



HAL
open science

Structure nucléaire au moyen de faisceau d'ions radioactifs accélérés

S. Gales

► **To cite this version:**

S. Gales. Structure nucléaire au moyen de faisceau d'ions radioactifs accélérés. École thématique. Ecole Joliot Curie "Les noyaux en 1993: une nouvelle façon d'exister", Maubuisson, (France), du 13-18 septembre 1993: 12ème session, 1993. cel-00648739

HAL Id: cel-00648739

<https://cel.hal.science/cel-00648739v1>

Submitted on 6 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

STRUCTURE NUCLEAIRE AU MOYEN DE FAISCEAU D'IONS RADIOACTIFS ACCELERES

S. GALES - Institut de Physique Nucléaire IN2P3/CNRS
91406 Orsay Cedex, France

Résumé :

Cette série de cours a pour but de rappeler tout d'abord les relations étroites qui existent entre les différents types de réactions nucléaires et les observables qui caractérisent le système nucléaire étudié, puis d'illustrer à l'aide d'exemples de réactions induites par des faisceaux d'ions radioactifs accélérés quelques thèmes d'études de la structure nucléaire loin de la stabilité.

Abstract :

This serie of lectures has the aim, to describe the close relation ships between the different types of nuclear reactions and the observables which characterize the nuclear system under study. Then, through a selected number of examples, the domains where the new beams of accelerated secondary radioactive ions will enlarge our vista of nuclear structure will be discussed.

*'Des réactions nucléaires aux propriétés du noyau,
l'interdépendance est presque absolue.
Une physique à l'image de notre monde'.*

PLAN DU COURS

I Introduction

II Section efficace, rayons et forme des noyaux

II.1 Section efficace totale et rayons

II.2 Potentiel nucléon-noyau

II.3 Diffusion élastique et inélastique : rayons et potentiel optique, collectivité

II.4 Excitation coulombienne et forme des noyaux

III Conclusions

I. INTRODUCTION

La dernière décade a été sans aucun doute marquée par l'émergence d'un nouveau et potentiellement riche pôle d'intérêt en physique nucléaire :

"La physique au moyen des faisceaux d'ions radioactifs accélérés (IRA) d'énergie comprise entre quelques centaines de keV et quelques dizaines de MeV par nucléon".

Le système quantique à N-corps qui constitue le noyau à une structure très dépendante de l'interaction entre quelques nucléons de valence. De même, l'évolution de ces propriétés est fortement liée à l'équilibre délicat entre le nombre de protons Z et de neutrons N constituants. Ces faits expliquent fort bien que loin de la stabilité, notre compréhension de l'évolution des propriétés nucléaires est fortement limitée.

L'émergence de faisceaux d'ions radioactifs accélérés et les réactions nucléaires qu'ils peuvent donc induire, modifie radicalement l'étendue du domaine d'études. L'accès à des chaînes très longues de noyaux où le nombre de nucléons actifs et les orbitales disponibles varient, permet d'observer dans des conditions tout à fait nouvelles, les interactions résiduelles et les effets de corrélations.

La variété des réactions nucléaires schématisées dans la fig. 1, et le panorama des thèmes de recherches en structure nucléaire illustrés dans un plan (énergie, spin) dans la fig. 2, permettent d'imaginer les perspectives offertes par ces sondes "exotiques" si l'on explore dans une large gamme du rapport N/Z , l'énergie de liaison ou le spin total, les spectres nucléaires.

L'intérêt croissant de cette problématique est reflété par : d'une part, le nombre de conférences et journées d'études dédiées¹⁻⁵⁾ et d'autre part, par la variété des systèmes accélérateurs existants ou en projets qui produisent déjà où se préparent à délivrer une large gamme en masse et énergie de faisceaux IRA.

Les différentes méthodes mises en oeuvre pour produire ces faisceaux IRA, leurs qualités et limitations, les techniques de purification et la description de quelques expériences "pionniers" dans le domaine font l'objet du cours d'Alex Mueller, donné à cette même école d'été⁶⁾.

Enfin, la richesse du sujet m'a contraint à limiter les thèmes traités, ainsi cette version écrite du cours ne discutera pas des très belles perspectives offertes par les faisceaux IRA pour la physique des états de très haut spin, pour celles des réactions résonnantes ou de break-up du projectile; par le transfert et l'échange de nucléons.

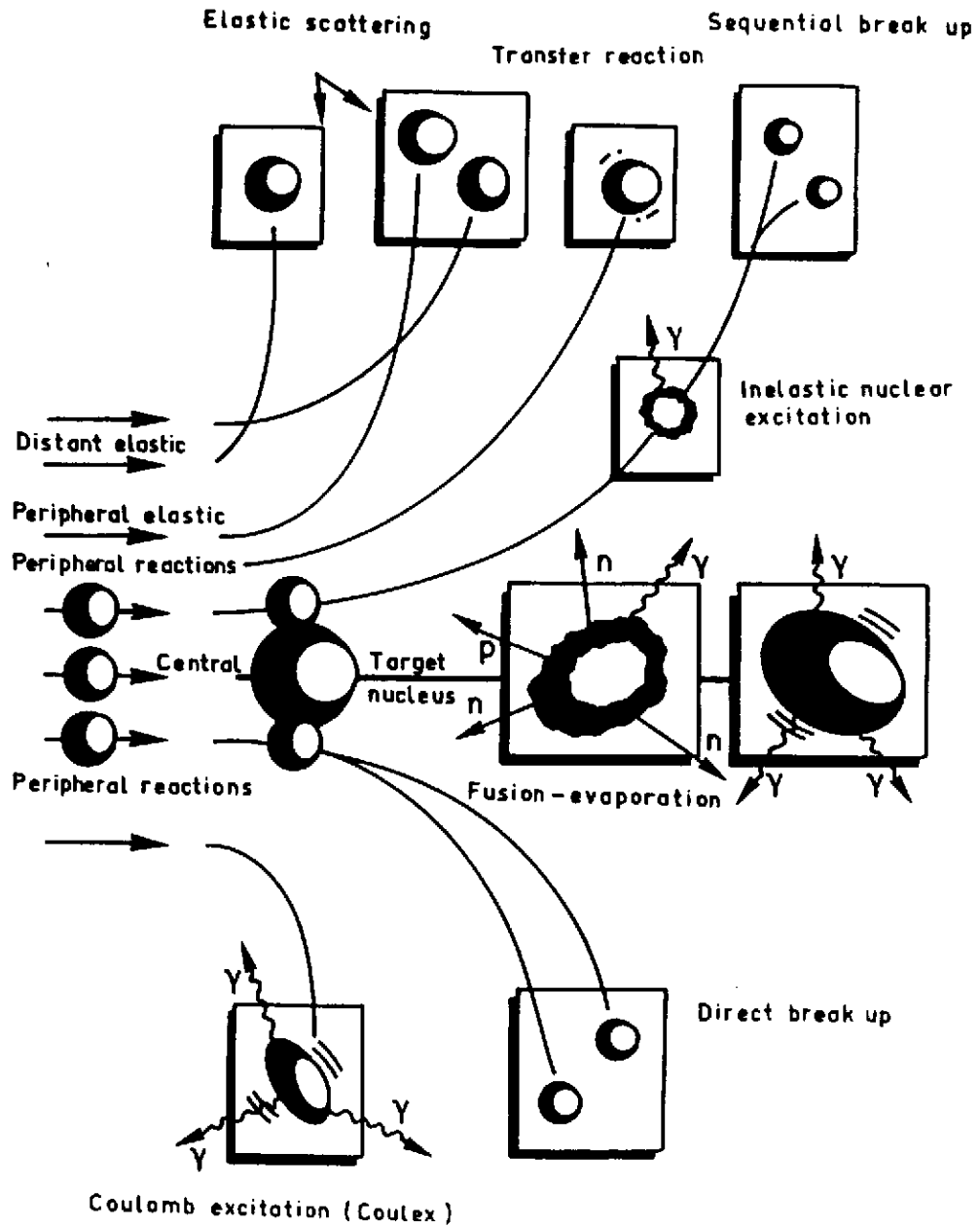


Figure 1 : Illustration de la variété des réactions nucléaires

PAYSAGE DES ANNEES 90 EN STRUCTURE NUCLEAIRE

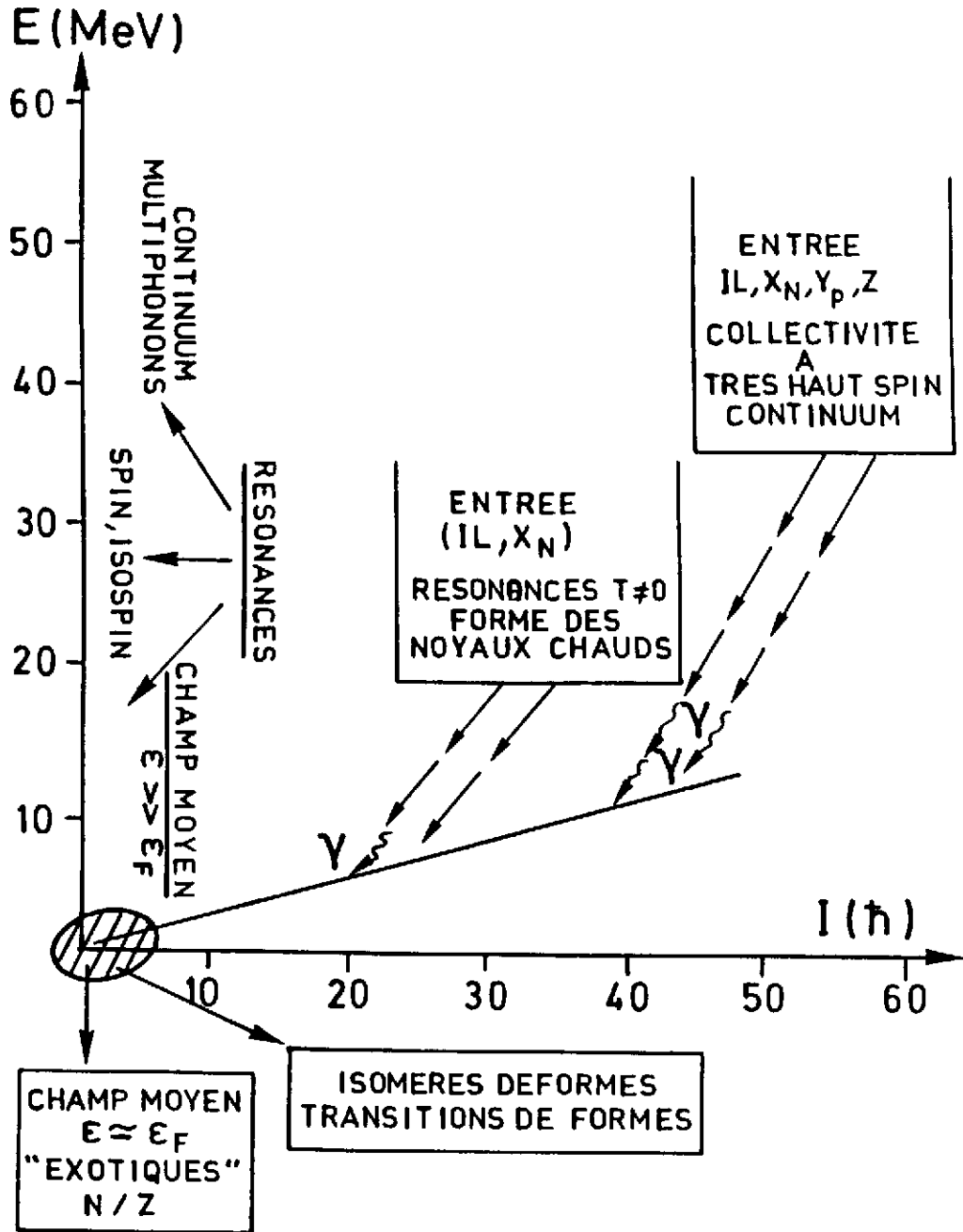


Figure 2 : Dans un plan (énergie, spin), les thèmes actuels de recherche en structure nucléaire.

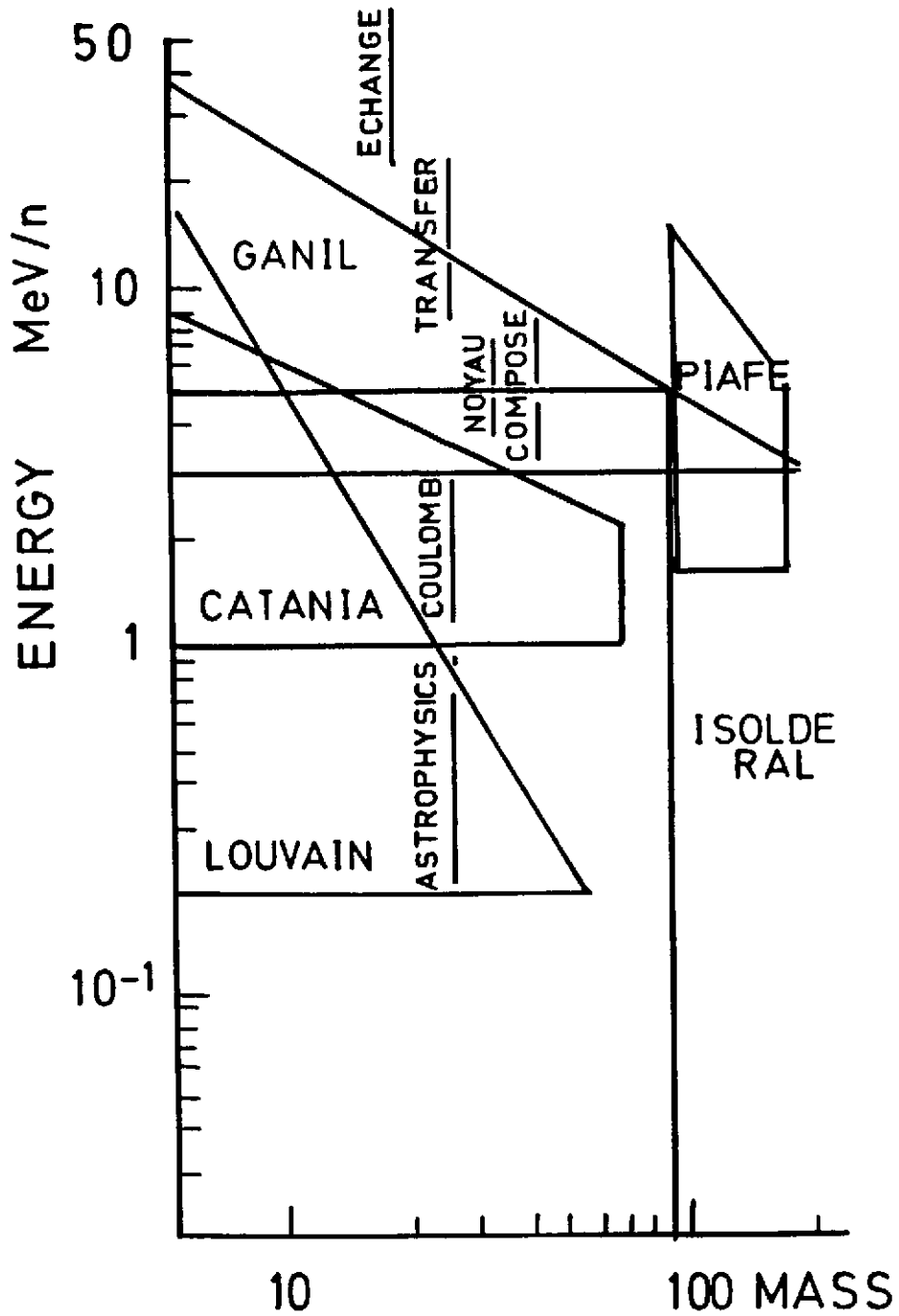


Figure 3 :

Domaines en énergie et en masse pour les faisceaux IRA dans les différents projets européens. Les thèmes de physique qu'ils se proposent de couvrir sont aussi indiqués.

Le tableau 1 résume les différentes méthodes de production de faisceaux secondaires alors que la fig. 3 montre les différents thèmes de physique nucléaire qui peuvent être abordés et les machines existantes ou en projet qui se proposent de couvrir de telles régions du plan énergie, masse.

réactions de production	ions incidents	énergie	intensité
fusion-évaporation	p, ³ He, α	30-80 MeV	> 50 μA
Fragmentation	p	1 GeV	> 10 μA
	ions lourds	~ 100 MeV/n	qq μA
Fission	n	thermique	10 ¹⁴ n/s/cm ²

Tableau 1 : Caractéristiques des réactions primaires utilisées pour la production des faisceaux IRA.

Le but de ce cours est de rappeler tout d'abord, les relations qui existent entre les différents types de réactions nucléaires et les observables qui caractérisent le système nucléaire étudié, puis d'illustrer à l'aide d'exemples, les thèmes d'études de la structure nucléaire loin de la stabilité au moyen des faisceaux d'IRA.

II. SECTION EFFICACE, RAYONS ET FORME DES NOYAUX

II.1 Section efficace totale de réaction et rayon d'interaction

Dans une collision noyau-noyau entre un faisceau d'ions incidents de $n_{i/s}$ et une cible A contenant N_{A/cm^2} noyaux par cm^2 , la section efficace totale de réaction s'écrit :

$$\sigma_T = \Delta n / n_{i/s} N_{A/cm^2} \quad (II.1)$$

ou $\Delta n = n'_{i/s} - n_{i/s}$, $n'_{i/s}$ étant le nombre d'ions incidents qui ont survécu à l'interaction avec les noyaux cibles et qui sont détectés dans le détecteur placé derrière (voir fig. 4). Cette mesure de la section efficace totale de réaction par la méthode dite de "l'atténuation" est très bien adaptée aux faisceaux d'ions secondaires peu intenses (< quelques 10 000 cp/s). Une version plus optimisée de la méthode consiste à utiliser une cible active ou cible-détecteur quand on s'intéresse à la section efficace de réactions dans des matériaux comme les plastiques,

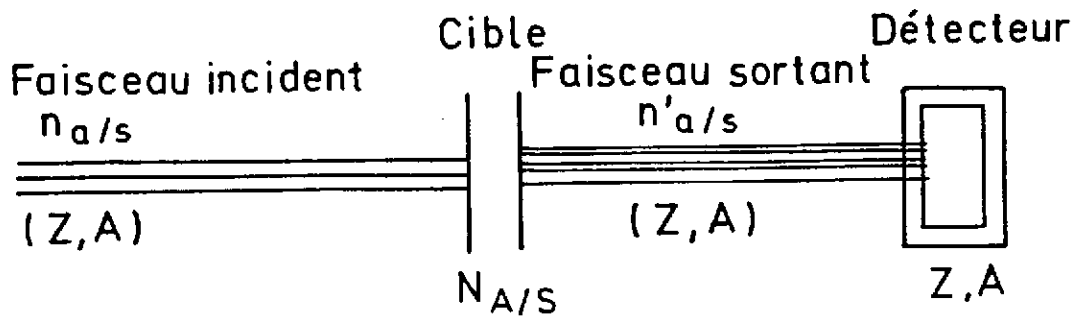


Figure 4 : Représentation schématique de la méthode d'atténuation pour la mesure de la section efficace totale de réaction.

Silicium, Germanium, etc... qui constitue le détecteur. Notons, que bien qu'il s'agisse d'une mesure simple dans son principe, il s'agit de mesurer des atténuations de l'ordre du pour-cent et donc il faut bien maîtriser des phénomènes parasites (diffusion sur des fentes, empilements, etc) pour éviter les erreurs systématiques et obtenir une bonne précision.

Comment relier cette observable aux caractéristiques géométriques de l'interaction ?

On se place dans l'hypothèse de l'interaction entre deux sphères R_1 et R_2 dont la diffusion est représentée par un potentiel central.

soit $b = \ell/\hbar p = \ell \lambda$ (II.2)

le paramètre d'impact de la collision

ou $\lambda = k^{-1}$ est la longueur d'onde associée au faisceau incident et le rayon d'interaction est appelé $R = R_1 + R_2$.

Si l'on décompose en ondes sphériques les ondes entrantes et diffusées, on peut écrire la section efficace totale :

$$\sigma_T = \sigma_{sc} + \sigma_R \quad (II.3)$$

$$\sigma_{sc} = \sum_l \pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2 \quad (II.4)$$

avec $k_i = k_f = k$ pour la diffusion élastique

$$\text{et } \sigma_R = \sum_l \pi \lambda^2 (2l+1) [1 - |\eta_l|^2] \quad (II.5)$$

où η_l sont les facteurs de transmission pour l'onde l .

Faisons l'hypothèse additionnelle que le noyau se comporte comme un corps noir pour le rayonnement incident c'est-à-dire que toutes les ondes $l \leq R/\lambda$ sont absorbées ($\eta_l = 0$) et que les ondes $l > R/\lambda$ ne sont pas affectées ($\eta_l = 1$)

les relations (II.3), (II.4) et (II.5) deviennent alors :

$$\sigma_T = 2\sigma_{sc} = 2\sigma_R = 2\pi (R + \lambda)^2 \quad (\text{II.6})$$

Cette simple mesure nous renseigne sur la taille des noyaux en interaction. De plus, à haute énergie

$$\lambda \ll R \quad \text{d'où} \quad \sigma_T \text{ prop à } R^2$$

Enfin, dans ce modèle très simplifié du corps noir, la section efficace totale décroît avec l'énergie incidente en $1/E^2$.

Des modèles plus réalistes que celui du corps noir permettent de déduire que la mesure de la section efficace de réaction noyau-noyau, le rayon d'interaction R .

Dans le cadre de la théorie de Glauber⁷⁾ on peut écrire :

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^\infty b db [1 - T(b)] \quad (\text{II.7})$$

où b est le paramètre d'impact de la collision $a + A$ et $T(b)$ la fonction de transparence. Les deux noyaux sont représentés par des sphères avec une densité de distribution gaussienne.

$$\varphi_i(r) = \varphi_i(0) \exp(-r^2/R_i^2) \quad (\text{II.8})$$

$$T(b) = \exp[-\bar{\sigma}_{NN} K \exp(-b^2/2\sigma^2)] \quad (\text{II.9})$$

$$\text{avec} \quad 2\sigma^2 = R_o^2 + R_A^2$$

$\bar{\sigma}_{NN}$ est une moyenne de la section efficace d'interaction n-n, p-p, p-n

$$\text{et } K = \pi^2 \varphi_A(0) \varphi_A(0) R_A^3 R_A^3 / 2\sigma^2 \quad (\text{II.10})$$

Une telle approche permet de reproduire avec une bonne précision les sections efficaces de

noyau-noyau comme le montre la figure 5 pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ entre 1 et 100 MeV/n⁸⁾.

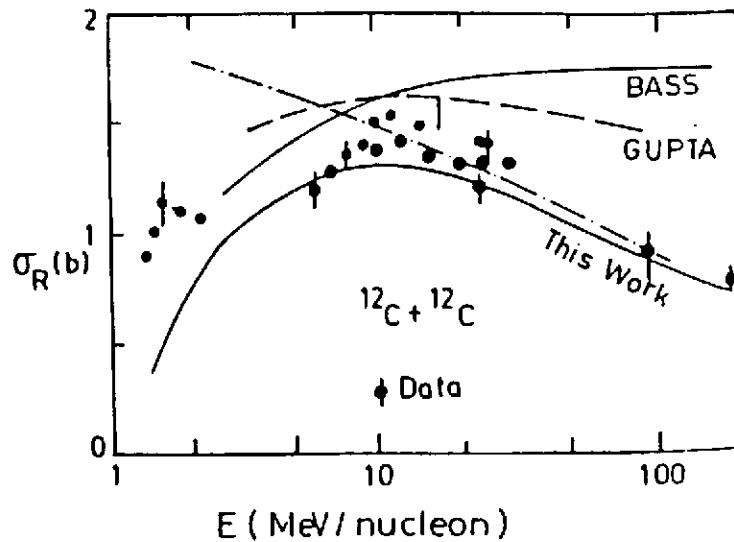


Figure 5 : Section expérimentale efficace de réaction en fonction de l'énergie incidente pour le système $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ entre 1 et 100 MeV/n (●). Les prédictions du modèle de Charagi et al. sont montrées en trait plein avec le label "This work" - Tiré de la réf. 8.

L'importance de telles mesures et analyses de la section efficace de réaction a été montrée récemment par I. Tanihata et al.⁹⁾. Une expérience de mesure de la section efficace totale de réaction a été effectuée à Berkeley, ou pour des faisceaux d'ions légers ($Z = 2$ à $Z = 6$) secondaires d'énergies très élevées (plusieurs centaines de MeV/n), on a déduit de σ_R le rayon d'interaction individuel des noyaux. La figure 6 montre les résultats de ces mesures pour des isotopes d'He, Li, Be, C et B. Ce rayon d'interaction est comparé au rayon de matière calculé pour les mêmes noyaux à partir du modèle de la goutte liquide ($R = 1.18 A^{1/3}$).

On note une très forte augmentation du rayon d'interaction des noyaux légers riches en neutrons (^8He , ^{11}Be , ^{11}Li , ^{14}Be , etc...) par rapport à celui des noyaux plus proches de la ligne de stabilité.

C'est cette simple déviation par rapport à la loi de variation des rayons en $1.2 A^{1/3}$ a été et est encore à l'origine des modèles qui cherchent à expliquer cette augmentation du rayon d'interaction par une densité de matière étendue pour les noyaux légers riches en neutrons, plus connue sous le nom de noyaux "halo".

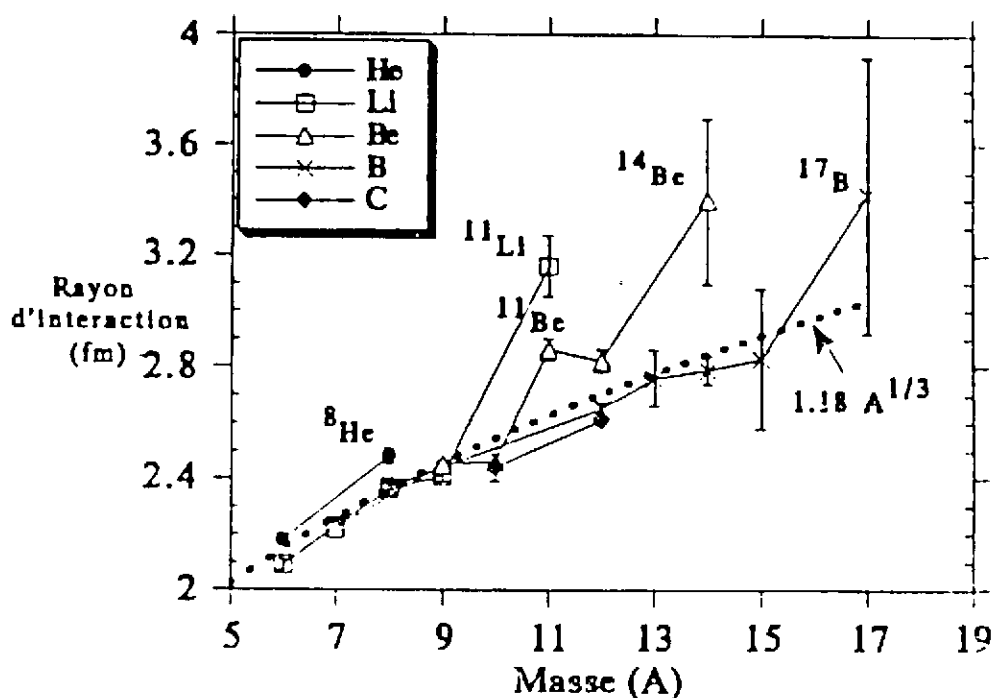


Figure 6 : Rayon d'interaction pour les isotopes des noyaux légers He, Li, Be, B et C déduits de la mesure de la section efficace de réaction par Tanihata et al⁹⁾. Noter les écarts très importants par rapport à la loi en $1.18 A^{1/3}$ pour les isotopes riches en neutrons ^8He , ^{11}Be , ^{11}Li , ^{14}Be , etc... Tiré de la réf. 9.

II.2 Potentiel nucléon-noyau

Pour décrire l'interaction entre nucléons incidents et noyau cible, le concept de base est celui appelé du "champ moyen" caractérisé par : "le mouvement (quasi) indépendant des nucléons (quasi) libres dans un potentiel moyen V sans (ou presque d'interactions réciproques)".

Les fondations d'un tel concept sont bien établies puisque la théorie Hartree-Fock justifie l'existence d'un tel potentiel moyen. Cependant, les nucléons étant des fermions en interaction forte, dans un potentiel moyen, les effets de corrélations à courte portée sont très mal décrits. Le potentiel moyen nucléon-noyau empirique à la forme¹⁰⁾

$$V(r) = V_0 [1 + \exp (r-R_v)/a_v]^{-1} \quad (\text{II.11})$$

$$R_v = r_0 A^{1/3} \quad r_0 = 1.25 \text{ fm}$$

$$a_v = 0.65 \text{ fm}$$

L'existence d'un tel potentiel moyen permet d'expliquer à quelques modifications près, l'énergie, la séquence des états liés, les sections efficaces nucléon-noyau et leur dépendance en énergie¹⁰⁾ ainsi que l'illustre la figure 7.

Les premières informations sur ce potentiel moyen sont obtenues par l'étude de la diffusion neutron-noyau. Pour un potentiel central, le noyau étant assimilé à un corps noir, rappelons l'expression de la section efficace totale de réaction :

$$\sigma_T = 2\pi (R + \lambda)^2$$

La figure 8 montre une compilation de données de σ_T pour les systèmes neutrons + cibles entre 1 et 100 MeV, les noyaux cibles allant du Cu au Pb.

Les sections efficaces mesurées sont en traits pleins, les prédictions pour un corps noir de rayon $R = 1.4 A^{1/3}$ sont données en pointillés.

Très clairement, le noyau ne se comporte pas comme un corps noir, la section efficace expérimentale présentant des oscillations qui sont la signature d'un phénomène d'interférence entre une onde entrante et une onde réfléchie d'où la nécessité d'introduire une partie imaginaire dans le potentiel $V(r)$ pour tenir compte de cette absorption du flux incident :

$$V(r) = V_0(r) + i W(r) \quad (\text{II.12})$$

dans ce potentiel, l'onde incidente plane est absorbée au taux de : $e^{-2/\hbar W(r)}$
d'où un libre parcours moyen Λ du nucléon dans le noyau de :

$$1/\Lambda = 2/\hbar v W(r) \quad (\text{II.13})$$

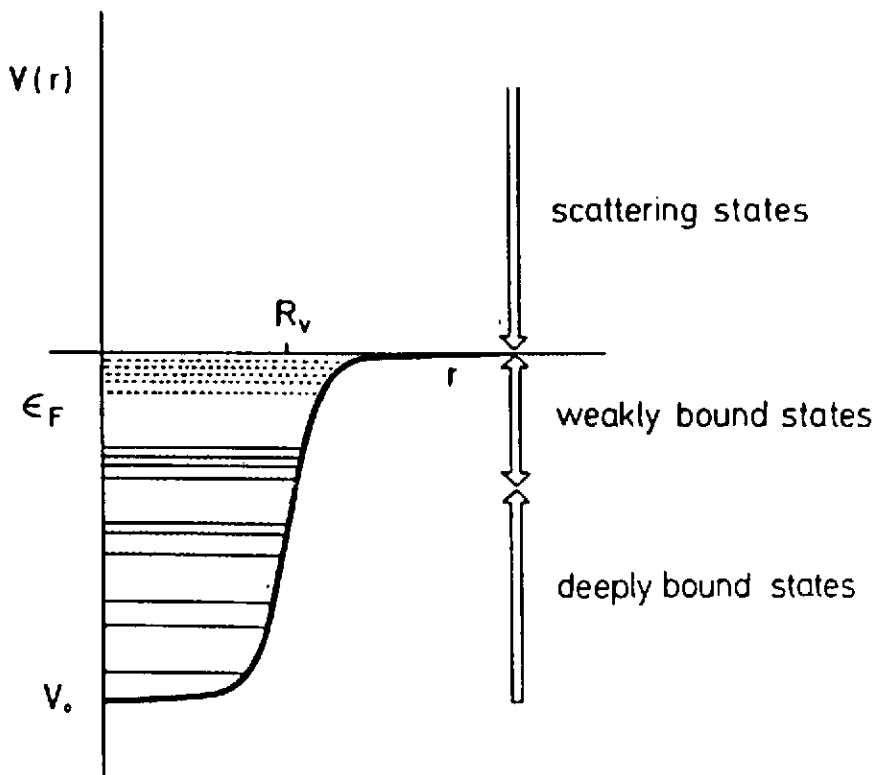


Figure 7 : Forme du potentiel moyen neutron-noyau (voir Eq. II.11). Tiré de la réf. 10.

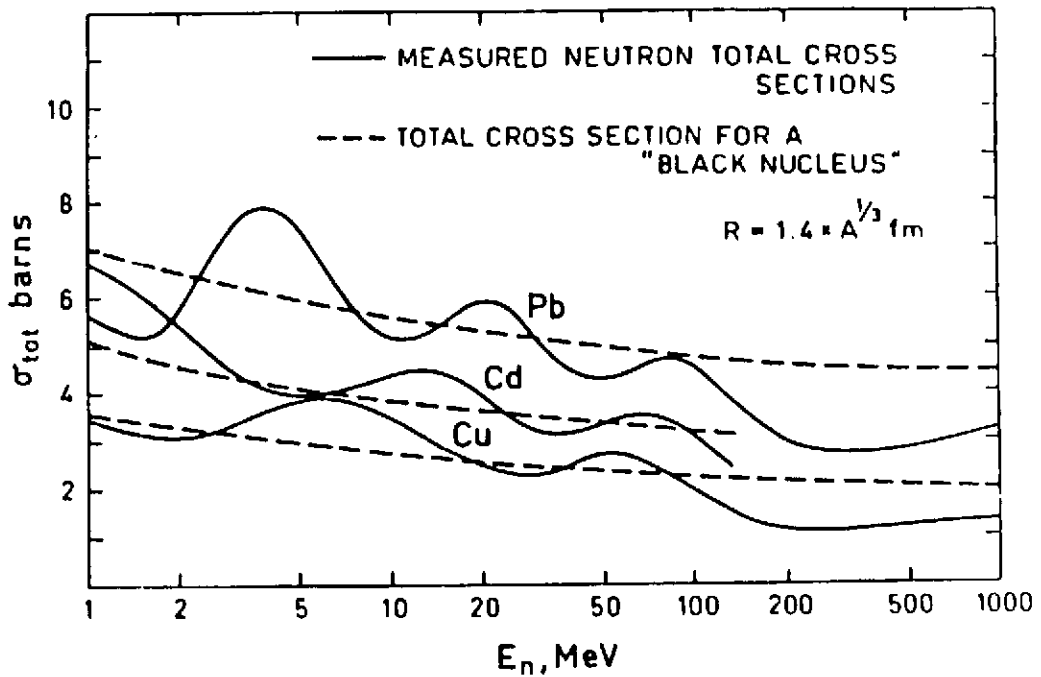


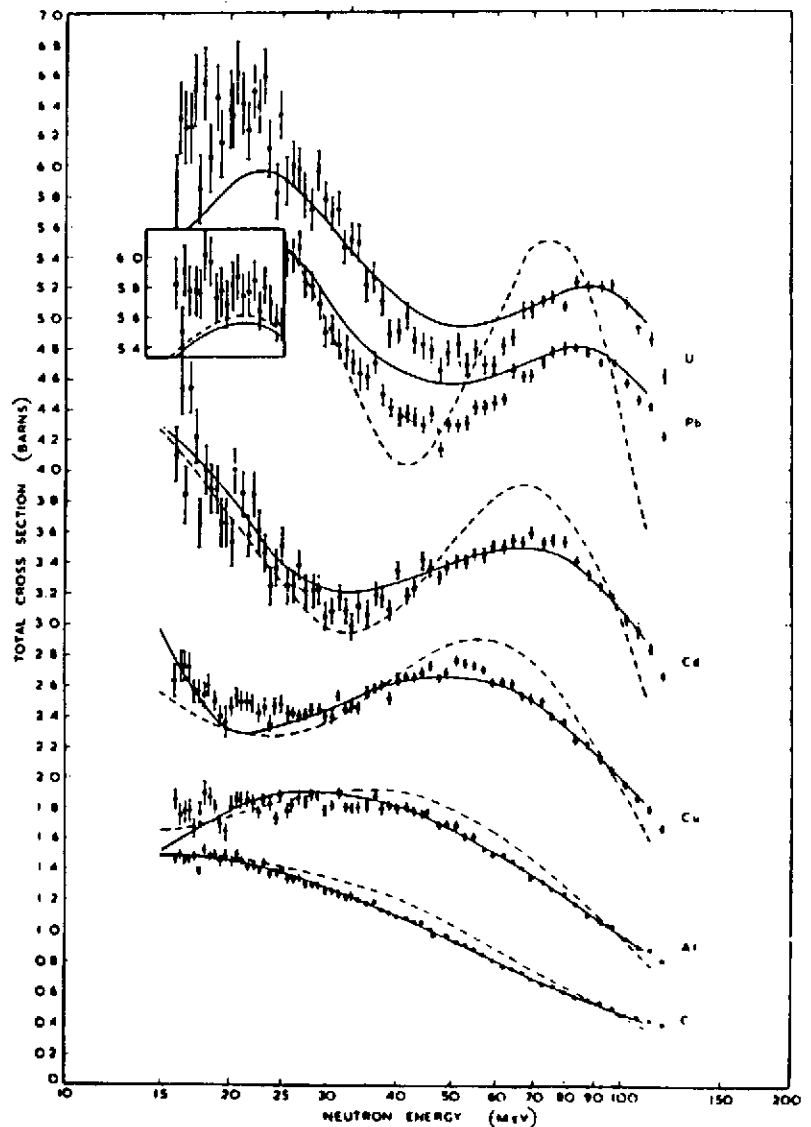
Figure 8 : Les sections efficaces totales expérimentales neutron Cu, Cd, et Pb (traits pleins) et prédictions du modèle du corps noir (traits pointillés).

La figure 9 montre les mêmes sections efficaces n+noyau avec les résultats en pointillés d'un calcul utilisant un potentiel $V(r)$ complexe (eq. II.12). L'accord avec les données expérimentales est bien meilleur mais l'amplitude des oscillations (voir fig. 9) n'est pas bien reproduite.

Un accord avec l'expérience quasiment parfait (lignes continues) est obtenu si on utilise un potentiel réel dont les profondeurs réelle et imaginaire sont dépendantes de l'énergie:

$$V(r,E) = V_0(r) [1 - 0.3 E] + iW(r,E) \quad (\text{II.14})$$

Figure 9 : σ_T pour neutron-noyau les courbes en pointillées sont les prédictions du potentiel $V + iW$ indépendant de E. Les courbes en trait plein sont les prédictions du potentiel dépendant de l'énergie (tiré de la réf. 10).



Cette dépendance en énergie de potentiel pour les systèmes neutron + noyau est illustré dans la figure 10.

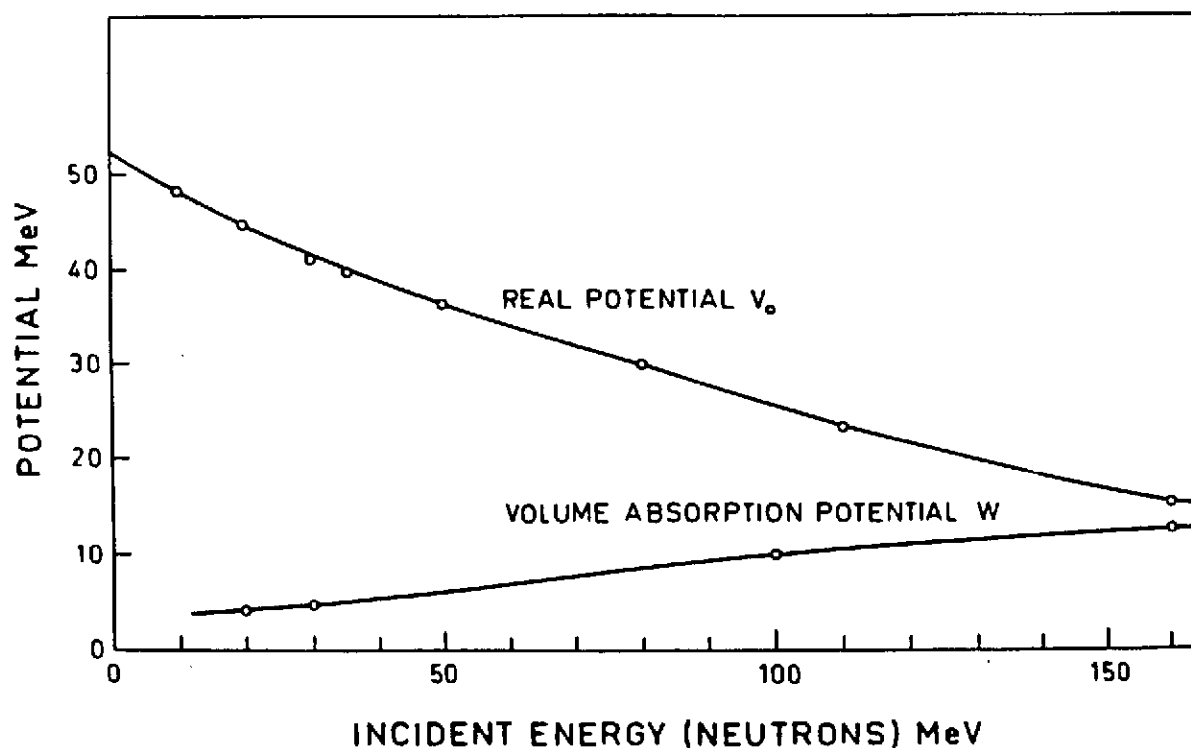


Figure 10 : Dépendance en énergie des profondeurs réelle et imaginaire de potentiel n-noyau.

II.3 Diffusion élastique et inélastique et potentiel optique

L'interaction d'un projectile avec un noyau cible peut induire en fonction du temps d'interaction toute une série d'excitations du noyau cible qui sont représentés schématiquement dans la figure 11.

Dans cette représentation, l'interaction du projectile avec tous les nucléons de la cible est représenté par un potentiel moyen $U(r)$ de même forme que celui décrit au paragraphe précédent. Le potentiel, pour des états de diffusion est généralement appelé potentiel optique (par analogie avec la diffusion des ondes lumineuses par un disque).

Si on se limite aux réactions où la particule incidente conserve son identité après la collision (voir fig. 11) on peut induire des réactions ou au fur et à mesure que le temps d'interaction augmente des états de plus en plus excités de la cible sont formés jusqu'à l'équilibre complet de tous les degrés de liberté et la formation d'un noyau composé.

Ce spectre d'excitation de la cible est représenté dans la figure 12 où sont représentés les différentes étapes de ce mécanisme d'interaction avec la population des niveaux discrets (0-2 MeV), des résonances géantes, de la zone de prééquilibre et enfin du noyau composé.

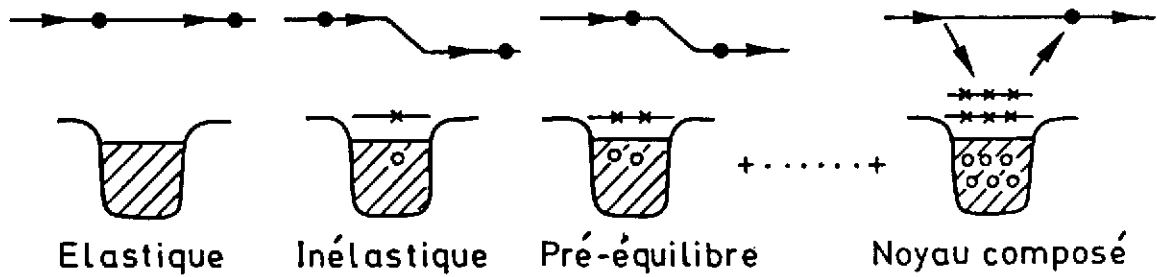


Figure 11 : Représentation schématique de la diffusion d'un nucléon par un noyau, de la première étape (élastique) au noyau composé.

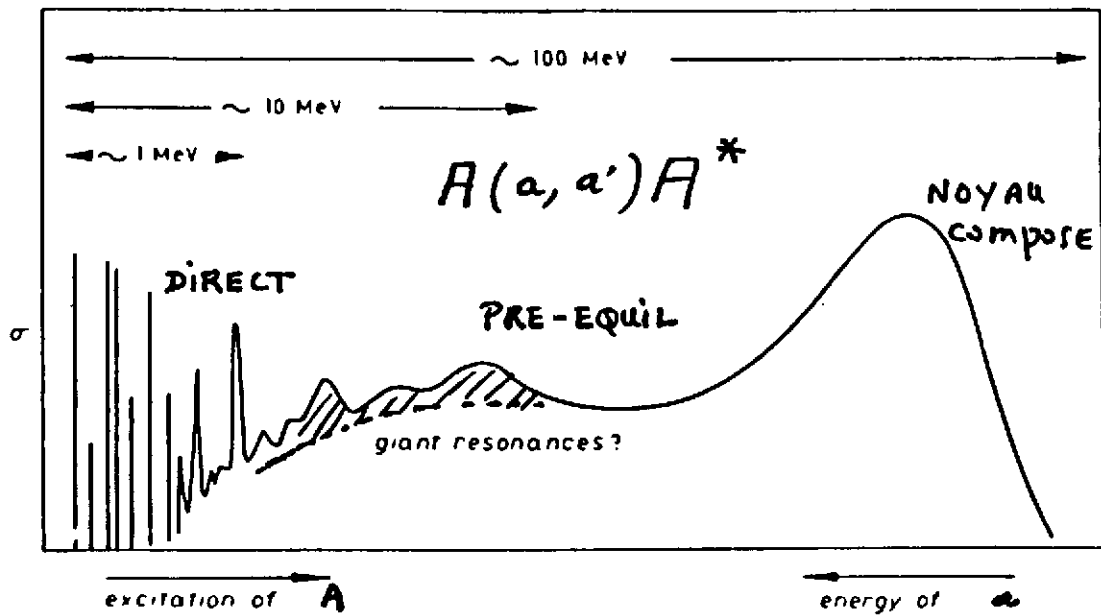


Figure 12 : Spectre en énergie d'excitation du noyau d'après les différentes étapes de l'interaction représentées dans la fig. 11.

II.3.1 Caractéristiques de la diffusion élastique

L'analogie classique de la diffusion de nucléon a sur un noyau A , est la diffusion de lumière sur un disque circulaire. L'intensité du rayonnement lumineux de longueur d'onde λ mesurée en fonction de l'angle, présente les caractéristiques classiques d'une figure de diffraction illustrée par la figure 13 pour un disque de diamètre $d = 10 \lambda$. De manière générale, l'interaction du projectile avec la cible est représentée par un potentiel optique $U(r) = V + iW + V_c$ ou V_c est le potentiel Coulombien dans le cas de particule chargée.

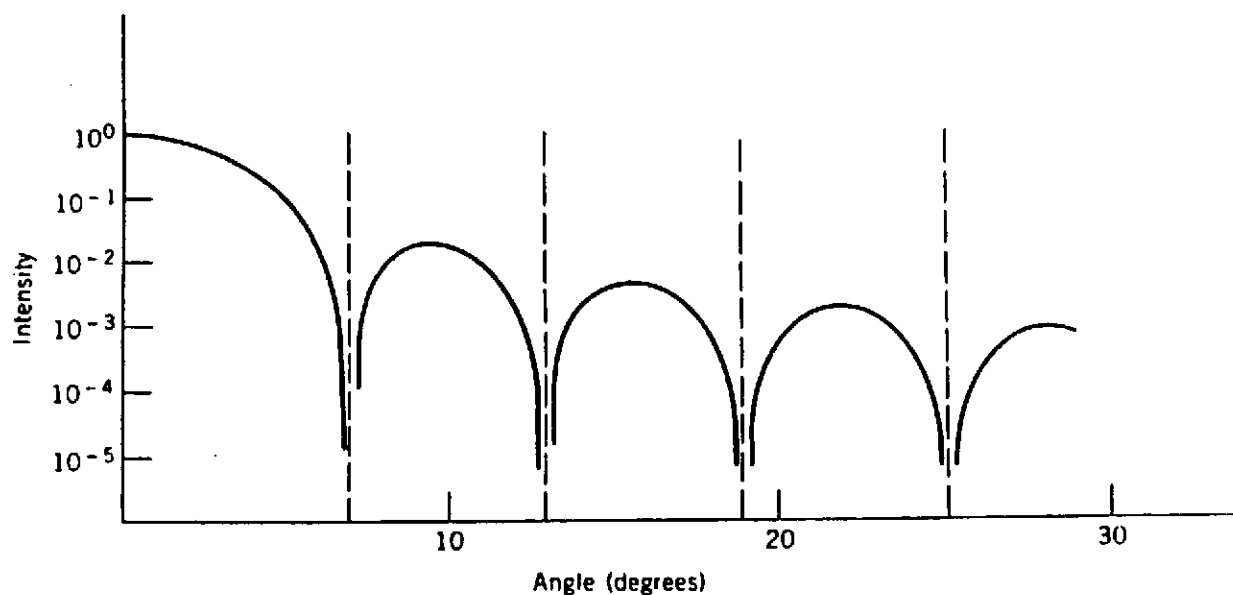


Figure 13 : Distribution de l'intensité lumineuse diffusée par un disque circulaire.

Une première définition du rayon d'interaction R_{INT} entre projectile et cible consiste à poser que pour :

$$r = R_{INT} ; V + iW = 0$$

L'équation de Schrödinger correspondante pour les ondes partielles $\chi_L(k,r)$ est

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) \right] \chi_L(k,r) = 0 \quad (II.15)$$

où $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$ et μ est la masse réduite.

L'amplitude de diffusion s'écrit :

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f'(\theta) \quad (II.16)$$

où $f_c(\theta)$ est l'amplitude diffusée par le potentiel Coulombien $V_C(r) = Z_p Z_A e^2/r$ et $f'(\theta)$ l'amplitude correspondant au potentiel nucléaire $V + iW$.

La section efficace différentielle de diffusion élastique a alors la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_c(\theta) + f'(\theta)|^2 \quad (II.17)$$

Toutes les caractéristiques de la figure de diffusion sont déterminées par l'importance relative de ces deux termes. Quelques cas limites sont discutés ci-dessous :

i) Diffusion élastique neutron-noyau à basse énergie

L'allure de la distribution angulaire est montrée dans la figure 14 pour le système $n + {}^{208}\text{Pb}$ à 14 MeV. En l'absence de Coulomb, le noyau se comporte comme un disque à bord diffus, les minimas de $\sigma(\theta)$ sont remplis, seule l'amplitude nucléaire intervient $f(\theta)$ on peut définir une longueur d'onde d'effleurement λ_g par la relation

$$\lambda_g = kR_g \quad (\text{II.18})$$

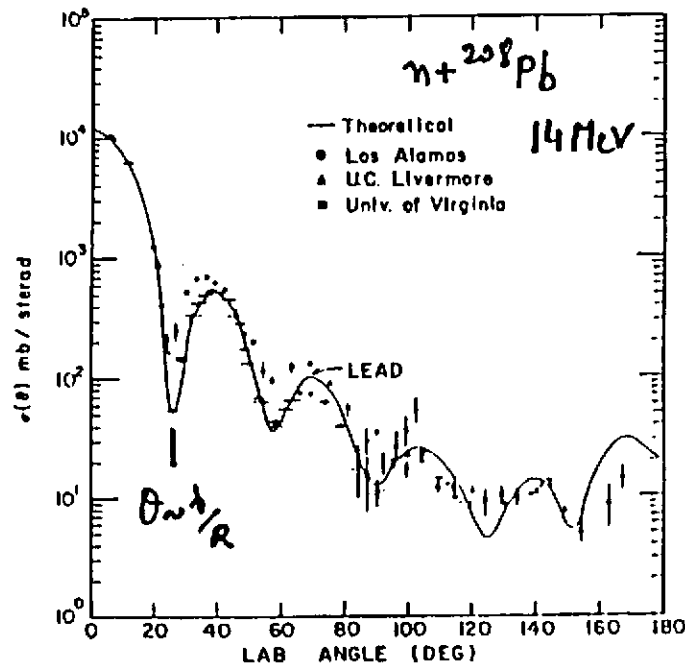


Figure 14 : Section efficace différentielle pour la réaction ${}^{208}\text{Pb}(n,n){}^{208}\text{Pb}$ à 14 MeV. Le 1er minimum a lieu pour $\theta = \lambda/R$.

ii) Diffusion proton-noyau à basse énergie

A basse énergie $V_c \neq 0$; avec le paramètre $\eta = Z_a Z_A e^2/hv$ (II.19)

la figure de diffraction est très différente comme le montre la figure 15 par comparaison avec le système $n + {}^{208}\text{Pb}$ (Fig. 14) à la même énergie. Pour remonter au rayon d'interaction R_g on appelle θ_g l'angle ou $\sigma/\sigma_R = 0.75$

$$\text{avec } \theta_g = 2 \operatorname{arctg} \eta / \lambda_g \quad (\text{II.20})$$

$$\lambda_g = k R_g [1 - 2\pi/k R_g] \quad (\text{II.21})$$

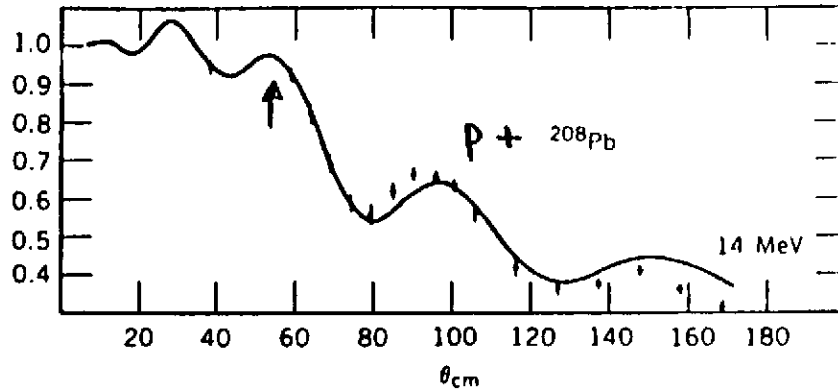


Figure 15 : Section efficace différentielle élastique $^{208}\text{Pb}(p,p)^{208}\text{Pb}$ à 14 MeV.

De la figure 15, on déduit un rayon $R_g = 12$ fm soit $R_{\text{int}} = 1.7 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm.

iii) Diffusion noyau-noyau à basse énergie

Les deux cas illustrés dans la figure 16 sont des exemples d'absorption forte dans lesquels les effets du couplage aux voies inélastiques est dominant.

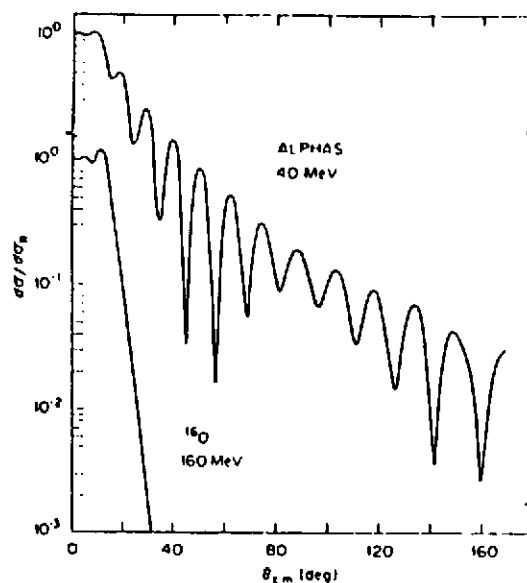
La section efficace élastique $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ à 10 MeV/n décroît très vite au-delà de θ_g , la distribution angulaire résultante rappelle une diffraction de Fresnel par les bords d'un corps noir. Quand l'énergie incidente augmente par rapport à la barrière Coulombienne.

(système $\alpha + ^{58}\text{Ni}$ à 40 MeV), la diffraction domine toujours mais son caractère change pour aller vers une figure de Fraunhofer avec un comportement oscillateur très marqué. La séparation $\Delta\theta$ entre les minima ou maxima successifs permet une mesure du moment angulaire de grazing.

$$\lambda g \approx \pi / \Delta\theta \quad (\text{II.22})$$

En utilisant la relation (II.21) on peut remonter au rayon d'interaction R_g . En conclusion, l'étude de la diffusion élastique permet généralement de déterminer le rayon d'interaction des deux noyaux participant à la collision.

Figure 16 : Distributions angulaires élastiques pour les systèmes $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ et $\alpha + ^{58}\text{Ni}$ à 10 MeV/n.



II.3.2 Diffusion élastique et densité de matière étendue

Le développement des faisceaux d'ions radioactifs secondaires a permis très récemment de réaliser des expériences de diffusion noyau-noyau, qui pouvaient paraître impossible jusqu'à présent.

Les premières expériences se sont tournées tout naturellement vers la mesure des distributions angulaires de noyaux diffusés élastiquement pour les noyaux riches en neutrons en particulier le ^{11}Li , dans l'espoir de déterminer la distribution de densité de neutrons.

Trois expériences ont été réalisées très récemment, à GANIL¹²⁾ avec l'étude comparée des voies $^7\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ et $^{11}\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ à 29 MeV/n, à RIKEN¹³⁾ pour les systèmes $^9,^{11}\text{Li} + (\text{C}, \text{H}_2)_n$ en cinématique inverse à 60 MeV/n et à MSU¹⁴⁾ ou les systèmes symétriques $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ ont été étudiés à 58 MeV/n.

Les résultats de cette dernière expérience sont montrés dans la figure 17.

Pour des faisceaux de quelques centaines de particules secondaires par seconde de ^{11}Li obtenus par fragmentation du projectile la résolution angulaire et la statistique obtenue est remarquable.

L'analyse des données en termes de potentiel optique que par M. Mermaz¹⁵⁾ permettait de tirer les conclusions suivantes :

- le potentiel réel du ^{11}Li nécessaire pour reproduire ces données présente une large queue à grande distance (jusqu'à 12 fm).
- la partie imaginaire au contraire est caractérisée par un rayon beaucoup plus faible et donc présente une très forte réfraction.

R. Da Silveira a repris cette analyse en utilisant une forme de l'amplitude $f(\theta)$

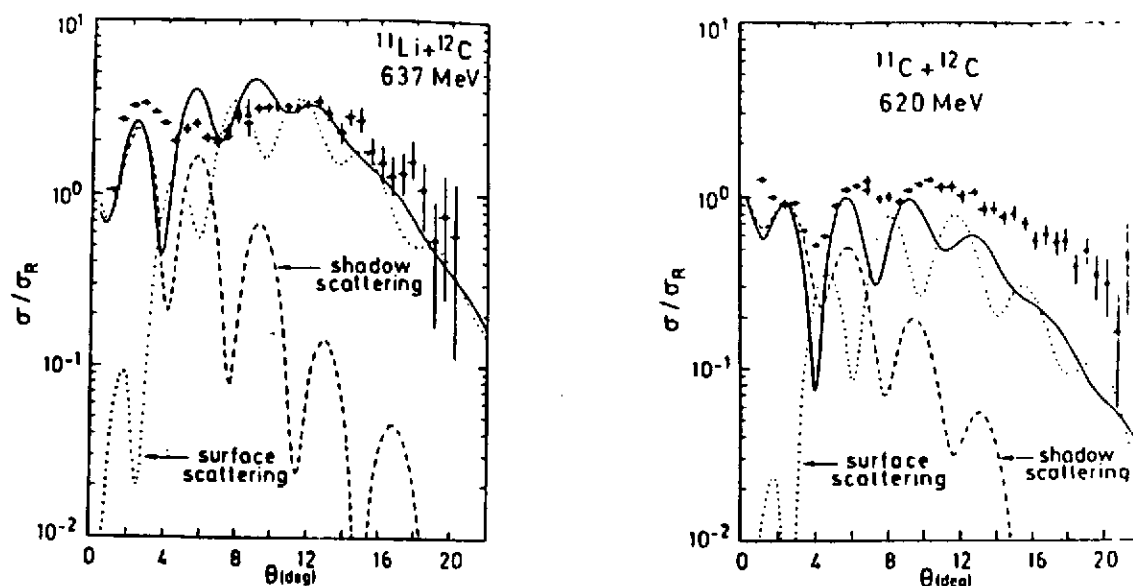


Figure 17 : Distributions angulaires de diffusion élastique $^{11}\text{Li} + ^{12}\text{C}$ et $^{11}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 637 et 620 MeV, respectivement. Les lignes continues sont le résultat d'un fit de modèle optique. La décomposition de l'amplitude de diffusion en amplitude de surface et amplitude Coulombienne (Shadow) est montré (Tiré de la réf. 16).

$$f(\theta) = f_{sha}(\theta) + f_{surf}(\theta) \quad (\text{II.23})$$

ou $f_{sha}(\theta)$ représente la diffusion du projectile par le potentiel Coulombien V_c sur une cible opaque,

et $f_{surf}(\theta)$ représente la diffusion élastique par un potentiel $U(r)$ ou seuls les termes pour $\ell \geq \ell_0$ interviennent.

Cette décomposition est illustrée dans la fig. 17. Il apparaît clairement que seule la diffusion Coulombienne [$f_{sha}(\theta)$] explique bien la différence entre le comportement à l'avant de la section efficace élastique du ^{11}Li et du ^{11}C . Aux angles plus élevés ($\theta > 12^\circ$), la section efficace est complètement dominée par le potentiel nucléaire [$f_{surf}(\theta)$]. Cela confirmerait pour le ^{11}Li un potentiel avec une "queue" à grand rayon et/ou une partie réfractive très importante. On peut déduire de ces premières expériences que les conclusions sont hélas modèles dépendantes et que la maîtrise de paramètres (V, r, a) du potentiel serait bien meilleure si comme le propose G.A. Bertulani et al¹⁷⁾, une étude en cinématique inverse de la diffusion élastique $p(^{11}\text{Li}, ^{11}\text{Li})p$ et $p(^9\text{Li}, ^9\text{Li})p$ à 100 MeV.

Dans ce cas, la queue à large distance du potentiel réel associé au noyau halo de ^{11}Li se manifesterait directement par un déplacement mesurable des minima de la section efficace élastique par rapport à celle du ^9Li .

II.3.3 - Les caractéristiques de la diffusion inélastique

La diffusion inélastique de nucléons ou de noyaux a permis depuis bien des années de mettre en évidence les premiers états excités du noyau. Le développement de la théorie des réactions nucléaires et l'analyse des résultats de diffusion inélastique dans le cadre de l'approximation de Born en ondes distordues (communément appelé DWBA) ont conduit très rapidement à interpréter les distributions angulaires et les sections efficaces mesurées en termes du moment angulaire ℓ de la transition inélastique $A \rightarrow A^*$ donc de déduire les nombres quantiques, spins et parités, des niveaux excités. Enfin, la collision inélastique peut induire pour le noyau cible A , des vibrations autour de la forme sphérique ou des rotations (déformation statique). Ces excitations sont la manifestation la plus simple d'un mouvement collectif des nucléons constituant le noyau. Si bien que dès la fin des années 50, Bohr puis Cohen et Rubin¹⁸⁾ avaient suggéré que la diffusion inélastique apparaissait comme un moyen préférentiel d'excitation des états collectifs (vibrationnels ou déformés) des noyaux et qu'il y avait une corrélation très forte entre la section efficace inélastique et les probabilités de transitions électriques $B(E_\ell)$.

D'abord, les caractéristiques des distributions angulaires inélastiques sont très semblables à celles décrites pour la diffusion élastiques et obéissent aux mêmes règles quand à l'importance relative du potentiel Coulombien et nucléaire.

SOME CHARACTERISTICS OF INELASTIC SCATTERING

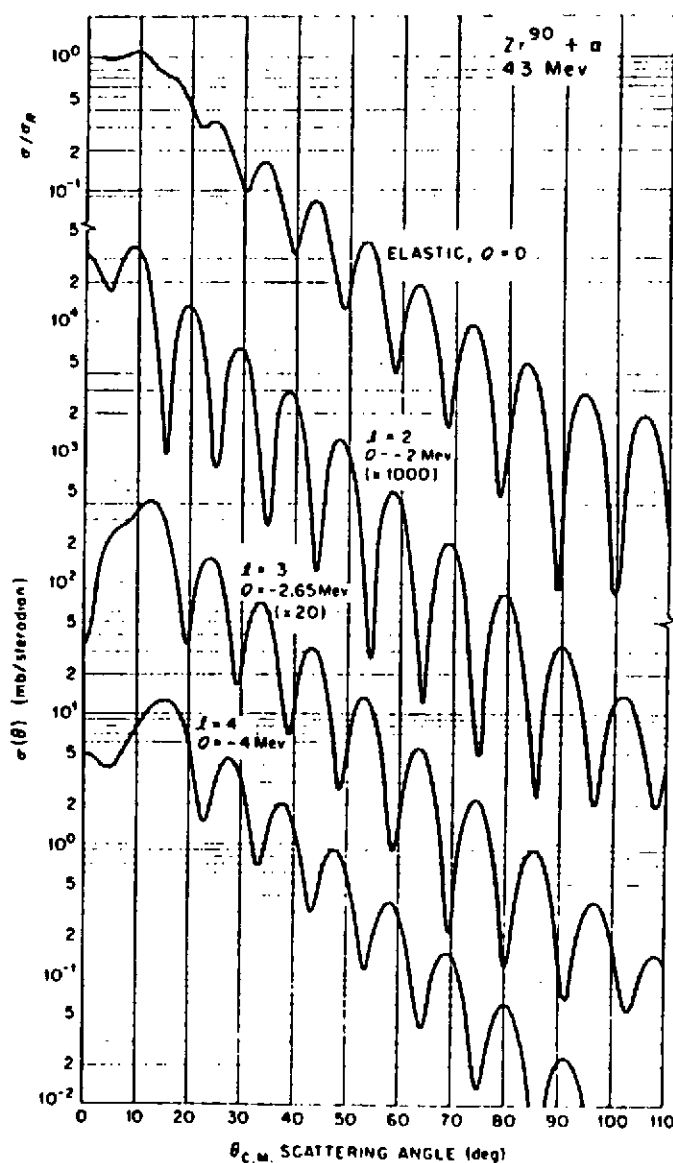


Figure 18 : Sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique pour le système $^{90}\text{Zr} + \alpha$ à 43 MeV.

Une illustration typique d'une diffusion inélastique caractérisant la diffraction à la surface d'un disque est montrée dans la figure 18 pour le système $\alpha + {}^{90}\text{Zr}$ à 43 MeV. On retrouve le caractère oscillatoire des distributions avec dans ce cas le déplacement caractéristiques du premier maximum associé à chaque moment transféré ℓ qui croît avec ℓ . Le spin et la parité des niveaux donnent des formes caractéristiques avec $J = \ell$ et $\pi = (-1)^\ell$. Dans le cadre du modèle collectif, le potentiel d'interaction responsable de ces excitations vibrationnelles ou rotationnelles s'exprime simplement en faisant l'hypothèse que la forme du noyau oscille autour du rayon de la sphère avec

$$R(\theta, \varphi) = R_0 + \delta R(\theta, \varphi) \quad (\text{II.23a})$$

$$\text{ou } R = R_0 \left[1 + \sum_{lM} \alpha_{lM} Y_l^M(\theta, \phi) \right] \text{ avec } l \geq 2 \quad (\text{II.23b})$$

En approximation de Born en ondes planes et en faisant l'hypothèse que le potentiel d'interaction V a une portée nulle

$$V = V_0 \sum_{i=1}^A \delta(r_i - r_0) \quad (\text{II.24})$$

on peut montrer¹¹⁾ que la probabilité de transition inélastique (α, α') prend la même forme que l'opérateur multipolaire électrique E^l

$$P_{lm}(\alpha, \alpha') = 4\pi V_0 \sum_l j_l(qr) Y_l^m(r) \quad (\text{II.25})$$

$$\text{avec } q = k_i - k_f$$

$$\text{pour } qr \text{ petit } j_l(qr) = (qr)^\ell (2l+1)!! \approx E^l \quad (\text{II.26})$$

d'où une section efficace inélastique pour un moment orbital ℓ donné qui est directement proportionnel au taux de transition $B(E^l)$.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha, \alpha'} \propto B(E^l)$$

II.3.4 -Diffusion élastique et inélastique en cinématique inverse et conditions expérimentales

Ainsi que le laisse deviner les expériences de diffusion élastique de première génération¹²⁻¹⁴⁾ les conditions cinématiques et donc expérimentales d'étude de ce type de réaction avec des faisceaux secondaires sont très spécifiques.

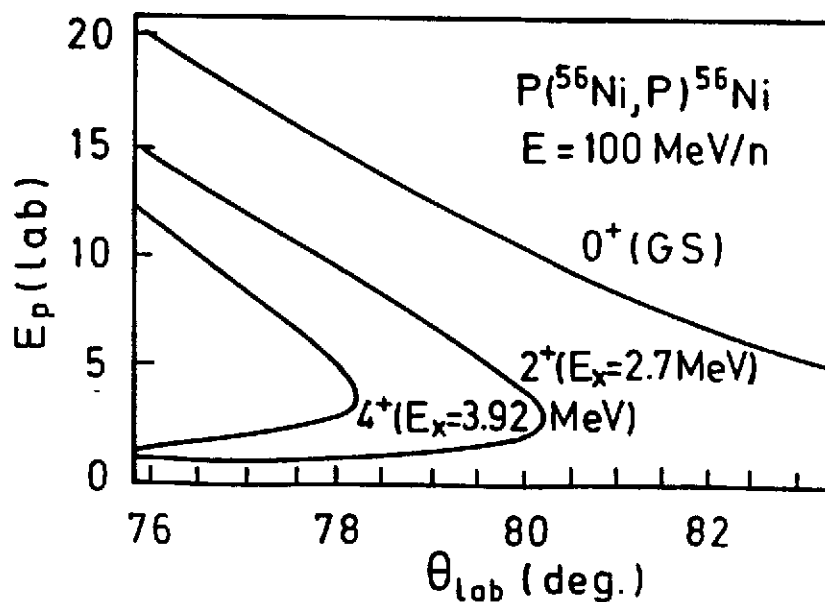


Figure 19 : Cinématique de la réaction $p(^{56}\text{Ni}, p)^{56}\text{Ni}$ à 100 MeV/n .

Les faisceaux secondaires ont une intensité faible et des qualités optiques plutôt mauvaises (en particulier ceux qui sont obtenus par fragmentation). De plus, pour mesurer une diffusion élastique ou inélastique, on doit utiliser des cibles légères du type polystyrène $(\text{CH}_2)_n$, He, ^{12}C , etc, d'où la nécessité de travailler en cinématique inverse. Un exemple de la cinématique de ces réactions est montré dans la figure 19 pour le cas de la réaction $p(^{56}\text{Ni}, p)^{56}\text{Ni}$. Si l'on souhaite séparer les premiers niveaux excités du projectile (^{56}Ni) avec une pente de 2.5 MeV/deg , cela exige une résolution angulaire $\leq 0.4^\circ$. Plus le projectile est lourd et l'énergie élevée, plus cette condition sera difficile à remplir puisque pour un "faisceau" d' ^{132}Sn on a une variation d'énergie avec l'angle de 4 MeV/deg .

L'utilisation d'un dispositif expérimental tel que celui de la figure 20, où le quasi projectile après diffusion sur une cible légère est détecté et identifié dans un cône étroit à l'avant ($\Delta\theta = \pm 4^\circ$) dans le plan focal d'un spectromètre magnétique et les éjectiles légers (généralement des protons pour une diffusion élastique sur l'hydrogène) sont détectés à l'aide d'un ensemble de compteurs de grande granularité (résolution angulaire, modulaire et couvrant un large angle solide $\sim 80\%$ de 4π), permettant une mesure précise des distributions angulaires élastique, inélastique avec une résolution en énergie inférieure à 0.5 MeV et une résolution angulaire d'environ 0.4° .

En conclusion les expériences de diffusion élastique et inélastique à basse énergie ($E \leq 10 \text{ MeV/n}$) avec des faisceaux secondaires de masse comprise entre 10 et 150 sur des cibles légères H, He, C, permettraient d'obtenir des informations précises sur la forme du potentiel nucléaire (V,R) de mettre en évidence les premiers niveaux excités avec de très bonnes signatures de spins et parités et d'établir le degré de collectivité $B(E\ell)$ de ces niveaux à basse énergie. Pour des faisceaux de plus haute énergie incidente, de 30 à 100 MeV/n , et avec des

limitations dues à la résolution angulaire et en énergie liées à la cinématique inverse, on peut alors étudier les résonances géantes (E_0 , E_1 , E_2) isoscalaires loin de la stabilité.

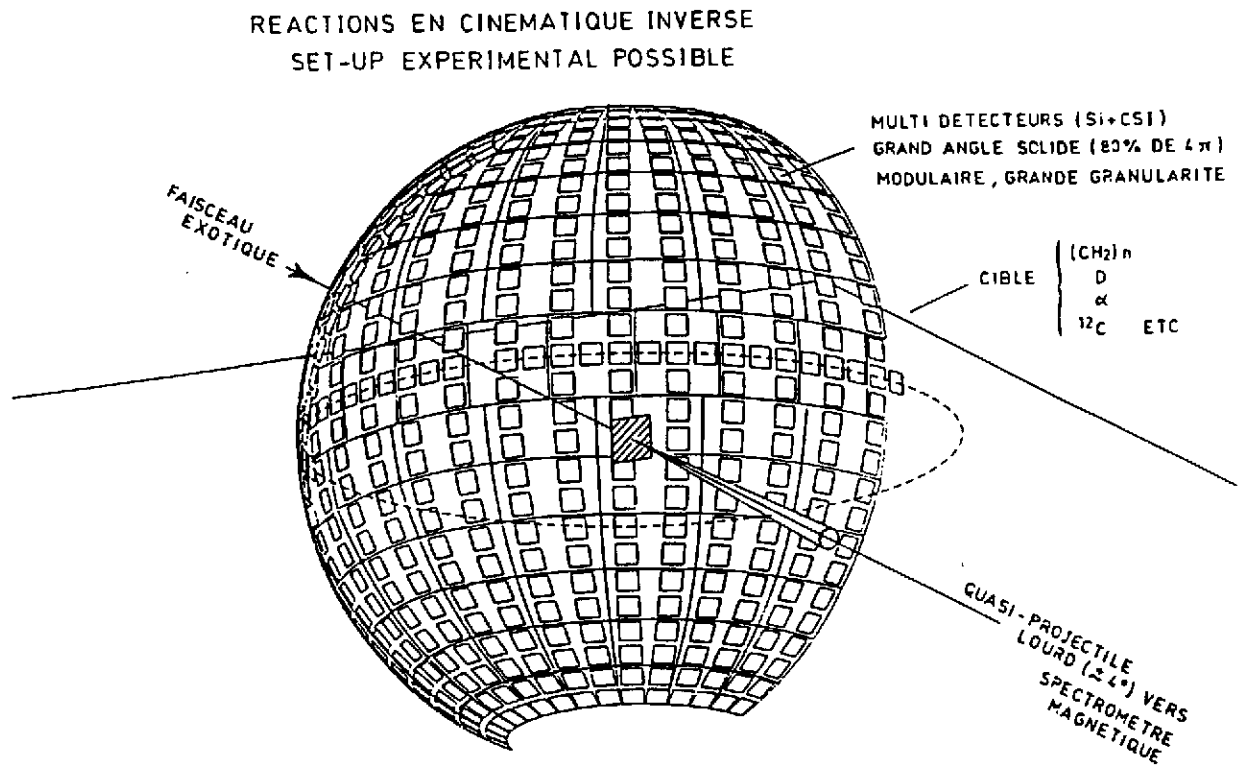


Figure 20 : Dispositif expérimental pour la mesure des distributions angulaires élastique, inélastique en cinématique inverse.

II.4 Excitation Coulombienne et forme des noyaux

Quand deux noyaux s'approchent l'un de l'autre à des distances telles que l'interaction forte ne peut agir, ils peuvent néanmoins être excités par l'intermédiaire de la force Coulombienne. Ce type de réaction est appelé excitation Coulombienne¹⁹⁾. La théorie de l'excitation Coulombienne est bien comprise, mais elle est mathématiquement compliquée. Une représentation simplifiée de ce type de collisions est donné dans la figure 21. Le cas typique discuté est l'excitation d'un noyau ${}^{238}\text{U}$ pour un projectile d' ${}^{40}\text{Ar}$ à 140 MeV qui est ensuite diffusé à 160° .

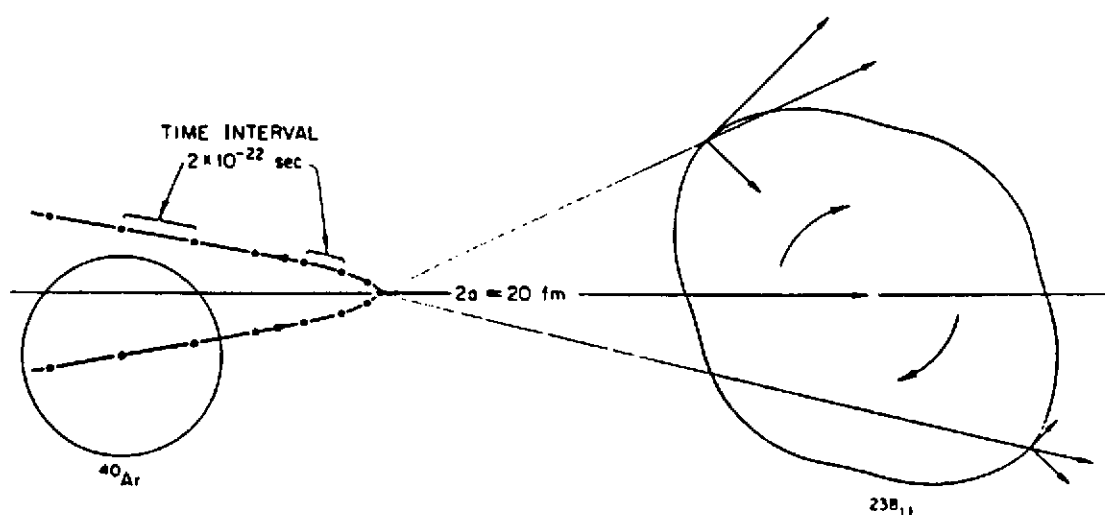


Figure 21 : Illustration de l'excitation Coulombienne de l' ^{238}U par la diffusion d'un faisceau de 140 MeV d' ^{40}Ar à 160° . La trajectoire classique suivie par le projectile est indiquée par la ligne pleine à points. Sont aussi indiqués les distances et les temps caractéristiques de la collision.

Les paramètres principaux de la collision sont

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{z_1 z_2 e^2}{\hbar v} \quad , \quad a = \frac{z_1 z_2 e^2}{M_0 v^2} \quad \text{et} \quad M_0 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \quad (\text{II.27})$$

La quantité $2a$ est la distance d'approche minimum. Dans le cas choisi $\eta = 10$. Dans ces conditions, l'approximation d'une trajectoire classique (hyperbole) est parfaitement justifiée pour le projectile. A la distance minimum d'approche, la fig. 21 montre les forces électrostatiques qu'exercent le noyau ^{40}Ar sur le noyau ^{238}U . Le couple de forces qui agit sur l' ^{238}U est responsable de l'excitation de ce noyau, connu pour avoir une déformation statique importante, donc un spectre rotationnel à basse énergie.

Les caractéristiques de cette excitation Coulombienne peuvent être résumées ainsi :

- Plus la charge du projectile est élevée, plus le couple de forces exercées sera grand,
- Plus la distance d'approche est faible, plus le couple donc l'excitation du noyau sera élevée,
- Enfin, plus le noyau est déformé et plus grand sera le couple résultant.

Un autre aspect important de ce type de réaction est l'échelle de temps d'action des forces coulombiennes comparées à la période des états excités du noyau.

Le temps caractéristique de la collision est

$$\tau_c = 2\pi a [\nu \sin(\theta/2)] \quad (\text{II.28})$$

soit $23 \cdot 10^{-22}$ s dans le cas cité.

Parallèlement, le temps associé à l'excitation de la cible, à une énergie ΔE au-dessus du fondamental est

$$\tau(E_x) = h/\Delta E \quad (\text{II.29})$$

soit $930 \cdot 10^{-22}$ s pour le premier 2^+ de ^{238}U .

Un paramètre utile pour discuter des probabilités d'excitation Coulombienne est le rapport de deux quantités

$$\xi = \tau_c / \tau_{E_x} = \frac{a \Delta E}{[h\nu \sin(\theta/2)]} \quad (\text{II.30})$$

Il apparaît alors clairement que la probabilité d'excitation Coulombienne est maximum si $\xi \ll 1$.

Par exemple, pour le cas illustré dans la fig. 20, $\xi = 1.2$ pour l'excitation d'un état à 2 MeV dans ^{238}U , alors de $\xi = 0.0025$ pour le premier 2^+ à 45 keV. Soit, $P(\Delta E)$ cette probabilité, elle diminue d'un facteur 30 quand ξ varie de 0 à 1.

En conclusion, l'excitation Coulombienne est maximum lors d'une collision pour un temps d'interaction très court d'où l'expression de "sudden shock".

La situation décrite dans la fig. 21, illustre l'importance de ces larges probabilités d'excitation Coulombienne où à chaque intervalle de temps court (qqs 10^{-22} s) on peut exciter par étapes successives (excitation multiple de ΔE) les premiers niveaux excités de la cible.

Avant de passer à la description expérimentale et aux potentialités de telles études, si l'on dispose de faisceaux d'IRA entre 3 et 5 MeV/n, il faut encore définir les conditions "saines" (pas d'interférence nucléaire) de ce processus et rappeler la formulation de la section efficace.

II.4.1 - Barrière Coulombienne et sections efficaces et distribution angulaires

Première question : A quelle énergie le processus est purement Coulombien ?

On peut réécrire l'expression du paramètre de ξ de la manière suivante :

$$\xi = a^{3/2} (M_0 / z_1)^{1/2} (2\pi \Delta E / \nu z_2^{1/2}) \quad (\text{II.31})$$

Pour un projectile donné (Z_1) et un état excité défini (ΔE) le seul moyen de faire décroître ξ est de diminuer a , ce qui est en contradiction avec l'hypothèse de base où la distance est

suffisamment grande pour empêcher toute action des forces nucléaires.

Il faut alors définir l'optimum tout en assurant une distance minimum d'approche "saine" soit :

$$D = R_1 + R_2 + S \quad (\text{II.32})$$

avec R_1 et R_2 les rayons des deux partenaires de la collision et S le paramètre qui assure la validité de l'hypothèse de base. Généralement toutes les études conduisent à prendre $S = 5$ à 6 fm pour définir la valeur de D pour être dans les conditions optimum.

Dans le traitement semi-classique de l'excitation Coulombienne, la probabilité d'exciter le noyau cible de l'état i à l'état f s'écrit :

$$d\sigma_{i \rightarrow f} = P_{i \rightarrow f} d\sigma_R \quad (\text{II.33})$$

où $d\sigma_R$ est la section efficace Rutherford dans le centre de masse.

- Si $P_{i \rightarrow f} \ll 1$ on peut écrire au premier ordre des perturbations la section efficace

$$d\sigma_{E_\lambda} = (Z_1 e / \hbar v)^2 a^{-2\lambda+2} B(E_\lambda, J_i \rightarrow J_f) df_{E_\lambda}(\theta, \xi) \quad (\text{II.34})$$

avec des ions légers p , α on peut extraire de la section efficace les $B(E_\lambda)$ avec une bonne précision, de plus la distribution angulaire des γ émis, $W(\theta_\gamma)$ est proportionnelle aux polynômes de Legendre $P_{\gamma\gamma}^L(\cos \theta)$ et donc caractéristique de l'ordre multipolaire de la transition.

-Si $P_{i \rightarrow f} < 1$ ou près de 1, alors il faut faire un traitement mathématique différent à savoir résoudre une série d'équations couplées qui décrit l'excitation coulombienne multiple où plusieurs états nucléaires servent d'étapes intermédiaires pour atteindre l'état peuplé. Des codes de calcul très complets existent pour évaluer la section efficace²⁰⁾.

Les excitations en une, deux et plusieurs étapes sont illustrées dans la figure 22. Elles sont caractéristiques des conditions représentées dans la collision de deux ions lourds à des énergies entre 3 et 5 MeV/nucléon. De telles excitations peuvent peuplées des bandes rotationnelles jusqu'à des spin de 30 \hbar .

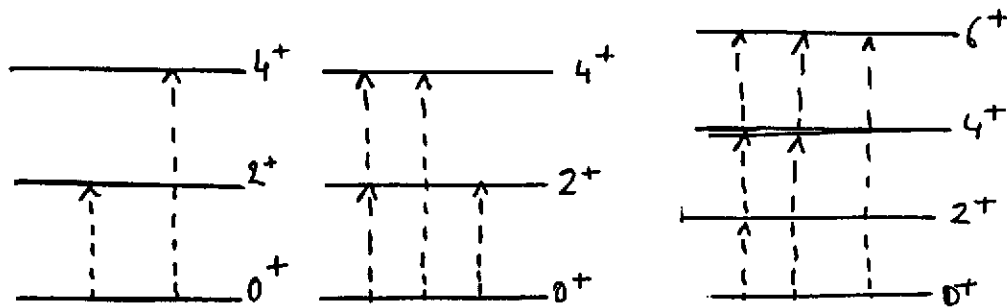


Figure 22 : Illustration des différentes voies d'excitation Coulombienne des états excités du noyau.

III.4.2 - Les expériences d'excitation coulombiennes et les dispositifs associés.

Plusieurs méthodes expérimentales peuvent être mise en oeuvre pour mesurer les sections efficaces et les distributions angulaires associées au processus d'excitation Coulombienne.

a) Analyse des projectiles chargés diffusés à l'arrière

Pour des ions suffisamment légers, on peut analyser à l'aide de spectromètre magnétique, les projectiles diffusés à l'arrière. L'avantage de cette méthode est d'obtenir des sections efficaces $\sigma(E_\lambda)$ très précises avec une bonne résolution en énergie.

Les désavantages sont nombreux : le taux de comptage est faible car on doit utiliser une cible mince. La détection des ions lourds légers ou de $A > 60$ est une limitation intrinsèque car la résolution dans le plan focal limite la séparation des différents états excités.

b) Analyse du rayonnement γ à l'aide des multidétecteurs

C'est la technique qui a permis les avancées les plus spectaculaires dans ce domaine. En utilisant les multidétecteurs $4\pi \gamma$ modernes (Ge(Li) + BG0) comme NORDBALL, EUROGAM, etc... (voir figure 23).

On obtient :

- une très bonne résolution (qqes keV) indépendamment de l'épaisseur de la cible,
- on peut travailler en cible épaisse, donc des taux de comptages élevés,
- on peut mesurer à partir des distributions angulaires γ - γ , les taux de transitions $B(E_\lambda)$.

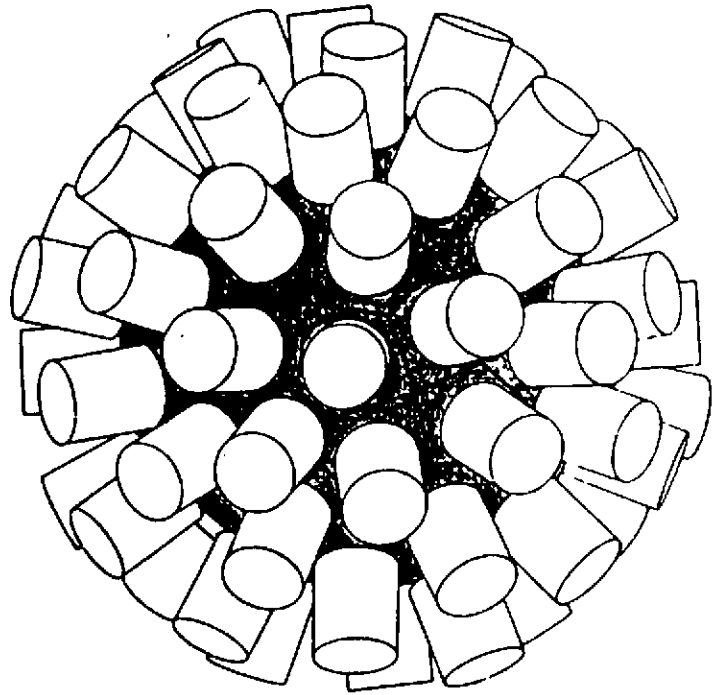


Figure 23 :
 Vue générale schématique du
 multidétecteur γ EUROGAM.

Un des inconvénients de la méthode est que la vitesse de recul du projectile lourd peut être de l'ordre de $v/c = 0.1$ et que l'effet doppler élargit les pics γ mais aussi le temps de vie des états peuplés comparés au temps de ralentissement de l'ion dans la cible.

c) Des expériences tout à fait complètes peuvent être menées en cinématique inverse (faisceau lourd) quand le rapport de la masse du projectile à la masse de la cible M_C/M_P est telle que la focalisation cinématique $\sin \theta_{\max} = M_C/M_P$ conduit avec des détecteurs annulaires à l'avant, à récolter près de 100 % de la section efficace d'excitation coulombienne. Associée à un multidétecteur γ , cette technique conduit en plus à des corrélations angulaires Ions Lourds - γ très sensibles au mélange multipolaire δ .

En conclusion, l'excitation Coulombienne menée avec des faisceaux secondaires radioactifs d'énergie comprise entre 2 et 5 MeV/n depuis les noyaux légers (${}^6\text{He}, \text{Be}$) jusqu'aux noyaux plus lourds $A = 100$ est certainement un thème de recherche très riche.

1) La faisabilité de telles expériences a été déjà démontrée par le groupe LISE III à GANIL⁶⁾ ou l'excitation Coulombienne du ${}^{11}\text{Be}$ sur une cible de Pb a été réalisée.

2) Deux thèmes d'études privilégiés sont envisagés :

- l'étude de la structure de noyaux $N = Z$ de $A = 60$ à 100 où les prédictions théoriques et les informations expérimentales existantes laissent entrevoir des zones de déformations nouvelles (voir fig. 24).

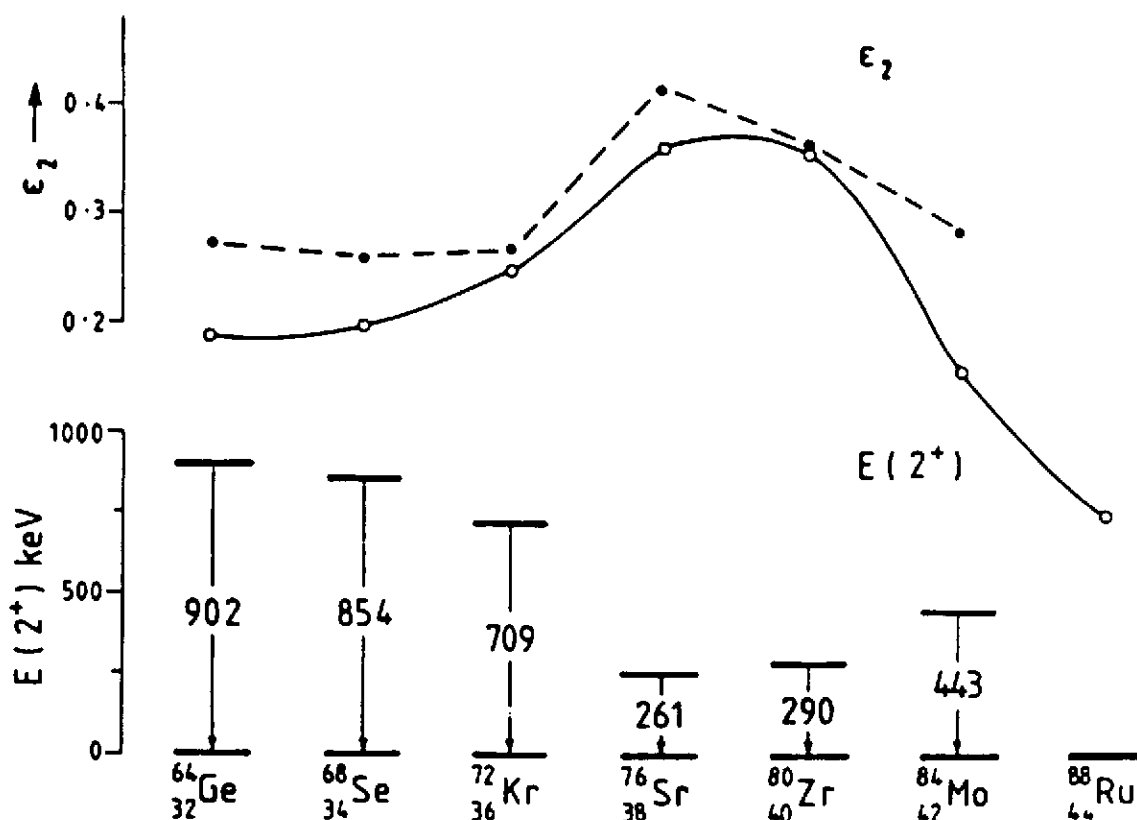


Figure 24 : Bas $B(E_2)$ expérimentaux pour le premier 2^+ des noyaux pairs-pairs $N = Z$
 Haut Tirets : valeurs correspondantes de la déformation quadrupolaire ϵ_2 -
 Plein : valeurs de ϵ_2 prédits par Möller et Nix.

A titre d'exemple, un faisceau de ^{72}Kr de 4 MeV/n sur une cible de ^{90}Zr de 1 mg/cm² donne une section efficace d'excitation Coulombienne de 20 barns. Avec un faisceau de seulement 10^5 pps, on obtiendrait 200 cp/s pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$.

L'autre thème privilégié est la recherche de grande déformation et l'étude de la structure de longue chaîne d'isotopes dans les noyaux déficitaires en neutrons autour de $A = 120-130$, $A = 160 - 180$.

III. CONCLUSIONS

Les premières réactions nucléaires induites par des faisceaux radioactifs secondaires ont déjà mis en évidence de nouveaux phénomènes liés à une densité de matière étendue à grande distance dans les noyaux légers riches en neutrons (^{11}Be , ^{11}Li).

Le test précis du potentiel nucléaire passera par la mesure de la diffusion élastique avec une précision encore accrue.

Dès que l'intensité et la résolution en énergie le permettront, l'accès aux spins et parités des premiers niveaux excités de ces noyaux à la frontière de la stabilité deviendra accessible au moyen de la diffusion inélastique. Le schéma de telles expériences a été discuté.

La diffusion Coulombienne est une ligne de recherche potentiellement très riche grâce à l'association de faisceaux secondaires même peu intenses ($> 10^5$ pps) et de multidétecteur γ couvrant un très grand angle solide ($\sim 4\pi$) avec une résolution en énergie de quelques keV. L'étude de la collectivité et de la déformation à basse énergie en particulier pour les noyaux de $N = Z$ jusqu'à ^{100}Sn ouvre de très larges perspectives.

Enfin, il est important d'ajouter que les réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons permettront de tester la validité du modèle en "couche" loin des régions en masse où il a connu le succès que l'on sait. A plus long terme l'échange de charge et sa sélectivité quand à la population des modes d'isospin et de spin-isospin donnera peut être un souffle nouveau au concept d'isospin dans les noyaux.

REFERENCES

- 1) Proc of "Int. Conf. on Radioactive beams".
First Int. Conf., Berkeley (USA) oct 1989, ed. WD Myers
J.M. Nitschke, E.B. Norman, World Scientific, 1990.
Second Int. Conf., Louvain la Neuve (Belgium), Aug. 1991,
ed. Th. Delbar, Adam Higher, 1992.
Third Int. Conf., MSU, East Lansing (USA) May 1993 ed. D. Morrissey in press.
- 2) Proc. Int. Workshop on "Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams".
March 1992, Dourdan (France) ed. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex,
Editions Frontières, 1992.
- 3) The isospin Laboratory, North American Steering Committee for Isospin Laboratory,
Report LALP 91-51.
- 4) "European Radioactive beam facilities", NuPECC Report, May 1993 529.
- 5) Nuclei at the limits of particle stability.
A.C. Mueller and B.M. Scherill, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science 43 (1993) 529.
- 6) A. Mueller, cours à cette école.
- 7) P.J. Karol, Phys. Rev. C11 (1975) 1203.
- 8) S.K. Charagi, Phys. Rev. C48 (1993/452)
- 9) I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676.
- 10) C. Mahaux, P.F. Bortignon, R.A. Broglia and C.H. Dasso, Phys. Rep.120 (1985)1.
- 11) G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, New York (1983).
- 12) M. Lewitowicz et al, Z. Phys. A562 (1992) 16.
- 13) C.B. Moon et al., Proc. Int. Conf. on Nuclei far from stability, Bernkastel-Kues, RFA,
IOP Publishing (London) 1993.
- 14) J.J. Kolata et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2631.

- 15) M. Mermaz, Phys. Rev. C47 (1993) 2213.
- 16) R. da Silveira et al. Phys. Rev. C48 (1993) 468.
- 17) G.A. Bertulani, L.F. Canto and M.S. Hussein, Phys. Reports 226 (1993) 281.
- 18) A. Bohr and B.M. Mottelsson, Nucl. Structure, Vol. 2, Benjamin, New-York (1975).
- 19) Pour une revue récente voir l'article de D. Cline, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 683.
- 20) A. Winther, J. de Boer, in Coulomb excitation published by K. Alder and A. Winter, New-York Academic Press (1986) 303.