

Étude de l'émission prompt de photons et de neutrons dans la fission induite par neutrons d'énergie intermédiaire

T. Ethvignot¹, T. Granier¹, P. Casoli¹, R.O. Nelson², R.C. Haight², M. Devlin², R. Dros², N. Fotiades², J.M. O'Donnell², W. Younes³, P.E. Garrett³, J.A. Becker³

¹ Service de Physique Nucléaire, DPTA

² Los Alamos National Laboratory, États-Unis d'Amérique

³ Lawrence Livermore National Laboratory, États-Unis d'Amérique

Résumé. Ce rapport résume les travaux réalisés de 2000 à 2002 auprès de la source de neutrons d'énergies intermédiaires Weapons Neutron Research (WNR) du laboratoire National de Los Alamos. Les expériences ont porté sur deux aspects du rayonnement prompt dans la fission de ^{238}U : la détermination des rendements en charge par la mesure du rayonnement X et l'étude de l'énergie des neutrons de fission.

Abstract. This report summarizes the work done at the Weapons Neutron Research facility at the Los Alamos National Laboratory during the period 2000-2002. Two experimental aspects of the prompt emission of fission fragments of ^{238}U were investigated: charge yield measurements with the detection of x-rays, and prompt neutron spectra measurements.

1. Motivations

Le phénomène de fission, qui est au centre des applications de la physique nucléaire, est encore mal compris. Au niveau théorique, de grosses divergences subsistent dans la description des propriétés de la fission, suivant les modèles et les approches utilisés (voir contributions dans ce rapport). Au niveau expérimental, la fission induite par neutron a été peu étudiée au-delà de 14 MeV d'énergie incidente, faute de source adéquate. Avec un spectre en énergie s'étendant de 0,5 à 800 MeV, et les instruments GEANIE et FIGARO, le laboratoire WNR, à Los Alamos, dispose de moyens uniques pour l'étude expérimentale de la fission nucléaire. Les neutrons y sont produits par bouffées et leur énergie est déterminée par la mesure de leur temps de vol. Les expériences ont lieu à une vingtaine de mètres en aval de la source. Ainsi, la résolution sur l'énergie des neutrons incidents dépend de leur énergie : quelques %

à 1 MeV et quelques dizaines de % à 200 MeV.

2. Mesure de rendements

Le but de cette expérience a été de déduire la distribution en charge des fragments dans la fission induite par neutrons de ^{238}U à partir de la mesure du rayonnement X prompt. Nous avons utilisé pour cela le multi-détecteur GEANIE. Celui-ci est constitué de 26 détecteurs germanium répartis dans une géométrie 4π . Quinze de ces détecteurs, de gros volume et de géométrie coaxiale, sont destinés à la mesure du rayonnement γ de haute énergie. Onze autres détecteurs, de haute résolution, sont plus adaptés à la détection des γ de basse énergie et des X. La cible utilisée est constituée de huit échantillons minces d' ^{238}U déposés sur des cellules photovoltaïques permettant la détection des fragments [1]. Une

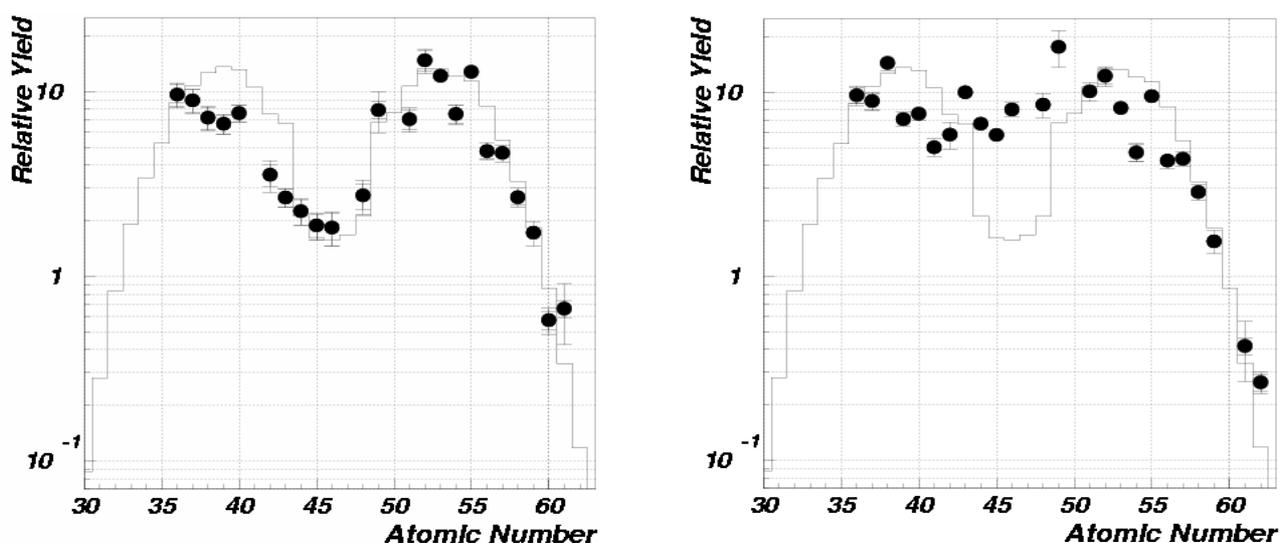


Figure 1: Distribution en charge mesurée avec GEANIE (●) à 14 MeV (gauche) et à 50 MeV et au-delà (droite), comparée aux valeurs évaluées à 14 MeV par Wahl [2] (histogramme).

statistique d'une dizaine de jours a été accumulée. A l'aide d'une analyse détaillée des spectres X, on remonte aux rendements individuels par élément dans la fission. Les rendements de fission obtenus pour deux groupes d'énergie de neutrons incidents sont reportés figure 1. A gauche sont reportés les rendements mesurés à 14 MeV et à droite ceux obtenus pour des neutrons de plus de 50 MeV. Dans les deux cas, ces résultats sont comparés avec les données évaluées à 14 MeV [2], sachant qu'il n'existe pas de données évaluées au-delà de cette énergie. La distribution se symétrise. Ce résultat est interprété comme un accroissement de la contribution des voies de fission symétriques du fait de la plus grande disponibilité d'énergie d'excitation, de moment angulaire et d'états nucléaires.

3. Mesure du spectre de neutrons

Le but de cette expérience était de mesurer la distribution en énergie des neutrons de fission pour le même système. La mesure de ces spectres avec une cible d' ^{238}U (chambre à fission contenant 400 mg/cm^2 d'uranium 238) a été réalisée sur la ligne de faisceau FIGARO. Cette ligne peut accueillir de nombreux détecteurs de neutrons à liquide scintillant ; six ont été utilisés pour notre expérience. Une statistique correspondant à trois semaines de prise de données a été accumulée. La discrimination neutron- γ est réalisée hors-ligne grâce à l'analyse de la forme du signal. L'énergie des neutrons incidents, tout comme celle des neutrons de fission, est déterminée par la technique du temps de vol. La valeur moyenne du spectre est représentée figure 2 en fonction de l'énergie incidente. Le creux observé vers 5 MeV est attribué à l'ouverture de la fission de deuxième chance. L'énergie d'excitation supplémentaire évacuée par les neutrons émis par les fragments diminue brusquement. Au-delà, l'augmentation de la valeur moyenne de l'énergie des neutrons émis est plus monotone, même si l'on devine un plateau pour la fission de troisième chance et quatrième chance vers 12 et 19 MeV. Les données sont comparées à un calcul effectué par B. Morillon (voir contribution dans ce rapport). L'accord est très bon

jusqu'à 20 MeV. La divergence constatée au-delà est en cours d'investigation.

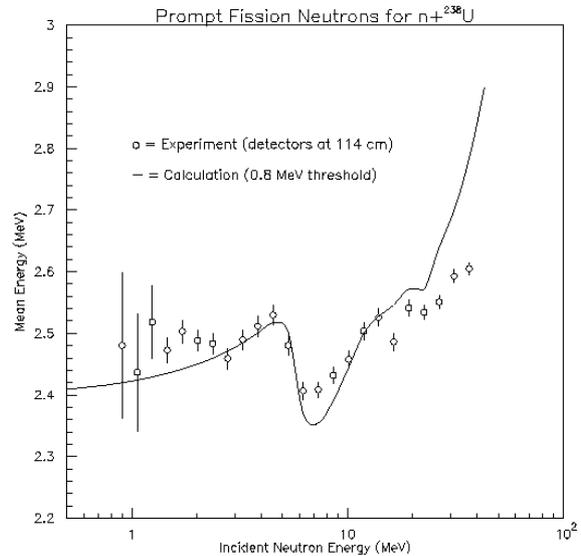


Figure 2. Energie moyenne des neutrons prompts émis dans la fission de ^{238}U en fonction de l'énergie du neutron incident.

4. Conclusions et perspectives

La mesure du rayonnement X, γ et neutron, dans la fission de l'uranium 238 a été réalisée avec succès à l'aide des installations GEANIE et FIGARO. L'analyse détaillée des données récoltées est en cours de finalisation. Les résultats définitifs seront comparés aux modèles prédictifs et publiés. Ces expériences sur ^{238}U ont permis d'obtenir des résultats inédits et de valider les méthodes expérimentales. Des expériences similaires sont programmées pour la fin 2002 avec des cibles d' ^{235}U . À plus long terme, des expériences sont envisagées sur le ^{239}Pu .

Références

- [1] T. Ethvignot, T. Granier, L. Giot, P. Casoli and R. Nelson, NIM **A490**, 559 (2002).
- [2] A. Wahl, Los Alamos Report LA-13928 (2002).

Étude de la méthode du spectromètre à ralentissement neutronique pour la mesure de sections efficaces de fission d'actinides instables

T. Granier, L. Pangault*, T. Ethvignot, R.C. Haight*, X. Ledoux, V. Meot, Y. Patin, P. Pras, M. Szmigiel, R.S. Rundberg*, J.B. Wilhelmy*
*Los Alamos National Laboratory

Résumé. La spectrométrie neutronique basée sur la mesure du temps de ralentissement dans le plomb a été étudiée en tant que méthode pour la mesure de sections efficaces de fission induite par neutrons d'actinides instables. Les simulations numériques et expérimentales démontrent la faisabilité d'une mesure sur l'état à 77 eV de l'uranium 235.

Abstract. The possibility of performing experiments using lead slowing down spectrometer to measure neutron-induced fission cross sections of short-lived actinides has been investigated. Numerical simulations and a test-experiment demonstrate the feasibility of a measurement on the 77 eV state of uranium 235.

Étudier la section efficace de fission induite par neutrons d'actinides rares et instables est porteur d'informations nouvelles pour la compréhension de la structure nucléaire et du phénomène de fission. Le cas des isomères est particulièrement intéressant. Il est en effet connu que la section efficace de fission d'actinides majeurs peut présenter de très grandes différences selon si l'isotope est dans un état excité ou dans son état fondamental. Des différences de moment angulaire et de structure nucléaire peuvent jouer un rôle majeur, non seulement dans le domaine thermique mais également dans celui des résonances. Les sections efficaces de fission isomériques ont ainsi le potentiel d'éclairer d'un jour nouveau le phénomène de fission. Ces données expérimentales sont en outre nécessaires à la production de bibliothèques de données évaluées cohérentes pour le Programme Simulation et les autres applications de la fission.

Un projet expérimental mené en collaboration avec Los Alamos a pour but la mesure de la section efficace de fission induite par neutrons de l'état à 77 eV de l'uranium 235. La méthode envisagée est la spectrométrie neutronique par ralentissement dans le plomb. Cette technique est connue pour fournir des flux significativement plus intenses que la méthode classique du temps de vol, dans le domaine compris entre l'eV et la centaine de keV. La source neutronique primaire sera obtenue par la spallation induite dans une cible épaisse de tungstène par les protons de 800 MeV du laboratoire LANSCE de Los Alamos. La technique des cellules photovoltaïques est envisagée pour détecter les fissions.

Pour étudier la faisabilité de cette expérience, des simulations numériques du spectromètre et de la source primaire ont été réalisées. Elles ont permis de

déterminer l'impact des différents paramètres expérimentaux et les biais systématiques inhérents à la méthode. La fluence disponible a pu ainsi être déterminée en tout point du spectromètre. L'influence des paramètres temporels de la source primaire (taux de répétition et largeur d'impulsion) a été étudiée ainsi que les conséquences sur la résolution de la présence d'impuretés dans le plomb. Ces simulations ont permis d'estimer les taux de comptage.

Une expérience de démonstration a été réalisée à Bruyères-le-Châtel sur le massif de plomb CIRENE. Les neutrons-source ont été produits en bombardant une cible de béryllium située au centre du massif par des deutons de 12 MeV de l'accélérateur tandem. Le détecteur de fissions testé lors de l'expérience était constitué d'un film mince d'uranium 235 non-isomérique d'1 mg déposé électro-chimiquement sur une cellule photovoltaïque. Ce principe s'applique bien aux nucléides de courtes périodes du fait de la simplicité de sa mise en œuvre.

Plus de 300000 fissions ont ainsi été enregistrées en vingt heures d'irradiation. Pour chaque événement, l'énergie du neutron a été déterminée. Les résultats sont en accord avec les simulations et confirment les taux de comptage prédits. En effet, dans cette expérience-test, l'intensité de la source primaire est 5 ordres de grandeur inférieure à celle prévue dans le projet final. Mais ce déficit est compensé par le rapport des masses des échantillons : 1 mg dans l'expérience test contre 10 ng dans l'expérience finale sur l'isomère.

La prochaine étape va consister à mettre en œuvre le spectromètre au LANSCE, avec une source de neutrons de spallation. Les premiers tests devraient être réalisés courant 2003.

Etude expérimentale des mécanismes de pré-équilibre dans les réactions (n,xn)

I. Lantuéjoul, N. Arnal, X. Ledoux, J.P. Lochard, P. Pras, M. Szmigielski, C. Varignon

Résumé. Un nouveau programme expérimental est en cours afin d'étudier les mécanismes, encore mal connus, du pré-équilibre. Il s'agit de mesurer les sections efficaces doublement différentielles des réactions (n,xn) en coïncidence avec la multiplicité « x ». Ces données apporteront de fortes contraintes aux modèles et permettront de les améliorer. Pour réaliser ces mesures, un dispositif expérimental spécifique a été mis au point autour d'un nouveau détecteur neutronique de grande efficacité : CARMEN.

Abstract. A new experimental program is being carried on in order to study pre-equilibrium mechanisms. The double differential cross sections of the (n,xn) reactions will be measured in coincidence with the multiplicity "x". These data will bring constraints to the models and will improve them. To perform these measurements a specific experimental set-up was built including a new high efficiency neutron detector : CARMEN.

1. Motivations

Les réactions (n,xn) jouent un rôle important dans de nombreuses applications (réacteurs à neutrons rapides, transmutation des déchets radioactifs, etc.), et leur étude expérimentale a pour but l'amélioration et la validation de modèles de simulation.

Plusieurs phénomènes entrent en considération lors de l'émission de neutrons en voie de sortie d'une réaction (n,xn). L'émission de particules peut se produire après la formation du noyau composé, on parle alors d'évaporation. Mais, des particules peuvent aussi être éjectées avant l'établissement de l'équilibre thermodynamique, c'est l'émission de pré-équilibre. La figure 1 illustre l'importance du pré-équilibre dans la compréhension des réactions nucléaires. Ainsi, l'évaporation seule ne permet pas de reproduire la section efficace.

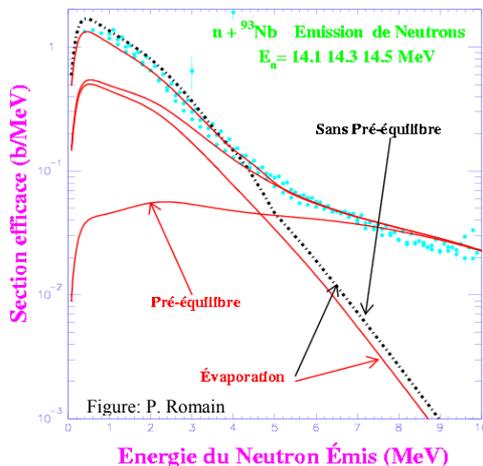


Figure 1. Réaction $n+^{93}\text{Nb}$: Section efficace différentielle en énergie. Les points bleus sont les points expérimentaux, les courbes rouges correspondent à des simulations utilisant le code GNASH [1].

Actuellement, les mécanismes de l'émission de pré-équilibre sont mal connus et les modèles le décrivant ne sont pas assez performants. Les imperfections des modèles sont d'autant plus flagrantes que les observables deviennent de plus en plus différentielles. Ainsi, les sections efficaces intégrées peuvent être

correctement reproduites sans que les distributions en angle et en énergie le soient nécessairement. Les particules de pré-équilibre étant, en général, plus énergétiques que celles émises par évaporation, l'influence de ce phénomène peut être mise en évidence par la mesure des spectres en énergie des particules en voie de sortie.

Les données expérimentales étant rares, de nouvelles mesures permettent d'imposer de fortes contraintes et d'améliorer sensiblement la prédictibilité des modèles. C'est pourquoi nous voulons mesurer des sections efficaces doublement différentielles (angle, énergie) des réactions (n,xn) en coïncidence avec la multiplicité « x » de chaque réaction.

Le caractère inédit de ces expériences tient au fait que, jusqu'à présent, les mesures de sections efficaces doublement différentielles étaient intégrées sur tous les « x », alors que les mesures que nous réaliserons permettront de savoir si la réaction considérée est une (n,2n), (n,3n), etc.

2. Dispositif expérimental

La réalisation de ces mesures nécessite la mise en oeuvre d'un détecteur de multiplicité neutronique : CARMEN. L'utilisation de ce détecteur de grande efficacité (et donc très sensible au bruit de fond) a imposé la construction d'une aire expérimentale spécifique. Fin 2001, une nouvelle ligne a donc été construite sur l'accélérateur Tandem 7MV du DPTA [2]. Cette ligne délivre un faisceau de neutrons monocinétiques parfaitement collimaté.

Le faisceau de neutrons interagit avec la cible au centre de CARMEN. Un détecteur extérieur de type NE213 (scintillateur liquide) placé à un angle donné, mesure l'énergie d'un des « x » neutrons de la réaction par la méthode du temps de vol. CARMEN est chargé de compter les (x-1) autres neutrons en coïncidence (figure 2).

3. Le détecteur CARMEN

CARMEN (Compteurs Associés Relatifs à la MEsure des Neutrons) est un détecteur 4π , de grande efficacité, constitué de deux hémisphères indépendants remplis au total d'environ 1 m^3 de scintillateur liquide (pseudocumène C_9H_{12}) dopé au gadolinium (Gd). A la

surface de la sphère de 60 cm de rayon sont répartis vingt-quatre photomultiplicateurs (PM).

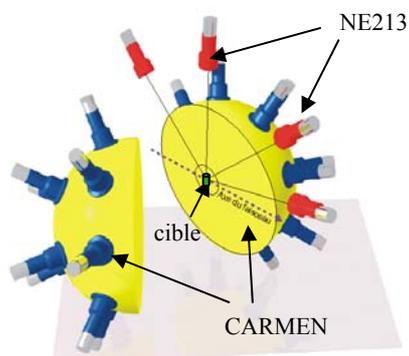


Figure 2. Schéma de principe du dispositif de détection pour la mesure des sections efficaces doublement différentielles des réactions (n,xn) en coïncidence avec la multiplicité « x » de la réaction.

Les neutrons émis au centre du détecteur sont d'abord ralentis dans le scintillateur par chocs successifs sur les noyaux d'hydrogène. Le recul des protons induit un signal lumineux rapide (quelques nanosecondes) appelé « pic prompt » qui permet de signer une réaction. Les neutrons alors thermalisés sont ensuite capturés par un noyau de Gd dans un temps typique de quelques microsecondes. La lumière issue de la capture d'un neutron est ensuite détectée par plusieurs PM en coïncidence. La concentration en Gd (0,5 % en masse) a été choisie afin d'optimiser le temps mort du détecteur tout en limitant le risque que deux neutrons soient capturés simultanément.

CARMEN donne ainsi accès à la multiplicité neutronique d'un événement en comptant le nombre de ces captures [3].

4. Mesure de l'efficacité de CARMEN

Après une longue période de développement (dimensionnement [4], construction, dossier de sécurité, électronique, programme d'acquisition), les premières mesures utilisant le détecteur CARMEN ont été réalisées avec une source de californium (^{252}Cf).

Le ^{252}Cf est une source de fission spontanée bien connue : en moyenne 3,78 neutrons émis par fission. Le spectre en énergie des neutrons étant dans la gamme d'efficacité optimale du détecteur, le ^{252}Cf est particulièrement adapté à la mesure de l'efficacité de CARMEN. De plus, la détection d'un des fragments de fission permet de déclencher aisément la mesure de la multiplicité neutronique de l'événement (Figure 3).

A chaque réaction, une première porte de comptage de 50 μs est ouverte pendant laquelle on compte les pics de

lumière associés à chaque capture d'un neutron. Une seconde porte de 50 μs suit la première pour compter le bruit de fond ambiant.

Afin de s'affranchir d'une bonne partie de ce bruit de fond, on ne compte un neutron que si plusieurs PM sont touchés simultanément (niveau de coïncidence).

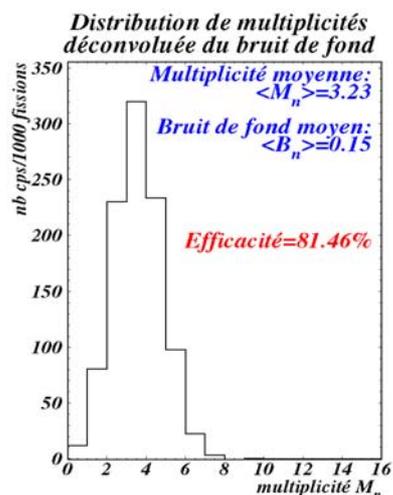


Figure 3. Mesure de l'efficacité de CARMEN avec une source de ^{252}Cf . Le niveau de coïncidence est réglé à 6 photomultiplicateurs touchés.

Les tests avec la source de ^{252}Cf ont aussi permis d'optimiser la configuration de CARMEN (seuil des PM, niveau de coïncidence) afin d'obtenir le meilleur couple efficacité-rapport signal sur bruit.

5. Perspectives

Le dispositif expérimental est prêt et des mesures de multiplicités intégrales $(n,2n)$ sur le deutérium ont déjà été réalisées [5]. Les expériences présentées ci-dessus commenceront en janvier 2003.

Références

- [1] P.G. Young, E.D. Arthur, M.B. Chadwick, Los Alamos Report LA-12343-MS (1992).
- [2] I. Bailly, I. Lantuéjoul, C. Varignon, Etude et réalisation d'une nouvelle ligne dédiée à la production d'un faisceau de neutrons collimaté sur l'accélérateur Van de Graaff-Tandem 7 MV, dans ce rapport.
- [3] I. Lantuéjoul, Implantation du détecteur de multiplicité de neutrons CARMEN, rapport de stage (2001).
- [4] P. Pras, X. Ledoux, Y. Patin, J. Fréhaut, (DO 31 2000).
- [5] X. Ledoux, Étude expérimentale de la réaction $D(n,2n)p$, dans ce rapport.

Création d'isomères dans les résonances neutroniques (CIRENE)

Mesures de rapports isométriques

X. Ledoux, J. P. Lochard, Y. Patin, P. Pras, J. Sigaud, C. Varignon, J. M. Laborie

Résumé. Des mesures inédites de rapports isométriques ont été réalisées sur des noyaux produits par capture neutronique dans la région des résonances. Les spins des noyaux composés formés au thermique sont déterminés. Une expérience originale sur le ^{177}Lu a mis en évidence l'influence du spin d'une résonance sur la probabilité d'alimentation d'un état isomère.

Abstract. Isomeric ratio measurements have been performed on nuclei produced by neutron capture in the resonance region. The spins of the compound nucleus created at thermal energy are determined. An original experiment on the ^{177}Lu underlines the role of the spin of the resonance on the isomer alimentation probability.

1. Introduction

Les noyaux isomères constituent une partie encore mal connue de la physique nucléaire et leur étude contribue à améliorer la connaissance de la structure nucléaire. Le détecteur CIRENE est dédié à l'étude de la création de noyaux dans leur état isomère par capture neutronique à l'énergie des résonances. La probabilité d'alimentation est caractérisée par le rapport isométrique (RI= section efficace de production de l'isomère / section efficace de production du fondamental). Ce paramètre est généralement bien connu pour des captures de neutrons thermiques et étudiés depuis plusieurs décennies [1-2]. Dans le domaine 0,1 eV - 1 keV la plupart des noyaux lourds ($A>100$) possèdent de gigantesques résonances de section efficace de capture pouvant atteindre plusieurs dizaines de milliers de barns. Des réactions à l'énergie de ces résonances conduisent à des taux de production élevés. De plus les spins des résonances peuvent, dans certains cas, favoriser l'alimentation des états isomères. Un flux neutronique élevé dans la zone 0,1 eV – 1 keV est obtenu au cœur d'un spectromètre à ralentissement de plomb [3]. Des neutrons de quelques MeV sont ralentis adiabatiquement par chocs élastiques sur les noyaux de plomb. Les neutrons perdent leur énergie très progressivement (en moyenne 1% à chaque diffusion). Cette propriété est indispensable car les résonances sont très étroites en énergie.

2. Dispositif expérimental

CIRENE est un cube de plomb de 1,2 m d'arête (environ 20 tonnes) au centre duquel se trouve une source intense de neutrons. Des deutons de 12 MeV bombardant une cible épaisse de béryllium génèrent un spectre blanc de neutrons s'étendant jusqu'à 16 MeV. Le faisceau est délivré par l'accélérateur TANDEM 7 MV du DPTA. Une intensité de 15 μA produit 2.10^{11} neutrons dans 4π soit un flux de l'ordre de 10^8 n.s $^{-1}$.cm $^{-2}$ au niveau de l'échantillon.

Les éléments étudiés sont déposés sur de fines coupelles en plomb placées au sein du massif pour irradiation. L'épaisseur des dépôts correspond à $N\sigma=1/100$, avec N le nombre de noyaux par cm 2 et σ la section efficace de capture à la résonance. L'auto-

atténuation du flux est alors négligeable et les réactions de capture dans la résonance peuvent représenter jusqu'à 90 % du nombre total de captures dans l'échantillon. Les simulations effectuées avec le code de transport MCNP et des mesures d'activation d'échantillons d'or et de tungstène permettent de connaître le flux de neutrons en tout endroit du cube.

3. Mesure de rapports isométriques

Les critères de sélection des isomères étudiés, imposés par les caractéristiques de production (capture neutronique) et de détection, sont les suivants :

- Une très forte résonance de section efficace de capture neutronique.
- Des durées de vie des états fondamental et isomère mesurables avec notre installation (entre la dizaine de secondes et quelques dizaines d'années).
- Des noyaux isotopiquement abondants dans les produits naturels.

Le RI mesuré à l'énergie des résonances est obtenu à partir des activités des deux états (isomère et fondamental), des constantes de décroissance et de la probabilité de désexcitation de l'isomère vers le fondamental.

Tableau 1 : Energie de l'isomère et rapports isométriques au thermique et mesurés avec CIRENE.

Noyau	E _{iso} (keV)	RI _{therm}	RI _{mesuré}
$^{110}\text{Ag}^m$	117,7	5.10^{-2}	(11,5±2,2) 10$^{-2}$
$^{122}\text{Sb}^m$	163	1.10^{-2}	(2,42±0,15) 10$^{-2}$
$^{134}\text{Cs}^m$	138,7	$9,4.10^{-2}$	(9,39±1,41) 10 $^{-2}$
$^{152}\text{Eu}^{m1}$	48,5	$55,9.10^{-2}$	(57,3±5,8) 10 $^{-2}$
$^{152}\text{Eu}^{m2}$	147,8	$6,8.10^{-4}$	(6,7±1,0) 10 $^{-4}$
$^{154}\text{Eu}^m$	160	?	(1,33±0,16) 10 $^{-4}$
$^{188}\text{Re}^m$	172,1	$3,8.10^{-2}$	(3,56±0,32) 10 $^{-2}$
$^{177}\text{Lu}^m$	970,2	11.10^{-4}	(28,2±3,7) 10$^{-4}$

Onze isomères différents ont été créés mais le RI de huit d'entre eux seulement a été déterminé. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 1. Les barres d'erreur comprennent les incertitudes statistiques et systématiques. Deux tendances très nettes se détachent. Le RI est identique à celui au thermique ou bien un gain d'un facteur 2 à 3 est observé (en caractères gras

dans le tableau 1). Cet écart ne peut s'expliquer que par des différences de spin du noyau composé formé au thermique et dans la résonance principale. Pour les noyaux de ^{110}Ag , ^{122}Sb et de ^{177}Lu le spin du noyau composé au thermique est différent du spin à la résonance. Pour les cinq autres éléments étudiés ils sont identiques. Cette mesure comparative du RI permet donc une détermination inédite du spin du noyau composé à l'énergie de liaison du neutron (S_n). En effet, à l'énergie des résonances les neutrons sont décrits par des ondes s, le noyau composé ne peut avoir pour spin que $J \pm 1/2$, avec J le spin du noyau qui capture le neutron. Pour les trois noyaux cités plus haut les valeurs de spin au thermique sont dans le tableau 2.

Tableau 2. : Spin du noyau sur lequel a lieu la capture, spin du noyau composé formé à la résonance principale et au thermique.

Noyau	$J(A-1)$	$J_{\text{résonance}}$	$J_{\text{thermique}}$
^{110}Ag	1/2	1	0
^{122}Sb	5/2	3	2
^{177}Lu	7	15/2	13/2

4. Cas du ^{177}Lu

En plus de ce qui vient d'être exposé une étude spécifique a été réalisée sur le lutécium 177. En effet le ^{176}Lu , qui par capture neutronique conduit aux $^{177}\text{Lu}^g$ ($T=6,71$ j) et au $^{177}\text{Lu}^m$ ($t=160,1$ j) possède deux principales résonances de capture à 0,141 eV et 1,565 eV de spins respectifs 15/2 et 13/2. L'utilisation d'un filtre de cadmium permet de parfaitement occulter la première de ces deux résonances (voir fig 1). Deux échantillons d'environ 100 μg de ^{176}Lu enrichis, produits avec le séparateur PARCIFAL [4] ont été irradiés dans le massif de plomb pendant 63 heures. L'un des échantillons était entouré de 8 mm de Cd. La connaissance du nombre de noyaux de $^{177}\text{Lu}^g$ et de $^{177}\text{Lu}^m$ présents à la fin de l'irradiation dans chaque échantillon permet de calculer le RI avec et sans cadmium. La mesure du nombre de noyaux de $^{177}\text{Lu}^m$ ($T=160$ j) n'a pu être réalisée qu'après la disparition du fondamental, soit une période de refroidissement de quelques mois, et avec des moyens de détection bas bruit de fond. Ceci a été réalisé par une équipe du Département Analyse Surveillance Environnement de la DIF au laboratoire souterrain de Modane. Les résultats sont présentés dans le tableau 3. Sans filtre le RI est similaire à celui du thermique. La présence de cadmium permet un gain d'un facteur presque 3 qui peut s'expliquer par le spin des résonances. Avec le cadmium l'essentiel des captures s'effectue sur des résonances 15/2 (contre 13/2 sans). Il existe donc une très forte influence du spin de la résonance sur l'alimentation de l'isomère.

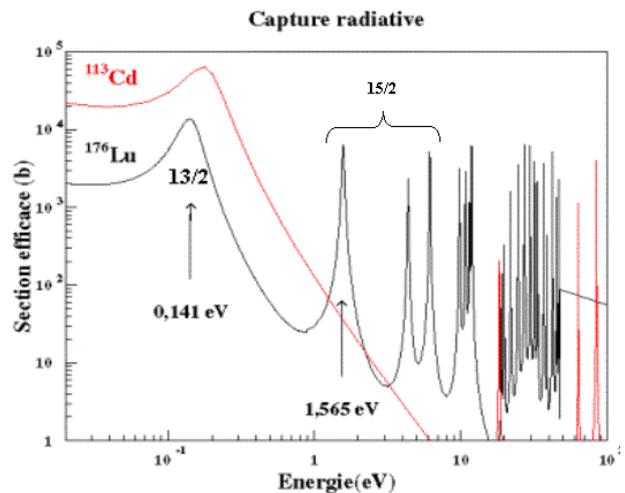


Figure 1 : Section efficace de capture du ^{176}Lu et du Cd. L'énergie et le spin des deux principales résonances sont mentionnées.

C'est, à notre connaissance, la première mise en évidence expérimentale de ce phénomène que l'on peut interpréter ainsi : l'isomère $^{177}\text{Lu}^m$ étant un niveau 23/2 son alimentation est favorisée à partir d'un noyau composé de spin 15/2 comparativement à un spin 13/2.

Tableau 3 : Rapports isomériques du ^{177}Lu (avec les incertitudes absolues) pour différents spectres neutroniques.

	$E_{\text{thermique}}$	Sans Cadmium	Avec Cadmium
RI	$(11 \pm 3) 10^{-4}$	$(10,6 \pm 1,7) 10^{-4}$	$(28,2 \pm 3,7) 10^{-4}$

5. Conclusions

Le spectromètre à ralentissement de plomb CIRENE a permis de synthétiser différents isomères par capture neutronique à l'énergie des résonances. Les rapports isomériques de huit noyaux ont été mesurés. Pour trois de ces noyaux un gain d'un facteur 2 sur les probabilités d'alimentation de l'isomère par rapport au thermique est constaté. Ces résultats inédits permettent une détermination du spin du noyau composé formé au thermique. Une expérience originale sur le ^{177}Lu a permis pour la première fois la mesure du RI sur des résonances identifiées et mis en évidence l'importance du spin d'une résonance sur les probabilités d'alimentation de l'isomère sur le fondamental.

Références

- [1] C. T. Bishop, H. K. Vonach et R. J. Huizenga, Nucl. Phys. **60**, 241 (1964).
- [2] A. G. Belov, Physics of Atomic Nuclei, **60**, 1173 (1997).
- [3] M. Sawan et R. W. Conn, Nucl. Science and Engineering, **54**, 127 (1974).
- [4] L. Maunoury et al., Nucl. Phys. **A701**, 286 (2002).

Etude expérimentale de la réaction $D(n,2n)p$

X. Ledoux, N. Arnal, I. Lantuéjoul, J. P. Lochard, P. Pras, J. Sigaud, M. Szmigiel, C. Varignon

Résumé. Les expériences dédiées à la mesure des sections efficaces totale et doublement différentielle de la réaction $D(n,2n)p$ sont exposées et les résultats préliminaires présentés.

Abstract. Experiments dedicated to total and double differential cross section measurements of the $D(n,2n)p$ reaction are explained and preliminary results presented.

1. Introduction

La réaction $D(n,2n)p$ est étudiée depuis de nombreuses années car la présence de deux neutrons avec un faible moment relatif dans la voie de sortie offre la possibilité de mesurer la longueur de diffusion a_{nn} [1-2].

Malgré ces multiples mesures cette réaction est très mal traitée dans les bases de données et dans les codes de transport neutronique. Les trois particules dans la voie de sortie sont cinématiquement corrélées, les deux neutrons ne peuvent être considérés comme des particules indépendantes. C'est pourquoi B. Morillon et J. Carbonell ont développé un modèle réaliste basé sur la résolution des équations de Faddeev [3].

Les mesures à $E_n > 15$ MeV sont rares et entachées d'incertitudes importantes et un net désaccord entre calculs et résultats expérimentaux existe notamment sur la section efficace totale dans cette zone [3].

Un programme a donc été lancé pour mesurer la section efficace totale et la distribution angulaire et en énergie en utilisant les faisceaux de neutrons délivrés par le tandem 7 MV du DPTA.

Pour ces mesures la cible utilisée est un scintillateur liquide deutéré (C_6D_6) couplé à un photomultiplicateur. Une réaction sur le deutérium se traduit par un signal lumineux généré par le recul soit d'un deuteron diffusé soit du proton issu de la réaction $D(n,2n)p$. Ce signal permet de déclencher une acquisition et donne une information sur l'énergie de la particule chargée.

2. Mesure de la section efficace totale

Elle est réalisée avec le détecteur 4π de grande efficacité CARMEN [4] au centre duquel est placée la cible. La mesure de la multiplicité de neutrons par CARMEN est déclenchée par un signal lumineux dans le C_6D_6 . Les événements de multiplicité 2 signent une réaction $(n,2n)$. Dans l'exemple ci-dessous le faisceau de neutrons, créé par réaction $D(d,n)^3He$, comporte une composante monocinétique à 9,2 MeV, une composante de break-up (neutrons produits par réaction $D(d,np)D$). Les distributions de multiplicité, après déconvolution du bruit de fond (figure 1), montrent que les multiplicités 2 sont observées pour des neutrons de 9,2 MeV et pas avec les neutrons de 3,7 MeV (inférieurs au seuil de réaction). La section efficace totale sera obtenue après l'analyse complète des données et la prise en compte correcte de

l'efficacité de détection de CARMEN. Cinq énergies incidentes, entre 7 et 23 MeV, ont été réalisées.

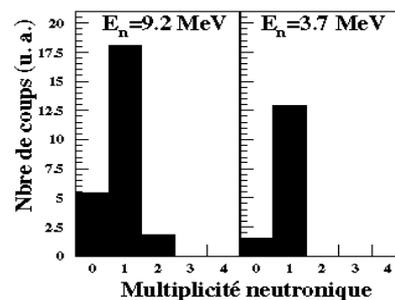


Figure 1 : Distributions de multiplicité neutronique avec une cible de C_6D_6 à deux énergies différentes.

3. Section efficace doublement différentielle

La mesure de la section efficace doublement différentielle s'effectue par la détection en coïncidence du proton (par la lumière qu'il génère dans le scintillateur) et l'un des deux neutrons de la réaction. Les détecteurs (cellule de scintillateur liquide NE213 couplée à un photomultiplicateur) sont placés à une distance d'environ 2,5 m de la cible. L'énergie est déterminée par temps de vol. La corrélation entre la lumière dans la cible (C_6D_6) et l'énergie du neutron permet une identification des événements de diffusion et de break-up. Un test avec des neutrons de 20.8 MeV sur la ligne à 45 degrés a permis de parfaitement cerner les difficultés de cette mesure.

4. Conclusions

La section efficace totale de la réaction $D(n,2n)p$ a été mesurée entre 7 et 23 MeV avec le détecteur de multiplicité neutronique CARMEN. La section efficace doublement différentielle sera étudiée en 2003.

Références

- [1] D. Gonzalez et al., Phys. Rev. Lett, **83**, 19 (1999).
- [2] R. C. Haight et al., Phys. Rev. C, **16**, 97 (1977).
- [3] B. Morillon et J. Carbonell, « Evaluation des sections efficaces neutroniques du deutérium. Propagation des neutrons dans une cible deutérée. », ce rapport.
- [4] I. Lantuéjoul et al, « Etude expérimentale des mécanismes de pré-équilibre dans les réactions (n,xn) . », ce rapport.

Irradiation du $^{177}\text{Lu}^m$ dans un spectre de neutrons thermiques à haut flux

G. Bélier, O. Roig, V. Méot, N. Arnal, J.C. Baudouin et J.M. Daugas
J. Aupiais et Y. Boulin, CEA/DIF/DASE
A. Letourneau, F. Marie et D. Ridikas, CEA/DSM/DAPNIA

Résumé. Une cible de $^{177}\text{Lu}^m$, isomère K de haut spin, a été produite à Bruyères-le-Châtel. Plusieurs sections efficaces d'alimentation de l'isomère ont été mesurées et celle de combustion de l'isomère estimée. Une mesure de la section efficace de diffusion super-élastique est en cours.

Abstract. High spin K isomeric target has been made. Capture cross-sections of ^{176}Lu have been measured. Destruction cross-section of the $^{177}\text{Lu}^m$ has been estimated. The super elastic scattering cross-section on $^{177}\text{Lu}^m$ will be measured.

1. Introduction

Une cible isomérique de haut K (projection du moment angulaire total sur l'axe de symétrie des noyaux) permet d'étudier les règles de sélection sur ce nombre quantique. Les conditions sous lesquelles K est conservé suscitent des interrogations dans la communauté de physique nucléaire. A l'énergie de liaison du neutron, la forte densité de niveaux amène un mélange important des configurations K. Le noyau composé obtenu par la capture neutronique sur un état isomérique peut alors se désexciter par l'émission d'un neutron d'énergie plus grande que celle du neutron incident. La probabilité de cette transition dépend fortement de la conservation ou non du nombre quantique K à l'énergie de liaison du neutron. Cette réaction, déjà observée pour $^{152}\text{Eu}^m$ [1] et $^{180}\text{Hf}^m$ [2], appelée diffusion super-élastique, semblent confirmer l'hypothèse d'un mélange important du nombre K. Cependant, des expériences ont montré que la décroissance de certaines résonances neutroniques dans la région du lutécium [3][4] favorisait de façon inattendue le peuplement de niveaux de nombre K proche de celui de la cible [3][4][5]. Une méthode expérimentale originale de mesure de la section efficace de diffusion super-élastique sur le $^{177}\text{Lu}^m$ est proposée : elle consiste à mesurer dans un même flux de neutrons d'une part, la section efficace de combustion de l'isomère et d'autre part, la section efficace de capture radiative. La différence donne une mesure indirecte de la diffusion super-élastique.

2. Fabrication de la cible isomérique de $^{177}\text{Lu}^m$

Une cible de lutécium $^{177}\text{Lu}^m$, isomère K de haut spin 23/2⁻, a été produite auprès du réacteur de l'Institut Laue Langevin à Grenoble, à partir d'un échantillon de lutécium ^{176}Lu de grande pureté par la réaction $^{176}\text{Lu}(n,\gamma)^{177}\text{Lu}^m$. Quatre étapes distinctes ont été nécessaires pour obtenir cette cible isomérique.

2.1 Séparation isotopique du ^{176}Lu

A l'aide du séparateur isotopique PARSIFAL modifié en collaboration avec le DASE [8], du lutécium à 40 % en ^{176}Lu a pu être enrichi pour obtenir un échantillon de 1.25 mg de ^{176}Lu pur à 99.993 %.

2.2 Irradiation dans un haut flux du ^{176}Lu

L'irradiation de production de l'isomère du ^{177}Lu dans le flux à $1.8 \cdot 10^{15}$ n/cm²/s du réacteur de l'ILL a été dimensionnée pour atteindre deux objectifs : produire le plus grand nombre possible de $^{177}\text{Lu}^m$ et transmuter complètement le ^{176}Lu . Compte tenu des sections efficaces de capture neutronique sur le ^{176}Lu [9][10], l'irradiation s'est faite sur un cycle complet de 49 jours. Une mesure du nombre d'isomères $^{177}\text{Lu}^m$ a été effectuée par spectroscopie γ après 66 jours de refroidissement. L'activité de la cible est alors de $3.68 \cdot 10^6$ Bq correspondant à $7.35(\pm 0.57) \cdot 10^{13}$ noyaux isomériques.

2.3 Séparation chimique du $^{177}\text{Lu}^m$

Afin de séparer le lutécium de l'hafnium (Hf) et de l'antimoine (Sb), présents en grande quantité dans notre échantillon irradié, nous avons effectué une séparation chimique en collaboration avec le DASE. Après une dissolution du résidu irradié, nous avons obtenu une solution de 5 mL 9.5 M HCl. La séparation chimique Lu/Hf basée sur une extraction sélective par chromatographie de l'Hf par l'acide bis(2-éthylhexyl)phosphorique (HDEHP) et une rétention du Lu a été faite. Deux colonnes, l'une échangeuse de cations et l'autre échangeuse d'anions ont été nécessaires pour retirer le Sb. L'efficacité de cette étape est d'environ 25 % pour le lutécium et proche de 100 % pour l'hafnium et l'antimoine.

Tableau 1. Composition de la cible isomérique après séparation chimique.

	$^{177}\text{Lu}^m$	$^{177}\text{Lu}^{gs}$	^{176}Lu	^{175}Lu	Hf	Sb	^{181}Ta
%	10.2	0.1	0.1	27.3	0.0016	0.03	62.3

2.4 Dépôt du $^{177}\text{Lu}^m$ sur un support

Plusieurs études ont été effectuées pour déterminer le meilleur support suivant les contraintes expérimentales, mécaniques et thermiques. En vue des prochaines expériences, le lutécium $^{177}\text{Lu}^m$ a été déposé sur une feuille de Fe de 25 μm d'épaisseur.

3. Sections efficaces de capture neutronique du ^{176}Lu

En décembre 2001 nous avons fait deux irradiations d'échantillons de lutécium naturel dans deux flux différents du réacteur de l'ILL afin de préciser les sections efficaces de captures trouvées dans la littérature sur le ^{176}Lu et sur le ^{177}Lu : la première dans un flux thermique de $2,4 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ pendant 18 heures et la deuxième dans un flux thermique de $5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ pendant 1 heure.

Ce deuxième flux présente une composante épithermique de 2%. Les températures respectives de l'eau lourde aux emplacements d'irradiation sont de 32 et 50 °C. Les sections efficaces obtenues sont les suivantes :

$$\sigma_{^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{177}\text{Lu}^m} = 3,1 \pm 0,1 \text{ barns}$$

$$\sigma_{^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{177}\text{Lu}^g} = 2578 \pm 158 \text{ barns}$$

pour la première irradiation, et :

$$\sigma_{^{176}\text{Lu} \rightarrow ^{177}\text{Lu}^m} = 3,9 \pm 0,5 \text{ barns}$$

pour la seconde irradiation. Ces sections efficaces sont données aux températures indiquées.

4. Section efficace de destruction du $^{177}\text{Lu}^m$

Après l'irradiation de l'échantillon de ^{176}Lu enrichi dans le flux nominal du réacteur à $1,8 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ nous avons obtenu un nombre d'isomères inférieur d'un facteur 60 à celui attendu pour une section efficace de combustion du $^{177}\text{Lu}^m$ nulle. Nous en avons déduit une estimation de cette section efficace à 600 b.

De plus dans le premier spectre réalisé après 66 jours de refroidissement de l'échantillon irradié nous avons constaté l'équilibre entre l'isomère et le fondamental : la quantité de $^{177}\text{Lu}^g$ mesuré correspond à la décroissance du $^{177}\text{Lu}^m$. Sans combustion du fondamental le temps de refroidissement nécessaire pour atteindre l'équilibre aurait été de 128 jours. L'observation de l'équilibre au bout de 66 jours nous a permis de minorer la combustion du $^{177}\text{Lu}^g$ à 1340 b. Cette valeur, qui n'est qu'une estimation puisqu'elle dépend de celle de l'isomère, est compatible avec la section efficace publiée dans la référence [10].

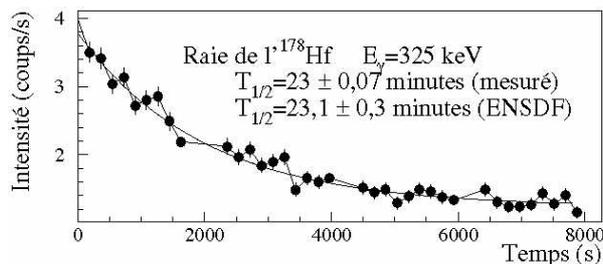


Figure 1. Décroissance du $^{177}\text{Lu}^m$ vers $^{178}\text{Lu}^g$.

Début décembre nous avons irradié une partie de la cible isomérique déposée sur une feuille de fer dans le réacteur Orphée à Saclay. Le flux purement thermique vaut $1,2 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{s}$. Deux échantillons ont été irradiés pendant 9 minutes chacun et la capture radiative sur l'isomère a pu être observée (figure 1).

Un calcul de décroissance statistique indique qu'une capture sur l'isomère du ^{177}Lu alimente entièrement l'isomère du ^{178}Lu . Par contre la capture sur le fondamental (présent à 0,94%) alimente légèrement l'isomère du ^{178}Lu et pollue donc un peu le spectre. Si une section efficace de l'ordre de 1300 b est confirmée, il faudra alors appliquer une correction de l'ordre de quelques barns sur la section efficace de capture radiative sur l'isomère. La capture radiative sur le fondamental n'a pu être observé, compte tenu du nombre de noyaux présents dans la cible et de l'intensité de la raie la plus intense à 1,34 MeV (3,27%). Nous ne pourrions mesurer cette section efficace que par irradiation dans le flux nominal du réacteur de l'ILL.

5. Conclusion

L'obtention de la section efficace de diffusion super-élastique nécessite de mesurer les sections efficaces de combustion de l'isomère et du fondamental du ^{177}Lu dans un haut flux. Ceci sera fait à l'ILL dans un flux thermique avec une composante épithermique. Les premiers résultats, bien qu'obtenus dans des flux différents (ILL et Orphée), sont encourageants et permettent de dimensionner les futures irradiations pour obtenir une mesure indirecte de la section efficace de diffusion super-élastique de neutrons thermiques sur cet isomère.

Références

- [1] I.A. Kondurov et al., JETP Lett. (31), p.232 (1980).
- [2] I.A. Kondurov et al., Phys.Lett.(106B),p.383 (1981).
- [3] D.M. Cullen et al., Phys. Nucl. **A638**, p.662 (1998).
- [4] P.M. Walker et al., Phys.Rev.Lett. 65, p.416 (1990).
- [5] J. Rekestad et al., Phys. Lett. 65, p. 17 (1990).
- [6] I. Huseby et al, Phys. Rev. **C 55**, Vol., 4 (1997).
- [7] R. K. Sheline, Phys. Rev. **C 51**, p. 3078 (1995).
- [8] L. Maunoury et al., Nucl. Phys. **A701**, p.476 (2002).
- [9] S.E. Mughabghab et al., Vol. 2, Ac. Press (1998).
- [10] V.P. Vertebnyy et al., 8th All Conf. On Neutron Physics, Kiev, Vol. 2, p. 204 (1987).

Spectroscopie γ et β - γ des noyaux riches en neutrons dans la région $Z=28$

J.M. Dugas, G. Bélier, V. Méot, O. Roig, J. E. Sauvestre et al.

(IFD Varsovie, GANIL Caen, ORNL Oak Ridge, GSI Darmstadt, IFIN Bucarest, CEA Saclay, CENBG Bordeaux, IPN Orsay)

Résumé. Les ions riches en neutrons produits par fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr ont été étudiés au GANIL. Les mesures des décroissances β des isotopes du Co ont permis d'avoir pour la première fois la spectroscopie des isotopes du Ni. De plus, un état isomère a été mis en évidence dans le ^{76}Ni .

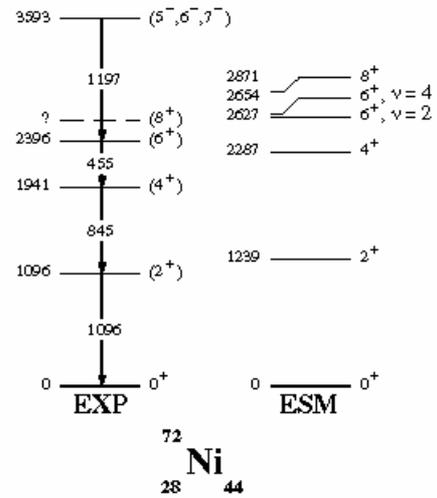
L'étude expérimentale des noyaux exotiques riches en neutrons se trouvant à proximité des couches fermées permet de tester le pouvoir prédictif des modèles nucléaires dans des conditions extrêmes d'isospin. Pour ces systèmes, où l'asymétrie N/Z est très importante, des changements de la structure nucléaire sont attendus [1]. Ces changements se caractérisent par un effondrement de l'énergie séparant les couches nucléaires et par l'apparition de nouveaux nombres magiques. Les progrès réalisés ces dernières années auprès des accélérateurs et des systèmes de détection permettent d'explorer ces régions de plus en plus éloignées de la vallée de stabilité β .

L'intérêt porté récemment à l'étude des noyaux dans la région du ^{78}Ni , prédit pour être un point de passage important du processus astrophysique r , a mis en évidence le caractère doublement magique de ce noyau [2], impliquant la persistance de la fermeture de couche $N=50$. Les informations expérimentales concernant la structure et le temps de vie des niveaux du ^{78}Ni sont inexistantes. Au voisinage des couches magiques, il est prévu d'observer des isomères de séniorité dus au spin maximum généré par les excitations particule-trou entre la couche magique et celle d'énergie inférieure. La première expérience dédiée à l'étude de tels états a révélé que la structure des noyaux riches en neutrons est gouvernée par l'orbitale $1g_{9/2}$ qui donne lieu à des isomères $J^\pi=8^+$ [3]. Un tel isomère 8^+ a été observé dans le ^{70}Ni . Cependant, l'étude des $^{72,74}\text{Ni}$ n'a pas montré l'existence d'un tel état. La limite d'observation expérimentale est comprise entre 20 ns et 2 ms. La non-existence de ces états implique : soit que la couche $Z=28$ n'est plus magique, ce qui traduirait une déformation, soit que les transitions entre deux niveaux de ces isotopes ont une certaine collectivité, ce qui accélère la transition isomère.

Afin d'apporter une réponse précise, le ^{76}Ni , où un état isomère 8^+ est prédit, et la structure des $^{72,74}\text{Ni}$ ont été étudiés. Une expérience a été réalisée au GANIL. Les fragments d'intérêt sont sélectionnés en utilisant le nouveau spectromètre LISE2000. Les noyaux transmis sont implantés au point focal du spectromètre. Autour du point d'implantation sont positionnés 4 détecteurs Ge de type EXOGAM.

280 ions de ^{76}Ni ont été produits. 2 raies γ d'énergies 144(1) et 930(1) keV sont observées, $t_{1/2}=240(80)$ ns. Le ^{76}Ni possède donc un isomère de séniorité 8^+ . La statistique ne permet pas d'extraire le schéma de niveau de ce noyau.

La spectroscopie β - γ a permis d'étudier les isotopes de Ni $A>70$ dont les états excités ne sont pas connus. Grâce à la décroissance β - γ du ^{72}Co , on a construit pour la première fois le schéma de niveaux du ^{72}Ni . Les résultats expérimentaux ainsi que le calcul de type modèle en couches utilisant l'interaction ESM [4] sont présentés sur la figure. Les résultats préliminaires des calculs de type HFB utilisant la force de Gogny reproduisent les premiers états excités. Une explication possible de la non-observation d'un état isomère 8^+ vient de la dégénérescence des états 6^+ de séniorité $\nu=2$ et $\nu=4$ impliquant une probabilité de transition plus grande. Le temps de vie attendu pour une telle transition est de l'ordre de 10-20 ns ce qui est en dehors de la limite de la méthode expérimentale.



Cette expérience a mis en évidence pour la première fois l'existence d'un isomère 8^+ dans le ^{76}Ni , confirmant la persistance de la fermeture de la couche $N=50$ au voisinage du ^{78}Ni . Les résultats permettent de comprendre l'évolution de la structure du ^{72}Ni où le schéma de niveau a été établi. Aucun signe de déformation a été mis en évidence, la fermeture de la couche $Z=28$ est donc préservée.

Références

- [1] J.Dobaczewski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 981 (94).
- [2] J.M.Dugas *et al.*, Phys. Lett. **B476**, 213 (2000).
- [3] R.Grzywacz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 766 (1998).
- [4] H.Grawe *et al.*, Nucl. Phys. **A704**, 211c (2002).

Evaluation des taux d'excitation nucléaire par capture électronique dans les plasmas

G. Gosselin

Résumé. Un modèle d'excitation nucléaire par capture d'un électron libre sur le cortège atomique est appliqué dans un plasma avec une description des couches atomiques issue du modèle d'atome moyen relativiste.

Abstract. A nuclear excitation model by electron capture in the electronic cloud is applied in a plasma with atomic shells description issued from relativistic average atom calculations.

Dans un plasma, par exemple créé au sein d'une cible laser, les températures atteintes varient entre la centaine d'eV et la dizaine de keV. Elles sont de l'ordre de grandeur de l'énergie d'excitation d'un certain nombre de noyaux susceptibles d'être présents dans le plasma, par exemple des traceurs. Néanmoins, la durée de vie de ces plasmas ne permet pas de considérer que les populations nucléaires sont à l'équilibre thermodynamique. Il faut alors connaître les taux d'excitation des transitions nucléaires par tous les processus microscopiques.

En l'absence de neutrons, le processus dominant [1] est la capture d'un électron libre sur le cortège électronique ou NEEC (Nuclear Excitation by Electron Capture) et est l'inverse de la conversion interne. Il a été cité pour la première fois par Goldanskii et Namiot [2], qui ont estimé une section efficace simpliste. Des expériences ont été envisagées sur accélérateur dans le cadre du channeling [3], mais aucun résultat expérimental n'existe encore pour départager les désaccords importants entre les différentes théories [4].

énergies de liaison et les fonctions d'ondes des électrons liés dans les conditions du plasma fournis par un modèle d'atome moyen relativiste [6]. Le calcul du NEEC prend en compte les effets de l'écrantage atomique sur la conversion interne en utilisant le potentiel atomique obtenu par le modèle d'atome moyen pour calculer les coefficients de conversion [7], directement proportionnels aux taux de transition.

Le taux d'excitation par la transition M1+E2 de 8.41 keV du thulium 169 est montré sur la **Figure 1**. Les taux de transition représentés prennent en compte également les transitions radiatives.

Pour des températures inférieures à la dizaine de keV, la conversion interne et le NEEC sont les processus dominants. Quand la température s'élève, il reste trop peu d'électrons liés pour la conversion interne, et les électrons libres ont trop d'énergie cinétique pour qu'une excitation par capture électronique soit énergétiquement possible.

Ce modèle d'excitation nucléaire par capture électronique et de désexcitation par conversion interne permet d'évaluer les quantités de noyaux produits dans un état excité au sein d'un plasma généré dans une cible laser. Un autre processus d'excitation important, la diffusion inélastique d'électrons, devrait jouer un rôle important dès que la température est de l'ordre de grandeur de l'énergie de la transition nucléaire.

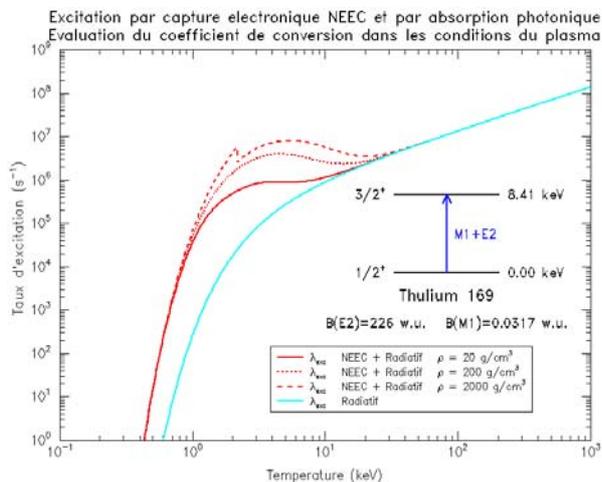


Figure 1 : taux d'excitation de l'isomère du thulium 169.

La théorie du NEEC proposée dans cette étude repose sur les mêmes principes que la théorie de la conversion interne [5]. Elle part d'une évaluation des coefficients de conversion utilisant le potentiel atomique, les

Références

- [1] G. D. Doolen, Phys. Rev. **C 18**, 2547 (1978)
- [2] V. I. Goldanskii, V. A. Namiot, Phys. Lett. **B62**, 393 (1976)
- [3] J. C. Kimball, D. Bittel, N. Cue, Phys. Lett. **A152**, 367 (1991)
- [4] Z. S. Yuan, J. C. Kimball, Phys. Rev. **C47**, 323 (1993)
- [5] W.D. Hamilton, « The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy », North Holland, Amsterdam (1975)
- [6] B. F. Rozsnyai, Phys. Rev. **A 5**, 1137 (1972)
- [7] G. Gosselin, à paraître

Excitation de l'²³⁵U par effet NEET

P. Morel, G. Gosselin, D. Gogny*, V. Méot

* Lawrence Livermore National Laboratory, California, USA

Résumé. L'attaque directe d'une cible d'uranium 235 par un laser de puissance permet de créer un plasma dont les conditions thermodynamiques sont susceptibles d'exciter l'isomère nucléaire de 76.8 eV par transition atomique. Ce phénomène résonnant est étudié sur le plan théorique et simulé à l'aide de calculs hydrodynamiques reproduisant une impulsion du laser Omega de Rochester, et fait actuellement l'objet d'une proposition d'expérience.

Abstract. A direct drive power laser beam on a ²³⁵U target creates a plasma with thermodynamic conditions, able to excite the 76.8 eV nuclear isomer by atomic transition. We investigate this resonant phenomenon on both theoretical and numerical aspects with hydrodynamic calculations simulating one beam of the Omega laser in Rochester, leading to a proposal for an experiment.

1. Introduction

L'excitation nucléaire par transition atomique (NEET) [1] a déjà été observée dans les noyaux de ¹⁹⁷Au [2] et ¹⁸⁹Os [3]. Les principales difficultés liées à l'observation de ce phénomène résident, d'une part, dans la faible valeur de l'élément de matrice de couplage atome-noyau et, d'autre part, dans les conditions de résonance entre l'énergie de la transition atomique liée et l'énergie d'excitation du noyau, que nous appelons *matching*. Récemment, Harston et al. [4] ont étudié les différents mécanismes responsables de l'excitation nucléaire, dans un plasma, du premier état isomérique de l'²³⁵U. Ils prévoient que le taux d'excitation NEET, pour la transition atomique P5-P2 résonnante à une température de 100 eV, est optimal pour un état de charge 23⁺. De façon plus générale, nous décrivons le processus NEET et son application au cas de l'²³⁵U, en précisant les temps caractéristiques des différents phénomènes physiques. En particulier, nous notons l'importance de la zone située à l'équilibre thermodynamique local (ETL), où peut se développer entre-autres le processus d'excitation NEET. La complexité de calcul liée au très grand nombre de configurations atomiques à prendre en compte nous amène à lui substituer un calcul basé sur un atome moyen, complété par une approche statistique tenant compte de l'éclatement des raies et des largeurs associées. L'objectif du travail décrit ici est d'étudier la faisabilité d'une expérience d'excitation du premier état isomérique de l'²³⁵U dans un plasma. Enfin, nous présentons un calcul hydrodynamique d'irradiation d'une cible d'uranium 235 par un faisceau du laser Omega.

2. Le processus NEET : application à l'²³⁵U

Le noyau d'²³⁵U possède un état isomérique à 76.8 eV, qui décroît vers le niveau fondamental avec une période de 27 minutes par transition E3. Un formalisme, basé sur la théorie formelle développée par Goldberger pour décrire les propriétés des états de décroissance, a été adaptée par D. Gogny au cas du NEET. Il a alors été possible de définir une probabilité d'occurrence du phénomène, en fonction du temps, qui tient compte des largeurs des états (nucléaire et

électronique) initial Γ_1 et final Γ_2 , ainsi que du *matching* δ et du couplage atome-noyau R_{12} :

$$P_{\text{NEET}}(\delta, t) \cong \Gamma_2 \frac{|R_{1,2}|^2}{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2}\right)^2} \left\{ \frac{1 - e^{-\frac{\Gamma_1 t}{\eta}}}{\Gamma_1} + \frac{1 - e^{-\frac{\Gamma_2 t}{\eta}}}{\Gamma_2} - \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)}{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}\right)^2} + 2e^{-\frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)t}{2\eta}} \frac{\cos\left(\frac{\delta t}{\eta} + \varphi\right)}{\sqrt{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}\right)^2}} \right\}$$

avec : $\tan \varphi = 2 \delta / (\Gamma_1 + \Gamma_2)$.

L'utilisation d'une telle formule dans un plasma à l'ETL, à la densité ρ et à la température T , peut se comprendre si l'on suppose qu'à t_0 on forme la configuration atomique. Les atomes sont à l'équilibre thermo-dynamique avec les photons et les électrons. A t_0 une perturbation est générée par un couplage entre l'environnement atomique et le noyau (effet NEET). Cette perturbation, faible, ne modifie pas l'équilibre thermodynamique. La perturbation se développe au cours du temps et l'on a la probabilité $P_{\text{NEET}}(\delta, t)$ pour que le noyau soit dans l'état isomérique à l'instant t . Le temps caractéristique de l'évolution de la probabilité NEET est donné par la largeur de la configuration initiale. Ce temps doit être bien inférieur au temps d'évolution de la physique atomique et de l'hydrodynamique pour que le calcul soit valide. On voit que, au bout d'un temps infini, on retrouve la forme lorentzienne bien connue de la probabilité NEET [4] :

$$P_{\text{NEET}}^{\infty}(\delta) = \left(1 + \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}\right) \frac{R_{12}^2}{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}\right)^2}.$$

La détermination des différentes grandeurs passe par un calcul de physique atomique. Dans un premier temps, nous avons considéré un modèle d'atome moyen relativiste [5] qui résout, de manière itérative, l'équation de Dirac et permet entre autres, pour un couple densité température donné, de calculer, pour chaque couche atomique, son énergie et donc δ , son

ionisation, son nombre d'occupation et sa fonction d'onde radiale.

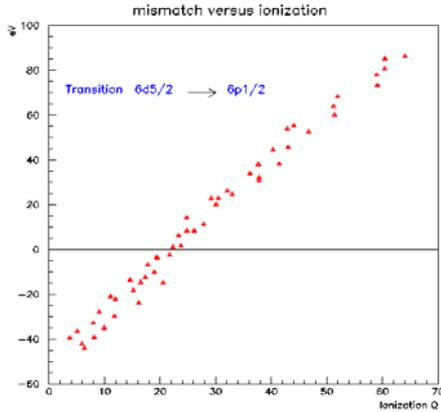


Figure 1 : Mismatch δ en fonction de l'ionisation, pour la transition P5-P2 et plusieurs densités.

La figure 1 montre que la transition atomique P5-P2 est résonnante pour une ionisation moyenne d'environ 23^+ , corroborant les résultats de Harston et al. [4]. Cela correspond à une température voisine de 100 eV et une densité de quelques 10^{-1} g/cm³.

Dans de telles conditions, le principal processus de disparition des configurations, dans un plasma à l'ETL, est de type collisionnel, pour lequel Baranger [6] donne une expression de la largeur.

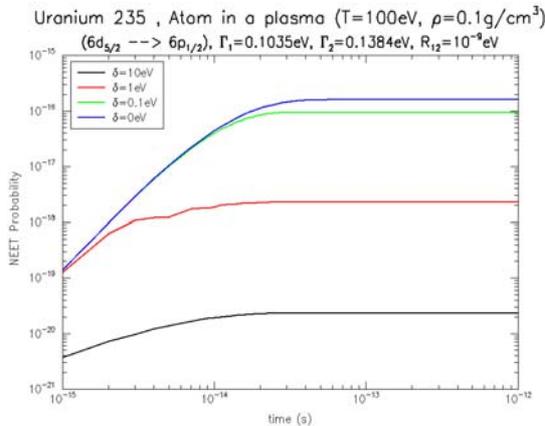


Figure 2 : Evolution de la probabilité NEET en fonction du temps, pour différents mismatches.

La figure 2 présente l'évolution de la probabilité NEET, pour différents δ , dans les conditions hydrodynamiques définies précédemment. On peut observer que la probabilité NEET atteint son maximum au bout de 10^{-14} s. Pendant tout ce temps, il faut s'assurer que l'équilibre thermodynamique est

conservé, ou, dit autrement, que la physique atomique n'évolue pas. La durée de cet équilibre peut être caractérisé par la durée de la condition de résonance définie par : $|\delta| < \Gamma_{\text{collision}}$. Dans les conditions thermodynamiques définies ci-dessus, on trouve 10^{-12} s. En fait, l'approche de l'atome moyen ne permet que de dégager des ordres de grandeurs. Rigoureusement, nous devons tenir compte de la dispersion statistique autour de la configuration atomique moyenne, qui comprend un très grand nombre de configurations réelles. Aux températures et densités considérées, ces dernières ont une largeur supérieure à l'espacement moyen entre deux configurations réelles. On peut alors définir une enveloppe de configurations de type gaussienne et de variance σ^2 [7].

Compte tenu des différents temps définis plus haut, on peut définir un taux NEET par unité de temps comme suit :

$$\lambda^{\text{NEET}}(\rho, T) = \frac{2\pi R_{12}^2}{\eta} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{\langle\delta\rangle^2}{2\sigma^2}}.$$

3. Calculs hydrodynamiques

Nous avons simulé l'interaction d'un des 60 faisceaux du laser Omega de Rochester. Une intensité de 10^{14} W/cm² pour une longueur d'onde laser de 1.06 μm permet de porter la zone ETL d'absorption-réémission, située juste au-delà de la densité de coupure du laser, dans les bonnes conditions hydrodynamiques (température de 100 eV et densité de quelques 10^{-1} g/cm³).

Afin de dimensionner une expérience, l'évaluation du nombre d'isomères formés tenant compte des variations des conditions thermodynamiques liées à l'hydrodynamique est en cours de réalisation. Ceci doit aboutir à une proposition d'expérience commune avec le LLNL sur le laser Omega.

Références

- [1] M. Morita, Progr. Theor. Phys. **49**, 1574 (1973).
- [2] S. Kishimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1831 (2000).
- [3] K. Aoki *et al.*, Phys. Rev. **C64**, 044609 (2001).
- [4] M. Harston *et al.*, Phys. Rev. **C59**, 2462 (1999).
- [5] B.F. Rozsnyai, Phys. Rev. **A5**, 1137 (1972)
- [6] M. Baranger, "Atomic and molecular processes", A. P. Bates, (1962).
- [7] G. Faussurier, C. Blancard, A. Decoster, *J. Quant. Radiat. Transfer* Vol 58, 571 (1997).

Etudes en DWBA microscopique

E. Bauge

Résumé. Le formalisme de DWBA microscopique couplé à l'interaction de Melbourne permet de dépasser les limites des potentiels optiques microscopiques locaux de type JLM.

Abstract. The microscopic DWBA approach, along with the Melbourne interaction allows to break the limitations of JLM-like local microscopic optical model potentials.

Ce travail est consacré à l'étude des réactions nucléaires directes induites par des nucléons avec une interaction plus complète que celle qui est habituellement utilisée [1]. Pour cela nous allons utiliser l'interaction de Melbourne [2] dans le formalisme de la DWBA microscopique [3]. L'interaction de Melbourne est une matrice 'g' calculée à partir de l'interaction nucléon-nucléon nue de Bonn. Cette interaction permet de traiter des transitions de spin et d'isospin (alors que l'approche JLM [1] ne permet que des transitions isoscalaires et isovectorielles). De plus, le formalisme de DWBA microscopique, qui traite explicitement le "knock-on exchange", permet de prendre en compte précisément les effets de non-localité (qui sont approximés en moyenne par des masses effectives dans le modèle JLM). Enfin, pour réaliser des calculs d'observables de réaction en DWBA il faut, en plus de l'interaction, une description des états initiaux et finaux de la cible ; pour cela deux choix s'offrent à nous, soit une description en modèle en couches qui est la description 'naturelle' pour le formalisme de DWBA microscopique, soit une description basée sur des calculs de champ moyen (Hartree-Fock, Hartree-Fock-Bogoliubov, HF+RPA) qui requièrent quelques transformations pour être utilisables dans le formalisme de DWBA microscopique.

Les deux possibilités ont été explorées. Nous avons utilisé des résultats de modèle en couches sans cœur [4] pour décrire la diffusion élastique et inélastique sur des noyaux légers (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{B}$). La figure 1 présente les résultats de calculs de diffusion élastique et inélastique sur le ${}^8\text{B}$ comparées avec les données expérimentales mesurées à GANIL [5] qui n'étaient pas bien décrites par l'approche [1]. Sur cette figure nous pouvons voir qu'avec la DWBA microscopique, l'interaction de Melbourne et le modèle en couches sans cœur, la diffusion élastique et inélastique sur l'état 3^+ (contaminé dans l'expérience par l'état 1^{+2}) sont bien décrites. Cependant la diffusion inélastique sur l'état 1^+ , bien que fortement améliorée par rapport aux résultats de l'approche [1], reste sous-estimée par nos calculs.

Nous avons aussi utilisé avec succès des fonctions d'ondes issues de calculs Hartree-Fock pour décrire la diffusion élastique sur des noyaux plus lourds.

Ces études montrent que l'approche de la DWBA microscopique est maintenant maîtrisée et peut être utilisée comme outil pour des classes de problèmes qui nécessitent d'aller au-delà du potentiel optique microscopique local de [1].

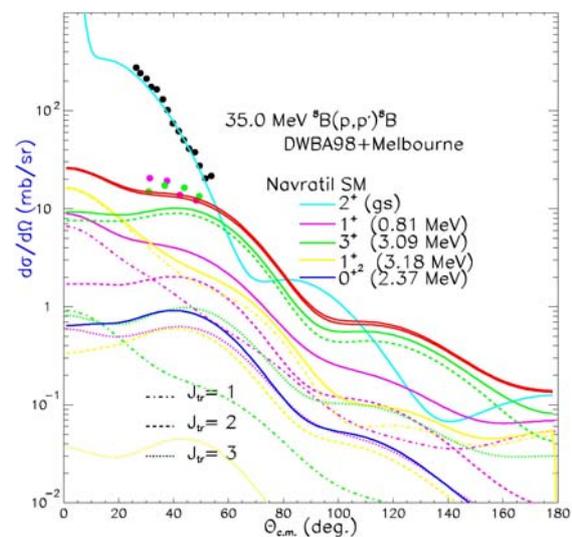


Figure 1. Diffusion élastique et inélastique de protons de 35 MeV sur du ${}^8\text{B}$.

Références

- [1] E. Bauge, J.P. Delaroche, M. Girod, Phys. Rev. C **63**, 024607 (2001).
- [2] P.J. Dortmans, K. Amos, Phys. Rev. C **49**, 1309 (1994).
- [3] J. Raynal, *Computer code DWBA91*, rapport NEA 1209/02, 1991 ; K. Amos, P.J. Dortmans, H.V. Von Geramb, S. Karatglidis, J. Raynal, *Advances in Nuclear Physics Vol 25*, (Plenum, New York, 2000).
- [4] E. Caurier, P. Navratil, W.E. Ormand, J.P. Vary, Phys. Rev. C **64**, 051301 (2001) ; P. Navratil communication privée.
- [5] D.Santonocito *et al.*, *Proton scattering on ${}^8\text{B}$* , Ann. Report 1998-1999 Univ. Paris IPN Orsay, p. 15 (2000).

Evaluations de données pour les isotopes d'europium

E. Bauge

Résumé. Une évaluation a été réalisée pour les isotopes de l'Europium en neutrons, protons et deutons incidents. Cette évaluation utilise pour la première fois le nouveau code TALYS et s'appuie sur des potentiels optiques microscopiques.

Abstract. An evaluation has been performed for neutrons, protons and deuterons incident on Europium isotopes. This evaluation uses for the first time the new TALYS code, and is built using microscopic optical model potentials.

L'évaluation des réactions sur les isotopes de l'Europium est un exercice qui présente des difficultés particulières du point de vue de la modélisation. Ces difficultés sont d'une part l'absence quasi complète de données expérimentales pour la plus grande partie des cibles considérées, notamment au niveau des observables relatives au potentiel optique, ce qui nous contraint à utiliser des potentiels optiques semi-microscopiques [1,2] qui permettent d'obtenir des prédictions assez fiables en l'absence de données expérimentales, et d'autre part la proximité de la fermeture de couche $N=82$ qui induit un changement de forme au fur et à mesure que l'on s'éloigne de cette couche. Ce changement de forme induit aussi un changement de modèle de réaction directe, depuis le modèle optique sphérique pour les faibles déformations, jusqu'au modèle rotationnel pour les fortes déformations, en passant par le modèle vibrationnel pour les cas intermédiaires. Ceci implique de plus, que pour le modèle statistique, on ne peut pas supposer que l'évaporation du $n^{\text{ième}}$ neutron peut se modéliser à l'aide des mêmes paramètres que ceux du premier neutron puisque le noyau composé a entre temps changé de structure. Il est donc souhaitable d'utiliser des coefficients de transmission spécifiques pour chaque étape du processus d'évaporation.

Ce traitement plus complet est rendu possible d'une part par le code TALYS [3] qui permet de gérer le changement de forme du noyau composé au cours de l'évaporation, et d'autre part par le fait que le modèle optique semi-microscopique utilisé dans cette étude [1,2] permet de générer tous les coefficients de transmission nécessaires avec une bonne prédictivité. Cette modélisation impose de connaître non seulement les coefficients de transmission associés aux noyaux cibles, mais aussi ceux qui sont associés à tous les noyaux résiduels possibles. Cette connaissance des coefficients de transmission présume bien sûr d'une bonne connaissance de la structure de tous les noyaux résiduels envisagés, ce qui justifie la place donnée aux études de structure dans cette étude. Ainsi, des calculs de Hamiltonien collectif [4] utilisant la force de Gogny [5] ont été réalisés pour tous les noyaux pair-pairs de l'intervalle $82 \leq N \leq 93$, $62 \leq Z \leq 64$ pour suivre l'évolution de la déformation des noyaux dans cette zone. Les autres noyaux de cette zone (impairs et impair-impairs) ont été traités dans le formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov axial avec blocage de la (des) particule(s) célibataire(s). L'ensemble de ces calculs de structure fournit aux modèles optiques [1,2]

les densités nécessaires au calcul des sections efficaces de réaction et aux coefficients de transmission eux-mêmes nécessaires aux calculs de modèle statistique réalisés dans TALYS. De plus, par comparaison avec des mesures d'observables associées au modèle optique, nous avons pu valider certains des résultats des calculs de structure. La figure 1 illustre une telle comparaison et montre que la collectivité de ^{152}Eu ainsi que les réactions (p,p') directes sur ^{152}Eu sont bien décrites par nos modèles.

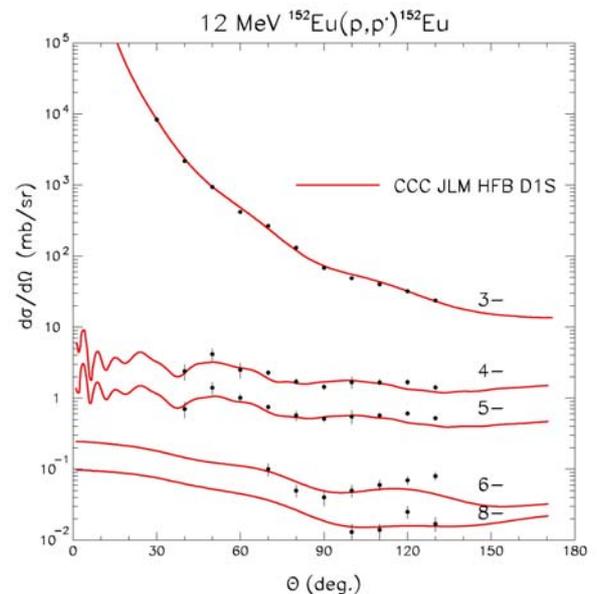


Figure 1. Exemple de comparaison calcul/expérience pour la réaction $12 \text{ MeV } ^{152}\text{Eu}(p,p')^{152}\text{Eu}$ sur les états de la bande de rotation du fondamental.

La suite de l'évaluation utilise le code TALYS [3] qui, comme nous l'avons dit plus haut, permet d'utiliser des jeux de coefficients de transmission spécifiques pour chacun des noyaux résiduels créés lors d'une chaîne d'évaporation. Les valeurs des paramètres restants (densités de niveaux, fonctions de force γ , etc...) sont issues des bibliothèques de paramètres RIPL/RIPL-II [6].

Une évaluation complète (de type activation/radiochimie) a été réalisée pour les isotopes d'europium sur une trentaine d'états de cible en neutrons, protons, et deutons incidents entre 1 keV et 30 MeV.

Des comparaisons entre évaluations et données expérimentales sont présentées sur les figures 2, 3 et 4.

L'accord calcul-données est bon, surtout si l'on considère les incertitudes et les contradictions entre les différents jeux de données (pour plus de détails voir [7]).

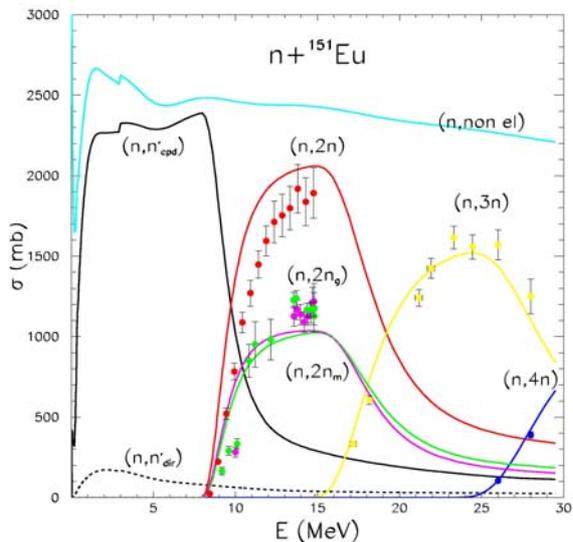


Figure 2. Comparaison évaluation/expérience pour la réaction $n+^{151}\text{Eu}$.

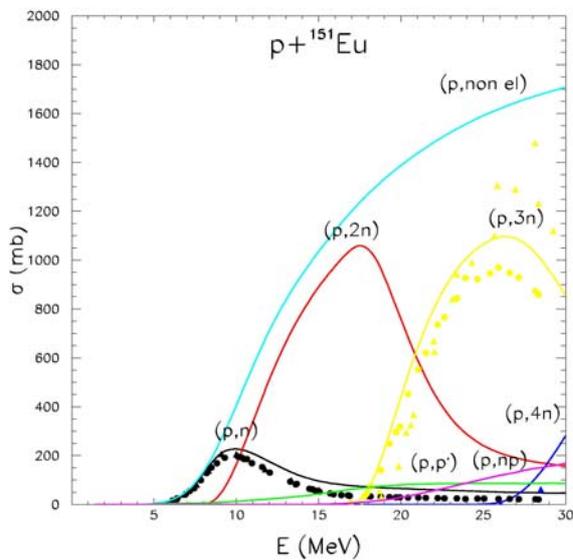


Figure 3. Comparaison évaluation/expérience pour la réaction $p+^{151}\text{Eu}$.

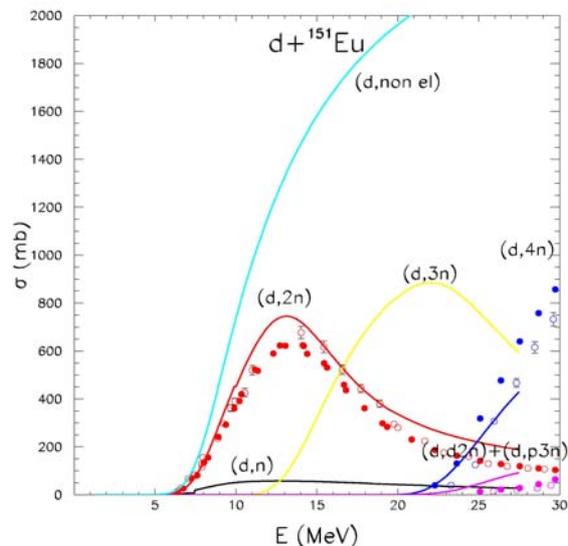


Figure 4. Comparaison évaluation/expérience pour la réaction $d+^{151}\text{Eu}$.

Références

- [1] E. Bauge, J.P. Delaroche, M. Girod, Phys. Rev. C **63**, 024607 (2001).
- [2] M. Dupuis, E. Bauge, *Potentiel optique semi-microscopique pour les deutons*, dans ce compte-rendu d'activité.
- [3] A.J. Konning, S. Hilaire, M. Duijvestijn, *TALYS 0.48 User Manual*, 2002.
- [4] J. Libert, M. Girod, J.P. Delaroche, Phys. Rev. C **60**, 054301 (1999).
- [5] J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny, Comp. Phys. Comm. **63**, 365 (1990).
- [6] Base de données RIPL, <http://iaeand.iaea.or.at/ripl>
- [7] E. Bauge, P. Dossantos-Uzarralde, C. Le Luel, S. Hilaire, *Evaluations sur les Europiums*, rapport CEA/DIF/DPTA/SPN CD (en cours).

Difficulté des modèles optiques standards pour reproduire les différences entre sections efficaces totales mesurées pour des isotopes du tungstène.

E. Bauge, J.P. Delaroche, P. Romain, F.S. Dietrich*, J.D. Anderson*, R. W. Bower*,
S. Grimes**, R. W. Finlay**, W. P. Abfalterer***, F. B. Bateman***,
R.C. Haight***, G.L. Morgan***

*Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550 USA

**Ohio University, Athens, OH 45701 USA

***Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545 USA

Résumé. Les différences entre sections efficaces totales ont été mesurées au laboratoire WNR de Los Alamos pour les isotopes $^{182}, ^{184}, ^{186}\text{W}$ dans la gamme d'énergie 5 MeV-560 MeV. Ces mesures ont été interprétées à l'aide du modèle optique. Les calculs réalisés en mode sphérique et déformé, incluant les dépendances habituelles en rayons de potentiel et en composantes d'isospin, ne reproduisent pas les oscillations mesurées. Ces oscillations peuvent être décrites jusqu'à 200 MeV à l'aide du modèle optique semi-microscopique développé récemment au sein du Service PN.

Abstract. Neutron total cross section differences have been measured over the energy range 5-560 MeV at the WNR facility in Los Alamos for the $^{182}, ^{184}, ^{186}\text{W}$ nuclides, and analyzed with the optical model. Spherical and deformed model potentials including standard radial and isospin dependances do not reproduce the experimental oscillations. These are well described using the semi-microscopic optical model developed in our laboratory.

Les différences entre sections efficaces totales mesurées sur une chaîne isotopique constituent un test fin du modèle optique. En effet, ces différences généralement sont de l'ordre de quelques dizaines de millibarns alors que chacune des sections efficaces est de l'ordre du barn. Ces différences sont porteuses d'information sur la dépendance en masse des rayons nucléaires et sur la composante en isospin des potentiels.

Pour étudier ces propriétés, de telles mesures ont été faites au Los Alamos National Laboratory sur les cibles $^{182}, ^{184}, ^{186}\text{W}$ aux énergies incidentes de neutrons comprises entre 5 MeV et 560 MeV. Les différences mesurées présentent des oscillations, pouvant atteindre 150 mb, qui ont été analysées à l'aide du modèle

optique. Qu'il soit sphérique ou déformé, ce modèle dans sa version phénoménologique est incapable de décrire correctement ces résultats. Une analyse détaillée des prédictions obtenues suggère la présence d'un effet de compensation entre les paramétrisations des rayons nucléaires et celles des potentiels d'isospin adoptés traditionnellement. Une bonne description des résultats expérimentaux est obtenue jusqu'à 200 MeV en utilisant le potentiel semi-microscopique établi antérieurement dans notre laboratoire. Cette comparaison confirme le caractère prédictif de ce potentiel basé sur des ingrédients microscopiques fiables.

Ce travail est en cours de publication dans le journal Physical Review C.

Potentiel optique phénoménologique et global pour les noyaux (quasi) sphériques jusqu'à 200 MeV.

J.P. Delaroche, A.J. Koning*

*Nuclear Research and Consultancy Group NRG

P.O. Box 25, 1755 ZG Petten, The Netherlands

Résumé. Des potentiels optiques phénoménologiques ont été construits pour des neutrons et protons incidents sur des noyaux sphériques et quasi sphériques dans la région de masse $24 \leq A \leq 209$ et couvrant la gamme d'énergie 1 keV - 200 MeV. Cette nouvelle génération de potentiels est d'une qualité bien supérieure à celle des potentiels phénoménologiques publiés à ce jour.

Abstract. Phenomenological optical model potentials are built for neutrons and protons with incident energies from 1 keV to 200 MeV, and for (near-) spherical nuclides in the mass range $24 \leq A \leq 209$. These new potentials show performances far superior to those of all other existing phenomenological ones.

Le potentiel optique joue un rôle essentiel dans les modèles de réaction nucléaire, en particulier ceux dédiés au système nucléon-noyau. Le potentiel optique doit bien sûr être construit de façon à bien décrire la diffusion élastique. Cependant, nous en attendons bien plus car il gouverne aussi des quantités dérivées qui ont un impact important dans l'évaluation des diverses voies non-élastiques. Un exemple bien connu est l'ensemble de matrices S, qui sert à construire des coefficients de transmission dans le modèle statistique d'évaporation de particules.

Parmi d'autres applications, citons le traitement en DWBA pour la diffusion inélastique vers des états discrets et du continu, et les modèles de pré-équilibre. Tous les modèles utilisés pour décrire l'ensemble des voies de réaction non-élastiques contiennent également d'autres ingrédients, par exemple des densités de niveaux. Les incertitudes intrinsèques à tous les ingrédients des modèles s'additionnent, et c'est pourquoi il est crucial de disposer de potentiels optiques de grande qualité.

Pour répondre à l'attente des utilisateurs –physiciens et évaluateurs de données- il a été décidé de construire de tels potentiels pour de nombreux noyaux sphériques et quasi-sphériques de masse $24 \leq A \leq 209$, dans la

gamme d'énergie 1 keV – 200 MeV. Ces potentiels ont un caractère phénoménologique pour en faciliter l'usage systématique à grande échelle. Dans l'élaboration de ces potentiels, des centaines de résultats expérimentaux (sections efficaces de diffusion élastique et pouvoirs d'analyse, sections efficaces totales et de réaction) publiés dans la littérature scientifique ont été utilisés. Sur cette base, les paramètres du potentiel optique ont été optimisés en utilisant des techniques empruntées à l'économétrie et des méthodes usuelles de recherche en grille (grid search method), à l'exclusion de méthodes de minimisation du χ^2 qui, pour nous, se sont montrées inadaptées.

Les potentiels ainsi construits sont d'une qualité surpassant celle de tous les potentiels disponibles dans la littérature.

Ces travaux ont été soutenus en partie par le projet HINDAS du "5th Euratom Framework program" (contrat no. FIKW-CT-2000-0031).

Ils sont en cours de publication dans le journal Nuclear Physics A.

Etudes de sensibilité et validation pour les systèmes



P.J. Dos Santos-Uzarralde, C. Le Luel, P. Morel, B. Morillon, P. Romain

Résumé. Des évaluations pour le transport de neutrons ont été réalisées pour les noyaux ${}^{238,239}\text{Pu}$. Pour expliquer les différences constatées dans un calcul de criticité entre les diverses évaluations relatives au ${}^{238}\text{Pu}$, nous avons quantifié le rôle de chacune de leurs composantes une à une. Des calculs ont également été réalisés pour le ${}^{239}\text{Pu}$ dans des expériences de criticité JEZEBEL.

Abstract. Evaluated data files for neutron transport calculations have been established for ${}^{238}\text{Pu}$ and ${}^{239}\text{Pu}$. To understand the differences observed between various ${}^{238}\text{Pu}$ evaluations in criticality calculations we have performed sensitivity calculations to determine the relative weight of each file components. Reactivity calculations have also been made for ${}^{239}\text{Pu}$ on JEZEBEL experiments.

1. Evaluations

De toutes nouvelles évaluations (BRC) des sections efficaces neutroniques des systèmes $n + {}^{238}\text{Pu}^{0+}$ et $n + {}^{239}\text{Pu}^{3/2+}$ ont été construites sur la même base cohérente que celles entreprises sur d'autres actinides [1]. Pour le noyau ${}^{238}\text{Pu}^{0+}$, la comparaison des sections efficaces et des multiplicités de neutrons prompts de fission issues de BRC avec celles provenant d'autres bibliothèques laisse ressortir d'énormes différences. La quantification de ces différences a été réalisée par des calculs de criticité. Des calculs ont également été réalisés par des calculs de criticité. Pour valider l'évaluation du noyau ${}^{239}\text{Pu}$, des calculs ont également été réalisés sur le benchmark JEZEBEL.

2. Le système $n + {}^{238}\text{Pu}^{0+}$

2.1 Section efficace de fission suspecte

Pour des neutrons d'énergie incidente supérieure à 5 MeV, les valeurs expérimentales de la section efficace de fission semblent suspectes (surestimation). En effet ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les sections efficaces de formation du noyau composé émanant d'un quelconque calcul de modèle optique en voies couplées. Vouloir reproduire ces mesures avec nos modèles nous condamne à inhiber le flux vers les autres voies de réaction. Certes c'est le choix fait dans la majorité des évaluations, ce qui explique les différences précédemment citées, en particulier pour la voie inélastique parfois complètement étouffée au profit de la voie de fission.

2.2 Quantification par des études de sensibilité

Nous avons réalisé à l'aide du programme MCNP des simulations avec les différentes évaluations. Pour ce faire nous avons considéré une sphère composée uniquement de ${}^{238}\text{Pu}$ dont le rayon et la densité ont été fixés pour obtenir une configuration proche de la criticité avec l'évaluation ENDF/B-VI. Les résultats reportés dans le tableau 1 ci-dessous montrent que les évaluations JEF2.2, JENDL3.2 et BRC ont une réactivité nettement plus importante que ENDF/B-VI. La configuration ayant été définie critique pour l'évaluation ENDF/B-VI, c'est donc cette dernière qui a été choisie comme référence.

Tableau 1. Coefficients de multiplication (k_{eff}) obtenus avec différentes évaluations.

Librairies	k_{eff}	$\delta k_{\text{eff}} (1 \sigma)$ p.c.m.
BRC	1.06321	14
JEF2.2	1.02475	15
JENDL3.2	1.05258	14
ENDF/B-VI	1.00209	14

Dans le tableau 2 ci-dessous nous avons donc reporté les résultats des différentes simulations pour lesquelles ont été remplacées une à une dans le fichier ENDF/B-VI chacune des composantes du fichier BRC.

Tableau 2. Impact des différentes composantes de notre évaluation sur un calcul de coefficient de multiplication (k_{eff}).

	k_{eff}	$\delta k_{\text{eff}} (1 \sigma)$ p.c.m.	Ecart B-VI/BRC p.c.m.
ENDF/B-VI Référence	1.00209	14	-
B-VI + Inélastique BRC	1.01848	14	+1639
B-VI + Fission BRC	1.00787	14	+578
B-VI + Élastique BRC	1.00469	14	+260
B-VI + Capture BRC	0.99021	13	-1188
B-VI + v-prompt BRC	1.02488	14	+2279
B-VI + Spectres fission.BRC	1.02766	14	+2557
Total			+6125

Parmi toutes les composantes, celles qui jouent le rôle le plus important sont les sections efficaces de diffusion inélastique et les spectres de neutrons prompts de fission ainsi que leurs multiplicités. Une analyse approfondie des spectres en énergie des flux de neutrons calculés par MCNP avec les différentes évaluations a permis de montrer que ce sont

avant tout les sections efficaces de diffusion inélastique (ralentissement) qui jouent un rôle primordial. Or, comme mentionné au plus haut, l'intensité du flux emporté par les voies inélastiques dépend essentiellement du choix (modèles ou « fit ») des évaluateurs face au crédit accordé aux valeurs des sections efficaces de fission expérimentales au-delà de 5 MeV.

Pour consolider notre évaluation BRC, il serait donc souhaitable d'entreprendre une nouvelle mesure de la section efficace de fission dans cette zone d'énergie.

3. Le système $n + {}^{239}\text{Pu}^{3/2+}$

3.1 Calcul de la masse critique du ${}^{239}\text{Pu}$ dans un état excité

Le calcul du coefficient de multiplication (k_{eff}) a été effectué en supposant une géométrie sphérique sans réflecteur avec une source interne dont le spectre de fission est de type Watt. La composition se limite au seul isotope de ${}^{239}\text{Pu}$ et exclut la présence d'impuretés.

L'objectif est d'évaluer par des calculs de sensibilité et d'incertitude les effets des données nucléaires sur des grandeurs physiques macroscopiques.

Les spécifications adoptées pour la description de cette expérience sont celles décrites en références [3,4]. Le tableau 3 illustre le très bon accord entre les prédictions du fichier BRC et la valeur expérimentale du coefficient de multiplication k_{eff} .

Tableau 3. JEZEBEL sans réflecteur : calcul de coefficient de multiplication (k_{eff}).

	k_{eff}	$\delta k_{\text{eff}} (1 \sigma)$ p.c.m.
Expérience	1.00000	200
BRC	0.99998	13

3.2 Jezebel avec réflecteur

Il s'agit d'un calcul spécifique pour une sphère de ${}^{239}\text{Pu}$ bordée d'une épaisseur de réflecteur [3],

l'introduction du réflecteur permettant de déplacer le spectre des neutrons vers les basses énergies.

En se plaçant exactement dans les mêmes hypothèses de simulation que dans le rapport [3], nous trouvons encore un bon accord entre le calcul et l'expérience comme on peut s'en convaincre à la lecture du tableau 4.

Tableau 4. JEZEBEL avec réflecteur : calcul de coefficient de multiplication (k_{eff}).

	k_{eff}	$\delta k_{\text{eff}} (1 \sigma)$ p.c.m.
Expérience	1.00000	100
BRC	0.99857	116

D'autres expériences intégrales associées à différents spectres de neutrons dans des cœurs de réacteur ont également été analysées avec succès, en collaboration avec nos collègues du CEA/Cadarache.

4. Perspectives

Ces deux nouvelles évaluations sont en cours de tests dans d'autres expériences intégrales (MUSE, PROFIL, etc.).

Références

- [1] M.J. Lopez Jimenez et P. Romain «*Evaluations pour les systèmes $n + {}^{238}\text{U}, {}^{238-240}\text{Pu}$ jusqu'à 60 MeV. Barrières de fission à trois bosses.*», ce rapport.
- [2] P. Romain et al., «*The $n + {}^{239}\text{Pu}$ System – New Data Evaluation and Validation Methods.*», Int. Conf. On Nuclear Data For Science and Technology (ND2001), October 7-12 2001, Tsukuba, Japan.
- [3] NEA Nuclear Science Committee, International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. NEA/NSC/DOC(95) 3 September 2000
- [4] R.D. O'Dell, «*Bare Sphere of Plutonium-239 Metal.*», NEA/NSC/DOC(95) 03/I Volume 1 PU-MET-FAST-001.

Derniers développements des codes de cascade intranucléaire et de fragmentation.

H. Duarte

Résumé. La code de cascade intranucléaire BRIC a été amélioré dans le domaine des faibles énergies intermédiaires en prenant en compte des effets de milieu. Les nouveaux résultats sont en meilleur accord avec les données expérimentales pour un large domaine d'énergie et de noyaux cibles. Le code de fragmentation basé sur le modèle de Fermi Breakup a également été étendu pour traiter les noyaux excités de masse $A \leq 28$ produits par cascade, ce qui améliore nettement le calcul des taux de production des noyaux résiduels dans cette gamme de masse.

Abstract. The intranuclear cascade code of Bruyères-le-Châtel BRIC has been improved at low intermediate energy and now takes into account medium effects. Its results are in better agreement with experimental data on a wide range of incident energy and of target nucleus. The fragmentation code based on the Fermi Breakup model has also been extended to treat excited nuclei produced by the cascade below $A=28$ with an improvement of the excitation functions.

La réaction inélastique d'une particule légère aux énergies intermédiaires, ou réaction de spallation, peut être modélisée en deux étapes : une étape rapide similaire à une cascade de collisions nucléon-nucléon intranucléaires qui conduit à l'émission de particules dont le spectre en énergie est continu, et à la formation d'un noyau excité, d'une étape lente qui correspond à la désexcitation de ce noyau excité par évaporation/fission voire fragmentation. Les modèles de cascade intranucléaire, Boltzmann-Uehling-Uehlbeck (BUU) [1] et Quantum Molecular Dynamics (QMD) [2] décrivent cette première étape par des techniques Monte-Carlo de simulation tridimensionnelle. Ils se différencient des modèles de pré-équilibre qui, pour la plupart, résolvent des équations maîtresses.

Les observables physiques dépendant uniquement de la première étape sont les spectres de pions et surtout la partie haute énergie ($E > 20$ MeV typiquement) des spectres simplement et doublement différentiels des nucléons produits. La partie basse énergie de ces spectres est la somme des contributions des deux étapes, la contribution des neutrons évaporés représentant la majorité des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV mais également la majorité des particules évaporées. D'autres observables physiques sont les taux de production des noyaux résiduels après réaction ; elles dépendent donc de l'ensemble des modèles utilisés.

L'approche en deux étapes donne en moyenne de bons résultats aux hautes énergies incidentes, typiquement supérieures à 300-400 MeV, en ce qui concerne la production de particules et de résiduels de spallation. Dans les spectres doublement différentiels de production de nucléons, au-delà de la composante d'évaporation, il apparaît cependant quelques défauts systématiques par rapports aux données expérimentales tels qu'une sous-production des nucléons aux angles arrières par rapport à l'axe du faisceau de particules incidentes, et un pic trop important aux angles avant. Ces défauts sont encore plus visibles pour les réactions d'énergie incidente inférieure à 300 MeV, ce qui conduit à un accord moyen avec les résultats des modèles de pré-équilibre autour de 150 MeV.

Pour améliorer les spectres des particules émises lors de la cascade, nous avons pris comme exemple des modèles sophistiqués de dynamique nucléaire tels que BUU et QMD. Ce dernier modèle donne en effet de bons résultats non seulement à haute énergie mais également autour de 100 MeV [2]. Ces modèles nécessitent cependant un grand temps de calcul, ce qui représente un désavantage majeur pour le calcul en ligne des réactions inélastiques dans un code de transport macroscopique. Le code de cascade de Bruyères-le-Châtel BRIC a été amélioré sur différents points en s'inspirant de la physique intrinsèquement incluse dans ces modèles tout en conservant un temps de calcul modéré. Plusieurs effets de milieu sont maintenant pris en compte :

- les équations du mouvement qui régissent en grande partie la dynamique du système dans la cascade sont correctement traitées contrairement à ce qui était fait auparavant ; la réfraction absente, est maintenant prise en compte ;
- les sections efficaces nucléon-nucléon élastiques sont celles calculées dans la matière nucléaire au lieu d'être identifiées à celles des processus libres ;
- le puits de potentiel utilisé dans la cascade se rapproche d'une paramétrisation d'un potentiel Hartree-Fock pour les noyaux légers et intermédiaires, ce qui modifie encore les équations du mouvement pour ces noyaux.

D'autres effets ont également été étudiés et sont maintenant implémentés. Les nouveaux résultats sont en meilleur accord avec les données expérimentales sur de grandes gammes en énergie (50 à 1600 MeV) et de noyaux cibles (aluminium à uranium) en ce qui concerne les spectres doublement et simplement différentiels.

La figure 1 présente deux calculs de section efficace doublement différentielle de production de protons dans la réaction $p^{+197}\text{Au}$ à 150 MeV. Les histogrammes bleus et rouges correspondent aux résultats du code BRIC "standard" (1.0) et ceux de la version incluant ces corrections (1.4), respectivement. On note une nette amélioration aux angles avant et arrières.

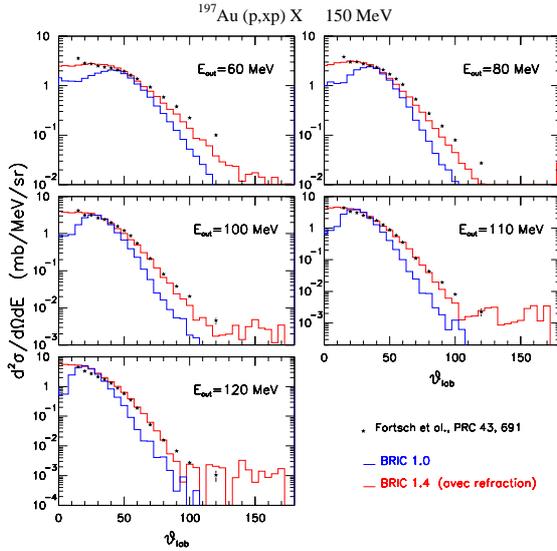


Figure 1. Section efficace doublement différentielle de production de protons d'énergie E_{out} en fonction de l'angle de détection θ_{lab} dans le référentiel du laboratoire, pour la réaction $p+^{197}\text{Au}$ à 150 MeV. Les histogrammes rouges et bleus sont les résultats du code de cascade intranucléaire BRIC avec et sans les derniers développements, respectivement.

Une des applications des modèles de réaction inélastique est l'étude de l'irradiation de matériaux semi-conducteurs par des nucléons en électronique. De telles études sont réalisées par des équipes à la DAM et au Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de l'Université de Montpellier. Lors de l'irradiation de noyaux légers tels que le silicium par des nucléons, les noyaux de recul provenant de la réaction (élastique ou inélastique) nucléon-noyau induisent la création de paires électrons-trous dans le matériau semi-conducteur lors du recul de ces noyaux. L'énergie déposée, et donc le nombre de paires, dépendent de leur charge et masse et de leur énergie cinétique, ainsi que du matériau. Nous résumons grossièrement en disant qu'une particule chargée ayant une énergie cinétique suffisamment grande peut ainsi faire commuter un transistor (passage d'une valeur binaire de 0 à 1 et réciproquement) sous certaines conditions géométriques.

Si les quantités physiques les plus importantes pour ces études sont les énergies cinétiques des particules chargées et notamment celles des noyaux de recul, leur mesure expérimentale n'est guère facile dans le cas d'une réaction inélastique. Une autre quantité physique importante correspond au taux de production des noyaux de recul. Celle-ci est disponible pour plusieurs couples "noyaux cibles-noyaux de recul" à différentes énergies de la particule incidente $E_p^{(lab)}$, et forme ce que l'on appelle des fonctions d'excitation. Ces fonctions

d'excitation servent à tester la validité des modèles de réaction inélastique.

L'approche Monte-Carlo utilisée dans les codes de cascade intranucléaire, d'évaporation et de fragmentation permet d'obtenir toute l'information "nucléaire" nécessaire aux études électroniques. Le modèle de fragmentation dit de Fermi Breakup, basé sur une approche statistique micro-canonique, est cependant mieux adapté pour traiter la désexcitation des noyaux légers excités que ne l'est le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf.

Le code de fragmentation était précédemment limité aux noyaux excités légers de masse $A \leq 20$, l'évaporation se chargeant des noyaux excités de masse supérieure. Ce code ainsi que son fichier d'entrée contenant la description des noyaux a été étendu jusqu'à la masse $A=28$. La figure 2 présente une comparaison des résultats de trois calculs de section efficace de production de noyaux de recul aux valeurs expérimentales. La combinaison de BRIC et du code de fragmentation étendu aux masses $A \leq 28$, donc sans étape d'évaporation (courbes rouges), améliore nettement les fonctions d'excitation de la réaction $p+^{27}\text{Al}$ sur la plage 10 MeV- 2 GeV.

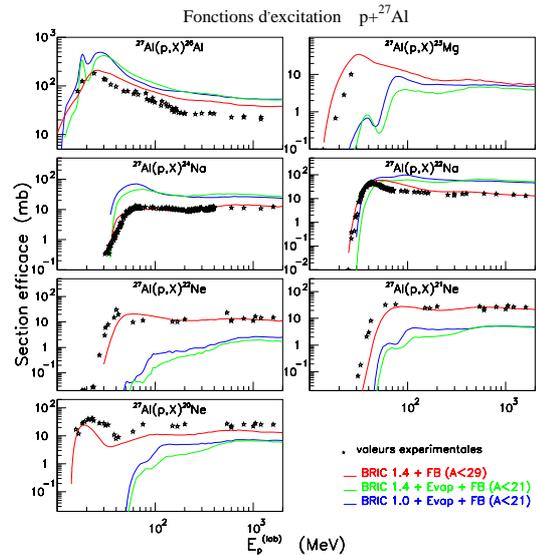


Figure 2. Fonctions d'excitation $^{27}\text{Al}(p,x)X$. Les calculs font intervenir le modèle de fragmentation, dit de Fermi Breakup, à différentes masses seuil des noyaux excités durant la phase de désexcitation.

Références

- [1] G.F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. **160**, 189 (1988).
- [2] K. Niita *et al.*, Phys Rev. C **52**, 2620 (1995).

Potentiel optique semi-microscopique pour les deutons

M. Dupuis, E. Bauge

Résumé. Dans cette étude, nous construisons un potentiel optique deuton-noyau en convoluant un potentiel optique nucléon-noyau semi-microscopique avec la fonction d'onde du deuton et en appliquant des facteurs de normalisation phénoménologiques de manière à maximiser l'accord calcul/expérience.

Abstract. In this study, we build a deuteron-nucleus optical model potential by convoluting a semi-microscopic nucleon-nucleus optical model potential with the deuteron wave function, and applying phenomenological normalization factors to maximize the agreement between calculations and experimental data.

La connaissance du potentiel optique deuton-noyau est essentielle pour pouvoir réaliser des évaluations avec des deutons dans la voie d'entrée. Pour construire un tel potentiel nous avons choisi de nous baser sur l'expérience acquise dans le domaine des potentiels optiques nucléon-noyau [1] et de lancer une étude [2] fondée sur la convolution de ces potentiels nucléon-noyau avec la fonction d'onde du deuton limitée à sa composante s . Cette approche est une extension de celle de [3] dans laquelle la fonction d'onde du deuton est approximée par une fonction de Dirac.

La convolution des potentiels nucléon-noyau en un potentiel optique deuton noyau s'écrit:

$$U_d(\vec{R}) = \int [U_n(\vec{R} - \vec{s}, E') + U_p(\vec{R} + \vec{s}, E')] \Psi^2(\vec{s}) d\vec{s},$$

avec U_d le potentiel deuton-noyau, U_n le potentiel neutron-noyau [1], U_p le potentiel proton-noyau [1], R la position du centre de masse du deuton, s la position du proton dans le système du centre de masse du deuton, E' l'énergie où sont évalués les potentiels optiques nucléon-noyau (avec $E' = E - Vc/2$), et Ψ la composante s de la fonction d'onde du deuton renormalisée à 1.

Pour permettre un bon accord entre nos calculs et les données expérimentales, nous avons appliqué des facteurs de normalisation sur la profondeur des potentiels calculés. Ces facteurs sont 0.9 pour la partie réelle et 0.92 pour la partie imaginaire du potentiel.

Le potentiel décrit plus haut a été testé en comparant ses prédictions avec un échantillon de données expérimentales couvrant les noyaux sphériques de masse $A > 40$ et pour des énergies de deutons incidents $E > 1$ MeV. L'accord calcul/expérience obtenu avec notre modèle est de la même qualité que celui obtenu avec les potentiels globaux existants. En ce qui concerne la section efficace de réaction l'accord est assez satisfaisant sur un grand intervalle d'énergies incidentes ce qui montre que ce potentiel est d'ores et déjà utilisable pour l'évaluation.

De ce fait, le potentiel décrit ici a été utilisé pour réaliser une évaluation sur les isotopes de l'Europium

[4], et semble donner des résultats tout à fait satisfaisants.

Le potentiel présenté ici doit être considéré comme un premier essai dans le domaine des potentiels pour des particules composées et il existe de nombreuses voies pour l'améliorer. Une amélioration évidente consisterait à prendre en compte la partie d de la fonction d'onde du deuton comme dans [5], ce qui permettrait de calculer les observables de polarisation tensorielles. L'autre point à améliorer réside dans l'inclusion d'un potentiel de polarisation qui prendrait spécifiquement en compte les effets de breakup et de dissociation inélastique du deuton, effets qui sont actuellement "cachés" dans les renormalisations des profondeurs de potentiels (dont l'utilisation ne donne pas entière satisfaction aux énergies $E_d > 50$ MeV où la diffusion élastique aux grands angles est surévaluée). Dans [2] nous avons tenté une approche phénoménologique d'un tel potentiel de polarisation simulant le breakup. Cependant, l'introduction de ce terme, qui certes améliore l'accord avec les sections efficaces différentielles mesurées, détruit l'assez bon accord que nous avons obtenu pour les sections efficaces de réaction car il conduit à des potentiels de rayons carrés moyens bien trop importants. D'autres études sont nécessaires pour développer un potentiel de polarisation qui permettrait de bien décrire à la fois les sections efficaces différentielles et de réaction.

Finalement, il faudra étendre ce potentiel, actuellement sphérique, aux noyaux déformés afin de pouvoir les traiter dans le formalisme des voies couplées (et non en modèle optique sphérique).

Références

- [1] E. Bauge, J.P. Delaroche, M. Girod, Phys. Rev. C **63**, 024607 (2001).
- [2] M. Dupuis, *Recherche d'un modèle optique semimicroscopique global dans une approche de double convolution de potentiels optiques nucléon-noyau*, rapport de stage DPTA/SPN 2002.
- [3] S. Watanabe, Nucl. Phys. **8**, 484 (1958).
- [4] E. Bauge, *Evaluations de données pour les traceurs de particules chargées*, dans ce rapport d'activité.
- [5] J. Raynal, Rapport CEA No. CEA-R-2511 (1964).

Structure des noyaux de drip-line à drip-line

S. Hilaire, M. Girod

Résumé. Des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov basés sur la force DIS de Gogny et restreints à la symétrie axiale ont été effectués pour tous les isotopes pairs-pairs compris entre le carbone et le fermium. Cette étude permet d'obtenir de nombreux résultats dont l'analyse est actuellement en cours aussi bien pour les propriétés de structure des noyaux (appariement, déformation, super- et hyper-déformation) que pour les densités de niveaux.

Abstract. Hartree-Fock-Bogoliubov calculations based on the DIS Gogny force and restricted to axial symmetry have been performed for all even-even isotopes between Carbon and Fermium. This study provides us with extensive results whose analysis is presently underway for the nuclei structure properties (pairing, deformation, super- et hyper-deformation) as well as for nuclear level densities.

Les calculs microscopiques de structure nucléaire basés sur la force de Gogny permettent d'étudier des noyaux dans des situations extrêmes, qu'il s'agisse de noyaux éloignés de la vallée de stabilité ou de noyaux extrêmement déformés. Avec les nouvelles préoccupations technologiques, liées notamment aux problèmes de traitement des déchets nucléaires, faisant intervenir des réactions nucléaires à des énergies de plusieurs centaines de MeV, le comportement des noyaux exotiques ne constitue plus seulement un problème de physique fondamentale mais devient important sur un plan plus pratique. En effet, il est clair que de telles réactions produisent des noyaux très éloignés de la vallée de stabilité - et pour la plupart hors d'atteinte de toute mesure expérimentale - dont le comportement dans un flux intense de neutrons revêt néanmoins une importance certaine. Dans ces conditions, seule l'utilisation de modèles théoriques peut permettre de pallier les besoins ne pouvant être couverts sur le plan expérimental.

Depuis quelques années maintenant, de multiples outils ont été développés pour permettre d'établir des liens entre les résultats fournis par les études sur la structure des noyaux et les modèles de réactions nucléaires décrivant la manière dont ces noyaux interagissent avec des projectiles légers [1,2]. Il apparaissait donc utile de disposer de prédictions théoriques aussi complètes que possible sur la structure des noyaux. Dans ce contexte, tous les noyaux pairs-pairs compris entre le carbone et le fermium ont été étudiés. La description de ces noyaux a été réalisée dans le cadre de la théorie Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB). Le seul ingrédient de cette méthode de champ moyen est l'interaction effective DIS de Gogny. Pour le moment, nous avons limité les temps de calcul en imposant la symétrie axiale et en se limitant aux noyaux pairs-pairs compris entre $Z=6$ et $Z=100$. Au total, 1392 noyaux sont prédits ayant une durée de vie non nulle vis-à-vis de l'émission d'une particule. Du côté de la drip-line proton, nous n'avons pas pris en compte l'existence de la barrière coulombienne capable de retenir un proton d'énergie légèrement positive. Pour chacun de ces noyaux, les surfaces d'énergies potentielles en fonction de la déformation axiale sont disponibles ainsi qu'un grand nombre de quantités telles que les rayons [3], les déformations, les moments d'inertie, les énergies

d'appariement [4] etc. De telles informations permettent de choisir rapidement les modèles les plus appropriés pour décrire ces noyaux dans les codes de réactions nucléaires. A titre d'illustration, la connaissance de la déformation quadripolaire β de l'état « fondamental » des noyaux (voir figure 1) permet de choisir si un modèle optique sphérique ou déformé est approprié et la surface d'énergie potentielle, dans le cas d'un noyau déformé, permet de choisir entre une description en terme de noyau rotateur ou vibreur.

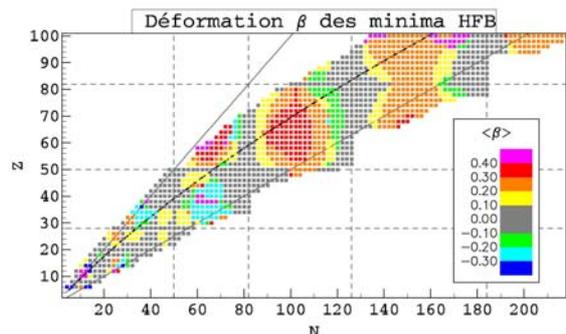


Figure 1. Carte des déformations axiales des 1392 noyaux pairs-pairs dans leur état fondamental. Les couleurs repèrent la valeur du paramètre de déformation quadripolaire β de l'état d'énergie minimum obtenue par la méthode HFB. Les lignes tracées en trait fin représentent les courbes $N=Z$ et $N=2Z$; la ligne intermédiaire localise le fond de la vallée de stabilité.

Un autre champ d'application concerne la détermination des densités de niveaux des noyaux que nous pouvons estimer à partir des niveaux individuels des fermions constituants. Grâce à des études globales, on peut en effet tester d'une façon systématique les formules phénoménologiques supposées décrire ces densités de niveaux et les divers paramètres que ces formules contiennent. Une telle analyse nous a permis de constater que la formule analytique d'Ignatyuk, largement utilisée dans les codes de réactions nucléaires, n'était pas toujours suffisante [5]. L'élaboration d'une expression plus complète est actuellement en cours.

Cette étude apporte aussi de précieuses indications sur la persistance ou non des effets de couches au voisinage des « drip-lines » : on peut voir dans la *figure 1* que, si les couches magiques $N=20, 28$ et 50 ont tendance à disparaître, elles persistent pour $N=82, 126$ et aussi $N=184$. En revanche, on ne voit pas apparaître de nouveaux nombres magiques au voisinage des drip-lines. Cette question fait toujours l'objet d'une grande activité tant expérimentale que théorique.

Citons enfin une autre application importante d'une telle étude extensive : la localisation de régions de masse susceptibles de contenir des états super- et hyper-déformés qui sont actuellement recherchés expérimentalement. Outre les régions maintenant bien connues de superdéformation, nous pouvons prédire les régions où l'existence d'états hyperdéformés est susceptible d'être mise en évidence. Les *figures 2* et *3* montrent les régions de la carte des éléments où de tels états peuvent exister. Compte tenu de la profondeur souvent faible des troisièmes puits où pourraient se localiser les états hyper-déformés, il est probable que les bandes rotationnelles ne commencent qu'à des « spins » assez élevés. C'est pourquoi nous avons estimé la forme de ce puits dans le cas d'un noyau en rotation. Pour cela, nous avons ajouté à l'énergie HFB une énergie rotationnelle calculée comme $\hbar^2 * I(I+1) / 2\mathcal{J}_X$ où I représente le spin et \mathcal{J}_X le moment d'inertie selon l'axe X perpendiculaire à l'axe de symétrie Z et calculé à l'approximation d'Inglis. Cette énergie a pour effet de créer un puits là où, à spin nul, existe un simple point d'inflexion. Nous avons pris de façon arbitraire un spin limite de $18 \hbar$. C'est pourquoi on peut voir sur la *figure 2* qu'un nombre assez grand de noyaux peuvent présenter un second puits. Dans le cas de l'hyperdéformation, le nombre de noyaux est nettement plus faible mais aussi non négligeable. Il faut noter l'influence du nombre de neutrons $N=108$ près duquel se concentre un grand nombre de candidats relativement proches de la vallée de stabilité.

Connaître l'énergie et la nature de l'état fondamental et des états excités nécessite de décrire la dynamique de ces noyaux. Nous n'avons pas voulu montrer les résultats car ils peuvent être ambigus, voire faux, quand on se limite à la seule symétrie axiale. Nous espérons pouvoir étendre ce calcul en permettant les déformations triaxiales de type Q_{22} , ce qui nous ouvrira la possibilité de traiter la dynamique selon les cinq modes quadripolaires intégrant à la fois les modes de vibration, et la rotation, et d'avoir ainsi une description beaucoup plus riche et complète de l'ensemble des noyaux [6].

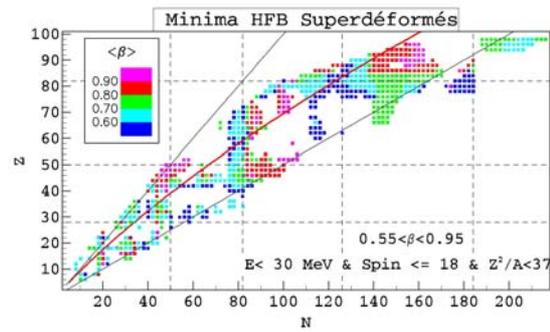


Figure 2. Carte des noyaux pairs-pairs présentant un minimum superdéformé de déformation quadripolaire β compris entre 0.55 et 0.95, d'énergie inférieure à 30 MeV et ayant un spin au plus égal à $18\hbar$.

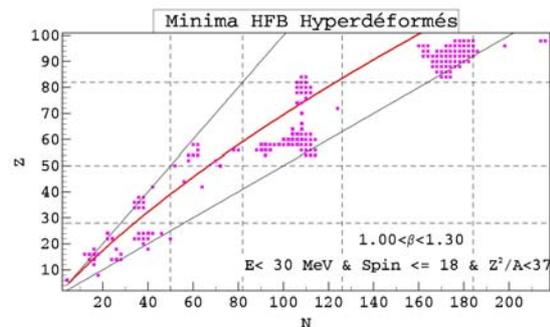


Figure 3. Carte des noyaux pairs-pairs présentant un minimum hyperdéformé de déformation quadripolaire β compris entre 1.0 et 1.3, d'énergie inférieure à 30 MeV et ayant un spin au plus égal à $18\hbar$.

Références

- [1] S. Hilaire, J.P. Delaroche et M. Girod, Eur. Phys. J. A. **12**, 169 (2001).
- [2] E. Bauge, J.P. Delaroche et M. Girod, Phys. Rev. C. **58**, 1118 (1998); Phys. Rev. C. **63**, 024607 (2001).
- [3] M. Kleban, B. Nerlo-Pomorska, J.F. Berger, J. Dchargé, M. Girod et S. Hilaire, Phys. Rev. C. **65**, 024309 (2002).
- [4] S. Hilaire, J.F. Berger, M. Girod, W. Satula et P. Schuck, Phys. Lett. B. **531**, 61 (2002).
- [5] S. Hilaire, à publier.
- [6] J. Libert, M. Girod, et J.-P. Delaroche, Phys. Rev. C. **60**, 054301 (1999).

Le code de réactions nucléaires TALYS

S. Hilaire et A.J. Koning*

*NRG Petten, Pays-Bas

Résumé. *Un nouveau code de simulation de réactions nucléaires, TALYS, a été développé afin de pallier les lacunes du code GNASH et le fabriquer des bibliothèques de fichiers évalués destinés aux applications. Si TALYS est toujours en développement pour inclure de nouvelles modélisations physiques telles que la cinématique des réactions binaires, il fournit d'ores et déjà des résultats comparables à ceux de GNASH.*

Abstract. *A new nuclear reaction code has been developed to palliate the weakness of GNASH and create evaluated file libraries. Even if TALYS is still under development to include new modelisations of physical processes such as the binary reaction kinematics, it already provides with results comparable to those from GNASH.*

L'évaluation des données nucléaires a connu, depuis quelques années, un considérable regain d'intérêt. De nombreux ingrédients nécessaires aux évaluations ont pour cette occasion été revisités pour tenter d'y introduire un maximum d'informations microscopiques [1,2]. Pour exploiter ces nouveaux développements, on ne disposait, jusqu'à il y a peu, que d'un seul outil, développé dans les années 70 par le laboratoire américain de Los Alamos : le code GNASH [3]. Ce code, écrit à une époque où l'informatique n'était pas suffisamment flexible pour inclure, de façon simple et lisible, nos nouveaux développements.

Dans ce contexte, l'élaboration d'un nouveau code (appelé TALYS) de simulation de réactions nucléaires a été décidée et entreprise en collaboration entre les membres de notre laboratoire et A.J. Koning du laboratoire NRG de Petten (Pays-Bas). Le principal objectif était de disposer d'un outil performant (exploitant la capacité des machines modernes) et dont le contenu soit entièrement maîtrisé. Cet objectif a été atteint [4] et TALYS permet à présent de fournir une description complète des réactions nucléaires pour des cibles allant du carbone au fermium et des projectiles tels que des neutrons, des protons, des deutons, des tritons, des noyaux d'hélium (^3He ou ^4He) ou des photons avec des énergies incidentes couvrant un domaine de quelques keV à quelques centaines de MeV. Pour cela, des modèles de réactions pour décrire les processus d'interaction directe, de formation/décroissance de noyaux composés (modèle d'Hauser-Feshbach [5]) et de pré-équilibre [6] ont été introduits. Seul le module ECIS [7], qui fournit à TALYS des informations de base (sections efficaces de diffusion élastique et inélastique, coefficients de transmission) et traite l'interaction directe, n'est pas un produit de la collaboration Bruyères-Petten.

La description de tous les processus possibles dans une réaction nucléaire est un problème tellement complexe que nous ne pouvons attendre la disponibilité d'une description parfaite de tous les ingrédients nécessaires. Nous avons donc préféré développer un programme complet qui fournisse systématiquement des résultats, même approximatifs, quitte à ensuite raffiner les

différents modèles introduits pour améliorer les prédictions et atteindre la qualité désirée.

L'obtention de réponses systématiques est rendue possible grâce à une base de données. Si les caractéristiques minimales d'une réaction, à savoir le nom de la cible, sa masse, le type de projectile et enfin son énergie incidente, sont indiquées au code, tous les autres ingrédients nécessaires sont fournis par défaut par le biais de cette base de données. Il est fort probable que les valeurs par défaut ne seront pas optimales, mais elles assurent au programme une robustesse certaine. En effet, un calcul ne sera jamais interrompu en raison d'un manque d'information sur un noyau intervenant dans la simulation des divers processus physiques. Pour permettre à l'utilisateur d'améliorer, si besoin est, les résultats obtenus par défaut, de nombreux paramètres peuvent être modifiés en utilisant un système hiérarchisé de mots-clefs.

Pour permettre d'éventuelles améliorations, mais aussi dans un souci de lisibilité, TALYS est organisé en modules dont les fonctions ont été clairement définies. De ce fait, l'inclusion d'améliorations dans ces modules permet d'éviter des modifications majeures dans l'ensemble du code. En outre, aucune simplification inutile n'a été introduite et les modèles physiques utilisés ont été programmés avec un maximum de transparence, en prenant bien soin de ne pas mélanger les divers ingrédients des calculs.

Vérifier le bon fonctionnement de TALYS consiste à la fois à tester la robustesse du programme et sa capacité à reproduire les simulations d'autres codes censés traiter des processus similaires (la référence en la matière étant pour nous le code GNASH). Tester la robustesse de TALYS est possible grâce à sa capacité à fonctionner avec un fichier d'entrée extrêmement simple. On peut de ce fait générer des fichiers d'entrée aléatoires contenant les informations minimales et vérifier ainsi automatiquement sur un grand nombre de cas qu'aucune erreur ne vient perturber le bon fonctionnement du code. Cette étape de vérification ne constitue pas une totale garantie de stabilité mais diminue la probabilité que de grosses erreurs soient par mégarde oubliées dans le code. Pour vérifier la qualité

des modèles implémentés dans TALYS, nous avons cherché - en utilisant les mêmes ingrédients de calculs et, dans la mesure du possible, les mêmes méthodes numériques - à reproduire les résultats fournis par le code GNASH pour le cas le plus complexe d'un noyau fissile. Comme on peut s'en rendre compte sur la Figure 1, TALYS permet de reproduire correctement les résultats obtenus avec le code GNASH. On observe quelques différences, essentiellement dues au fait que les deux codes ne sont pas rigoureusement identiques, en particulier pour ce qui concerne certains aspects numériques. Néanmoins, le bon accord entre GNASH et TALYS, dans des conditions proches, nous permet d'avoir confiance dans la capacité de TALYS à fournir des résultats de qualité au moins équivalente à celle de GNASH.

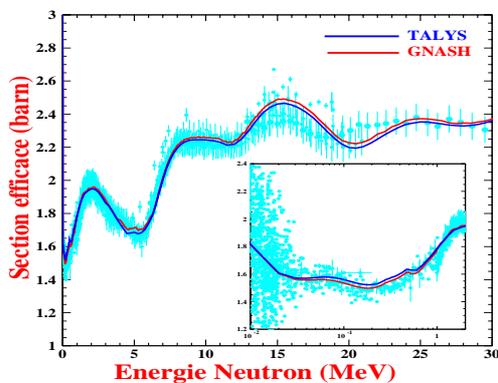


Figure 1. Comparaison TALYS/GNASH pour la section efficace de fission du ^{239}Pu induite par neutron.

Une des dernières nouveautés introduites dans TALYS est le traitement des noyaux de recul. TALYS peut maintenant prendre en compte les effets cinématiques des réactions binaires ou transformer séquentiellement les résultats du centre de masse (CDM) vers le laboratoire. Les premiers résultats montrent qualitativement sur les spectres d'émission de particules légères ce que l'on est en droit d'attendre, à savoir : une augmentation de la valeur des spectres pour les énergies d'émission maximales (due au couplage entre le déplacement du CDM avec les émissions à 0°), un élargissement des pics discrets (due au fait que le couplage entre le déplacement du CDM et les émissions vers des niveaux discrets selon différents angles dans le CDM transforme une énergie d'émission discrète dans le CDM en une distribution d'énergies dans le laboratoire), et l'augmentation des composantes de basse énergie pour les émissions de particules chargées (due au couplage entre le

déplacement du centre de masse avec les émissions à 180°).

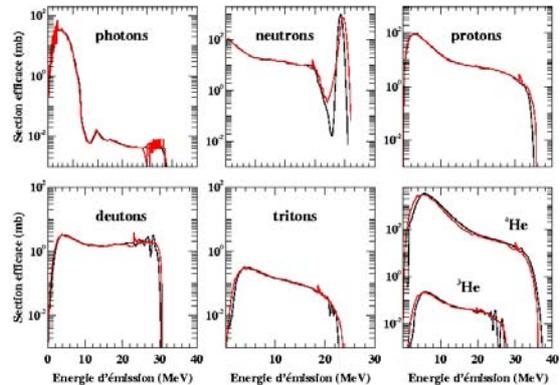


Figure 3. Spectres d'émission de particules légères dans le laboratoire (courbes en rouge) et dans le système du centre de masse (courbes en noir) pour un neutron incident de 42 MeV sur une cible de ^{28}Si .

En ce qui concerne les futurs développements, il nous faut introduire une alternative quantique, à savoir le modèle Feshbach-Kerman-Koonin [8], au modèle des excitons [9] actuellement implémenté dans TALYS pour décrire le processus de pré-équilibre. A plus long terme, nous envisageons aussi de décrire les spectres des neutrons de fission, en intégrant dans TALYS un modèle pour décrire d'une part la distribution en masse des fragments de fission et d'autre part la façon dont ces fragments sont excités pour ensuite décrire la désexcitation de chacun de ces fragments (et notamment l'émission de neutrons) avec les modules actuellement opérationnels dans TALYS.

Références

- [1] S. Hilaire, J.P. Delaroche et M. Girod, Eur. Phys. J. A. **12**, 169 (2001).
- [2] E. Bauge, J.P. Delaroche et M. Girod, Phys. Rev. C. **58**, 1118 (1998); Phys. Rev. C. **63**, 024607 (2001).
- [3] P.G. Young, E.D. Arthur et M.B. Chadwick, Rapport LANL., N° LA-12343-MS (1992).
- [4] M. Kerveno et al., Phys. Rev. C. **66**, 014601 (2002).
- [5] W. Hauser et H. Feshbach, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
- [6] E. Gadioli et P. E. Hodgson, «Pre-Equilibrium Nuclear Reactions», Clarendon Press (Oxford) 1992.
- [7] J. Raynal, Rapport CEA, N° CEA-N-2772 (1994).
- [8] H. Feshbach, A.K. Kerman et S. Koonin, Ann. Phys. (NY). **125**, 429 (1980).
- [9] J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett. **17**, 478 (1966).

Impact du couplage aux modes collectifs de vibration dans l'évaluation des actinides

M.J. López Jiménez, P. Romain, J.P. Delaroche

Résumé. L'impact du couplage de la bande fondamentale à d'autres bandes collectives de vibration dans l'évaluation des actinides s'avère fondamentale si l'on veut reproduire correctement certaines observables (spectres, section efficace $(n,2n)$, ...).

Abstract. Coupling ground-state band to other vibrational collective bands is of key importance for making reliable evaluations of emission spectra, (n,xn) cross sections, etc...in the actinide mass region.

1. Evidences expérimentales

En analysant un spectre expérimental d'émission de neutrons (figure 1) pour le système $n + {}^{238}\text{U}$, il semble évident que les structures émergentes ne peuvent s'expliquer que par une composante d'interaction directe et non par un processus (lent) d'évaporation, ou par un mécanisme d'émission de pré-équilibre que l'on sait être négligeable à cette énergie ($E=2.03$ MeV). Ces structures semblent tout simplement provenir d'excitations collectives correspondant à des bandes de rotation construites sur des états de vibration associés à des modes quadrupolaires ou octupolaires.

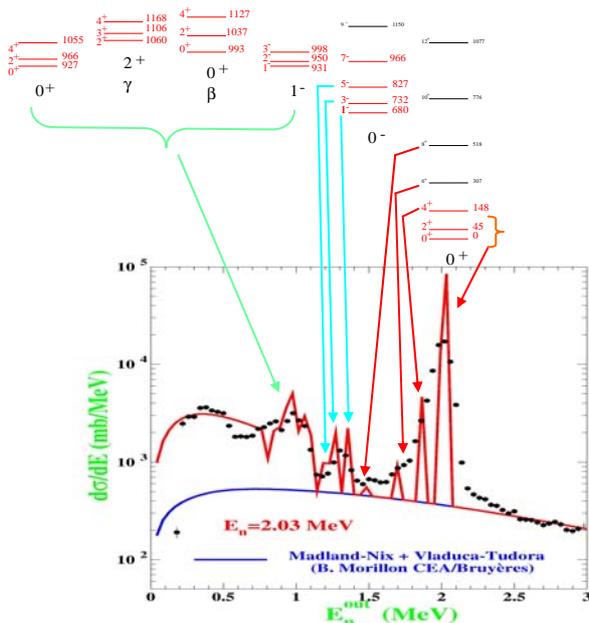


Figure 1. Spectre de neutrons du système $n + {}^{238}\text{U}$ à 2 MeV. En rouge, le résultat de notre calcul, en noir, les données expérimentales.

2. Analyse en voies couplées

Pour prendre en compte ces composantes d'interaction directe, une analyse en voies couplées a dû être entreprise. Pour ce faire, un potentiel optique dispersif phénoménologique [1], valable entre 1 keV et 200 MeV d'énergie neutron incident, a été optimisé. C'est ce même type de potentiel optique qui nous a servi

d'ailleurs pour l'évaluation des sections efficaces neutroniques des isotopes du plutonium (voir la rubrique [2] de ce rapport).

L'aspect innovateur de notre travail est d'avoir étendu le couplage de la bande fondamentale à cinq autres bandes collectives de vibration. Sur la figure 1, sont représentés les niveaux effectivement couplés et leur contribution au spectre. La courbe rouge, quant à elle, correspond à notre calcul incluant en plus des composantes d'interaction directe, les composantes d'évaporation et d'émission de neutrons prompts de fission (courbe bleue calculée par B. Morillon, voir rubrique [3]).

3. Impact du couplage aux modes octupolaires

Tout l'intérêt du couplage de la bande fondamentale à d'autres bandes collectives de vibration s'est retrouvé dans l'étude du système $n + {}^{239}\text{Pu}$. En effet par le biais de ce couplage, il a été possible de reporter une partie du flux des voies non-élastiques vers les voies inélastiques directes et de diminuer ainsi la section efficace de formation de noyau composé et de ce fait la section efficace de la voie $(n,2n)$, tout en conservant une reproduction correcte de la voie de fission (n,f) (voir rubrique [2]).

Ce travail s'inscrit dans la collaboration européenne HINDAS (voir contribution [4]).

Références

- [1] P. Romain et al., dans *Proceedings of the NEA Specialists' Meeting on the Nucleon-Nucleus Optical Model up to 200 MeV*, Bruyères-le-Châtel (1996).
- [2] M.J. López Jiménez et P. Romain, «Evaluations pour les systèmes $n + {}^{238}\text{U}$, ${}^{238-240}\text{Pu}$ jusqu'à 60 MeV. Barrières de fission à trois bosses», ce rapport.
- [3] C. Le Luel et B. Morillon, «Modèle pour les spectres et multiplicités des neutrons prompts de fission et études de sensibilité», ce rapport.
- [4] M.J. López Jiménez «Evaluation of cross sections and spectra for the $n + {}^{238}\text{U}$ system up to 50 MeV» HINDAS progress-report 2002.

Evaluations pour les systèmes $n+^{238}\text{U}$, $^{238-240}\text{Pu}$ jusqu'à 60 MeV

Barrières de fission à trois bosses

M.J. López Jiménez, P. Romain

Résumé. Des évaluations de sections efficaces neutroniques pour les systèmes $n+^{238}\text{U}$ et $n+^{238-240}\text{Pu}$ ont été réalisées en n'utilisant que des modèles de réaction nucléaire. Si pour les isotopes du plutonium un modèle de pénétration de barrière à 2 bosses convient très bien, une barrière de fission à 3 bosses s'avère nécessaire pour le système $n+^{238}\text{U}$.

Abstract. Evaluations of ^{238}U and $^{238-240}\text{Pu}$ neutron data have been performed. The fission cross sections up to 50 MeV for U and up to 60 MeV for Pu have been reproduced with a fission model developed in our group. A triple-humped fission barrier is needed for the U isotopes.

1. Evaluations

Un vaste programme d'évaluations de sections efficaces neutroniques de toute une série d'actinides a été entrepris au sein de notre laboratoire. Il s'agit en l'occurrence d'être capable de fournir toutes les sections efficaces relatives à toutes les voies ouvertes en n'utilisant que des modèles de réactions nucléaires. Pour un isotope donné, toutes ces sections efficaces sont rassemblées dans un seul et même fichier cohérent sur toute une gamme d'énergie (conservation du flux). Pour être utilisés en aval dans les codes de simulation du transport, ces fichiers se doivent, d'une part, d'être le plus complet possible par la quantité d'observables qu'ils contiennent, et d'autre part, de conserver une cohérence d'ensemble, à savoir les mêmes jeux de paramètres de modèles sont utilisés pour chaque isotope, que cet isotope soit considéré comme résiduel ou comme noyau cible.

2. Modèle de fission

Traiter parfaitement toutes les voies de réaction implique, pour un noyau fissile, de convenablement modéliser la voie de fission. A ce sujet nous avons utilisé un modèle de pénétration de barrière à multiples bosses correspondant chacune à des déformations différentes du noyau le long de son chemin de fission. En réalité, une multitude de chemins s'offrent au noyau et d'autant plus que l'on monte en énergie d'excitation. En effet, au sommet de chacune de ces bosses on introduit d'autres barrières associées à des états dits de transition qui, structurellement parlant, sont des excitations individuelles (particule-trou) ou collectives (vibration) du noyau sur lesquelles sont bâties également des bandes de rotation. Toutes ces barrières définissent chacune une voie particulière de fission que le noyau explore.

3. Etats de classe II et III

Il est bien connu de nos jours que la structure en bosses de ces barrières de fission tient de l'existence d'un ou de plusieurs puits de potentiel au sein desquels peuvent se loger des états dits super-déformés (SD) ou hyper-déformés (HD) pour des barrières à deux ou trois bosses respectivement. C'est bien entendu la déformation du noyau relativement à ces puits qui a défini les appellations SD ou classe II et HD ou classe

III. L'introduction de ces états dans notre modèle est cruciale pour reproduire les structures dans les sections efficaces de fission de première chance des noyaux dits "à fission à seuil". Effectivement, lorsque le noyau composé est formé dans un état dont les nombres quantiques (énergies, spin-parité) sont identiques à ceux du second (ou troisième) puits, la transmission au travers des barrières s'en trouve considérablement accrue. On parle alors de transmission résonnante, d'où les pics dans la section efficace de fission. Par ailleurs, nous avons également montré que ces états jouaient un rôle important dans le calcul des sections efficaces de fission au voisinage des seuils de fission de i-ème chance ($n, (i-1)n$ f).

4. Evaluation des systèmes $n + ^{238-240}\text{Pu}$

Ce modèle de fission (à deux bosses) introduit dans un code d'évaporation (i.e. TALYS voir rubrique[1]) incluant une composante d'émission de pré-équilibre nous a permis de reproduire la section efficace de fission induite par neutron, pour plusieurs isotopes du

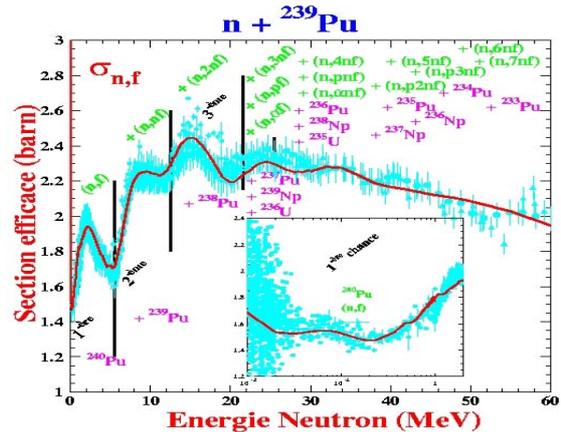


Figure 1. Section efficace de fission du système $n + ^{239}\text{Pu}$, expérimentale en bleu, calculée en rouge.

plutonium sur une gamme d'énergies comprises entre 1 keV et 60 MeV. Comme on peut s'en convaincre sur la figure 1 nous avons tenu compte de la fission de tous les résiduels qui peuvent être produits à une énergie donnée par émission de neutrons ou de particules chargées (p, d, t, ^3He , ^4He). Aussi dans le but de conserver une cohérence d'ensemble, nous avons traité

parallèlement par exemple la fission de troisième chance (n,2nf) du ^{239}Pu , mais aussi de deuxième chance (n,nf) du ^{238}Pu et de première chance (n,f) du ^{237}Pu , tout comme celle de quatrième chance (n,3nf) du ^{240}Pu puisque, dans tous ces processus, c'est l'isotope ^{238}Pu qui fissionne, et donc, ce sont les paramètres de barrière de cet isotope que l'on teste. Ce qui est avant tout satisfaisant ce n'est pas tant l'accord entre le calcul et l'expérience mais le fait qu'il n'y ait pas eu besoin de re-normaliser la section efficace de formation du noyau composé au-delà de 20 MeV comme certains le préconisent [2].

5. Evaluation du système $n + ^{238}\text{U}$

L'évaluation des sections efficaces neutroniques à des énergies intermédiaires sur une cible de ^{238}U [3] rentre dans le cadre de la collaboration européenne HINDAS (High and Inter-mediate energy Nuclear Data for Accelerator driven Systems). Le défi est d'étendre jusqu'à 200 MeV le domaine de validité de nos modèles en fonction de l'énergie des nucléons incidents.

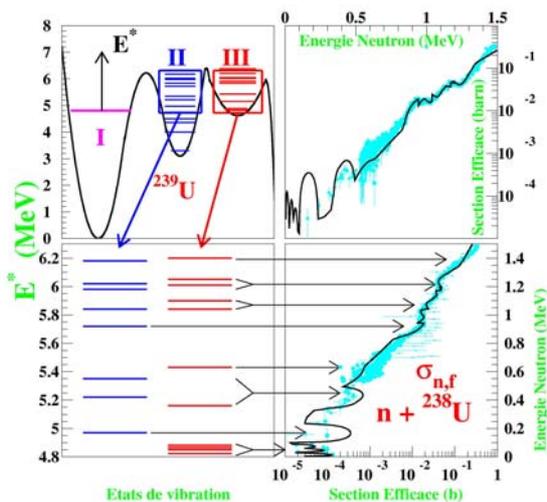


Figure 2. Barrière de fission à trois bosses avec états de classe II et III qui contribuent de façon résonnante à la transmission des barrières.

Pour essayer de reproduire le plus rigoureusement possible les structures "granuleuses" dans la section efficace expérimentale de fission de première chance du système $n + ^{238}\text{U}$, il s'est avéré préférable d'utiliser un modèle de pénétration de barrières à trois bosses plutôt qu'à deux. L'existence de barrières à trois bosses a déjà été mise en évidence expérimentalement pour des isotopes d'uranium plus légers $^{234,236,237}\text{U}$ [4,5]. Et d'ailleurs Blons, dans sa thèse [6], suggère l'existence d'un troisième puits HD pour l'isotope de

^{239}U qui est bien le noyau qui fissionne dans l'étude de la fission de première chance du système $n + ^{238}\text{U}$.

En figure 2 est représentée la barrière de fission à trois bosses de ^{239}U ainsi que les états de classe II et de classe III qui contribuent de façon résonnante à la transmission de cette dernière.

Tout comme pour les évaluations sur les isotopes du plutonium, le même ajustement cohérent des paramètres des modèles a été effectué. Là encore, la figure 3 témoigne du bon accord entre nos calculs (courbe rouge) et les données expérimentales (points bleus) de section efficace de fission jusqu'à 50 MeV.

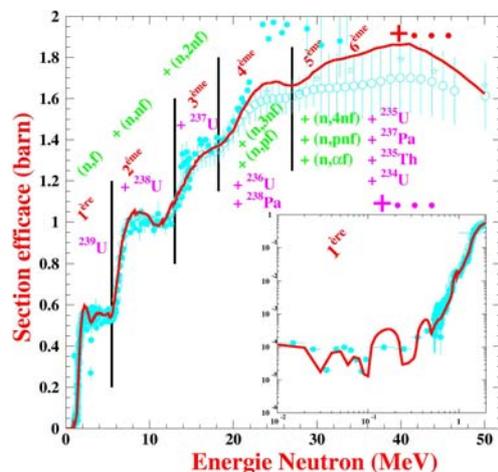


Figure 3. Section efficace de fission du système $n + ^{238}\text{U}$, expérimentale en bleu, calculée en rouge.

Ce travail pour le système $n + ^{238}\text{U}$ a été financé en partie par la collaboration européenne HINDAS. Des évaluations, fournies dans le format ENDF-b6, ont déjà fait l'objet de tests de validation. Celle sur le ^{239}Pu , fruit d'une collaboration avec la DEN/Cadarache, fait partie intégrante de la librairie européenne JEFF3.0.

Références

- [1] S. Hilaire et A.J. Koning, «Le code de reaction nucléaire TALYS», ce rapport.
- [2] J.P. Lestone and A. Gavron Phys. Rev. C **49**, 372 (1994).
- [3] M.J. Lopez Jimenez «Evaluation of cross sections and spectra for the $n + ^{238}\text{U}$ system up to 50 MeV» HINDAS progress-report 2002.
- [4] J. Blons et al., Nucl. Phys. A **477**, 231 (1988).
- [5] A. Krasznahorkay et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2073 (1998).
- [6] J. Blons, thèse Orsay (Univ. Paris Sud) N°2591 (1982).

Evaluation des sections efficaces neutroniques du deutérium et propagation de neutrons dans une cible deutérée

B. Morillon, J. Carbonell*

*I.S.N., Grenoble

Résumé. Les sections efficaces neutroniques du deutérium sont obtenues à partir des amplitudes de Faddeev. L'ensemble de ces sections efficaces constitue l'évaluation ISN-BRC. Cette évaluation est employée pour décrire une expérience avec une cible de deutérium grâce à la simulation Monte Carlo de la propagation des neutrons.

Abstract. Cross sections for the $n+D$ system are calculated using the Faddeev amplitudes determined by J. Carbonell. All the results are gathered to form the ISN-BRC evaluated file. This file is then used in Monte Carlo simulations of neutron propagation through a deuterate target.

Les calculs de réaction avec trois nucléons utilisant différentes techniques de résolution et des interactions nucléaires variées ont aujourd'hui atteint un haut degré de précision et de cohérence. Il devient ainsi souhaitable de disposer d'une évaluation des sections efficaces de l'interaction neutron-deutérium construite à partir de ces résultats. L'appareil formel utilisé est celui des équations de Faddeev [1]. L'interaction nucléon-nucléon employée est celle de Malfliet et Tjon I-III [2]. Cette interaction ne comporte pas de terme tenseur ni de terme spin-orbite mais cependant donne un bon accord avec l'expérience dans les réactions entre noyaux légers. A partir de ces résultats de calculs Faddeev, il est ainsi possible d'obtenir les sections efficaces de diffusion élastique et de break-up [3].

1. Section efficace de diffusion élastique

La section efficace différentielle de diffusion élastique pour un neutron d'énergie E est donnée par la somme incohérente des amplitudes de Faddeev de diffusion élastique pour les états doublet D ($S=1/2$) et quartet Q ($S=3/2$); ces quantités ne dépendent que de l'énergie incidente du neutron. Les données expérimentales sur les distributions de diffusion élastique de neutrons sur le deutérium sont nombreuses. Celles-ci ont été mesurées pour plus de 80 énergies incidentes, entre 100 keV et 30 MeV. Les valeurs calculées sont en bon accord avec les données expérimentales pour une énergie incidente de neutron inférieure à 10 MeV. Au-delà, la section efficace différentielle élastique calculée est plus faible que la section efficace mesurée pour les angles avant et arrière. Cette différence calcul/mesure apparaît également sur la section efficace totale de diffusion expérimentale. L'origine de ce désaccord n'est actuellement pas élucidée et peut provenir du potentiel utilisé pour décrire l'interaction nucléon-nucléon. Les amplitudes de diffusion élastique $f_L^S(E)$ sont alors ajustées afin de reproduire précisément les sections efficaces totale et élastique.

2. Section efficace totale de break-up

La section efficace totale de break-up se calcule à partir du facteur cinématique k_S et des amplitudes de break-up $A^{LS}_a(E, \Theta_b)$. Ces amplitudes dépendent de deux variables contrairement aux amplitudes élastiques

$f_L^S(E)$ qui elles ne sont fonction que de l'énergie incidente. L'angle Θ_b , appelé angle de break-up, est défini à partir des coordonnées de Jacobi (x, y) et des impulsions conjuguées p et q utilisées pour résoudre le problème à trois corps.

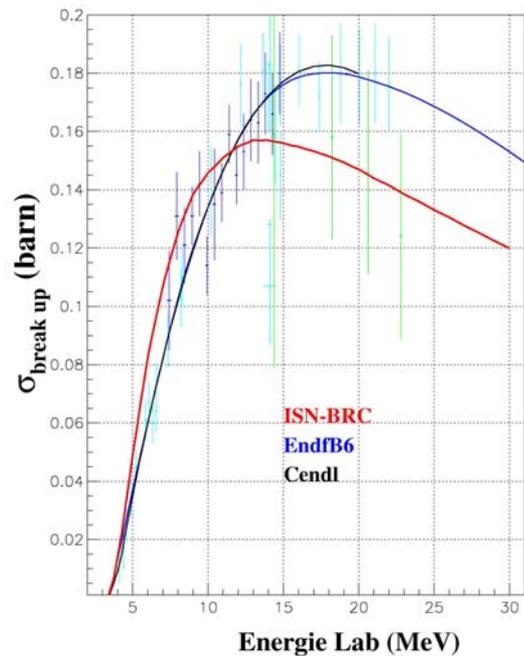


Figure 1. Section efficace totale de break-up.

En prenant en compte la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, il faut cinq variables indépendantes pour repérer les positions, les énergies et les directions des trois nucléons issus de la réaction. Ainsi la section efficace totale de break-up s'écrit avec une intégrale à cinq dimensions. Il est assez aisé de calculer cette quantité en prenant pour variables d'intégration, l'angle Θ_b et les directions p et q . La figure 1 montre les variations de la section efficace totale de break-up ainsi obtenue (courbe en rouge). Les évaluations Cendl et EndfB6 sont également représentées. Au-delà de 15 MeV, les mesures manquent de précision et il serait souhaitable de disposer de données expérimentales précises pour valider notre prédiction qui est inférieure de près de 15% aux autres évaluations. Lorsque l'on s'intéresse

aux sections efficaces différentielles de break-up, afin notamment de comparer les calculs avec l'expérience, il est nécessaire d'employer les variables pertinentes du référentiel expérimental.

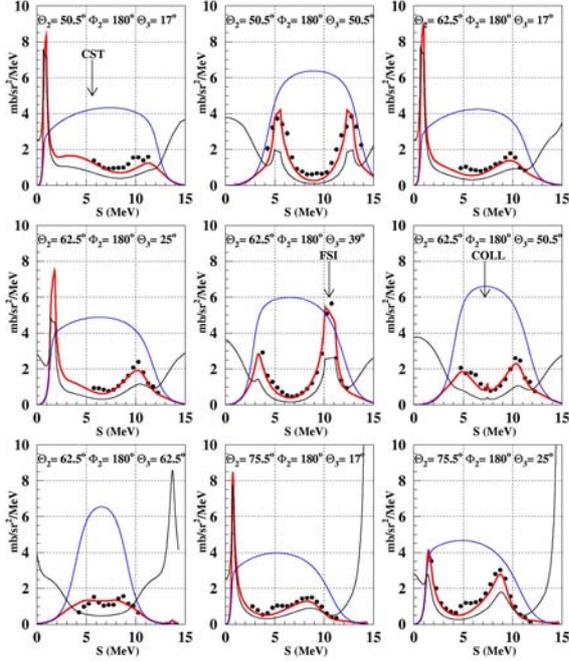


Figure 2. Sections efficaces différentielles de break-up en triple coïncidence.

Ainsi dans une expérience de break-up en triple coïncidence, les deux neutrons sont détectés en coïncidence avec le proton pour différents angles d'émission. La cinématique du problème indique que les carrés des énergies cinétiques des deux neutrons décrivent une ellipse lorsque leur direction est fixée. Une des variables pertinentes est donc l'abscisse curviligne sur l'ellipse, notée S , les quatre autres repérant les directions des deux neutrons. Ces mesures ont été réalisées soigneusement avec des neutrons incidents de 13 MeV pour des directions de neutrons variées [4]. Une partie de ces résultats est reportée sur la figure 2 avec nos prédictions représentées par les courbes en rouge (les angles θ et φ repèrent les deux neutrons). Les courbes en noir indiquent les variations du carré du module de l'amplitude de break-up, alors que les courbes en bleu montrent les variations du facteur de phase k_s . Les données expérimentales sont correctement reproduites par nos calculs.

3. Propagation

Nous disposons d'une évaluation des sections efficaces neutron-deutérium que nous avons comparées, avec celles des évaluations Cendl (évaluation chinoise également issue d'un calcul Faddeev) et EndfB6 (évaluation américaine où seul le facteur k_s est pris en compte). Les différences sont importantes au-delà de 15 MeV pour la section efficace totale de break-up. Puisqu'il n'existe pas actuellement de mesures précises

pour ces énergies il n'est donc pas possible de valider notre modèle. Afin de quantifier l'impact de ces différences entre bibliothèques, nous avons simulé la propagation de neutron de 18 MeV dans un petit cylindre de C_6D_6 avec le programme Monte Carlo SIM [5]. La figure 3 indique la variation du courant de neutrons ayant subi une réaction de break-up en fonction de leur énergie pour différents angles d'émission. La courbe en noir indique les résultats obtenus avec EndfB6, la bleue avec Cendl et la verte représente notre évaluation. EndfB6 ne prend pas en compte l'amplitude de break-up et cette approximation se retrouve dans l'estimation du courant. Les résultats calculés avec notre évaluation sont très voisins de ceux obtenus avec l'évaluation chinoise. Notons qu'à partir des amplitudes de Faddeev il est possible de simuler les deux neutrons issus de break-up tout en calculant exactement l'énergie du proton (courbe en rouge). Ceci est impossible avec les autres évaluations et permet notamment de réaliser des expériences en coïncidence nécessaires pour la mesure de la section efficace totale de break-up[6].

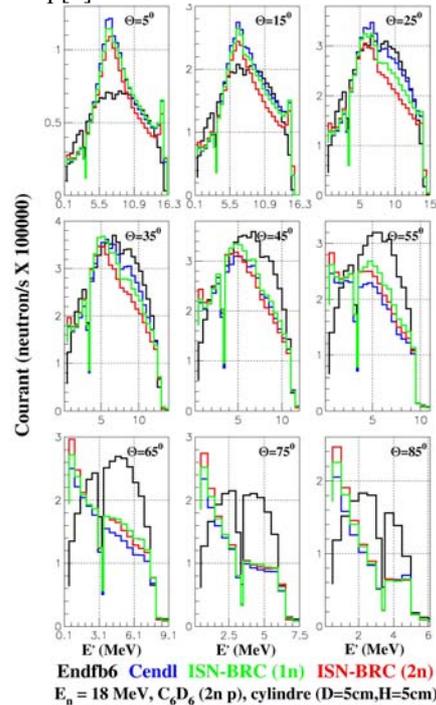


Figure 3. Courant de neutrons sortant pour différents angles suivant les évaluations.

Références

- [1] L.D. Faddeev, Zh. Eksp. Teo. Fiz. **39**, 1459, (1960)
- [2] R. Malfliet et al., Nucl. Phys. A, **127**, 161, (1969).
- [3] B. Morillon, CEA/DIF/DPTA/SPN DO15, (2002).
- [4] J. Strate et al., Nucl. Phys. A **501**, 51, (1989).
- [5] B. Morillon, Note CEA-N-2805, (1996).
- [6] X. Ledoux, dans ce rapport.

Calcul des sections efficaces neutron-neutron

B. Morillon

Résumé. Les sections efficaces pour l'interaction neutron-neutron sont calculées avec les forces Reid93 et Av18. Une évaluation de ces données a été ainsi réalisée.

Abstract. The cross sections for the neutron-neutron interaction are obtained using the Reid93 and Av18 potentials. These results are gathered to form an evaluated data file.

Les efforts développés pour caractériser l'interaction nucléon-nucléon furent considérables au cours du siècle passé. L'analyse de ces résultats a donné naissance à plusieurs forces nucléaires capables de décrire précisément les données expérimentales.

Il est donc maintenant possible de calculer les sections efficaces de l'interaction neutron-neutron à l'aide de ces forces même si les données expérimentales sont pratiquement inexistantes. Nous avons choisi de travailler avec deux des forces les plus connues dénommées Reid93 [2] et Av18 [3]; ces forces sont différentes pour l'interaction neutron-proton, proton-proton et neutron-neutron. Afin de calculer les sections efficaces, il faut résoudre l'équation de Schrödinger pour chaque état $^{2S+1}J_l$, ce qui implique de résoudre un système d'équations différentielles pour les états triplet car ces forces comportent une composante tensorielle. Nous employons la méthode de Numerov, parfaitement adaptée à la résolution d'équations différentielles du second degré en l'absence de dérivée première. Le terme tenseur rend le calcul des distributions angulaires plus compliqué et nous devons donc vérifier nos résultats en les comparant aux mesures. Ces comparaisons permettent également d'étudier les différences entre les deux forces.

Sections efficaces neutron-neutron

Les sections efficaces neutron-neutron se calculent, en prenant soin, comme pour les grandeurs proton-proton, de ne conserver que les états antisymétriques ($T=1$).

La figure 1 permet d'apprécier les différences entre les calculs basés sur les forces Reid93 (courbe en rouge) et Av18 (courbe en bleu) dans la représentation de la section efficace totale neutron-neutron. Celles-ci diffèrent de 2.5 b à 1 keV. Les mesures présentes sur cette figure proviennent de la différence entre la section efficace neutron-deutérium et proton-neutron [4].

La figure 2 indique les distributions angulaires de diffusion élastique neutron-neutron entre 500 keV et 50 MeV. La diffusion est pratiquement isotrope jusqu'à 5 MeV et l'on retrouve les différences déjà observées entre les deux forces à basse énergie.

Nous avons utilisé la force Reid93 pour calculer les sections efficaces totales ainsi que les distributions angulaires de diffusion élastique et fabriquer une évaluation des données neutron-neutron.

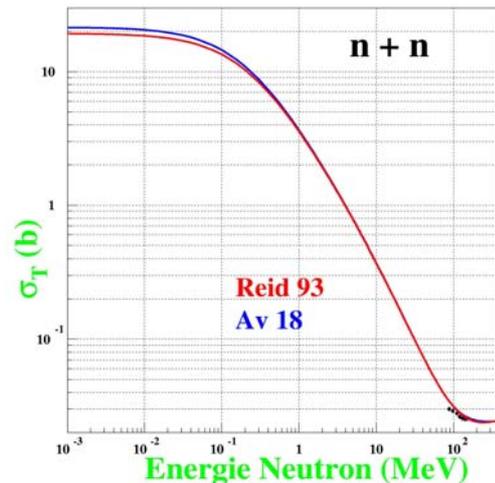


Figure 1. Sections efficaces neutron-neutron.

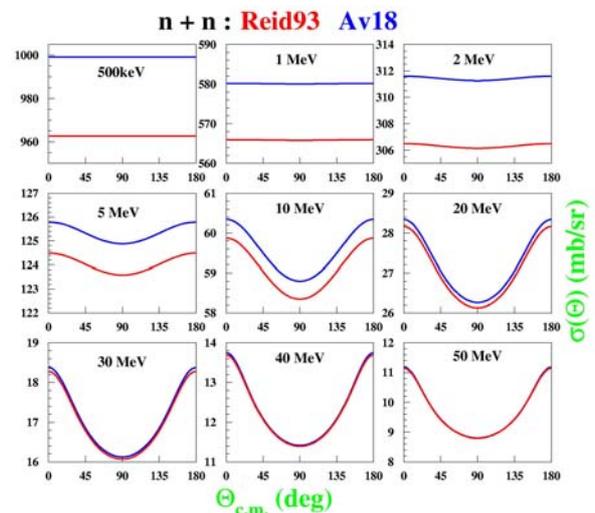


Figure 2. Distributions angulaires neutron-neutron.

Références

- [1] V.G.J. Stoks et al., Phys. Rev. C **48**, 792, (1993).
- [2] V.G.J. Stoks et al., Phys. Rev. C **49**, 2950, (1994).
- [3] R.B. Wiringa et al., Phys. Rev. C **51**, 38, (1995).
- [4] D.F. Measday et al., Nucl. Phys. **85**, 142, (1966).

Multiplicités et spectres des neutrons prompts de fission

B. Morillon, C. Le Luel

Résumé. Le modèle de Madland-Nix amélioré par Vladuca et Tudora est mis en œuvre pour le calcul des spectres et des multiplicités des neutrons prompts de fission. Ces résultats ont été testés dans l'expérience critique JEZEBEL et inclus dans l'évaluation complète réalisée pour la cible ^{239}Pu .

Abstract. The Madland-Nix model implemented with improvements by Vladuca and Tudora is used to calculate energy spectra and multiplicities of prompt fission neutrons. These results were tuned in simulations of JEZEBEL experiments and included as parts of the transport library established for ^{239}Pu .

Jusqu'à maintenant dans notre laboratoire, lors de la fabrication d'une évaluation des données nucléaires concernant l'interaction des neutrons avec des noyaux fissiles, les multiplicités et les spectres de neutrons prompts de fission étaient empruntés aux évaluations extérieures. Le nombre de neutrons émis par les fragments de fissions créés juste après la scission (dénommé multiplicité de neutrons prompts de fission) est une grandeur fondamentale dans les problèmes de criticité. De plus, une variation de quelque pour mille peut avoir des conséquences importantes dans le fonctionnement d'un réacteur ; cette grandeur doit donc être déterminée avec précision. Aujourd'hui les modèles théoriques décrivant la fission ne sont pas capables de prédire cette quantité ; il existe cependant des modèles phénoménologiques prédictifs incluant un certain nombre de paramètres qui néanmoins pourraient être issus des modèles théoriques dans un proche avenir.

Pour déterminer les multiplicités et les spectres de neutrons prompts de fission, nous avons employé le modèle de Madland et Nix [1] étendu par Vladuca et Tudora [2].

1. Spectres de neutrons prompts de fission

Le point de départ de ce modèle pour le calcul des spectres de fission est la théorie de l'évaporation de Weisskopf. Celle-ci permet de déterminer le spectre d'émission des neutrons issus d'un fragment dans le référentiel du centre de masse, connaissant son énergie d'excitation et la section efficace de formation du noyau composé correspondant. La section efficace peut être obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger avec un potentiel optique adéquat et ne constitue pas un ingrédient sensible du modèle. Par contre la distribution en énergie d'excitation du fragment est mal connue. A partir de résultats expérimentaux, et en employant le modèle du gaz de Fermi, où l'énergie d'excitation est proportionnelle à la température nucléaire, Terrell [3] déduit que la distribution en énergie d'excitation du fragment peut être représentée par une distribution en forme de triangle. Il reste à ajouter la transformation dans le système du laboratoire pour prendre en compte l'énergie cinétique du fragment. Pour cela on suppose que les neutrons sont émis de façon isotrope dans le système du centre de masse.

Afin de simuler l'ensemble des fragments de fission, la démarche précédente est réalisée pour deux fragments moyens représentatifs des deux bosses de la distribution en masse.

Il n'est pas nécessaire de connaître les sections efficaces de fission pour déterminer les spectres de neutrons prompts de fission de première chance. Par contre, lorsque l'énergie du neutron provoquant la fission augmente il existe des fissions de deuxième, troisième, etc. chance. Il faut donc connaître la proportion de fission de première chance (section efficace partielle de fission) et pondérer les spectres de neutrons prompts de fission par ces quantités. Les sections efficaces partielles de fission ont été récemment évaluées par Maria López Jiménez et Pascal Romain [4] pour le plutonium 239 et l'uranium 238. Grâce à ces données nous avons pu déterminer les spectres de fission de ces deux noyaux.

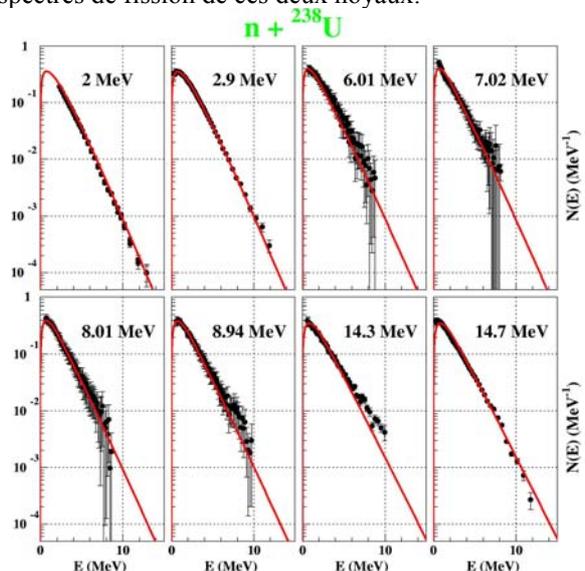


Figure 1. Comparaisons calculs-mesures des spectres de neutrons prompts de fission pour l'uranium 238.

La figure 1 montre les variations des spectres de neutrons prompts de fission pour des énergies incidentes comprises entre 2 MeV à 14.7 MeV. Ces spectres sont parfaitement reproduits avec ce modèle. Thierry Ethvignot compare ses mesures d'énergies moyennes de neutrons de fission de l'uranium 238 pour des énergies incidentes de neutrons jusqu'à 100 MeV avec les valeurs issues de ce modèle et obtient un bon accord [5]. Pour le plutonium 239, l'accord est

également satisfaisant bien que les mesures soient moins nombreuses.

2. Multiplicités de neutrons prompts de fission

Les valeurs des multiplicités se calculent en divisant l'énergie disponible des fragments par la quantité d'énergie nécessaire pour émettre un neutron. La quantité d'énergie disponible s'obtient en soustrayant de l'énergie dégagée dans la fission l'énergie cinétique des fragments et l'énergie emportée par les gamma. La quantité d'énergie nécessaire pour émettre un neutron se calcule comme la somme de l'énergie de liaison moyenne d'un neutron et de l'énergie cinétique moyenne du neutron émis, obtenue à partir du spectre de fission. Ces différentes grandeurs sont paramétrées en fonction de l'énergie du neutron provoquant la fission. Il existe donc un nombre de paramètres important dont certains, comme l'énergie cinétique des fragments, pourraient être déduits des modèles décrivant la fission. Il est cependant nécessaire de connaître ces paramètres pour chaque chance de fission.

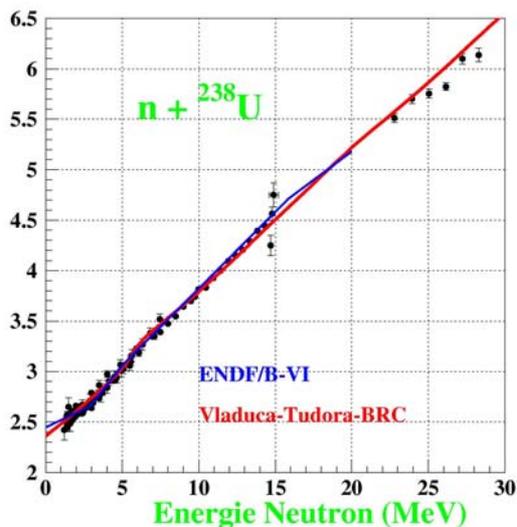


Figure 2. Multiplicités de neutrons prompts de fission pour l'uranium 238.

La figure 2 montre les variations des multiplicités de neutrons prompts pour la fission de l'uranium 238 obtenues avec ce modèle (courbe en rouge). Les points expérimentaux sont très bien reproduits. La courbe en bleue indique les résultats de l'évaluation ENDF/B-VI. L'évaluation du plutonium 239 issue de notre laboratoire a été intégrée dans la distribution JEFF3. Les multiplicités ont été calculées avec ce modèle et sont représentées en rouge sur la figure 3. La courbe bleue montre les données issues de l'évaluation ENDF/B-VI. et la courbe verte celles de JEF2. Pour ce noyau également les données expérimentales sont parfaitement reproduites. Notons cependant qu'il n'existent pas de mesures précises des multiplicités pour le plutonium 239 pour des énergies de neutrons comprises entre 10 keV et 200 keV. Ainsi il est

difficile de valider notre modèle dans cette gamme d'énergie ; il reste donc à le valider globalement.

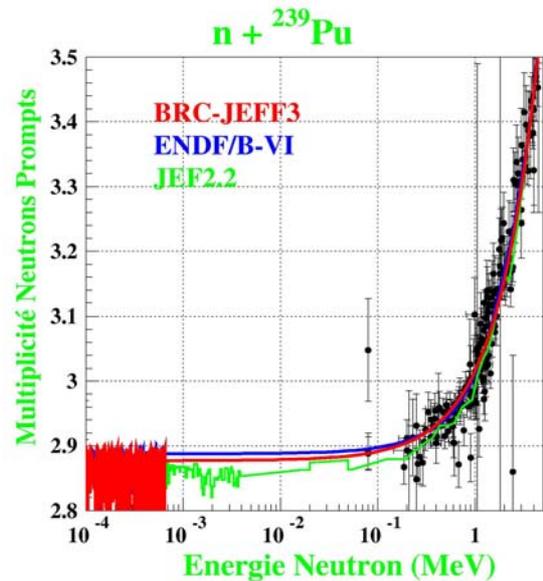


Figure 3. Multiplicités de neutrons prompts de fission pour le plutonium 239. Comparaisons avec les données expérimentales et les évaluations existantes.

3. Validation dans l'expérience JEZEBEL

L'expérience JEZEBEL a permis de connaître précisément la masse critique du plutonium 239. Si les multiplicités de neutrons prompts sont correctement prédites par notre modèle, elles doivent conduire à un k_{eff} voisin de 1. Nous avons donc utilisé, pour le calcul de criticité, l'évaluation du plutonium 239 issue de notre laboratoire [4] avec dans un premier temps les valeurs des multiplicités et des spectres de fission issues de l'évaluation JEF2. Puis nous avons introduits successivement les multiplicités (notées ν) et les spectres (notés χ) dernièrement calculés (notés BRC). Les résultats reportés dans le tableau suivant montrent qu'avec ces grandeurs l'expérience est parfaitement reproduite.

	k_{eff}	σ (p.c.m.)
ν JEF2, χ Jef2	0.99461	12
ν BRC, χ Jef2	0.99975	13
ν BRC, χ BRC	0.99990	13

Références

- [1] D.G. Madland, J.R. Nix, Nucl. Sci. Eng. **81**, 213 (1982).
- [2] G. Vladuca, A. Tudora, Annals of Nuclear Energy. **27**, 1187, (2000).
- [3] J. Terrell, Phys. Rev. **113**, 527, (1959).
- [4] M. López Jiménez, P. Romain, dans ce rapport.
- [5] T. Ethvignot, dans ce rapport.

Etudes de sensibilité et validation pour le système n+²³⁸Pu

C. Le Luel, P. Morel, B. Morillon, P. Romain.

Résumé. Une évaluation pour le transport de neutrons a été réalisée pour le noyau cible ²³⁸Pu. Pour expliquer les différences constatées dans un calcul de criticité entre les diverses évaluations relatives à ce noyau, nous avons quantifié le rôle de chacune de leurs composantes une à une.

Abstract. Evaluated data file for neutron transport calculations has been established for ²³⁸Pu. To understand the differences observed between various ²³⁸Pu evaluations in criticality calculations we have performed sensitivity calculations to determine the relative weight of each file components.

Une nouvelle évaluation (BRC) des sections efficaces neutroniques du système n + ²³⁸Pu a été construite sur la même base cohérente que celles entreprises sur d'autres actinides [1]. La comparaison des sections efficaces et des multiplicités de neutrons prompts de fission issues de BRC avec celles provenant d'autres bibliothèques laisse ressortir d'énormes différences. La quantification de ces différences a été réalisée par des calculs de criticité.

1. Section efficace de fission suspecte

Pour des neutrons d'énergie incidente supérieure à 5 MeV, les valeurs expérimentales de la section efficace de fission semblent suspectes (surestimation). En effet ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les sections efficaces de formation du noyau composé émanant d'un quelconque calcul de modèle optique en voies couplées. Vouloir reproduire ces mesures avec nos modèles nous condamne à inhiber le flux vers les autres voies de réaction. Certes c'est le choix fait dans la majorité des évaluations, ce qui explique les différences précédemment citées, en particulier pour la voie inélastique parfois complètement étouffée au profit de la voie de fission.

2. Quantification par des études de sensibilité

Nous avons réalisé à l'aide du programme MCNP des simulations avec les différentes évaluations. Pour ce faire nous avons considéré une sphère composée uniquement de ²³⁸Pu dont le rayon et la densité ont été fixés pour obtenir une configuration proche de la criticité avec l'évaluation ENDF/B-VI. Les résultats reportés dans le tableau 1 ci-dessous montrent que les évaluations JEF2.2, JENDL3.2 et BRC ont une réactivité nettement plus importante que ENDF/B-VI.

Tableau 1. Coefficients de multiplication (k_{eff}) obtenus avec différentes évaluations.

Librairies	k_{eff}	δk_{eff} (1 σ) p.c.m.
BRC	1.06321	14
JEF2.2	1.02475	15
JENDL3.2	1.05258	14
ENDF/B-VI	1.00209	14

Une étude de sensibilité sur les différentes composantes de notre évaluation a donc été effectuée. La configuration ayant été défini critique pour

l'évaluation ENDF/B-VI, c'est donc cette dernière qui a été choisie comme référence. Dans le tableau 2 ci-dessous nous avons donc reporté les résultats des différentes simulations pour lesquelles a été remplacée une à une dans le fichier ENDF/B-VI chacune des composantes du fichier BRC.

Tableau 2. Impact des différentes composantes de l'évaluation BRC sur un calcul de coefficient de multiplication (k_{eff}).

	k_{eff}	δk_{eff} (1 σ) p.c.m.	Ecart p.c.m. B-VI/BRC
ENDF/B-VI Référence	1.00209	14	-
B-VI + Inélastique BRC	1.01848	14	+1639
B-VI + Fission BRC	1.00787	14	+578
B-VI + Elastique BRC	1.00469	14	+260
B-VI + Capture BRC	0.99021	13	-1188
B-VI + v-prompt BRC	1.02488	14	+2279
B-VI + Spectres fission. BRC	1.02766	14	+2557

Parmi toutes les composantes, celles qui jouent le rôle le plus important sont les sections efficaces de diffusion inélastique et les spectres de neutrons prompts de fission ainsi que leurs multiplicités. Une analyse approfondie des spectres en énergie des flux de neutrons calculés par MCNP avec les différentes évaluations a permis de montrer que ce sont avant tout les sections efficaces de diffusion inélastique (ralentissement) qui jouent un rôle primordial. Or, comme mentionné plus haut, l'intensité du flux emporté par les voies inélastiques dépend essentiellement du choix des évaluateurs face au crédit accordé aux valeurs des sections efficaces de fission expérimentales au-delà de 5 MeV.

Pour consolider notre évaluation BRC, il serait donc souhaitable d'entreprendre une nouvelle mesure de la section efficace de fission dans cette zone d'énergie.

Références

[1] M.J. Lopez Jiménez et P.Romain «Evaluations pour les systèmes n + ²³⁸U, ²³⁸⁻²⁴⁰Pu jusqu'à 60 MeV. Barrières de fission à trois bosses», ce rapport.

Nouvelle méthode de résolution des équations HFB pour les noyaux peu liés

B. Ducomet, K. Bennaceur, J.F. Berger

Résumé. Nous proposons une nouvelle méthode pour résoudre les équations de Hartree-Fock-Bogoliubov dans le cas des noyaux faiblement liés, dont le but est d'améliorer le traitement du spectre continu lorsqu'on utilise une interaction à deux corps de portée finie.

Abstract. We propose a new method to solve the Hartree-Fock-Bogoliubov equations for weakly bound nuclei whose purpose is to improve the treatment of the continuum when a finite range two-body interaction is used.

Dans de nombreux problèmes de physique nucléaire actuels parmi lesquels on peut citer : la structure de l'état fondamental pour des noyaux proches des « drip lines », la description des états excités faiblement liés ou la décroissance des états isomériques, il est nécessaire de prendre en compte le continuum des états de diffusion. Une approche bien adaptée à ce genre de problème consiste à utiliser le formalisme de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB). Dans cette méthode un ensemble d'excitations de quasi-particules accompagnées du vide correspondant forme la base de la description des propriétés du noyau.

Dans les noyaux stables ordinaires, le continuum des quasi-particules est généralement négligé : l'état fondamental ainsi que les états peu excités dépendent surtout des états discrets de quasi-particules. En revanche on rencontre une situation très différente dans le cas des noyaux faiblement liés : la différence d'énergie entre le dernier état occupé et le début du spectre continu peut devenir inférieur à quelques MeV. Dans ce cas l'interaction résiduelle est assez forte pour induire un couplage significatif entre les états discrets et ceux du continu et la contribution du spectre continu ne peut plus être négligée. Dès lors, de nouvelles techniques numériques doivent être utilisées, conduisant à une discrétisation du continu.

De nombreuses méthodes ont été proposées dans le passé pour résoudre ce problème. Toutes ces méthodes sont adaptées à une représentation position et ont été appliquées au cas des interactions du type Skyrme qui sont de portée nulle. Dans les calculs HFB réalisés avec l'interaction effective de Gogny, de portée finie, les états de quasi-particules sont développés sur des bases tronquées d'oscillateurs harmoniques (OH). Pour les raisons exposées ci-dessus, cette technique ne permet pas de donner une représentation réaliste du spectre continu car les fonctions propres de l'OH n'ont pas le bon comportement asymptotique.

Nous avons montré [1] sur le cas du puits carré que la prise en compte des résonances se traduisait par une

description bien plus précise de la partie « continue » des états.

Pour mieux comprendre la généralisation de cette méthode au problème à N corps, nous avons étudié [2] la relation entre spectre plongé et résonance, en utilisant un formalisme HFB linéarisé à deux canaux. Dans ce modèle simplifié, on peut calculer perturbativement la position de la résonance. On constate ainsi que même à faible couplage, un tel état contribue fortement à la physique de l'appariement. Nous proposons donc de remplacer le potentiel de référence (oscillateur harmonique) par un potentiel simple à courte portée, conduisant à un spectre continu. Rappelons la formule de décomposition de l'unité

$$1 = \sum_{n=1}^N |\varphi_n\rangle\langle\varphi_n| + \int |\varphi(\cdot, k)\rangle\langle\varphi(\cdot, k)| dk$$

où la première contribution correspond au spectre discret, et la seconde au spectre continu. Des simulations numériques [1] ont bien confirmé que la contribution continue était négligeable à condition que le gap entre le dernier état occupé et le bas du spectre continu soit assez grand. Dans la situation opposée, l'idée mise en œuvre [3] consiste à remplacer l'intégrale par une nouvelle somme discrète sur les résonances associées au potentiel choisi.

L'implémentation de cette technique dans un calcul complètement auto-cohérent sera la prochaine étape de cette étude, et sa validation dans un tel calcul (bases de dimension raisonnable) permettrait d'envisager de nombreuses applications en physique nucléaire.

Références

- [1] B. Ducomet, C. Grojean, Rapport CEA-R-5875 (1999)
- [2] B. Ducomet, Math. Models and Methods in the Appl. Sci. 11 (2001) 1411-1429
- [3] K. Bennaceur, J.F. Berger, B. Ducomet, Nucl. Phys. A **708** (2002) 205-225

Description microscopique des états du second puits des actinides pairs-pairs Z=90 à Z=100.

M. Girod, J. Libert*, J.-P. Delaroche, H. Goutte
*IPN Orsay

Résumé. La structure des noyaux pairs-pairs $^{226-236}\text{Th}$, $^{228-242}\text{U}$, $^{232-246}\text{Pu}$, $^{238, 250}\text{Cm}$, $^{242-256}\text{Cf}$, et $^{246-256}\text{Fm}$ est étudiée par des calculs de champ moyen microscopiques utilisant la force DIS de Gogny. Les états collectifs sont prédits à partir de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov sous contraintes quadripolaires dans le cadre de la méthode du mélange de configurations. Les résultats sont montrés et comparés avec les données expérimentales.

Abstract. The structure properties of the even-even nuclei $^{226-236}\text{Th}$, $^{228-242}\text{U}$, $^{232-246}\text{Pu}$, $^{238, 250}\text{Cm}$, $^{242-256}\text{Cf}$, and $^{246-256}\text{Fm}$ have been investigated at normal and superdeformed shapes in microscopic mean field calculations based on the Gogny force. Collective levels are predicted from constrained Hartree-Fock-Bogoliubov and configuration mixing calculations. Predictions are shown and compared with experimental data.

En liaison avec les études sur la fission nous avons entrepris de décrire la spectroscopie de tous les actinides ayant un nombre de protons et de neutrons pair. Le but de cette étude est en particulier de prédire les énergies des états du second puits et si possible leur durée de vie. La présence d'un second puits dans la surface d'énergie de déformation des actinides est connue depuis les années 60. Il se trouve que la mise en évidence expérimentale de ces états superdéformés n'a pu être réalisée que pour quelques noyaux, essentiellement des uraniums et des plutoniums.

Cette étude se situe dans le cadre des théories de champ moyen nucléaire, ici la théorie de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), et ses extensions au-delà du champ moyen, ici la méthode de la coordonnée génératrice. L'approximation de Hartree-Fock-Bogoliubov permet de décrire le champ moyen à partir d'une interaction nucléon-nucléon effective. L'interaction que nous utilisons depuis longtemps est l'interaction effective DIS de Gogny. Cette interaction étant de portée non nulle, elle permet de traiter de façon satisfaisante une part importante de l'interaction résiduelle à savoir les corrélations d'appariement.

La première étape du calcul consiste à déterminer la surface d'énergie potentielle (SEP) dans les déformations quadripolaires. Cela est réalisé par un calcul HFB avec contraintes sur les moments quadripolaires Q_{20} et Q_{22} .

La minimisation de la valeur moyenne du hamiltonien contraint :

$$\langle \mathbf{H} - \lambda_0 \mathbf{Q}_{20} - \lambda_{02} \mathbf{Q}_{22} - \mu_N \mathbf{N} - \mu_Z \mathbf{Z} \rangle$$

permet de déterminer l'énergie du système en fonction des variables de déformation q_{20} et q_{22} , valeurs moyennes des opérateurs quadripolaires Q_{20} et Q_{22} . On utilise souvent dans les représentations des SEP les variables polaires de Bohr β et γ ou les variables cartésiennes sans dimension β_0 et β_2 . La figure 1 montre un exemple d'une telle surface pour le noyau ^{256}Cf . Cette surface a la particularité de présenter un troisième puits au sommet de la barrière séparant le premier puits où se trouve l'état fondamental et le deuxième puits où se trouvent les états superdéformés.

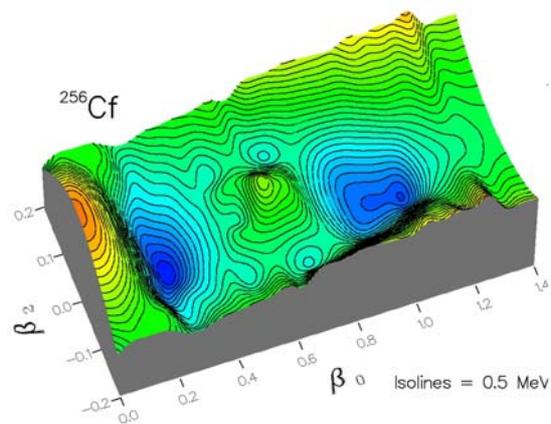


Figure 1. Surface d'énergie potentielle en fonction de β_0 et β_2 du ^{256}Cf . Cette surface est symétrique par rapport à la ligne axiale $\beta_2=0$.

La seconde étape du calcul consiste à déterminer le hamiltonien collectif dont la solution donnera les états collectifs et leur fonction d'onde dans l'espace des cinq coordonnées quadripolaires. Cela est réalisé dans le cadre de la méthode de la coordonnée génératrice en faisant l'approximation du recouvrement gaussien (GCM+GOA). Dans le cas des actinides, qui présentent tous un second puits à grande déformation, nous avons utilisé une base à deux centres pour résoudre le hamiltonien collectif. Cette méthode est exposée dans la référence [1] où sont décrits les états superdéformés de la région des mercures.

Nous avons ainsi obtenu la spectroscopie des états collectifs pour l'ensemble des noyaux étudiés. Mis à part les thorium légers, tous les noyaux présentent un deuxième puits suffisamment profond pour stabiliser une tête de bande rotationnelle 0^+ . Cette situation était déjà bien connue pour les actinides les plus étudiés tant expérimentalement que théoriquement tels que les noyaux $^{236-238}\text{U}$ ou ^{240}Pu . La figure 2 montre les énergies des seuls états 0^+ superdéformés (SD).

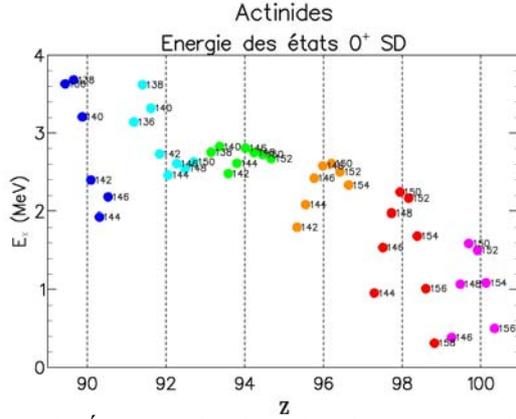


Figure 2. Énergies des états SD des isotopes Th, U, Pu, Cm, Cf et Fm obtenues par diagonalisation du hamiltonien de Bohr à 5 dimensions. Les couleurs distinguent les isotopes, les labels donnent le nombre de neutrons N pour chaque noyau.

Une prédiction extrêmement intéressante serait de pouvoir donner la valeur de la durée de vie de ces états du second puits. Si la durée de vie dans la voie fission est bien connue expérimentalement pour la plupart de ces noyaux, la durée de vie dans la voie électromagnétique entre le second et le premier puits n'est connue que pour quelques rares noyaux comme ^{236}U . Dans le cas de ^{238}U , des calculs de transition E2 ont été faits soit en restreignant le calcul à une seule dimension en symétrie axiale, soit à deux dimensions. Les surfaces d'énergie potentielle de presque tous les actinides montrent qu'il existe un passage triaxial, un col entre le second et le premier puits, favorisant la décroissance γ par rapport à la barrière axiale plus haute parfois de plusieurs MeV. Cela est une indication forte que seul un calcul réalisé dans un espace à deux dimensions est capable de donner une estimation réaliste. Malheureusement un tel calcul est long et complexe et peut être extrêmement imprécis surtout dans le cas des longues durées de vie. Nous avons donc choisi de donner une estimation de la durée de vie des états du second puits en utilisant la méthode WKB adaptée à un espace à deux dimensions. Pour cela, nous avons calculé le chemin d'action minimum en permettant au système d'utiliser tout l'espace β_0 et β_2 entre la ligne de niveau d'une énergie donnée dans le second puits et la ligne de niveau de même énergie dans le premier puits.

L'action est donnée par l'expression :

$$S = \int \{ 2 [V(\beta_0, \beta_2) - E_0] T \}^{1/2} ds$$

où V est l'énergie potentielle et E_0 l'énergie dans le second puits. Dans l'espace (β_0, β_2) , la métrique est définie par :

$$T ds^2 = B_{00}(\beta_0, \beta_2) d\beta_0^2 + 2B_{02}(\beta_0, \beta_2) d\beta_0 d\beta_2 + B_{22}(\beta_0, \beta_2) d\beta_2^2$$

où les B_{ij} sont les paramètres d'inertie quadripolaires.

La durée de vie en seconde est alors donnée par

$$T = 4.2 \cdot 10^{-21} \times \{ [1 + \exp(2S)] E_0 \}^{-1}$$

L'énergie E_0 intervient ici de façon linéaire mais elle intervient surtout de façon exponentielle dans le calcul de l'action S . Nous avons pris pour la valeur de E_0 l'énergie du premier état 0^+ dans le second puits obtenue par la résolution du hamiltonien collectif.

Dans un premier temps, nous avons calculé de cette façon ^{238}U dont la durée de vie γ expérimentale est connue. La méthode WKB donne une valeur proche de la valeur expérimentale à condition de multiplier les paramètres d'inertie B_{ij} par 1.5. On peut considérer ce facteur comme un facteur de renormalisation tenant compte du caractère approché à la fois de la méthode WKB et du calcul des paramètres d'inertie eux-mêmes.

Pour ces derniers, nous savons en effet que l'approximation d'Inglis utilisée peut conduire à une sous-estimation des B_{ij} d'un facteur du même ordre de grandeur. Nous avons pu ainsi faire ce calcul pour l'ensemble des noyaux présentant un état bien localisé dans le second puits. Les résultats sont montrés dans la figure 3. Il est évident qu'il s'agit là d'une estimation pouvant présenter un écart de plusieurs ordres de grandeur avec la réalité, mais nous pensons que la tendance observée d'un isotope à l'autre n'est pas totalement fortuite. Ces valeurs sont à comparer avec les valeurs obtenues dans la voie fission. Il est possible en effet que les très longues durées de vie que nous obtenons dans les californiums et les fermiums ne seront jamais observées compte tenu des durées de vie probablement plus courtes dans la voie fission. Cette comparaison fera l'objet d'une étude future.

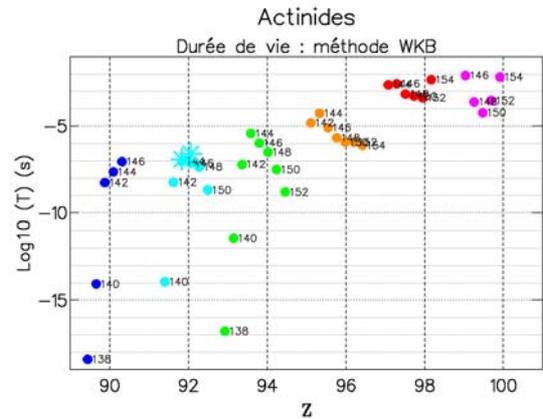


Figure 3. Durée de vie γ des états SD des isotopes Th, U, Pu, Cm, Cf et Fm obtenues par la méthode WKB (ronds pleins) et expérimentaux (étoile). Les couleurs distinguent les isotopes, les labels donnent le nombre de neutrons N pour chaque noyau.

Références

- [1] J. Libert, M. Girod, et J.-P. Delaroche, Phys. Rev. C. **60**, 054301 (1999).

Isomères superdéformés dans les mercures impairs

M. Girod, H. Goutte et D. Gogny

Résumé. Des expériences suggèrent la présence d'états isomériques dans des noyaux impairs de mercure. Afin de vérifier cette observation actuellement non confirmée, nous avons développé un formalisme, au-delà du champ moyen, afin de déterminer les probabilités de décroissance radiative de tels états à la fois isomères de formes et isomères de spin.

Abstract. Experiments seem to suggest isomeric states in odd mercury isotopes. In order to check these non-confirmed experimental results, a formalism going beyond the mean-field has been developed to determine the radiative decay probabilities of these spin and shape isomers.

Les isomères sont des états nucléaires de longue durée de vie se manifestant sous la forme soit d'isomères de spin, soit d'isomères de forme [1]. Les isomères de spin ont été observés dans de nombreux noyaux alors que les isomères de forme n'ont été observés que dans la région des actinides. Dans la région des mercures pairs, nous avons prédit l'existence d'un état isomérique de forme [2]. On peut imaginer que le couplage d'un isomérisme de spin avec un isomérisme de forme peut conduire à des durées de vie extrêmement longues. Quelques expériences suggèrent la présence de tels états pour des noyaux impairs dans la région des mercures. Nous avons donc entrepris de calculer les temps de vie radiatifs de différents candidats.

1. Recherche de noyaux impairs ayant des états superdéformés

Nous avons exploré un ensemble de noyaux impairs autour de $Z = 80$ et présentant un second puits dans leur surface d'énergie potentielle (SEP). Ce calcul a été réalisé en symétrie axiale dans le cadre de l'approximation de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) avec la force D1S de Gogny. Les noyaux ayant un nombre impair de particules, nous avons utilisé la procédure dite du « blocking ». Pour chaque noyau, nous avons calculé les surfaces d'énergie potentielle à différents spins. Un exemple est montré sur le haut de la figure 1 pour le ^{191}Hg .

2. États collectifs

Les états collectifs localisés dans ces surfaces d'énergie potentielle sont déterminés en utilisant la méthode de la coordonnée génératrice. Nous voyons (Fig.1) que le puits superdéformé $11/2^-$ est suffisamment profond pour que l'état collectif y soit localisé. Cet état de grand spin est donc un bon candidat à l'isomérisme de forme et de spin.

3. Probabilités de transition électromagnétique

Afin d'estimer le temps de vie radiatif de ce candidat, nous avons développé un formalisme pour calculer les transitions entre des fonctions d'onde HFB de noyaux impairs ayant des déformations très différentes, soit de type M1 ou E2 (états $9/2^-$), soit de type E1 (états $9/2^+$ et $13/2^+$).

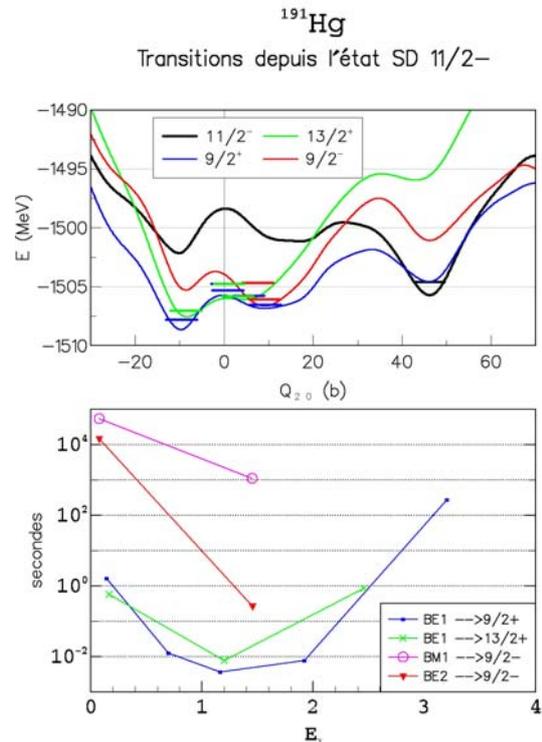


Figure 1. En haut : SEP en fonction du moment quadripolaire Q_{20} du ^{191}Hg pour différents spins. Sont aussi représentées les énergies des états collectifs.

En bas : temps de vie des transitions E1, M1, et E2 entre l'état superdéformé $11/2^-$ et les différents états $9/2^-$, $9/2^+$ et $13/2^+$ localisés dans le premier puits.

Ces calculs nécessitent une très grande précision dans la détermination des fonctions d'onde des états collectifs. Si les résultats montrés dans la figure se confirment, nous pourrions dire qu'une étape importante a été franchie dans la recherche théorique d'états isomériques de longue durée de vie.

Références

- [1] M. Girod et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 2452 (1989).
- [2] J.Libert, M.Girod, et J.-P.Delaroche, Phys. Rev. C. **60**, 054301 (1999).

Description microscopique de la fission à basse énergie

H. Goutte, P. Casoli, J.F. Berger

Résumé. Une étude théorique a été entreprise pour décrire de façon microscopique les distributions en masse et en charge des fragments de fission dans les noyaux lourds.

Abstract. A theoretical study has been developed to describe with a microscopic approach the mass and charge fission fragment distributions in heavy nuclei.

De nos jours le processus de fission fait l'objet de nombreuses applications à la fois « classiques » - production d'énergie, applications militaires -, mais aussi nouvelles - solutions innovantes, nouvelles filières de production d'énergie, et production de noyaux exotiques pour la recherche fondamentale. Ces applications ont engendré un regain d'activité ces dernières années dans l'étude du processus de fission. Afin de prédire les caractéristiques de la fission dans les conditions de ces nouveaux champs applicatifs, et pour lesquels il n'existe pas ou peu de résultats expérimentaux, il est nécessaire de savoir modéliser le processus sans paramètre phénoménologique. C'est ce à quoi nous nous attachons dans cette étude dont le but est de prédire les distributions en masse et en charge des fragments de fission à l'aide de méthodes microscopiques et dynamiques.

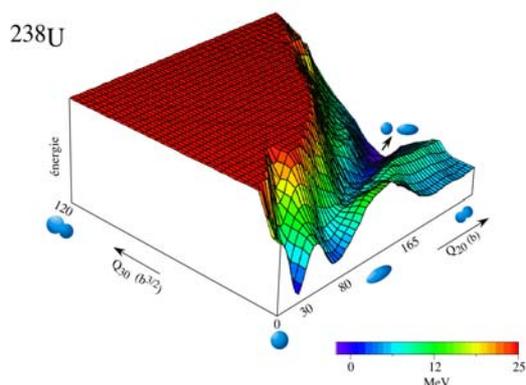


Figure 1. Surface d'énergie potentielle de ^{238}U en fonction de l'élongation (Q_{20} en barns) et de l'asymétrie (Q_{30} en $b^{3/2}$).

Il est bien connu que la plupart des actinides proches de la ligne de stabilité β fissionnent de façon asymétrique, la masse du gros fragment étant proche de 140. Cette manifestation des effets de couches dans les fragments indique que le temps de fission doit être long par rapport à 10^{-22} s, le temps nécessaire à un nucléon pour traverser le diamètre nucléaire. Par conséquent, la séparation entre degrés de liberté intrinsèques et collectifs apparaît justifiée et la fission peut être vue comme l'évolution dynamique d'un

paquet d'onde dans un espace de configurations nucléaires, un paysage dans l'espace des variables collectives (cf. figure 1). Afin de déterminer les distributions de fragments, un état initial du noyau fissionnant préalablement déterminé est propagé dans la surface et le flux est calculé en chaque point de la ligne de scission correspondant à une fragmentation A_1, A_2 , et Z_1, Z_2 particulière.

Une première distribution en masse obtenue avec une telle approche dynamique est présentée figure 2 pour un état initial d'énergie moyenne de 10.9 MeV.

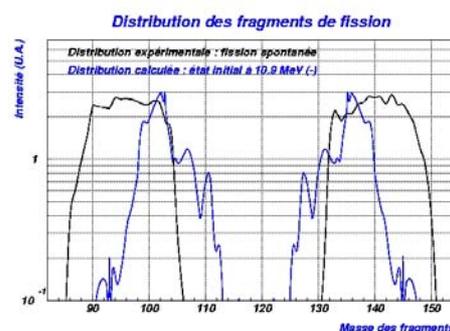


Figure 2. Distribution en masse des fragments de fission de ^{238}U obtenue dans un calcul dynamique comparé à la distribution expérimentale.

Cette distribution en masse apparaît décentrée par rapport à la distribution en masse expérimentale de ^{238}U . Des études complémentaires sont en cours afin d'en déterminer l'origine. Elles concernent tout d'abord la résolution numérique des équations, un problème délicat en raison notamment de l'échelle de temps du phénomène. D'un point de vue physique nous étudions également l'influence sur la position et la largeur des distributions, de l'énergie d'excitation initiale du système et de la répartition selon les différents modes collectifs du noyau.

Décroissance alpha des noyaux superlourds impairs Z=112-114

D. Hirata, J-F. Berger

Résumé. Les chaînes de décroissance alpha d'isotopes de noyaux superlourds produits dans des expériences récentes sont analysées dans le cadre de l'approche microscopique fondée sur la méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov et la force nucléon-nucléon effective de Gogny.

Abstract. The alpha-decay chains of superheavy nuclei produced in recent experiments are analyzed in the framework of the microscopic approach based on the Hartree-Fock-Bogoliubov method and the Gogny effective nucleon-nucleon interaction.

Depuis quelques années, nous appliquons la théorie du champ moyen fondée sur la méthode de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) et l'interaction effective de Gogny aux noyaux superlourds. L'objectif est d'une part de tester notre approche dans une région de masse inhabituelle, d'autre part de prédire les propriétés des noyaux superlourds encore inconnus. Nos études jusqu'ici concernaient les noyaux pair-pair. [1]. Ces

derniers mois, nous avons entrepris d'appliquer notre approche aux noyaux superlourds impairs. Ces noyaux sont en effet ceux qui sont produits le plus souvent dans les expériences. Nous présentons ici une analyse des chaînes de décroissance alpha d'isotopes des éléments 112 et 114 observées respectivement au GSI [2] et à Dubna [3].

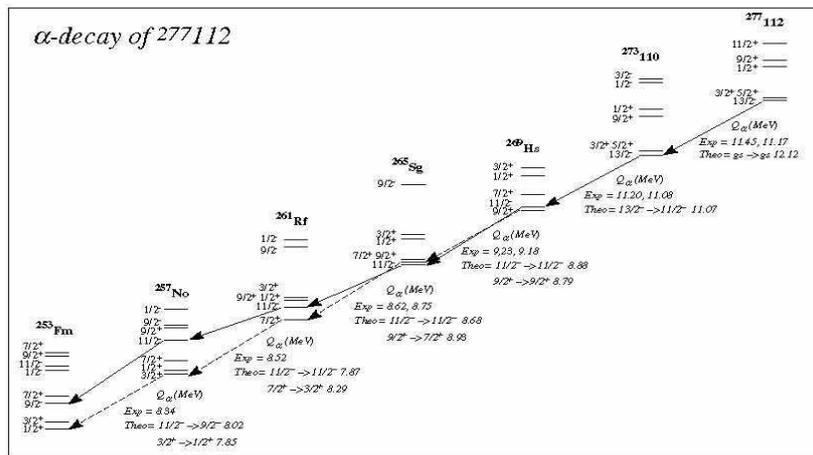


Figure 1. Niveaux théoriques calculés dans les sept noyaux intervenant dans la chaîne de décroissance alpha expérimentalement observée du $^{277}112$. Les flèches pleines et pointillées indiquent deux chemins de décroissance possibles, de parités positive et négative.

La figure montre la spectroscopie des 7 noyaux observés dans la chaîne de décroissance alpha du noyau $^{277}112$. Les niveaux, identifiés par leurs nombres quantiques K et π résultent de calculs HFB avec blocking. On observe que ce calcul reproduit les valeurs de K et π de l'état fondamental du ^{253}Fm proposées par les systématiques $(1/2^+)$. Les transitions indiquées supposent que (i) l'émission alpha conserve la parité et (ii) les noyaux fils ont le temps de décroître par transition gamma ou conversion interne avant que la décroissance alpha suivante intervienne. Cette dernière hypothèse est assez forte car il est probable qu'un certain nombre des états de basse énergie de ces noyaux lourds sont des isomères de grande durée de vie. Les Q_α théoriques apparaissent en bon accord avec

les mesures, sauf pour la première transition alpha dans chaque chaîne, où la valeur théorique est nettement trop faible. Est-ce une indication que le noyau initial est formé dans un état excité ?

Nous obtenons des résultats très similaires dans deux isotopes de l'élément 114 récemment découverts.

Références

- [1] J-F Berger *et al.*, Nucl. Phys.. **A685**, 1 (2001); Acta Phys. Pol. , à paraître.
- [2] S. Hofman *et al.*, Z. Phys. **A350**, 277 (1995); Z. Phys. **A350**, 281 (1995); Z. Phys. **A354**, 229 (1996); Rev. Mod. Phys. **72**, 733 (2000).
- [3] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, Phys. Rev. **C62**, 041604 (2000); Phys. Rev. **C63**, 011301(R) (2001).

Une approche unifiée du traitement des corrélations dans le noyau

N. Pillet, J.F. Berger, S.Péru-Désenfant

Résumé. Nous présentons une nouvelle méthode qui permet de traiter les corrélations dans le noyau (appariement et excitations collectives) de manière unifiée. La fonction d'onde des états nucléaires est construite à partir d'excitations multiparticules-multitrous définies sur une solution Hartree-Fock. L'application de cette méthode est réalisée avec l'interaction effective de portée finie DIS de D.Gogny.

Abstract. We present a new method that treats both correlations of pairing and collective types. The nuclear state wave function is built from multiparticle-multihole excitations on a Hartree-Fock solution. The applications are realized with the DIS Gogny finite range effective interaction.

Les corrélations sont importantes pour expliquer la structure des états nucléaires. Les plus importantes d'entre elles sont les corrélations d'appariement entre les nucléons et les corrélations à longue portée dues aux oscillations collectives du champ moyen. Les méthodes traditionnelles pour en tenir compte sont l'approche de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) - une extension de la théorie de Hartree-Fock (HF) - en ce qui concerne l'appariement, et les approches collectives telles que la RPA et la GCM.

Nous présentons ici une méthode [1] qui permet d'unifier le traitement de ces différents types de corrélations tout en remédiant à certains inconvénients des approches classiques. Elle consiste à prendre comme fonction d'onde du noyau une superposition d'excitations multiparticules-multitrous bâties sur un déterminant de Slater HF. Cette fonction d'onde «enrichie» a l'avantage de conserver explicitement le nombre de particules, contrairement à une fonction d'onde HFB, et d'éviter l'approximation de quasi-bosons utilisée en théorie RPA. Pour la première fois, la méthode est employée avec un hamiltonien effectif construit entièrement avec la force de Gogny [2].

Les figures 1 et 2 montrent les résultats d'une première application de la méthode à l'état fondamental des noyaux ^{16}O et ^{178}Hf . Deux types de calculs ont été effectués : le premier inclut toutes les configurations $1p1t$ et $2p2t$ (figure 1, courbes notées «total»), et le second les excitations $2p2t$ du type $p\bar{p}t\bar{t}$ correspondant à la diffusion d'états de paire. L'énergie d'excitation des configurations prises en compte est inférieure à une énergie de coupure notée E_{cut} . On voit que l'énergie de corrélation converge de façon satisfaisante en fonction de E_{cut} . En fait, l'interaction effective sélectionne de façon «naturelle» les configurations nécessaires. La transformée de Fourier de la partie centrale de l'interaction de Gogny [3] fournit une énergie de coupure de l'ordre de 90 MeV pour les excitations $1p1t$. Pour des excitations à $2p2t$, cette valeur est doublée. On observe qu'il est en fait nécessaire d'aller un peu au-delà de cette valeur afin de décrire l'appariement dans ^{178}Hf . Il en est de même dans ^{24}Mg . Dans le cas de ^{16}O , l'énergie de corrélation totale obtenue (1.8 MeV) est comparable à celle fournie dans les mêmes conditions par la RPA. La

méthode a également été appliquée à l'état isomérique 16^+ du ^{178}Hf . Un calcul effectué dans les mêmes conditions que l'état fondamental fournit une énergie d'excitation de 2.20 MeV, légèrement plus faible que la valeur expérimentale (2.45 MeV).

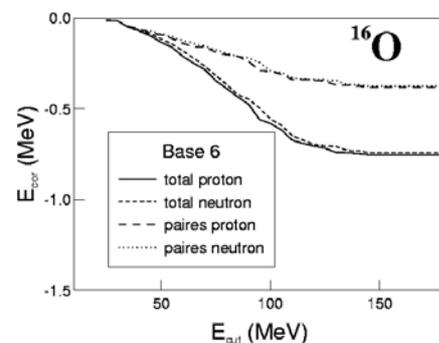


Figure 1. Energie de corrélation de ^{16}O en fonction de E_{cut} avec une base de l'oscillateur harmonique comportant 6 couches.

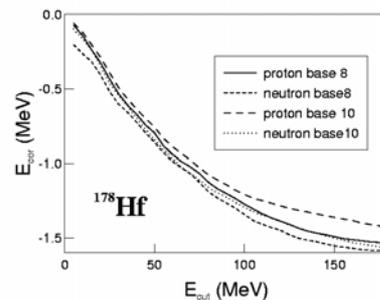


Figure 2. Energie de corrélation des états de paire du ^{178}Hf en fonction de E_{cut} , avec des bases de l'oscillateur harmonique ayant 8 et 10 couches.

Références

- [1] N. Pillet et al., Nucl. Phys. **A697** (2002) 141.
- [2] J.Dechargé et D.Gogny, Phys.Rev. **C21**(1980)1568
- [3] D.Gogny et R.Padjen, Nucl.Phys. **A293** (1977)365.

Résonances géantes dans les noyaux exotiques sphériques avec la RPA

S. Péru, J.F. Berger et D. Gogny

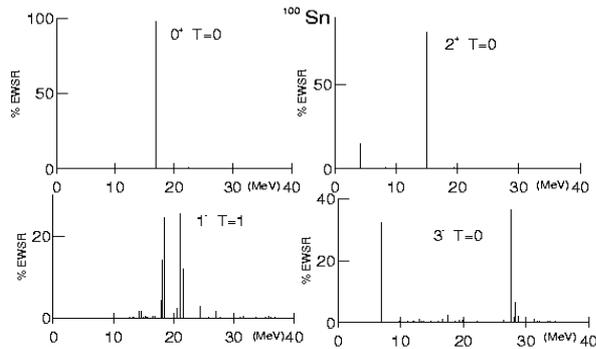
Résumé. Des calculs prédictifs sur les résonances géantes de trois noyaux exotiques doublement magiques sont présentés. L'analyse de ces résultats donne une illustration des effets de l'éloignement de la stabilité.

Abstract. Some theoretical results about the giant resonances in three doubly magic exotic nuclei are given. The analysis of these results allows to illustrate the effect of going far from stability.

Les résonances géantes multipolaires sont les manifestations les plus importantes du comportement collectif des noyaux. Notre connaissance de ces modes fondamentaux reste assez faible pour les noyaux "stables" et quasi-nulle pour les noyaux loin de la vallée de stabilité. Si une étude expérimentale est encore délicate, les modèles théoriques peuvent être appliqués aux noyaux exotiques. Nous présentons ici des prédictions concernant quelques résonances géantes obtenues avec la méthode de la RPA en symétrie sphérique pour des noyaux exotiques a priori doublement magiques : le ^{78}Ni , le ^{100}Sn et le ^{132}Sn .

L'approche RPA employée à Bruyères-le-Châtel [1-3] est fondée sur un Hamiltonien effectif construit avec la force effective de Gogny [4,5]. Les fonctions d'onde individuelles sont développées sur une base finie d'oscillateur harmonique à 15 couches majeures.

La figure suivante montre les facteurs de forme en pourcentage de la règle de somme (EWSR) à transfert nul des états RPA 0^+ , 2^+ , 3^- dans le canal isoscalaire et 1^- dans le canal isovectoriel pour le ^{100}Sn .



Une systématique des énergies des noyaux connus aboutit à des lois de comportement en fonction du nombre de masse des noyaux qui sont globalement vérifiées. La résonance géante monopolaire isoscalaire (ISGMR) est portée par un seul état, ce qui montre le caractère fortement collectif de ce mode. Toutefois l'énergie d'excitation de 16,91 MeV est légèrement inférieure à la valeur systématique en $80 \times A^{-1/3}$, ce qui n'était pas le cas pour les noyaux stables. L'énergie de la résonance quadrupolaire (ISGQR) est plus haute que la systématique en $63 \times A^{-1/3}$, l'énergie moyenne

13,46 MeV a le bon ordre de grandeur, ce qui est comparable aux résultats obtenus précédemment pour les noyaux lourds. Quant à la résonance dipolaire isovectorielle (IVGDR) elle est fragmentée et présente deux pics bien distincts dont la valeur moyenne (19,83 MeV) est nettement plus haute que la valeur systématique en $80 \times A^{-1/3}$.

Pour le ^{132}Sn , la ISGMR est fractionnée et sa valeur moyenne (15,13 MeV) est inférieure à la systématique. La ISGQR a un comportement comparable à celle du ^{100}Sn . La IVGDR présente également deux pics dont la valeur moyenne est supérieure à la systématique.

Pour le ^{78}Ni , l'énergie moyenne de la ISGMR (16,98 MeV) est très inférieure à la systématique mais celle de la ISGQR en est très proche. La IVGDR est très fragmentée avec une valeur moyenne (19,14 MeV) est plus élevée que la systématique.

La résonance octupolaire a une contribution à basse énergie et une composante à plus haute énergie (HEOR). Les valeurs obtenues 27,8 MeV, 26,07 MeV et 28,88 MeV pour ^{100}Sn , ^{132}Sn et ^{78}Ni respectivement, sont comprises entre les systématiques évaluées ($120 \leftrightarrow 140 \times A^{-1/3}$).

En conclusion, les résultats obtenus montrent un comportement des ISGQR et des HEOR similaire à celui des noyaux stables. En revanche, l'énergie des ISGMR est systématiquement plus basse. Les pics doubles observés dans la IVGDR de ^{100}Sn et ^{132}Sn semblent traduire la dissymétrie des rayons de protons et de neutrons dans ces noyaux.

Références

- [1] J.P. Blaizot and D. Gogny, Nuclear Physics A **284**, 429 (1977).
- [2] J. Dechargé and L.Sips, Nuclear Physics A **407**, 1 (1983).
- [3] D. Gogny and J. Dechargé, Journal de Physique **C4-221** (1984).
- [4] J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. **21C**, 1568 (1980).
- [5] J.F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, Nuclear Physics A **502**, 85c (1989).