

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF --8394

L3

UTILISATION DU MODELE OPTIQUE DANS LA REGION DES ACTINIDES

USE OF THE OPTICAL MODEL IN THE ACTINIDE REGION

J. Salvy

Service de Physique et Techniques Nucléaires

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

B.P. N° 12

91680 BRUYERES-LE-CHATEL, France

Communication présentée à : Specialists meeting on the use of the optical model
for the calculation of neutron cross sections below
20 MeV

Paris (France)

13-15 Nov 1985

UTILISATION DU MODELE OPTIQUE DANS LA REGION DES ACTINIDES

USE OF THE OPTICAL MODEL IN THE ACTINIDE REGION

J. Salvy
Service de Physique et Techniques Nucléaires
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P., N° 12
91680 BRUYERES-LE-CHATEL, France

Résumé

Une revue est donnée des méthodes courantes ainsi que des développements récents associés à l'utilisation du modèle optique pour calculer les données nucléaires des actinides dans le domaine d'énergie incidente 10 keV - 20 MeV . L'accent est mis sur le rôle général du modèle, les procédures de paramétrisation tenant compte des déformations nucléaires, les ensembles de paramètres à recommander, et quelques problèmes d'utilisation .

Abstract

This paper reviews current methods as well as recent developments in the use of optical model for calculating actinide nuclear data in the incident neutron energy range from 10 keV to 20 MeV . Special consideration is given of the general role of the model, parameterization procedures with taking account of nuclear deformations, parameter sets to be recommended, and some utilization problems .

Introduction

L'évaluation des sections efficaces des réactions induites par des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV sur les actinides, plus précisément les transactinides ($Z \geq 90$), a fait l'objet, depuis une dizaine d'années (voir p. ex., réf. [1]), d'une attention toute particulière. Beaucoup d'efforts, à la fois sur le plan expérimental et sur le plan théorique, ont été consentis et se continuent dans de nombreux laboratoires pour améliorer ces données. De nombreuses conférences en ont témoigné. Par exemple, une synthèse de ces efforts, plus spécialement centrés sur le phénomène de diffusion et partant sur l'utilisation du modèle optique en particulier, a fait l'objet en 1981 de la première Réunion de Spécialistes NEANDC organisée par l'OCDE à Paris [2]. Plus récemment, en 1984, un point a été fait à Uppsala [3], d'une part sur les progrès réalisés dans le cadre de programmes de recherches coordonnés par l'AIEA en vue de l'intercomparaison des évaluations de données nucléaires des actinides, et d'autre part sur l'état actuel des besoins qui subsistent néanmoins dans ce domaine vis à vis des réacteurs nucléaires. La dernière Conférence Internationale sur les données nucléaires de Santa Fé [4] a encore fait état de nombreux travaux sur l'évaluation et le rôle des sections efficaces des actinides, et notamment d'une synthèse concernant l'actinide majeur ^{239}Pu [5].

L'exposé présent n'a donc pour but que de rassembler, ou de rappeler, de façon non exhaustive, quelques aspects caractéristiques de la façon dont le modèle optique est généralement utilisé aujourd'hui dans la région de masses des actinides.

1 - Le modèle optique dans son utilisation courante à des fins d'évaluations complètes

1.1 - Cadre général

L'importance des méthodes théoriques pour effectuer une évaluation physiquement cohérente de l'ensemble des sections efficaces moyennées d'énergie d'un même nuclide dans un domaine d'énergie étendu (de quelques keV à 20 MeV) est particulièrement évidente dans la région des actinides. Outre leur rôle habituel pour interpréter, représenter, et interpoler les données expérimentales existantes, les calculs de modèles sont nécessaires dans les zones de masses ou (et) d'énergie où des données sont trop incertaines, trop rares, ou inexistantes, situation assez fréquente pour ces noyaux lourds (vies moyennes courtes, difficulté à obtenir des échantillons de pureté suffisante, ...). Différents aspects de l'utilisation de ces méthodes, dont le modèle optique, pour l'évaluation des données des actinides ont été revus dans les références [6,7], et, concernant plus spécialement la région très pauvre en données expérimentales des isotopes du Curium, dans la réf. [8].

Dans les évaluations complètes la nécessité a été généralement reconvenue de tenir compte des déformations nucléaires, c'est-à-dire d'effectuer les calculs de modèle optique dans le cadre de voies couplées [9]. Comme le montre l'existence de bandes rotationnelles caractéristiques dans le spectre de leurs bas états excités, les actinides possèdent des déformations permanentes

axiales bien définies, représentées par un rayon nucléaire dépendant d'angle développé sous la forme habituelle :

$$R = r A^{1/3} \left[1 + \beta_2 Y_{20}(\theta') + \beta_4 Y_{40}(\theta') \right] \quad (1)$$

(θ' se réfère au référentiel fixé au noyau)

Une bonne description de la section efficace totale sur un domaine d'énergie étendu doit inclure les deux paramètres de déformation quadrupolaire (β_2) et hexadécapolaire (β_4). A partir des calculs comparés avec $\beta_2 \neq 0$ et $\beta_2 = 0$ effectués sur ^{238}U en référence [10], il a été clairement montré que cette section efficace mettait en évidence des zones en énergie incidente où les effets de déformation sont particulièrement marqués (voir figure 1). L'existence de ces zones a ultérieurement guidé le choix des énergies utiles à explorer expérimentalement pour améliorer l'ajustement des paramètres de déformation, par exemple au moyen de mesures de sections efficaces différentielles de diffusion [11].

Dans les calculs en voies couplées les plus courants, le potentiel neutron-noyau a donc la forme :

$$U(r, \theta') = -V f(r, R_0, a_0) + 4i W_D \frac{d}{dr} f(r, R_D, a_D) + 2\lambda^2 V_S \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_S, a_S) \vec{l} \cdot \vec{\lambda} \quad (2)$$

où :

$$f(r, R, a) = \left\{ 1 + \exp \left[(r-R)/a \right] \right\}^{-1}$$

est le facteur de forme du type Woods-Saxon dans lequel R est remplacé par le développement (1) pour les deux premiers termes de (2). La déformation du potentiel spin-orbite, 3ème terme de (2), est négligée.

Les codes de modèle optique généralement utilisés sont constitués de versions améliorées issues du code JUPITOR de T. Tamura, ou bien de programmes ECIS de J. Raynal [12].

Le potentiel (2) est développé en polynômes de Legendre jusqu'à l'ordre $\lambda = 8$. Il a été montré [13,9] qu'un schéma de couplage correct pour les actinides de masse paire était $[0^+, 2^+, 4^+]$. Pour les actinides de masse impaire et de spin d'état fondamental I_0 , le schéma de qualité équivalente est $[I_0, I_0 + 1, \dots, I_0 + 4]$. Les termes de déformation responsables des couplages sont pris complexes. Les quantités utiles fournies par ces calculs en modèle optique sont :

- la section efficace totale $\sigma_{\text{tot}}(E)$ moyennée d'énergie
- les composantes directes des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique $\sigma_i^{DI}(\theta)$ concernant les états i couplés
- la section efficace de formation du noyau composé :

$$\sigma_c(E) = \sum_{J\pi} \sigma_c(E; J\pi) \quad (3)$$

dans laquelle les sections efficaces partielles pour chaque couple $J\pi$ de moment angulaire total et de parité du système composé sont reliées aux coefficients de transmission neutron généralisés $T_{jI}^{J\pi}(E)$ fournis par le calcul

(I étant le spin de la cible). En fait pour I=0 ces coefficients sont de la forme $T_{l,j=J}(E)$.

- les fonctions force d'onde $A(S_0)$, d'onde p (S_1) et le rayon de diffusion potentielle (R'), quantités généralement calculées à 10 keV pour être comparées aux valeurs expérimentales correspondantes.

En fait, dans une évaluation complète, où toutes les sections efficaces de la cible envisagée doivent être évaluées dans un même contexte physiquement cohérent, le modèle optique doit être associé au modèle statistique [14]. Il a été reconnu comme important, surtout en dessous de quelques MeV et au voisinage des seuils, de tenir compte de la conservation du moment angulaire et de la parité pour évaluer les processus de noyau composé vers les voies finales en compétition : fission, émission γ , émission de neutrons. Une version récente du code STAPRE [15] qui inclut la compétition fission et le rend donc utilisable pour les actinides permet aussi de prendre en compte les effets de prééquilibre, surtout sensibles au-dessus de 10 MeV. Typiquement (cf p. ex. [16,17,18]), les principales sections efficaces partielles intégrées d'angle sont calculées sous les formes schématiques suivantes :

$$\text{fission} : \sigma_{n,f}(E) = \sum_{JK\pi} \sigma_c(E, J\pi) \cdot B(E, JK\pi) \quad (4)$$

$$\text{où } B(E, JK\pi) = w_{n,f}^{JK\pi}(E) \cdot T_f(E, JK\pi) \cdot T^{-1} \quad (5)$$

est le rapport de branchement de fission dans la voie $JK\pi$, corrigé du facteur de fluctuation de largeur correspondant w [14], et :

$$T = \sum_{K \leq J} T_f(E, JK\pi) + T_\gamma(E, J\pi) + T_n(E, J\pi) \quad (6)$$

est la somme des pénétrabilités T_i associées aux diverses voies ouvertes i .

$$\text{capture} : \sigma_{n,\gamma}(E) = \sum_{J\pi} \sigma_c(E, J\pi) \cdot w_{n,\gamma}^{J\pi}(E) \cdot P_\gamma(E, J\pi) \quad (7)$$

diffusion inélastique vers le niveau final λ d'énergie E_λ et de spin I_λ :

$$\sigma_{n,n,\lambda}(E) = \sum_{J\pi} \sigma_c(E, J\pi) \cdot w_{n,n,\lambda}^{J\pi}(E) \cdot P_\lambda(E, J\pi) \quad (8)$$

Dans (7) et (8) les facteurs P sont les rapports de branchement correspondants :

$$P_\gamma(E, J\pi) = T_\gamma(E, J\pi) \cdot T^{-1} \quad (9)$$

et

$$P_\lambda(E, J\pi) = T_{n(\lambda)}(E - E_\lambda, J\pi) \cdot T^{-1} \quad (10)$$

Dans (6) la pénétrabilité neutron globale T_n a la forme :

$$T_n(E, J\pi) = \sum_{\lambda} T_{n(\lambda)}(E - E_\lambda, J\pi) \\ = \sum_{l'j'\lambda} T_{l',j'}(E - E_\lambda) + \frac{1}{2} \sum_{l'j'\lambda} \int_0^{E-E_\lambda} \rho_{I_\lambda'}(E-\epsilon) T_{l',j'}(E) d\epsilon \quad (11)$$

Toutes les sommations qui précèdent sont supposées préserver les règles de combinaisons des moments angulaires et des parités mis en jeu. Comme il apparaît dans les relations (4) à (11), le modèle optique intervient donc aussi dans toutes les voies de sorties par diverses combinaisons partielles (σ_c , $T_n(\lambda)$, T_n) des coefficients de transmission généralisés T_{lj} . Dans les applications courantes ces derniers sont pris identiques à ceux calculés par le modèle optique dans la voie d'entrée associée à la bande rotationnelle d'état fondamental du noyau cible. Dans le cas d'un noyau cible de masse impaire, de spin $I \neq 0$, la dépendance en J des coefficients correspondants, du type T_{lJI}^{π} , n'est pas prise en compte dans les codes usuels. On utilise dans ce cas la combinaison moyennée sur J :

$$T_{lJI}^{\pi} = \left(\sum_J (2J + 1) T_{lJI}^{\pi} \right) / \sum_J (2J + 1) \quad (12)$$

$$= \sum_J (2J + 1) \left[(2I + 1) (2j + 1) \right]^{-1} T_{lJI}^{\pi}$$

Quand l'énergie E du neutron incident croît, le nombre de voies partielles à traiter explicitement dans le formalisme précédent devient de plus en plus grand. De plus le nombre de noyaux résiduels à prendre en compte croît, d'où une complexité rapidement exorbitante des calculs. Pour $E \gtrsim 2$ à 3 MeV, un formalisme simplifié, abandonnant la conservation du moment angulaire et de la parité, a été souvent utilisé [16,19]. Plus récemment [20], il a été particulièrement testé pour l'évaluation systématique des sections efficaces (n , xn) des actinides. Dans ces calculs, forcément imprécis aux voisinages des seuils, le modèle optique n'intervient dans les voies de sorties que par la section efficace globale $\sigma_c(E)$.

1.2 - Procédures de paramétrisation

Certains actinides tels que ^{238}U [13,16] et ^{232}Th [21] pourvus de nombreuses données expérimentales ont servi de tests pour les procédures de paramétrisation du potentiel optique. Suivant la méthode dite SPRT [13,9], l'importance a été reconnue d'un ajustement préalable sur les données de base suivantes : S_0 , S_1 , R' et $\sigma_{\text{tot}}(E)$. Ensuite des mesures de diffusion $\sigma^{\text{DI}}(\theta)$, obtenues au-dessus de quelques MeV pour éviter toute compétition des processus de noyau composé, permettant de préciser la paramétrisation, et notamment les paramètres de déformation (β_2, β_4, \dots). Les améliorations successives des données de base précédentes entraînent des réajustements des paramètres. Ensuite les extrapolations pour des noyaux moins bien connus impliquent essentiellement, outre des différences dans les rayons, une légère variation de l'intensité du potentiel réel (V) correspondant à une dépendance de symétrie en $(N-Z)/A$ et, surtout, un choix convenable des paramètres de déformation (β_2, β_4, \dots). De nombreuses évaluations récentes ont utilisé cette procédure, notamment pour les actinides suivants : ^{237}Np [22], ^{238}Pu [23], ^{239}Pu [24,25], ^{242}Pu [26 à 29].

Quelques commentaires sont donnés ci-après sur l'état des données de base servant à la paramétrisation du modèle optique déformé (DOM) :

- données à basse énergie (S_0 , S_1 , R')

Un point sur les paramètres de résonance et les erreurs associées a été récemment fait [30] pour les isotopes majeurs de l'Uranium et du

Plutonium ($^{235,238}\text{U}$, $^{239,240,241,242}\text{Pu}$) . Pour la région des isotopes du Curium, les tendances systématiques des valeurs expérimentales et théoriques des quantités S_0 , S_1 et R' ont été étudiées dans le travail [8] et les références qui y sont indiquées . Derrien [31] a discuté la détermination des fonctions force et leur rôle dans les sections efficaces de capture dans la région du keV, pour les noyaux ^{237}Np , ^{238}Pu et ^{241}Am . Aujourd'hui les fonctions force sont encore assez mal connues . Quand elles sont estimées à partir des résonances résolues, la grande variance de la distribution de Porter-Thomas induit des erreurs statistiques importantes . Même si des échantillons de plusieurs centaines de résonances sont disponibles, l'incertitude dépasse 10 % .

Derrien [32] propose l'estimation globale suivante pour la région des actinides : $S_0 = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{-4}$, $S_1 = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-4}$, $R' = (9.4 \pm 0.5) \text{fm}$. Elle peut servir de guide en l'absence de meilleures déterminations locales, car un ajustement du modèle optique sur ces trois données de base permet déjà une bonne sélection des paramètres . Celle-ci serait néanmoins améliorée par une meilleure connaissance de leurs variations systématiques .

- Sections efficaces totales $\sigma_{\text{tot}}(E)$

Des mesures précises de la section efficace totale moyenne sont requises pour plusieurs raisons : elle constitue une contrainte pour les sections efficaces partielles, c'est l'observable directement comparable aux calculs de modèle optique, et, du point de vue de la paramétrisation de ce modèle, elle est particulièrement utile en dessous du MeV mais aussi à plus haute énergie où elle contribue à la définition de la dépendance en énergie des intensités du potentiel (V,W) .

Des mesures récentes de $\sigma_{\text{tot}}(E)$ ont été faites par le groupe d'Argonne [33 à 35] pour un ensemble d'actinides (^{232}Th , $^{233,235,238}\text{U}$, ^{239}Pu , ^{240}Pu) avec une attention particulière pour la précision (typiquement 2 % au-dessus de 100 keV, et 3 % au-dessous de 100 keV) et pour les corrections de self-shielding, qui induisent des écarts non négligeables à basse énergie . Ces nouvelles mesures ont déjà été prises en compte, surtout dans la région du MeV, dans des évaluations révisées, ce qui a amené de légers changements dans les précédentes paramétrisations DOM, notamment pour ^{239}Pu [36,5] .

- Sections efficaces de diffusion

Des progrès récents dans la mesure des sections efficaces différentielles de diffusion élastique et de diffusion inélastique sur les premiers niveaux d'excitation d'un ensemble d'actinides ont permis d'obtenir des données utiles pour les besoins des réacteurs, mais aussi pour une meilleure définition des paramétrisations DOM. Les résultats obtenus par le groupe de Bruyères-le-Châtel entre 0,6 et 3,4 MeV ont été rassemblés et discutés dans le cadre d'analyses par modèle optique et statistique dans la référence [11] . Grâce à la bonne résolution en énergie obtenue, une séparation aisée des niveaux a été obtenue pour les actinides pairs étudiés ainsi que ^{233}U , et une séparation de groupes de niveaux pour les actinides impairs ^{235}U et ^{239}Pu . L'importance des composantes directes a été clairement confirmée au delà de 1 à 2 MeV, aussi bien dans les sections efficaces intégrées que dans les distributions angulaires, qui montrent une structure marquée dans tous les cas d'excitation de niveaux collectifs . Les paramétrisations DOM résultantes, étudiées dans le cadre de la méthode SPRT indiquée plus haut, sont caractérisées par : des paramètres géométriques communs à tous les noyaux analysés, une légère dépendance d'isospin essentiellement du paramètre d'intensité réel V,

et des différences plus marquées des paramètres de déformation β_2, β_4 , mieux définies grâce à ces mesures .

De récentes mesures de sections efficaces différentielles de diffusion de neutrons de 14,1 MeV par le groupe de Livermore ont été analysées [38,39] pour tester à cette énergie diverses paramétrisations DOM.

Des mesures précises englobant, par manque de résolution, la diffusion élastique et la diffusion inélastique sur quelques bas niveaux collectifs sont utiles pour déterminer la section efficace inélastique totale relative à tous les autres niveaux . Celle-ci est obtenue en soustrayant de la section efficace totale les sections efficaces de fission, de capture, et de diffusion ainsi mesurées . La figure 2 (réf. [5]) montre le résultat obtenu à partir de mesures de Smith [40] sur ^{239}Pu et comparé à deux évaluations récentes [41,25] utilisant des potentiels optiques déformés et à l'évaluation ENDF/BV . Celle-ci, qui ne prend pas en compte les composantes inélastiques directes, surestime la section efficace inélastique totale, d'au moins 400 mb au-dessus de 3 MeV .

- Information à partir de mesures utilisant les protons

Le modèle de Lane, couramment appliqué pour les noyaux légers et de masse intermédiaire, permet de déterminer le potentiel optique des neutrons à partir de mesures de diffusion de protons (p,p) et de réactions d'échange de charge (p,n)_{IAS} vers l'état analogue isobarique (IAS) de l'état fondamental de la cible . L'utilité d'une telle information pour les actinides dépend de la validité de ce modèle dans une région de masses élevées où le mélange d'isospin est attendu ainsi que des effets de déformation dans la réaction (p,n)_{IAS} . Récemment le groupe de Livermore a analysé simultanément des sections efficaces différentielles (p,p) et (p,n)_{IAS} mesurées sur ^{232}Th et ^{238}U au voisinage de 30 MeV en résolvant les équations de Lane couplées de façon à inclure explicitement les couplages aux bas états excités rotationnels de la cible et leurs analogues (voir réf. [39] et références incluses) . L'analyse a permis de restituer des sections efficaces différentielles de diffusion de neutron ($0^+ + 2^+ + 4^+$) à 14 MeV sur ces noyaux qui se comparent bien aux calculs utilisant des paramétrisations DOM conventionnelles . Cette étude montre que la diffusion des neutrons au-dessus de 10 MeV peut être déduite de mesures utilisant des protons à la condition que les couplages de voies suffisants soient pris en compte explicitement .

- Paramètres de déformation

Afin de comparer les paramètres de déformation provenant de diverses analyses en modèle optique ou bien de mesures utilisant divers projectiles chargés (électrons, protons, particules α , ...) ou encore d'excitations de Coulomb, les moments multipolaires q_2, q_4, \dots des potentiels sont mieux adaptés que les paramètres du type β_2, β_4, \dots car moins sensibles aux valeurs détaillées des autres paramètres du modèle . Ces moments multipolaires sont de la forme :

$$q_\lambda = \left[Z \int v(\vec{r}) r^\lambda Y_{\lambda 0}(\hat{r}) d\vec{r} \right] / \int v(\vec{r}) d\vec{r} \quad (13)$$

où le facteur Z, numéro atomique, est nécessaire dans les comparaisons entre moments de charge . D'autre part quand $V(\vec{r})$ peut être considéré comme représentant la convolution d'une distribution de matière avec une interaction

indépendante de densité, il y a concordance entre les moments du potentiel et ceux de cette distribution. Dans diverses analyses récentes [11,42] un bon accord est obtenu entre les moments (13) d'origines différentes. Il doit être recommandé de calculer les q_λ associés à toute analyse DOM. La comparaison des longueurs de déformation du type βr est en effet insuffisante dans une région de masses de forte collectivité comme celle des actinides.

1.3 - Paramétrisations globales et locales recommandées

1.3.1 - Des paramétrisations globales, c'est-à-dire ajustées au mieux sur diverses données appartenant à un ensemble de noyaux, ont été tentées dans la région des actinides. Parmi les plus utilisées ou les plus récentes, citons :

- . la paramétrisation DOM du groupe de Los Alamos [43] dont les itérations 0 et 1 sont d'ailleurs des approximations par potentiels sphériques
- . La paramétrisation DOM du groupe de Minsk [44,7] qui, à la suite d'analyses et de mesures précédentes [16,11] portant sur le noyau test ^{238}U dans le cadre de la méthode SPRT, fournit le nouveau jeu suivant de paramètres pour ce noyau (potentiels en MeV et longueurs en fm) :

$$\begin{array}{lll}
 V = 45.87 - 0.3 E & r_0 = 1.256 & a_0 = 0.626 \\
 W_D = \begin{cases} 2.95 + 0.4 E & (E \leq 10) \\ 6.95 & (E > 10) \end{cases} & r_D = 1.260 & a_D = 0.555 + 0.0045 E \\
 V_S = 7.5 & \beta_2 = 0.216 & \beta_4 = 0.080
 \end{array}$$

La particularité de ce jeu est d'introduire une dépendance d'énergie dans le paramètre géométrique a_D qui simule de façon simple l'apparition d'une absorption de volume non négligeable au-dessus de 10 MeV. L'extension aux autres actinides, qui a été testée sur les noyaux ^{235}U , ^{239}Pu et ^{240}Pu , est obtenue par la seule variation :

a) des intensités V et W_D d'après la dépendance d'isospin suivante :

$$V = 49,72 - 17 \frac{N-Z}{A} - 0.3 E \quad ; \quad W_D = 5.22 - 10 \frac{N-Z}{A} + 0.4 E$$

b) et des paramètres de déformation β_2, β_4 qui, en l'absence de données plus sensibles, peuvent être ajustés sur des données de basse énergie (S_0, S_1, R') ou, à défaut, déterminés à partir de calculs microscopiques ou semi-microscopiques.

1.3.2 - La plupart des paramétrisation DOM locales récentes citées précédemment peuvent être recommandées, ou utilisées comme jeux de départ pour mieux rendre compte de nouvelles données expérimentales. Les calculs en voies couplées, surtout quand ils doivent être ajustés localement, sont évidemment lourds et coûteux. Le cas des noyaux cibles de masse impaire est particulièrement préoccupant de ce point de vue. Plusieurs études récentes ont tenté d'apporter des simplifications possibles. Une méthode proposée et discutée en référence [45] remplace la cible impaire par un "noyau fictif pair-pair" plus simple à traiter. Des tests ont été faits sur des noyaux favorables tels que ^{239}Pu (spin 1/2) et des noyaux moins favorables à basse énergie tels que ^{241}Pu (spin 5/2). Dans une autre étude [46] Lagrange présente tous les résultats

utiles issus de calculs DOM effectués avec des paramétrisations locales adaptées sur un ensemble de noyaux couvrant le domaine de masses des actinides : $^{230,232}\text{Th}$, $^{234,238}\text{U}$, ^{242}Pu , ^{246}Cm , ^{252}Cf . Le domaine en énergie couvert va de 1 keV à 20 MeV . Les paramétrisations adoptées, ainsi que les valeurs calculées correspondantes de S_0 , S_1 et R' , sont données dans la Table I . Pour les actinides non traités explicitement, il est recommandé d'étudier la possibilité d'interpoler les résultats précédents, y compris les coefficients de transmission T_{1j} . Ce procédé a été testé très favorablement sur ^{238}U en comparant les résultats exacts avec ceux déduits d'une interpolation entre ^{234}U et ^{242}Pu .

2 - Sur quelques problèmes et autres formes d'utilisation du modèle optique dans le domaine des actinides

2.1 - Les problèmes à basse énergie

C'est à basse énergie en particulier que les observables calculées sont sensibles à la paramétrisation du modèle . Les difficultés d'application du modèle optique dans cette zone, et notamment pour les actinides, ont été souvent évoquées (voir p.ex. [9,6]). Mentionnons seulement ici les efforts récents [47] faits pour développer la paramétrisation directe des sections efficaces dans la région des résonances non résolues (en fait $E < 100$ à 200 keV) au moyen d'un formalisme amélioré de matrice R . La comparaison des résultats obtenus par les deux modèles dans cette région peut servir à juger de la validité du modèle optique à basse énergie .

2.2 - La section efficace de formation du noyau composé

Ce produit du modèle optique est important puisque toutes les sections efficaces partielles de processus retardés lui sont directement liées (voir relations (4) à (8)). A cause de l'existence de composantes inélastiques directes dépendantes d'énergie, il a été montré [48] que seuls des calculs DOM, par opposition aux calculs utilisant des potentiels optiques sphériques (SOM), sont capables de fournir des sections efficaces de formation du noyau composé correctes dans un domaine d'énergie étendu . La figure 3 montre les variations avec la masse et avec l'énergie de la section efficace globale (3) telles qu'elles résultent des calculs DOM utilisant les paramètres de la Table I [46]. La ligne horizontale représente l'approximation $\sigma_c(E) = \text{constante}$ proposée par Lynn [49] .

Notons aussi l'utilité de $\sigma_c(E)$ pour l'évaluation dans la région du MeV de sections efficaces de fission par multiplication avec des probabilités de fission P_f déduites de mesures de fission induite par des réactions directes dues à des particules chargées .

2.3 - Usage du potentiel optique sphérique

Les calculs SOM, compte tenu de 2.2 , et même s'ils sont ajustés sur $\sigma_{\text{tot}}(E)$, ne peuvent être effectués pour des raisons pratiques que dans des domaines en énergie suffisamment limités . Comme exemple récent [50] l'itération zéro du potentiel de Madland et Young [43] a été utilisée comme point de départ pour les cibles ^{238}U , ^{240}Pu et ^{242}Pu dans le domaine restreint $10 \text{ keV} < E_n < 100 \text{ keV}$. Seules les valeurs de V et W ont du être réajustées de façon à reproduire correctement les plus récentes évaluations des quantités S_0 , S_1 , R' , ainsi que les données mesurées de $\sigma_{\text{tot}}(E)$ dans la région étudiée .

2.4 - Diffusion inélastique vers les états vibrationnels des actinides

Des progrès récents ont été réalisés, notamment par le groupe de Lowell [51,52] pour étendre les calculs en voies couplées de façon à reproduire, ou prédire, les fonctions d'excitation jusqu'à quelques MeV, et les distributions angulaires, de diffusion inélastique vers les bas niveaux appartenant à des bandes excitées vibrationnelles des actinides. Des résultats extensifs d'intérêt pratique ont été obtenus pour les noyaux cibles ^{232}Th , ^{238}U , ^{240}Pu , $^{242,244}\text{Pu}$.

Conclusion

L'utilisation du modèle optique dans le domaine des actinides a bénéficié ces dernières années de progrès considérables dans plusieurs directions : disponibilité de codes en voies couplées performants, exploitation de méthodes de paramétrisation efficaces basées sur des mesures améliorées, études sur la validité et les difficultés du modèle, notamment à basse énergie. Des efforts prometteurs [38,53 à 57] non décrits ici ont même été tentés en vue de diminuer la phénoménologie et d'augmenter le pouvoir de prédiction en incluant dans le modèle des ingrédients issus de calculs microscopiques. En fait un bon nombre de paramétrisations existent à présent qui peuvent être recommandées pour les calculs ou comme points de départ judicieux. Mais, dans le cadre d'évaluations complètes, d'autres efforts doivent pouvoir être menés en parallèle concernant les voies en compétition d'émission γ (T_γ) et de fission (T_f) ou la spectroscopie et les densités de niveaux (ρ_I). La compétition fission est ici particulièrement redoutable. Malgré l'espoir que font poindre même des calculs microscopiques dans ce domaine aussi [58], le besoin de mesures de sections efficaces de fission plus précises sur lesquelles ajuster les modèles reste primordial. Nul doute par exemple que les nouvelles mesures en réf. [59] vont amener une révision des évaluations de plusieurs isotopes de Curium.

$V = V_0 - 0.5 E$					$r_0 = 1.26$	$a_0 = 0.63$	
$V_D = \begin{cases} V_{D0} + 0.4 E & E \leq 10 \text{ MeV} \\ V_{D0} + 4.0 & E > 10 \text{ MeV} \end{cases}$					$r_D = 1.26$	$a_D = 0.52$	
$V_S = 0.7$					$r_S = 1.12$	$a_S = 0.47$	
	^{230}Th	^{232}Th	^{234}U	^{238}U	^{242}Pu	^{244}Pu	^{252}Cf
V_0	46.600	46.600	46.42	46.20	46.02	45.4	44.5
V_{D0}	3.600	3.600	3.720	3.600	3.51	3.700	3.7
a_0	0.180	0.190	0.194	0.198	0.204	0.220	0.230
a_D	0.085	0.071	0.071	0.057	0.051	0.033	0.08
$S_0 = 10^6$	0.909	0.917	1.036	1.003	0.995	1.093	1.330
$S_1^* = 10^6$	1.503	1.500	1.075	2.222	2.633	2.927	3.476
R'	9.332	9.397	9.270	9.240	9.190	9.379	9.643

* calculé en supposant un rayon nucléaire $R = 1.26 A^{1/2}$

TABLE I

Potentiels optiques déformés pour un ensemble d'actinides (d'après la réf. [46]). Pour la forme générale du potentiel voir formule (2). Les fonctions force neutron (S_0, S_1) et rayons de diffusion (R') sont calculés à $E = 10 \text{ keV}$. (Les potentiels sont en MeV et les longueurs en fermis).

Références

- [1] "Transactinide Nuclear Data", Compte-Rendu du "IAEA Advisory Group Meeting" (Karlsruhe, 3-7 Nov. 1975), Vienna, IAEA (1976) Vol. I,II,III.
- [2] NEANDC, "Diffusion de neutrons rapides sur les actinides", Compte-Rendu d'une Réunion de Spécialistes, OCDE, Paris, Nov. 1981, NEANDC - 158 "U" (1982) .
- [3] "Transactinium Isotope Nuclear Data - 1984" "Compte-Rendu du "3^d Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data", Uppsala, 21-25 Mai 1984, IAEA-TECDOC-336, IAEA, Vienne (1985) .
- [4] Conf. Int.:"Nuclear Data for Basic and Applied Science", Santa Fe, New Mexico, 13-17 Mai 1985 .
- [5] Arthur E.D., "Status of fast neutron nuclear data for ²³⁹Pu", réf. 4 .
- [6] Salvy J., "Progress in Theoretical Calculation of Transactinium Isotope Nuclear Data", réf.3, p. 147 .
- [7] Konshin V.A., "Progress in Transactinium Isotope Neutron Data Evaluation", réf. 3, p.191 .
- [8] Maino G., Menapace E., Vaccari M., "Complete evaluations of neutron nuclear data for Cm isotopes", réf. 3, p.471 .
- [9] Delaroche J.P., Lagrange Ch., Salvy J., "The optical model with particular consideration of the coupled-channel optical model", Compte-Rendu d'une Réunion AIEA, Trieste (1975), IAEA 150, Vol.II, p.251 (1976).
- [10] Lagrange Ch., "Effets systématiques des déformations nucléaires sur la section efficace totale neutron-noyau", J. de Physique Lettres 35 (1974) L 111 .
- [11] Haouat G., Lachkar J., Lagrange Ch., Jary J., Sigaud J. and Patin Y., "Neutron scattering cross sections for ²³²Th, ²³³U, ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴²Pu between 0.6 and 3.4 MeV", Nucl. Sci. and Eng. 81, 491 (1982) .
- [12] Raynal J., "Formalisme des voies couplées et programmes ECIS", ce meeting.
- [13] Lagrange Ch., "Determination of a coherent parameter set for coupled channel calculations of ²³⁸U neutron cross sections from 10 keV to 20 MeV", Acta Phys. Slov. 26, 32 (1976) .
- [14] Hofmann H.M., "Optical model and statistical processes", ce meeting.
- [15] Strohmaier B., and Uhl M., "STAPRE - A Statistical model code with consideration of pre-equilibrium decay", cours de Trieste : "Nuclear Theory for Applications", IAEA-SMR-43, p.313 (1980) ; et communication privée .
- [16] Jary J., Lagrange Ch., Thomet P., "Coherent optical and statistical model calculations of neutron cross sections for ²³⁸U between 1 keV and 20 MeV", rapport INDC (FR) 9/L, NEANDC (E) 174 "L" (Fév. 1977) .

- [17] Lagrange Ch., Jary J., "Coherent Optical and Statistical Model Calculations of neutron cross-sections for ^{240}Pu and ^{242}Pu between 10 keV and 20 MeV", NEANDC(E) 198 "L", INDC (FR) 30/L (1978) .
- [18] Jary J., "NRLY, code de modèle statistique pour le calcul des sections efficaces neutroniques des noyaux fissionables", rapport interne PNN-771/81 (1981) .
- [19] Jary J., "Méthode de calcul par modèle statistique des sections efficaces des réactions (n,xn) et (n,xnf) pour les isotopes de l'Uranium ^{232}U à ^{239}U entre 2 MeV et 15 MeV", rapport CEA-R-4647 (1975) .
- [20] Fort E., Long P., "A methodology to evaluate (n,xn) cross sections of fertile and fissile nuclei", réf. 4 .
- [21] Abou Yehia H., Jary J., Trochon J., "Calculation of ^{232}Th neutron cross sections from 0.3 MeV to 2.4 MeV including a fission channel analysis", rapport NEANDC (E) 204 "L", INDC (FR) 34/L (1979) .
- [22] Derrien H., Doat J.P., Fort E., Lafond D., "Evaluation of ^{237}Np neutron cross sections in the energy-range from 10^{-5} eV to 14 MeV", rapport INDC (FR) 42/L (1982) .
- [23] Derrien H., "Evaluation of ^{238}Pu neutron cross sections in the energy range 10^{-5} eV to 14 MeV", rapport INDC (FR) 57/L (1982) .
- [24] Arthur E.D., "Calculation of ^{239}Pu neutron inelastic cross sections", Compte-rendu de la Conf. Int. indiquée en réf. 36 .
- [25] Arthur E.D., Young P.G., Madland D.G., McFarlane R.E., "Evaluation of n + ^{239}Pu nuclear data for revision 2 of ENDF/BV", LA-9873-MS (1983).
- [26] "Evaluation of Nuclear Data for ^{242}Pu in the 10^{-5} eV - 15 MeV neutron energy region", Ed. A.K. KRASIN, INDC (CCP) - 150/LJH, IAEA (1980) .
- [27] Compte-Rendu de la Réunion de Spécialistes : "Nuclear Data of Plutonium and Americium Isotopes for Reactor Applications", Brookhaven National Laboratory, 20-21 Nov., 1978, BNL-50 991, NEANDC-L-116 (1979).
- [28] Madland D.G. et Young P.G., "Evaluation of n + ^{242}Pu reactions from 10 keV to 20 MeV", Compte-rendu de la référence 27 .
- [29] Jary J., Lagrange Ch., Philis C. " ^{242}Pu : Preliminary evaluation with consideration of ^{240}Pu and some sensitivity results", Compte-rendu de la référence 27 .
- [30] Compte-Rendu de la Réunion : "Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters", Vienne, Sept. Oct 1981, INDC (NDS) - 129/GJ, IAEA (1982) .
- [31] Derrien H., "Some aspects of the evaluation of ^{237}Np , ^{238}Pu and ^{241}Am capture cross sections in the unresolved region", Compte-rendu de la Réunion de Spécialistes NEANDC/NEACRP "Fast Neutron Capture Cross Sections", Avril 1982, ANL-83-4, NEANDC (US)-214/L, p.379 .

- [32] Derrien H., Cadarache, communication privée .
- [33] Poenitz W.P., Whalen J.F., Smith A.B., "Total neutron cross sections of heavy nuclei", Compte-rendu de la Conf. Int. de Knoxville, Oct. 1979, "Nuclear Cross sections for Technology", NBS special publication 594 (1980), p.698 .
- [34] Smith A., Poenitz W., Howerton R., "Evaluation of the ^{238}U neutron total cross section", rapport ANL/NDM-74 (1982) .
- [35] Poenitz W.P., Whalen J.F., "Neutron total cross section measurements in the energy region from 47 keV to 20 MeV", rapport ANL/NDM-80 (1983) .
- [36] Arthur E.D., "Calculation of ^{239}Pu neutron inelastic cross sections", Compte-rendu de la Conf. Int. d'Anvers, Sept. 1982, "Nuclear Data for Science and Technology", Ed.K.H. BÖCKHOFF, CBNM (1983) p. 556 .
- [37] Compte-rendu de la Conference "Neutron-Nucleus Collisions : a Probe of Nuclear Structure", Ohio, 1984, ed. J. RAPAPORT et al., AIP n°124 (1985)
- [38] Hansen L.F., Haight R.C., Pohl B.A., Wong C., Lagrange Ch., "Neutron scattering on deformed nuclei", réf. 37, p.314 .
- [39] Hansen L.F., "Measurements and calculations of neutron scattering angular distributions over a wide mass and energy range", ref.4 .
- [40] Smith A.B., Guenther P.T., "On neutron inelastic scattering cross sections of ^{232}Th , ^{233}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu ", ANL/NDM-63 (1982).
- [41] Antsipov G.V. et al., rapport IAEA, INDC (CCP) - 166/GHJ (1981) .
- [42] Hansen L.F., Proctor I.D., Heikkinen D.W., Madsen V.A., "Nuclear deformation in the actinide region by proton inelastic scattering", Phys.Rev. C25, 189 (1982) .
- [43] Madland D.G., Young P.G., "Neutron-nucleus optical potential for the actinide region", Compte-rendu de la Conf. Int. "Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and other Applied Purposes", Harwell, Sept. 1978, p.349, OCDE-AEN (1978) .
- [44] Klepatskij A.B., Konshin V.A., Sukhovitskij E. Sh., "The optical model for heavy nuclei", rapport INDC (CCP)-161/L, IAEA, Vienne, 1981, p.9 .
- [45] Lagrange Ch., Bersillon O., Madland D.G., "Coupled-channel optical model calculations for evaluating neutron cross sections of odd-mass actinides", Nucl. Sci. Eng. 83, 396 (1983) .
- [46] Lagrange Ch., "Results of coupled-channel calculations of the neutron cross-sections of a set of actinide nuclei", rapport NEANDC (E) 228 "L", INDC (FR) 56/L (1982) .
- [47] Wisshak K., Käppeler F., Fröhner F.H, "Review of the ^{240}Pu and ^{242}Pu unresolved resonance region", Compte-rendu de la Réunion de la réf. 30, p.165 .
- [48] Lagrange Ch., "Utilisation du modèle optique en voies couplées pour la prédiction de sections efficaces de neutrons rapides, et plus particulièrement pour les actinides de nombre de masse impair", réf.2, p.96 .
- [49] Lynn J.E., "Theoretical methods for calculating the cross sections of fissionable nuclei", dans "Nuclear fission and neutron-induced fission cross sections", A. Michaudon (Ed.), Pergamon Press (1981) .

- [50] Reffo G., Fabbri F., Wisshak K., Käppeler F., "Calculated Gamma-Ray Spectra for keV Neutron Capture in ^{240}Pu , ^{242}Pu , and ^{238}U ", Technical Note, Nucl. Sci. Eng. 83, 401 (1983) .
- [51] Sheldon E. et al., "Fast neutron inelastic scattering cross sections for the principal even-even actinide nuclei : I, $^{232}\text{Th}(n,n')$, II $^{238}\text{U}(n,n')$, III $^{240,242,244}\text{Pu}(n,n')$ ", Institute of Physics Int. Conf. on the Neutron and its Applications, CAMBRIDGE, UK, 13-17 sept. 1982 ; et Sheldon E. communication privée .
- [52] Egan J.J., Arthur E.D., Kegel G., Mittler A., Shao J.Q., "A comparison of measured and calculated neutron inelastic scattering cross sections for vibrational states from 680 to 1060 keV in ^{238}U ", réf. 4 .
- [53] Lagrange Ch., Girod M., "Semi-microscopic calculations of inelastic neutron scattering from heavy deformed nuclei", J. Phys. G : Nucl. Phys. 9 (1983) 97 - 102 .
- [54] Lagrange Ch., Madland D.G., Girod M., "Semi-microscopic calculations of elastic, inelastic, and total neutron scattering by ^{239}Pu ", réf.37,p.318.
- [55] Lagrange Ch., "Use of results from microscopic methods in optical model calculations", ce meeting .
- [56] Girod M., "Static and dynamic aspects of nuclear matter distributions : microscopic calculations and experimental data", ce meeting .
- [57] Girod M., Gogny D., "Microscopic calculation of deformation properties in the actinide region", dans le rapport "Status of activities on actinide nuclear data at Bruyères-le-Châtel", NEANDC(E) 227/L, INDC (FR) 54/L (1982) .
- [58] Berger J.F., "Approche microscopique auto-consistante des processus nucléaires collectifs de grande amplitude à basse énergie . Application à la diffusion d'ions lourds et à la fission", thèse, Univ. d'Orsay (Oct 1985) .
- [59] Maguire H.T., Jr, et al., "Neutron-induced fission cross-section measurements of ^{244}Cm , ^{246}Cm , and ^{248}Cm ", Nucl. Sci. Eng. 89, 293 (1985) .

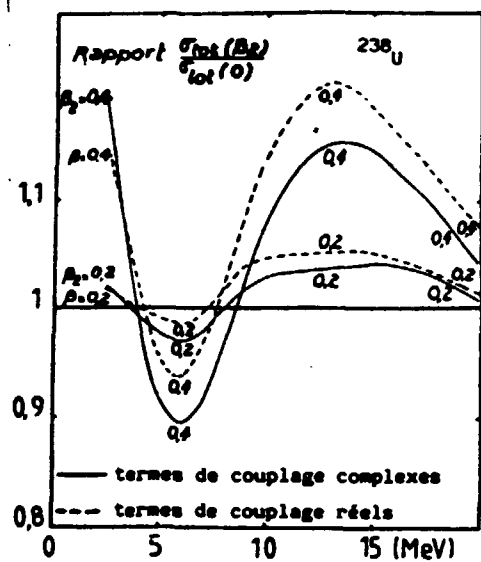


Fig.1 - Tirée de la réf. [10] :
Section efficace totale de ^{238}U en fonction de l'énergie, pour différentes valeurs du paramètre de déformation quadrupolaire β_2 , et rapportée aux valeurs calculées pour $\beta_2 = 0$.

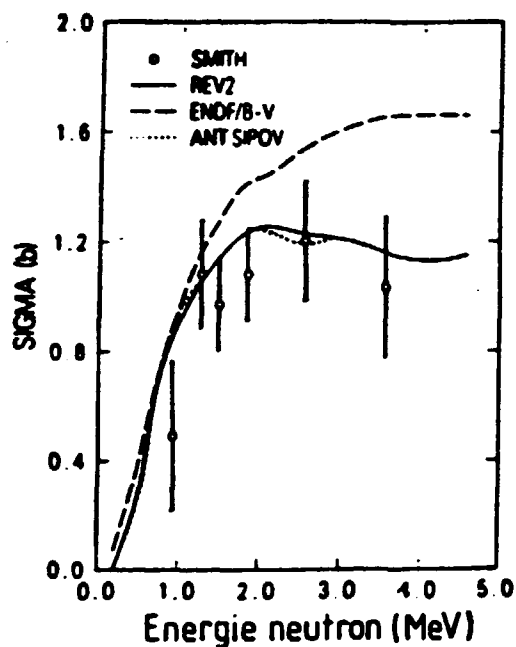


Fig.2 - Tirée de la réf. [5] :
Données de diffusion inélastique totale pour ^{239}Pu déterminées par Smith [40] et comparées aux évaluations ENDF/BV, REV2 [25], et de Antsipov [41].

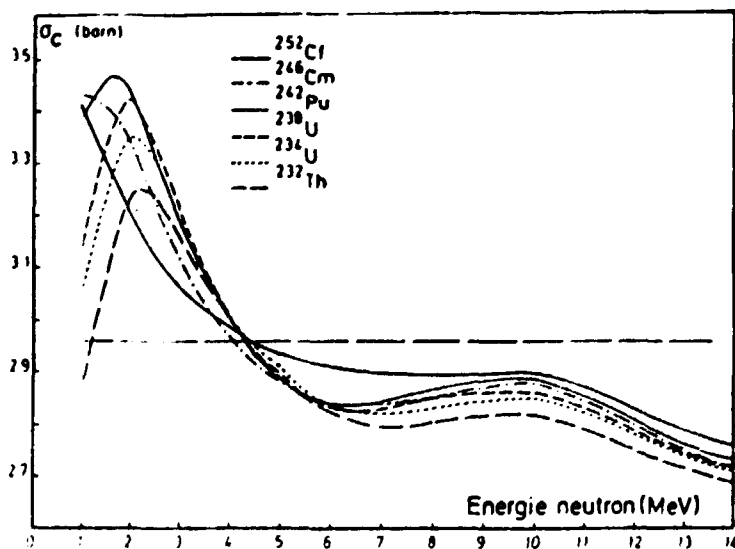


Fig.3 - Sections efficaces de formation du noyau composé issues de calculs DOM [46] utilisant les potentiels donnés en Table I. Ligne horizontale = approximation utilisée par Lynn [49].