

PANORAMA DES REACTIONS NUCLEAIRES

J. CUGNON

*IFPA, AGO Department, University of Liège,
allée du 6 Août 17, bât.B5, 4000 Liège 1, Belgium*

RESUME

Les mécanismes de réactions, c'est-à-dire les divers modèles utilisés pour divers types de réactions dans des conditions cinématiques particulières sont passés rapidement en revue. Une tentative de classification en différents régimes est proposée. Elle est basée sur les notions de processus cohérents et de processus mous ou durs, faisant référence au transfert en énergie. Elle a pour but de permettre une meilleure compréhension des relations entre les divers modèles utilisés. L'accent est mis sur les concepts facilitant cette compréhension, plus que sur les performances des modèles, et sur les éléments de structure nucléaire qui sont impliqués par les divers modèles, ainsi que sur la possibilité d'extraire ce genre d'information. Pour mettre en exergue ce dernier point, les paragraphes relatifs aux informations sur la structure nucléaire sont reproduits en italique et commencent par la mention IS (Information sur la Structure). Pour des raisons pédagogiques, on s'est limité aux réactions induites par nucléons (et noyaux légers). Néanmoins, plusieurs remarques sont faites concernant certaines sondes spécifiques, tels que les projectiles faiblement liés ou les noyaux riches en neutrons.

ABSTRACT

The various mechanisms of nuclear reactions are surveyed and classified in different regimes, based on the notions of coherent mechanisms and hard versus soft processes. The emphasis is put on the concepts at the basis of the understanding of these regimes and on the elements of nuclear structure which are involved in these different regimes, as well as the on the possibility of extract this information. Due to lack of space and for pedagogical reasons, the discussion is limited to nucleon-induced and light ion-induced reactions. However, a few remarks are given concerning some specific probes, such as weakly bound projectiles or neutron-rich nuclei.

I. INTRODUCTION

Les réactions nucléaires apparaissent souvent aux étudiants comme un sujet difficile, obscur et rébarbatif. Cela vient, sans doute, du fait que, bien que ne correspondant en fin de compte qu'à un simple réarrangement des nucléons, les réactions nucléaires présentent une grande variété de phénomènes différents qui ne semblent avoir entre eux que peu de relations. De plus, la théorie des réactions nucléaires dérouté l'étudiant parce qu'elle apparaît comme une application complexe, voire douteuse (n'y recommande-t-on pas de sortir de l'espace d'Hilbert!), de la mécanique quantique, qui ne peut être traitée exactement. En bref, l'étudiant a le sentiment qu'il s'agit d'une matière difficile, disparate, non unifiée. Cela est partiellement vrai, mais il faut reconnaître que la compréhension des réactions nucléaires, tant expérimentalement que théoriquement, s'est considérablement améliorée durant la deuxième partie du siècle dernier au point de constituer une des avancées les plus remarquables de la physique nucléaire pendant cette période, un fait "qui est largement méconnu des physiciens nucléaires eux-mêmes", pour paraphraser un des théoriciens les plus brillants du sujet [1]. C'est un fait remarquable que cette avancée s'est faite sans apport d'une connaissance détaillée des forces nucléaires. Elle a été obtenue grâce à une panoplie de procédures telles que la classification des types de réactions, l'identification des degrés de liberté mis en oeuvre, l'utilisation de modélisations flexibles, une synergie interactive entre expérience et théorie, l'appel à des principes généraux et aux symétries, la reconnaissance des aspects statistiques, etc. Cet ensemble de procédures a permis de construire un outil puissant pour la compréhension de phénomènes de plus en plus nombreux. Ceci ne signifie pas que l'on dispose à l'heure actuelle d'une théorie spécifique, complète et pratique (facilement utilisable) des réactions nucléaires. Mais on peut dire que l'on a hérité d'un contexte permettant l'émergence d'une vue de plus en plus unificatrice. Le but de cette présentation est de fournir modestement des clés pour se faire une idée de cette unification. Durant les deux ou trois dernières décades, le tableau des réactions étudiées expérimentalement s'est enrichi avec l'utilisation intense de nouveaux faisceaux (particules élémentaires, ions lourds, noyaux radioactifs). Ceci a introduit de nouveaux défis et de nouvelles méthodes qui permettront sans doute une compréhension plus unifiée et plus profonde du sujet.

Il convient de souligner que les résultats obtenus dans ce chapitre de la physique nucléaire ont un intérêt pour d'autres disciplines. Tout d'abord la théorie formelle des réactions, qui a en fait émergé principalement de l'étude des réactions nucléaires, est également valable pour les collisions entre atomes, molécules et électrons [2]. Il en va de même pour beaucoup de concepts introduits pour l'étude des réactions nucléaires. Les propriétés statistiques des résonances nucléaires sont à la base de la formulation et de l'étude de concepts tels que le chaos quantique et la coexistence du chaos et de l'ordre dans les systèmes mésoscopiques [3,4]. Enfin, il faut souligner les nombreuses applications des réactions nucléaires en médecine et dans l'industrie.

Les réactions nucléaires fournissent depuis le début un outil important pour la spectroscopie nucléaire et l'investigation de la structure nucléaire, puisqu'elles permettent l'excitation des noyaux. Bon nombre de réactions sont de ce point de vue très sélectives et peuvent fournir de ce fait des informations précises sur la structure des états excités. De plus, lorsque les réactions sont gouvernées par un mécanisme simple, l'étude des observables permet une extraction simple d'informations spectroscopiques de base. Dans cette présentation, je passerai en revue plusieurs types de réactions, en mettant en exergue la nature des informations spectroscopiques auxquelles elles permettent d'accéder.

Pour finir cette introduction académique, je voudrais souligner le rôle historique que l'étude des réactions nucléaires ont joué concernant les implications de la science dans la pensée et la société. Je citerai seulement trois exemples. Les réactions nucléaires ont fourni la première vérification de la formule $E=mc^2$, ou, plus justement, de l'équivalence masse-énergie. Les réactions peuvent être le siège de libération considérable d'énergie, spécialement au travers de la fission, ouvrant ainsi une ère nouvelle. Enfin, les réactions nucléaires, d'une manière compliquée mais indéniable, sont le moteur de la vie. Il est fascinant de penser que la vie sur Terre existe, grâce à des réactions nucléaires se passant très loin de notre planète, et profondément à l'intérieur du Soleil. Pour une discussion de ces matières, voir la Ref. [5].

II. GENERALITES

L'étude expérimentale des réactions nucléaires repose sur un schéma de base extrêmement simple. Un faisceau de particules a accélérées bombarde un cible généralement mince contenant les noyaux A partenaires et les particules émises sont détectées par un ou plusieurs détecteurs. A cause de la simplicité de ce schéma, il y a peu de paramètres de contrôle: la nature des partenaires a et A et l'énergie incidente du faisceau. L'interaction entre a et A peut conduire à la production plusieurs états finals différents. L'identification d'un état final donné n'est pas toujours chose aisée. On parlera ainsi de réactions inclusives si une seule particule est détectée, que l'on dénote par $a + A \rightarrow b + X$. A l'inverse, dans le cas idéal où toutes les particules sont détectées, on parlera de réactions exclusives, qui à l'inverse sont dénotées en mentionnant toutes les particules détectées: $a + A \rightarrow b_1 + b_2 + b_3 + \dots + b_n$.

Une caractéristique essentielle des réactions nucléaires tient aux temps de réactions extrêmement courts et aux petites dimensions des systèmes nucléaires: les moyens de détection (actuels) ne permettent généralement que de détecter que les états asymptotiques des systèmes nucléaires (ce n'est pas le cas des réactions chimiques entre molécules par exemple [6]). Les informations expérimentales sur les réactions nucléaires sont dès lors encodées dans les probabilités d'atteindre un état final donné (ou plus généralement dans les sections efficaces). Il n'est donc pas vraiment surprenant que la théorie (formelle) des réactions nucléaires ait été surtout

développée dans le cadre des fonctions d'onde stationnaires. C'est-à-dire qu'elle se concentre sur la probabilité de passer d'un état stationnaire décrivant la voie d'entrée vers un état stationnaire correspondant à la voie de sortie. Ce n'est cependant pas le seul cadre possible. Il existe en effet une théorie de réactions, qui vise à décrire l'évolution temporelle de la fonction d'onde du système [2]. Ce type de formalisme, plus compliqué, est maintenant utilisé aussi pour les réactions nucléaires, bien que sous une forme quasi-classique, référencée généralement sous le vocable des « équations de transport » [7]. Nous reviendrons sur ce formalisme, mais avant cela, il convient de passer brièvement en revue le formalisme stationnaire.

La grandeur centrale est la probabilité pour passer de l'état stationnaire dans la voie d'entrée à l'état stationnaire dans la voie de sortie

$$\chi_c = \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_c \cdot \vec{r}_c} \rightarrow \chi_{c'} = \psi_{b_1} \psi_{b_2} \dots e^{i\vec{k}_{c'} \cdot \vec{r}_{c'}}, \dots, \quad (1)$$

où les ψ_i sont les fonctions d'ondes internes (du projectile, de la cible et des fragments) et où les ondes planes correspondent aux mouvements relatifs, sous l'action d'un hamiltonien

$$H = H_0 + V \quad (2)$$

où le premier terme est la somme des hamiltoniens internes et l'énergie cinétique relative, et où le second terme représente l'interaction résiduelle. Dans la suite, pour des raisons didactiques, nous écrirons les formules pour le cas où il n'y a que des voies à deux corps nucléon-noyau. Dans ce cas, la séparation de H est la même dans toutes les voies et V représente l'interaction entre le nucléon projectile et les nucléons du noyau. Les formules se généralisent assez facilement au cas plus généraux. Elles sont cependant plus complexes et leur écriture n'apportent pas grand chose pour la compréhension des choses exposées ici. La solution du problème énoncé ci-dessus est formellement simple. Elle demande la construction de l'opérateur T (ou matrice de transition) défini par l'équation intégrale

$$T = V + V \frac{1}{E - H + i\epsilon} V \quad (3)$$

où E est l'énergie totale. Elle peut s'écrire:

$$E = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2m} + E_i = \frac{\hbar^2 k_{c'}^2}{2m} + E_f = \frac{\hbar^2 k_{c'}^2}{2m} + E_i - Q \quad (4)$$

où E_i et E_f sont respectivement les énergies internes dans la voie d'entrée et la voie de sortie et où k_c et $k_{c'}$ sont les nombres d'onde du mouvement relatif dans les voies d'entrée et de sortie, respectivement. Cette relation définit le bilan de la réaction Q : si $Q > 0$, la réaction fournit de

l'énergie et si $Q < 0$, la réaction n'est possible que si l'énergie cinétique dans la voie d'entrée est supérieure à $-Q$ (dans le c.m.), appelé seuil de la réaction. Dans le premier cas, la réaction est dite exothermique et dans le second cas, on parle de réaction endothermique. La section efficace différentielle est reliée à la matrice de transition par l'expression

$$d\sigma_{cc'} = \frac{(2\pi)^4}{\hbar v_c} \delta\left(\frac{\hbar^2 k_c^2}{2m} + E_i - \frac{\hbar^2 k_{c'}^2}{2m} - E_f\right) \left| \langle f, \vec{k}_{c'} | T | i, \vec{k}_c \rangle \right|^2 d\omega \quad (5)$$

où v_c est la vitesse relative dans la voie d'entrée, où les états entrant dans l'élément de matrice de T sont les états (1) et où $d\omega$ est le nombre d'états finals (pour le noyau f et pour le vecteur $\vec{k}_{c'}$). La fonction delta traduit la conservation de l'énergie. Cette formule fait intervenir des éléments de structure nucléaire: les fonctions d'onde i et f et la densité d'états contenue dans l'élément $d\omega$ (par exemple, la section efficace différentielle en énergie $d\sigma_{cc'}/dE_f$ fait intervenir la densité d'états nucléaires $\rho(E_f)$ du noyau final).

Formellement, la mesure des sections efficaces fournissent des informations sur ces éléments de structure nucléaire. Mais leur extraction nécessite le calcul de l'opérateur T (ce qui revient à résoudre le problème nucléaire à N corps dans son entièreté) et celui de ses éléments de matrice. Cette voie est présentement sans espoir. Les physiciens se sont rabattus sur des modèles de réaction, qui consistent à faire des approximations (plausibles dans certaine gamme cinématique) ou à sélectionner les degrés de liberté actifs, conduisant ainsi à des descriptions simplifiées de la réaction, appelées souvent mécanismes de réaction. Dès lors, la connexion avec la structure nucléaire apparaît plus évidente. Nous nous efforcerons dans la suite de présenter certains de ces modèles, de les "justifier" dans la mesure du possible et de souligner les relations entre différents modèles.

Disons un mot du formalisme dépendant du temps. En physique nucléaire, il a été surtout utilisé pour les réactions entre ions lourds. Les physiciens nucléaires sont en effet particulièrement intéressés par les propriétés du système pendant la réaction (matière dense et chaude). Un formalisme dépendant du temps semble alors tout indiqué. En physique des ions lourds, on utilise généralement le formalisme des équations de transport. Celui-ci a comme point de départ l'équation de von Neumann pour la matrice densité à N corps

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho], \quad (6)$$

qui est équivalente à des équations couplées pour les matrices densité réduites (à 1, 2, 3... corps). En utilisant une approximation de fermeture (impliquant que les matrices densité d'ordre élevé sont factorisables en matrices de densité d'ordre 1, signifiant en l'occurrence qu'il n'y a pas de

corrélations à 3 corps) et une approximation de gradient faible (signifiant que les densités ne varient pas rapidement), on obtient une équation pour la distribution à un corps $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ dans l'espace de phase

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \vec{\nabla} - (\vec{\nabla} U) \cdot \vec{\nabla}_p \right] f(\vec{r}, \vec{p}, t) = I_{coll}[f], \quad (7)$$

où U est le potentiel moyen et où le membre de droite représente l'effet des collisions nucléon-nucléon (NN). Les réactions entre ions lourds étant un peu en dehors du sujet de l'Ecole, nous limiterons plus loin à en citer rapidement les caractéristiques spécifiques.

Trois remarques enfin pour clôturer ce chapitre sur les lois de conservation. D'abord l'invariance vis-à-vis du renversement du sens du temps implique la relation

$$\langle i - \vec{k}_c | T | f - \vec{k}_{c'} \rangle = \langle f \vec{k}_{c'} | T | i \vec{k}_c \rangle \quad (8)$$

et, par voie de conséquence, le “principe” du bilan détaillé

$$k_c^2 \frac{d\sigma_{cc'}}{d\Omega}(\Omega) = k_{c'}^2 \frac{d\sigma_{c'c}}{d\Omega}(-\Omega) \quad (9)$$

qui relie les sections efficaces “directe” et “inverse”. Si on fait abstraction du moment angulaire¹, on peut introduire la matrice S par l'expression

$$S_{c'c} = \delta_{c'c} - 2i\pi \left(\frac{m^2 k_c k_{c'}}{2\pi} \right)^{1/2} \langle f \vec{k}_{c'} | T | i \vec{k}_c \rangle \quad (10)$$

qui ne dépend plus des angles. Les sections efficaces de réaction conduisant de la voie c à la voie c' s'écrivent alors

$$\sigma_{cc'} = \pi \lambda_c^2 \left| S_{c'c} - \delta_{c'c} \right|^2 \quad (11)$$

L'invariance vis-à-vis du renversement du sens du temps se traduit simplement par

1 Tenir compte du moment angulaire revient à avoir des indices de voies c qui ne définissent pas seulement la partition du système, mais qui incluent également le moment angulaire. Les formules reliant les sections efficaces à la matrice S sont compliquées et impliquent des polynômes de Legendre. Elles n'apportent rien de fondamentalement neuf par rapport à ce qui est indiqué ici. Voir le cours de F. de Oliveira Santos pour les détails [8]. Il est à remarquer que les formules sans moment angulaire (ou à moment angulaire nul, ce qui revient au même) peuvent s'appliquer directement dans certaines situations, en particulier pour les réactions induites par neutrons de très basse énergie, pour autant qu'il n'y a pas voie exothermique fortement couplée.

$$S_{cc'} = S_{c'c} \quad (12)$$

La deuxième remarque a trait aux conséquences de l'hermiticité de l'Hamiltonien. Elle implique la conservation de la norme qui se traduit par

$$\sum_{c'} |S_{cc'}|^2 = 1, \quad (13)$$

la sommation courant sur les voies ouvertes et, plus généralement, l'unitarité de la matrice S . Cette propriété limite la grandeur des sections efficaces. L'unitarité de la matrice S se traduit encore par le théorème optique

$$\sigma_c^T = -\frac{4\pi}{k_c} \Im m f_{cc} \quad (14)$$

où σ_c^T est la section efficace totale dans la voie c et f_{cc} est l'amplitude élastique à zéro degré dans cette même voie. Cette relation relie de façon non triviale plusieurs sections efficaces.

Enfin, dernière remarque, la conservation de certains nombres quantiques, tels que le moment angulaire ou l'isospin, prodiguent à certaines réactions une sélectivité particulière, ainsi que nous le verrons plus tard.

III. VARIATION DES SECTIONS EFFICACES AVEC LES PARAMETRES DE CONTROLE ET COMPARAISON DE CEUX-CI AVEC CERTAINES GRANDEURS CARACTERISTIQUES

A. Introduction

Il est souvent très utile de mettre en évidence les variations des sections efficaces avec celle des paramètres de contrôle (énergie incidente, masse de la cible). Une variation lente indiquera une relative indépendance du mécanisme de réaction aux détails de la structure de la cible et une relative constance des degrés de liberté mis en action. Il est également utile, en commençant l'étude d'un chapitre tel que celui des réactions nucléaires de comparer les paramètres de contrôle (ou d'autres paramètres dérivés) avec certaines grandeurs caractéristiques du système. Ceci permet souvent de deviner les degrés de liberté mis en jeu. C'est ce que nous allons faire dans ce chapitre.

B. Variation des sections efficaces avec les paramètres de contrôle.

Avant de commencer, il est bon de rappeler les variations des sections efficaces avec l'énergie qui sont dictées par la proximité des seuils. On peut les résumer comme suit:

a) réactions sans interaction Coulombienne (réactions induites par neutrons)

- diffusion élastique

$$\sigma_{cc} \approx C$$

- réaction endothermique ($Q < 0$)

$$\sigma_{cc'} \approx C \sqrt{E - E_{th}}$$

où E_{th} ($= -Q$) est le seuil de la réaction.

- réaction exothermique ($Q > 0$)

$$\sigma_{cc'} \approx C/k_c$$

c'est la fameuse "loi en $1/v$ ". Elle s'explique par le fait qu'à basse énergie incidente, la longueur d'onde de de Broglie est très grande. Même si le centre du paquet d'onde correspond à un paramètre d'impact grand, il y aura recouvrement avec le noyau cible et une grande probabilité de réaction étant donné l'intensité des forces nucléaires.

b) réactions avec interaction Coulombienne

Si la particule incidente est chargée, la section efficace de diffusion élastique sera dominée par l'interaction Coulombienne à basse énergie. Les sections efficaces de réaction ci-dessus doivent être multipliées par le facteur de Gamow $G_c = \exp\left(-\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_c}\right)$ qui traduit le fait que la particule incidente doit traverser la barrière de Coulomb pour initier la réaction². Dans ces conditions, la loi en $1/v$ ne s'applique pas pour les particules chargées.

Enfin, il est peut-être bon de rappeler que les constantes entrant dans les relations ci-dessus ne peuvent être prédites sur la base de principes généraux. D'une manière générale il en va ainsi pour toutes les sections efficaces. On peut cependant dire qu'à haute énergie, on se rapproche des conditions classiques et étant donné l'intensité des forces nucléaires et leur courte portée la section efficace totale de réaction se rapproche de la section efficace géométrique.

2 Un facteur similaire doit être introduit pour la voie de sortie. En général, un seul de ces facteurs joue un rôle important. Pour la diffusion élastique, la modification ne se ramène pas simplement à des facteurs de Gamow. Voir le cours de J.-M. Sparenberg [9].

Nous allons maintenant discuter certaines variations typiques des sections efficaces avec l'énergie incidente. Dans la Fig.1 nous donnons la variation schématique des sections efficaces de fission induite par neutrons pour les noyaux d' ^{235}U et de ^{239}Pu , sur une gamme d'énergie allant de 0 à 10 MeV. On peut déceler à très basse énergie la loi en $1/v$. Dans la région du keV , la section efficace varie très rapidement, présentant des maxima très étroits et qui ne sont pas les mêmes pour les deux noyaux. Au delà du keV , les sections efficaces varient lentement avec l'énergie incidente. La présence de maxima très étroits dans la région du keV est un phénomène universel (pour les réactions nucléaires).

Certaines variations caractéristiques avec le noyau-cible sont données dans les Figs. 2 et 3. Dans le premier cas, la section efficace différentielle pour la réaction (p,d) varie sensiblement lorsque l'on passe du ^{61}Ni au noyau voisin ^{62}Ni . A l'inverse, la section efficace de diffusion élastique de particules α à relativement haute énergie (Fig.3) montre une variation douce avec le noyau cible.

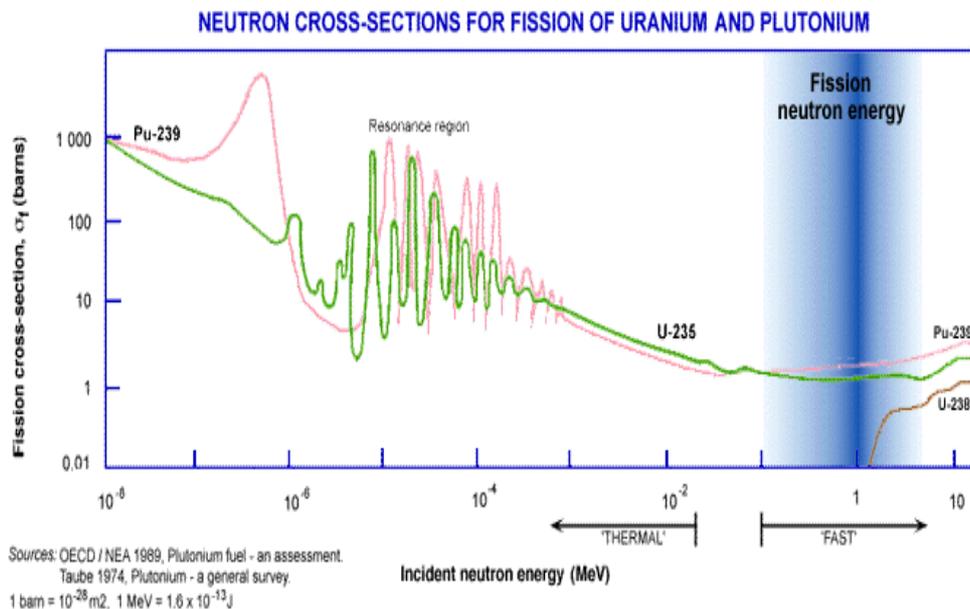


Fig.1. Représentation schématique des sections efficaces (n,f) sur trois isotopes. Tiré de la source indiquée sur la figure.

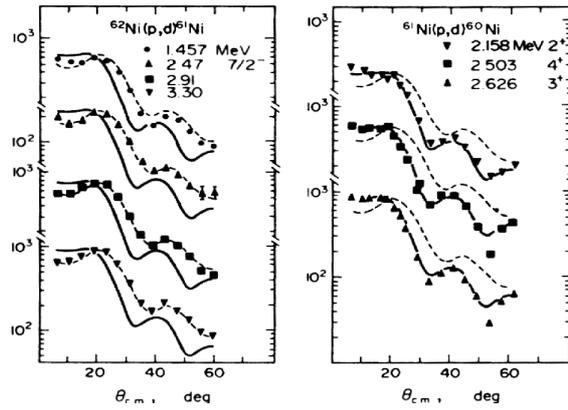


Fig.2. Sections efficaces différentielles de réaction (d,p) sur deux isotopes du Ni. Tirée de la Réf. [10].

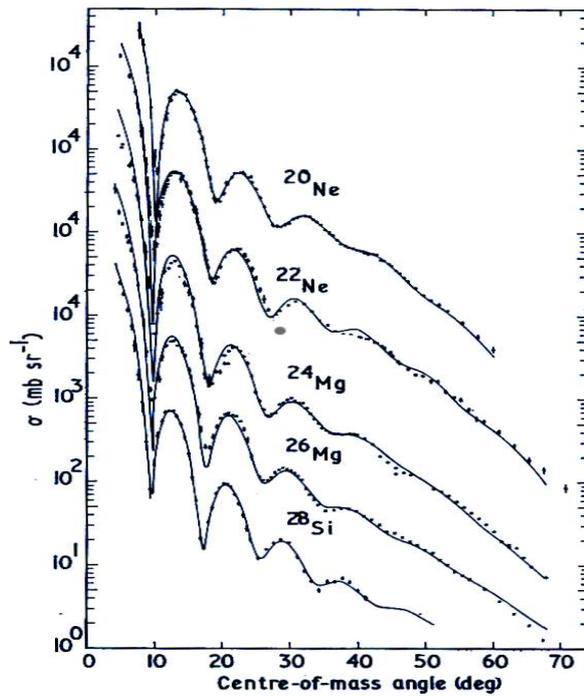


Fig.3. Sections efficaces différentielles de la diffusion élastique de particules α de 104 MeV sur différents isotopes. Tiré de la Réf. [11].

En résumé, certaines réactions dans certains domaines cinématiques montrent des variations rapides avec le noyau cible. On peut s'attendre à ce que leur mécanisme de réaction fasse intervenir des aspects détaillés de la structure de ces noyaux. A l'inverse, si la section efficace montre une variation lente avec le noyau cible, on peut concevoir que cette réaction ne fera intervenir que des propriétés globales de la structure de ces noyaux. De façon similaire, si une

section efficace varie rapidement avec l'énergie, il y a gros à parier que la réaction correspondante ne pourra être décrite qu'en faisant appel à des aspects détaillés de structure. Si, à l'inverse, la section efficace varie lentement avec l'énergie, il est probable que des aspects globaux de structure seront mis en oeuvre. Cette discussion peut être éclairée par la discussion suivante sur la comparaison de certains paramètres caractéristiques.

C. Comparaison des paramètres de contrôle avec certaines longueurs et énergies caractéristiques

Cette comparaison est fournie par la Fig. 4. A très basse énergie, la longueur d'onde de de Broglie est comparable à la taille de noyaux. On peut donc s'attendre à ce que le noyau agisse de façon cohérente. Par contre, pour des énergies incidentes allant typiquement de la centaine de MeV à quelques GeV, la longueur d'onde de de Broglie est nettement plus petite que la distance moyenne entre les nucléons voisins, elle-même plus petite que le libre parcours moyen (estimé par l'inverse du produit de la densité de nucléons par la section efficace NN), à son tour plus petit que la taille des noyaux. On est là en plein dans les conditions requises pour que l'interaction entre la particule incidente et le noyau résulte d'une succession de collisions NN indépendantes. Il est à remarquer que ce régime de collisions ne s'étend sans doute pas à des énergies plus basses parce que le noyau a des propriétés générique d'un gaz de Fermi. Il en résulte que les collisions NN sont inhibées à plus basse énergie par le blocage de Pauli. Dans cette région (entre quelques MeV et 100 MeV typiquement), on ne pourra sans doute pas éluder les effets quantiques, puisque la longueur d'onde de de Broglie y devient comparable à la distance moyenne entre nucléons voisins. On peut donc considérer comme base de discussion préliminaire l'existence de trois régimes de réaction, dépendant de l'énergie incidente: (1) un régime dominé par les interactions cohérentes, où la fonction d'onde de la cible sera modérément perturbée, correspondant aux énergies incidentes inférieures à quelques MeV; (2) un régime de collisions, allant de ~ 100 MeV à quelques GeV, dominé par des collisions successives NN indépendantes; (3) un régime intermédiaire, allant de quelques MeV à ~ 100 MeV, où les effets de collisions seront mélangés aux effets cohérents. Aux énergies supérieures à quelques GeV, on peut y ajouter un régime correspondant à la mise en oeuvre des degrés de liberté internes des nucléons, où le mécanisme de réaction devra faire intervenir les partons. Nous n'en parlerons pas ici.

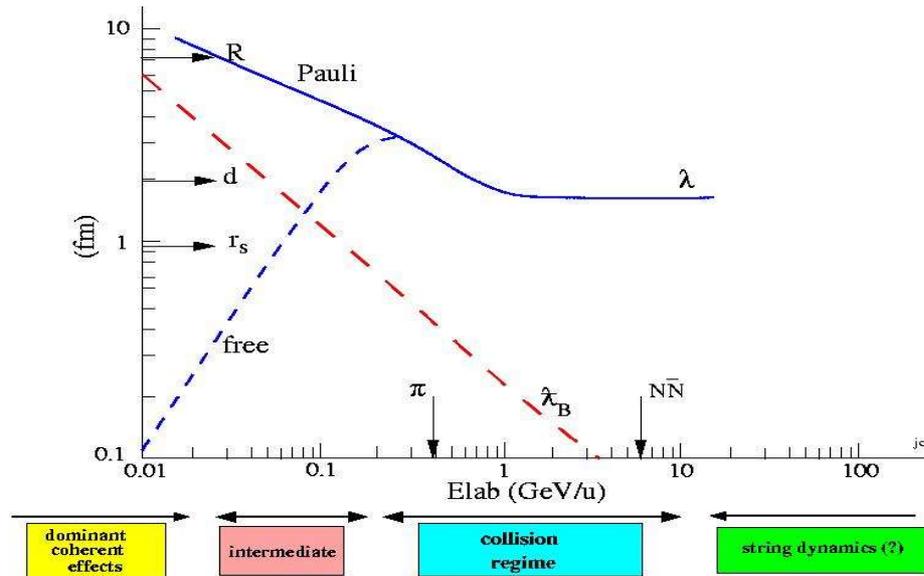


Fig.4. Comparaison de certains paramètres caractéristiques (R =rayon typique, d =distance moyenne entre nucléons voisins, r_s =portée des forces NN, l = libre parcours moyen corrigé (ligne pleine) ou non (tirets) du blocage de Pauli, B =longueur d'onde de de Broglie de la particule incidente) en fonction de l'énergie incidente. Les flèches verticales indiquent les seuils d'émission de pion et de paires proton-antiproton dans les collisions NN. Voir texte pour la discussion des différents régimes.

Bien sûr, la division en régimes que nous venons de présenter n'est pas absolue et ne peut être considérée que comme fournissant une première approximation commode permettant d'aborder l'analyse des faits expérimentaux. Tout d'abord les énergies pivot séparant les régimes ne sont d'indicatives. Ainsi, la condition de validité du régime de collisions demandant une énergie supérieure à 100 MeV ne sera en effet de moins en moins vérifiée en avançant dans le processus de collisions multiples puisque l'énergie caractérisant le système NN sera de plus en plus petite. De plus, pour une énergie donnée, les conditions peuvent différer notablement pour un petit paramètre d'impact ou pour les réactions périphériques et la séparation des contributions pour des zones de paramètre d'impact différent ne peut pas toujours être réalisée.

On voit donc émerger un schéma de classification des réactions et des moyens d'investigation. Les réactions élastiques, faiblement inélastiques, de stripping et de pick-up (transfert d'un ou d'un petit nombre de nucléons) impliquent des changements nul ou modéré de la fonction d'onde la cible. Elles mettent en oeuvre un petit nombre de degrés de liberté. Elles nécessitent bien sûr une approche quantique. A l'inverse, les réactions très inélastiques ou de fragmentation de la cible (spallation) impliquent un grand nombre de degrés de liberté. Par voie de conséquence, les aspects statistiques seront importants. A cause de cela et des énergies plus importantes impliquées, elles peuvent probablement être étudiées avec des outils classiques.

Entre les deux, on a des réactions mettant en oeuvre un nombre intermédiaire de degrés de liberté et on peut s'attendre à ce que les outils nécessaires impliqueront simultanément des aspects classiques et des aspects quantiques. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, les réactions nucléaires à basse énergie présentent des résonances, qui impliquent un changement notable de la fonction d'onde au cours de la réaction, même si la fonction d'onde de l'état final reste proche de l'état initial. Bien sûr la description de ces processus nécessite une approche quantique.

On peut faire correspondre à ce schéma (quelque peu réducteur) les propriétés de structure nucléaire qui seront incriminées, et par voie de conséquence qui seront accessibles par l'étude des réactions nucléaires. Pour les réactions cohérentes (et de résonance), il s'agira d'informations détaillées sur les fonctions d'onde des états nucléaires. A l'inverse, les réactions incohérentes n'impliqueront que des propriétés grossières ou globales de la structure nucléaire, telles que la géométrie ou la densité d'états. Enfin, la région intermédiaire mettra sans doute en évidence des propriétés mélangées, à la fois détaillées et globales de la spectroscopie nucléaire. Ceci est schématiquement illustré dans la Fig.5.

D. Comparaison entre les réactions noyau-noyau et nucléon-noyau

Les réactions noyau-noyau (à l'exception des collisions induites par des clusters légers) dépassent le cadre de cette présentation. Néanmoins il est bon de dire un mot sur les aspects communs et les aspects très différenciés des deux types de réactions. Globalement (et très schématiquement) les considérations sur les paramètres de contrôle et la division en régimes gardent leur valeur indicative pour les réactions noyau-noyau. Bien sûr, pour un projectile donné à une énergie donnée, la possibilité d'avoir des événements relevant de régimes différents est plus marquée pour les réactions noyau-noyau que pour les réactions nucléon-noyau, parce que le domaine de paramètre d'impact est plus large (il faut cependant noter que la sélection des événements est généralement plus facile en noyau-noyau).

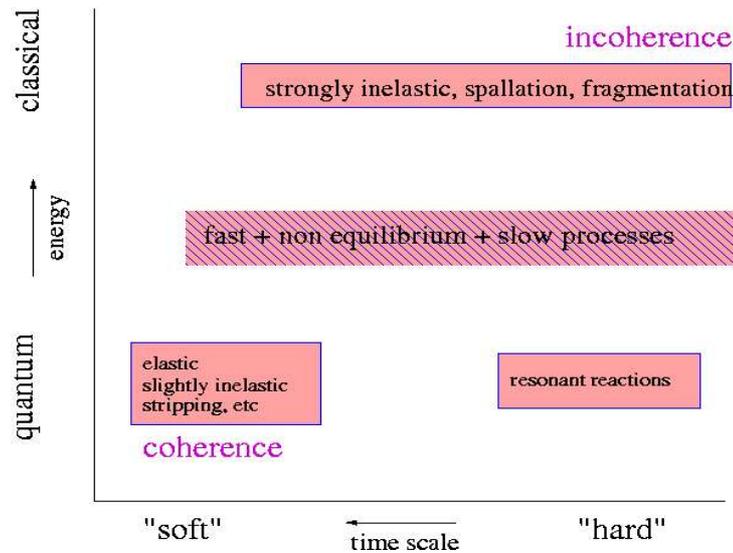


Fig.5. Classification schématique des réactions nucléaires suivant l'énergie incidente et le transfert d'énergie. Il convient de noter que les réactions cohérentes existent à toutes les énergies, même si leur importance s'amenuise au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente, se cantonnant dans les collisions ultra-périphériques.

Les aspects différents tiennent au fait qu'en noyau-noyau la surface des partenaires joue un rôle dynamique (parce qu'il y a deux partenaires de taille et que leur interaction réciproque ouvre la possibilité de perturber la surface) et qu'un plus grand nombre de particules peuvent être perturbés (de façon effective en tout cas). Deux types de réactions sont rendus possibles par le premier effet: il s'agit des réactions profondément inélastiques, où les partenaires gardent grosso-modo leur identité alors qu'une grande partie de l'énergie cinétique disponible est convertie en énergie d'excitation, et les réactions de fusion complète où les deux partenaires fusionnent en un seul noyau. Suivant les conditions cinématiques, d'autres types de fusion-partition sont possibles.

Le grand nombre de nucléons incriminés dans les collisions centrales noyau-noyau peut conduire à la formation d'un système étendu très excité au cours de la réaction, ouvrant la porte à l'étude des propriétés macroscopiques de la matière nucléaire, c-à-d aux propriétés de structure les plus globales (équation d'état de la matière nucléaire, viscosité, etc.). Une des questions les plus brûlantes est de savoir si l'on peut extraire des informations (ou des signes) sur des transitions de phase dans la matière nucléaire (telle que la transition gaz-liquide).

IV. REACTIONS COHERENTES, QUASI-COHERENTES ET RESONANTES

A. Réactions résonantes

1. Le noyau composé de Bohr

Une propriété remarquable des réactions nucléaires tient en ce que la plupart d'entre elles ont des sections efficaces qui présentent à basse énergie (jusqu'à quelques MeV) des maxima prononcés et souvent très étroits (voir Fig.1). Ce phénomène, dit de résonance, suggère que, pour des énergies proches de la position d'un pic, le système passe par un état d'énergie relativement bien défini, quasi-stationnaire, avec une petite incertitude sur l'énergie donnée par la largeur Γ du pic de la section efficace. A cause du principe d'incertitude d'Heisenberg, cela signifie que cet état possède un temps de vie fini $\tau \approx \hbar/\Gamma$, de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-16} s, qui s'avère être nettement plus long que le "temps de passage" (R/v), c-à-d le temps pour que la particule traverse le noyau sans vraiment interagir, de l'ordre de 10^{-22} à 10^{-23} s. La grande différence entre les deux échelles de temps a poussé Niels Bohr à proposer l'hypothèse du noyau composé (NC): la réaction conduit, par un processus complexe, à la formation d'un état du noyau composé (complexe lui aussi, dans le sens que sa fonction d'onde est sans doute très différente de la fonction d'onde dans la voie d'entrée) qui se désintègre ensuite dans la voie de sortie, par un processus complexe également. Selon Bohr, la complexité implique que la formation et la désintégration doivent être indépendantes l'une de l'autre ("le noyau composé n'a pas de mémoire"). Cette indépendance n'est pas totale, elle est tempérée par les lois de conservation (moment angulaire, etc). On peut cependant comprendre que les effets de ces dernières seront de plus en plus réduits si le nombre de voies ouvertes est de plus en plus grand. L'hypothèse de Bohr laisserait à penser que la section efficace différentielle de réaction soit isotrope. A cause de la conservation du moment angulaire, l'isotropie fait place en fait à une symétrie par rapport à 90° dans le centre de masse.

2. La formule de Breit-Wigner

Un formalisme simple et général permet d'identifier des paramètres liés aux états résonants à partir de sections efficaces: il s'agit de la formule de Breit-Wigner. Nous en donnons ici la forme simpliste qui néglige les moments angulaires. Cette formule stipule l'expression générale de la matrice S (voir Eq. (10)):

$$S_{cc'} = e^{i(\delta_c + \delta_{c'})} \left(\delta_{cc'} - i \sum_{\lambda} \frac{\omega_{\lambda}}{E - E_{\lambda} + i\Gamma_{\lambda}/2} \right) \quad (15)$$

Cette formule, qui découle des propriétés générales de la matrice S , implique des pics correspondant aux énergies de résonance E_{λ} . L'hypothèse de Bohr veut que la quantité ω_{λ} se

factorise en deux quantités, réelles, positives ou négatives, impliquant respectivement les voies d'entrée et de sortie

$$\omega_\lambda = \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2} \quad (16)$$

En effet, les sections efficaces de réaction (Eq. (11)) s'écrivent alors

$$\sigma_{cc'} = \sigma_c^{CN} P_{c'} \quad (17)$$

avec (aux alentours de la résonance λ)

$$\sigma_c^{CN} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_\lambda}{(E - E_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2/4}, \quad P_{c'} = \frac{\Gamma_{\lambda c'}}{\Gamma_\lambda}, \quad (18)$$

exprimant bien l'indépendance de la formation du noyau composé et sa désintégration.

IS: Les analyses des sections efficaces permettent d'extraire des quantités reliées à la structure des états du noyau composé, c-à-d l'énergie E_λ , le spin et la parité J^π (non discuté ici), les largeurs de désintégrations partielles $\Gamma_{\lambda c}$ et la largeur totale Γ_λ . L'interprétation de ces dernières n'est pas aisée. Tout d'abord parce que la paramétrisation que nous avons utilisé ici n'est pas la seule utilisée. Les diverses paramétrisations diffèrent par la manière d'introduire un terme plus ou moins constant (background) en dehors des termes résonants. La paramétrisation la plus en vogue est celle dite de la matrice R [12,9], qui consiste à prendre, entre autres, dans la formule (15), la quantité δ_c égale au déphasage de sphère dure, avec une portée arbitraire. En plus, la théorie générale des réactions nucléaires ne permet d'avoir une idée physique des largeurs partielles, ni surtout de prédire les paramètres individuels des résonances. Un modèle est nécessaire à cette fin. Le plus simple (à notre sens) est le modèle en couches étendu au continu, inventé par Mahaux et Weidenmüller [13], qui a été remis en vogue ces dernières années, grâce aux moyens de calculs actuels. En bref, les états résonants apparaissent comme résultant de la diagonalisation de l'Hamiltonien dans l'espace des configurations particule-trou liées, ménageant un couplage aux configurations du continu. Les largeurs partielles apparaissent comme le carré de l'élément de matrice décrivant le couplage entre l'état résonant et l'état de la voie c (produit de l'état de la cible dans la voie c et de la fonction d'onde de diffusion dans le potentiel moyen) via l'interaction résiduelle, c-à-d celle qui n'est pas décrite par le potentiel du modèle en couches.

3. Sections efficaces moyennes et la région de recouvrement des résonances.

Si l'on n'a pas de théorie pratique pour prédire les paramètres individuelles des résonances, on a

par contre des formules théoriques pour les sections efficaces moyennes de réactions. Cette possibilité prend tout son intérêt dans la région dite du continu, correspondant au recouvrement des résonances. Rappelons que celle-ci, demandant $\Gamma_\lambda/D > 1$, où D est la séparation moyenne des résonances successives, commence à quelques MeV et finit sans doute vers quelques dizaines de MeV, où la durée de vie de la résonance est tellement courte qu'elle perd toute signification.

En partant des Eqs. (11) et (15), la section efficace de réaction $c \rightarrow c'$, moyennée sur un intervalle $I \gg D$, s'écrit

$$\begin{aligned}
 \langle \sigma_{cc'} \rangle &= \frac{1}{I} \int_{E-I/2}^{E+I/2} \pi \lambda_c^2 \left| \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}}{E - E_{\lambda} + i \Gamma_{\lambda} / 2} \right|^2 dE \\
 &\approx \frac{1}{I} \int_{E-I/2}^{E+I/2} \pi \lambda_c^2 \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}{(E - E_{\lambda})^2 + \Gamma_{\lambda}^2 / 4} dE \\
 &= \pi \lambda_c^2 \frac{2\pi}{D} \overline{\left(\frac{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}{\Gamma_{\lambda}} \right)}
 \end{aligned} \tag{19}$$

Le passage de la première à la deuxième ligne est évident si les résonances sont isolées. Dans la région du continu, l'annulation des termes d'interférence requiert l'indépendance statistique des amplitudes de largeurs partielles des résonances en fonction de l'indice de résonance λ (c-à-d $\overline{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}} \approx 0$, où la barre indique une moyenne sur les résonances contenues dans l'intervalle I), ce qui paraît raisonnable étant donné le signe indéterminé des amplitudes de largeur partielle et la complexité des résonances. Le passage de la deuxième à la troisième ligne résulte d'une propriété élémentaire de la Lorentzienne.

L'hypothèse d'indépendance statistique des largeurs partielles (non plus les amplitudes) permet de factoriser le résultat (19) en

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = \pi \lambda_c^2 \frac{\left(\frac{2\pi}{D} \overline{\Gamma_{\lambda c}} \right) \left(\frac{2\pi}{D} \overline{\Gamma_{\lambda c'}} \right)}{\frac{2\pi}{D} \overline{\Gamma_{\lambda}}}. \tag{20}$$

Elle se justifie également par la complexité des états résonants. Néanmoins, les largeurs partielles ne peuvent être réellement indépendantes, parce que certaines grandeurs sont conservées dans le processus de réaction (comme le moment angulaire) et parce que leurs sommes (sur les voies ouvertes) sont égales aux largeurs totales. En physique nucléaire, la

distribution des $\Gamma_{\lambda c}$ est connue (voir p. ex. Réf. [14]) et les corrections à apporter peuvent donc être évaluées. Elles apportent un facteur qui reste de l'ordre de l'unité. La formule (20), dite de Hauser-Feshbach s'écrit finalement

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = \pi \lambda_c^2 \frac{T_c T_{c'}}{T} F_{cc'} , \quad (21)$$

où les facteurs de pénétration T_c (avec $\sum_c T_c = T$) se réduisent à $\frac{2\pi}{D} \overline{\Gamma_{\lambda c}}$ si ces dernières quantités sont petites devant l'unité. Dans le cas contraire, des arguments de plausibilité donnent

$$T_c = 1 - \exp\left(-2\pi \frac{\overline{\Gamma_{\lambda c}}}{D}\right) \quad (22)$$

B. Diffusion élastique

Nous nous limiterons ici à la diffusion élastique dite “de forme”, c-à-d en quelque sorte à la diffusion non résonante. En d'autres termes, nous considérerons les sections efficaces moyennées sur les résonances. Dans la région du continu, la restriction de la moyenne perd de son sens. Il est un fait remarquable que la diffusion élastique (même dans le cas noyau-noyau) peut être décrit par une diffusion potentielle. Il convient de se rendre compte qu'un processus où deux systèmes complexes (les noyaux) doivent interagir tout en retrouvant in fine leur identité, leur cohérence, est nécessairement très complexe. L'argument, souvent entendu, qu'un seul degré de liberté, à savoir la distance relative entre les centres de masse, est mis en oeuvre et donc qu'une description potentielle est naturelle, est fallacieux. Car ce degré de liberté n'apparaît clairement qu'*asymptotiquement*. Il est sûr que les autres degrés de liberté sont mis en oeuvre lors du recouvrement des partenaires et donc il n'est pas du tout acquis a priori que la « conspiration » de ceux-ci pour rendre la cohérence finale puisse se décrire par un potentiel, en tout cas aussi simple que ceux qui sont utilisés dans le modèle le plus répandu, à savoir le modèle optique, ainsi qu'on va le voir.

La diffusion élastique est bien décrite par un potentiel qui, pour les nucléons, prend la forme simple

$$V_{opt}(r) \approx -V_C(r) + V_{LS}(r) - iW(r) , \quad (23)$$

où $W (>0)$ tient compte de la perte de flux dans les voies inélastiques. Du point de vue phénoménologique, le modèle optique est sûrement le modèle le plus performant de la physique nucléaire. Dans sa forme la plus achevée, il décrit avec une précision remarquable, la diffusion élastique sur une grande gamme de noyaux cible et d'énergie incidente. L'utilisation d'une

vingtaine de paramètres ne diminue pas le mérite de ce modèle. Ils permettent seulement de rendre compte de petites variations locales qui se superposent aux variations douces des ingrédients du modèle avec les paramètres de contrôle (voir le cours de E. Bauge [15]). Il s'avère que la partie centrale V_C a une dépendance radiale qui est très proche de celle de la densité nucléaire et que les diverses composantes du potentiel optique varient lentement avec l'énergie incidente. On constate aussi que la diffusion élastique nucléon-noyau présente une distribution angulaire qui suit étroitement les lois de la diffusion de Fresnel. En effet, on observe des minima et des maxima qui correspondent assez bien à ceux observés dans la diffusion d'une onde électromagnétique par un objet sphérique de rayon R . Ainsi les maxima sont localisés à des angles qui satisfont $2kR\sin \theta/2 = n\pi$, où n est un nombre entier positif ou nul.

Il y a essentiellement deux théories qui expliquent que la diffusion élastique peut se décrire comme une diffusion potentielle: l'une est basée sur l'élimination des composantes inélastiques de la façon d'onde, établissant naturellement une connexion entre W et le couplage aux voies inélastiques, l'autre est basée sur l'opérateur de masse, qui décrit dans quelle mesure une particule se propageant dans un noyau se comporte comme une particule indépendante (une « quasi-particule »), établissant cette fois une connexion entre W et les collisions nucléon-nucléon effectives dans la matière nucléaire. Toutes deux conduisent cependant à un potentiel optique dépendant de l'énergie et non-local (cette dernière propriété n'étant pas gênante, puisqu'un potentiel non-local peut toujours se transformer en potentiel local équivalent). La deuxième théorie a cependant l'avantage de se prêter à une évaluation quantitative simple du potentiel optique. En gros, elle donne:

$$V_C(E, \vec{r}) = \int d^3\vec{r}' G(E', \rho(\vec{r}')) \rho(\vec{r}') f(\vec{r} - \vec{r}') \quad . \quad (24)$$

Cette forme, appelée potentiel JLM, d'après leurs auteurs [16], implique un « folding » entre la matrice G , évaluée dans la matière nucléaire à densité égale à la densité nucléaire au point r , et représentant l'interaction effective entre deux nucléons dans la matière avec une énergie dans le c.m. E' (reliée à l'énergie incidente E), grâce à une fonction de « portée finie » f , qui tend rapidement vers zéro dès que l'argument dépasse la portée.

IS: On comprendra facilement que, comme annoncé, le modèle optique ne donne que des informations relativement globales sur la structure nucléaire, se réduisant assez largement à la densité nucléaire. Strictement, seule la géométrie globale du modèle optique est directement accessible. L'information sur la densité nucléaire ne peut s'extraire qu'au travers d'un modèle ainsi que l'indique la formule (24).

Il faut cependant remarquer que la relation proche entre le potentiel optique et la densité semble mise à mal dans la diffusion élastique sur des noyaux loin de la ligne de stabilité. Cette constatation semble indiquer que dans ce cas, des éléments plus fins de la structure nucléaire sont mis en jeu.

Le modèle optique prédit également la section efficace de réaction totale (tout sauf l'élastique) et la section efficace totale. A ce titre, il complète la théorie d'Hauser-Feshbach. On peut montrer en effet que le modèle optique correspond à une matrice S qui est la moyenne de l'élément élastique de la matrice S_{cc} et qu'en fait celle-ci s'écrit $S_{opt} = \langle S_{cc} \rangle = e^{i2\delta_c} (1 - \pi\Gamma\lambda_c/D)$. Dès lors, la section efficace de réaction donnée par le modèle optique prend la forme simple

$$\langle \sigma_R \rangle = \pi \lambda_c^2 (1 - \langle |S_{cc}| \rangle)^2 \approx \pi \lambda_c^2 T_c \quad (25)$$

et donne donc directement accès aux facteurs de transmission qui apparaissent dans la formule de Hauser-Feshbach.

C. Diffusion inélastique

La diffusion inélastique est un outil de base pour étudier la spectroscopie, puisque la mesure du spectre des particules inélastiquement diffusés contient des pics qui correspondent directement à l'énergie des états excités. Ceci est cependant sujet à deux limitations: d'une part, seuls sont accessibles individuellement les états de basse énergie, due à la résolution expérimentale, d'autre part, des règles de sélection peuvent interdire l'excitation de certains états.

L'outil théorique (le modèle) de base ici est donné par la DWBA (« Distorted Wave Born Approximation »). Il consiste à évaluer les sections efficaces à l'approximation de Born (la matrice de transition T (voir Eq. (3)) est assimilée à l'interaction V responsable de la réaction, c-à-d la somme des interactions entre le nucléon incident et les nucléons de la cible), mais en utilisant les éléments de matrice de T entre les fonctions d'onde de diffusion du modèle optique au lieu des ondes planes. Ce qui revient à une approximation d'interaction unique: les ondes distordues (correspondant à une diminution du flux) permettent de sélectionner le mécanisme sans aucune autre interaction préalable et/ou postérieure. Cette approximation, plus ou moins confirmée théoriquement, est généralement justifiée par le fait que l'excitation vers les niveaux de basse énergie n'est pas susceptible de changer grandement la fonction d'onde et donc qu'une seule interaction (fut-elle effective) est suffisante. Nous renvoyons à la Réf. [17] pour de plus amples discussions. Dès lors, la section efficace peut s'écrire comme:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \left\langle \chi_f(\vec{r}) \Phi_{c'} \left| \sum_k v(\vec{r} - \vec{r}_k) \right| \chi_c(\vec{r}) \Phi_i \right\rangle \right|^2, \quad (26)$$

où les Φ sont les fonctions d'ondes (f.o.) du noyau cible dans les voies initiale et finale, les χ sont les f.o. du modèle optique, k désigne les nucléons de la cible et v est l'interaction effective appropriée. Pour établir le contact avec la structure nucléaire, on peut considérer ce que devient

cette formule quant on suppose que l'interaction effective est de portée négligeable $v(\vec{r}) \propto \delta(\vec{r})$ et que l'on substitue les ondes distordues aux ondes planes. On a alors

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \left\langle \Phi_f \left| \sum_k e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}_k} \right| \Phi_i \right\rangle \right|^2 = \left| e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \rho_{fi}(\vec{r}) \right|^2, \quad (27)$$

avec

$$\rho_{fi}(\vec{r}) = \left\langle \Phi_f \left| \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) \right| \Phi_i \right\rangle. \quad (28)$$

IS: Les quantités plus ou moins directement accessibles ici sont celles de la dernière formule: les densités de transition. Elles correspondent aux éléments de matrice de l'opérateur densité entre deux états différents.

Bien que ce ne soit pas transparent à partir des formules indiquées, ces réactions sont généralement très sélectives, spécialement en ce qui concerne le moment angulaire et le spin. Ainsi, à cause de l'absorption relative forte du milieu nucléaire, seules les ondes périphériques dans les voies d'entrée et de sortie jouent un rôle. Dès lors, une ou deux valeurs du moment angulaire contribuent véritablement. On peut ainsi montrer que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| j_\lambda(qR) \right|^2, \quad (29)$$

où q est le moment de transfert et où λ est la différence entre les moments angulaires rasants dans les voies d'entrée et de sortie ($\lambda \cong |k_c - k_c'| R + |J_i - J_f|$), où les J sont les spins de la cible dans les voies respectives.

Il faut mentionner deux cas particuliers: la diffusion inélastique Coulombienne (Coulx), avec des énergies incidentes inférieures à la barrière Coulombienne (voir la Réf. [18] pour plus de détails), et la réaction (e, e') , toutes deux intéressantes par le fait que l'interaction est ici parfaitement connue.

Les réactions inélastiques restent d'un grand intérêt si l'on considère l'excitation vers la région des états qu'on ne peut exciter individuellement, mais où souvent on observe des amplifications d'excitation dues à certains effets collectifs. L'exemple le plus remarquable correspond à l'excitation de résonances géantes, c-à-d de maxima assez larges dans les spectres inélastiques $d\sigma_{cc'}/d\Omega$ comme fonctions de $E_{c'}$, indiquant l'excitation collective de nombreux états du noyau, et correspondant à l'image semi-classique de la vibration du noyau, vu comme une goutte

liquide. Les résonances géantes sont caractérisées par des nombres quantiques (multipole, spin, isospin) . Ce n'est pas notre intention de les discuter ici. Il convient cependant de dire que certaines sondes sont particulièrement prédestinées à l'excitation de telle ou telle résonance géante. Voir par exemple Réf. [19] pour une discussion de ce point.

D. Réactions de transfert: stripping, pick-up, etc.

Prenons la réaction la plus simple: la réaction (d,p), qui correspond au transfert d'un neutron et qui est schématiquement décrit dans la Fig. 6. La forme de l'amplitude de réaction, donnée par la théorie des champs

$$T \propto \Gamma_{d, pn}(\vec{q}) \frac{1}{\epsilon - \hbar^2 q^2 / 2m_n} \Gamma_{B, An}(\vec{q}) \quad (30)$$

correspond assez bien à l'idée simple que l'on a de ce processus: la probabilité de transition est proportionnelle à la probabilité que le deutéron se comporte comme un neutron et un proton indépendants (première fonction de vertex Γ), à la probabilité que le neutron se propage (propagateur, c-à-d le 2e facteur), et à la probabilité que le système A+neutron ressemble au noyau final A+1 (deuxième Γ). Dans la formule ci-dessus, ϵ est l'énergie transférée et q est le moment transféré. On peut comprendre que la seconde fonction de vertex tend vers 0 dès que le moment transféré excède l'impulsion maximum typique des nucléons dans le noyau A+1, c-à-d l'impulsion de Fermi et donc que cette réaction n'est possible qu'à basse énergie (jusqu'à quelques dizaines de MeV). On comprendra aussi que cette réaction est assez sélective en ce qui concerne le transfert de moment angulaire. On peut s'en rendre compte sur la formulation DWBA de l'amplitude de diffusion. En écrivant la f.o. de l'état final comme

$$\Phi_{A+1} = \sum_{\alpha} S_{\alpha}^{1/2} \varphi_{\alpha}(\vec{r}) \Phi_A \quad (\alpha = nlj) \quad , \quad (31)$$

on peut écrire la section efficace comme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C D_0^2 S_{\alpha} \left| \int d^3(\vec{r}_1) d^3(\vec{r}_2) \chi_d^* \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) u_{\alpha}(\vec{r}_1) \chi_p(\vec{r}_2) \right|^2 \quad , \quad (32)$$

où C rassemble les constantes cinématiques, D_0 représente le recouvrement de la f.o. interne du deutéron et celles du proton et du neutron, les χ sont les f.o. de diffusion du modèle optique pour le deuton et le proton et où u est f.o. liée du neutron dans le noyau A+1. On comprendra que la conservation du moment angulaire influence le dernier facteur qui donne la distribution angulaire.

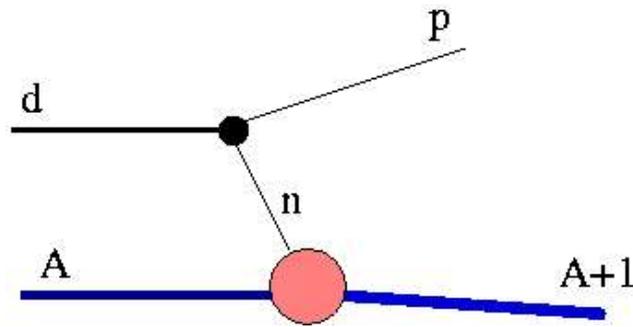


Fig. 6 Description schématique du mécanisme présumé de la réaction (d,p).

IS: Les réactions de stripping (et de pick-up) donne accès directement aux facteurs spectroscopiques S_α . Elles fournissent l'outil principal de l'étude de la validité du modèle en couches en physique nucléaire. En effet si le neutron dans le noyau $A+1$ est tout à fait indépendant de la f.o. de A , on aura automatiquement $S_\alpha=1$, pour autant que u soit orthogonal aux f.o. des particules dans A . La dispersion des valeurs S_α sur les divers états de $A+1$ (qui sont soumis à la règle de somme $\sum S_\alpha=1-N_\alpha$ où N_α est la dégénérescence de l'état de nombres quantiques α) donne une bonne idée de la validité du modèle en couches.

Notons que les facteurs spectroscopiques peuvent aussi être appréhendés par des réactions de knock-out ($p,2p$) ou ($e,e'p$). Ces réactions qui ne sont pas limitées à basse énergie sont cependant un peu plus difficiles à analyser à cause de la présence de trois corps dans la voie finale.

V. REACTIONS INCOHERENTES

A. Introduction

Le régime des réactions au-dessus de ~ 200 MeV est caractérisé par la dominance des collisions multiples indépendantes. Les processus cohérents sont donc très limités: la diffusion élastique est réduite aux angles très faibles et les phénomènes cohérents inélastiques sont limités aux collisions très périphériques. De plus, plus on monte en énergie, plus le nombre de voies ouvertes augmente, et plus le nombre de nucléons éjectés est élevé. On parlera alors de la fragmentation du noyau-cible. Enfin, le nombre d'ondes partielles actives augmente sensiblement ($l_{max} \sim kR$) et il est alors plus avantageux et plus significatif d'introduire la notion de paramètre d'impact dans les descriptions théoriques, même si celui-ci n'est pas accessible expérimentalement (de façon univoque en tout cas).

Au-dessus de 600 MeV, la section efficace totale nucléon-nucléon atteint une valeur plateau de l'ordre de 40 mb. Le libre parcours moyen, évalué comme $\lambda = (\rho \sigma)^{-1}$ est de l'ordre de 2 fm, ce qui est petit vis-à-vis des dimensions du noyau. La section efficace de réaction est donc très proche de la section efficace géométrique, ce qui laisse peu de place pour les phénomènes cohérents. Nous nous limiterons donc ici aux processus incohérents, caractérisés par la dominance des collisions multiples.

B. Modèles pour le régime de collisions

Il n'y a pas de théorie quantique « pratique » pour les collisions multiples. Les physiciens se sont portés vers des outils quasi-classiques décrivant le processus en termes de sections efficaces de collisions élémentaires. Les plus familiers sont connus par leurs acronymes: INC, QMD, BUU, LV, etc. Tous sont basés sur la simulation numérique des processus de collisions multiples, inspirés éventuellement par des équations de transport (voir par exemple Réf. [21] pour une discussion générale). Le plus simple d'entre eux est le modèle INC (Intra-Nuclear Cascade), qui a reçu un regain d'intérêt grâce aux études de réactions de spallation en connexion avec les futures machines ADS pour la transmutation des déchets radioactifs (voir Réf. [22]). Les autres diffèrent par la plus ou moins grande sophistication dans la description du mouvement des nucléons dans le champ moyen, souvent acquise au prix d'un coût en calcul plus élevé ou d'une impossibilité de décrire certaines voies de réactions.

Nous allons décrire très rapidement le progéniteur de tous ces modèles, c-à-d le modèle INC [23]. Pour être plus concret, nous nous limiterons au modèle INCL, schématiquement illustré dans la Fig. 7. Il s'agit de simuler le mouvement des nucléons dans un potentiel moyen fixe, leurs collisions éventuelles, dictées par la comparaison entre leur distance minimum d'approche et la section efficace NN, leur réflexion et transmission par la surface nucléaire. Les autres aspects importants du modèle sont: l'utilisation de la cinématique relativiste, l'hypothèse de collisions NN indépendantes et séparées dans le temps, qui peuvent être élastiques ou inélastiques (conduisant à l'excitation de résonances Δ) et qui sont sujettes au blocage de Pauli (grâce à des facteurs de blocage obtenus par évaluation du taux d'occupation dans l'espace des phases), l'utilisation de la symétrie d'isospin (pour plus de détail, voir Réf. [24]). Ce modèle se départit de la dynamique moléculaire par le fait que l'état final d'une collision NN est déterminé stochastiquement suivant les distributions angulaires expérimentales. Bien qu'utilisant une cinématique classique, ce modèle inclut néanmoins plusieurs aspects quantiques: le blocage de Pauli, la stochasticité des collisions, la transmission/réflexion au travers de la barrière Coulombienne et l'existence d'un potentiel moyen.

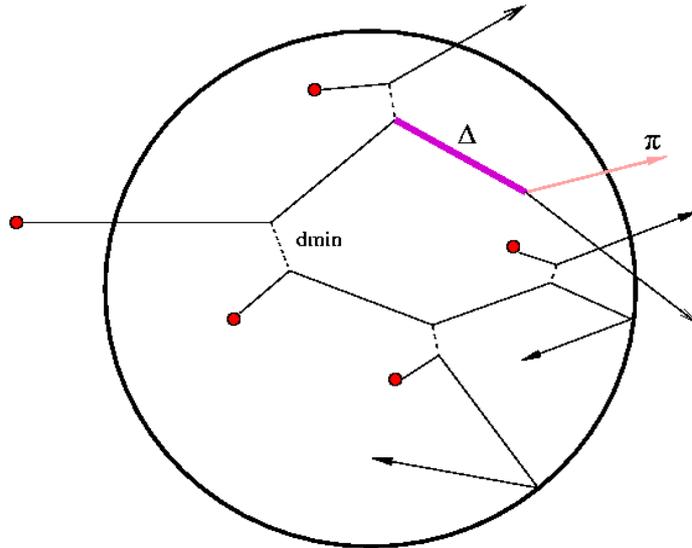


Fig. 7. Description schématique du modèle de cascade intranucléaire INCL.

Après une phase de collisions plus ou moins dures, permettant l'émission de plusieurs particules de haute énergie, le noyau-cible n'est plus le siège que de collisions douces conduisant à l'émission de particules de basse énergie (typiquement de quelques MeV), caractéristique d'un processus d'évaporation. La simulation est dès lors interrompue et les caractéristiques du noyau «remnant» (pre-résidu) sont alors transmises à un code d'évaporation. Dans INCL, la détermination de ce temps d'arrêt est déterminée de façon self-consistante et n'est pas un paramètre libre. Le modèle se veut aussi libre de paramètres que possible. En fait, les seuls paramètres sont liés à la géométrie et au mouvement de Fermi.

IS: Ce modèle donne d'excellents résultats pour les sections efficaces de production de nucléons et pour la production des noyaux résiduels, y compris pour les énergies de recul. Nous renvoyons à la Réf. [23] pour de plus amples informations. Le remarquable succès de la dynamique de collision laisse peu de place pour une influence de la structure nucléaire. Ceci est d'ailleurs corroboré par la lente dépendance des sections efficaces vis-à-vis de l'énergie incidente et de la masse de la cible, sur laquelle se superposent néanmoins de petits accidents locaux. En fait, les aspects de la structure nucléaire se limitent à la géométrie du noyau-cible et à sa distribution en impulsion, pour ce qui concerne la partie cascade. D'autres aspects, tels que la densité d'états interviennent au niveau de l'évaporation.

Notons cependant que les réactions de spallation sont très importantes du point de vue de la spectroscopie, parce qu'elles permettent de fabriquer des isotopes nouveaux, loin de la ligne de stabilité.

VI. REACTIONS IMPLIQUANT DES ASPECTS COHERENTS ET DES ASPECTS INCOHERENTS

A. Similarité entre les réactions résonantes dans le régime continu et la fin des réactions incohérentes à haute énergie

Dans le premier cas, la formation du noyau composé implique un très grand nombre d'états, c-à-d un grand nombre de degrés de liberté, ce qui suggère fortement que l'on peut considérer le noyau composé comme un système à l'équilibre, au sens thermodynamique. Bien sûr, si l'énergie est suffisante, c-à-d en pratique quelques MeV au-dessus du seuil inélastique pour les noyaux lourds, ce système peut se désintégrer dans les nombreuses voies ouvertes. Semblablement, à la fin des réactions incohérentes (après la phase de cascade), le noyau peut aussi être considéré comme un système à l'équilibre thermodynamique, ce qui est en sorte confirmé par la présence d'une composante dite d'évaporation dans les spectres des particules émises.

La similarité est aussi attestée par les outils théoriques. Dans le deuxième cas, on utilise un modèle d'évaporation, que nous discutons plus loin. Dans le premier cas, on peut utiliser les formules de Hauser-Feshbach, mais après avoir sommé sur toutes les voies finales correspondant à l'émission d'une particule dans un intervalle d'énergie. On peut montrer que les deux approches fournissent les mêmes probabilités de désexcitation (dans Hauser-Feshbach, le terme de production du NC est présent, alors que les modèles d'évaporation concernent la décroissance du NC seulement). Si on se réfère à la formation du noyau composé, les deux cas discutés ci-dessus peuvent être considérés comme deux extrêmes: dans le cas des réactions résonantes dans le continu, l'énergie incidente correspond exactement à l'énergie nécessaire pour produire le NC; dans le cas des réactions incohérentes à haute énergie, l'énergie incidente est largement consommée pour éjecter des particules de haute énergie et la formation du noyau composé ne vient qu'après dégradation suffisante de l'énergie injectée dans le noyau-cible. Dans le premier cas, le NC est formé avec l'énergie nominale dictée par l'énergie incidente; dans le deuxième cas, le NC n'est pas formé avec une énergie bien fixée: cette dernière n'est en moyenne qu'une petite partie de l'énergie disponible (l'énergie incidente) et fluctue fortement d'un événement à l'autre.

On peut dès lors comprendre que pour des énergies intermédiaires allant de quelques MeV au-dessus du continu à peut-être 200 MeV (là où la dynamique des collisions semble dominer), on va avoir des situations où le NC ne sera pas formé directement, mais où sa formation sera précédée par des processus plus directs (plus cohérents). On doit donc s'attendre dans cette région à la coexistence d'effets cohérents – sans doute atténués par des effets statistiques – et d'effets incohérents. On parlera alors de réactions de pré-équilibre. Mais avant, il convient de dire un mot de l'évaporation.

B. Evaporation-fission et autres modèles de désexcitation.

Le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing [25] donne la probabilité d'émission d'une particule d'énergie comprise entre ϵ et $\epsilon+d\epsilon$ par un noyau A d'énergie d'excitation E_A^* conduisant à un noyau B d'énergie d'excitation $E_B^* = E_A^* - \epsilon - S$, S étant l'énergie de séparation de la particule b. Elle s'écrit:

$$d\Gamma_b = \sigma^{CN}(b B^* \rightarrow A^*) \frac{2m}{(2\pi)^3 \hbar^2} \frac{\omega(E_B^*)}{\omega(E_A^*)} \epsilon d\epsilon, \quad (33)$$

où σ est la section efficace de formation inverse (du NC), m est la masse de la particule émise et ω est densité de niveaux nucléaire. La probabilité d'émission par unité de temps d'une particule b, Γ_b , est évidemment obtenu en intégrant sur ϵ . La densité de niveaux est souvent prise comme $\omega(E^*) = p \exp(2\sqrt{a}E^*)$, où p est un pré-facteur variant lentement avec l'énergie. Le quantité a est le paramètre de densité de niveaux, il sert aussi à définir la température par la relation $E^* = aT^2$. Ces relations conduisent à

$$d\Gamma_b \propto e^{-\epsilon/T} \epsilon d\epsilon, \quad (34)$$

ce qui montre que le modèle d'évaporation est en fait un modèle d'émission thermique (de surface). En pratique les modèles d'évaporation correspondent à la simulation de la désexcitation, choisissant l'émission dans chacune des voies par des probabilités relatives $P_i = \Gamma_i / (\sum \Gamma_i)$. Pour un noyau lourd, il convient de tenir compte de la possibilité de fission. Ici, le modèle le plus courant dit que la fission est effective dès que le système passe la barrière de fission dans le chemin de déformation continue [26]. La largeur partielle de fission d'un noyau A est donnée par

$$d\Gamma_f = \frac{1}{2\pi} \frac{\int_0^{E_A^* - B} \omega_B(E_B^*) dE_B^*}{\omega(E_A^*)}, \quad (35)$$

où B est la hauteur de la barrière de fission et où ω_B est la densité de niveaux à la barrière. Bien sûr la simulation complète de la fission nécessite un modèle de partition et de répartition de l'énergie d'excitation. Souvent un modèle phénoménologique est utilisé. Cependant, il existe au moins deux modèles semi-phénoménologiques, basés partiellement sur les connaissances théoriques des paysages d'énergie potentielle de déformation [27,28].

IS: Ici, les informations potentielles sur la structure nucléaire sont importantes: barrière

Coulombienne, barrière de fission et surtout densité de niveaux nucléaires. Bien sûr, le modèle d'évaporation est le plus directement – et en principe le mieux – testé dans les réactions résonantes (dans le continu). En particulier, la densité de niveaux semble bien établie, et correspond à la formulation de Gilbert-Cameron-Ignatyuk, éventuellement corrigée des effets collectifs [27]. Le comportement de la densité de niveaux à plus haute énergie d'excitation ne peut être testée qu'au travers des réactions incohérentes à haute énergie. Dans ce cas, la présence d'une phase initiale de cascade et les fluctuations des conditions à la fin de celle-ci rendent l'analyse difficile. Tout au plus a-t-on pu montrer que le paramètre de densité de niveaux a atteint, à haute énergie d'excitation, une valeur intermédiaire entre la valeur (moyenne) phénoménologique à basse énergie $A/8$ et la valeur du gaz de Fermi libre $A/16$.

Les modèles d'évaporation supposent des émissions successives et indépendantes. Ils ne sont donc valables que si le temps moyen séparant les émissions et correspondant au temps de vie moyen du noyau vis-à-vis de l'émission, soit $\tau_b = \hbar/\Gamma_b$, est nettement plus grand que le temps physique t_{emiss} pour que la particule sorte du noyau. Ce temps est gross-modo indépendant de l'énergie d'excitation. Il est par ailleurs nettement plus petit pour l'émission d'un neutron que pour la fission. Si l'énergie d'excitation augmente, les temps τ_b diminuent assez rapidement. On peut comprendre que τ_n va devenir comparable au temps t_{emiss} pour la fission. A ce moment, le système peut émettre des neutrons alors qu'il est en route vers la fission. Cette émission peut finalement diminuer l'énergie excitation et inhiber la fission. Cette inhibition peut être facilitée par la viscosité du système. On doit donc corriger les modèles d'évaporation en conséquence.

Si l'énergie d'excitation devient de l'ordre, croit-on, de 3 à 5 MeV par nucléon, les temps τ_b deviennent de l'ordre de t_{emiss} pour les particules légères, l'émission quasi-simultanée de beaucoup de particules devient possible et le noyau peut perdre sa cohérence rapidement. On qualifie ce phénomène de multifragmentation. On pense néanmoins que les propriétés thermodynamiques globales de la matière nucléaire dont est constitué le noyau jouent un rôle et que ce phénomène peut partager certaines propriétés avec les transitions de phase. Bien que la multifragmentation soit observée dans les réactions induites par nucléons, le champ privilégié d'investigation est celui des réactions entre ions lourds, parce que vraisemblablement la (dé) compression de la matière, possible dans ces réactions, joue également un rôle.

IS: Dans la désexcitation de systèmes à haute énergie d'excitation, on voit donc que l'on est sensible à certaines propriétés globales de la matière nucléaire: viscosité et transition(s) de phase.

C. Réactions de pré-équilibre

Historiquement, on a placé sous ce vocable les réactions que l'on étudiait dans la gamme juste au-dessus des réactions résonantes du continu (~ 10 MeV) jusqu'aux énergies disponibles alors

(~100 MeV). Elles se caractérisaient par le fait que les spectres de particules émises présentaient, en plus d'un spectre thermique, une composante à plus haute énergie et, suivant les cas, des pics plus ou moins bien définis aux énergies maximum compatibles avec l'énergie incidente, ainsi que l'indique la Fig. 8. En plus, la distribution angulaire n'est plus symétrique et est d'autant plus piquée vers l'avant que l'énergie incidente augmente. Les pics mentionnés plus haut correspondent aux réactions inélastiques ou de transfert déjà discutés. La composante continue a été attribuée à des processus arrivant avant l'équilibre, c-à-d avant formation du noyau composé. Beaucoup de modèles, dits de pré-équilibre, ont été proposés pour expliquer cette émission non-thermique. Nous ne les passerons pas en revue. En fait, tous ces modèles sont basés, d'une manière ou d'une autre, sur l'idée d'une complexification progressive de la réaction en termes d'états particule-trou, ainsi que le suggère la Fig. 9. Le noyau est décrit comme un gaz de Fermi dans un potentiel doté d'un spectre à une particule avec une partie liée et une partie non liée (continu). L'évolution de la population des états est supposée se faire par interaction nucléon-nucléon, c-à-d qu'à chaque étape, deux particules au plus changent d'états. Par ce processus, la particule incidente perd de plus en plus de son énergie, qui est partagée avec les autres nucléons, pour finir éventuellement à un système à l'équilibre. Cependant les nucléons au-dessus du bord du puits peuvent à chaque étape s'échapper. De plus, dans certains modèles, le système peut « revenir en arrière ».

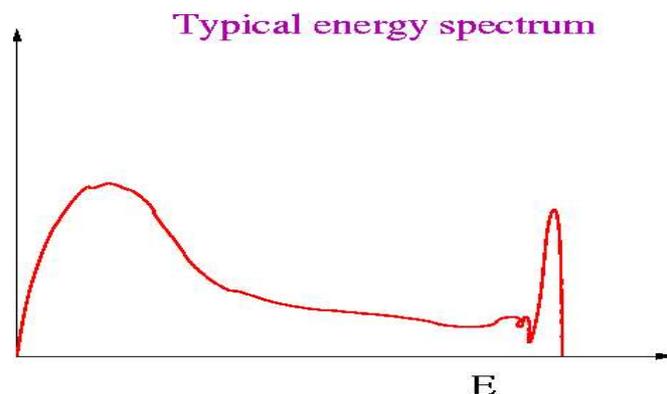


Fig. 8. Forme caractéristique des spectres de particules émises dans les réactions de pré-équilibre.

Dans la formulation la plus directe, il convient d'attacher une probabilité de présence pour chaque état à une particule et étudier l'évolution de ces probabilités. Une simplification importante a été apportée avec le modèle d'excitons de Griffin [29]. L'idée est de décrire le système par le nombre d'excitons, c-à-d de particules créées au-dessus du niveau de Fermi et de trous créés dans la mer de Fermi. Ainsi dans la Fig 9, on peut voir que le système peut passer d'une configuration à un exciton à une configuration à 3, 5, etc excitons.. Il est en plus supposé que toutes les configurations à n excitons et une énergie donnée sont équivalentes. Si la densité d'états à une particule g est constante, la densité de configurations à n excitons est une fonction analytique simple $\rho_n(E)$ de l'énergie E [30]. Il est supposé que l'émission d'une particule légère

d'énergie ϵ peut se faire à partir d'une configuration à n excitons (d'énergie d'excitation E_n), avec une probabilité par unité de temps $P_n(E_n, \epsilon)$, qui suit le modèle d'évaporation (voir ci-dessus). Le spectre de particules (nucléons) est ainsi donné par

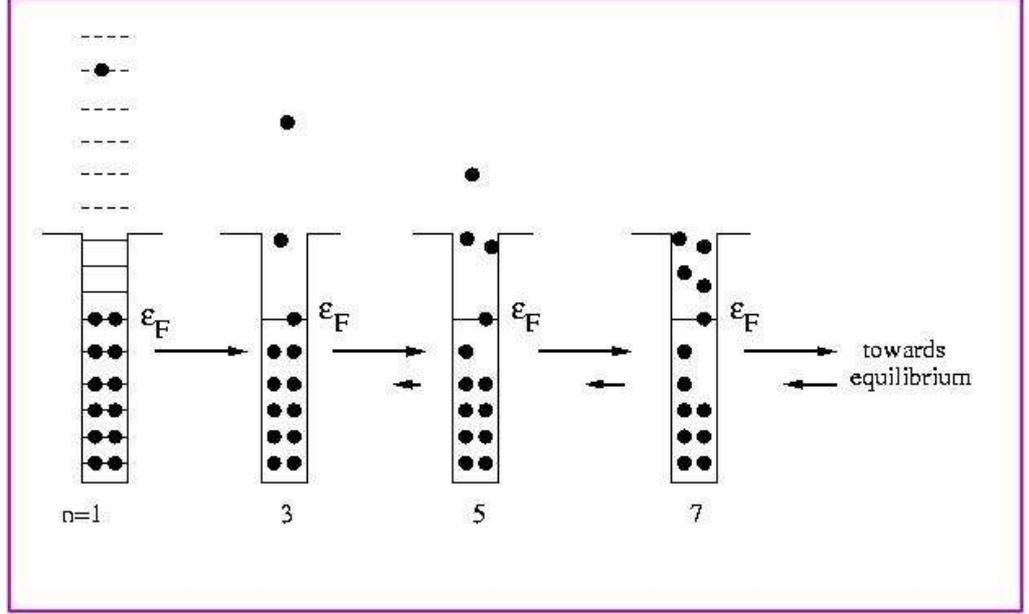


Fig. 9. Représentation schématique des modèles de réactions de pré-équilibre et en partie du modèle d'excitons. Pour ce dernier, le nombre n d'excitons pour les configurations particule-trou dépeintes est indiqué. Les flèches indiquent les transitions possibles. Voir texte pour plus de détails.

$$P(\epsilon)d\epsilon = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \tau_n P_n(E_n, \epsilon) d\epsilon \propto \frac{m\epsilon}{\pi^2 \hbar^3} \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \frac{\rho_{n-1}(U_n)}{\rho_n(E_n)} \tau_n d\epsilon \quad , \quad (36)$$

où $U_n = E_n - S - \epsilon$ est l'énergie du noyau après émission (S =énergie de séparation) et où les τ_n sont des paramètres ajustables (souvent ramenés à un seul) donnant le temps d'émission des diverses configurations d'excitons successives. La somme est limitée à un nombre d'excitons qui est sensé correspondre à la formation d'un système équilibré (NC), typiquement $\bar{n} \sim \sqrt{2gE}$. M. Blann a amélioré le modèle en tenant compte explicitement des branchements entre émission et passage d'une configuration à n excitons vers une configurations à $n+2$ excitons, et en formulant le modèle en termes de section efficace [31]. On désigne ce modèle sous le nom de modèle hybride. La section efficace différentielle (en énergie) de production de particules s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \sigma_R \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left[\frac{m\epsilon}{\pi^2 \hbar^3} \frac{\rho_{n-1}(U_n)}{\rho_n(E_n)} d\epsilon \right] \left[\frac{P_n(E_n)}{P_n(E_n) + \lambda_+^{n+2}(E_n)} \right] D_n = \sigma_R \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} P^{(n)}(\epsilon) d\epsilon \quad , \quad (37)$$

où σ_R est la section efficace de réaction (tirée d'un autre modèle, le modèle optique par

exemple), où $\lambda_+^{n+2}(E_n)$ est la probabilité pour que le système passe d'une configuration à n excitons vers une configuration à $n+2$ excitons, en gardant la même énergie d'excitation E_n , et où $P_n(E_n)$ est la probabilité d'émission par unité de temps, égale à $\Gamma_n = \int_0^{E_n-S} P(E_n, \epsilon) d\epsilon$.

La quantité $P^{(n)}(\epsilon)$ est définie par la deuxième relation et D_n par

$$D_n = \prod_{n'=n_0}^{n-2} \left\{ 1 - \int P^{(n')}(\epsilon) d\epsilon \right\}, \quad D_{n_0} = 1. \quad (38)$$

La relation (38) est transparente: D_n exprime la probabilité pour que le système n'ait pas émis de particule avant d'atteindre une configuration à n excitons et la probabilité d'émettre un nucléon est égale à la somme (sur n) des probabilités d'émettre un nucléon d'énergie ϵ à partir d'une configuration à n excitons, elles-mêmes égales à la probabilité d'atteindre la configuration à n excitons sans émission multipliée par la probabilité de ne pas passer à une configuration plus compliquée.

Ce modèle a permis de reproduire la forme des spectres de particules observés de façon plus ou moins satisfaisante. Un ingrédient important du modèle est la quantité $\lambda_+^{n+2}(E_n)$, qui a été interprétée en termes d'interaction effective à deux corps ou en termes de collisions NN. Dans le premier cas, elle est paramétrisée comme

$$\lambda_+^{n+2}(\epsilon) = \frac{2\pi}{\hbar} \overline{|M|^2} \rho_{n+2}(E^*) \quad (39)$$

où l'élément de matrice carré moyen est supposé varier régulièrement avec la masse de la cible et l'énergie d'excitation. Dans le second cas, elle est représentée par l'inverse du temps moyen séparant les collisions, soit la vitesse moyenne divisée par le libre parcours moyen vis-à-vis des collisions. Cette dernière grandeur peut être reliée à la section efficace NN (si les collisions sont réellement indépendantes) et plus sûrement à la partie imaginaire W du potentiel optique:

$$\lambda_+^{n+2}(\epsilon) = \frac{v}{\lambda} \approx \rho \sigma_{NN} v \approx \frac{\hbar}{2W} \quad (40)$$

Pour rendre le modèle plus prédictif concernant les sections efficaces doublement différentielles, une dépendance angulaire purement phénoménologique a été introduite pour toute émission à partir de n'importe quelle nombre d'excitons, connue sous le vocable de « systématique de Kalbach » [32]. De plus, une dépendance des conditions vis-à-vis du paramètre d'impact est souvent introduite pour rendre le modèle plus réaliste. Nous renvoyons à la Ref. [33] pour une

discussion de ces aspects.

Nous ne pouvons quitter ce paragraphe sans parler de la dernière sophistication de ce genre de modèle, connue sous le vocable de théorie FKK [34]. Cette sophistication repose sur trois hypothèses:

- l'espace des configurations particule-trou est divisé en deux: l'espace P, où au moins une particule est dans le continu et l'espace Q, où toutes les particules sont dans des états liés
- pas de communication entre les espaces P et Q; au début le système initie une évolution (une chaîne) dans l'espace P ou dans l'espace Q; dans un cas, on parlera de « multistep direct process » (MSD), dans l'autre cas, de « multistep compound process » (MSC); néanmoins on suppose que le système peut émettre une particule à partir de n'importe quelle configuration de la chaîne Q.
- l'hypothèse de non-retour: dans les deux cas, le système suit une chaîne de plus en plus compliquée, correspondant à un nombre toujours croissant d'excitons.

Avec ces hypothèses, la section efficace pour les processus MSC s'écrit génériquement comme

$$\sigma_{MSC} = \pi \lambda_c^2 \frac{2\pi \Gamma_1}{D_1} \sum_{n=2}^r \left(\frac{\prod_{k=1}^{n-1} \Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k} \right) \frac{\Gamma_n^\uparrow}{\Gamma_n} . \quad (41)$$

Dans cette équation, Γ_n^\uparrow et Γ_n^\downarrow sont les largeurs partielles des configurations à n excitons vis-à-vis de l'émission de particules et de la transition vers un nombre d'excitons plus élevé, respectivement ($\Gamma_n = \Gamma_n^\uparrow + \Gamma_n^\downarrow$). Des prescriptions usuelles permettent de formuler les sections efficaces différentielles. Les sections efficaces doublement différentielles pour les processus MSD peuvent s'écrire comme:

$$\frac{d^2 \sigma_{MSD}}{d\Omega dE} = \frac{d^2 \sigma_1}{d\Omega dE} + \frac{d^2 \sigma_M}{d\Omega dE} , \quad (42)$$

où le premier terme correspond à la DWBA (terme direct) et où le second terme correspond à des « itérations » successives de la DWBA (généralement limitées à quelques unes), impliquant toujours des configurations avec une particule dans le continu. Bien sûr, on ne peut calculer microscopiquement ces termes pour toutes les configurations nucléaires explorées. On utilise alors des moyennes des carrés des éléments de matrice, basées sur des transitions possibles dans un espace particule-trou et des interactions effectives sommairess.

La théorie FKK présente l'immense avantage d'introduire une transition douce entre les phénomènes de NC (en moyenne) et les processus de « pré-équilibre » (MSC). On peut voir que la section efficace (41) se réduit (formellement) à la formule de Hauser-Feshbach (20) quand les

largeurs partielles d'émission au travers des configurations simples sont très petites. Cependant, la théorie FKK introduit une séparation artificielle entre processus MSC et MSD, bien qu'en pratique cette théorie rend relativement bien compte de l'évolution des sections efficaces d'émission avec l'énergie.

IS: Ici, on est dans une position intermédiaire, où les modèles font plus appel à une description de la propagation du système dans l'espace des états qu'à une description fine de ces états. Dès lors, les réactions de pré-équilibre sont sensibles à des éléments relativement limités de structure nucléaire. On peut citer: la densité des états particules-trous (et indirectement la densité des états à une particule), le libre parcours moyen, les éléments de matrice moyens pour les transitions augmentant le nombre d'excitons, etc.

Des études récentes ont montré que le modèle INC donne des résultats aussi satisfaisants que les modèles de pré-équilibre pour des énergies en-dessous de 200 MeV et parfois jusqu'à 40 MeV, c-à-d dans un domaine où la dynamique des collisions (séparées dans le temps et l'espace) n'est pas justifiée. En réalité cette situation n'est peut-être pas tellement surprenante. En effet, les modèles de pré-équilibre et le modèle INC contiennent la même physique de base, à savoir l'interaction d'une particule avec un gaz de Fermi contenu dans un potentiel, basée sur des interactions NN. Les sections efficaces de production de particules (c-à-d les flux d'énergie, d'impulsion et de particules) dépendent sans doute surtout du taux d'interaction NN et relativement peu du détail de ces collisions et du mouvement véritable des nucléons. On voit donc poindre l'émergence d'une description unifiée des processus incohérents dans la gamme d'énergie incidente allant de 30-40 MeV à plusieurs GeV. Une discussion intéressante de cette question est contenue dans la Ref. [35].

VIII. REACTIONS PARTICULIERES LIEES A DES PROJECTILES SPECIFIQUES

A. Noyaux peu liés

La propriété la plus remarquable des réactions induites par des projectiles composites peu liés consiste en la grande facilité de la fragmentation du projectile. Le cas le plus simple est celui de la fragmentation du deuton, qui d'ailleurs peut se faire dans les collisions périphériques dans le champ Coulombien du noyau cible. Naïvement, on peut comprendre que la force Coulombienne agissant sur le proton seulement peut casser le deuton, vu la faible énergie de liaison de ce dernier. Suivant les mêmes considérations que pour les réactions (d,p), on peut montrer que la section efficace différentielle de production simultanée d'un proton et d'un neutron est proportionnelle à la distribution de l'impulsion relative $(\vec{p}_1 = (\vec{p}_p - \vec{p}_n)/2)$ dans le deuton

$$\frac{d\sigma}{d^3\vec{p}_p d^3\vec{p}_n} \propto f(\vec{p}_1), \quad (43)$$

où f est le module au carré de la fonction d'onde dans le deuton (dans l'espace des impulsions). Si on se réduit à l'observation du proton (dans les mêmes évènements), la section efficace simplement différentielle s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d^3\vec{p}_p} \propto f(\vec{p}_p - m_p \vec{v}_{inc}). \quad (44)$$

IS: Ces réactions ont été utilisées pour mettre en évidence les noyaux à halo. Leur grand intérêt va de soi puisqu'elles fournissent sans trop de complications la fonction d'onde du mouvement relatif de la particule faiblement liée par rapport au reste du noyau. Voir la Réf. [36] pour une plus ample discussion de ce nouveau sujet d'investigation.

B. Réactions « tutrices » (« surrogate »)

L'idée ici est d'utiliser des réactions nucléaires sur des cibles stables dont la première phase (de transfert par exemple) va correspondre à la réaction induite par une partie du projectile sur une cible instable. Ainsi la réaction $A(n,f)$, où A est un noyau instable peut être étudiée par la réaction « surrogate » $A-1(^3\text{He},p)$. En effet, cette dernière procède essentiellement par le transfert d'un deuton vers la cible et conduit donc au même NC ($A+1$). La réalisation de la deuxième réaction permet de mesurer la probabilité de fission du noyau composé, en évaluant le transfert théoriquement, et donc aussi la section efficace de fission de la première réaction si la section efficace de réaction totale est connue (ou évaluée théoriquement). Cette méthode, qui requiert cependant l'exercice de certaines précautions (quand au peuplement des mêmes états angulaires, par exemple) semble très prometteuse [37].

C. Noyaux riches en protons ou en neutrons

Ces noyaux sont généralement à courte vie, mais leur étude est sensée être très révélatrice concernant la structure nucléaire. Il en va toujours ainsi quand on se trouve à la limite de l'espace de phase disponible (ici pour la liaison des noyaux). La sagesse populaire veut aussi que l'étude de ces noyaux peut contraindre très fortement la dépendance en isospin des forces nucléaires. Il va de soi qu'ici il faut entendre «forces effectives» et que, par conséquent, la dépendance des forces ne constitue pas un sujet très précis, puisque les forces effectives dépendent de l'espace où on les restreint. Néanmoins, l'utilisation des noyaux riches en protons/neutrons comme projectiles doit au moins permettre d'étudier ces noyaux par des réactions de diffusion élastique, inélastique ou de transfert en cinématique inverse, et fournir des informations sur la structure de ces noyaux comme cela a été fait pour les noyaux stables, en cinématique directe, il y a quelques

dizaines d'années. On a donc l'espoir de faire la spectroscopie de ces noyaux, d'étudier leur structure en couches (changement éventuel de nombres magiques) et leurs excitations caractéristiques. Beaucoup de questions ouvertes intéressantes risquent de trouver des solutions par des études de ce type.

Mentionnons le cas des états isobares analogues. Ces états, qui témoignent du fait que l'isospin reste un bon nombre quantique pour les noyaux lourds, en dépit de l'importance croissante de l'interaction Coulombienne, apparaissent, en cinématique directe, dans des réactions (p,p) comme des résonances étroites dans le « continu » (région du recouvrement des résonances). Plus le noyau est riche en neutrons, plus ces résonances doivent apparaître à haute énergie et donc se « dissoudre ».

D. Photons

Ces projectiles sont juste ici cités pour mémoire. Les photons réels sont des sources idéales pour l'étude de résonances géantes (électriques $\Delta T=1$). Les photons virtuels (« rayonnés » par un faisceau d'électrons) sont eux par contre particulièrement adaptés à l'étude des distributions de charge (réactions (e,e)), des distributions de densité de transition (réactions (e,e')) et des distributions de partons (réactions profondément inélastiques). Ces réactions, qui ont été intensivement utilisées pour l'étude des noyaux stables, pourraient l'être à nouveau dans un collisionneur électron-noyau à venir.

E. Mésons, antiprotons, etc.

D'une façon générale, nous faisons allusion ici à des faisceaux de hadrons ou d'autres particules élémentaires. Souvent, ces particules portent un nombre quantique spécifique (l'étrangeté par exemple) et leur utilisation peut apporter des informations sur la façon dont ce nombre quantique se répartit dans le noyau. Par exemple, les pions sont porteurs d'isospin et sont donc capables de distinguer les protons des neutrons. Souvent considérés comme de bonnes sondes de la distribution en neutrons, ils nécessitent cependant des corrections théoriques importantes dues à la forte absorption de ces particules par les noyaux.

IX. CONCLUSION

Nous avons passé (trop) rapidement en revue les propriétés des réactions nucléaires induites par nucléons (et noyaux légers), en proposant une classification, basée sur les notions de phénomènes cohérents (faibles changements de la fonction d'onde) ou incohérents, et de phénomènes « durs » ou « mous » (relatif au transfert d'énergie). Cette classification permet une vue unificatrice des différents mécanismes de réaction, dans la mesure où la transition entre les

différents régimes paraît plus naturelle. Bien sûr, on est encore loin d'avoir une théorie « pratique » ou un modèle unique. Elle permet aussi de mieux appréhender les divers éléments de structure nucléaire qui sont accessibles par l'étude des différents types de réaction.

Nous nous sommes limités aux réactions induites par nucléons et par noyaux légers pour simplifier la présentation et nous conformer au schéma général de l'Ecole Joliot-Curie 2007. Il faut cependant mentionner que les efforts expérimentaux actuels portent plus sur les faisceaux d'ions lourds. Comme nous l'avons indiqué, les réactions noyau-noyau peuvent donner des indications sur la structure similaires à celles obtenues par réaction nucléon-noyau, mais peuvent apporter des informations spécifiques.

On peut s'attendre dans les prochaines années à voir se déployer de grands efforts pour étudier les réactions induites par des faisceaux de noyaux exotiques et/ou radioactifs, surtout en utilisant la cinématique inverse. Nul doute que ces programmes apporteront beaucoup d'information sur la structure nucléaire, surtout dans les régions aux limites de la stabilité. Il ne fait également guère de doute que les concepts étudiés ici garderont une pertinence pour ces nouvelles études, même si des phénomènes nouveaux sont attendus.

Il ne faudrait pas perdre de vue la possibilité d'étudier la structure nucléaire à l'aide des sondes élémentaires hadroniques ou leptoniques. Ce genre d'études est resté limité dans le passé, pour des questions de disponibilité de faisceaux, essentiellement. Mais la spécificité des nombres quantiques portés par ces particules en font des outils uniques.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier ici Thierry Aoust et Alain Boudard pour d'intéressantes discussions. Merci aux organisateurs de l'Ecole pour m'avoir invité. Merci à Marie-Geneviève Porquet, pour l'immense patience dont elle a fait preuve à mon égard. Qu'elle se rassure, plus jamais, je ne la ferai passer par les mêmes affres.

REFERENCES

- [1] H. Feshbach, « Theoretical Nuclear Physics. Nuclear Reactions », J. Wiley, New York, 1992.
- [2] M. L. Goldberger and K. M. Watson, « Collision Theory », R. E. Krieger Publishing Co, Huntington, New York, 1975.
- [3] O. Bohigas and M. J. Giannoni, in « Mathematical and computational Methods in Nuclear Physics », ed. by J. S. Dehesa et al., Lecture Notes in Physics 209, Springer Verlag, Berlin, 1984.

- [4] H. A. Weidenmüller, « Stochastic scattering theory random-matrix models for fluctuations in microscopic and mesoscopic systems », Lecture Notes in Physics, Vol. 411, Springer, Berlin, 1992.
- [5] J. Cugnon, « Nuclear Reactions, Unicity of Matter and Mass. From Thalès to Einstein », Phys. Mag. 28 (2006) 249. See also: <http://www.theo.phys.ulg.ac.be/~cugnon/>
- [6] A. H. Zewail, ed., « Femtochemistry », Vols. 1 and 2, World Scientific, Singapore, 1994.
- [7] R. Balescu, « Equilibrium and nonequilibrium statistical mechanics », J. Wiley, New York, 1975.
- [8] F. de Oliveira Santos, Ecole Joliot-Curie 2007, ces compte-rendus
- [9] J.-M. Sparenberg, Ecole Joliot-Curie 2007, ces compte-rendus
- [10] M. Matoba et al, Phys. Rev. **C53** (1996) 1762.
- [11] G. Hauser et al, Nucl. Phys. **A128** (1969) 81.
- [12] E. P. Wigner and L. Eisenbud, Phys. Rev. 72 (1947) 29.
- [13] C. Mahaux and H. A. Weidenmüller, « Shell model approach to nuclear reactions », North Holland, Amsterdam, 1969.
- [14] J. E. Lynn, « The theory of neutron resonance reactions », Clarendon Press, Oxford, 1968.
- [15] E. Bauge, Ecole Joliot-Curie 2007, ces compte-rendus.
- [16] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Rev. **C16** (1977) 80.
- [17] C. Simenel, Ecole Joliot-Curie 2007, ces compte-rendus.
- [18] D. Baye, Ecole Joliot-Curie 2007, ces compte-rendus.
- [19] M. N. Harakeh and A. Van Der Woude, « Giant Resonances », Oxford University Press, Oxford, 2003.
- [20] N. Keeley, Ecole Joliot-Curie 2007, ces compte-rendus.
- [21] M. Soyeur, H. Flocard, B. Tamain and M. Porneuf, eds, « Nuclear matter and heavy ion collisions », NATO ASI Series, Series B, Physics, Vol. 205, 1989.
- [22] « Le cycle électronucléaire: de la fission aux nouvelles filières », compte-rendus de l'Ecole Joliot-Curie 2006.
- [23] J. Cugnon, « Intranuclear cascade model. A review », Nucl. Phys. **A389** (1983) 191c.
- [24] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray and C. Volant, Phys. Rev. **C66** (2002) 044615.
- [25] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev. **57** (1940) 472.
- [26] N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426.
- [27] A. R. Junghans et al, Nucl. Phys. **A629** (1998) 635.
- [28] U. Brosa, S. Grossman and A. Müller, Phys. Rep. **197** (1990) 167.
- [29] J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 478.
- [30] T. Ericson, Adv. Phys. **9** (1960) 425.
- [31] M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci. **25** (1975) 123.
- [32] C. Kalbach, Phys. Rev. **C24** (1981) 819.
- [33] E. Gadioli and P. E. Hodgson, « Pre-equilibrium nuclear reactions », Clarendon Press, Oxford, 1992.

- [34] H. Feshbach, A. Kerman and S. E. Koonin, *Ann. Phys. (New York)* **125** (1980) 429.
- [35] P. Henrotte and J. Cugnon, « The low-energy limit of the intranuclear cascade », *Proc. of the 10th Int. Conf. on Nuclear Reactions*, ed. by E. Gadioli, *Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente*, Suppl. n° 122, 2003, p.617.
- [36] D. Cortina-Gil, *Ecole Joliot-Curie 2007*, ces compte-rendus.
- [37] B. Jurado, « Le cycle électronucléaire: de la fission aux nouvelles filières », *compte-rendus de l'Ecole Joliot-Curie 2006*, p.168.

POUR CEUX QUI VEULENT EN SAVOIR PLUS.

Il n'existe pas de livre de référence (« textbook ») élémentaire reprenant tous les aspects des réactions nucléaires. Nous donnons ci-dessous une liste non-exhaustive de livres de base utiles, mettant l'accent sur tel ou tel aspect, comme par exemple la théorie, les réactions entre ions lourds, etc. Notons aussi que plusieurs ouvrages de ce type sont déjà repris dans la liste de références ci-dessus, en particulier les Réfs. [1,2,14,33]

1. P. Fröbrich and R. Lipperheide, « Lectures notes on the theory of nuclear reactions », Oxford University Press, Oxford, 1995
2. C. Bertulani and P. Danielewicz, « Introduction to nuclear reactions », IOP Publishing, London, 2004.
3. N. K. Glendenning, « Direct Nuclear Reactions », World Scientific Pub Co, Singapore, 2004
4. W. Nörenberg and H. A. Weidenmüller, « Introduction to the Theory of Heavy-Ion Collisions », Second Enlarged Edition, Springer-Verlag, Berlin, 2001.
5. P. E. Hodgson, « Nuclear reactions and nuclear structure », Oxford University Press, Oxford, 1971.
6. J. Cugnon and P. Henrotte, « Nuclear reaction mechanisms: from compound nucleus to multiple scattering », Lectures delivered at the IPN, University of Louvain-la-Neuve, available at <http://www.theo.phys.ulg.ac.be/~cugnon/>