  $\gamma$ -spectrometer, a value of  $\alpha = 1.073 \pm 0.014$  for the total conversion coefficient  $(2.11)$

About 80 sources have been calibrated for other working units.

Miscellaneous

The publication of the proceedings of the 1972 Summer-school at Herzeg-Novi (Yugoslavia) has been managed, the work is now finished 1.22-1.24). The evaluation of decay scheme data has been continued 1.12, 1.13, 1.25). The results of experimental and theoretical investigations on internal bremsstrahlung in general 2.13, 1.26) and during decay of  $^{51}\text{Cr}$  1.27) and  $^{7}\text{Be}$  1.28), made previously, have been published. Also two reports on the earlier investigated absolute standardization of  $^{95}\text{Zr}/^{95}\text{Nb}$  mixtures are published 1.19, 1.20).

As usual a part of our time has been devoted to repair and technical assistance in the field of electronics for other working units, whereas also some time has been spent on writing and testing of programs for the treatment of the data of our measurements on the WANG, the GA 18/30 or the IBM 1800 computers.

W.U. II, 13: Radionuclides, Methods  
G. Grosse, I. Stanef +, R. Vaninbroukx\*

Liquid Scintillation Counting

In the frame of a program for searching optimal conditions for liquid scintillation counting of low energetic  $\beta$ -emitters the experimental and calculated efficiencies for  ${}^3\text{H}$  were compared (see Table 2.3). The measurements were performed with one- and two PM systems equiped with RCA 8850 photomultipliers using different scintillators. The experimental efficiencies were determined using a standardized solution. For each condition about 10 measurements have been done; the standard deviation for each series of measurements is given too. The calculated efficiencies take into account the correction for non detection probability :

$$\epsilon_{\text{cal}} = 1 - \sum_{\text{o}}^{\text{E}_{\text{max}}} [P_{\text{o}_i} n(E_i)]$$

where  $P_{\text{o}_i}$  (non detection probability) =  $e^{-m_i}$ , and  $m_i$  is the mean number of electrons hitting the first dynode for a  $\beta$ -particle with energy  $E_i$ .

Table 2.3 : Efficiencies for liquid scintillation counting of  ${}^3\text{H}$

Scintil-lator	1 PM system		2 PM system	
	$\epsilon_{\text{exp}}$	$\epsilon_{\text{cal}}$	$\epsilon_{\text{exp}}$	$\epsilon_{\text{cal}}$
BIBUQ	$0.885 \pm 0.8\%$	0.892	$0.652 \pm 1.2\%$	0.652
PBD	$0.881 \pm 1.2\%$	0.892	$0.590 \pm 1.3\%$	0.586
PPO/ POPOP	$0.816 \pm 1.4\%$	-	-	-

A review paper on the present status in the field of precision liquid scintillation counting has been published [1.29]. For the half-life determination of  ${}^{233}\text{U}$  the specific activity of a solution prepared from the material 278 (99.9986%  ${}^{233}\text{U}$ ) has been determined. The  ${}^{233}\text{U}$  activity was determined by measuring about 20 samples prepared from 5 different dilutions. The result was : 303.1 dps/mg with a standard deviation of  $\pm 0.05\%$  and an estimation maximum error about 0.2 %. Table 2.4 gives the values

+ Institute for Atomic Physics, Bucharest, Romania; temporarily (July 72 - February 73) Guest Research Fellow at CBNM.

for the half-life of  $^{233}\text{U}$  calculated from the liquid scintillation results, for the "1972" and "1973" measurements, and the U-concentration as determined by isotope dilution (ID) and coulometry (CPC).

Table 2.4 :  $T_{1/2}^{^{233}\text{U}}$

Measurement	$T_{1/2}$ calculated from Liq. Scint. and	
	ID	CPC
1972	$1.584 \cdot 10^5 \text{ y}$	$1.590 \cdot 10^5 \text{ y}$
1973	$1.599 \cdot 10^5 \text{ y}$	$1.597 \cdot 10^5 \text{ y}$

Some supplementary measurements should be made in order to solve the discrepancies between the "1972" and "1973" results.

#### Routine $\gamma$ -measurements

The calibration of a new 3" x 3" NaI(Tl) detector was continued using standardized solutions of  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{85}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{125}\text{I}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{140}\text{Ba}/^{140}\text{La}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{185}\text{W}$  and  $^{198}\text{Au}$ .

Several  $\gamma$ -reference sources of special size have been prepared and calibrated for other working units and for T.U.-Institute Karlsruhe :  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{198}\text{Au}$ .

In the frame of a common program (W.U. II, 11 to 14) on the  $^{115m}\text{In}$  decay scheme 2.11) the 335 keV  $\gamma$ -intensity of about 70 sources was determined. The KX-contribution was eliminated by a 2 g/cm<sup>2</sup> Fe absorber. The correction for other  $\gamma$ 's and bremsstrahlung was 0.4 %. The half-life was determined as  $(4.485 \pm 0.004)\text{h}$ .

Using a calibrated Si(Li) detector the radiochemical purity of different radionuclides e.g.  $^{85}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{196}\text{Au}$ ,  $^{198}\text{Au}$  was determined. The intensity of the 125.3 keV  $\gamma$  transition in the decay of  $^{185}\text{W}$  was measured yielding the value  $I_{125.3} = 0.00018 \pm 0.00003$ . The  $^{229}\text{Th}$  (and daughters) contribution to the total activity of the  $^{233}\text{U}$  solution was determined from the  $\gamma$ -spectrum as :  $0.0017 \pm 0.0001$ .

The procedure for the absolute standardization of the radioactive pair  $^{95}\text{Zr}/^{95}\text{Nb}$  has been described [1.19, 1.20].

#### Activation Analysis Program

For a CBNM program on photonuclear activation analysis work a series of Al-Au foils and pure Au foils were irradiated two times at the Linac [ $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$  reaction].

Most of the foils were measured several times.  
 The reproducibility of the measurements was equal  
 to the counting statistics of  $\pm 0.2\%$ . The results  
 are summarized in Table 2.5.

Foil position i	Specific activity of foil i/ Mean specific activity			
	Au-Al foils		Mean	Au foils June 73
	May 73	June 73		
1	1.0011	1.0012	1.0012	1.0011
2	1.0016	0.9995	1.0006	1.0012
3	0.9870	0.9900	0.9885	1.0006
4	0.9959	1.0003	0.9981	1.0004
5	1.0033	1.0034	1.0034	0.9996
6	1.0170	1.0130	1.0150	0.9985
7	1.0058	--	--	1.0015
8	1.0009	0.9978	0.9994	1.0002
9 <sup>x</sup>	0.9979	0.9960	0.9970	0.9960
10	1.0028	1.0012	1.0020	0.9993
11	0.9928	0.9978	0.9953	0.9997
12	pure Al foil			0.9966

<sup>x</sup> Wheel at this position damaged.

At the same occasion the half-life of  $^{196}\text{Au}$  was determined to be  $(6.13 \pm 0.002)\text{d}$ .

For the same program 3 Au foils ( $\varnothing 10 \text{ mm}$ ,  $t 0.1 \text{ mm}$ ), irradiated previously in the BR1 [ $^{197}\text{Au} (\text{n}, \gamma) ^{198}\text{Au}$  reaction] and for which the activity was determined with an accuracy of  $\pm 0.5\%$  using our calibrated  $\gamma$ -spectrometer, were used for the preparation of Au-Al alloys with respectively 0.99 %, 1.00 % and 1.01 % Au and from each of the 3 alloys 20 foils ( $\varnothing 10 \text{ mm}$ ,  $t 0.1 \text{ mm}$ ) were prepared (W.U. III, 8). The specific activity of the 60 foils was determined with an accuracy of  $\pm 0.3\%$  (maximum error), the relative accuracy being  $\pm 0.1\%$ . The results are summarized in Table 2.6.

Table 2.6 : Activity of Au-Al foils

Alloy % Au (gravimetric determination)	Mean specific activity dps/mg		SD ± %	Maximum deviation %
	Expected from the activity of the Au-foils used and the gravimetric %	Measured on 20 Au-Al foils/ series		
0.99	175.45	174.66	0.5	1.4
1.00	194.35	193.49	0.4	0.7
1.01	201.03	199.53	0.4	0.8

W.U. II, 14 : Radionuclides Services

W. van der Eijk\*, W. Oldenhof (part time), W. Zehner

Services

310 sources have been prepared by precipitation, electro-deposition and vacuum evaporation from several nuclides ( $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{45}\text{Ca}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{123}\text{I}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{140}\text{Ba}$ ,  $^{153}\text{Gd}$ ,  $^{170}\text{Tm}$ ,  $^{185}\text{W}$ ,  $^{198}\text{Au}$ ,  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ) for University of Bochum, W.U. II, 5, 9, 11-14.

650 Au coated thin VYNS foils have been prepared. A total of 250  $2\pi\alpha$ ,  $4\pi\alpha$ ,  $4\pi\beta$  and end-window measurements have been made. Solutions of  $^{45}\text{Ca}$ ,  $^{89}\text{Sr}$  and  $^{185}\text{W}$  have been calibrated to prepare sources for W.U. II, 11.

Improvement of Methods

A ME 22 Mettler electromicrobalance with an adapted case (constructed at CBNM) has been put into use for the determination of dropmasses. The use of an improved plastic pycnometer, with a glass capillary sealed into the neck, prevents the formation of a thin film in the pycnometer after expelling the drop. This thin film is found, if the original pycnometers with capillaries drawn from the neck of the bottle are used, and, gives rise to an uncertain correction for buoyancy. In a series of experiments where quantitative sources from an  $^{241}\text{Am}$  solution have been prepared according to different weighing procedures, it has been found by  $4\pi\alpha$ - $\gamma$  coincidence measurements (W.U. II, 12), that the error due to the weighing is less

than  $2\mu\text{g}$  2.14) the total error on the mass determination of drops of 15-20 mg is less than 0.04 %. This error is acceptable in the calibration of radioactive solutions. Therefore this investigation has been finished.

The investigation on the reproducibility and accuracy of micro-pipets in use in radioactivity laboratories has been completed.  $^{60}\text{Co}$  sources have been prepared from a calibrated  $^{60}\text{Co}$  solution and have been counted with a calibrated NaI crystal (W.U. II, 13). In the "to deliver" mode precisions of 2-4 % are attainable for volumes of  $5\mu\text{l}$  or more.

A systematic investigation of the different methods for the preparation of thin radioactive sources has been started.

#### Decay Schemes

In the frame of the half-life program the specific activity of the  $^{233}\text{U}$  solution 1352 has been determined by  $4\pi\alpha$  counting to be  $304.9 \text{ dps/mg} \pm 0.6\%$  (maximum error). The results for the  $^{233}\text{U}$  half-life obtained from  $4\pi\alpha$  measurements combined with CPC and ID results for the U concentration are given in Table 2.7.

Table 2.7 :  $T_{1/2}$  of  $^{233}\text{U}$

Measurement	4 $\pi\alpha$ combined with	
	ID	CPC
1972	$1.583 \cdot 10^5 \text{ y}$	$1.588 \cdot 10^5 \text{ y}$
1973	$1.590 \cdot 10^5 \text{ y}$	$1.588 \cdot 10^5 \text{ y}$

Together with W.U. II, 12 and 13 the decayscheme of  $^{115m}\text{In}$  has been investigated accurately. The total electron intensity (conversion electrons +  $\beta^-$ ) has been determined. The intensity of the  $\beta^-$ -transition to the  $^{115}\text{Sn}$  ground state is  $P_{\beta^-} = (5.0 \pm 0.7)\%$ . By  $4\pi\beta$  counting a half-life of  $(4.491 \pm 0.005)\text{h}$  has been determined 2.11). For the calibration of radioactive neutron sources see W.U. II, 4.

Division III : SAMPLE PREPARATION AND DEFINITION

W.U.III.3 : Chemistry C

V.Verdingh , R.Besenthal, A.Michiels, H.Ruts,  
G.Strack, J.Tjoonk

Preparative Chemistry

The preparation and conditioning of vacuum canned samples of stable and separated isotopes has been continued.

Different isotopic materials were quantitatively recovered from the samples and reused, after treatment, for new preparations.

Several isotopic materials were recovered and conditioned for shipment.

A large effort was spent for the  $^{241}\text{Am}$  programme, both in the preparation of the large surface americium layers (by suspension spraying of  $\text{AmO}_2$ ) and the set-up of a transfer box for the mounting of the samples in a spark chamber. Difficulties encountered during the experiment made it necessary to dismantle the spark chamber and to recover the layers. A new experiment is planned with new different samples.

Highly enriched  $^{238}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$ -oxide layers with large diameter could be prepared by suspension spraying (CEA-programme). Boron layers of several  $\text{mg.cm}^{-2}$  could be made by the same method.

High tension electrophoresis was used in the preparation of  $\text{UO}_2$   $\text{UO}_3$  and  $\text{U}_3\text{O}_8$  layers on various backing materials. A start was made with the study of grain-size distribution in function of electrophoresis time.

Many demands were fulfilled by electrospraying of solutions on solid and thin backings. Most of the samples were standardized by  $\alpha$ -low geometry counting and analysed for their isotopic composition.

In view of future programmes a series of glove boxes was ordered.

Table 3.1.

Applicant	Sample Material	Support	Amount
<u>Electro-spraying</u>			
Univ. Catania	$^{232}\text{Th}$	Al	146
Orsay	W	C	1
Univ. Gent	$^{239}\text{Pu}$	glass/Au	1
Univ. Paris Sud	$^{184}\text{W}$	C	1
" " "	$^{186}\text{W}$	C	1
" " "	$^{184}\text{W}$	Al	1
" " "	$^{186}\text{W}$	Al	1
" " "	$^{184}\text{W}$	C	1
" " "	$^{184}\text{W}$	C	1
C.E.A.	$^{238}\text{U}$ 10%	Al	2
	$^{235}\text{U}$		
KFZ-Karlsruhe	$^{235}\text{U}$	vyns+C	6
Univ. Gent	$^{235}\text{U}$	Al	1
" "	$^{235}\text{U}$	vyns	2
KFA Jülich	$^{235}\text{U}$	Ti	10
Univ. Bonn	$^{232}\text{Th}$	Al	1
GFK Karlsruhe	$^{252}\text{Cf+}$ $^{239}\text{Pu}$	vyns/Al	4
CEN Bordeaux	$^{236}\text{U}$	Pt	1
Pavia Univ.	$^{233}\text{U}$	Ni	1
" "	$^{235}\text{U}$	Ni	1
CBNM	$^{235}\text{U}$	scint. foil	1
CNEN-CBNM	$^{235}\text{U}$	Al	54
CBNM	$^{233}\text{U}$	Al	1
C.E.A.	$^{235}\text{U}$	Al	2
C.E.A.	$^{238}\text{U}$	Al	8
Univ. Utrecht	B	polyprop.	10
Univ. Gent	$^{238}\text{U}$	vyns	1
Phys. Nucl.	$^{186}\text{W}$	C	1

Table 3.1. (continued)

Applicant	Sample Material	Support	Amount
<u>Electro-spraying</u>			
Orsay	$\text{Al}_2\text{O}_3$	Al	1
Nucl. Energy Res.	$^{235}\text{U}$	vyns/Al	4
Taiwan	$^{233}\text{U}$	vyns/Al	3
Taiwan	$^{239}\text{Pu}$	vyns/Al	3
GFK Karlsruhe	$^{240}\text{Pu}$	inox	4
" "	$^{241}\text{Pu}$	inox	4
" "	$^{239}\text{Pu}$	inox	10
CBNM	$^{238}\text{U}$	Al	1
" (T1/2)	$^{233}\text{U}$	Quartz+Pt	2
" "	$^{235}\text{U}$	Quartz+Pt	1
" "	$^{241}\text{Am}$	Al	4
"	$^{239}\text{Pu}$	inox	6
"	$^{241}\text{Pu}$	Al	1
CEN Bordeaux	$^{235}\text{U}$	Al	1
Univ. Berlin	$^{241}\text{Am}$	inox	2
GFK Karlsruhe	$^{235}\text{U} +$ $^{252}\text{Cf}$	vyns/Al	5
Univ. Brussel	$^{182}\text{W}$	C	1
" "	$^{182}\text{W}$	C	1
Univ. Utrecht	B	polyprop.	1
TH München	$^{48}\text{Ti}$	Al/C	2
GFK Karlsruhe	$^{235}\text{U} +$ $^{252}\text{Cf}$	Al	4
<u>Settling</u>			
CBNM	$^{236}\text{U}$	Al	1
CBNM	$^{237}\text{Np}$	Al	1
CBNM	$^{242}\text{Pu}$	Plexiglass	1
CNEN-CBNM	$^{91}\text{Zr}$	Al	1

W.U.III, 7: Vacuum Techniques

H. L. Eschbach\*, G. Müschenborn, W. Dobma,  
E.W. Kruidhof, W. Lycke, P. Rietveld, J. Van Gestel

Samples Prepared by Vacuum Evaporation

Again a good deal of assistance has been given to other groups of CBNM by producing thin metallic coatings on various materials. In general gold and aluminium layers were requested as conducting or optically reflecting films. In a number of cases platinum and tantalum protection layers were produced by cathodic sputtering.

Besides these layers the targets and reference samples are indicated in table 3.2 and prepared by vacuum evaporation and cathodic sputtering were delivered in the course of 1973.

Reference Samples

For the fabrication of reference samples the evaporation of  $\text{UO}_2$  by electron bombardment has been employed whenever possible. Most of the uranium reference samples were prepared for the fission foil exchange programme.

Measurements on Thin Films

A report on the measurement of mechanical stresses in evaporated gold layers on glass and tantalum backings has been published<sup>1,32)</sup>. The method has been extended to boron films on glass and metal backings.

In order to get more information on the mechanical properties of evaporated layers two simple experimental arrangements were tried to measure the adherence of thin films to their backings. In the first set-up a small metal cylinder was cemented to the deposit and the force was measured to pull the layer off the substrate. In the second arrangement the layer was scratched with the point of a needle. From the scratch width at different loads the adherence of the layer to the substrate can be deducted. Although there is a considerable scatter, preliminary results with both methods show clearly significant differences with different metal-substrate combinations. Also the influence of a special surface treatment could be demonstrated.

Table 3.2.

Applicant	Sample Material	Support	Amount
CEN, Grenoble	$^{235}\text{UO}_2$	Cu	20
Roumenia	$^{235}\text{UO}_2$	$\text{SiO}_2$	2
USA, Oak Ridge	$^{235}\text{UO}_2$	$\text{SiO}_2$	2
UK, Winfrith	$^{235}\text{UO}_2$	$\text{SiO}_2$	2
CEN, Mol	$^{238}\text{UO}_2$	$\text{SiO}_2$	12
KFA, Jülich	$^{238}\text{UO}_2$	$\text{SiO}_2$	3
CEN, Grenoble	$^{235}\text{UO}_2$	Cu	28
Univ. Gent	$^{238}\text{UF}_4$	Vyns	1
Switzerland	$^{235}\text{UF}_4$	$\text{SiO}_2$	2
CBNM	$^{10}\text{B}$	Al	3
CBNM	$^{10}\text{B}$	Mo	1
CEN, Mol	$^{10}\text{B}$	Stainless steel	12
Univ. Leuven	nat. B	Stainless steel	4
CBNM	$^6\text{LiF}$	Al	4
CBNM	LiF	Ta	32
CBNM	Ag	Vyns	1
CBNM	Al	Stainless steel	4
CBNM	Cu	Stainless steel	4
CBNM	Ag	Stainless steel	4
CBNM	Au	Stainless steel	4
Univ. Leuven	Al	Au	1
Univ. Leuven	Au	C	5
CEN, Mol	Ta	C	17
CBNM	Ni	Al	8
SIN, Switzerland	Bi	Polythene	500

Table 3.1. (continued)

Applicant	Sample Material	Support	Amount
<u>Settling</u>			
CNEN-CBNM	<sup>96</sup> Zr	Al	1
CBNM	<sup>235</sup> U	Al	1
CNEN-CBNM	<sup>10</sup> B	Al	1
" "	CaO	Al	1
" "	<sup>91</sup> Zr	Al	1
" "	NaF	Al	1
<u>Electro-phoresis</u>			
SCK	<sup>238</sup> U	Ir	5
SCK	<sup>238</sup> U	Inox	8
SCK	<sup>238</sup> U		7
<u>Foils</u>			
Various		Vyns	167

W.U.III,4 : Chemistry D

G. Del Bino , W. Wolters

Californium Samples Preparation

The preparation of thin <sup>252</sup>Cf sources by self-transfer and other methods has been continued.

The needs of the applicants in the field are more in the direction of high fission rate sources ( $10^5$ - $10^7$  f. min<sup>-1</sup>). 18 sources were delivered.

High fission rate sources can now be prepared as the quantity of starting materials has increased to  $\geq 10 \mu\text{g}$  and due to the elaboration of an electrodeposition method for the preparation of the primary sources.

A first badge of  $10 \mu\text{g}$  <sup>252</sup>Cf did not give the expected results in electrodeposition. The reason for this was a high contamination of the material with Fe from the shipping vessel. From a new badge of  $10 \mu\text{g}$  <sup>252</sup>Cf, this time in a Pt container, five primary sources of about  $2 \mu\text{g}$  <sup>252</sup>Cf each could be prepared. The yield in electrodeposition was nearly 100 %. The resulting sources showed high self-transfer activity.

## 1. PUBLICATIONS

- 1.1 BOECKHOFF, K. H., MIGNECO, E., THEOBALD, J., WARTENA, J., A large area fission fragment detector with fast response. *Nucl. Instr. Meth.* 45 (1966) p. 233-237.
- 1.2 THEOBALD, J. P., WARTENA, J. A., WERZ, R., POORTMANS, F., Neutron Multiplicity Measurement on Resolved Fission Resonances of  $^{235}\text{U}$ . *J. Nucl. Energy* 27 (1973) 435.
- 1.3 WEIGMANN, H., ROHR, G., HESKE, M., Gamma rays from Resonance Neutron Capture in  $^{143}\text{Nd}$ . *Nucl. Phys.* A185 (1972) p. 229-235.
- 1.4 COCEVA, C., GIACOBBE, P., CORVI, F., and STEFANON, M., Method of spin assignment of bound levels populated by ( $n, \gamma$ ) reactions. *Nucl. Phys.* A218 (1974) 61.
- 1.5 LISKIEN, H., and PAULSEN, A., Neutron production cross sections and energies for the reactions  $T(p, n)^3\text{He}$ ,  $D(d, n)^3\text{He}$ , and  $T(d, n)^4\text{He}$ . *Nuclear Data Tables* 11 (7) (1973) 569.
- 1.6 LISKIEN, H., and PAULSEN, A., An evaluation for cross sections of the reactions  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  and  $^7\text{Be}^*$ . Report EANDC(E)-159 "L".
- 1.7 FARINELLI, U., and LISKIEN, H., Progress Report of the Euratom Working Group on Reactor Dosimetry (for the period July 1970 - December 1973), Report EUR 5028e (1973).
- 1.8 LISKIEN, H., and PAULSEN, A., Remarks concerning cross sections for threshold detectors. Proc. Consult. Meeting on Nucl. Data for Reactor Neutron Dosimetry, Vienna, 10-12 September 1973, INDC(NDS)-56/U, p. 111 (1973).
- 1.9 ISLAM, M. M., KNITTER, H. -H., The energy spectrum of prompt neutrons from the fission of uranium-235 by 0.40 MeV neutrons. *Nucl. Sci. and Eng.* 50 (1973) 108.
- 1.10 KNITTER, H. -H., PAULSEN, A., LISKIEN, H., ISLAM, M. M., Measurements of the neutron energy spectrum of the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . *Atomkernenergie* 22, (1973) 84.
- 1.11 CORVI, F., STEFANON, M., COCEVA, C., and GIACOBBE, P. Low energy  $\gamma$ -rays and spins of  $^{235}\text{U}$ . *Nucl. Phys.* A203, (1973) 145.

- 1.12 BAMBYNEK, W., GRINBERG, B., HANSEN, H.H., LAGOUTINE, F., LE GALLIC, Y., LEGRAND, J., DE ROOST, E., SPERNOL, A., WAPSTRA, A.H., WEISS, H.M., Evaluation des Paramètres de Schémas de Désintégration, in Nuclear Data in Science and Technology, Vol. II (IAEA, Vienna, 1973) p. 521.
- 1.13 GRINBERG, B., BRETHON, J.P., LAGOUTINE, F., LE GALLIC, Y., LEGRAND, J., WAPSTRA, A.H., WEISS, H.M., BAMBYNEK, W., DE ROOST, E., HANSEN, H.H., SPERNOL, A., Critical Evaluations of Decay Properties and Compilations of other Useful Data of Frequently Used Radionuclides, Atomic Energy Review 11, 516 (1973).
- 1.14 BAMBYNEK, W., LEGRAND, J., Cobalt-58-Decay, Atomic Energy Review, 11, 524 (1973).
- 1.15 BAMBYNEK, W., On Selected Problems in the Field of Proportional Counters, Nucl. Instr. Meth. 112, 103 (1973).
- 1.16 BAMBYNEK, W., REHER, D., Accurate Determination of the  $P_{K\omega_K}$  Value and the Fluorescence Yield  $\omega_K$  of Sr after Electron Capture Decay of  $^{88}\text{Y}$ , Z. Physik 264, 253 (1973).
- 1.17 BAMBYNEK, W., K-Shell Fluorescence Yields, in R.W. Fink, S.T. Manson, J.M. Palms, P.V. Rao (eds.), Inner Shell Ionization Phenomena and Future Applications (Technical Information Division, USAEC, Oak Ridge, Tenn., 1973) p. 80.
- 1.18 HANSEN, H.H., The Photon Spectrum emitted in the Decay of  $^{147}\text{Pm}$ , in R.W. Fink, S.T. Manson, J.M. Palms, P.V. Rao (eds.), Inner Shell Ionization Phenomena and Future Applications (Technical Information Division, USAEC, Oak Ridge, Tenn., 1973) p. 2157.
- 1.19 HANSEN, H.H., DE ROOST, E., VAN DER EIJK, W., VANINBROUKX, R., Absolute Standardization of the Radioactive Pair  $^{95}\text{Zr}/^{95}\text{Nb}$ , EUR-5038e (1973).
- 1.20 DE ROOST, E., HANSEN, H.H., VAN DER EIJK, W., VANINBROUKX, R., Procedure for Absolute Standardization of the Radioactive Pair  $^{95}\text{Zr}/^{95}\text{Nb}$ , Int. J. Appl. Rad. Isot. 24, 702 (1973).
- 1.21 HANSEN, H.H., LEGRAND, J., Nuclear and Atomic Properties in the  $^{60}\text{Co}$  Decay, At. Energy Rev. 11, 576 (1973).

- 1.22 SPERNOL, A., Some General Aspects of Radioactivity Measuring Methods, Nucl. Instr. Meth. 112, 23 (1973).
- 1.23 SPERNOL, A., DE ROOST, E., MUTTERER, M., Problems and Possibilities of Bremsstrahlung Counting, Nucl. Instr. Meth. 112, 169 (1973).
- 1.24 SPERNOL, A., School Summary, Nucl. Instr. Meth. 112, 397 (1973).
- 1.25 DE ROOST, E., LAGOUTINE, F., Chromium-51 Decay. Nuclear and Atomic Properties, At. Energy Rev. 11, 642 (1973).
- 1.26 MUTTERER, M., Innere Bremsstrahlung beim erlaubten Kernzerfall von  $^{51}\text{Cr}$  und  $^7\text{Be}$  durch Elektroneneinfang, Thesis, Technische Universität München (1973).
- 1.27 MUTTERER, M., Radiative Capture of s-Electrons in the Decay of  $^{51}\text{Cr}$ , Phys. Rev. C8, 1370 (1973).
- 1.28 MUTTERER, M., Radiative Capture of s-Electrons in the Decay of  $^7\text{Be}$ , Phys. Rev. C8, 2089 (1973).
- 1.29 VANINBROUKX, R., STANEF, I., Present Status in the Field of Precision Liquid Scintillation Counting, Nucl. Instr. Meth. 112, 111 (1973).
- 1.30 HANSEN, H.H., MOUCHEL, D., MUTTERER, M., Detection of Low Energy Electrons with a Channeltron in a Magnetic  $\beta$ -Spectrometer, in R.W. Fink, S.T. Manson, J.M. Palms, P.V. Rao (eds.), Inner Shell Ionization Phenomena and Future Applications (Technical Information Division, USAEC, Oak Ridge, Tenn., 1973) p. 709.
- 1.31 VAN DER EIJK, W., OLDENHOF, W., ZEHNER, W., Preparation of Thin Sources, a Review, Nucl. Instr. Meth. 112, 343 (1973).
- 1.32 ESCHBACH, H.L., VERHEYEN, F., Possibilities and limitations of the stylus method for thin film thickness measurements. "Thin Solid Films".

**2. PUBLICATIONS IN PREPARATION**

---

- 2.1 THEOBALD, J., WARTENA, J., WEIGMANN, H.,  
WERZ, R., Neutron Multiplicity Measurements on Resolved  
Fission Resonances of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$ . Tripartite Symposium  
on Nuclear Physics with Thermal and Resonance Energy Neu-  
trons, Petten, May 21-28, 1973.
- 2.2 MEWISSEN, L., POORTMAN, F., ROHR, G.,  
THEOBALD, J., VAN PRAET, G., WEIGMANN, H.,  
WERZ, R., Cross Section Measurements on  $^{236}\text{U}$  below  
2 KeV. Tripartite Symposium on Nuclear Physics with  
Thermal and Resonance Neutrons, Petten, May 21-28, 1973.
- 2.3 WERZ, R., ROHR, G., THEOBALD, J., WEIGMANN, H.,  
Estimation of Resonance Parameters of Class I Levels Using  
the Maximum Likelihood Method, Tripartite Symposium on  
Nuclear Physics with Thermal and Resonance Energy Neutrons,  
Petten, May 21-28, 1973.
- 2.4 WEIGMANN, H., and ROHR, G., Systematics of Total  
Radiative Widths of Neutron Resonances. Tripartite Sym-  
posium on Nuclear Physics with Thermal and Resonance  
Energy Neutrons, Petten, May 21-28, 1973.
- 2.5 PAULSEN, A., WIDERA, R., and LISKIEN, H., Cross  
Sections for the Reaction  $^{51}\text{V}(\text{n},\alpha)^{48}\text{Sc}$  between 10 and  
20 MeV. To be published as Letter to the Editor of  
Atomkernenergie.
- 2.6 KNITTER, H.-H., PAULSEN, A., LISKIEN, H.,  
Neutron energy spectrum of the spontaneous fission of  
 $^{252}\text{Cf}$ . Proceedings of the National Soviet Conference on  
Nuclear Physics, Kiev, May 28 - June 1, 1973.
- 2.7 DERUYTTER, A.J., Research at CBNM to improve the  
accuracy of neutron standard cross-sections, Second  
all-union conference on neutron physics, Kiev, June 1973.
- 2.8 MIJNHEER, B.J., The Angular Dependence of Fast Neutron  
Fission Track Registration, submitted to Int. J. Appl.  
Rad. Isot.
- 2.9 HANSEN, H.H., PARTHASARADHI, K., K-Shell Internal-  
Ionization Probabilities in Nuclear  $\beta^-$ Decay, Phys. Rev. C.

- 2.10 PARTHASARADHI, K., HANSEN, H. H., Attenuation Coefficient Measurements for 3.3 to 165.8 keV Photons, Phys. Rev. A.
- 2.11 HANSEN, H. H., DE ROOST, E., VAN DER EIJK, W., VANINBROUKX, R., Decay Properties of  $^{115m}\text{In}$ , Z. Phys.
- 2.12 HANSEN, H. H., MOUCHEL, D., Internal Conversion Coefficients and Penetration Effect for the 279 keV Transition in  $^{203}\text{Tl}$ , Z. Phys.
- 2.13 MUTTERER, M., Allowed Radiative Capture of Electrons from Orbital s-States, Nucl. Phys.
- 2.14 VAN DER EIJK, W., BRULMANS, J., LOUWERIX, E., Improvements in the Quantitative Sampling of Solutions.

3. PRESENTED PAPERS

- 3.1 WERZ, R., ROHR, G., THEOBALD, J., WEIGMANN, H.,  
Class II State Parameters from Fine Structure Fission  
Widths, Proceedings of the International Conference on  
Nuclear Physics, Munich, Aug. 27 - Sept. 1, 1973.
- 3.2 ROHR, G., and WEIGMANN, H., Short range energy-  
dependence of the  $^{177}\text{Hf}$  neutron strength function.  
Proceedings of the International Conference on Nuclear  
Physics, Munich, Aug. 27 - Sept. 1, 1973.

XXIV. CO-OPERATION BETWEEN S.C.K./C.E.N., MOL and CBNM, GEEL.  
FOR NEUTRON CROSS-SECTION MEASUREMENTS<sup>†</sup>

I. NEUTRON SPECTROMETRY

1.1. Total cross-section of  $^{226}\text{Ra}$

H. Ceulemans\*

$^{226}\text{Ra}$  is probably the only naturally occurring and long-lived radionuclide for which no neutron resonance cross section data are available up to now. In the preceding progress report a measurement of the total cross-section between 1.02 eV and 1 eV with the BR2 crystal spectrometer has been reported. The measurements have now been extended up to about 1 keV at present, at the Cinen at CBNM using the same sample.

The transmission experiments with a thickness of  $1.5 \times 10^{-3}$  cm of  $^{226}\text{Ra}$  in the beam have shown resonances as in Fig. 1 at the following energies (in eV) : 38.61; 55.98; 88.04; 137.38; 171.49; 214.64; 241.83; 327.07; 385.10 (1); 392.33; 574.08; 818.11; 1311.43; 1674.42.

Taking into account the resonance at 1.036 eV, this would give  $\sigma = 4.4 \text{ barn}$  and lead to an average reduced neutron width of  $\bar{\omega} = 1.1 \text{ fm}^2$ , if a scattering function of  $10^{16} \text{ eV}^{1/2}$  is assumed. The data have been obtained using a flight path of 29.73 m. The timing resolution varies from 40 ns to 100 ns in four zones starting at 688 eV with zone limits at 3.5, 6.5, 11.5 and 19.5 eV. Our measuring conditions allow a minimum sensitivity at the highest measured energy of about 35 barn-eV cross-section integrated. This corresponds to a resonance with a reduced width of  $\bar{\omega} = 0.7 \text{ fm}^2$ . It is estimated that the conclusion is that very few resonances have been missed.

The observed resonance spacing provides information on a number of levels for few states are available. The moment seems to be  $J = 1/2$  with a spin coupling of 19.2 eV (F. Regin et al., Phys. Rev., 176, 1666, 1968). The value for the total reaction is 4.782 barn (from the data of J. W. D. Gove and calculation by L.P. Gove and A.H. Wapstra, and A.J. Kox, 1967, 1968, 1969, references in the email to explain the large difference in the total probability).

\*CINEN, Geel, Belg.  
<sup>†</sup>This work has been performed under the framework of the EURATOM programme reference EURATOM/4144-Z/W-11. Measurements of the total cross-section are reported separately for each of the two institutions.

## 1.2. Resonance Parameters and statistical properties of $^{236}\text{U}$

### 1.2.1. High resolution transmission measurements below 4.1 keV

G. Carraro\*, A. Brusegan\*

The neutron total cross section of  $^{236}\text{U}$  and the resonance parameters have been measured from 40 eV up to about 4.1 keV on a 100 m flight path.

Two samples have been used with thicknesses of  $0.898 \cdot 10^{-2}$  at/b and  $3.133 \cdot 10^{-2}$  at/b; the isotopic composition is 89.4 %  $^{236}\text{U}$ ; 9.2 %  $^{235}\text{U}$ ; 1.3 %  $^{238}\text{U}$ ; 0.1 %  $^{234}\text{U}$ .

- [963] The nominal resolution of the different measurements varied between 3.2 ns/m at 40 eV and 0.4 ns/m at 4.1 keV. 190 resonances have been observed and the resonance parameters  $E_0$  and  $\Gamma_n^0$  have been determined using the area programme of S.T. Atta and J.A. Harvey [Numerical analysis of neutron resonances, ORNL - 3306 (1961)].
- [964] Preliminary results of these measurements have been reported at the "Conference on Nuclear Structure Study with Neutrons" (Budapest, July 30 - August 5, 1972).

The resulting level spacing in the range from 40 eV up to 1.6 keV is  $\bar{\Delta} = (16.9 \pm 0.4)$  eV. This value calculated for the whole range up to 4.1 keV and corrected according to the method of Fuketa I. and Harvey J.A. [Nuclear Instr. and Meth., 33 (1965) 107] for the missed resonances, changes to :

$$\bar{\Delta}_0 = (15.1 \pm 1.3)\text{eV}$$

The s-wave strength function in the whole range together with the afore mentioned correction yields  $S_0 = (11.04 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$ .

Our results and the calculated statistical properties agree well with those obtained by A.D. Carlson et al. [Nucl. Phys. A 141 (1970) 577] up to 415 eV and with those reported in the following paragraph.

### 1.2.2. Partial and total cross section measurements below 1.8 keV

L. Mevissen\*\*, F. Poortmans\*\*, G. Pohr\*, J.P. Theobald\*  
G. Vanpraet\*\*\*, H. Weigmann\*, R. Werz\*

- [963] The scattering, capture and transmission measurements of  $^{236}\text{U}$ , obtained on a 30 m flight path have been analysed to obtain  $\Gamma_n$ -values for 67 resonances and  $\Gamma_0$ -values for 57 among them, up to 1.8 keV. The energy  $E_{\alpha}$  of 10 resonances up to 2.1 keV has been determined from the same experiments. The statistical properties of the resonance parameters have been deduced from the parameters
- [964]

\* CERN, Geneva, Geel  
\*\* VUB, Brussels, Mol  
\*\*\* ULB, Antwerpen

of the individual levels. Below 1200 eV the experimental mean level spacing  $\bar{D}$  was  $(17.3 \pm 0.5)$  eV.

After correction for missed levels according to the formalism of Fuketa and Harvey (see above) the s-wave mean level spacing was calculated as

$$D_0 = (15.2 \pm 0.5) \text{ eV}$$

The experimental distribution of  $D$  agrees with the calculated Wigner distribution.

The mean capture width  $\bar{\Gamma}_\gamma$ , an important value for the calculation of the  $^{238}\text{Pu}$  production in reactors, was obtained by weighing over 57 resonances :

$$\bar{\Gamma}_\gamma = [23.0 \pm 0.5 \text{ (statistic.)} \pm 1.0 \text{ (systematic)}] \text{ meV}$$

The average reduced neutron width  $\bar{\Gamma}_n^0$  up to 1200 eV is found to be :

$$\bar{\Gamma}_n^0 = (2.03 \pm 0.34) \text{ meV}$$

Finally the neutron strength-function,  $S_0 = \bar{\Gamma}_n^0 / \bar{D}$ , deduced from the resonance parameters, has the value :

$$S_0 = (1.05 \pm 0.15) 10^{-4}$$

Only 5 % of the levels have a reasonable chance of being induced by p-wave neutrons, as has been calculated according to the formalism of Bollinger and Thomas (Phys. Rev. 171, 1293 (1968)). The number of degrees of freedom  $v$ , for the Chi-squared distributions of the reduced neutron widths and of the radiation widths has been determined. For the neutron width distribution, it was found that  $v = 1.5 \pm 0.1$ . However, after correction for nine probably missed levels, the value is found to agree very well with  $v = 1$ . For the radiation width distribution,  $v$  equals 83 + 12, which is a typical value in the actinide region.

### 1.3. Neutron Resonance Parameters of $^{237}\text{Np}$

F. Poortmans\*\*, L. Mewissen\*\*, G. Rohr\*, J.P. Theobald\*, G. Vanpraet\*\*\*,  
H. Weigmann\*

The cross-sections of  $^{237}\text{Np}$  are important for thermal reactor calculations and  $^{238}\text{Pu}$  production. Therefore, a series of measurements has been initiated on this isotope.

\*CBNM, Euratom, Geel

\*\*S.C.K./C.E.N., Mol

\*\*\*R.U.C., Antwerpen

Capture, scattering and total cross-section measurements have been performed between 7 eV and 250 eV on a 30 m flight path. The partial cross-section measurements were done with a sample thickness of  $1.372 \cdot 10^{-3}$  at./barn. The [1050] total energy detector (two C<sub>6</sub>F<sub>6</sub> scintillators) was used as a capture detector [1051] and a set of six <sup>3</sup>He gaseous scintillators as scattering detectors. The analysis is in progress.

The total cross-section was measured for three samples with a thickness of respectively  $1.682 \cdot 10^{-3}$ ,  $5.231 \cdot 10^{-3}$  and  $2.316 \cdot 10^{-2}$  at./barn. The area analysis has been completed up to 50.5 eV for the three samples. The neutron widths were obtained for 62 resonances and the capture widths for 19 resonances. The shape analysis was completed only for the thinnest sample measurement. From this shape analysis, the capture width for 28 resonances could be deduced.

Although the analysis is not yet complete, we can mention some preliminary results. A mean capture width of 45.2 meV was obtained from the thin sample shape analysis and of 46.1 meV from the area analysis. The error can be estimated as approximately 5 %. This result is in good agreement with the Saclay value of 44 meV.

Our previous results for 14 strong resonances from the 1970 run disagree with the present results. We could not find any error in the normalization or in the analysis of the first experiments. The most probable explanation, is that the homogeneity of the sample was destroyed in the course of the measurements. Indeed, the previous sample ( $\phi = 83$  mm) was made of only 8 g of neptunium oxide powder canned between two aluminium plates of 0.25 mm thickness. This corresponded to keep such thin layers homogeneous during long term experiments. The present experiments could be done with thicker samples due to the availability of 35 grams of neptunium oxide, and the canning plates are 2 times thicker.

#### 1.4. Partial cross section measurements on <sup>238</sup>U

H. Weigmann\*, L. Mewissen\*\*, F. Poortmans\*\*, G. Rohr\*, G. Vanpraet\*\*\*

[985-  
988] A new series of partial cross-section measurements on <sup>238</sup>U has been started. As a first step, the capture cross-section has been measured up to 1.8 keV [1029] neutron energy with C<sub>6</sub>F<sub>6</sub> liquid scintillator detectors, which simultaneously yield information on the gross shape of the capture  $\gamma$ -ray spectrum. This information is of interest for the analysis of coupling conditions in the cut barrier fission process, and hopefully may allow assignment of some stronger low-wave resonances.

\*CERN, Geneva, Switzerland

\*\*S. P.T.E.N., Mol, Belgium

\*\*\*R.U.C., Antwerpen, Belgium

[1033] The scattering cross section was measured with a very thin sample  
[1037] ( $5.527 \cdot 10^{-5}$  atoms/barn) between 15 eV and 1 keV using the  $^3\text{He}$  gaseous scin-  
tillator system as neutron detector. A contribution from resonant capture  
is not detected and the total background is very low (0.4 % of the intensity  
in the detector if all the neutrons were scattered).

Additional measurements with samples of different thicknesses are planned.

### 1.5. Neutron resonance parameters of $^{242}\text{Pu}$

F. Poortmans\*\*, G. Rohr\*, J.P. Theobald\*, H. Weigmann\*

A paper describing the final results of these measurements has been pub-  
[1259] lished (App. I.1.) and reported at a conference (App. II.1). The abstract  
[1260] is given below :

[1262-  
[1264] Capture, elastic scattering and total cross-section measurements were per-  
formed on  $^{242}\text{Pu}$  below 1300 eV. The neutron widths  $\Gamma_n$  were obtained for 71  
resonances and the total radiative widths  $\Gamma_\gamma$  for 25 resonances. The s-wave  
strength function  $S_0 = (0.89 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$  and the average radiative width  
 $\bar{\Gamma}_\gamma = [21.9 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 1.0(\text{syst.})]$  meV. The resonance parameters were  
used to calculate the fission widths  $\Gamma_f$  from the fission cross-section  
results of Auchampaugh et al. From these fission widths, the height of the  
second fission barrier is deduced :  $E_B = 5.18$  MeV.

## 2. FISSION PHYSICS AND STANDARDS

### 2.1. Ratio of the ternary (LRA) to binary fission cross-section induced by resonance neutrons

C. Wagemans†, A.J. Deruytter\*

#### 2.1.1. $^{239}\text{Pu}$

This work was presented at the Third Symposium on Physics and Chemistry of  
Fission, Rochester (USA) (Appendix II, 2) and published in detail in Nuclear  
Physics (see Appendix I, 3)

#### 2.1.2. $^{241}\text{Pu}$

With the same basic apparatus as used for the  $^{239}\text{Pu}$  T/B experiment two sets  
of data were obtained with different sets of surface-barrier detectors.

\*CERN, Euratom, Geel

\*\*S.C.R./U.E.N., Mol

†F.W.O., aangesteld voorser, Rijksuniversiteit Gent en C.E.K./C.E.I.

The measurements were performed at a 5 m flight path and covered the energy region from 0.1 ev to 55 ev; the bias in the ternary + spectrum was 15 Mev (aluminum foil + electronic bias) and the corresponding pulse-height spectrum was checked continuously. A rough analysis of both sets of data indicates that they are consistent. It was found that the T/B ratio varies from resonance to resonance, although less marked than in the  $^{235}\text{U}$  and  $^{249}\text{Pu}$  case. The measurements are extended so as to obtain a better statistical accuracy on T/B for some smaller resonances.

## 2.2. Absolute determination of the ternary (LRA) to binary fission cross section ratio for thermal neutron induced fission in some fissile isotopes C. Wagemans\*

In recent years the absolute determination of the Long Range Alpha (LRA) particle yield for fission induced by thermal neutrons receive little attention despite the rather strong discrepancy existing between the different results. The efforts were mainly concentrated on  $^{235}\text{U}$ .

Recently some new experiments were performed by Berzhikov and Vorobiev, resulting in a considerably lower LRA-yield than generally adopted until now, and by Engler and Leder who claimed to have detected also a short range component which would result into a much higher ternary yield.

Due to the importance of this LRA-yield for our measurements reported previously, we started a systematic study of this phenomenon at the BR2 high flux reactor. The pulse-height spectra and the corresponding binary fission pulse-height spectra for  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  were measured with and without Cd intercalation neutron filter. A rough analysis of the data indicates a lower LRA yield than that usually previously adopted. Moreover the results with and without filter in the beam are the same within the statistical accuracy.

The measurements will be continued further and a more precise analysing programme is being prepared.

## 2.3. Total kinetic energy of fission fragments in $^{235}\text{U}$ resonances C. Wagemans\*, A.J. Deruytter\*, H. Weigmann\*

The preparation for the first implementation of the measurement will start early 1974.

\*R.W.M. Coöperatieve Atomenergie, P.O. Box 107, 1000 Amsterdam, The Netherlands.

\*CBNM, Gorleben, FRG.

#### 2.4. Scattering of fission fragments

A.J. Deruytter\* and Gerda Wegener-Penning\*\*

An experiment was started to study the backscattering of fission fragments from solid surfaces.

The aim of the experiment is to study the correlation between the Z- and A-values of the scattering foils and the scattering angle, the intensity of the scattered fragments and their energy.

Several scattering foils, covering a wide range of Z-values were chosen. Preliminary measurements with a thin  $^{235}\text{U}$  source and 4 surface barrier detectors were done at the BR1 reactor. A computer programme for the data handling was written.

#### 2.5. Normalization of fission cross-sections in the resonance region

C. Wagemans†, A.J. Deruytter\*

##### 2.5.1. $^{233}\text{U}$

A new measurement was done at a 8 m station of the Linac in the energy region 0.01 - 30 eV. These data were analyzed and compared with previous results. Based on these and on our previous measurements we propose a common normalization procedure via the fission integral

$$\int_{8.1 \text{ eV}}^{17.6 \text{ eV}} \sigma_f(E) dE = (968.7 \pm 10) \text{ barn.eV}$$

using as reference :  $\sigma_f^0 \cdot 533.7 \text{ barn.}$

The complete results are finalized in a report submitted for publication in Nuclear Science and Engineering.

##### 2.5.2. $^{241}\text{Pu}$

Two series of measurements were performed at a 8 m flight path. In the first series we went down to 0.01 eV allowing a direct normalization to the 2200 m/s fission cross-section : here Rh was used as a permanent neutron filter. The second series covered the energy region from 0.1 eV to 55 eV using Cd as a permanent filter. Background laws were determined with the black sample technique. These data are being analysed.

\*CBNM, Eureatom, Geel

†NFWO, aangesteld navorsser, Rijksuniversiteit and S.C.K./C.E.N.

\*\*IWONL, aangesteld navorsser, Rijksuniversiteit Gent and S.C.K./C.E.N.

2.6. Fission cross section of  $^{235}\text{U}$  in the range up to 100 keV

A.J. Deruytter\*, C. Wagemans\*

After substantial improvements in counting-rate and signal-to-background ratio, these measurements were continued at a 30 m flight path station.

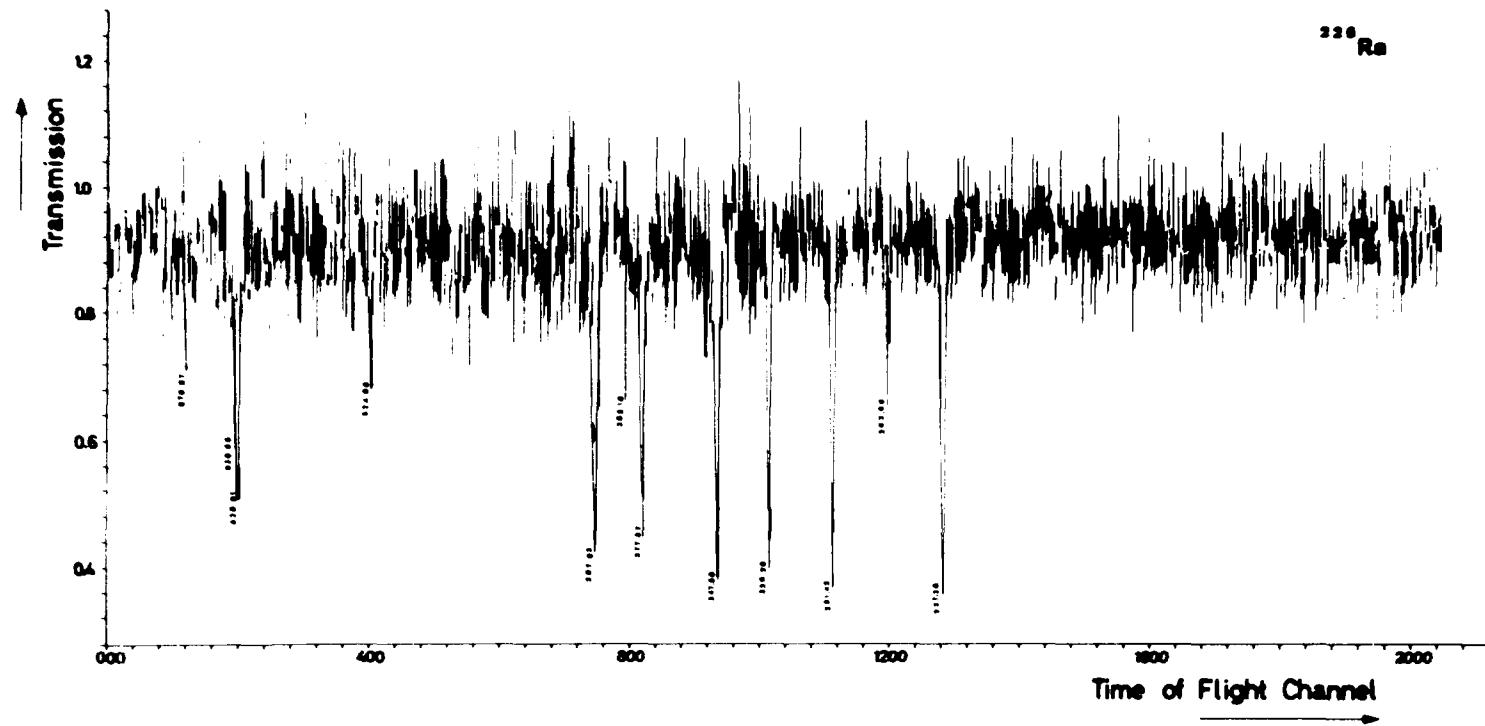
The energy region from 5 eV to about 100 keV was covered (useful region 5 eV - 30 keV), allowing a normalization to our previously determined fission integral

$$\int_{7.8 \text{ eV}}^{11 \text{ eV}} \sigma_f(E) dE = (240.2 \pm 2.1) \text{ barn.eV}$$

A first run is under analysis, but the data taking will continue in order to improve the statistical accuracy.

---

\* RFWO, aangesteld navorsing, Rijksuniversiteit Gent and S.C.R./I.E.N.  
\* CBNM, Euratom, Geel



F.g. 1a. Diagram of transmission versus neutron time of flight channel for a  $^{226}\text{Ra}$  target with a thickness of  $5.9 \cdot 10^{-3}$  atoms/barn. The length of the flight path is 29.73 m and the flight time for the middle of the first channel is 86.07  $\mu\text{s}$ . The channel width varies in zones of 1 k (= 1024) channels from 40 ns to 80 ns 160 ns and 320 ns. Neutron energies are indicated below the transmission dips.

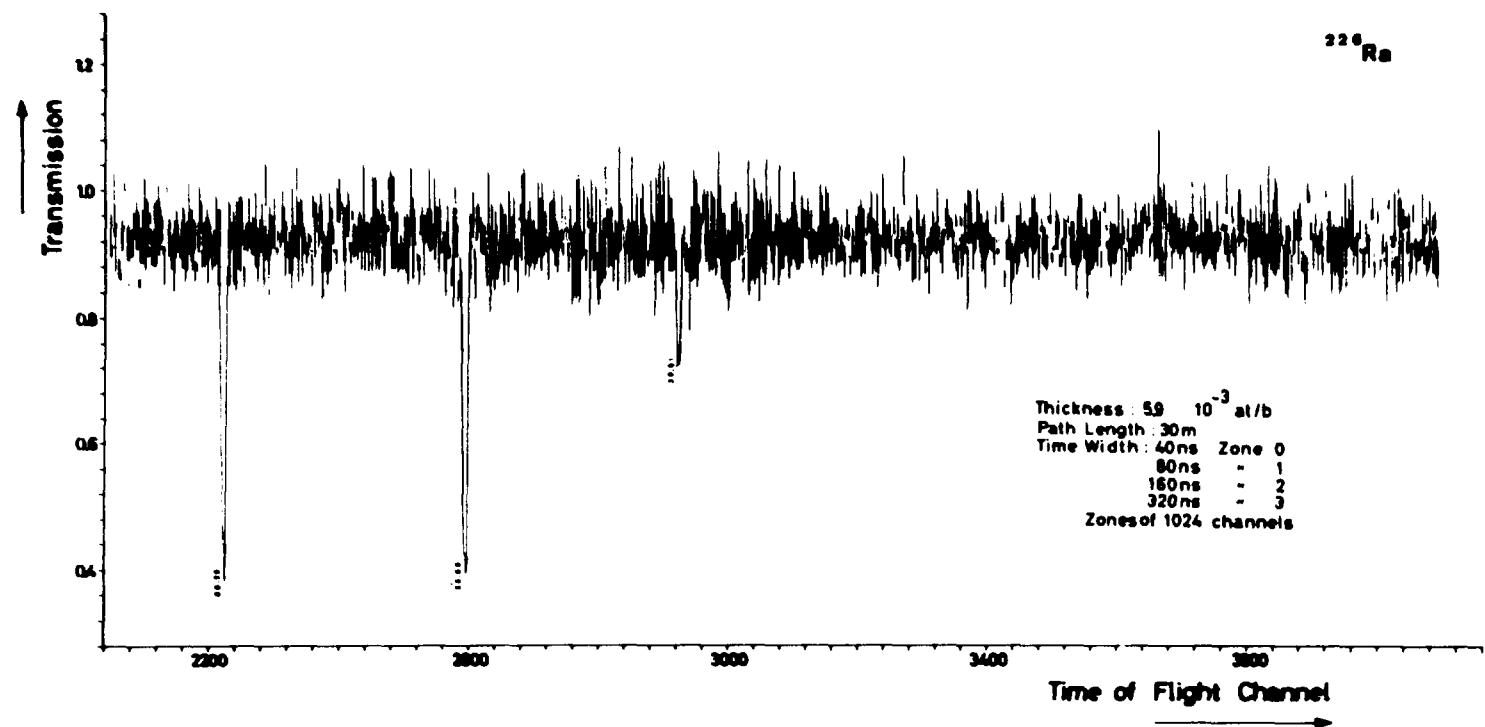


Fig. 1b for figure caption see figure 1a

APPENDIX I : PUBLICATIONS

- 1 F. Poortmans, G. Rohr, J.P. Theobald, H. Weigmann  
Neutron resonance parameters of  $^{242}\text{Pu}$   
Nucl. Phys. A207, 342 (1973)
- 2 J.P. Theobald, J.A. Wartena, R. Werz, F. Poortmans  
Neutron multiplicity measurement on resolved fission resonances of  $^{235}\text{U}$   
Journ. of Nucl. Energy, 27, 435 (1973)
- 3 C. Wagemans, A.J. Deruytter  
Ratio of the ternary to binary fission induced by thermal and resonance  
neutrons in  $^{239}\text{Pu}$   
Nucl. Phys. A212, 556-572 (1973)

APPENDIX II : COLLOQUIA, SEMINARS, SYMPOSIA

- 1 Tripartite Symposium on Nuclear Physics with thermal and resonance energy  
neutron, Petten (Netherlands) (22-25.5.73)  
  
L. Meuwissen, F. Poortmans, G. Rohr, J-P. Theobald, G. Vanpraet, H. Weigmann,  
R. Werz  
Cross-section measurements on  $^{236}\text{U}$  below 2 keV  
  
F. Poortmans, G. Rohr, J-P. Theobald, H. Weigmann, G. Vanpraet  
Neutron Cross sections for  $^{242}\text{Pu}$  below 1 keV  
  
J-P. Theobald, J.A. Wartena, H. Weigmann, R. Werz, F. Poortmans  
Neutron multiplicity measurements on resolved fission resonances of  
 $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$   
  
C. Wagemans and A.J. Deruytter  
Ternary to binary fission ratio for neutron induced fission in  $^{239}\text{Pu}$  in  
the energy region from 0.02 eV to 50 eV  
  
G. Wegener-Penning and A.J. Deruytter  
Comparison of the thermal neutron induced fission of  $^{239}\text{Pu}$  and the spont-  
aneous fission of  $^{240}\text{Pu}$
- 2 Third Conference on Physics and Chemistry of Fission, Rochester  
(13-17.8.73)  
  
A.J. Deruytter, C. Wagemans, W. Becker  
Connection between LRA to binary fission cross section ratio for resonance  
and thermal neutron induced fission in  $^{239}\text{Pu}$  and resonance spins  
  
A.J. Deruytter, G. Wegener-Penning  
Comparison of the fission characteristics of thermal neutron induced  
fission of  $^{239}\text{Pu}$  and the spontaneous fission of  $^{240}\text{Pu}$
- 3 Joint Linac-Van de Graaff Seminar, Harwell (24-26.9.73)  
  
C. Wagemans  
Some remarks concerning the normalization of low-energy neutron induced  
fission cross sections
- 4 Journées d'Etudes sur la fission, Aussois, (29-31.10.73)  
  
C. Wagemans  
Discussion de la tripartition induite par neutrons dans des noyaux moyens  
lourds