

PERSPECTIVES DE LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE AVEC IONS LOURDS

M. Lefort

▶ To cite this version:

M. Lefort. PERSPECTIVES DE LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE AVEC IONS LOURDS. Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C5), pp.C5-37-C5-52. 10.1051/jphyscol:1974532. jpa-00215695

HAL Id: jpa-00215695

https://hal.science/jpa-00215695

Submitted on 4 Feb 2008

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.

PERSPECTIVES DE LA PHYSIQUE NUCLÉAIRE AVEC IONS LOURDS

M. LEFORT

Chimie Nucléaire, IPN-Orsay, BP 1, 91406 Orsay, France

Résumé. — Après un bref rappel des caractéristiques des accélérateurs en fonctionnement en 1974, les projets les plus avancés de machines à ions lourds plus performantes sont indiqués. Une analyse est faite ensuite de la dégradation des qualités de faisceau par les cibles et des problèmes que cela entraîne surtout pour la résolution en énergie. On insiste sur la diffusion multiple et la dispersion angulaire. Les grandes lignes des recherches actuelles utilisant les ions lourds sont passées en revue et on essaie de montrer les prolongements immédiats concernant la diffusion élastique et la forme des noyaux, l'excitation coulombienne et l'étude des niveaux de spins élevés, les transferts quasi élastiques et les structures de nucléons en corrélation, les échanges de nucléons très inélastiques et les problèmes de fusion complète et incomplète et de fission. On montre que dans tous ces domaines on a besoin d'une variété plus grande de projectiles, d'une gamme d'énergie plus vaste tout en conservant dans la plupart des cas une résolution si possible inférieure à 100 keV.

Les perspectives à long terme de la physique des ions lourds peuvent être classées dans trois directions: 1) Extension du domaine des noyaux connus très déficients en neutrons, riches en neutrons, superlourds. 2) L'épanouissement de la macrophysique nucléaire par l'étude des propriétés collectives de la matière nucléaire (viscosité, déformation, compression, etc...) favorisée par l'existence de projectiles aussi lourds que les cibles et par une vitesse qui dépasserait la vitesse du son dans la matière nucléaire. 3) La spectroscopie des excitations complexes, pour des états nucléaires de caractère nouveau, états moléculaires-états d'agrégats. Le besoin de faisceaux d'énergie allant jusqu'à 100 MeV/A est à nouveau souligné.

Abstract. — A short survey is given on the status of heavy ion accelerators in 1974, followed by a presentation of the most elaborate projects. The problem of beam degradation by the targets is analysed. Multiple scattering and angular scattering are the main difficulties.

The status of the current research on heavy ion physics is given as well as the possible extension in the future, for the following topics elastic scattering, Coulomb excitation, quasi-elastic transfer reactions, deep inelastic transfer reactions, complete fusion and incomplete fusion, it is shown that a great variety of projectiles as well as a wide energy range are needed with an energy resolution as good as 100 keV for most of the fields.

Long-dated prospects are more difficult to give. Three new fields are tentatively defined: 1) Extension of the known range of nuclei and species. 2) Development of nuclear macrophysics which will be favored by heavy projectiles and velocities greater than sound velocity. 3) Complex excitation spectroscopy for exotic nuclear states. The need for energy as high as 100 MeV/A is again emphasized.

1. Les accélérateurs à ions lourds dans le présent et dans l'avenir immédiat. — Depuis les premiers essais d'accélération d'ions multichargés à la suite du simple épluchage par le gaz résiduel de la cavité des cyclotrons, le développement d'une part des sources d'ions, d'autre part de la technique de l'épluchage a permis la production de faisceaux d'ions lourds de plus en plus intenses et à des énergies dépassant quelquefois 10 MeV par nucléon.

Les accélérateurs électrostatiques Tandem ont été mis à profit pour que l'échange de charge de l'ion négatif en ion positif multichargé Z_i e conduise à une énergie à la sortie égale à $E = Ve(1 + Z_i)$. Les tandems les plus performants de 10 MV fournissent des faisceaux des ions Li, B, C, N, O et F avec des qualités de faisceau excellentes grâce auxquelles un énorme travail d'étude des configurations des couches quantiques les moins liées des noyaux légers a été fait. Le double tandem Brookhaven est susceptible d'accé-

lérer, à des énergies supérieures à la barrière de Coulomb sur des cibles de même Z, des noyaux jusqu'au calcium.

Dès 1954, deux projets identiques d'accélérateurs linéaires à ions lourds furent élaborés à Yale et à Berkeley, composés d'une plate-forme Cockcroft-Walton, d'un premier linéaire avant l'épluchage, suivi d'un second étage. Une énergie de 10 MeV/A a été obtenue à partir de 1957 pour les faisceaux de carbone, oxygène, néon et même d'argon. L'inconvénient majeur de ces faisceaux résidait dans le faible cycle utile et la résolution en énergie assez médiocre. Depuis un an environ, le Hilac de Berkeley a été transformé et est prévu pour accélérer tous les ions jusqu'à l'uranium à 8,5 MeV/A. Il fournit un bon faisceau d'argon et, depuis 6 mois, un faisceau très correct de krypton (plusieurs nanoampères-particule). C'est sans doute actuellement l'accélérateur à ions lourds fournissant le faisceau externe d'ions les plus C5-38 M. LEFORT

lourds avec la plus grande intensité. Les dernières performances annoncées en mai 74 indiquent 10^{14} ions Ar, 3×10^{12} ions krypton et même 10^{11} ions xénon par seconde. L'accélérateur linéaire de Manchester délivre lui aussi des ions à 10 MeV par nucléon, entre autres des ions argon, fer, cuivre et même krypton, mais le cycle utile très défavorable et la faible intensité rendent la machine peu exploitable pour les expériences d'électronique.

Les cyclotrons à secteurs et à énergie variable, souvent construits pour accélérer des particules légères, sont facilement adaptables aux ions lourds, puisque l'on peut installer une source d'ions multichargés et que les fréquences à utiliser sont inférieures à celles des protons (rapport, charge sur masse plus petit que 1). Cependant, en plus des cyclotrons adaptés après coup aux ions lourds, certains ont été délibérément et exclusivement construits pour eux, comme c'est le cas à Dubna et à Orsay. Le cyclotron de 88 inclus à Berkeley, après avoir fonctionné en particules α , fournit maintenant des faisceaux allant du

lithium à l'argon. L'énergie $E=K\frac{Z_i^2}{A}$ (où Z_i est le degré d'ionisation) atteint, avec K=140,250 MeV pour N^{5+} (18 MeVA) où l'intensité est encore de 10^{12} particules par seconde, 218 MeV pour O^{5+} , 150 MeV pour Ne^{5+} et 200 MeV pour Ar^{8+} (5 MeV/A) avec 5×10^9 particules par seconde.

Le cyclotron d'Oak Ridge fournit les mêmes ions à une énergie plus basse puisque le facteur K est de 90. Il en est de même du cyclotron de Grenoble. Celui de l'Université A and M au Texas a des caractéristiques voisines de celui de Berkeley. A Orsay, CEVIL fournit les ions carbone, azote, oxygène et néon avec un K de 70.

Le couplage d'un linéaire qui produit des ions jusqu'à Kr à 1 MeV/A et du cyclotron (ALICE) a été la première tentative de remplacer la source d'ions d'un cyclotron par un système d'épluchage au centre du cyclotron. C'est ainsi que des faisceaux sortis de 10⁹ à 10¹¹ particules par seconde sont utilisés à Orsay pour les ions cuivre, calcium et argon entre 5 et 8 MeV/A. Le faisceau de krypton est moins intense et ne peut dépasser 6 MeV/A, ce qui le rend, à partir de 1974, peu compétitif avec celui de Berkeley. Par contre, grâce au cycle utile et aux qualités de faisceaux, ALICE est encore la meilleure machine pour les ions Ar, Ca et Cu.

A Dubna, un cyclotron de 3,10 m de rayon injecte dans un cyclotron de 2 m. Ceci permet d'accélérer non seulement les ions Kr, mais les ions Xe²⁸⁺ à 7 MeV/A avec une intensité de 2 × 10¹⁰ particules par seconde. Cependant, ces faisceaux ne peuvent être extraits et les expériences doivent être effectuées en faisceau interne

La figure 1 indique approximativement les possibilités actuelles d'accélération d'ions lourds dans le monde.

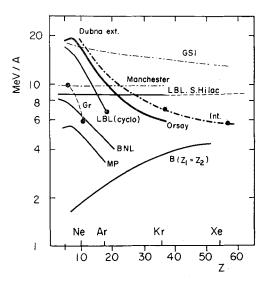


Fig. 1. — Caractéristiques en énergie des accélérateurs à ions lourds en fonctionnement ou en construction très avancée en 1974. Pour Dubna, on a indiqué les faisceaux interne et externe.

Il apparaît nettement que même sur les machines existantes un effort est fait :

- a) Pour obtenir des énergies plus élevées en ions légers. C'est ainsi qu'en perfectionnant les sources et en prenant par exemple les ions N⁵⁺ et même N⁶⁺, les cyclotrons de Berkeley et d'Oak Ridge atteignent presque 20 MeV/A. Sur ALICE, l'épluchage dans le cyclotron de N²⁺ en N⁷⁺, de O²⁺ en O⁸⁺, de Ne²⁺ en Ne¹⁰⁺ permet d'atteindre aussi cette région de 20 MeV/A.
- b) Pour créer une grande variété d'ions, en développant les sources à ions métalliques (fours, sputtering), tout en restant limité au voisinage des masses moyennes.

Cette évolution technique, impulsée à la fois par les physiciens et les ingénieurs des accélérateurs, sent bien ses limites dans le cadre des machines existantes et ceci justifie déjà la naissance de projets plus nettement novateurs.

UNILAC, à Darmstadt, sera la première machine de la nouvelle génération, réellement entièrement consacrée aux ions lourds et très lourds jusqu'à l'uranium. Le double accélérateur (pré et port strippeur) associé à un ensemble de complexes de 4 sources d'ions à 320 kV, débouche à 5,9 MeV/A sur une section de 20 cavités résonnantes. Cette dernière section est la grande nouveauté car non seulement elle permet de porter le faisceau à 10,2 MeV/A pour les ions les plus lourds, mais encore, pour les ions tels que C, N, O, on a la possibilité d'ajouter devant elle un deuxième strippeur et d'accélérer des ions plus épluchés à 18 MeV/A; de façon à compenser un des désavantages du système linéaire qui était de fournir la même énergie par nucléon pour tous les ions. Cette machine sera à très forte intensité 10¹² à 10¹³ particules par seconde selon les ions et devrait fonctionner en 1975.

Les principaux autres projets, arrivés à des stades divers mais tous beaucoup moins avancés que UNI-LAC, sont le double cyclotron, à secteurs séparés de Ganil en France, le tandem de 30 MV à Daresbury en Angleterre, l'ensemble Tandem de 14 MV + linéaire superconducteur à l'Institut Weizman à Rehovoth (Israël), le cyclotron superconducteur à Chalk River (Canada), et les projets d'Oak Ridge et d'Argonne constitués de l'injection dans un cyclotron à secteurs séparés par un tandem de 20 MV. Leurs caractéristiques en énergie apparaissent dans la figure 2.

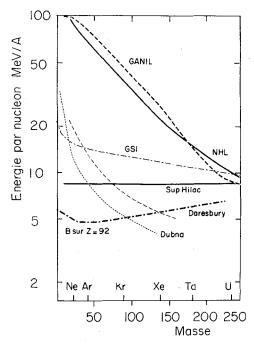


Fig. 2. — Principaux projets d'accélérateurs à ions lourds.

Caractéristiques en énergie.

En outre, l'accélération de faisceaux peu intenses d'ions lourds à des énergies dépassant le GeV/A est étudiée ou en cours de réalisation sur le Bevatron de Berkeley, mais l'intérêt de ces faisceaux d'ions relativistes semble être beaucoup plus grand pour des domaines comme ceux de l'astrophysique ou de la microbiologie et de la médecine que pour la physique nucléaire, c'est pourquoi nous n'en parlerons pas ici.

La tendance générale de tous les projets apparaissait déjà sur ALICE et sur UNILAC. Accélérer jusqu'à l'uranium à plus de 8 MeV/A, et avec des intensités de 10¹¹ à 10¹² particules par seconde, atteindre un domaine d'énergie entre 10 et 100 MeV/A pour les ions plus légers. On trouvera dans le document rédigé par Ganil [1] et dans divers rapports américains [2] plus de détails sur les divers projets.

2. Influence des cibles sur la dégradation des faisceaux d'ions lourds. — Comme on le verra plus tard, beaucoup d'expériences utilisant les ions lourds, comme

celles faites avec les projectiles légers, nécessitent une très bonne résolution en énergie et en angle. C'est pourquoi les projets de machine mettent de plus en plus l'accent sur une demande de qualité de faisceau très exigente : très bonne définition de l'énergie et très bonne émittance permettant d'avoir une tache de faible surface sur la cible tout en ayant un faisceau parallèle. Cette demande peut être satisfaite soit par la machine elle-même, comme c'est le cas dans les accélérateurs électrostatiques, soit par un système d'aimants d'analyse. Mais plus le projectile est lourd, plus l'énergie nécessaire pour dépasser la barrière d'interaction est élevée, de sorte que pour observer une résonance de même largeur, la résolution $\Delta E/E$ est nécessairement plus grande. Par exemple, à 5 MeV par nucléon, c'est-à-dire juste au-dessus de la barrière pour des cibles lourdes, l'énergie est déjà de 200 MeV avec les ions argon, de sorte que les largeurs de niveau de quelques dizaines de keV nécessitent des $\Delta E/E$ de 10⁻⁴. Avec des ions de masse 200, c'est-à-dire de 1 GeV, il faudrait une résolution de 10^{-5} .

Même si de telles valeurs sont imaginables pour le faisceau sortant d'un aimant d'analyse, les effets de dispersion dus à la cible deviennent très graves et doivent être considérés. Pour les ions relativement légers, le facteur prédominant est les fluctuations de perte d'énergie dans la cible. Pour les ions très lourds, c'est la diffusion multiple qui provoque principalement la dispersion en énergie.

2.1 FLUCTUATIONS DE PERTES D'ÉNERGIE (STRAGGLING). — La perte d'énergie due aux collisions électroniques a été étudiée théoriquement par exemple par Vavilov [3] pour les énergies moyennes, et des tables ont été faites par Seltzer et Berger [4]. Les pertes d'énergie tabulées par Northcliffe et Schilling [5] ont été vérifiées par de nombreuses expériences, de sorte que l'on peut estimer l'importance du straggling par exemple pour divers faisceaux de 5 MeV/A traversant une cible d'or de diverses épaisseurs. Le tableau ci-dessous indique quelques valeurs.

TABLEAU I

Largeur à mi-hauteur
du straggling en % d'énergie incidente

Epaisseur d'or μg/cm ²	10	50	100	500
· .		—	***	
C	0,012	0,040	0,057	0,20
Ar	0,012	0,030	0,045	0,12
Kr	0,010	0,021	0,032	0,08
U	0,006	0,015	0,020	0,05

Ainsi une résolution meilleure que 10^{-4} n'est pas possible pour les ions carbone même dans une cible parfaitement homogène de $10 \, \mu g/cm^2$, mais reste envisageable avec les ions uranium, du moins si l'on ne considère que le straggling. Le $\Delta E/E$ dû au strag-

C5-40 M. LEFORT

gling varie peu avec l'énergie entre 5 et 20 MeV/A. A 100 MeV par nucléon, on obtient approximativement les chiffres du tableau I pour des épaisseurs environ 5 fois plus grandes, mais si l'on souhaite observer les mêmes largeurs, il faut évidemment un $\Delta E/E$ 10 fois plus petit qu'il n'est pas possible d'atteindre non plus à 10 μ g/cm².

2.2 La diffusion multiple provient des nombreux événements de diffusion Rutherford aux très petits angles. S'il y a une diffusion multiple importante, cela crée une incertitude sur la direction exacte d'une diffusion élastique précise à un angle donné. Il y a donc également incertitude sur l'énergie cinétique de l'ion diffusé puisque cette énergie dépend très fortement de l'angle. Il en résulte en moyenne un élargissement de la largeur en énergie du faisceau d'ions après traversée de la cible lorsqu'on examine le faisceau diffusé à un angle donné. L'angle moyen de diffusion multiple change peu si l'on passe d'un faisceau de carbone 1 mrad (μg/cm²)⁻¹ à un faisceau d'uranium 2 mrad (μg/cm²)⁻¹, mais le déplacement cinématique dû à cette diffusion est beaucoup plus dépendant du Z des projectiles. Par exemple à un angle de 20°, le faisceau diffusé de carbone voit sa résolution en énergie dégradée à 3×10^{-4} avec 3,8 mg/cm² d'or, mais un faisceau de krypton subit le même élargissement pour 60 µg/cm² et pour un faisceau d'uranium, il suffit de 4 μg/cm². Ces deux problèmes sont sérieux. On peut penser qu'il suffit de prendre des cibles encore plus minces que 10 µg/cm² et de demander une très forte intensité pour obtenir un taux de comptage raisonnable. Mais alors intervient le problème de la tenue de la cible à la chaleur dégagée.

2.3 TENUE DES CIBLES. — Pour les cibles minces, le refroidissement se fait principalement par rayonnement, et beaucoup de métaux connus comme l'or sont de mauvais radiateurs puisqu'ils ont une efficacité pour rayonner très faible par rapport au corps noir. On a donc un accroissement considérable de la tenue des cibles si l'on utilise un support de carbone qui sert à dissiper la chaleur par rayonnement. Mais cela n'est pas intéressant par contre pour le straggling du faisceau et, dans certains cas, gêne l'étude des produits de réaction. Par exemple une cible d'or de 100 μg/cm² supporte bien un faisceau d'argon de 6 MeV/A et de 10¹² particules par seconde, si elle est sur un support de 10 µg/cm² de carbone, alors que la cible fond en quelques minutes avec 5×10^{11} particules par seconde. Bien qu'on n'ait pas d'expérience pour le moment avec des faisceaux d'ions plus lourds que le krypton à de telles intensités, on peut estimer, d'après les valeurs des pertes d'énergie, que les limites d'intensité supportable par les cibles baissent au moins d'un ordre de grandeur quand on passe de l'argon au xénon, et que le support de carbone est indispensable.

A ce propos, on remarquera que, pour une cible de carbone, le maximum de dE/dx pour des ions Ar, est aux alentours de 2 MeV/A, mais que pour des

ions Kr, il est à 4 MeV/A et pour Xe à environ 8 MeV/A. Par conséquent, le problème de la tenue des cibles en température reste très grave même à 20 ou 30 MeV/A pour les ions les plus lourds, alors qu'il est très nettement atténué pour les ions légers du carbone au néon.

Il faut ajouter enfin que même sans atteindre la fusion, la chaleur dégagée par le faisceau peut créer des anomalies dans l'épaisseur des cibles, par formation d'agrégats de matière à la surface, même si, au départ, l'uniformité d'épaisseur était parfaite, ce qui n'est jamais le cas.

2.4 ELARGISSEMENT CINÉMATIQUE DANS L'OBSERVATION DES PRODUITS DE RÉACTION. — Si un détecteur est placé à un angle θ , avec une ouverture bien définie $\Delta\theta$, il détectera les particules diffusées dans un domaine angulaire $\theta \pm \frac{\Delta\theta}{2}$. L'énergie exacte d'une particule diffusée dépend de l'angle de diffusion, en raison de la conservation des vecteurs quantités de mouvement. Donc la distribution en énergie due à ce que le détecteur n'est pas infiniment étroit sera étalée autour de l'énergie correspondant à l'angle θ . Cet élargissement cinématique, apparaissant pour une cible infiniment mince, est grossièrement proportionnel au rapport de la masse du projectile à la masse de la cible, si bien que pour des projectiles très lourds un $\Delta\theta$ petit entraîne un ΔE non négligeable.

Le tableau ci-dessous, emprunté à Alonso et Harvey [6], indique, pour E=5 MeV/A, le déplacement cinématique de l'énergie pour divers faisceaux diffusés par des noyaux d'or à $\theta=10^{\circ}$, avec $\Delta\theta=0.1^{\circ}$.

TABLEAU II

Elargissement cinématique sur cibles d'or

	5 M	5 MeV/A		10 MeV/A	
Faisceau	ΔE	$\Delta E/E$	ΔE	$\Delta E/E$	
	_	_			
C	1,8 keV	3×10^{-5}	6 keV	5×10^{-5}	
Ar	24 keV	$1,2 \times 10^{-4}$			
Kr	112 keV	$2,6 \times 10^{-4}$	300 keV	3×10^{-4}	
Xe	285 keV	$4,2 \times 10^{-4}$			
U	870 keV	$7,3 \times 10^{-4}$	2,2 MeV	10-3	

Par conséquent, toute expérience qui demande une mesure très précise de l'énergie des particules diffusées devra prendre une ouverture angulaire de détecteur extrêmement faible, ce qui limitera le taux de comptage déjà très faible car la cible devra être mince.

La conclusion provisoire de cette analyse un peu rapide des effets de cible est que, sauf si l'on met au point des cibles gazeuses de l'ordre du µg/cm², qui permettraient d'utiliser de très fortes intensités de faisceau sans avoir les problèmes de refroidissement, les ions très lourds, au-delà des masses 40 à 60, ne pourront pas être utilisés pour des études de structure microscopique pour lesquelles l'énergie des niveaux doit être déterminée avec une précision de quelques

dizaines de keV. Il est donc hors de question d'imaginer utiliser les ions xénon avec des accélérateurs nouveaux avec les mêmes techniques et les mêmes concepts que ceux qui règlent l'utilisation des lithium ou carbone et oxygène avec les tandems actuels.

3. Prolongement naturel des expériences actuelles utilisant les ions lourds. — Depuis une quinzaine d'années, de nombreuses expériences ont été effectuées dans le but d'explorer la matière nucléaire à l'aide de projectiles plus lourds et plus complexes que les protons et les neutrons. Comme pour les particules légères, les sondes plus lourdes ont été utilisées surtout dans trois directions : mieux connaître les mécanismes de réaction pour maîtriser l'outil d'investigation, mettre en évidence la structure des noyaux, donc connaître la configuration des couches quantiques et des états de nucléons individuels dans leur état stable ou peu excité, produire de nouveaux noyaux.

Le tableau III, déjà présenté par René Bimbot [7], classe sans doute un peu arbitrairement les diverses études au point où elles en sont actuellement et peut

composé

servir de point de départ pour prévoir le développement des recherches dans un futur immédiat, et pour préciser les problèmes posés.

3.1 Diffusion élastique. Forme des noyaux. — La diffusion élastique des particules légères (analysée par la distribution angulaire $d\sigma/d\Omega$ comparée à la diffusion Rutherford) a été traitée comme la diffusion de la lumière par une sphère réfringente et, depuis Serber en 1947, on essaie de faire intervenir le noyau comme un potentiel moyen avec une partie réelle pour la diffusion directe et une partie imaginaire pour l'absorption. La détermination des paramètres du potentiel optique (valeur centrale du puits, rayon R, largeur de la zone diffuse a) a été effectuée d'après les résultats expérimentaux avec beaucoup de succès pour les projectiles légers. On a tenté d'étendre aux ions lourds ce modèle phénoménologique avec un succès mitigé et de grandes difficultés pour fixer des paramètres ayant un sens physique réel. Il faut probablement reprendre les concepts de base de déphasage des ondes partielles et tenter des calculs microscopiques pour préciser de nombreux points sur le poten-

TABLEAU III
Utilisation des ions lourds en physique nucléaire

		F 71	
Type de réaction	Problèmes liés au méca- nisme de réaction	Application aux études de structure du noyau	Application à la synthèse de nouveaux noyaux
Diffusion élastique et inélastique	Barrières d'interaction Déformation. Polarisation Modèle optique Potentiel de convolution		
Excitation coulom- bienne	Application à la fission coulombienne (?)	Etats de spins élevés Excitations multiples	
Transferts quasi élastiques	Sélectivité DWBA — Effets de recul Facteurs spectroscopiques Modèles à deux centres Appariement: Modèle BCS (supraconducteurs)	 Structures à petit nombre de nucléons Paires et quartets Etats liés à grands nombres de particules excitées 	
Transferts inélastiques ou fusion incomplète	 Interaction entre deux puits de potentiel Courants de nucléons (?) Friction-amortissement (?) 		Noyaux légers riches en neutrons (⁴⁴ Ar) Superlourds (?)
Fusion — Evaporation des particules	Limitations dans la voie d'entrée Théorie statistique (influence de J) Compressibilité-Viscosité Influence de J sur fission	Réactions IL, xn, γ Moments gyromagnétiques Temps de vie des niveaux	Radioactivité par pro- tons (53Co) Protons différés Eléments 102-105 Superlourds (?)
— Fission	→ Moments d'inertie, Bar- rières de fission Temps de vie du noyau		Superlourds (?)

C5-42 M. LEFORT

tiel d'interaction entre deux noyaux complexes. Est-il profond ? ou au contraire très peu profond ? Faut-il inclure un cœur répulsif ?

Le concept même du modèle optique appliqué à la diffusion des ions lourds pose beaucoup de problèmes soulignés en 1967 par Bromley [8] déjà pour des ions relativement légers. Les valeurs des paramètres — par exemple des profondeurs de potentiel réel qui ne dépassent pas 50 à 60 MeV alors qu'avec un seul nucléon projectile on avait déjà 40 MeV — qui rendent compte des distributions angulaires semblent n'avoir qu'un intérêt de paramétrisation. La partie imaginaire du potentiel est souvent estimée à quelques MeV, ce qui correspond à des libres parcours des nucléons très supérieurs aux dimensions des noyaux. L'utilisation d'ions beaucoup plus lourds et plus complexes que C, N, O semble confirmer ces difficultés mais il y a là tout un domaine à développer sur la déflexion élastique des ions Ar, Kr à des énergies très au-dessus de la barrière coulombienne.

La théorie semi-classique de la diffusion [9] part du développement en ondes partielles de l'amplitude de diffusion

$$f(\theta) = \frac{1}{2 i k} \sum_{l=0}^{\infty} (2 l + 1) (S_l - 1) P_l(\cos \theta)$$

dans laquelle les grandes valeurs de l permettent de remplacer la sommation par une intégration et de prendre la forme asymptotique des polynômes de Legendre. On obtient une relation entre l'angle de diffusion θ et la dérivée du déphasage δ_l

$$\theta(l) = 2 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}l} \delta_l$$

qui est la fonction de déflexion semi-classique. La section efficace

$$\sigma = \frac{b}{\sin \theta} \cdot \frac{1}{k \, d\theta/dl}$$

(où b est le paramètre d'impact et k le nombre d'onde (b = l/k)) a une singularité. La diffusion à cet angle est connue sous le nom de diffusion arc-en-ciel et lorsque θ va vers zéro ou π pour b fini, on qualifie le phénomène classique de gloire. Enfin, quand la fonction de déflection devient infinie pour b fini, la trajectoire tourne dans le noyau. Ces diffusions arc-en-ciel et gloire sont une caractéristique de l'approximation semi-classique pour des potentiels réels suffisamment attractifs. Pour deux valeurs de lh voisines, l'une par défaut l'autre par excès, de l, ħ, moment angulaire correspondant à l'angle d'arcen-ciel, on a le même angle de diffusion, et par conséquent les phénomènes de diffraction liés à cette superposition de deux trajectoires, comme l'illustre la figure 3 extraite d'un article de Da Silveira [10].

La théorie semi-classique est justifiée pour les ions lourds par la valeur élevée du paramètre de Somerfeld $\eta = z_1 z_2 e^2/\hbar v$. En effet, il est nécessaire que \hbar soit

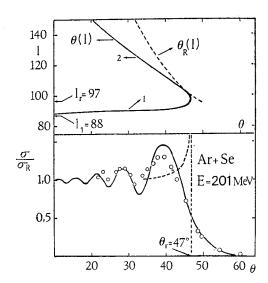


Fig. 3. — Distribution angulaire de diffusion élastique et schéma de la fonction de déflexion d'après Da Silveira [10].

petit devant la distance d'approche, a, pour que l'on puisse raisonner en termes de trajectoires et de faible perturbation par le noyau. La distance a est donnée lorsque la répulsion coulombienne est égale à l'énergie cinétique $a = z_1 z_2 e^2/\mu v^2$.

Si η est très supérieur à 10 au niveau de la barrière coulombienne, pour les énergies assez élevées sa valeur diminue. A 20 ou 30 MeV par nucléon, l'approximation semi-classique reste valable si pour compenser μv^2 on augmente z_1 z_2 . Il serait intéressant de vérifier avec des ions assez lourds comme Ar ou Kr l'application de cette approximation à plus de 30 MeV/A.

D'autre part, on peut se demander quelle est la signification physique des trajectoires de diffusion en spirale allant jusqu'à l'orbite circulaire à l'intérieur du noyau. En examinant plus soigneusement la diffusion purement élastique et la diffusion inélastique à des angles arrière avec des faisceaux d'énergie élevée, on aura peut-être des données intéressantes. Il y a cependant une remarque générale que l'on peut faire sur les études à venir de diffusion élastique avec des ions très lourds. D'abord, la fonction de déflection $\theta(l)$ varie très vite en fonction de l puisqu'elle est de la forme indiquée par Ford et Wheeler [11]:

$$\theta(l) = \pi - 2 \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{\left(l + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar}{r^2}}{2 \mu \left(E - V(r) - \frac{\left(l + \frac{1}{2}\right)^2 \hbar^2}{r^2}\right)} dr$$

avec un potentiel

$$V(r) = \frac{z_1 \ z_2 \ e^2}{r} + V_{\rm n}(r)$$

où V_n est le potentiel noyau noyau, r_{\min} est la distance

minimum pour la trajectoire de moment angulaire $(l + \frac{1}{2})\hbar$. Lorsque $z_1 z_2$ et $l\hbar$ sont grands, la chute de

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} / \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \mathrm{Ruth}\right)$$

est très brutale et son analyse est délicate. Donc la résolution angulaire doit être excellente.

Ensuite nous avons vu que la perte de résolution en énergie pour une ouverture d'angle même faible due à l'élargissement angulaire cinématique est importante pour les ions très lourds. Il sera donc difficile de distinguer la diffusion purement élastique de la diffusion inélastique, d'autant plus que l'excitation coulombienne est un phénomène important pour les Z élevés.

Ceci m'amène à proposer que l'étude des conditions d'approche de deux noyaux, du contact de leur surface, soit menée non seulement par l'analyse des distributions angulaires, mais aussi par l'observation à un angle fixe voisin de 180°, de l'énergie des projectiles diffusés en faisant varier avec un pas très fin l'énergie incidente à partir de valeurs sous-coulombiennes. Cette méthode a l'avantage d'être beaucoup moins sensible à l'élargissement cinématique puisque l'angle d'observation est presque à 2π , et une étude très précise de la chute de la section efficace de diffusion élastique en arrière menée conjointement avec une mesure des seuils de réactions et donc de la montée de la section efficace totale de réaction et des diverses voies réactives qui s'ouvrent les unes après les autres renseignera beaucoup sur la zone nucléaire diffuse de la surface, sur l'influence du potentiel absorbant, etc... On peut remarquer encore à ce propos que l'avenir des ions lourds n'est pas une fuite systématique vers de plus hautes énergies. Depuis quelque temps, quelques mesures de section efficace à de très faibles énergies ont été effectuées [12] pour des réactions comme $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ qui intéressent les astrophysiciens. On a trouvé des valeurs inférieures au nanobarn, très difficiles à mesurer, mais des valeurs non nulles à des énergies qui correspondent à une approche des deux noyaux de 10 fermis, soit un r_0 de 2,5 fm⁻¹. Les mêmes résultats apparaissent pour ¹²C(¹²C, γ) ²⁴Mg. Une exploration systématique de la région souscoulombienne paraît promettre beaucoup de surprises. K. Dietrich [13] a proposé par exemple d'examiner si un effet Josephson nucléaire ne pourrait avoir lieu entre deux noyaux d'étain.

Revenons à la diffusion élastique entre noyaux complexes. L'un des espoirs que l'on peut avoir est d'arriver à distinguer les noyaux sphériques des noyaux déformés, soit d'après la détermination précise de l'angle de Rutherford, mais l'analyse sera toujours délicate, soit d'après l'énergie incidente pour laquelle la diffusion élastique à 180° commence à disparaître. En réalité, le problème est compliqué par la déformation que les deux noyaux peuvent subir à l'approche sous l'influence du champ coulombien. Cette question

a été discutée par plusieurs auteurs (voir par exemple Holm et Greiner [14]), et il a été souligné que les noyaux mous pourraient prendre plus facilement des formes oblates avant l'interpénétration, ce qui accroîtrait la barrière. Pour le moment, la finesse des mesures est bien trop pauvre pour que ce problème soit résolu. Mais l'étude de la diffusion élastique en se servant de l'outil de la théorie semi-classique des fonctions de déflexion d'autant plus adapté que les ions sont plus lourds, devrait permettre de vérifier si une déformation due à la polarisation dans le champ coulombien est réellement créée.

- 3.2 EXCITATION COULOMBIENNE. Un article de revue très général sur l'excitation coulombienne a été publié par Alder et Winther. L'utilisation d'ions très lourds provoque deux effets principaux :
- 3.2.1 L'effet de réorientation qui provient de transitions induites par le champ coulombien entre les sous-états magnétiques du même état final f. Comme ce taux de transition dépend du moment angulaire quadrupolaire statique de l'état final f, on peut mesurer ce moment.
- 3.2.2 L'excitation multiple. On peut induire alors des transitions E2 successives dans la bande de rotation d'un noyau déformé. Plus l'ion est lourd, plus on pourra exciter des niveaux de spins élevés puisque le moment angulaire orbital apporté sera grand. On attend donc d'intéressants résultats de l'excitation coulombienne induite par des ions Xe ou Pb sur des cibles lourdes, qui devrait permettre d'atteindre des états de J supérieurs à $20 \ \hbar$. Nous parlerons dans la $4^{\rm e}$ section de la fission coulombienne, phénomène entièrement nouveau.
- 3.3 Transferts quasi élastiques. L'une des plus fertiles sources de production de nouveaux états soit membres de familles déjà connues, soit de type entièrement nouveau, est sans doute les réactions de transferts dans lesquelles le noyau cible accepte du projectile ou lui cède un ou plusieurs nucléons. Dans le passé, l'un des progrès majeurs en physique nucléaire a été la découverte de la prédominance de certains degrés de liberté particuliers, de certains modes de mouvement dans le noyau. Le modèle des couches et le modèle rotationnel en sont des exemples. Avec les ions légers comme p, d, ³He, ⁴He, c'est la connaissance de la configuration des couches quantiques les moins liées qui a été abordée. Les transferts de deux nucléons peuvent mettre en évidence des effets collecdes corrélations entre fonctions individuelles.

Si des corrélations à plusieurs nucléons existent à l'intérieur du noyau, il existe une probabilité de trouver un groupe de particules dans un état quantique relatif donné, donc de transférer un agrégat. Par exemple en surface des noyaux, beaucoup d'orbites ne sont pas occupées et les restrictions du principe

C5-44 M. LEFORT

de Pauli sont moins sévères. On pense donc que la surface est riche en agrégats α. Encore faut-il que le mécanisme de transfert ait un caractère fortement sélectif qui alimente peu d'états excités des produits résiduels, de façon à voir apparaître nettement les niveaux d'énergie dans les spectres, comme cela est nettement montré [49] dans certains transferts (¹⁶O, ¹²C) ou (¹⁶O, ²⁰Ne). Même si les agrégats ne jouent pas de rôle important, les transferts de plusieurs nucléons demeurent le seul outil capable d'identifier les états à plusieurs trous et plusieurs particules au voisinage des couches fermées.

L'étude des transferts à des énergies proches de la barrière de Coulomb a eu de nombreux succès et a permis de montrer que le mécanisme de réaction pouvait être traité soit en DWBA [16], soit avec le formalisme semi-classique [17]. Il y a eu tellement de travaux et de revues sur ce sujet que, sans pour cela penser que le domaine de recherche soit éteint, je ne traiterai pas des prolongements éventuels des méthodes bien connues d'analyse des données. Des expériences plus originales ont été faites aux énergies plus élevées de 8 à 10 MeV par nucléon, aussi bien sur des noyaux légers que lourds. Comme le disait Morrison [18] au congrès d'Aix: « les résultats, par leur remarquable sélectivité, révèlent de nouveaux aspects des réactions de transfert et sont un encouragement pour un plus vaste programme de production d'ions lourds à plus haute énergie ». Les transferts de grands moments angulaires sont très fortement favorisés, et de ce fait un outil est disponible pour peupler préférentiellement les états avec l'alignement maximum.

J'insisterai un peu sur ces effets de sélectivité car ils constituent une réponse à ceux qui pensaient que l'utilisation de projectiles complexes conduirait à un mélange tellement compliqué d'états finaux qu'aucun renseignement de structure ne pourrait être fourni. Brink [19] a récemment discuté cette question de la sélection de population d'états individuels, en termes de conservation de vitesse de la particule transférée. S'il n'y avait pas d'énergie cinétique de translation au moment du transfert, l'harmonisation du passage de la particule du noyau 1 au noyau 2 se ferait en écrivant que v_1 vitesse tangentielle dans 1, $(v_1 = \lambda_1 \hbar/\mu R_1)$, est égale et opposée à $v_2 = \lambda_2 \hbar/\mu R_2$ vitesse tangentielle dans 2, soit la relation

$$\frac{\lambda_1}{R_1} + \frac{\lambda_2}{R_2} = 0$$

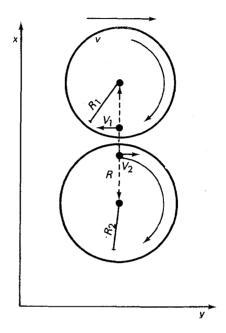
 $(\lambda = \text{projections de } l).$

Comme la vitesse relative suivant la direction de rencontre n'est pas nulle mais est v et donc que cela donne à la particule la quantité de mouvement mv, on peut écrire la conservation des vitesses

$$\mu(v-v_1)=\mu v_2$$

sous la forme:

$$\left(\frac{\lambda_2}{R_2} + \frac{\lambda_1}{R_1}\right) = k_0 \quad \text{avec} \quad k_0 = \frac{\mu v}{\hbar}$$



(pour ce qui est du mouvement dans le plan xy). La conservation des moments angulaires s'écrit

$$\hbar(\lambda_2 - \lambda_1) + \delta(\mu v.R) = 0$$

puisque l'on doit ajouter à la projection du moment angulaire interne $\hbar\lambda_1$, le moment angulaire du mouvement relatif $\mu\nu$.R, avec pour R la distance entre les centres des deux noyaux. Le changement $\delta(\mu\nu R)$ est obtenu, au premier ordre, en examinant le changement

$$\delta\mu = \frac{m}{M}(M_1 - M_2)$$

(avec $M=M_1+M_2+m$) et le changement δR . Avec la définition de R, distance entre les barycentres des deux systèmes avant et après le transfert, on a que

$$\delta R = R_{\rm f} - R_{\rm i} = m \left(\frac{R_1}{M_1} - \frac{R_2}{M_2} \right)$$

que l'on peut écrire

$$\delta R = \frac{1}{2} \, \frac{m}{\mu} (R_1 - R_2) - \frac{1}{2} \, \frac{R}{\mu} \, \delta \mu \, .$$

En remplaçant $\delta\mu$ par sa valeur et en écrivant $R \delta\mu + \mu \delta R$, on obtient :

$$\delta(\mu R) = \frac{1}{2} m(R_1 - R_2) + \frac{1}{2} R \frac{m}{M} (M_1 - M_2) .$$

Pour obtenir $\delta(\mu vR)$, on remarquera que

$$\frac{1}{2}\frac{Rmv}{M}(M_1-M_2)$$

est

$$\left(\frac{R}{v}\right) \frac{1}{2} v^2 \delta \mu$$

de sorte que, en introduisant

$$\frac{R}{v}\delta\left(\frac{1}{2}\mu v^2\right)$$
,

on a finalement

$$\delta(\mu R v) = \frac{1}{2} m v (R_1 - R_2) + \frac{1}{2} \frac{R}{v} \delta\left(\frac{1}{2} \mu v^2\right).$$

La variation d'énergie cinétique $\delta(\frac{1}{2} \mu v^2)$ est justement l'énergie dissipée en énergie d'excitation et en différence d'énergie coulombienne :

$$Q_{\rm eff} = \overline{E}_{\rm f} - \overline{E}_{\rm i} - \left(\frac{z_{\rm f_1} \, z_{\rm f_2} - \, z_{\rm i_1} \, z_{\rm i_2}}{R}\right) e^2 \,,$$

de sorte que, en remarquant qu'au point de transfert $R = R_1 + R_2$, on aura la loi de conservation des moments angulaires sous la forme :

$$\lambda_2 - \lambda_1 + \frac{1}{2} k_0 (R_2 - R_1) + Q_{\text{eff}} \cdot \frac{R_1 + R_2}{\hbar v} = 0.$$

On peut donc tirer une valeur de $Q_{\rm eff}$ pour chaque valeur de λ_2 , compte tenu de l_1 du canal d'entrée. L'équation d'harmonisation

$$\frac{\lambda_1}{R_1} + \frac{\lambda_2}{R_2} = k_0$$

permet de définir la voie particulière grâce à laquelle le spin $J_{\rm f}$ du noyau final est obtenu compte tenu du spin de la particule échangée et du spin du cœur.

Il apparaît donc que seulement une certaine fenêtre en énergie d'excitation est ouverte, autour de $Q_{\rm eff}$. Par exemple, dans le transfert de proton [20] entre le projectile ¹⁶O et le noyau cible ⁵⁴Fe, le proton est pris dans un état p 1/2. C'est l'état f 7/2 qui est surtout alimenté dans 55Co. Le même transfert part d'un état p 1/2 dans ¹⁴N mais conduit surtout à g 9/2 dans 55Co. La différence provient du Qeff ouvert pour les faibles énergies d'excitation avec l'oxygène et vers des énergies d'excitation plus élevées pour l'azote (Fig. 4a). De même dans la réaction 64 Ni(18 O, 16 O) 66 Ni, la valeur de Q=+2,90 MeV, assez voisin de l'état fondamental, ouvre la voie à un large groupe d'états assez voisins de l'état fondamental [21], comme cela apparaît nettement sur le spectre de la figure 4b. Ces deux exemples montrent que pour multiplier les données, on a besoin d'une grande variété de projectiles, même si jusqu'ici on a souvent été limité à ¹²C, ¹⁶O et ²⁰Ne. Malgré des difficultés croissantes, on peut également penser qu'avec des énergies incidentes plus élevées, on pourrait aborder l'étude de la couche g 7/2 et peutêtre même h 11/2.

Si l'on disposait d'énergies d'excitation plus élevées,

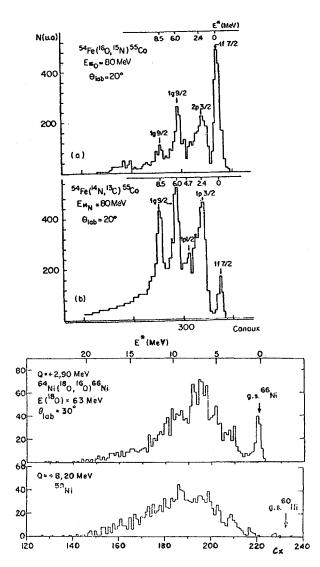


Fig. 4. — a) Spectre en énergie des ¹⁶O dans ⁵⁶Fe(¹⁶O, ¹⁵N)⁵⁵Co et des ¹⁴N dans ⁵⁶Fe(¹⁴N, ¹³C)⁵⁵Co [réf. 20]. b) Spectre en énergie des ¹⁶O dans les réactions ⁵⁸Ni(¹⁸O, ¹⁶O)⁶⁰Ni, ⁶⁴Ni(¹⁸O, ¹⁶O)⁶⁶N [réf. 21].

il est possible que de nouveaux états soient sélectivement mis en évidence même dans le continuum. Certains de ces états pourraient révéler de nouveaux modes de mouvement, de nouveaux degrés de liberté. La matière nucléaire, comme la matière condensée ou la matière atomique peut probablement se présenter sous divers états et nous n'en connaissons que les plus communs. Parce que les ions lourds conduisent à des conditions de réactions assez extrêmes, ils peuvent révéler des couplages très variés et différents des modes connus. L'existence de règles de sélection est prometteuse de ce point de vue. N'a-t-on pas par exemple trouvé des états discrets à une énergie de 35 à 40 MeV dans ²⁴Mg et ²⁸Si, là où l'on n'attendait plus qu'un continuum.

Avec la possibilité de choisir parmi une gamme de projectiles beaucoup plus vaste qu'actuellement, entre par exemple ⁶Li et ⁵⁸Ni et avec une gamme

C5-46 M. LEFORT

d'énergie plus large, on augmentera le choix des fenêtres de sélection. Enfin, on comprend bien l'intérêt qu'il y aurait à étudier les transferts entre des couples cible-projectile tels que (⁴⁰Ca-⁴⁴Ca) ou (⁵⁶Fe-⁶⁰Ni).

- 3.4 ECHANGES DE NUCLÉONS TRÈS INÉLASTIQUES. Les interactions de surface de caractère quasi élastique ne constituent qu'une faible fraction de la section efficace de réaction par ions lourds. Des interactions plus profondes qui ne conduisent cependant pas au noyau composé ont été observées depuis 7 à 8 ans et leur contribution à la section efficace dépend à la fois de l'énergie incidente et du Z du projectile. En vérité, dès 1960, Kaufman et Wolgang [22] ont pressenti ces phénomènes, mais ce sont surtout les travaux de Dubna [23] et d'Orsay [24] qui les ont décortiqués. Je n'en parlerai que de façon très rapide puisque P. Colombani [25] a présenté une communication sur ce sujet. Les caractéristiques de ces réactions peuvent être résumées ainsi:
- a) elles interviennent pour des ondes partielles de lh inférieures aux lh de l'effleurement,
- b) les voies de sorties sont très nombreuses, c'est-à-dire que les pertes ou gains de nucléons sont très variés. Cependant une certaine mémoire du projectile initial subsiste dans la mesure où ces échanges de nucléons sont d'autant moins probables que l'on s'éloigne de la charge et de la masse du projectile. On verra par exemple la distribution de charges des produits récemment obtenue à Orsay [26] dans l'étude de la réaction (40Ar + Ni),

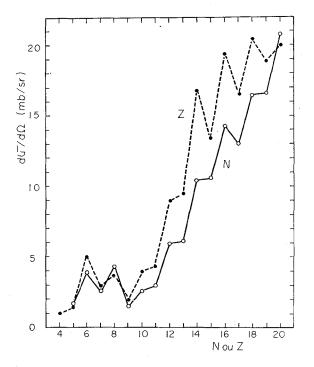


Fig. 5. — Distribution de charges des produits issus de l'interaction des ions ⁴⁰Ar sur nickel [réf. 26].

- c) les produits légers (voisins du projectile) sont émis préférentiellement vers l'avant, à des angles plus petits que l'angle d'effleurement et correspondent à des trajectoires de diffusion très fortement perturbées. Ils sont accompagnés de particules légères, protons, α et neutrons,
- d) l'énergie cinétique mesurée pour les produits est très inférieure à l'énergie prévue dans une collision élastique à deux corps. Une forte fraction de l'énergie est dissipée, soit dans l'émission peu probable d'un troisième corps, soit à la suite d'excitations de niveaux intrinsèques pendant l'interaction. Ceci révèle une viscosité nucléaire dont on ne soupçonnait l'existence jusqu'ici que pour la formation de noyaux composés, alors qu'elle apparaît même au cours du frottement de deux noyaux l'un contre l'autre,
- e) les interactions très inélastiques semblent n'apparaître pour les ions moins lourds (C, N, O, ...) qu'au-delà d'une certaine énergie au-dessus de la barrière, c'est-à-dire lorsque des ondes partielles de lh assez élevées sont disponibles. Pour les ions de A supérieurs à l'argon, la fusion devient difficile ou impossible même pour les ondes s si l'énergie n'est pas très supérieure à la barrière, et les interactions correspondant à des échanges de nucléons avec dissipation d'énergie sont prépondérantes.

En réalité, ce domaine d'étude est en pleine évolution et correspond à une approche macroscopique de l'étude de la matière nucléaire. La forme, la densité, la déformabilité, la rigidité du noyau, sont les paramètres macroscopiques qui apparaissent. De même l'étude de la surface, de la tension superficielle, de la friction à la surface est abordée. Actuellement, les données expérimentales sont rares, insuffisantes. C'est l'un des secteurs dont on reparlera dans le dernier paragraphe.

f) Fusion. Noyau composé. Evaporation de particules. Fission.

Il s'agit là d'un des domaines les plus typiquement ions lourds. En effet, parce que les ions lourds sont des projectiles disposant à la fois d'une faible largeur d'onde (par exemple 120Sn à 10 MeV/A correspond à $\lambda = 1.3 \times 10^{-14}$ cm!) et d'un volume nucléonique grand, on peut utiliser un traitement classique des trajectoires avec un coefficient de transmission élevé et on peut penser que les nucléons après avoir pénétré dans la cible sont absorbés. Donc la formation d'un ensemble disposant de tous les nucléons et reculant avec la quantité de mouvement totale est très probable. Ceci est vrai tant que les énergies et par conséquent les moments angulaires orbitaux maxima correspondants ne sont pas trop élevés. Cependant, les ondes partielles de lh trop élevées ne contribuent pas à la formation de noyau composé, en raison soit de l'effet prépondérant du potentiel centrifuge, soit de l'impossibilité pour le noyau composé de disposer de niveaux d'énergie assurant de très grandes valeurs de moment angulaire total J. Ces problèmes de limites à la fusion sont actuellement en pleine effervescence et je renverrai aux divers articles sur ce sujet [27, 28].

Quoi qu'il en soit, lorsque le noyau composé est formé, il peut disposer de toute une population de moments angulaires. Cet aspect a donné un renouveau très important à l'étude aussi bien théorique qu'expérimentale du noyau composé et du modèle statistique de Weisskopf, Bethe, Hauser-Feschbach, Ericson, etc... On a formé récemment [27] avec des ions argon, des noyaux composés de moment angulaire total égal à 100 ħ. L'étude de leur désexcitation et des difficultés d'évacuation simultanée à la fois de l'énergie d'excitation et du moment angulaire est un chapitre désormais classique des propriétés des noyaux excités.

J'insisterai ici sur les directions qui auraient des prolongements encore pendant plusieurs années.

i) Désexcitation jusqu'à la ligne Yrast.

Lorsqu'un noyau composé de spin J_c se désexcite par émission d'une particule d'énergie ε et de moment angulaire orbital I, la probabilité de ce canal de désexcitation conduisant à un noyau résiduel est donnée approximativement par :

$$W(\varepsilon, J_{\rm c}, J_{\rm f}) = \frac{2 s + 1}{\hbar} \frac{\omega(E_{\rm f}, J_{\rm f})}{\omega(E_{\rm c}, J_{\rm c})} \sum_{l=|J_{\rm c}-J_{\rm f}|}^{J_{\rm c}+J_{\rm f}} T_l$$

où $\omega(E,J)$ représente la densité de niveau soit du noyau final d'énergie d'excitation $E_{\rm f}$ et de spin $J_{\rm f}$, soit du noyau composé initial d'énergie d'excitation $E_{\rm c}$ et de spin $J_{\rm c}$ ($J_{\rm c} \approx l_{\rm i} \, \hbar$ moment angulaire orbital du projectile d'entrée).

Or, l'évaporation de neutrons ou de protons ne peut évacuer une valeur élevée de $l\hbar$, de sorte que $J_c \sim J_f$ reste grand. Par contre $E_c - E_f$ est important, la densité de niveau $\omega(E_f, J_f)$ peut devenir très faible ou nulle puisqu'il sera difficile de trouver des états de spins élevés avec peu d'énergie d'excitation. Quantitativement, et en supposant un gaz de Fermi, on peut écrire que la densité de niveau pour un spin J_f est liée à la densité de niveau sans restriction de spin par la relation :

$$\omega(E_{\rm f}, J_{\rm f}) = \omega_0(E_{\rm f}) \exp \left[-\frac{\hbar^2 \left(J_{\rm f}(J_{\rm f} + 1) \right)}{2 \Im \tau} \right]$$

où \Im est le moment d'inertie et τ la température nucléaire. On voit que $\omega(E_{\rm f},J_{\rm f})$ devient très petit si τ est faible (τ correspond à $E_{\rm f}$ l'énergie d'excitation) et $J_{\rm f}$ grand.

On atteint ainsi dans le plan E = f(J) une ligne en dessous de laquelle on ne peut trouver de noyau résiduel. Une estimation grossière de cette ligne Yrast [29] est

$$E = \frac{J(J+1)\,\hbar^2}{2\,\Im}$$

en calculant que l'énergie disponible est toute sous forme de rotation d'un corps de moment d'inertie \Im . La figure 6 est une illustration [30] des cascades de désexcitation dans le plan (E, J).

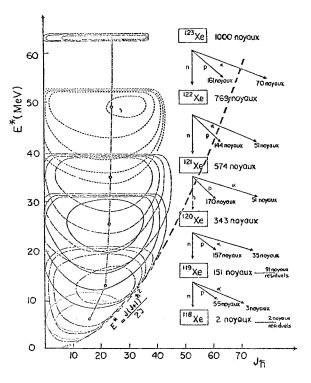


Fig. 6. — Schéma de la désexcitation d'un noyau composé disposant d'une large population de moments angulaires.

Il existe de nombreux travaux qui ont tenté d'atteindre cette ligne. Elle est en effet intéressante d'abord en tant que concept à vérifier, et il est clair que sa forme dépend de certaines propriétés des noyaux excités (rigides, mous, superfluides, somme de particules individuelles, mélange de phases). En second lieu, la désexcitation au niveau de cette ligne est un phénomène nouveau. Puisque l'émission de nucléons devient presque impossible, la désexcitation par rayonnement électromagnétique reprend de l'importance dans la compétition $\Gamma_n/\Gamma\gamma$. Des niveaux de haut spin sont atteints et l'étude de leur désexcitation par cascade de rayonnements y multipolaires est une nouvelle voie ouverte vers la connaissance d'états quantiques des noyaux. Les réactions (ions lourds, xny) ont donc intéressé les spectroscopistes depuis une dizaine d'années et la littérature sur ce sujet est très abondante. Je signalerai surtout les tentatives récentes d'examen de la région juste au-dessus de la ligne Yrast. Ward, Diamond et al. [31] ont étudié des réactions (B, xn), (Ne, xn) et (Ar, xn) conduisant à des noyaux composés de terres rares. Ils ont trouvé que les rayonnements y doivent enlever environ 10 MeV et 20 h et que ceci a lieu par une cascade régulière de rayonnements de multipolarité 2 indiquant surtout des bandes de rotation dans cette région, alors qu'aucun état individuel ne donne de pic observable dans le spectre y. Avec les ions argon, la population de la bande observée pour l'état fondamental entre au spin 18. Les effets collectifs sont donc très importants dans cette désexcitation et les espoirs de trouver des

C5-48 M. LEFORT

états isomériques de très hauts spins figés le long de cette ligne Yrast [29] semblent faibles.

Depuis qu'on dispose d'ions de masses élevées (Ar, Ca), on peut espérer atteindre directement la ligne Yrast au moment de la formation du noyau composé. Il y a là un champ d'investigation presque vierge qui est de savoir comment ces noyaux se désexcitent.

ii) La seconde direction est l'observation de la compétition entre l'émission de particules et la fission. On sait que le moment angulaire élevé favorise la fission lorsqu'il est perpendiculaire à l'axe principal de déformation du noyau sur le point de fissionner (point selle). On a observé cet accroissement de la probabilité de fission dans la région des terres rares [32] et plus récemment [33] pour des noyaux plus légers de masse voisine de 100. La théorie de Halpern et Strutinski [34] rend bien compte de cet effet en montrant que la barrière de fission d'un noyau en rotation est abaissée par le fait que pour le même moment angulaire l'énergie de rotation d'une sphère est plus grande que celle d'un ellipsoïde puisque le moment d'inertie est plus petit

$$\left(E_{\rm rot} = \frac{J(J+1)}{2^{3}}\right) .$$

Par conséquent, l'énergie potentielle au point selle est moins accrue par l'énergie centrifuge que pour le noyau sphérique. La différence $B_{\rm f}$ entre le potentiel du noyau sphérique et celui du noyau déformé est amoindrie. Cependant ceci n'est vrai que si les noyaux fissionnent dans un plan perpendiculaire au moment angulaire donc approximativement dans les plans contenant le faisceau.

Des mesures de rapport $\frac{\Gamma_{\rm f}}{\Gamma_{\rm n} + \Gamma_{\rm f}}$ on peut tenter d'estimer si le temps nécessaire pour que les noyaux s'alignent dans ces plans pour fissionner est plus petit ou plus grand que le temps nécessaire pour que les autres voies, même moins favorisées par la grande valeur de J, s'ouvrent vers la désexcitation produisant des noyaux résiduels.

La fission de noyaux moyens devient accessible et peut être étudiée avec précision.

iii) Production de noyaux déficients en neutrons.

Ces études ont une importance que j'ai déjà soulignée à Aix [35] pour la production de nouveaux noyaux, puisque tout noyau composé fissionnant n'a plus aucune chance de produire un noyau résiduel déficient en neutrons.

De même, les grands moments angulaires favorisent l'émission de particules α . Les conséquences des études des compétitions $\Gamma_{\alpha}/\Gamma_{\rm n}$, $\Gamma_{\rm p}/\Gamma_{\rm n}$, $\Gamma_{\rm f}/\Gamma_{\rm n}$ sont donc importantes pour l'évaluation des possibilités offertes par les réactions de noyaux composés induites par ions lourds de A supérieur à 40 pour produire de nouveaux isotopes très déficients en neutrons selon la voie (I.L, xn). De toute façon, plus x sera grand,

plus on descendra à des sections efficaces inférieures au milibarn. Compte tenu des faibles épaisseurs efficaces des cibles pour les ions lourds ralentis sur des parcours très limités, on devra s'ingénier à irradier avec des faisceaux très intenses sans détruire les cibles. Contrairement à une opinion souvent répandue, selon laquelle la production de nouveaux isotopes peut se faire avec des faisceaux intenses mais de mauvaise qualité, on aura de plus en plus besoin de bonnes émittances et de possibilités de pulsation contrôlée du faisceau. En effet, les produits de réaction ont des durées de vie courtes. Leur détection et leur identification nécessitent des dispositifs en ligne, pour lesquels un faisceau divergent est à bannir. Les mesures de périodes entre les impulsions de faisceau, la collection avec des systèmes élaborés comme les jets d'hélium ou les spectromètres de masse, la mise en évidence de nouveaux modes de radioactivité telle la radioactivité par émission de protons qui nécessite des installations de comptage en coïncidence avec les paquets de faisceau, tout cela rapproche des conditions d'étude des diffusions, sauf en ce qui concerne les besoins en haute résolution en énergie.

4. Perspectives à long terme de l'utilisation des ions lourds pour explorer la matière nucléaire. — Dans le paragraphe précédent, on n'a fait que survoler la plupart des chapitres actuels de la physique nucléaire par ions lourds et envisager leur prolongement naturel. Quels domaines nouveaux ou à peine abordés jusqu'ici peut-on imaginer maintenant? Il s'agit là d'un exercice plus délicat qui ressemble plus à des spéculations politiques qu'à une analyse scientifique.

L'avenir des ions lourds nous conduira sans aucun doute à de nombreuses surprises non prévues, si les accélérateurs projetés sont construits.

Puisqu'un groupe de travail s'est penché pendant un an sur la perspective en physique nucléaire [36], pourquoi ne pas suivre le plan de la partie intitulée Nouveaux horizons.

4.1 EXTENSION DU DOMAINE DES NOYAUX CONNUS. — Les ions lourds peuvent apporter une contribution importante pour la production de noyaux exotiques loin de la vallée de stabilité.

Pour les noyaux très déficients en neutrons, l'utilisation de projectiles tels ⁴⁰Ca, ⁵⁸Ni, ⁶⁴Zn, déjà assez pauvres en neutrons, sur des cibles diverses conduit à des noyaux composés déjà très déficients en neutrons. A titre d'exemple, on a déjà travaillé à Orsay sur des noyaux composés de ¹⁸⁸Pb, alors que le plus léger plomb connu est ¹⁸⁶Pb, découvert récemment par réaction (Ar, xn).

De nombreuses zones très intéressantes méritent d'être explorées, soit en raison du mode de désintégration des noyaux susceptibles d'être formés (radioactivité α des tellures légers, ou par protons diffusés, ou par double proton) soit en raison des propriétés très inhabituelles attendues pour ces noyaux

(supermous, déformés oblates). La figure 7 reproduit les estimations de création des noyaux des terres rares dans une région intéressante. On peut aussi penser aux noyaux bulles dans la région du mercure 184 [50].

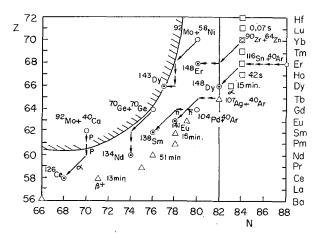


Fig. 7. — Prévision de production d'isotopes déficients en neutrons dans la région des terres rares [réf. 35].

Malheureusement des limites existent qui sont dues surtout soit à l'importance croissante de la fission, soit à la largeur accrue d'émission de protons quand l'énergie de liaison du proton devient de plus en plus faible alors que celle du neutron augmente.

Pour les noyaux riches en neutrons, les réactions d'échange de nucléons permettent dans certains cas d'agglomérer au projectile plus de neutrons que de protons et ceci surtout si la cible a elle-même un rapport N/Z élevé. C'est ainsi que Volkov et al. [23] ont découvert de nombreux isotopes riches en neutrons d'éléments légers jusqu'au silicium.

Enfin je rappellerai sans insister outre mesure les espoirs de création d'éléments superlourds, par fusion d'une cible lourde et d'un projectile assez lourd de façon à sauter le bras de mer d'instabilité au voisinage de Z=107 et à atteindre Z=110. On peut être assez pessimiste étant donné qu'aucune tentative n'a réussi. Citons les réactions (84 Kr + 208 Pb), (84 Kr + 232 Th), (84 Kr + 238 U), (40 Ar + 248 Cm), tentées à Orsay, ainsi que les réactions (Ge + U), (Xe + Ta) tentées à Dubna, (Ar + 248 Cm) et récemment (84 Kr + 238 U) à nouveau tentée à Berkeley.

De plus, on a pu montrer que la fusion est impossible ou de très faible importance, tant qu'on n'apporte pas une énergie bien supérieure à la barrière d'interaction [37] (1). Mais si l'énergie de bombardement est très élevée, l'énergie d'excitation qui en résulte conduit avec une probabilité totale à la fission du noyau composé si difficilement formé.

On a pensé que les échanges de gros agrégats pourraient remplacer la fusion défaillante. Il faut cependant remarquer que lorsqu'un projectile échange

(1) Wolf, K., Huizenga, J. R., communication personnelle.

des nucléons avec une cible de thorium, le fragment léger issu de l'interaction est généralement plus riche en neutrons que le N/Z de la stabilité, ce qui conduit à un ensemble pénétrant dans la cible plutôt déficient en neutrons. Cette constatation est décevante car on sait que les éléments superlourds les plus stables ont un rapport N/Z supérieur à celui des cibles les plus favorables tel $^{248}_{96}$ Cm, et qu'il faudrait au contraire un projectile enrichi en neutrons.

4.2 Vers une macrophysique nucléaire. — Les travaux théoriques de Swiatecki [38], de Strutinsky [39] et tout récemment ceux de Dietrich, K. (communication personnelle) ont tenté de corriger le modèle de la goutte liquide et de lui insuffier la rigueur des modèles microscopiques. Cette remise à la mode du modèle macroscopique de Bohr et Wheeler vient bien à propos puisque aussi bien les résultats de fission que ceux sur la fusion entre deux noyaux complexes montrent que l'on peut atteindre des propriétés d'ensemble (et pas de nucléons individuels) de la matière nucléaire telles que la compressibilité, la viscosité, la forme, la densité.

L'avantage que présente l'étude de la fusion entre deux noyaux complexes par rapport à la fission d'un noyau lourd en deux fragments est le suivant.

La fission se développe à partir d'un état de déformation critique appelé point-selle, dont on peut tenter de calculer les paramètres mais qui est expérimentalement inaccessible. Au contraire, les conditions initiales des deux noyaux de fusion sont parfaitement définies : masses-énergie. Une analyse complète et précise des données recueillies sur le produit de réaction — section efficace de fusion, non-fusion, modes de désexcitation du ou des noyaux finaux, etc. — devrait permettre plus facilement d'obtenir des informations sur les propriétés de la matière nucléaire.

Par exemple, on se pose depuis trente ans le problème de savoir si entre le point selle et la scission la descente a lieu avec ou sans viscosité, autrement dit, si le mouvement suivant le degré de liberté de déformation allant jusqu'à la rupture du col a lieu sans aucune dissipation d'énergie vers des excitations de niveaux intrinsèques. La théorie statistique de Fong [40] dit que l'abaissement d'énergie potentielle passe entièrement en excitation interne (viscosité maximale), celle de Nix [41] dit que le mouvement est adiabatique et suffisamment lent le long de l'axe de déformation pour que la forme s'adapte à chaque instant et que la matière nucléaire conserve sa superfluidité. On ne sait toujours pas si la viscosité existe.

Les expériences récentes du groupe de Dubna sur la grande dissipation d'énergie qui apparaît au cours du transfert de nucléons entre Ar et Th sont interprétées par Beck et Gross [42], par Sperber et Siemens (communication personnelle), comme mettant en évidence des forces de friction importantes le long des trajectoires des projectiles au sein de la matière nucléaire des cibles. Ces auteurs écrivent des équations

C5-50 M. LEFORT

du mouvement contenant, comme les équations de dynamique des fluides, un terme de viscosité, terme proportionnel à la vitesse avec un coefficient ajusté de façon à rendre compte de la dissipation d'énergie mesurée expérimentalement. De même, les résultats que nous avons obtenus à Orsay sur les limites de fusion [28] et même sur la « barrière de fusion » qui interdit jusqu'à plus de 60 MeV au-dessus du seuil d'interaction la formation d'un noyau composé de krypton et de bismuth [37], sont exploités par Gross [42], par Mosel [43] et par Bass [44].

L'idée qui préside est que l'énergie cinétique du projectile qui apparaît dans le mouvement collectif des nucléons pénétrant dans la zone diffuse du noyau cible est dissipée en apparaissant dans d'autres degrés de liberté. La courbe de potentiel schématique de la figure 8 illustre cet effet. Le frottement, observation macroscopique, pourrait être relié à la partie imaginaire du potentiel, ou aux sauts d'énergie au croisement des niveaux individuels lors d'une approche non adiabatique — description microscopique.

Autre observation étonnante, la difficulté pour les ions krypton et les cibles de germanium de masse approximativement égales de former un noyau

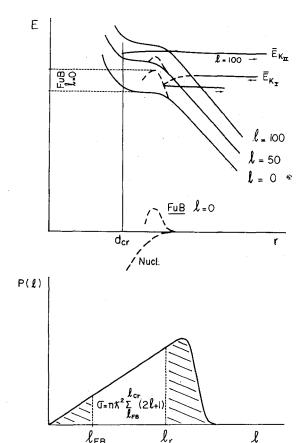


Fig. 8. — Schéma du potentiel d'interaction entre deux noyaux lourds. Si la distance critique est atteinte, un noyau de fusion est formé. Mais dans la zone précédant cette approche, la viscosité fait perdre de la vitesse aux nucléons incidents de façon d'autant plus importante que le choc est plus frontal. Ceci peut être figuré sous forme d'un potentiel répulsif additionnel.

composé [45]. De plus, lorsque ce noyau est formé, il a des propriétés de désexcitation différentes de celle du même noyau composé formé par ions argon. Tout se passe comme si les ondes partielles de lh les plus faibles ne conduisaient pas à la fusion, contrairement à ce qui paraît le plus évident pour des projectiles plus légers. S'agit-il d'un effet de compressibilité de matière nucléaire ? Greiner [46] a récemment souligné l'importance d'un concept de macrophysique très important en matière condensée, celui de la vitesse du son et de l'onde de choc qui apparaît si la vitesse du mouvement dépasse cette vitesse du son. N'y a-t-il pas déjà un effet de répulsion pour les ondes frontales du projectile sur la cible dû à l'apparition d'une onde de choc entre les deux gros morceaux de matière nucléaire?

Les vitesses actuellement mises en jeu paraissent cependant faibles et il serait certainement fondamental de disposer de 20 à 100 MeV/A pour ces recherches.

De même, l'importance des réactions très inélastiques croît avec l'énergie et le domaine de 15 à 50 MeV/A permettra d'étudier plus correctement ces phénomènes, et peut-être d'opérer des bouleversements plus importants encore.

Fission coulombienne.

On a dit qu'une des difficultés pour comprendre la fission provenait de la méconnaissance du point selle et de l'ensemble des déformations au col. On peut penser beaucoup mieux définir la déformation si elle était induite par un champ coulombien extérieur au noyau, comme cela a été proposé par Guth et Wilets [47]. En effet, parmi les excitations de modes collectifs variés, l'interaction coulombienne à distance créée par l'approche d'un ion lourd de Z élevé à une énergie en dessous du seuil de réaction nucléaire, peut déformer le noyau cible et provoquer sa fission, sans transfert de matière nucléaire. On peut imaginer suivre ainsi pas à pas au cours de l'accroissement du potentiel en z_1 z_2 e^2/r , le passage de l'état fondamental au point de déformation critique le plus bas.

Le calcul a été fait pour décrire l'excitation des états de vibration par le champ électrique. L'avantage du processus est qu'il est certainement lent et adiabatique par rapport aux excitations intrinsèques et que le calcul de la probabilité d'excitation des états vibrationnels peut être fait correctement. Mais il faut probablement le Z du xénon pour induire la fission coulombienne sur l'uranium. Pour le moment, la seule tentative faite avec le krypton a échoué comme on pouvait s'y attendre [48]. L'induction de la fission sur des noyaux froids de divers paramètres de fissilité entre l'uranium et le californium et surtout l'accroissement de probabilité de fission spontanée par l'approche d'un ion lourd pour des noyaux comme ²⁵²Cf ou ²⁵⁶Fm révélera certainement d'intéressants résultats.

4.3 SPECTROSCOPIE DES EXCITATIONS COMPLEXES. — On a déjà parlé de l'utilisation des transferts d'agré-

gats pour obtenir des informations spectroscopiques dans le prolongement des nombreux travaux sur ce sujet.

Il est déjà clair que pour certains états nucléaires les structures en agrégats jouent un rôle prédominant, comme cela a été montré pour les corrélations alpha et le modèle des quartets [50].

L'interprétation des maxima et minima dans la dépendance de la probabilité de diffusion élastique en fonction de l'énergie pour les interactions ¹²C + ¹²C, ¹²C + ¹⁶O et ¹⁶O + ¹⁶O a conduit à penser que les deux noyaux forment un système moléculaire et que des états d'énergie particuliers apparaîtraient dans ce système. L'observation des mêmes phénomènes pour ⁴⁰Ca + ⁴⁰Ca, même s'ils sont atténués par l'augmentation de masse, serait une confirmation de cette interprétation.

D'une façon plus générale, je voudrais terminer en insistant sur le besoin de faisceaux d'ions de masses moyennes entre A=12 et A=40 à des énergies les plus précises possibles entre 10 et 100 MeV/A. En effet, ceci correspond aux vitesses des protons de 10 à 100 MeV ou de particules α de 40 à 400 MeV, grâce auxquelles l'interaction directe a pris tant d'importance parmi les interactions nucléaires induites par ions légers. Et surtout, grâce aux synchrotrons comme le Bevalac, des ions lourds de plusieurs GeV par nucléon seront bientôt disponibles. Les expériences effectuées jusqu'ici à Berkeley et à Princeton montrent que le projectile lourd agit un peu comme une chevrotine, c'est-à-dire comme un ensemble de A nucléons, les-

quels traversent le noyau cible et conservent approximativement l'impulsion initiale. Peut-être l'énergie est-elle trop élevée pour que ce soit la masse de l'ensemble en cohésion qui produise une interaction et on peut se demander si un ion 14N de 2 GeV/A n'est pas la même chose que 7 protons et 7 neutrons de même énergie. Les résultats sont jusqu'ici obtenus avec des faisceaux peu intenses et il faut se garder de conclure. Cependant, l'énergie intermédiaire de 20 à 100 MeV/A est peut être plus favorable pour exciter une onde de choc, pour modifier localement la densité de matière nucléaire, éventuellement créer un noyau bulle. Enfin, l'étude de la matière hadronique par des ions lourds de 100 MeV/A pourrait être une perspective encore plus spéculative. La production cohérente de pions et les effets de compression sur l'excitation des nucléons serait peut être observés. On pourra vérifier si l'énergie est absorbée collectivement pour créer ces pions puisque chaque nucléon n'apporte pas assez d'énergie cinétique individuellement pour créer un pion. En tout état de cause, il paraît très utile de ne pas laisser un fossé entre les ions lourds de 10 à 15 MeV/A qui seront disponibles à Darmstadt dans un an et les ions lourds relativistes de plusieurs GeV/A. Et finalement, ce simple argument de routine vaut peut être autant que bien des spéculations sur l'horizon 80 de la physique des ions lourds qui sera sans doute très différent de ce que nous entrevoyons aujourd'hui. Mais les préparatifs de voyage, même s'ils se révèlent inutiles, ne sont-ils pas déjà un des agréments du voyage lui-même ?

Bibliographie

- [1] Rapport GANIL, juillet 1973, CEA-IN₂P₃.
- [2] Ad Hoc Pannel on Heavy Ion Accelerators, NRC, Washington, AEC Report COO-3368-4 (1974).
- [3] VAVILOV, P. V., Sov. Phys. JETP 5 (1957) 749.
- [4] Seltzer, S. M., Berger, M. J., Studies in Penetration of Charged Particles in Matter, NAS, NRC, 1133 (1964).
- [5] NORTHCLIFFE, L. C., SCHILLING, R. F., Nuclear Data 7 (1970) 233.
- [6] ALONSO, J. R., HARVEY, B. G., LBL 1698 Rev. (1973).
- [7] Вімвот, R., Journées de Physique Théorique, IPN Orsay, Aussois, avril (1974).
- [8] BROMLEY, D. A., School Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Varenna (juin 1967).
- [9] BROGLIA, R. A., LANDOWNE, S., WINTHER, A., Phys. Lett. 40B (1972) 293.
- [10] DA SILVEIRA, R., Phys. Lett. 45B (1973) 211.
- [11] FORD, K. W., WHEELER, J. A., Ann. Phys. 7 (1959) 287.
- [12] BARNES, C. A., DYER, P., DWARAKANATH, M. R., WEISSER, D. G., MORGAN, J. F., Calif. Inst. of Technology Report (1974).
- [13] DIETRICH, K., Phys. Lett. 32B (1970) 428.
- [14] HOLM, H., GREINER, W., Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 404.
- [15] ALDER, K., WINTHER, A., Coulomb Excitation (Academic Press) 1966.
- [16] STELSON, P. H., McGOWAN, F. K., Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 163.
- [17] BROGLIA, R. A., WINTHER, A., Phys. Report C 4 (1972) 153.

- [18] MORRISSON, G. C., J. Phys. C5 33 (1972) 119.
- [19] Brink, D., Phys. Lett. 40B (1972) 37.
- [20] POUGHEON, F., ROUSSEL, P., COLOMBANI, P., DOUBRE, J., ROYNETTE, J. C., Nucl. Phys. A 193 (1972) 305.
- [21] REHM, K. E., HENNING, W. et al., Phys. Lett. B 46 (1973) 353.
- [22] KAUFMANN, R., WOLFGANG, R., Phys. Rev. 121 (1960) 192.
- [23] ARTUKH, A. G. et al., Nucl. Phys. A 176 (1971) 284; Nucl. Phys. A 211 (1973) 299; Nucl. Phys. A 215 (1973) 91.
- [24] GALIN, J., GATTY, B., LEFORT, M., PÉTER, J., TARRAGO, X., BASILE, R., Phys. Rev. 152 (1969) 1267, Nucl. Phys A 159 (1970) 461.
- [25] COLOMBANI, P., J. Physique Collq. 35 (1974) C5-74.
- [26] GATTY, B., GUERREAU, D., TARRAGO, X., CAUVIN, B., GIRARD, J., NIFENECKER, H., J. Physique Lett. 35 (1974) 117.
- [27] LEFORT, M., J. Phys. A 7 (1974) 107.
 - LEFORT, M., LE BEYEC, Y., PÉTER, J., Riv. Nuovo Cimento 4 (1974) 79.
- [28] LEFORT, M., LE BEYEC, Y., PÉTER, J., Conférence de Nashville sur les réactions entre noyaux complexes (juin 1974).
- [29] GROVER, J. R., GILAT, J., Phys. Rev. 157 (1967) 802;
- HILLMAN, M., GROVER, J. R., *Phys. Rev.* **135** (1964) B 669. [30] BRUN, C., GATTY, B., LEFORT, M., TARRAGO, X., *Nucl.*
- Phys. A 116 (1968) 117. [31] WARD, D., STEPHENS, F. S., NEWTON, J. O., Phys. Rev.
- [31] WARD, D., STEPHENS, F. S., NEWTON, J. O., Phys. Rev Lett. 19 (1967) 1247.

C5-52

- [32] SIKKELAND, T., Phys. Rev. 135B (1964) 669.
- [33] Cabot, C., Ngô, C., Péter, J., Tamain, B., Nucl. Phys. sous presse.
- [34] HALPERN, I., STRUTINSKY, V. M., Proc. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 15 P/1513, 408 (1958).
- [35] Lefort, M., J. Phys. C5 33 (1972) 73.
- [36] Rapport de Prospective en Physique Nucléaire CEA-IN₂P₃ (avril 1974).
- [37] LEFORT, M., NGÔ, C., PÉTER, J., TAMAIN, B., Nucl. Phys. A 216 (1973) 166.
- [38] MYERS, W. D., SWIATECKI, W. J., Nucl. Phys. 81 (1966) 1.
- [39] STRUTINSKY, V. M., Nucl. Phys. A 122 (1968) 1.
- [40] Fong, P., Phys. Rev. 102 (1956) 434.

- [41] Nix, J. R., Swiatecki, W. J., Nucl. Phys. 71 (1965) 1.
- [42] BECK, R., GROSS, D. H. E., Phys. Lett. 47B (1973) 143; GROSS, D. H. E., KALINOWSKI, H., Phys. Lett. 48B (1974) 302.
- [43] Mosel, U., XIIth International Winter Meeting on Nuclear Physics (Villars) 1974.
- [44] Bass, R., Phys. Lett. 47B (1973) 139.
- [45] GAUVIN, H., HAHN, R. L., LE BEYEC, Y., LEFORT, M., IPNO-RC-74-03 (1974).
- [46] SCHEID, W., MÜLLER, H., GREINER, W., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 741.
- [47] GUTH, E., WILETS, L., Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 30.
- [48] Ngô, C., Péter, J., Tamain, B., Nucl. Phys. A 221 (1974) 37.
- [49] FARAGGI, H. et al., Ann. Phys. (N. Y.) 66 (1971) 905.
- [50] NILSSON, S. G., NIX, J. R., MÖLLER, P., Preprint (nov. 1973).