

3. National soviet conference on neutron physics.
Kiev, USSR, 9-13 June 1975

CEA-CONF-3299

FR7600592

1015

EVALUATION PAR UN MODELE STATISTIQUE DES SECTIONS EFFICACES (n,xn)
ET (n,xnf) SUR DES NOYAUX LOURDS

J. JARY

Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P. n° 61 - 92120 Montrouge - France

RESUME

Nous présentons une méthode d'évaluation par modèle statistique des sections efficaces de fission et de réactions (n,2n) et (n,3n) induites par des neutrons sur noyaux lourds dans la gamme d'énergie 2 MeV - 20 MeV. Elle consiste en une paramétrisation des largeurs de fission au moyen d'un ajustement sur les sections efficaces de fission connues. Cette méthode utilise les pénétrabilités neutron fournies par un modèle de voies couplées adapté, et les différentes largeurs (neutron, fission, radiative) sont calculées par le modèle statistique avec des densités de niveaux du type gaz de Fermi. Des résultats sont donnés ici sur les noyaux 237 , 238 , ^{239}U et ^{239}Pu .

ABSTRACT

We present a method for a statistical model evaluation of fission, (n,2n) and (n,3n) cross sections from 2 MeV to 20 MeV neutrons on 237 , 238 , ^{239}U and ^{239}Pu . It consists of the determination of fission width parameters by a fit to known fission cross-sections. This method makes use of neutron transmission coefficients from an adapted coupled channel model. The neutron, fission and radiative widths are calculated by the statistical model including Fermi gas model level densities. Results are given for 237 , 238 , ^{239}U and ^{239}Pu nuclei.

I - INTRODUCTION

Les diverses sections efficaces neutroniques partielles associées à un même noyau cible ne sont généralement pas connues avec une précision équivalente. En vue de fournir une première réponse à certains besoins exprimés, le but de ce travail est de calculer par un modèle statistique simple [1], un ensemble cohérent de sections efficaces de fission et de réactions (n,2n) et (n,3n) induites par des neutrons sur des noyaux lourds. Le domaine d'application visé comprend en particulier une série d'isotopes d'Uranium et de Plutonium pour une énergie de neutrons incidents comprise entre 2 MeV et 20 MeV.

La méthode d'évaluation consiste à paramétriser les rapports des largeurs de fission aux largeurs totales d'une série d'isotopes par un ajustement aux sections efficaces de fission expérimentales. Les largeurs ainsi définies sont utilisées ensuite pour calculer, sans ajustement spécial, les sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) notamment dans les domaines mal connus ou exempts de données expérimentales.

II - EXPOSE SUCCINCT DE LA METHODE DE CALCUL

Dans une version simplifiée du modèle statistique, les sections efficaces (n,xn) et (n,xnf) sont traitées sous la forme globale suivante qui néglige les effets de conservation du moment angulaire total et de la parité :

$$\sigma(n,2n) = \sigma_c(E_n) \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} (E^*) \cdot P(E^*, xn) \quad (1)$$

$$\sigma(n,xnf) = \sigma_c(E_n) \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} (E^*) \cdot P(E^*, xnf) \quad (2)$$

Dans ces expressions, les sections efficaces apparaissent comme le produit de la section efficace de formation du noyau composé $\sigma_c(E_n)$ à l'énergie E_n des neutrons incidents, par la probabilité de décroissance dans les voies (xn) et (xnf). Cette probabilité est elle-même le produit de la probabilité totale $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} (E^*)$ pour que le noyau composé excité à l'énergie E^* émette au moins 1 neutron par la probabilité relative $P(E^*, xn)$ ou $P(E^*, xnf)$ pour qu'il émette exactement x neutrons et évolue ensuite respectivement par émission γ ou par fission.

Les sections efficaces de formation du noyau composé utilisées dans ces calculs sont obtenues par un modèle en voies couplées qui tient compte des déformations nucléaires et dont la paramétrisation a été adaptée pour la région des noyaux lourds [2], notamment par ajustement sur les fonctions force et sur les sections efficaces totales.

Les probabilités relatives sont calculées sous la forme :

$$P(E^*, x_n) = \frac{\int_0^{E^* - S_1 - S_2 - \dots - S_x} d\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \sigma_c(\varepsilon_1) \cdot \rho(E_1^*) \frac{\Gamma_n(E_1^*)}{\Gamma_\gamma} \cdot P(E_1^*, (x-1)_n)}{\int_0^{E^* - S_1} d\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \rho(E_1^*) \cdot \sigma_c(\varepsilon_1)} \quad (3)$$

Dans cette expression, E_1^* est l'énergie du neutron émis, S_1, S_2, \dots sont les énergies de séparation d'un neutron du noyau composé ($A+1$), puis du premier noyau résiduel (A)..., $\rho(E_1^*)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel A excité à l'énergie E_1^* , enfin $\sigma_c(\varepsilon_1)$ est la section efficace de réaction inverse également issue de calculs en voies couplées [2]. Pour $x > 1$, $P(E^*, x_n)$ est une expression analogue à (3). Dans le cas particulier où $x = 1$, le dernier noyau résiduel ne peut plus qu'émettre des γ ou se fissionner, les deux derniers facteurs de l'intégrand du numérateur de (3) sont alors remplacés respectivement par les rapports $\Gamma_\gamma/\Gamma_\gamma$ ou Γ_f/Γ_γ .

Les expressions de densités de niveaux utilisées ici sont celles de GILBERT et CAMERON [3] avec les corrections dues aux effets de couches et d'appariement prises en [4]. Au dessus d'une énergie de transition E_x^* déterminée d'après l'expérience [3], la densité de niveaux suit la loi

$$\rho(E^* - \Delta) \sim \frac{\exp 2\sqrt{a(E^* - \Delta)}}{[a^{1/2} (E^* - \Delta)^{3/2}]^2} \quad (4)$$

a étant le paramètre de densité de niveaux et Δ la correction d'énergie d'appariement [4]. Au dessous de l'énergie E_x , la densité de niveaux est supposée suivre une loi en $\exp\left[\frac{E^*}{T}\right]$ où T est la température nucléaire.

Les différentes largeurs Γ_n, Γ_f et Γ_γ sont calculées statistiquement à l'aide de ces densités de niveaux. Pour les largeurs Γ_γ de la forme :

$$\Gamma_\gamma(E^*) = C_\gamma \left[\rho(E^*) \right]^{-1} \int_0^{E^*} \varepsilon^3 \rho(E^* - \varepsilon) d\varepsilon \quad (5)$$

on a supposé un rayonnement dipolaire électrique avec une normalisation

(coefficient C_γ) ajustée aux largeurs radiatives moyennes expérimentales mesurées dans la zone des résonances séparées des neutrons [5].

Les sections efficaces de réactions inverses utilisées dans les expressions des largeurs neutron :

$$\Gamma_n(E^*) \sim [\rho(E^*)]^{-1} \int_0^{E^* - S} \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \rho(E^* - S - \varepsilon) d\varepsilon \quad (6)$$

sont également celles du modèle en voies couplées [2].

Les largeurs de fission, pour des énergies suffisantes au dessus de la barrière de fission B_f [6], sont écrites sous la forme :

$$\Gamma_f(E^*) = K_1 [2\pi \rho(E^*)]^{-1} \int_0^{E^* - B_f} \rho^*(\varepsilon) d\varepsilon \quad (7)$$

où ε est l'énergie d'excitation dans les degrés de liberté autres que celui de fission. La densité de niveaux au point selle $\rho^*(\varepsilon)$ a la même expression que (4), mais le paramètre de densité de niveaux au point selle α_f est supposé varier avec l'énergie d'excitation selon la loi $\alpha_f = \alpha \left(1 + \frac{K_2}{(E^* - \Delta)}\right)$. K_1 et K_2 sont les constantes ajustables de ce calcul. Pour des énergies proches de la barrière, on a tenu compte des pénétrabilités de cette barrière en simulant celle-ci par un potentiel harmonique inversé [7].

III - EXAMEN DES RESULTATS OBTENUS SUR LES CIBLES ^{237}U , ^{238}U , ^{239}U et ^{239}Pu

Les sections efficaces de fission mesurées ou évaluées ont été utilisées pour déterminer, à l'aide des paramètres K_1 et K_2 , les rapports $\Gamma_f/\Gamma_\gamma(E^*)$ d'une série d'isotopes en minimisant un χ^2 qui tient compte des erreurs expérimentales. Pour cela, certains ajustements sont faits à des énergies où plusieurs chances de fission interviennent en cascade. Ensuite, compte tenu des déterminations (5) et (6) des autres largeurs Γ_n et Γ_γ , les sections efficaces (n, xn) et (n, xnf) sont calculées par les équations (1) et (?). Les valeurs des coefficients K_1 et K_2 sont données dans le tableau 1.

^{239}U - Pour calculer la section efficace de fission, il est nécessaire de connaître la hauteur du premier palier de fission, c'est-à-dire le rapport Γ_f/Γ_γ de ^{240}U excité par des neutrons incidents de 3 MeV environ. En l'absence de toute mesure, ce rapport a été obtenu par une extrapolation linéaire en fonction du nombre de masse des rapports correspondants de ^{239}U et ^{238}U

assez bien définis par la fission de ^{238}U . Par analogie avec les isotopes pairs (^{238}U , ^{236}U), on a pris $K_2 = 0$. Le paramètre K_1 est alors déterminé par le rapport Γ_f/Γ_p de ^{240}U précédemment choisi. Les largeurs de ^{239}U et ^{238}U , qui interviennent respectivement au deuxième et au troisième palier de fission de ^{239}U , ont été déduites de la section efficace de fission de ^{238}U . Les quelques points portés sur la courbe de fission de ^{239}U (fig.1, en haut) sont obtenus à partir, d'une part des probabilités de fission P_f de ^{240}U déduites par CRAMER [8] des mesures de sections efficaces ^{238}U (t,pf), et d'autre part des sections efficaces σ_c de formation du noyau composé utilisées dans les calculs présents ($\sigma(n,f) = \sigma_c \times P_f$). Ces points se placent assez bien par rapport à la courbe calculée. Les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) déduites ensuite pour ^{239}U sont indiquées fig.1 (en bas).

^{238}U : L'ajustement a été fait par rapport à la section efficace de fission recommandée par SOWERBY [9]. Les sections efficaces (n,2n) obtenues sont en bon accord avec l'expérience [10 à 15] sauf au-delà de 15 MeV où elles sont inférieures aux mesures. Les sections efficaces (n,3n) sont en assez bon accord avec les mesures [12 - 14 - 16]. Toutes ces sections efficaces sont tracées sur la fig.2.

^{237}U : La section efficace de fission calculée ici, à partir des largeurs déterminées d'après les sections efficaces de fission expérimentales de ^{238}U et ^{235}U , est en bon accord, à basse énergie, avec les points calculés, comme pour ^{239}U , à partir des probabilités de fission de CRAMER [8] (réaction ^{236}U (t,pf)) mais très inférieure aux mesures de McNALLY [17]. Les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) calculées sont données sur la fig.3 (en bas).

^{239}Pu : L'ajustement a été fait par rapport à la section efficace de fission recommandée par SOWERBY [9]. Les sections efficaces (n,2n) calculées ensuite s'accordent assez bien avec les mesures de MATHER [12]. Par contre, l'accord est beaucoup moins bon avec la seule mesure connue pour la réaction (n,3n).

IV - CONCLUSION

Cette étude montre que l'utilisation d'un modèle statistique simple permet d'évaluer entièrement les sections efficaces de fission dans les cas où il n'existe aucune mesure dans le domaine d'énergie étudié (p.ex. cas de ^{239}U), ou seulement très peu de mesures (ex. cas de ^{237}U). Cependant des résultats

satisfaisants ne peuvent être obtenus que moyennant un ajustement systématique sur les sections efficaces de fission connues et l'utilisation de sections efficaces de noyau composé déduites d'un modèle optique correctement paramétrisé. En dehors des régions voisines des seuils des réactions $(n,2n)$ et $(n,3n)$, où des calculs plus raffinés sont probablement nécessaires, le modèle présent donne en même temps pour ces sections efficaces des valeurs correctes comparées aux rares mesures existantes dans cette région des noyaux lourds.

REFERENCES

- [1] BLATT J.M., WEISSKOPF V.F., Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and sons, New-York, 1952).
- [2] J. JARY, Ch. LAGRANGE, P. THOMET, Communication à cette Conférence.
- [3] GILBERT A., CAMERON A.G.W., Can. J. Phys., 43, (1965) 1446
- [4] COOK J.L., FERGUSON H., DELMUSGROVE A.R., Aust. J. Phys., 20, (1967) 477
- [5] VOROTNIKOV P.E., Sov. J. Nucl. Phys., 5, (1967) 728
MALECKY H., PIKEL'NER L.B., SALAMATIN J.M., SHAPAROV E.I., Sov. J. Nucl. Phys., 13, (1971) 133
- [6] VIOLA V.E., WILKINS B.D., Nucl. Phys. 82, (1966) 65
MYERS W.D., SWIATECKI W.J., Nucl. Phys., 81, (1966) 1
BELL G.I., Phys. Rev., 15B, (1967) 1127
- [7] HILL D.L., WHEELER J.A., Phys. Rev., 89, (1953) 1102
- [8] CRAMER J.D., BRITT H.C., Nucl. Sc. and Engineer., 41, (1970) 177
- [9] SOWERBY M.G., PATRICK B.H., MATHER D.S., Annals of Nucl. Sc. and Engineer., 1, (1974) 409
- [10] KNIGHT J.D., SMITH R.K., WARREN B., Phys. Rev., 112, (1958) 259
- [11] PERKIN J.L., COLEMAN R.F., J. Nucl. Energ., 14, (1961) 69
- [12] MATHER D.S., BAMPTON P.F., COLES R.E., JAMES G., NIND P.J., AWRE 072/72, 1972
- [13] LANDRUM J.H., NAGLE R.J., LINDNER M., Phys. Rev., C8, (1973) 1938
- [14] FREHAUT J., MOSINSKI G., Rapport CEA-4627 (1974)
- [15] ACKERMANN A., BORMANN M., SCOBEL W., NEANDC (E) 161 U , (1974)
- [16] WHITE P.H., J. Nucl. Energ., 16, (1962) 261
- [17] McNALLY J.H., BARNES J.W., DROPESKY B.J., SEEGER P.A., WOLFSBERG K., Phys. Rev., C9, (1974) 717

TABLEAU 1

ISOTOPE	K_1	K_2
^{240}U	1,35	0
^{239}U	2,30	0,45
^{238}U	0,602	0
^{237}U	5,00	0,95
^{236}U	1,37	0
^{235}U	1,916	0,05
^{240}Pu	0,977	0,455
^{239}Pu	4,427	0,0273
^{238}Pu	1,333	0
^{237}Pu	0,726	0,4

Paramètres K_1 et K_2 obtenus par ajustement aux sections efficaces de fission expérimentales.

LEGENDE DES FIGURES

Fig. 1 Section efficace de fission neutronique (en haut) et sections efficaces des réactions (n,2n) et (n,3n) (en bas) de ^{239}U .

Réf. [8] (voir texte) — calculs présents

Fig. 2 Section efficace de fission de ^{238}U (en haut)

Réf. [9] — calculs présents

et sections efficaces (n,2n) et (n,3n) (en bas)

*	Réf. [10]	+	Réf. [13]	} Réaction (n,2n)
o	Réf. [11]	∇	Réf. [14]	
Δ	Réf. [12]	o	Réf. [15]	

◆	Réf. [16]	} Réaction (n,3n)
▲	Réf. [12]	
∇	Réf. [14]	

— calculs présents

Fig. 3 Sections efficaces de fission neutronique (en haut) et des réactions (n,2n) et (n,3n) (en bas) de ^{237}U .

o Réf. [8] (voir texte) — calculs présents

* Réf. [17]

Fig. 4 Sections efficaces de fission neutronique (en haut) et de réactions (n,2n) et (n,3n) (en bas) de ^{239}Pu .

---- Réf. [9]

* Réf. [12] réaction (n,2n)

+ Réf. [12] réaction (n,3n)

— calculs présents

Fig. 1

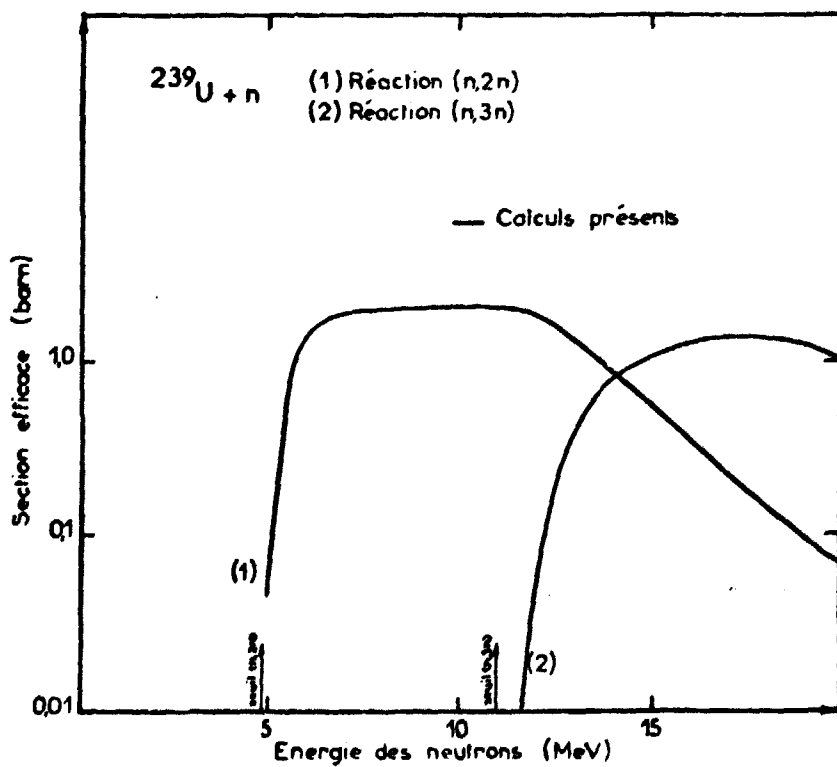
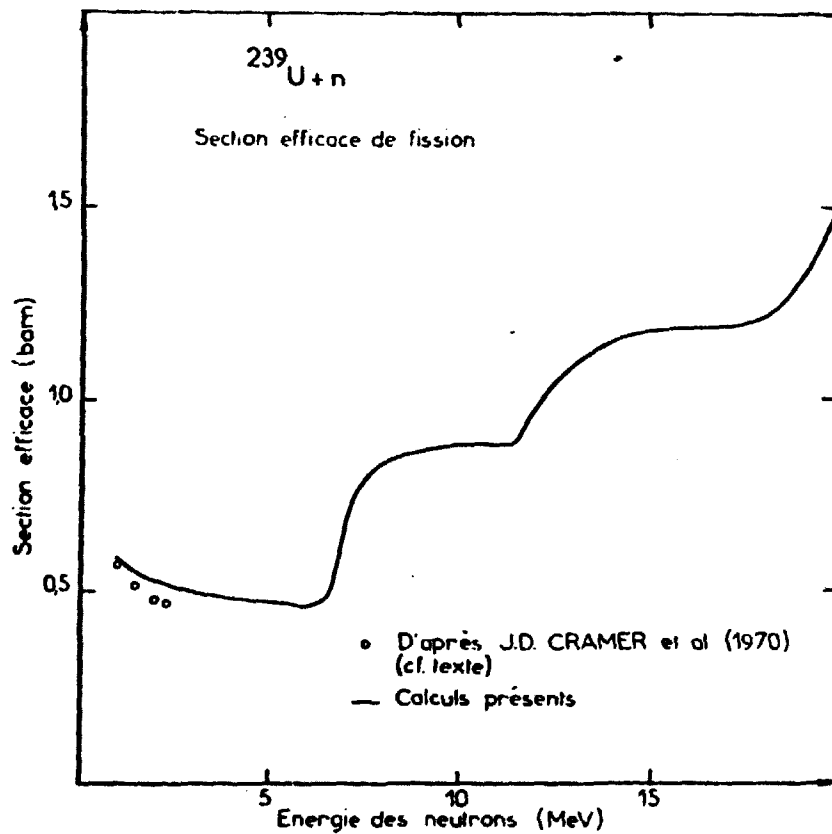


Fig. 2

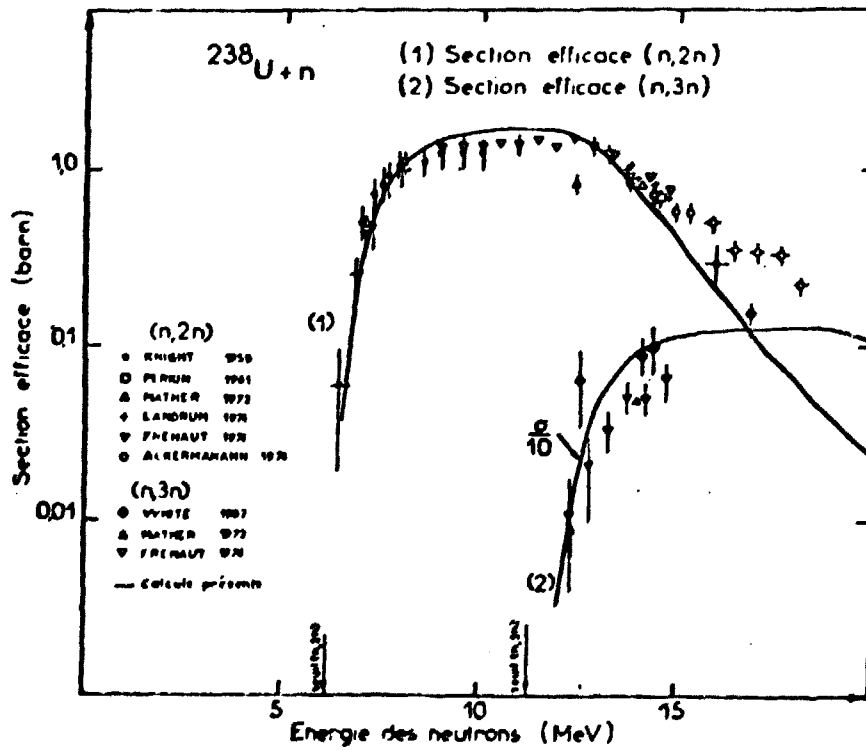
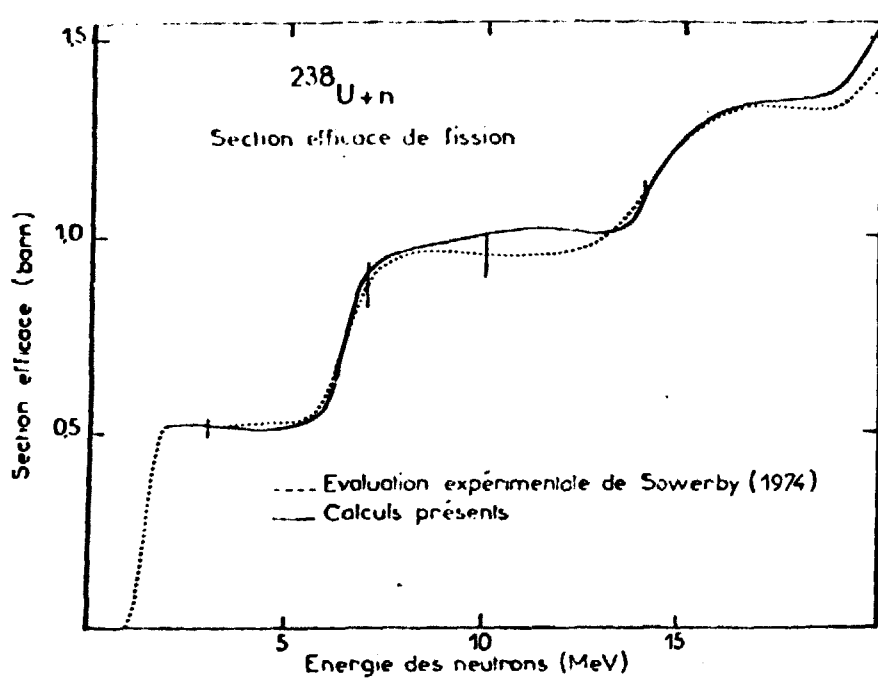


Fig. 3

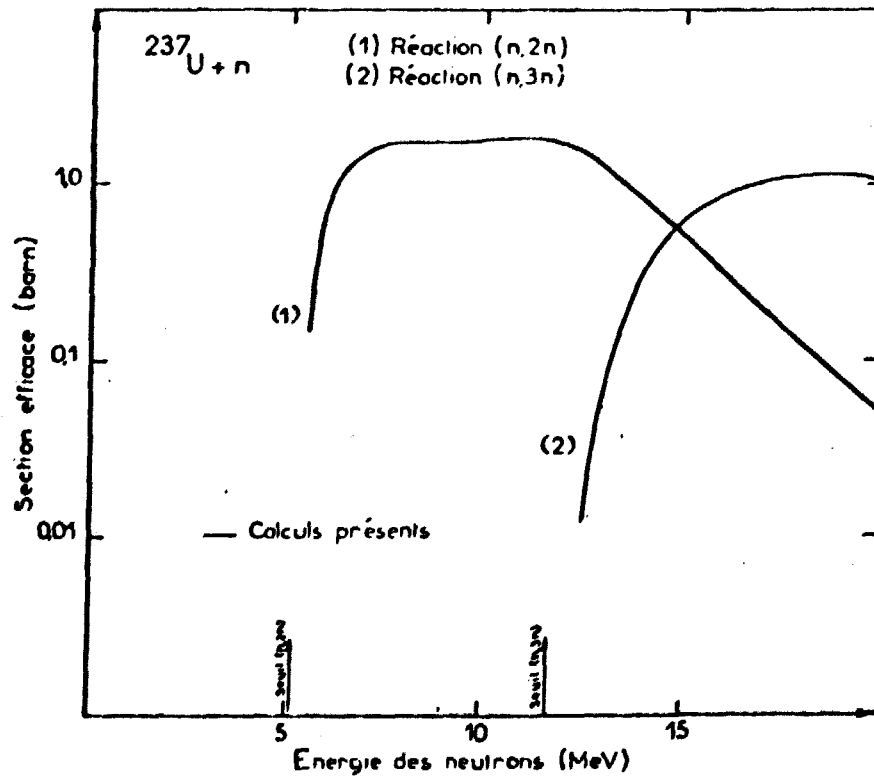
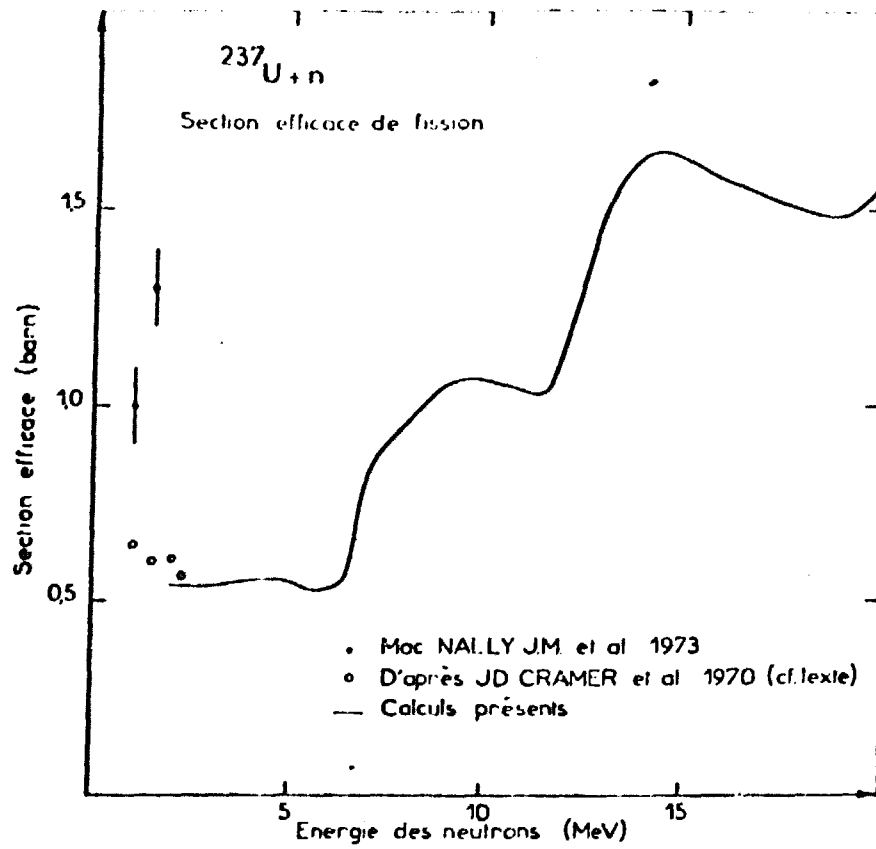


Fig. 4

