FR 7900525

CEA-N-2078

- Note CEA-N-2078 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division d'Etude et de Développement des Réacteurs
Département des Réacteurs à Eau
Service d'Etudes des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées

# UNE ETUDE DU DESACCORD ENTRE LES VALEURS CALCULEE ET MESUREE DE L'INTEGRALE EFFECTIVE DE CAPTURE DE L'URANIUM 238

par

Henry TELLIER, Marc GRANDOTTO-BIETTOLI,
Jacqueline VANUXEEM

- Février 1979 -

We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.

Note CEA-N-2078

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

| *en français* | *en anglais* |
|---|---|
| URANIUM 238 | URANIUM 238 |
| NEUTRONS DE RESONANCE | RESONANCE NEUTRONS |
| SECTIONS EFFICACES INTEGRALES | INTEGRAL CROSS SECTIONS |
| CAPTURE | CAPTURE |
| REACTEURS THERMIQUES | THERMAL REACTORS |
| REACTEURS A NEUTRONS RAPIDES | FAST REACTORS |
| ANALYSE MULTINIVEAUX | MULTILEVEL ANALYSIS |
| FORMULE DE REICH-MOORE | REICH-MOORE FORMULA |
| CODES A | A CODES |
| REACTIVITE | REACTIVITY |
| PLUTONIUM | PLUTONIUM |
| COMBUSTIBLES USES | SPENT FUELS |

- Note CEA-N-2078 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division d'Etude et de Développement des Réacteurs
Département des Réacteurs à Eau
Service d'Etudes des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées

# UNE ETUDE DU DESACCORD ENTRE LES VALEURS CALCULEE ET MESUREE DE L'INTEGRALE EFFECTIVE DE CAPTURE DE L'URANIUM 238

par

Henry TELLIER, Marc GRANDOTTO-BIETTOLI,
Jacqueline VANUXEEM

CEA-N-2078 - TELLIER Henry, GRANDOTTO-BIETTOLI Marc, VANUXEEM Jacqueline

UNE ETUDE DU DESACCORD ENTRE LES VALEURS CALCULEE ET MESUREE DE L'INTEGRALE EFFECTIVE DE L'URANIUM 238

Sommaire.-Depuis de longues années, il existait un désaccord entre les valeurs calculée et mesurée de l'intégrale effective de capture de l'uranium 238. La première était toujours supérieure à la seconde. Pour remédier à cet état de fait, les physiciens des réacteurs procédaient a posteriori à un ajustement de la valeur calculée. Admissible lorsque les mesures de sections efficaces n'étaient pas aussi précises et les codes de calcul moins rigoureux que maintenant, cette procédure n'est plus justifiée de nos jours. Récemment, la précision sur la connaissance des paramètres des résonances a été accrue et l'emploi de formalismes plus sophistiqués préconisé pour le calcul des sections efficaces. Dans ce travail, il est montré que l'emploi simultané des nouvelles valeurs des paramètres de résonances et d'un formalisme multiniveau, en l'occurence celui développé par Reich et Moore, résorbe complètement le désaccord antérieur. Pour les réacteurs à neutrons thermiques, deux tiers de l'ancien désaccord peuvent être expliqués par l'emploi de nouvelles données nucléaires et le tiers restant par l'utilisation du formalisme multiniveau.

1979 44 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

---

CEA-N-2078 - TELLIER Henry, GRANDOTTO-BIETTOLI Marc, VANUXEEM Jacqueline

AN ATTEMPT TO EXPLAIN THE URANIUM 238 EFFECTIVE CAPTURE INTEGRAI DISCREPANCY.

Summary.- Up to now, there was a discrepancy between the computed value and the measured value of the uranium 238 effective capture integral. The former has been always greater than the latter. For this reason, the reactor physicists have used an adjustement of the computed value. Nowadays the accurancy of the cross sections knowledge is increased and the reactors computation codes are almost exact. Such an adjustment is no more justified. Recently several new measurements of the resonance parameters were carried out and the use of a multilevel formalism was suggested to compute the uranium 238 cross sections. It is shown in this work that the simultaneous use of recent parameters and Reich and Moore formalism explain the discrepancy. For the thermal neutron reactors, two thirds of this discrepancy are explained by the neutron data and the last third by the multilevel formalism.

1979 44 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

## TABLE DES MATIÈRES


| | Page |
|---|---|
| I - INTRODUCTION | 1 |
| II - REVUE DES DONNEES NUCLEAIRES FONDAMENTALES | 3 |
| III - NECESSITE D'UN FORMALISME MULTINIVEAU | 9 |
| IV - TABULATION DES SECTIONS EFFICACES EFFECTIVES | 12 |
| V - ANALYSE DES RESULTATS | 14 |
| VI - CONCLUSION | 22 |
| ANNEXE | |
| BREFS RAPPELS SUR LE FORMALISME MULTINIVEAU | 23 |
| REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES | 26 |
| LEGENDE DES FIGURES | 29 |
| FIGURES | 30 |

# I - INTRODUCTION

Depuis de longues années il existe, pour l'uranium 238, un important désaccord entre la valeur de l'intégrale effective de résonance en dilution finie déduite des mesures différentielles et celle provenant de l'interprétation d'expériences critiques [1]. La première valeur est toujours supérieure à la seconde. Les mesures différentielles servant de base à la création des diverses bibliothèques de sections efficaces, ces bibliothèques étaient ensuite ajustées pour les besoins de la physique des réacteurs et surtout des calculs de projets à l'aide de certaines expériences intégrales. Cette situation a pu être tolérée autrefois car d'une part, les valeurs des sections efficaces n'étaient pas toujours connues avec une précision suffisante et d'autre part, les méthodes de calcul des réacteurs utilisaient certaines approximations plus ou moins raffinées. Au cours de ces dernières années des progrès considérables ont été réalisés dans la mesure des sections efficaces grâce à l'amélioration de la résolution ainsi que dans les méthodes d'interprétation des expériences intégrales. Par suite des progrès théoriques et de l'emploi d'ordinateurs de plus en plus puissants, les méthodes de calcul neutronique sont devenues presque rigoureuses. Le principe de l'ajustement est en conséquence devenu de moins en moins admissible, d'autant plus qu'il ne fournissait pas toujours des résultats universellement satisfaisants. Il est bien connu que l'ajustement de la capture de l'uranium 238, joint à la bibliothèque UKNDL 1968, donne des résultats acceptables dans le cas des réseaux à la température ambiante mais, bien que l'uranium 238 ne soit pas le seul responsable, il ne rend pas correctement compte des phénomènes ayant lieu à température élevée (mauvais calcul du coefficient de réactivité ou prévision imprécise de la production de plutonium lors de l'évolution du combustible en sont les deux exemples les plus frappants) [1,2].

De nombreux physiciens se sont récemment penchés sur ce problème. Des mesures de réévaluations tant dans le domaine des résonances que dans celui du continuum ont été dernièrement réalisées. Des réunions d'experts ont évoqué l'influence d'une connaissance insuffisante des paramètres des premières résonances sur le calcul de l'intégrale effective [3,4]. A la lumière de ces divers résultats nous avons entrepris de réviser notre façon de traiter ce problème de l'uranium 238. Il fallait tout d'abord comparer le contenu de la bibliothèque que nous utilisons couramment avec les nouvelles valeurs proposées, puis introduire les modifications nécessaires lorsque cela s'avère utile.

L'amélioration de la connaissance des sections efficaces et plus particulièrement des paramètres des résonances de l'uranium 238 nous a conduit à modifier les évaluations antérieures en utilisant les nouvelles données expérimentales. Il en résulte une réduction sensible du désaccord entre les deux valeurs de l'intégrale effective de capture, mais l'écart n'est pas complètement résorbé par la seule introduction des nouvelles valeurs des paramètres. C'est pourquoi le problème du formalisme de calcul des sections efficaces, à partir d'un jeu donné de paramètres de

résonance, a été abordé. En effet il était couramment admis jusqu'à ces derniers temps que dans le cas de l'uranium 238, noyau pour lequel $\frac{\langle\Gamma\rangle}{\langle D\rangle}$ est suffisamment petit, la section efficace pouvait être représentée par une somme des contributions de résonances isolées décrites par la formule de Breit et Wigner à un niveau. Si cette approximation reste toujours justifiée dans le cas de la capture radiative, l'interprétation des expériences de transmission à l'aide d'échantillons épais récemment réalisées au laboratoire d'Oak Ridge [5] a confirmé qu'il n'en était pas de même pour la section efficace de *diffusion* élastique. Entre les résultats expérimentaux et le calcul simple niveau, un désaccord systématique sur le coefficient de transmission donc sur la section efficace totale est observé entre les résonances, pour les échantillons épais. Il peut être imputé, surtout sur la section efficace de diffusion élastique, à l'effet de l'interférence entre les résonances. La section efficace de diffusion de l'uranium 238 intervient de façon complexe dans le calcul de l'intégrale effective par le biais de la dilution. Il est donc souhaitable de calculer de façon satisfaisante la section efficace de diffusion. Afin de s'en assurer, nous avons comparé les interprétations d'une expérience de transmission réalisées à l'aide d'un formalisme simple niveau d'une part, puis d'un formalisme multiniveau d'autre part. L'influence des nouvelles données ainsi que du formalisme multiniveau a été testé à l'aide d'un certain nombre d'expériences intégrales : facteur de multiplication effectif de réseau de diverses filières (graphite, eau lourde, eau légère), coefficient de température et production de plutonium des réseaux modérés à l'eau légère. Les résultats de ces calculs sont comparés avec ceux qui avaient été antérieurement obtenus à l'aide de la bibliothèque ajustée. L'amélioration est sensible puisque sans avoir recours à aucune procédure d'ajustement nous retrouvons des résultats identiques pour le facteur de multiplication effectif et le coefficient de température et obtenons des résultats plus proches de l'expérience pour la production de plutonium.

L'ensemble de cette étude a été essentiellement axé sur les réacteurs à neutrons thermiques. Cependant les résultats relatifs au calcul des sections efficaces autoprotégées dans le domaine des résonances peuvent aussi avoir une influence pour les réacteurs à neutrons rapides.

# II - REVUE DES DONNÉES NUCLÉAIRES FONDAMENTALES

L'ensemble du spectre en énergie des neutrons incidents a été divisé en trois zones que nous étudierons successivement : l'énergie thermique jusqu'à 1 eV, la haute énergie au-dessus de 40 keV pour laquelle il n'existe pas de phénomène d'autoprotection des résonances et enfin la zone des résonances résolues et non résolues.

## II.1 - DOMAINE THERMIQUE

A basse énergie aucune mesure différentielle récente n'a été réalisée et rien ne semble alors remettre en cause la variation en 1/v de la section efficace de capture radiative de l'uranium 238 jusqu'à une énergie de l'ordre de 1 eV, bien que pour interpréter les mesures de coefficient de température dans des réseaux à eau légère, M. EDÉNIUS a émis l'hypothèse que la variation de la section efficace de capture ne soit pas en 1/v [6]. Mais faute de confirmation expérimentale ceci n'est resté jusqu'à aujourd'hui qu'une hypothèse de travail et l'uranium 238 est de ce fait toujours considéré comme ayant un comportement en 1/v à basse énergie. Toutes les bibliothèques de données nucléaires concervent cette hypothèse. Seules les normalisations de la valeur à 2200 m/s fluctuent légèrement d'une évaluation à l'autre, et encore il y a toujours recouvrement des marges d'incertitudes. La bibliothèque UKNDL 1988 est normalisée sur la valeur 2,73 ± 0,02 barns déduite des études de J.J. SCHMIDT [7]. La bibliothèque ENDF/B4 qui est la dernière en date est normalisée sur 2,70 ± 0,02 barns, valeur provenant des travaux de HUNT et al. [8]. Cette détermination, qui est la plus récente, a été réalisée par la technique d'activation et testée sur un certain nombre de benchmarks thermiques. La version ENDF/B3 est, elle, normalisée à 2,72 barns.

Les courbes représentatives des deux premières évaluations sont rassemblées sur la figure 1 pour la gamme d'énergie correspondant au domaine thermique ; aucune différence sensible n'y est apparente.

L'écart de normalisation est pratiquement sans importance car la variation du taux d'absorption de l'uranium 238 au-dessous de 0,625 eV n'est que d'une dizaine de pcm entre les évaluations UKNDL 1988 et ENDF/B3 pour un réacteur à eau légère. Nous pensons donc que pour l'instant il n'y a pas lieu de modifier quoi que ce soit dans le domaine thermique et nous pouvons utiliser l'une ou l'autre de ces évaluations dans cette gamme d'énergie.

## II.2 - DOMAINE RAPIDE

Au-delà de quelques dizaines de keV, il y a un tel recouvrement entre les résonances que même si l'on disposait d'une résolution infinie, il serait impossible de les séparer. Les amplitudes diminuent tandis que la largeur apparente augmente proportionnellement à la racine carrée de l'énergie. De plus l'effet Doppler ne peut être réduit en dessous d'une certaine limite. En effet

pour l'uranium, la température de Debye est de l'ordre de 200 °K et même pour un échantillon porté au zéro absolu il existe un effet Doppler dont la largeur minimale est de même ordre de grandeur que l'espacement des résonances dès que l'énergie des neutrons incidents approche de la centaine de keV. Les courbes de section efficace deviennent beaucoup plus lissées et il n'y a pas de phénomène d'autoprotection. Dans cette zone d'énergie les expérimentateurs fournissent soit des valeurs ponctuelles des sections efficaces, soit des valeurs moyennées sur une petite bande d'énergie. Dans ces deux cas, la comparaison avec les sections multigroupes des bibliothèques associées aux codes de calcul de réacteur est relativement facile à effectuer.

Les dernières mesures précises de la section efficace de capture radiative de l'uranium 238 sont au nombre de trois dans la zone d'énergie à laquelle nous nous intéressons ici. De SAUSSURE et al. [9] donnent par bande de 10 keV de large des valeurs de sections efficaces moyennées jusqu'à 100 keV. Ces résultats sont prolongés vers les hautes énergies par SPENCER et KÄPPELER qui les ont poursuivis jusqu'à 500 keV [10]. Enfin nous disposons des mesures quasi ponctuelles, c'est-à-dire sur une largeur de bande correspondant à la résolution en énergie, de POENITZ [11] de 20 à 1200 keV. Dans ces trois mesures, la section efficace de capture est déterminée directement à l'aide soit d'un scintillateur liquide, soit d'un détecteur Moxon-Rae. La comparaison entre UKNDL 1968 et les résultats moyens de de SAUSSURE et de SPENCER est représentée sur la figure 2. L'accord est fort raisonnable jusqu'à 300 keV environ. Pour ne pas trop surcharger le dessin la comparaison avec les valeurs ponctuelles de POENITZ est, elle, représentée par la figure 3. Nous constatons également un bon accord jusqu'à 300 keV. Par contre une divergence apparaît pour les énergies supérieures et l'évaluation UKNDL semble systématiquement surestimer la capture de l'uranium 238. Afin de bien préciser l'ordre de grandeur du désaccord, nous avons repris avec une échelle différente sur la figure 4, la partie haute de la gamme d'énergie. L'histogramme représente l'évaluation UKNDL 1968 et les mesures de POENITZ y sont représentées avec leur marge d'incertitude expérimentale. Les valeurs expérimentales sont inférieures d'une quinzaine de pour cent aux valeurs multigroupes déduites d'UKNDL 1968, par contre elles sont en bon accord avec les dernières recommandations de SOWERBY et al. [12], et viennent d'être récemment confirmées par les résultats obtenus par LINDER et al. entre 0,1 et 2,7 MeV [13], à l'aide de la technique d'activation complètement différente de la méthode employée par les autres expérimentateurs cités. En conclusion il ressort que l'évaluation que nous utilisions jusqu'à ce jour est conforme aux mesures différentielles récentes jusqu'à 300 keV environ, mais légèrement surestimée au-delà. Bien que le spectre des neutrons d'énergie supérieure à 300 keV ne soit pas prépondérant dans un réacteur à eau légère, il y a tout de même lieu de rechercher s'il existe des bibliothèques récentes plus conformes à la réalité physique.

C'est la version III de l'évaluation ENDF/B qui présente le meilleur accord avec les récentes mesures de section efficace, tant au point de vue de la capture radiative (figure 5) qu'à celui de la fission (figure 6). La section efficace de capture d'ENDF/B3 est donc inférieure à celle figurant dans la bibliothèque UKNDL 1968 et nous devons nous attendre à un moindre taux de capture de l'uranium 238 au-delà de 300 keV. Par contre, la section efficace de fission est également un peu plus faible que celle de l'évaluation anglaise ce qui se traduira par une diminution du taux de production des neutrons dû aux fissions rapides. Pour le même réseau à eau légère qui a déjà servi de test dans le domaine thermique, nous enregistrons une diminution du taux de capture, au-delà de 37 keV, de 130 pcm et une perte de production de 110 pcm. Bien qu'une différence

de quelques dizaines de pcm peut également provenir de l'effet n,2n car les sections efficaces de réaction n,2n ne sont pas tout à fait identiques dans les deux évaluations, le bilan global de réactivité reste pratiquement inchangé. Cependant la légère diminution du taux de capture de l'uranium 238 doit se traduire par une petite diminution du taux de production du plutonium. Ce dernier étant surestimé dans les calculs utilisant UKNDL 1968, l'adoption de l'évolution ENDF/B3 ne peut qu'apporter une amélioration à la situation actuelle.

## II.3 - DOMAINE DES RESONANCES

Le domaine des résonances résolues (quelques eV à 4 keV) ou non résolues (4 à 40 keV) est caractérisé par le phénomène d'autoprotection des résonances. Dans ce cas, ce qui importe pour le bilan neutronique ce n'est pas la section efficace réelle mais ce que l'on nomme habituellement la section efficace autoprotégée. Cette dernière qui tient compte des fortes perturbations spectrales engendrées par les grandes résonances dépend simultanément de la concentration, de l'environnement et de la disposition géométrique de l'uranium 238 dans le réseau. La section efficace autoprotégée se détermine par l'intermédiaire des paramètres de résonances à l'aide de codes de calcul appropriés. La démarche est par conséquent différente de celle utilisée pour les domaines thermique ou rapide. Dans ce cas nous partons d'un jeu complet de paramètres de résonances, en l'occurence celui établi par Mc CROSSON [14] pour la dernière version de l'évaluation ENDF/B. Pour chaque résonance nous avons comparé les valeurs proposées par ENDF/B4 avec celles obtenues au cours de mesures récentes ; cela nous amènera à proposer quelques modifications de la table d'origine. Cette comparaison doit être minutieuse car de nombreux doutes sont actuellement émis quant à la connaissance précise des paramètres des résonances de l'uranium 238. Les premières résonances sont en particulier sérieusement remises en cause. Un exemple caractéristique est fourni par la résonance à 6,67 eV dont la symétrie de la section efficace de capture serait détruite par l'existence d'une raie à 4059 keV ayant une probabilité plus grande de se réaliser que les autres transitions [15]. Cette dissymétrie modifierait la valeur de la section efficace dans les ailes de la résonance, donc dans une région où l'autoprotection n'intervient pas. La section efficace moyenne sur l'ensemble de la résonance peut donc être affectée par cet effet. D'autre part la largeur radiative de cette même résonance a été récemment réétudiée [16] et trouvée notablement inférieure à la valeur antérieurement admise. Ces exemples montrent que les valeurs évaluées des paramètres des résonances ne sont pas toutes en accord avec les valeurs déduites des mesures récentes.

En effet au cours de ces dernières années l'uranium 238 a fait l'objet de nombreuses mesures dans le domaine des résonances [17-23]. A titre d'exemple, les valeurs expérimentales des paramètres des premières résonances, les plus importantes dans le cas des réacteurs à neutrons thermiques, sont rassemblées dans le tableau I. Si les énergies des différents niveaux semblent bien connues et ne sont pas remises en doute, il existe souvent des désaccords dans le cas des largeurs partielles. Ces désaccords apparaissent aussi bien entre les résultats expérimentaux eux-mêmes qu'entre les valeurs mesurées et les valeurs recommandées dans les évaluations actuelles. Il n'y a pas de grosses divergences dans le cas des largeurs neutroniques puisqu'à l'exception des résonances à 20,9 et 116,4 eV il y a un très bon accord entre toutes les valeurs expérimentales qui sont d'ailleurs très proches des valeurs recommandées dans ENDF/B4. La situation est très différente pour les largeurs de capture radiative, puisque toutes les mesures conduisent à des valeurs de $\Gamma_\gamma$ inférieures à celles utilisées dans ENDF/B4. Nous avons donc été conduit à modifier

## TABLEAU I

*Valeurs expérimentales récentes des paramètres de $^{238}U$ en meV*

| Energie (eV) | | Rohr (70) | Maletski (72) | Rahn (72) | Nakajima (75) | Liou (77) | Olsen (77) | Bloch (77) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 6,67 | $\Gamma_n$ | - | - | 1,52±0,02 | - | 1,50±0,03 | 1,48±0,03 | 1,51±0,05 |
| | $\Gamma_\gamma$ | - | - | - | - | 21,8±1,0 | 23,0±0,8 | 22,2±0,7 |
| 20,90 | $\Gamma_n$ | - | - | 8,5±0,8 | 10,1±0,2 | 9,9±0,5 | 10,1±0,2 | 9,3±0,2 |
| | $\Gamma_\gamma$ | - | - | 22,0±3,0 | - | 23,5±1,5 | 22,8±0,8 | 23,8±0,3 |
| 36,80 | $\Gamma_n$ | - | - | 38,0±2,0 | 33,9±0,3 | 33,3±1,2 | 33,8±0,7 | 31,5±0,4 |
| | $\Gamma_\gamma$ | - | - | 23,0±2,0 | - | 23,6±2,0 | 22,9±0,8 | 23,5±0,2 |
| 66,15 | $\Gamma_n$ | 24,8±1,5 | 24,0±1,5 | 26,0±2,0 | 25,4±0,2 | 25,6±1,8 | 24,4±0,5 | 28,0±2,2 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 19,6±3,0 | 25,0±2,0 | 21,0±2,0 | - | 22,2±2,0 | 23,2±0,8 | 23,4±0,6 |
| 80,74 | $\Gamma_n$ | - | 2,2±0,2 | 1,7±0,2 | 2,25±0,02 | 2,16±0,18 | 1,82±0,05 | 1,92±0,05 |
| | $\Gamma_\gamma$ | - | - | - | - | 23,7±2,5 | 24,3±1,3 | 24,4±1,2 |
| 102,4 | $\Gamma_n$ | 72,6±0,5 | 70,0±3,0 | 70,0±4,0 | 71,9±0,5 | 68,0±5,0 | 70,9±1,6 | - |
| | $\Gamma_\gamma$ | 26,1±2,3 | 26,0±2,0 | 28,0±3,0 | - | 24,3±2,5 | 24,1±0,9 | - |
| 116,4 | $\Gamma_n$ | 28,3±0,4 | 22,0±3,0 | 35,0±3,0 | 26,5±0,2 | 30,0±3,0 | 25,1±0,6 | - |
| | $\Gamma_\gamma$ | 24,1±1,4 | 23,0±2,0 | 20,0±2,0 | - | 23,4±2,8 | 22,1±0,9 | - |

le jeu de paramètres proposé dans ENDF/B4 pour prendre en compte l'ensemble des résultats expérimentaux récents. Ces modifications ont porté à la fois sur $\Gamma_n$ et $\Gamma_\gamma$. Elles sont rassemblées dans le tableau II. Pour les énergies de neutrons supérieures à 2,4 keV ainsi que pour les petites résonances "s" et les résonances "p", l'expérience ne permet pas actuellement d'avoir accès à la largeur de capture radiative. Nous avons alors adopté pour toutes ces dernières résonances la valeur moyenne déduite des résonances pour lesquelles $\Gamma_\gamma$ est mesuré. Cette valeur $\langle\Gamma_\gamma\rangle$ = 22,9 meV est sensiblement inférieure aux 23,5 meV adoptés dans ENDF/B4. Au-delà de 4 keV, les résonances de l'uranium 238 ne sont actuellement pas résolues avec une précision suffisante et l'on utilise des paramètres moyens obéissent aux mêmes lois statistiques que les paramètres individuels des résonances résolues. Dans cette gamme d'énergie nous avons également utilisé la valeur moyenne de 22,9 meV en gardant inchangés les autres paramètres moyens (espacement et largeur neutronique) de Mc CROSSON.

Postérieurement à ce travail, une nouvelle évaluation des paramètres de résonances a été proposée par de SAUSSURE et al. [24] ; les nouvelles valeurs recommandées sont très proches de celles que nous avons utilisées.

TABLEAU II

*Valeurs des paramètres de résonances recommandées par ENDF/B4 et valeurs utilisées dans ce travail (en meV)*

| Energie (eV) | | ENDF/B4 | Ce travail |
|---|---|---|---|
| 6,67 | $\Gamma_n$ | 1,50 | 1,48 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 25,6 | 23,0 |
| 20,9 | $\Gamma_n$ | 8,8 | 9,7 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 26,8 | 23,0 |
| 36,8 | $\Gamma_n$ | 31,1 | 33,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 26,0 | 23,0 |
| 66,1 | $\Gamma_n$ | 25,3 | 25,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 23,0 |
| 80,7 | $\Gamma_n$ | 2,0 | 1,9 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 24,0 |
| 102,4 | $\Gamma_n$ | 71,0 | 70,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 26,0 | 24,0 |
| 116,4 | $\Gamma_n$ | 28,27 | 26,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 22,5 |
| 189,6 | $\Gamma_n$ | 169 | 169 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 24,7 | 23,5 |

| Energie (eV) | | ENDF/B4 | Ce travail |
|---|---|---|---|
| 208,4 | $\Gamma_n$ | 55,1 | 53,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 22,0 |
| 273,2 | $\Gamma_n$ | 27,0 | 26,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,1 | 22,5 |
| 291,0 | $\Gamma_n$ | 16,98 | 16,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,1 | 22,5 |
| 347,7 | $\Gamma_n$ | 83,6 | 81,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 23,0 |
| 307,4 | $\Gamma_n$ | 6,4 | 6,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 25,2 | 24,0 |
| 410,2 | $\Gamma_n$ | 20,6 | 19,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 22,6 | 21,9 |
| 433,7 | $\Gamma_n$ | 9,98 | 9,2 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 23,0 |
| 462,8 | $\Gamma_n$ | 5,5 | 5,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 23,0 |

| Energie (eV) | | ENDF/B4 | Ce travail |
|---|---|---|---|
| 518,3 | $\Gamma_n$ | 51,8 | 49,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 24,4 | 23,8 |
| 535,2 | $\Gamma_n$ | 47,0 | 44,5 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 23,0 |
| 579,9 | $\Gamma_n$ | 44,1 | 40,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 23,0 |
| 594,8 | $\Gamma_n$ | 85,1 | 85,1 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,1 | 22,4 |
| 619,8 | $\Gamma_n$ | 33,0 | 30,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 22,5 |
| 628,5 | $\Gamma_n$ | 6,7 | 5,4 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 23,5 | 23,0 |
| 661,1 | $\Gamma_n$ | 135,6 | 130,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 25,1 | 24,5 |
| 692,9 | $\Gamma_n$ | 43,8 | 42,0 |
| | $\Gamma_\gamma$ | 24,1 | 23,4 |

# III - NÉCESSITÉ D'UN FORMALISME MULTINIVEAU

## III.1 - INTERPRETATION SIMPLE NIVEAU DES EXPERIENCES DE TRANSMISSION

L'intérêt à nouveau porté à la connaissance précise des paramètres des résonances de l'uranium 238 a conduit le laboratoire d'Oak Ridge à réaliser des expériences de transmission à haute résolution en utilisant un grand nombre d'épaisseurs d'échantillon [25]. Les échantillons minces donnent principalement accès aux largeurs partielles des résonances, les échantillons épais à la section potentielle et aux phénomènes d'interférence. Nous avons tout d'abord interprété l'expérience correspondant à l'échantillon épais (n = 0,17536 atome/barn) en utilisant un formalisme simple niveau. La section efficace est dans ce cas représentée par la somme des relations de Breit et Wigner correspondant à chaque niveau. Connaissant l'épaisseur de l'échantillon et la section efficace, il est possible de calculer le coefficient de transmission à chaque énergie. La section efficace est déterminée en utilisant les paramètres directement déduits de l'expérience [22].

La figure 7 représente la comparaison entre ce calcul et les résultats expérimentaux, pour des énergies du neutron inférieures à 100 eV. De son examen nous pouvons déduire deux remarques importantes. Premièrement, si le coefficient de transmission est correctement calculé dans les régions de fortes sections efficaces, il apparaît un grand désaccord dans les régions de faibles sections efficaces et principalement au pied des résonances. C'est un phénomène bien connu pour les noyaux à petit espacement. Il est provoqué par l'interférence entre résonances qui n'est pas prise en compte dans le formalisme simple niveau. Un des mérites de cette série d'expériences a été de mettre en évidence, grâce à des mesures précises sur un échantillon suffisamment épais, que l'interférence entre résonances est importante même pour l'uranium 238 dont l'espacement de 18 eV était jusqu'alors considéré comme suffisamment grand pour que les interférences entre niveau puissent être négligées.

Deuxièmement, à très basse énergie la section efficace calculés s'écarte fortement entre les résonances de la valeur expérimentale. Ceci provient de l'effet de troncature dû à la non prise en compte dans le calcul des niveaux à énergie négative qui ont une contribution non négligeable à la section efficace à faible énergie (entre 0 et quelques eV).

Si l'on désire calculer de façon tout à fait satisfaisante la section efficace à partir des paramètres de résonance, il semble indispensable de prendre en considération à la fois les effets d'interférence entre niveaux et la contribution des résonances négatives et par conséquence d'avoir recours à un formalisme multiniveau.

## III.2 - INTERPRETATION MULTINIVEAU DES EXPERIENCES DE TRANSMISSION

L'utilisation d'un formalisme multiniveau pour le calcul des sections efficaces offre plusieurs possibilités. Toutes dérivent de la même théorie des réactions nucléaires, celle de la matrice $\mathcal{R}$ [25]. Envisageant d'appliquer ultérieurement ce formalisme à des noyaux fissiles nous avons choisi l'option proposée par Reich et Moore [27] qui s'adapte particulièrement bien à ces noyaux. Les principales relations utiles pour le calcul des sections efficaces à l'aide d'un formalisme multiniveau sont rassemblées dans l'annexe A. La programmation du calcul Reich et Moore a été réalisée par H. DERRIEN et M. ALIX [28].

Remarquons que, par rapport au formalisme simple niveau de Breit et Wigner, un formalisme multiniveau-multivoie comme celui de Reich et Moore ne modifie que très faiblement la section efficace de capture. C'est surtout la section efficace de diffusion (et bien sûr celle de fission pour un noyau fissile) qui est modifiée. A titre d'exemple la figure 8 représente les variations du rapport calcul Breit et Wigner sur calcul Reich et Moore des sections efficaces de capture et de diffusion au voisinage de la résonance à 6,67 eV de l'uranium 238. Mais si la section efficace de capture reste pratiquement inchangée, l'intégrale effective de capture, qui pour une distribution donnée est aussi fonction de la section efficace de diffusion du noyau absorbant lui-même, est modifiée. C'est ce dernier effet qui peut être sensible dans certains cas de calcul neutronique des réacteurs.

Contrairement à celui de Breit et Wigner, le formalisme de Reich et Moore présente l'inconvénient de ne pas permettre le calcul de l'élargissement Doppler de façon analytique à l'aide des fonctions usuelles $\phi$ et $\psi$. Il est alors nécessaire d'avoir recours, à partir d'une tabulation point par point de la section efficace naturelle, à un procédé de convolution numérique informatiquement moins souple. Afin de maîtriser correctement ce procédé, une série de tests comparatifs a été réalisée dans le cas d'une résonance étroite et isolée d'un noyau non fissile. Avec cette hypothèse, la formule simple niveau de Breit et Wigner est rigoureuse et l'élargissement Doppler par l'intermédiaire des fonctions $\phi$ et $\psi$ aussi. Nous avons alors vérifié qu'à température identique le formalisme de Reich et Moore associé à la convolution numérique fournissait les mêmes valeurs de la section efficace que le formalisme de Breit et Wigner. Nous en avons déduit les valeurs optimales du nombre de points et du pas en énergie à utiliser pour rendre correctement compte de la section efficace élargie. (Ce nombre de points doit être suffisamment élevé, pour que la précision obtenue sur la convolution soit satisfaisante, mais pas trop important afin de ne pas être pénalisé par un temps de calcul excessif).

Nous avons vu précédemment qu'il était nécessaire de tenir compte des niveaux négatifs, or l'interaction neutron-noyau ne permet pas d'avoir accès aux niveaux du noyau composé situés au-dessous de l'énergie de liaison du neutron excédentaire. On ne peut donc mesurer ainsi les paramètres de ces résonances. Par contre nous savons que de part et d'autre de l'énergie de liaison de ce neutron les propriétés statistiques des résonances (espacement et fonction densité) restent identiques. Ceci permet, pour les calculs de [illegible]ions efficaces, de simuler les niveaux négatifs. Ces niveaux interviennent lorsque la seule contribution des niveaux à énergie positive ne permet pas de rendre compte de la valeur observée de la section efficace dans le domaine thermique. Pour

cette simulation nous pouvons admettre, par exemple, que les niveaux sont régulièrement espacés avec un espacement égal à l'espacement moyen <D>, et qu'ils ont une amplitude respectant la valeur de la fonction densité $S_0$, c'est-à-dire telle que leur largeur neutronique réduite soit égale à la largeur neutronique réduite moyenne. La largeur de capture radiative variant peu d'une résonance à l'autre pourra être prise égale à la largeur de capture moyenne. Toutefois la contribution de l'ensemble des résonances positives et négatives doit respecter la valeur des sections efficaces dans le domaine thermique. C'est ce modèle, dit de la <<palissade>>, que nous avons utilisé pour introduire les résonances négatives. Il semble que nous pouvions rendre correctement compte de la valeur de la section efficace à basse énergie et retrouver la valeur à 2200 m/s en ayant recours à 5 ou 6 niveaux négatifs seulement, le premier de ces niveaux négatifs étant à l'énergie - <D>. L'avantage du modèle de la <<palissade>> est que les niveaux négatifs peuvent ensuite être traités pour le calcul de la section efficace de la même manière et avec la même chaîne de calcul que les niveaux à énergie positive.

En utilisant les mêmes paramètres de résonance que pour l'interprétation en simple niveau et en simulant cinq niveaux négatifs seulement, nous avons recalculé le coefficient de transmission correspondant à l'échantillon de 0,17536 atome/barn d'épaisseur en utilisant le formalisme Reich et Moore pour les résonances "s". Les résonances "p" qui ne donnent lieu qu'à de très faibles effets d'interférences ont été, pour des raisons de simplicité et de coût de calcul, conservées en Breit et Wigner. La comparaison entre la valeur calculée du coefficient de transmission et le résultat expérimental est représentée par la figure 9. Par rapport au traitement simple niveau de la figure 7 il apparaît une notable amélioration. Seul subsiste un petit écart au pied de la résonance à 36 eV, mais la comparaison expérience-calcul peut raisonnablement être considérée comme satisfaisante. Quelques tests au hasard à des énergies plus élevées confirment ce bon accord. Nous en concluons que les phénomènes d'interférence sont suffisamment importants dans l'uranium 238 pour justifier l'utilisation d'un traitement multiniveau des sections efficaces et que le formalisme de Reich et Moore rend correctement compte des mesures de la section efficace totale.

L'utilisation d'un formalisme multiniveau pour l'uranium 238 avait déjà été évoquée par COWAN [29], mais à l'époque on ne pensait qu'à l'effet Doppler et on concluait que l'effet multiniveau serait négligeable. Nous verrons plus loin que sur le coefficient de température, l'utilisation d'un formalisme multiniveau n'apporte effectivement aucune modification sensible mais que sur l'intégrale effective de capture et le bilan de réactivité l'effet multiniveau peut être parfois très important, l'amplitude de cet effet variant avec le type de réseau considéré [30].

## IV - TABULATION DES SECTIONS EFFICACES EFFECTIVES

Les calculs, de cellule de réacteurs à neutrons thermiques, mentionnés dans cette étude ont été effectués à l'aide du code APOLLO [31]. Ce code permet de résoudre dans l'approximation multigroupe l'équation du transport sous sa forme intégrale. Cela nécessite la création d'une bibliothèque multigroupe de sections efficaces. Dans les domaines où les sections efficaces varient peu en fonction de l'énergie (domaines thermique et rapide, noyaux non résonnants) les sections multigroupes sont simplement obtenues par pondération de la section efficace vraie par un spectre approprié (spectre de Maxwell dans le domaine thermique, spectre en 1/E dans le domaine de ralentissement et spectre de fission à haute énergie). Lorsque les sections efficaces varient rapidement avec l'énergie comme cela est le cas dans le domaine des résonances, ce ne sont plus les sections efficaces réelles qui sont utilisées dans les calculs neutroniques, mais les sections efficaces autoprotégées. Il est alors nécessaire de définir des sections efficaces multigroupes effectives qui prennent en compte les effets d'autoprotection. Cela est effectué à l'aide du formalisme de Livolant et Jeanpierre [32]. Dans cette approximation, le flux réel $\Phi(u)$ est factorisé en un flux asymptotique $\Psi(u)$ à variation lente en fonction de la léthargie et un de structure fine $\varphi(u)$ qui représente les creusements de flux provoqués par l'existence des résonances, ce flux $\varphi(u)$ est à variation rapide avec la léthargie.

$$\Phi(u) = \Psi(u) \times \varphi(u)$$

La section efficace effective $\sigma_{eff}$ est définie comme la section efficace constante qui, sur un groupe de largeur en léthargie $\Delta u_i$ grande devant les largeurs des résonances, donne le même taux de réaction avec le flux asymptotique que la section efficace vraie avec le flux réel.

$$\sigma_{eff_i} \overline{\Psi}(u_i)\ \Delta u_i = \int_{u_i}^{u_{i+1}} \sigma(u)\ \Psi(u)\ \varphi(u)\ du$$

Comme le flux asymptotique peut être considéré comme constant sur un groupe de léthargie, il suffit alors pour obtenir la section efficace effective

$$\sigma_{eff_i} = \frac{1}{\Delta u_i} \int_{u_i}^{u_{i+1}} \sigma(u)\ \varphi(u)\ du$$

de calculer le flux de structure fine $\varphi(u)$. Cela est effectué pour diverses valeurs de la température et de la section efficace de dilution à l'aide du code AUTOSECOL [33]. Initialement écrit dans le cas du formalisme Breit et Wigner, nous avons ajouté à ce code un module de calcul des sections efficaces dans le cas du formalisme Reich et Moore et un module de convolution numérique [28].

Si l'on change la valeur des paramètres de résonance, on modifie les sections efficaces de capture et de diffusion. Si l'on adopte un formalisme multiniveau au lieu du formalisme simple niveau, on ne modifie que la section efficace de diffusion. Mais pour une température et une dilution données on modifie le flux de structure fine $\varphi(u)$ et par conséquent la section effective.

Les sections efficaces effectives multigroupes ont été tabulées en utilisant les nouvelles valeurs des paramètres de résonance et en calculant les sections efficaces vraies, soit à l'aide du formalisme de Breit et Wigner, soit à l'aide de celui de Reich et Moore. Cette tabulation a été réalisée pour onze valeurs de la section efficace de dilution et cinq valeurs de la température du combustible de façon à couvrir par interpolation toute la plage nécessaire pour les calculs des réacteurs. L'élargissement Doppler est effectué à l'aide des fonctions $\Psi$ et $\Phi$ dans le cas simple niveau et par convolution numérique de la section efficace naturelle par une gaussienne dans le cas multiniveau.

Pour une largeur Doppler donnée $\Delta$, la section efficace $\sigma_T$ à la température absolue T s'exprime en fonction de la section efficace naturelle $\sigma_0$ à 0°K par la relation [34]

$$\sigma_T(E) = \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \sigma_0(\varepsilon) \exp\left\{-\left(\frac{E-\varepsilon}{\Delta}\right)^2\right\} d\varepsilon$$

Dans le cas où $\sigma_0$ représente l'expression de la section efficace dans le formalisme de Reich et Moore, cette intégrale ne peut pas être calculée analytiquement. On la calcule alors numériquement en la discrétisant sous la forme :

$$\sigma_J = \frac{1}{2} \sum_{I=J-K}^{J+K} \sigma_I \left[\mathrm{erf}\left(E_I + \frac{\delta}{2}\right) - \mathrm{erf}\left(E_I - \frac{\delta}{2}\right)\right]$$

$\delta$ représentant le pas constant de découpage de la gaussienne. Les valeurs de $\sigma_I$ sont obtenues par une interpolation logarithmique-logarithmique dans la table $\sigma_0(E)$ préalablement établie pour certaines valeurs discrètes de l'énergie.

Afin de tester le bon fonctionnement de la convolution numérique, nous avons vérifié que pour une dilution infinie nous obtenions la même valeur de l'intégrale effective de capture que dans le cas simple niveau où la convolution est effectuée à l'aide des fonctions $\Psi(E,\Delta)$ et $\Phi(E,\Delta)$, puisque dans le cas d'un noyau non fissile les intégrales effectives de capture en simple niveau ou en multiniveau sont égales pour une dilution infinie.

# V - ANALYSE DES RESULTATS

Diverses expériences intégrales, essentiellement des mesures de taille critique de réseaux réguliers, ont été interprétées à l'aide du code APOLLO et en utilisant pour l'uranium 238 les sections efficaces multigroupes déduites des nouvelles valeurs des paramètres de résonance et des formalismes Breit et Wigner ou Reich et Moore. Les résultats ainsi obtenus ont été analysés à la fois du point de vue physique (effet comparatif des formalismes simple et multiniveau) et du point de vue qualification de sections efficaces (comparaisons entre les résultats calculés avec diverses bibliothèques et les résultats expérimentaux). Dans un premier temps nous nous intéresserons donc à l'influence du passage du formalisme simple niveau au formalisme multiniveau. Cet effet a été chiffré en variation relative de l'intégrale effective pour diverses valeurs de la dilution ou en variation de réactivité pour un ensemble de réseaux à neutrons thermiques représentant une grande plage de variation de spectre. Ensuite nous aborderons l'étape qualification en comparant à l'expérience les résultats obtenus soit avec les nouvelles sections efficaces, soit avec l'ancienne bibliothèque. Cette comparaison a porté sur le coefficient de multiplication effectif de diverses filières à neutrons thermiques ainsi que le coefficient de température et la production de plutonium de réseaux à eau légère du type PWR.

## V.1 - IMPORTANCE DE L'EFFET MULTINIVEAU

### a) *Influence sur l'intégrale effective de capture*

Nous avons vu précédemment que pour un noyau non fissile, le formalisme multiniveau ne modifie pratiquement pas la valeur de la section efficace de capture, mais celle de diffusion. Il modifie aussi l'intégrale effective de capture qui dépend de la section efficace de diffusion du noyau absorbant lui-même. Ayant tabulé les sections efficaces effectives à l'aide des deux formalismes Breit et Wigner et Reich et Moore mais avec les mêmes paramètres de résonance nous pouvons connaître l'effet du formalisme multiniveau sur la valeur de l'intégrale effective. Dans l'approximation multigroupe, l'intégrale effective s'exprime simplement en fonction des sections efficaces effectives et de la léthargie par la relation

$$I_{eff} = \sum_i \sigma_{eff_i} \Delta u_i$$

L'importance de l'effet multiniveau peut s'exprimer comme la variation relative d'intégrale effective dans le cas simple niveau ($I_{eff_{BW}}$) et dans le cas multiniveau ($I_{eff_{RM}}$)

$$\frac{\Delta I_{eff}}{I_{eff}} = \frac{I_{eff_{BW}} - I_{eff_{RM}}}{I_{eff_{RM}}}$$

Les variations de $\frac{\Delta I_{eff}}{I_{eff}}$ en fonction de la section efficace de dilution sont rassemblées dans le tableau III et représentées sur la figure 10, dans le cas d'une température de 0°K. Nous constatons que l'effet multiniveau n'est pas du tout négligeable puisque dans la gamme de dilution correspondant aux réseaux du type PWR, la diminution relative de l'intégrale effective de capture de l'uranium 238 est de l'ordre de 1 %. Il en résultera une diminution significative du taux de capture épithermique dans l'uranium 238.

A titre de comparaison nous avons effectué la même étude pour un autre noyau fertile intéressant, le thorium 232. Les résultats sont également rassemblés dans le tableau III et la figure 10. Dans ce cas nous constatons que l'effet est beaucoup plus faible que pour l'uranium 238 bien que pour les deux noyaux l'espacement moyen des résonances soit très voisin, 18 eV pour U238 et 17 eV pour Th232. Ceci est dû au fait que le fonction densité $S_0$ est plus petite pour le thorium ($0,84.10^{-4}$) que pour l'uranium ($1,1.10^{-4}$). En moyenne les largeurs neutroniques des résonances seront plus petites pour le thorium que pour l'uranium et les effets multiniveaux qui sont proportionnels au produit des largeurs neutroniques des deux résonances qui interfèrent seront plus faibles. Ce phénomène est encore accentué, car pour les 2 premières résonances du thorium, celles qui apportent la contribution majeure à l'intégrale effective dans les réseaux à neutrons thermiques, les largeurs neutroniques individuelles sont inférieures à la largeur neutronique moyenne.

Il semble donc que pour les réseaux à uranium 238, essentiellement des réseaux à eau légère actuellement, l'effet multiniveau doive être pris en considération, alors que pour les réseaux à thorium, principalement des réseaux HTR à dilution élevée, l'effet multiniveau puisse être négligé sans inconvénient notable. C'est pourquoi l'effet en réactivité n'a été étudié que dans le cas de l'uranium 238.

b) *Influence sur le bilan de réactivité*

L'effet multiniveau de l'uranium 238 a été chiffré en réactivité dans le cas de réseaux à neutrons thermiques de plusieurs filières. Par variation du type de combustible, des dimensions de la cellule et de la nature du modérateur, nous pouvons couvrir une large étendue de spectre. Tous ces réseaux ont été étudiés à la température de 20 °C.

Ce chiffrage en réactivité de l'effet multiniveau a été réalisé en effectuant, pour chaque type de cellule, deux calculs APOLLO du coefficient de multiplication effectif. Dans un premier calcul nous utilisons un isotope effectif calculé avec le formalisme de Breit et Wigner et obtenons le coefficient de multiplication effectif $k_{eff_{BW}}$. Dans le second calcul nous employons un isotope effectif tabulé à l'aide des mêmes valeurs des paramètres de résonance, mais en utilisant le formalisme de Reich et Moore ; le résultat obtenu est $k_{eff_{RM}}$. Le gain en réactivité apporté par l'effet multiniveau est défini par :

$$\Delta k_{eff} = k_{eff_{RM}} - k_{eff_{BW}}$$

TABLEAU III

*Influence relative du formalisme multiniveau sur l'intégrale effective*

| Section équivalente barn | $\frac{\Delta I_{eff}}{I_{eff}}$ en pour cent | |
|---|---|---|
| | U238 | Th232 |
| 3 | - 2,37 | - 0,98 |
| 20 | - 1,50 | - 0,60 |
| 50 | - 1,06 | - 0,41 |
| 100 | - 0,78 | - 0,29 |
| 250 | - 0,50 | - 0,18 |
| 500 | - 0,34 | - 0,11 |
| 1000 | - 0,23 | - 0,07 |
| 10000 | - 0,05 | 0 |
| infinie | 0 | 0 |

Ces calculs ont été effectués pour des réseaux uranium naturel-graphite avec rayons de combustible et cellules variables, des réseaux uranium naturel-eau lourde pour diverses valeurs du rayon de la cellule et des réseaux uranium légèrement enrichi-eau légère. Pour cette dernière filière nous avons étudié un réseau PWR 15x15 (SENA, gaine inox), un réseau PWR 17x17 (FESSENHEIM, gaine zircaloy) et les trois "benchmarks" américains à rapport de modération variable (TRX1, 2 et 3, gaine aluminium).

Les principales caractéristiques géométriques de ces réseaux et la valeur du gain en réactivité obtenu pour chacun d'eux sont rassemblées dans le tableau IV. Les laplaciens géométriques utilisés dans le calcul sont ceux correspondent à la taille critique déterminée expérimentalement, et les $k_{eff}$ calculés, sont par conséquent très proches de l'unité.

L'effet multiniveau varie beaucoup d'un réseau à l'autre mais peut être relié au spectre neutronique de chaque cellule. En effet une forte corrélation entre le gain en réactivité $\Delta k_{eff}$ et la densité de ralentissement à la coupure du domaine rapide q peut être mise en évidence comme le suggère la figure 11. En première approximation nous pouvons adopter une loi linéaire

$$\Delta k_{eff} = - 924 (q-1)$$

qui fournit un bon ordre de grandeur.

Dans le cas particulier des réseaux de type PWR modernes, l'effet en réactivité est de l'ordre de 300 à 350 pcm. Il ne semble pas que cet effet puisse être systématiquement négligé.

## V.2 - COMPARAISON AVEC LA BIBLIOTHEQUE ANTERIEURE

Divers résultats intégraux obtenus en utilisant les sections efficaces de l'uranium 238 de ce travail ont été comparés avec ceux obtenus à l'aide de l'ancienne bibliothèque de données neutroniques, c'est-à-dire les sections efficaces multigroupes déduites de la bibliothèque UKNDL 68 et d'un ajustement. Ce dernier a été déterminé de façon à retrouver la valeur expérimentale du bilan neutronique à la température ambiante et pour plusieurs types de réseaux à neutrons thermiques [1]. Une série de calculs de cellule a été successivement réalisée, en utilisant la bibliothèque UKNDL 68 ajustée, la même bibliothèque mais sans ajustement puis les sections efficaces déduites des nouvelles données neutroniques fondamentales et soit du formalisme simple niveau, soit d'un formalisme multiniveau.

### a) *Bilan de réactivité*

Pour chacun des réseaux étudiés nous avons pris comme repère de réactivité nulle le calcul effectué à l'aide de la bibliothèque UKNDL 68 ajustée. Ce calcul permet de définir une valeur du laplacien géométrique critique qui sera utilisée dans tous les autres calculs successifs. Pour chaque cas seules les sections multigroupes de l'uranium 238 seront modifiées, toutes les autres données resteront rigoureusement identiques. Les résultats sont rassemblés dans le tableau V. L'utilisation conjointe des nouvelles données nucléaires et du formalisme de Reich et Moore donne des résultats très satisfaisants. Le coefficient de multiplication effectif des

TABLEAU IV

*Influence de l'effet multiniveau sur le bilan de réactivité*

| Réseau | Rayon combustible cm | Rayon cellule cm | Densité de ralentissement | $\Delta k_{eff}$ pcm |
|---|---|---|---|---|
| Graphite Uranium naturel | 1,5 | 10,83 | 0,763 | 315 |
| | 2,0 | 12,64 | 0,738 | 329 |
| | 2,0 | 17,87 | 0,835 | 157 |
| | 2,5 | 17,87 | 0,785 | 218 |
| Eau lourde Uranium naturel | 1,46 | 6,77 | 0,769 | 238 |
| | 1,46 | 9,59 | 0,839 | 122 |
| | 1,46 | 11,85 | 0,873 | 82 |
| | 2,2 | 9,59 | 0,760 | 224 |
| Eau légère Uranium enrichi | 0,413* | 0,714 | 0,575 | 331 |
| | 0,447* | 0,738 | 0,555 | 358 |
| | 0,492 | 1,513 | 0,864 | 125 |
| | 0,492 | 1,141 | 0,709 | 238 |
| | 0,492 | 0,948 | 0,622 | 378 |

* *réseau à oxyde d'uranium*

divers types de réseaux testés sont très voisins de l'unité et ceci sans aucun recours à une procédure d'ajustement. N'oublions pas que le bon résultat est la conséquence de trois modifications simultanées par rapport à la bibliothèque UKNDL 68 : changement des paramètres des résonances, adoption du formalisme multiniveau et variation des sections efficaces haute énergie bien que l'influence de ce dernier effet soit faible.

b) *Coefficient de température*

Afin de pouvoir être valablement utilisé pour la qualification des sections efficaces, les mesures de coefficient de température des réseaux multiplicateurs à eau légère doivent être réalisées dans des cas particulièrement simples (géométrie propre, réseau uniforme, température homogène). Elles sont alors interprétables facilement en introduisant le minimum d'approximations ou de simplifications. Les réseaux compliqués des réacteurs de puissance se prêtent mal à cette utilisation. Pour obtenir des résultats neutroniquement propres, il faut alors se servir d'expériences critiques spécialement conçues dans ce but. Lorsque l'on désire explorer les températures supérieures à 100 °C nous aboutissons à un dispositif expérimental très complexe. Les mesures dans cette gamme de températures sont donc extrêmement rares. Pour tester l'influences des modifications proposées sur l'effet Doppler de l'uranium 238, nous utiliserons les résultats obtenus à l'aide de l'expérience critique suédoise KRITZ [35]. Dans cette maquette critique ont été étudié des réseaux uniformes. La répartition de la température obtenue par un dispositif de chauffage extérieur est constante dans l'espace, combustible et modérateur sont à la même température. La faible puissance (une centaine de watts) du réacteur supprime tout chauffage nucléaire générateur d'hétérogénéité de température. Pour diverses températures échelonnées entre 20 °C et 210 °C, la taille critique est ajustée par hauteur d'eau et le laplacien mesuré par carte de flux. Connaissant la composition du réseau (oxyde d'uranium enrichi à 1,35 %) ainsi que les valeurs du laplacien critique, nous sommes capables de calculer simplement le coefficient de multiplication effectif ($k_{eff}$) pour chaque température. Si le calcul était parfaitement correct, $k_{eff}$ serait égal à l'unité, à la précision expérimentale près, pour chaque cas. La variation de la valeur calculée de $k_{eff}$ entre deux températures nous fournit la dérive du calcul par rapport à l'expérience. Pour une température variant de 20 °C à 210 °C, les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau VI. Nous y voyons qu'aucune des bibliothèques utilisées ne donne pleinement satisfaction, dans tous les cas la dérive est sensiblement la même et voisine de - 4 pcm/°C, le calcul surestimant la valeur absolue du coefficient de température. Evidemment l'uranium 238 n'est que partiellement responsable du coefficient global de température, mais la modification proposée de sa section efficace de capture ne se traduit par aucune amélioration pour cette gamme de température. Aucune expérience propre n'existant pour des températures supérieures à 210 °C, il n'est pas possible de faire actuellement des comparaisons pour des températures de combustible plus proches de celles existant dans les réacteurs de puissance modérés à l'eau légère. Les mesures d'effet Doppler actuellement programmées au Commissariat à l'Energie Atomique (expérience CREOLE) devraient prochainement permettre d'étendre un peu la gamme de température vers des valeurs plus élevées.

## TABLEAU V

*Comparaison des diverses bibliothèques pour le calcul de $k_{eff}$*
*($\Delta k_{eff} = k_{eff} - 1$ en pcm)*

| Bibliothèque \ Réseau | Graphite | $D_2O$ | $H_2O$ 15x15 | $H_2O$ 17x17 | TRX2 |
|---|---|---|---|---|---|
| UKNDL 68 ajustée | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| UKNDL 68 sans ajustement | - 1140 | - 895 | - 675 | - 515 | - 555 |
| Nouvelles données nucléaires et simple niveau* | - 452 | - 352 | - 192 | - 296 | - 300 |
| Nouvelles données nucléaires et multiniveau* | - 136 | - 114 | + 166 | + 35 | - 62 |

* *sans aucun ajustement*

## TABLEAU VI

*Comparaison des diverses bibliothèques pour le calcul du coefficient de température et de la production de plutonium*

| Bibliothèque | Variation de $k_{eff}$ avec la température $\Delta\theta = 190$ °C $\Delta k_{eff}$ en $10^{-5}$ | Variation relative de Pu239/U238 en % | | |
|---|---|---|---|---|
| | | I=10 MWJ/kg | I=20 MWJ/kg | I=30 MWJ/kg |
| UKNDL 68 ajustée | - 747 | 0 | 0 | 0 |
| UKNDL 68 sans ajustement | - 854 | + 3,5 | + 4,1 | + 4,7 |
| Nouvelles données nucléaires et simple niveau* | - 884 | + 1,2 | + 1,6 | + 2,1 |
| Nouvelles données nucléaires et multiniveau* | - 748 | - 1,6 | - 1,3 | - 1,5 |

* *sans aucun ajustement*

c) *Production de plutonium*

Dans un réacteur de puissance il est important de savoir calculer correctement la production de plutonium au cours de l'évolution du combustible avec l'irradiation. La comparaison entre le calcul et les résultats expérimentaux d'analyse de combustibles irradiés nous permet de connaître l'écart calcul-expérience. Au vu des résultats actuels il semble que l'utilisation de la bibliothèque UKNDL 1968 ajustée conduise à une surestimation de la production de plutonium de 4 à 5 % environ, tout au moins pour les irradiations allant jusqu'à 30 MWJ/kg [2].

La variation relative, par rapport à UKNDL 1968 ajustée, de la production de plutonium a été calculée pour les mêmes changements de sections efficaces que précédemment. Les résultats obtenus, pour diverses valeurs du taux d'irradiation, sont rassemblés dans le tableau VI. Cette fois-ci nous obtenons une amélioration par rapport à la bibliothèque UKNDL 1968 ajustée. En effet si le calcul surestime toujours la production de plutonium 239, l'écart est réduit de façon substantielle puisqu'il n'est plus que de 2,5 à 3,5 %. Avec un écart calcul-expérience résiduel de cet ordre de grandeur, des causes autres que la capture de l'uranium 238 peuvent raisonnablement être évoquées. Nous savons en effet que la teneur en plutonium calculée d'un combustible irradié est affectée de façon sensible par une variation des valeurs de la section efficace d'absorption du plutonium 239 ou de la température effective du combustible. Pour un taux d'irradiation compris entre 0 et 30 MWJ/kg une variation de 1 % de la section efficace d'absorption du plutonium 239 induit en moyenne une variation de 0,5 % de la teneur en plutonium du combustible irradié et une modification de 100 °C de la température effective de l'uranium provoque une variation de 1 % de cette même teneur en plutonium. De même la production de plutonium est très sensible au rapport de modération donc à la densité de l'eau au voisinage immédiat de l'élément de combustible qui sera analysé. Enfin il n'est pas impossible que les imprécisions sur la matrice de thermalisation de l'eau à haute température puissent avoir une influence non négligeable, étant donné le niveau de l'écart calcul-expérience auquel nous arrivons maintenant.

## VI - CONCLUSION

Sans apporter une réponse complète au problème du calcul de l'intégrale effective de capture de l'uranium 238, cette étude a apporté une amélioration notable puisque le désaccord entre la valeur calculée à l'aide des données différentielles et la valeur déduite d'expériences intégrales semble presque résorbé. En effet, l'utilisation conjointe des valeurs les plus récentes des paramètres des résonances et d'un formalisme multiniveau pour déduire les sections efficaces de ces paramètres permet de calculer une valeur de l'intégrale effective de capture de l'uranium 238 qui rend compte correctement d'un vaste ensemble de mesure de $k_{eff}$ de réseaux à neutrons thermiques à la température ambiante. Une étude actuellement en cours, d'un ensemble beaucoup plus vaste de types de réseau confirme cette tendance [36]. Le désaccord entre la valeur calculée et la valeur mesurée de la teneur en plutonium des combustibles irradiés est aussi sensiblement diminué, une partie de l'écart résiduel peut raisonnablement être imputée à une connaissance pas assez précise de l'absorption du plutonium 239 ou de la température effective du combustible en puissance. Enfin la dérive observée de réactivité en fonction de la température reste la même qu'avec les anciennes bibliothèques, ce qui voudrait dire que ce mauvais calcul du coefficient de température ne peut pas être attribué au domaine des résonances de l'uranium 238 ; d'autres causes devant être étudiées en détail.

Il semble néanmoins intéressant de constater que l'emploi de cette nouvelle bibliothèque, uniquement basée sur les données différentielles et le formalisme multiniveau, conduise en moyenne à des résultats plus satisfaisants qu'avec l'ancienne bibliothèque et cela sans aucune procédure d'ajustement.

# ANNEXE

## BREFS RAPPELS SUR LE FORMALISME MULTINIVEAU

Le calcul multiniveau-multivoie des sections efficaces neutroniques s'effectue par l'intermédiaire des coefficients $U_{k\ell}$ de la matrice de collision sous la forme où elle est explicitée dans les théories des réactions nucléaires de Wigner et Eisenbud [26] :

$$U = \omega \frac{1 + i(B\,R\,B + C)}{1 - i(B\,R\,B + C)} \omega$$

$\omega$, $B$ et $C$ dépendent des propriétés des fonctions d'ondes à l'intérieur et à l'extérieur de la zone de réaction ainsi que des conditions aux limites à l'interface ; $R$ est la matrice contenant les propriétés nucléaires.

Dans l'intéraction neutron-noyau, les diverses sections efficaces entrant en jeu pour les ondes "s" sont les sections efficaces totale $\sigma_{n,t}$, de diffusion $\sigma_{n,n}$ et de réaction $\sigma_{n,c}$. Elles s'expriment par les relations :

$$\sigma_{n,t} = 2\pi \lambda\!\!\!^{-2}\, g \left[1 - \mathcal{R}\acute{e}\ell\left(U_{n,n}\right)\right]$$

$$\sigma_{n,n} = \pi \lambda\!\!\!^{-2}\, g\, |1 - U_{n,n}|^2$$

$$\sigma_{n,c} = \pi \lambda\!\!\!^{-2}\, g\, |U_{n,c}|^2$$

Il y a plusieurs façons de calculer les coefficients de la matrice de collision. La plus pédagogique, bien qu'elle ne soit pas obligatoirement la plus pratique du point de vue numérique, consiste à relier les coefficients de la matrice de collision à une matrice de niveaux, $A$, dont les coefficients de la matrice inverse, $A^{-1}$,

$$A^{-1}_{k\ell} = (E_k - E)\,\delta_{k\ell} - \frac{i}{2}\sum_c |\gamma_{ck}\rangle\langle\gamma_{c\ell}|$$

font apparaître les paramètres classiques des résonances. $E_i$ correspond à l'énergie du niveau $i$, $\langle\gamma_{ci}|$ et $|\gamma_{ci}\rangle$ sont les vecteurs ligne et colonne de composantes $\gamma_c$. Les $\gamma_c$ sont les amplitudes correspondant aux largeurs partielles des diverses voies de sortie. Les amplitudes sont reliées aux largeurs par :

$$\Gamma_c = 2P_c\,\gamma_c^2$$

$P_c$ étant le coefficient de pénétration.

Les éléments de la matrice de collision $U$ s'expriment en fonction de la matrice des niveaux par la relation :

$$U_{n,n} = e^{2ikr}\left(1 + i \langle \gamma_{nk} \,|A|\, \gamma_{n\ell}\rangle\right)$$

$$U_{n,c} = \langle \gamma_{nk} \,|A|\, \gamma_{c\ell}\rangle$$

La matrice $A^{-1}$ est symétrique mais n'est généralement pas diagonale et son inversion peut poser des problèmes numériques dès que le nombre $k$ de niveaux ou le nombre $c$ des voies de sortie sont élevés. L'importance des termes non diagonaux par rapport aux termes diagonaux représente l'importance des termes d'interférence entre niveaux ou entre voies par rapport à la partie principale de la section efficace. A basse énergie les seules voies de sortie possibles sont la diffusion élastique, la capture radiative et la fission.

La capture radiative présente un aspect particulier très intéressant. Comme en témoignent les spectres très complexes de désexcitation gamma du noyau composé, le nombre de voies de sortie est très grand dans la capture radiative mais les amplitudes se répartissent suivant une loi de Gauss de valeur moyenne nulle [37]. Il en résulte que les termes de la forme

$$\sum_{\gamma} |\gamma_{\gamma k} > < \gamma_{\gamma \ell}|$$

sont nuls dans la matrice $A^{-1}$. Il n'y a donc pas pour un niveau donné d'interférence entre voies de capture radiative (avec peut-être une exception pour la résonance à 6,67 eV de l'uranium 238 [15]). Par contre il n'y a qu'une voie de sortie dans la diffusion élastique et que très peu de voies ouvertes dans la fission. Les termes non diagonaux correspondants ne seront généralement pas nuls et nous observerons des interférences de diffusion ou de fission. L'absence d'interférence entre les voies de capture radiative conduit ainsi à une matrice des niveaux dont l'inversion est notablement simplifiée.

Partant de ce fait et en remarquant que, lorsque l'on cherche les sections efficaces, seulement les éléments de la première rangée de la matrice de collision ont besoin d'être connus, Reich et Moore [27] ont montré que l'on pouvait calculer ces éléments sans faire appel à des techniques compliquées. En contre partie, ils utilisent un formalisme un peu différent de celui faisant appel à la matrice $A$ des niveaux et partent directement de la définition de la matrice de collision. L'absence d'interférence entre les voies de sortie de la capture radiative conduit tout simplement à remplacer la matrice $R$ par la matrice $R'$, dite matrice réduite, dont les éléments s'expriment par la relation :

$$R'_{k\ell} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda k}\, \gamma_{\lambda \ell}}{E_{\lambda} - E - \frac{1}{2}\Gamma_{\gamma\lambda}}$$

Le cheminement est un peu moins physique puisque nous ne retrouvons plus explicitement l'habituelle somme des lois de Breit et Wigner, mais les paramètres d'entrée ont la même signification

physique puisque ce sont aussi les énergies des niveaux et les amplitudes des voies de sortie. S'il n'y a qu'une voie de fission ouverte, ou s'il s'agit d'un corps non fissile à basse énergie (comme c'est pratiquement le cas de l'uranium 238) les différentes sections efficaces s'explicitent très facilement. C'est un peu plus complexe s'il y a plus d'une voie de fission ouverte.

Il est ainsi possible d'obtenir l'expression des diverses sections efficaces naturelles, c'est-à-dire en l'absence d'effet Doppler, en fonction de l'énergie. Par contre, les sections efficaces élargies par effet Doppler, qui s'expriment mathématiquement par le produit de convolution des sections efficaces naturelles par une fonction de Gauss, ne peuvent plus être calculées de façon analytique. Il est donc nécessaire d'avoir recours à un procédé de convolution numérique utilisant une tabulation point par point préalable des sections efficaces non élargies.

# RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES


[1] P. REUSS
Rapport interne SERMA 106 "T" (1972)

M. MIKHAIL
Note CEA-N 1773 (1974)

[2] H. TELLIER et J. VANUXEEM
Rapport interne SERMA 173 "T" (1973)

[3] Resonance Parameters of Fertile Nuclei and $^{239}Pu$ - Saclay 1974
NEANDC(E) 163 U (1975)

[4] Seminar on $^{238}U$ Resonance Capture - Brookhaven 1975
NEANDC(US) 192 L (1975)

[5] D.K. OLSEN et al.
ORNL-TM 5256 (1976)

[6] M. EDENIUS
Seminar on Nuclear Data Problems for Thermal Reactor Applications - Brookhaven 1978 (à paraître)

[7] J.J. SCHMIDT
Rapport KFK-120 (1966)

[8] J.B. HUNT et al.
Journal of Nuclear Energy, 23, 705 (1969)

[9] G. de SAUSSURE et al.
Nuclear Science and Engineering, 51, 385 (1973)

[10] R. SPENCER and F. KÄPPELER
Nuclear Cross Sections and Technology - Washington II, 620 (1975)

[11] W. POENITZ
Nuclear Science and Engineering, 57, 300 (1975)

[12] M. SOWERBY et al.
Annals of Nuclear Science and Engineering, 1, 409 (1974)

[13] M. LINDER et al.
Nuclear Science and Engineering, 59, 381 (1976)

[14] J.F. Mc CROSSON
NEANDC(US) 192 L, 122 (1975)

[15] R.E. CHRIEN
NEANDC(US) 192 L, 147 (1975)

[16] G. de SAUSSURE
NEANDC(US) 192 L, 151 (1975)

[17] G. ROHR et al.
Nuclear Data for Reactors, Helsinki I, 413 (1970)

[18] K. MALETSKI et al.
Soviet Journal of Atomic Energy, 32, 45 (1972)

[19] F. RAHN et al.
Physical Review C, 5, 1854 (1972)

[20] Y. NAKAJIMA et al.
Nuclear Cross Sections and Technology, Washington II, 738 (1975)

[21] H.I. LIOU and R.E. CHRIEN
Nuclear Science and Engineering, 62, 463 (1977)

[22] D.K. OLSEN et al.
Nuclear Science and Engineering, 62, 479 (1977)

[23] R.C. BLOCH et al.
Transactions of American Nuclear Society, 27, 888 (1977)

[24] G. de SAUSSURE et al.
ORNL/TM-6152 (1978)

[25] D.K. OLSEN et al.
ORNL/TM-5256 (1976)

[26] E.P. WIGNER and L. EISENBUD
Physical Review, 72, 29 (1947)

[27] C.W. REICH and M.S. MOORE
Physical Review, 111, 929 (1958)

[28] H. DERRIEN et M. ALIX
Note CEA-N 1564 (1972)

[29] C.L. COWAN
Seminar on Multilevel Effects in Reactor Calculations and the Probability Table Method - Brookhaven 1972
BNL-50387 (1973)

[30] H. TELLIER and M. GRANDOTTO
Advances in Reactor Physics - Gatlinburg 1978
CONF 7804-01, 17 (1978)

[31] A. HOFFMANN et coll.
Note CEA-N 1610 (1973)

[32] M. LIVOLANT et F. JEANPIERRE
Rapport CEA-R 4533 (1974)

[33] M. GRANDOTTO
Note CEA-N 1961 (1977)

[34] A.W. SOLBRIG
American Journal of Physics, 29, 257 (1961)

[35] R. PERSSON et al.
Nuclex 72, Technical Meeting 2/11 (1972)

[36] P. REUSS
Thèse de Doctorat - ORSAY (1979)

[37] C.E. PORTER and R.G. THOMAS
Physical Review, 104, 483 (1956)

*Manuscrit reçu le 3 janvier 1979*

## LÉGENDES DES FIGURES

Figure 1 — Section efficace de capture de l'uranium 238 dans le domaine thermique.

Figures 2 à 5 — Section efficace de capture de l'uranium 238 dans le domaine rapide (40 keV à 10 MeV).

Figure 6 — Section efficace de fission de l'uranium 238.

Figure 7 — Transmission à travers un échantillon épais d'uranium 238. Comparaison entre les résultats expérimentaux et le calcul Breit et Wigner.

Figure 8 — Rapport du calcul Breit et Wigner sur le calcul Reich et Moore des sections efficaces de capture et de diffusion de l'uranium 238 au voisinage de la résonance à 6,67 eV.

Figure 9 — Transmission à travers un échantillon épais d'uranium 238. Comparaison entre les résultats expérimentaux et le calcul Reich et Moore.

Figure 10 — Influence de l'effet multiniveau sur l'intégrale effective de capture de l'uranium 238 et du thorium 232.

Figure 11 — Influence de l'effet multiniveau de l'uranium 238 sur le bilan en réactivité de réseaux à neutrons thermiques.

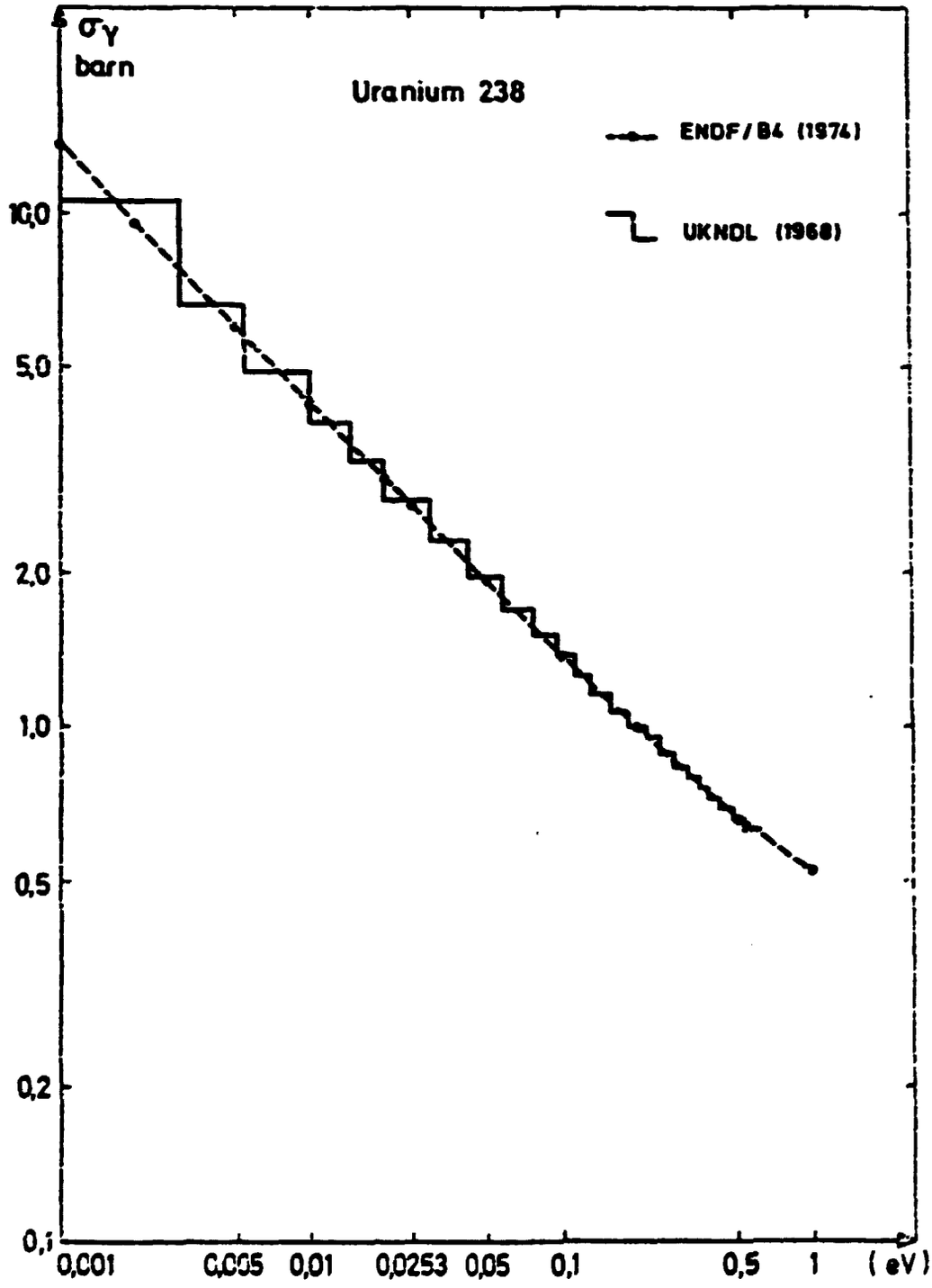
σγ
barn
Uranium 238
ENDF/B4 (1974)
UKNDL (1968)
10,0
5,0
2,0
1,0
0,5
0,2
0,1
0,001
0,005
0,01
0,0253
0,05
0,1
0,5
1
(eV)

FIGURE 1

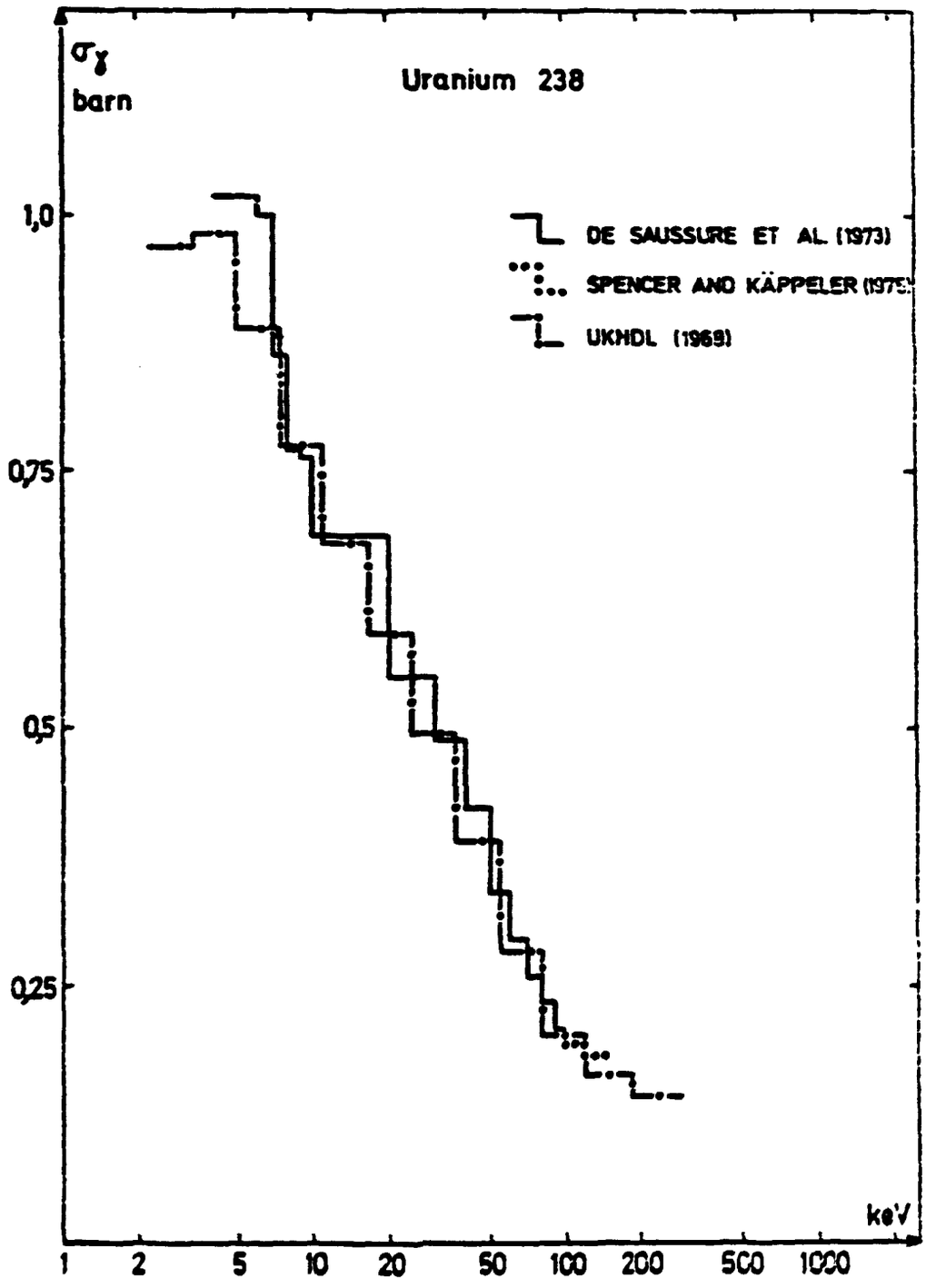
σγ
barn
Uranium 238
DE SAUSSURE ET AL. (1973)
SPENCER AND KÄPPELER (1975)
UKHDL (1969)
1,0
0,75
0,5
0,25
keV
1
2
5
10
20
50
100
200
500
1000

FIGURE 2

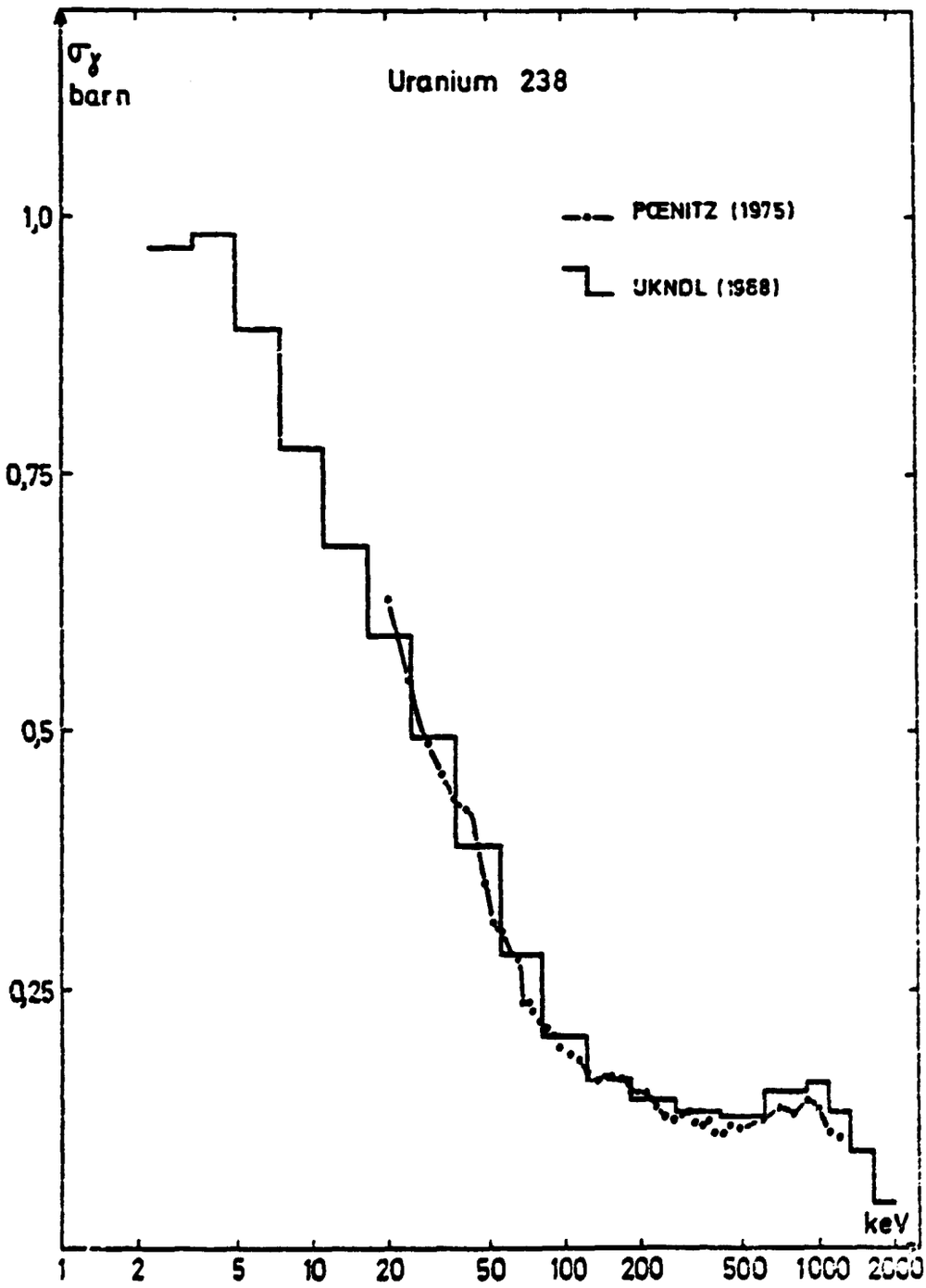
σγ
barn
Uranium 238
PŒNITZ (1975)
UKNDL (1968)
1,0
0,75
0,5
0,25
keV
1
2
5
10
20
50
100
200
500
1000
2000

FIGURE 3

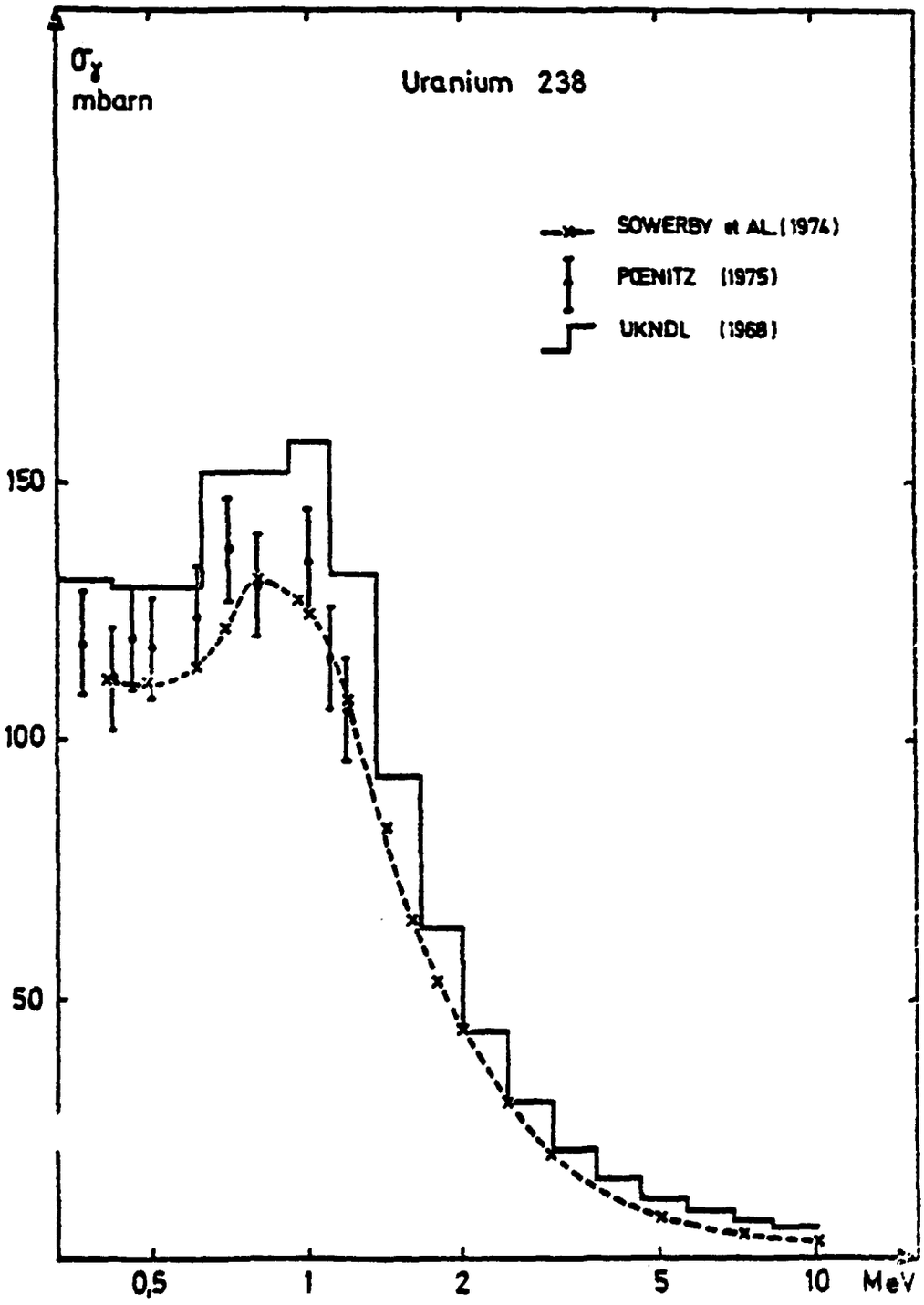
σγ
mbarn
Uranium 238
SOWERBY et AL.(1974)
PŒNITZ (1975)
UKNDL (1968)
150
100
50
0,5
1
2
5
10
MeV

FIGURE 4

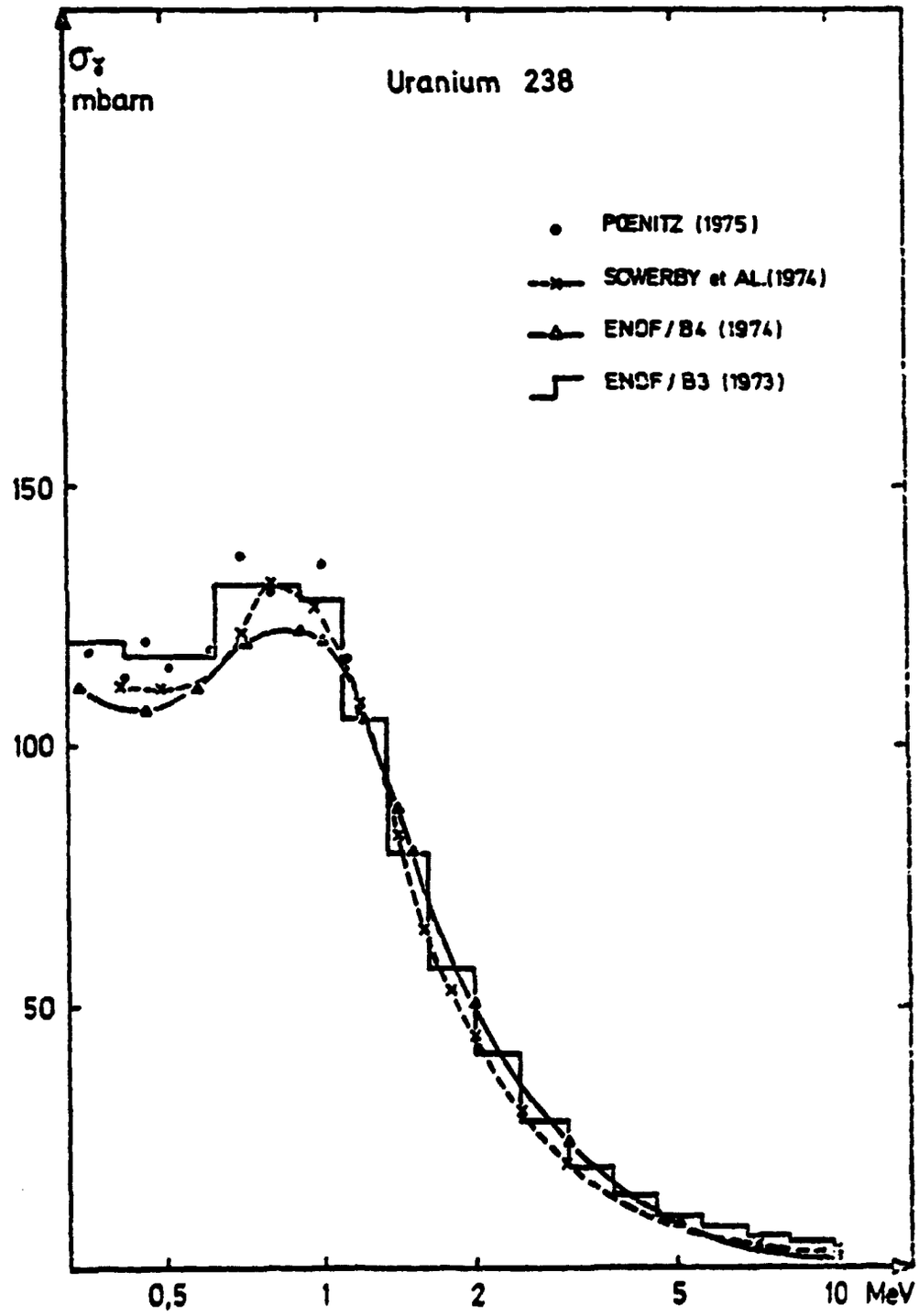
σγ
mbarn
Uranium 238
PŒNITZ (1975)
SOWERBY et AL.(1974)
ENDF/B4 (1974)
ENDF/B3 (1973)
150
100
50
0,5
1
2
5
10 MeV

FIGURE 5

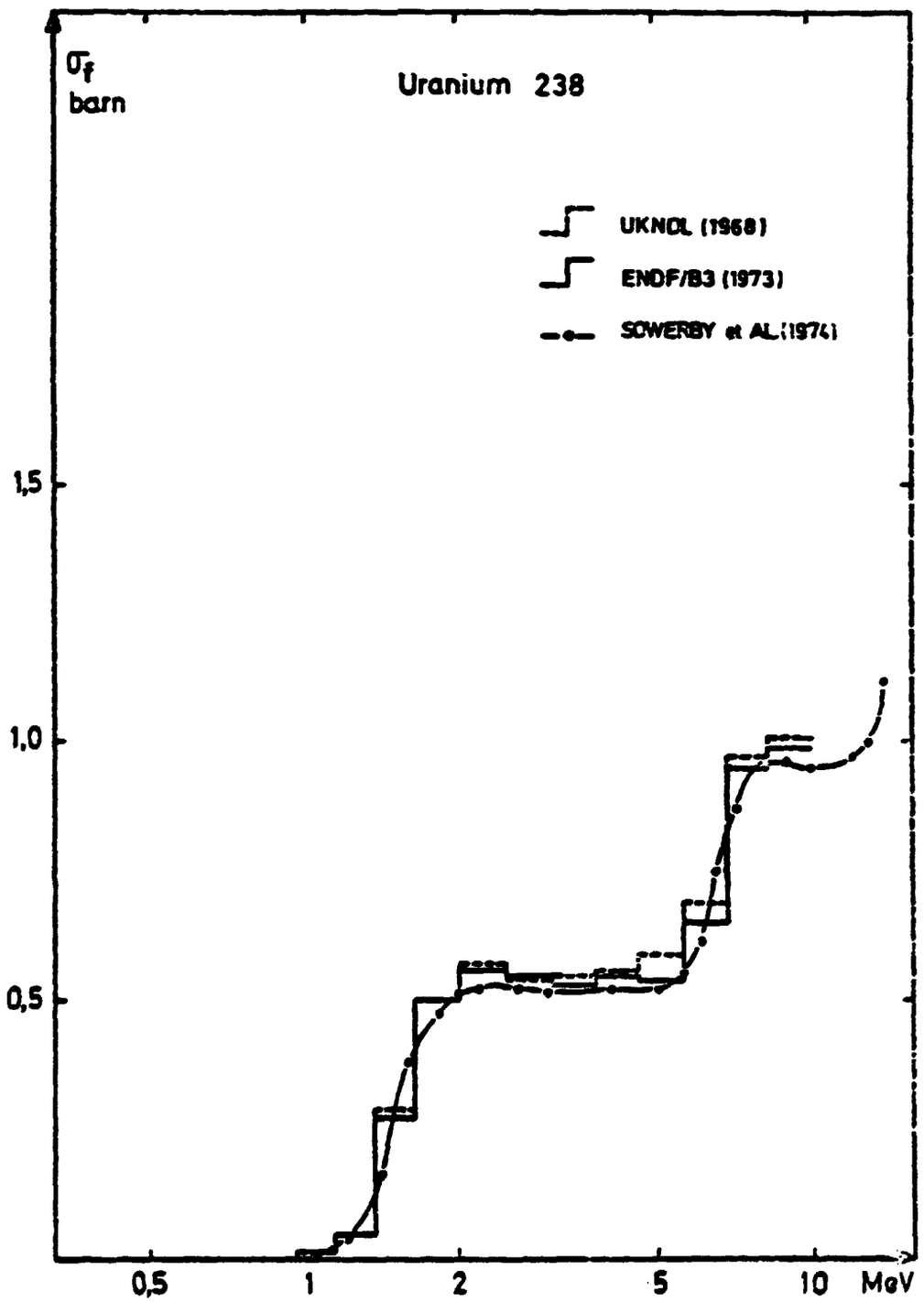
$\sigma_f$
barn
Uranium 238
UKNDL (1968)
ENDF/B3 (1973)
SOWERBY et AL.(1974)
1,5
1,0
0,5
0,5
1
2
5
10
MeV

FIGURE 6

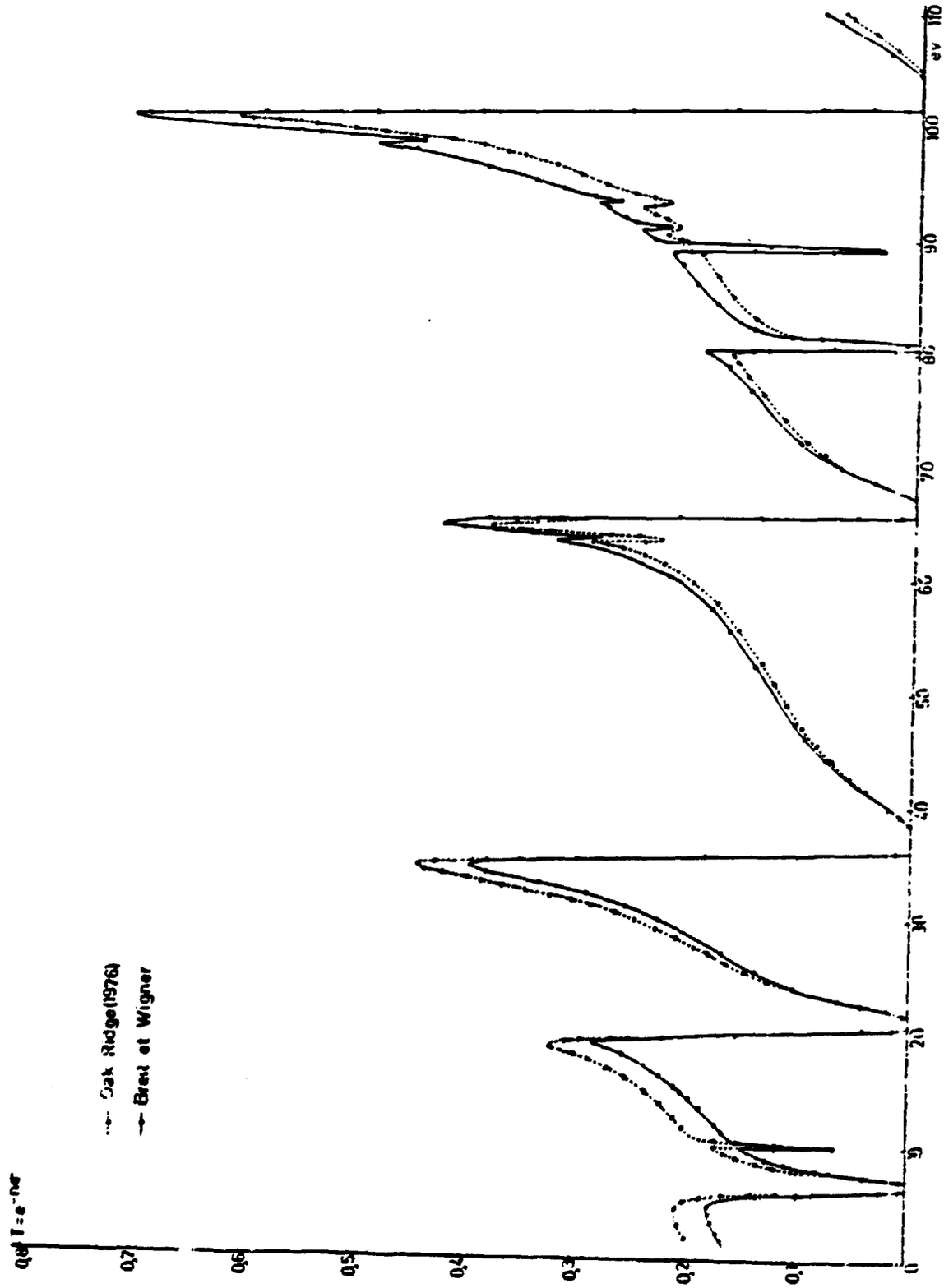
Oak Ridge(1976)
Brent et Wigner
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
ev

FIGURE 7

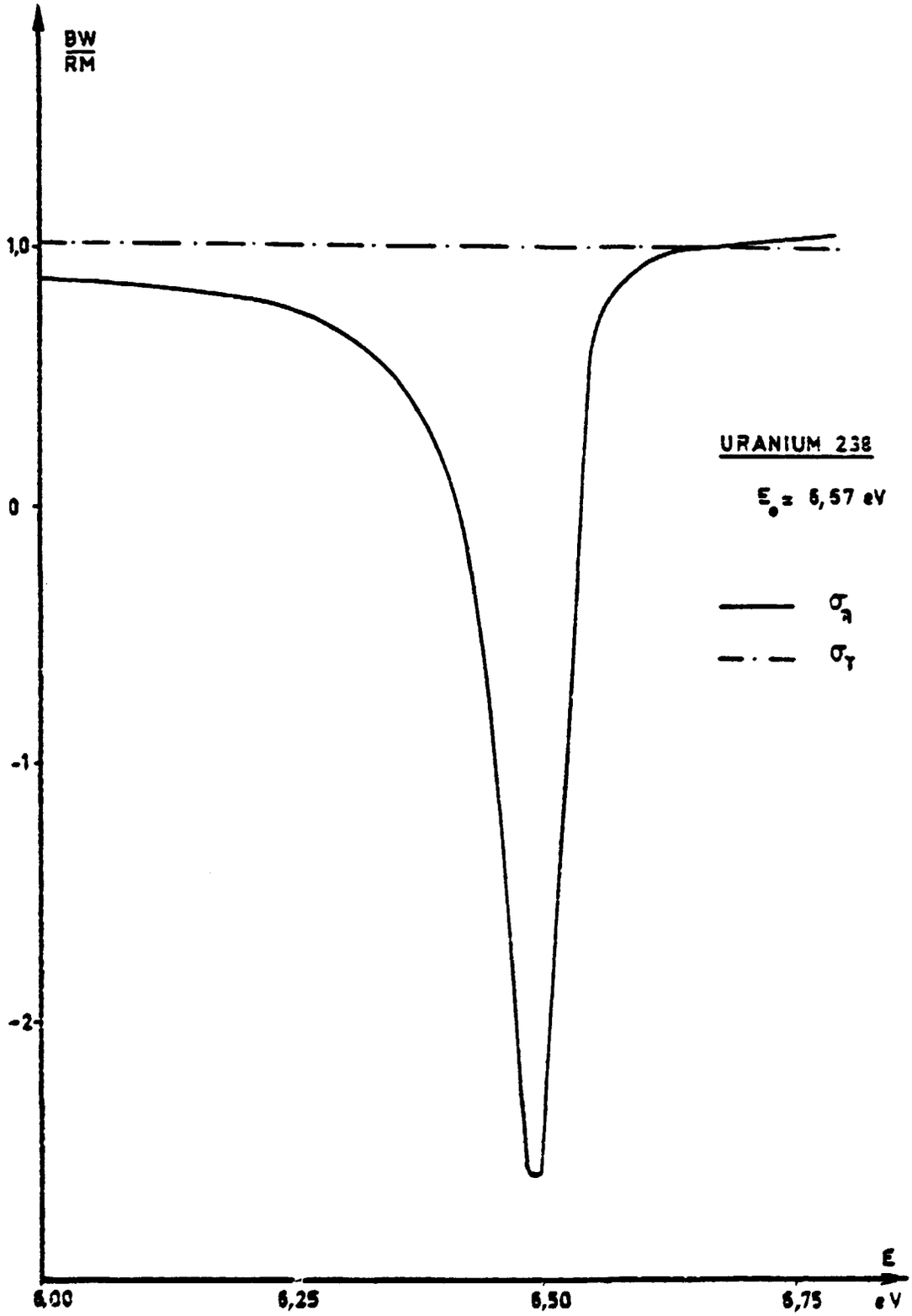


FIGURE 8

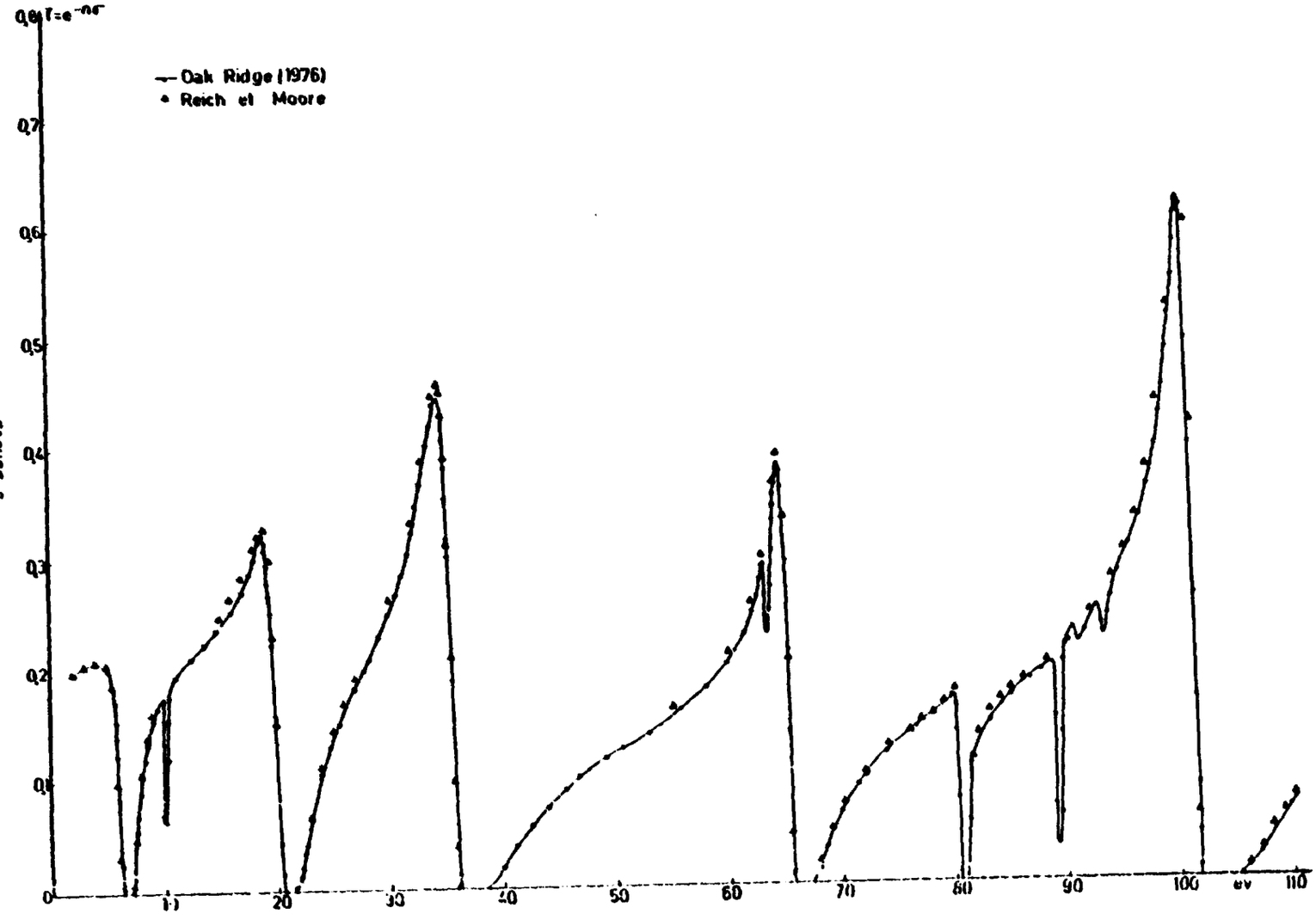
T=e^-nσ
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
— Oak Ridge (1976)
• Reich et Moore
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
ev
110

FIGURE 9

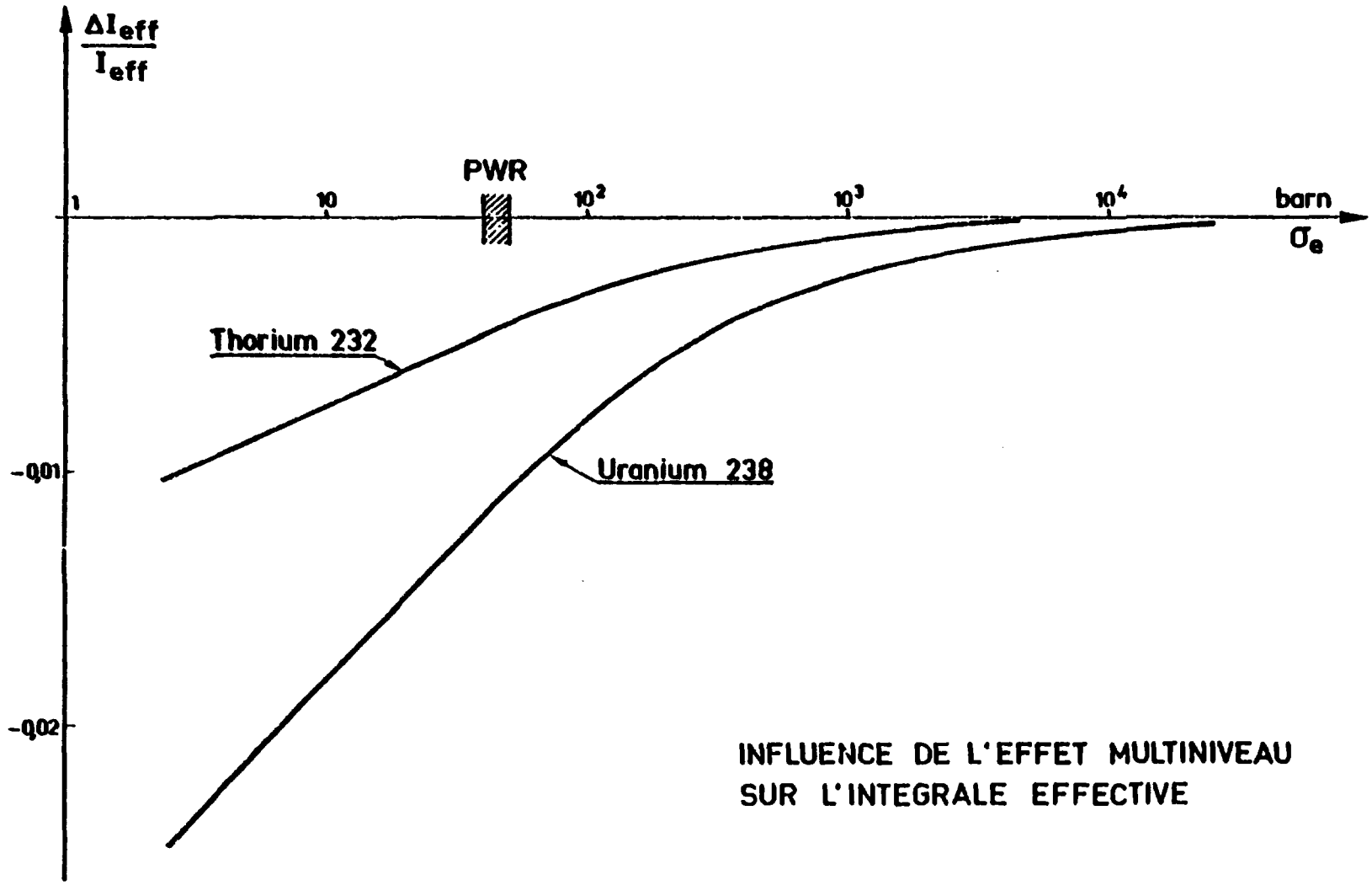


FIGURE 10

INFLUENCE DE L'EFFET MULTINIVEAU
SUR L'INTEGRALE EFFECTIVE

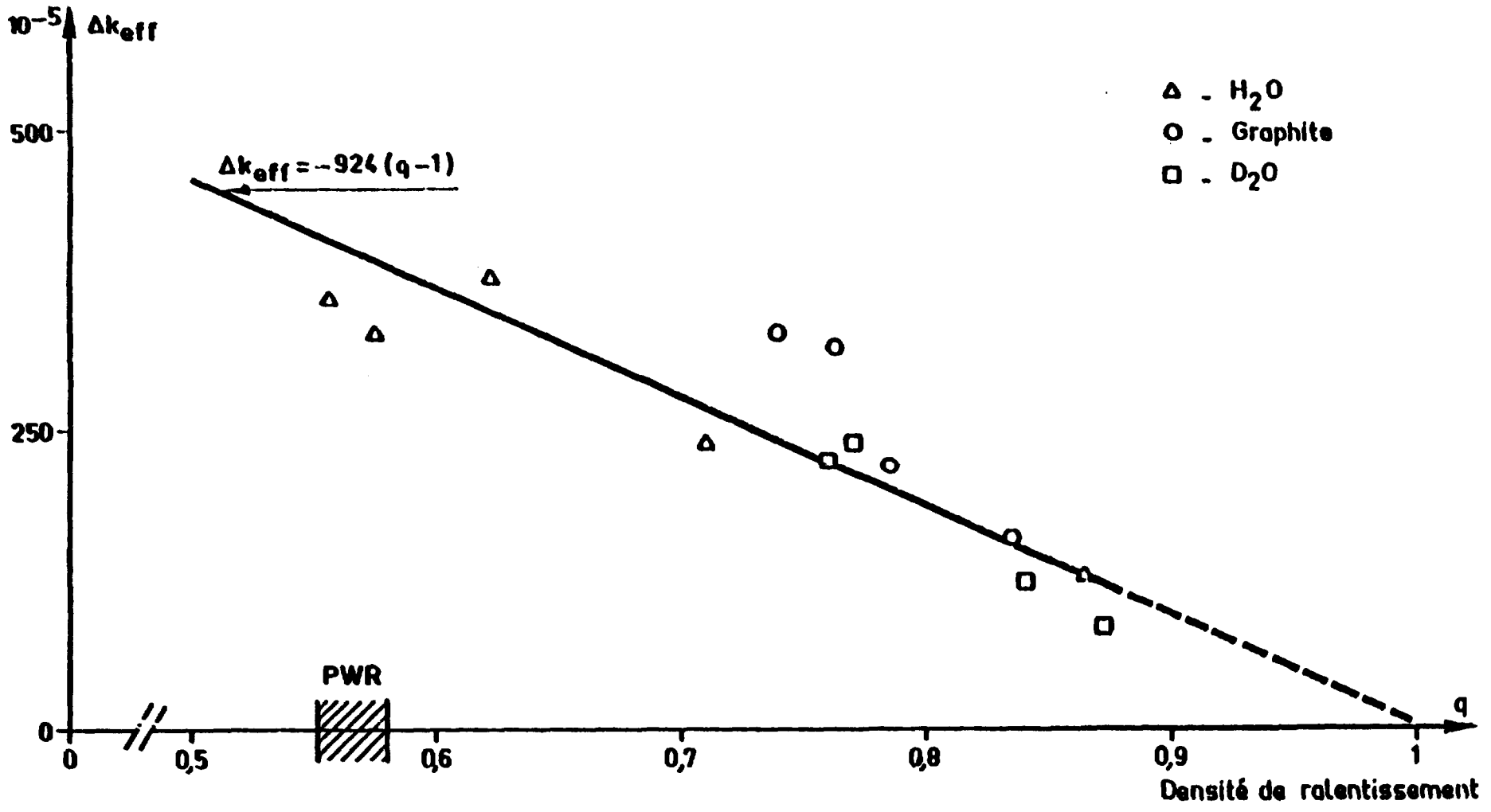


FIGURE 11

INFLUENCE DE L'EFFET MULTINIVEAU SUR $k_{eff}$

*Edité par*
*le Service de Documentation*
*Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*
*Boîte Postale n° 2*
*91190 GIF-SUR-YVETTE (France)*