

RÉACTIONS (p, xn) ET ÉVAPORATION NUCLÉAIRE (1) (*)

RUI DA SILVEIRA

RÉSUMÉ — Le formalisme du modèle statistique est appliqué à l'étude de la désexcitation des noyaux issus du bombardement de *Bi*, *Au* et *Tb* par des protons d'énergies comprises entre 50 et 155 MeV.

En partant du modèle d'interaction de Serber, on calcule, d'une part, les rendements des isotopes formés par réactions (p, xn) — *Bi*, *Tb* — d'autre part, le spectre d'évaporation de particules alpha — *Bi*, *Au*. Outre l'approximation de Jackson, nous examinons d'une façon détaillée l'émission de particules chargées, en utilisant la méthode de Montecarlo.

Les valeurs calculées sont comparées aux données expérimentales et l'on propose quelques modifications dans le calcul de l'évaporation.

INTRODUCTION

L'objet du travail qui va être exposé est de comparer, d'une part, les résultats expérimentaux obtenus sur les réactions (p, xn) induites par des protons de 50 à 155 MeV sur des cibles de noyaux lourds ou moyens et, d'autre part, les essais de calculs qui peuvent être effectués en se basant sur le modèle de réaction en deux étapes (1): *interaction directe suivie de l'évaporation des noyaux excités*. On sait que ce modèle consiste à considérer d'abord les interactions *rapides* nucléon-nucléon, à déduire du libre parcours moyen des nucléons dans la matière nucléaire la distribution en énergie et en angle des nucléons projetés hors du noyau. Le départ de ces particules «immédiates» laisse le noyau dans un état excité et, à la distribution des énergies cinétiques des particules sortantes, correspond une distribution des énergies d'excitation des noyaux résiduels. A ce stade intervient un deuxième processus, *lent*, au cours duquel l'énergie répartie statistiquement

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris (Orsay) pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences Physiques.

(*) Reçu le 20 janvier 1965.

sur tous les nucléons peut se trouver concentrée sur un seul nucléon ou groupe de nucléons. Le noyau excité évapore une particule. En raison des énergies d'excitation élevées, le noyau restant est encore suffisamment excité pour émettre une deuxième, puis une $n^{\text{ème}}$ particule avant d'atteindre un niveau d'excitation pour lequel la désexcitation par émission gamma devient compétitive.

La première partie des interactions a été traitée par la méthode dite «de Montécarlo» par divers auteurs. Les calculs les plus élaborés, effectués pour trois dimensions, sont dus à METROPOLIS *et al* (2), puis, dans un travail plus récent, à CHEN *et al.* (3). Rappelons seulement ici que dans ces calculs, les chocs de la particule incidente avec les nucléons sont traités dans le cadre de «l'approximation de l'impulsion» selon une méthode initiée par GOLDBERGER (4). Cette méthode consiste à suivre étape par étape le développement des cascades intranucléaires en choisissant au hasard les conditions cinématiques des chocs et en répétant le calcul un grand nombre de fois pour lui donner une signification statistique. Les paramètres décisifs sont la profondeur du puits de potentiel, sa forme, le libre parcours moyen qui dépend des sections efficaces élémentaires de diffusion $p-p$, $p-n$ et $n-n$, et la section efficace inélastique totale. Ces calculs nous fournissent la distribution des énergies d'excitation après chaque type d'interaction directe (P, N) ($P, 2N$) (P, P) (P, PN), etc. ... et la proportion de noyau composé (P, γ). Nous avons utilisé les résultats plus détaillés fournis par G. FRIEDLANDER à partir du programme METROPOLIS *et al.* Quelques données plus récentes nous ont été communiquées par FRAENKEL et MILLER pour le calcul selon le nouveau modèle (5) de puits de potentiel à bord diffus tenant compte de la réflexion et de la réfraction à l'entrée et à la sortie du noyau.

Le deuxième stade de la réaction nucléaire consiste en l'évaporation de ces noyaux excités. C'est sur ce point que porte une grande partie de ce mémoire car nous avons repris les diverses méthodes de calcul de chaîne d'évaporation effectuées jusqu'ici et nous avons proposé des modifications importantes dans le but de rendre compte des résultats expérimentaux. L'étude de la désexcitation d'un noyau très excité peut être menée par des méthodes statistiques, si nous supposons qu'un très grand nombre d'états peuvent être excités lors de sa formation, et que les transitions possibles peuvent elles aussi conduire à plusieurs niveaux du noyau résiduel.

WEISSKOPF (6) d'abord, et plusieurs auteurs ensuite, ont déduit l'expression qui gouverne l'émission de n'importe quel type de particule préexistant dans le noyau.

D'après lui, la probabilité par unité de temps pour qu'un noyau d'énergie d'excitation E émette une particule de spin s et de masse m avec une énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$ est:

$$(1) \quad P(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2s + 1}{\pi^2 (h/2\pi)^3} m \sigma(\varepsilon) \varepsilon \frac{\omega(E - B - \varepsilon)}{\omega(E)} d\varepsilon$$

où

$\omega(E)$	est la densité de niveaux du noyau de départ.
$\omega(E - B - \varepsilon)$	est la densité de niveaux du noyau résiduel.
B	est l'énergie de liaison de la particule émise.
$\sigma(\varepsilon)$	est la section efficace d'absorption de la particule par le noyau résiduel, en vue de former le noyau de départ dans l'état initial d'énergie d'excitation.

Remarquons que l'établissement de cette équation n'implique que des considérations statistiques. Cependant, un modèle bien défini est nécessaire pour expliciter la densité de niveaux. Avec ce formalisme de base, on va pouvoir calculer la probabilité pour qu'un noyau issu de la phase d'interaction directe avec une certaine énergie d'excitation émette un nombre déterminé de neutrons. Le nombre de neutrons émis directement y , plus ceux évaporés j , détermine alors la masse du produit final. Ce schéma est le point de départ du calcul d'une section efficace particulière.

Considérons en effet dans la réaction $Bi^{209}(p, xn)Po^{202}$ un des termes contribuant à la section efficace totale de production de l'isotope 202 du polonium. Soit $P_1(E, N) dE$ la probabilité de formation par interaction directe d'un noyau de Po^{209} disposant d'une énergie d'excitation comprise entre E et $E + dE$, et soit $P_2(E, 7n)$ la probabilité d'évaporation à partir de ce noyau de sept neutrons.

Le terme recherché se calculera alors en écrivant:

$$\sigma[Bi^{209}(p, xn)Po^{202}] = \sigma_{in} \int_{E_1}^{E_2} d\sigma = \sigma_{in} \int_{E_1}^{E_2} P_1(E, N) \cdot P_2(E, 7n) dE$$

Les limites d'intégration comprendront toute la région où P_1 et P_2 sont différents de zéro (fig. 2).

Les résultats expérimentaux comparables aux calculs portent sur deux types d'informations:

a) En premier lieu, nous avons mesuré les sections efficaces de formation d'isotopes de polonium issues des interactions de protons

de diverses énergies et de noyaux de bismuth. Des données obtenues par d'autres auteurs sur le terbium (7) seront également utilisées. Les sections efficaces des polonium peuvent être comparées par exemple au calcul de la somme de toutes les combinaisons possibles des réactions $(P, \gamma N, jn)$ pour lesquelles γ neutrons sont projetés par interaction directe et j neutrons évaporés, avec la somme $(\gamma + j)$ égale à la différence entre le nombre A de l'isotope mesuré et le nombre A du noyau composé $(Bi + p) = {}^{210}Po$.

b) Mais nous avons également utilisé pour la comparaison avec les calculs les spectres en énergie des particules α mesurés par MUTO *et al.* (8) et par DUBOST *et al.* (9). Le choix de valeurs correctes pour les paramètres intervenant dans le calcul des probabilités d'évaporation de neutrons et de particules chargées est ainsi contrôlé par la nécessité d'obtenir un accord entre les spectres expérimentaux et les spectres calculés.

CHAPITRE I

METHODES EXPERIMENTALES ET RESULTATS

A — CONDITIONS D'IRRADIATION

1 — PREPARATION DES CIBLES

Les lames utilisées comme cibles étaient laminées à partir de lingots de bismuth, spécialement préparé par fusion du bismuth sous un courant d'azote pour éviter l'oxydation, et en le refroidissant brutalement dans l'azote liquide. Le lingot ainsi obtenu est facilement laminable en feuilles. Chaque cible avait une surface de $15\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ et une épaisseur variant, suivant leur masse, entre 0,1 et 0,15 mm. La pureté du bismuth employé, préparé par la méthode de zone fondue, est de 99,99%.

2 — IRRADIATIONS

Toutes nos cibles ont été irradiées au synchrocyclotron à protons de la Faculté des Sciences à Orsay. L'intensité du faisceau, dont l'énergie maximale est 155 MeV, peut atteindre plusieurs microampères.

2.1 — Irradiation interne

Le tracé des fonctions d'excitation dans toute la région d'énergie en dessous de 155 MeV, a été possible grâce à l'utilisation du faisceau interne. Le point de fusion du bismuth étant relativement bas, nous avons dû prendre des précautions particulières pour éviter la déformation des cibles par la chaleur dégagée. Pour diminuer l'intensité du flux de protons reçu par la cible, nous avons utilisé un écran

d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur et débordant la cible de bismuth de 3 mm. Le bord de l'écran est placé à une distance r du centre de la chambre d'accélération, qui définit, avec l'induction magnétique B , l'énergie des protons. Il faut toutefois remarquer que l'énergie nominale ainsi définie n'est pas exactement celle des protons qui frappent la cible. En raison des oscillations de phase et oscillations bêtatroniques, la plage irradiée reçoit des protons qui, provenant d'orbites différentes, présentent une certaine dispersion en énergie. Ce phénomène a fait l'objet au laboratoire d'une étude expérimentale détaillée sur le faisceau du synchrocyclotron (10, 11). Nous retiendrons les conclusions suivantes:

1) Si l'on irradie sans écran, entre 60 et 120 MeV, l'énergie reçue par la cible est en moyenne 8% inférieure à la valeur définie par la distance du bord au centre de la chambre.

2) Lorsqu'on utilise un écran, la cible, qui se trouve en retrait, reçoit un flux beaucoup plus faible de protons, mais leur énergie est mieux définie que précédemment, et décalée d'environ 10% par rapport à l'énergie nominale qui correspondrait au produit Br .

2.2 — Irradiation externe

L'irradiation à l'extérieur de la machine permet l'utilisation d'un faisceau extrait bien défini en énergie, mais moins intense. La cible est placée sur la section droite du faisceau dans la zone du flux principal de protons. Cette région est repérée par autoradiographie d'une plaque d'aluminium irradiée.

3 — MONITORAGE

La détermination absolue des sections efficaces a été effectuée en plaçant contre la cible une deuxième cible de graphite ou d'aluminium. Nous avons utilisé deux réactions, dont les sections efficaces ont été récemment l'objet d'une redétermination précise (12). La première, $C^{12} (p, 3p3n) Be^7$, induite dans le graphite, a été choisie pour la zone d'énergie de 50 à 80 MeV. Au delà de 80 MeV, nous nous sommes servis de la réaction $Al^{27} (p, 3pn) Na^{24}$.

4 — PREPARATION DES SOURCES

Après irradiation, le bismuth était dissous dans 0,3 cm³ d'acide nitrique concentré et la solution étendue à 30 cm³ environ, par adjonction d'acide chlorhydrique 0,5 N saturé en hydrazine. Le dépôt spon-

tané de polonium sur lame d'argent peut être fortement accéléré en portant la température au delà de 50° C, ce qui est souvent nécessaire pour la mesure des isotopes à période courte. Le milieu réducteur de la solution, en empêchant l'oxydation des lames, améliore le rendement et permet l'obtention de sources bien adaptées à la mesure des émetteurs alpha. Suivant les besoins de chaque irradiation, nous obtenions par cette méthode plusieurs sources. Le rendement d'extraction était mesuré à l'aide de l'isotope 206 de période assez longue pour procéder à plusieurs dépôts successifs.

B — APPAREILLAGES DE MESURE

Les divers nucléides formés furent mesurés par leur activité α ou γ , à l'aide de dispositifs classiques.

Mesures α — L'activité α a été mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation à collection électronique de géométrie 2π . Le gaz de remplissage était un mélange d'argon et de 3% de gaz carbonique, à une pression de 4 atmosphères.

Mesures γ — Pour les mesures de spectrométrie gamma, nous avons utilisé un cristal de *INa* activé au thalium monté sur photomultiplicateur. L'étalonnage de l'efficacité avait été fait (12) pour différentes positions géométriques des sources par rapport au cristal, à l'aide de divers rayonnements γ (^{203}Hg , ^{198}Au , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{144}Pr , ^{209}At). Les impulsions, provenant soit du photomultiplicateur soit de la chambre, étaient analysées après amplification par un sélecteur d'amplitudes multicanaux.

C — RESULTATS

Si nous supposons que les cibles (Bi+moniteur) sont suffisamment minces pour qu'on puisse négliger la diminution du flux de protons incidents par les réactions nucléaires, la section efficace d'un isotope donné s'écrit:

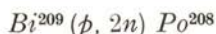
$$\sigma_{Po} = \sigma_M \frac{N_{Po}}{N_M} \frac{A_{Bi}}{A_M} \frac{P_M}{P_{Bi}}$$

σ_M est la section efficace du moniteur et N_M et N_{Po} , respectivement, le nombre d'atomes de ce dernier et de l'isotope en question. P_{Bi} , A_{Bi} et P_M , A_M désignent, pour les deux cibles, leurs poids et nombre atomique.

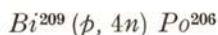
MESURE DES DIFFERENTS ISOTOPES

I — MESURES α

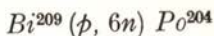
Les différents isotopes du polonium se désintègrent par émission alpha, ou par capture électronique, ou par les deux processus. Les mesures d'intensité du rayonnement X_K au moyen d'un scintillateur INa effectuées par BELL et SKARSGARD (13) ont pu conduire à d'importantes erreurs sur le nombre de désintégrations dans la mesure où leur détecteur ne fonctionnait pas dans 4π et la proportion d'électrons de conversion des désexcitations gamma n'est pas connue avec précision. Aussi, lorsque la mesure d'après l'embranchement α était impossible, nous avons recherché les rayonnements gamma soit du polonium soit des produits de filiation, pour lesquels la proportion est connue. La plupart des isotopes ont été mesurés par leur embranchement alpha. Les énergies des particules alpha étaient trop voisines, et nous avons donc construit des courbes de décroissances en comptant à chaque mesure le nombre total de désintégrations. L'identification de chaque isotope par sa période est alors obtenue par décomposition graphique de cette courbe. Étant donné les écarts importants entre les diverses périodes en présence, cette décomposition n'a pas posé de problème particulier.



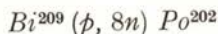
Le Po^{208} est un émetteur α 100% ($E = 5,21 \text{ MeV}$) qui décroît avec une période de 2,93 ans. Dans ce cas, nous avons attendu plusieurs mois pour faire nos mesures, ce qui permettait de négliger l'apport du rayonnement α dû au Po^{208} dont la période est de 9 jours.



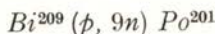
Plusieurs valeurs sont indiquées dans la littérature pour l'embranchement α de 5,2 MeV du Po^{206} . Les mesures effectuées au laboratoire par LÉ BEYEC (14) sur la proportion de particules α émises par rapport aux captures électroniques détectées à 90% à l'aide d'un cristal puits 4π ont conduit à une valeur d'embranchement de 5,5% que nous avons adoptées. La période est de 9 jours.



Le Po^{204} a une période de 3,8 heures. La seule indication dans la littérature sur l'embranchement α de cet isotope est assez grossière, $\sim 1\%$. LE BEYEC (14) a comparé la section efficace calculée avec cette valeur, avec celle qu'il obtient par la mesure du Bi^{204} issu de la capture électronique. Cette comparaison conduirait à un embranchement de 0,7%.

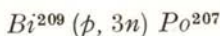


Le Po^{202} , dont la période est de 47 minutes, émet un rayonnement α de 5,61 MeV, qui correspond à 2% du nombre total de désintégrations.



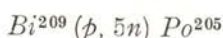
La période de cet isotope est de 17 minutes et l'embranchement α de 0,8% (15). Étant donné la période très voisine des isotopes de masse 200 (9 mn) et 199 (11 mn), nous n'avons pu mesurer le Po^{201} que dans la régions où l'apport de ces deux derniers était peu important. Postérieurement, la mesure des isotopes du polonium à période courte, depuis la masse 202 jusqu'à 196 a fait l'objet d'un travail de M^{me} BRUN et M. LEFORT (16). Les rendements de ces nucléides ont pu être mesurés à l'aide d'une chambre à détecteur solide, de meilleur pouvoir de résolution que la chambre d'ionisation.

2 — MESURES γ

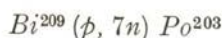


Le Po^{207} a une période de 5,6 heures et décroît par capture électronique (99%). Pour suivre la décroissance de cet isotope, nous avons dû éliminer les divers produits de filiation dont la richesse en rayonnement gamma rendait difficile la décomposition des spectres. Avant chaque mesure, nous faisons tourner la lame d'argent qui nous servait de source, dans une solution de NO_3H 0,5 N, pendant une minute environ. Le bismuth et le plomb passent rapidement et complètement en solution. L'intensité absolue des divers rayons γ qui composent le schéma de désintégration de cet isotope n'est pas connue. Nous avons fait nos mesures en utilisant le pic photoélectrique de 990 keV, qui est le plus intense de son spectre (17). La section

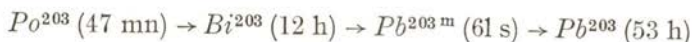
efficace obtenue semble indiquer que cette raie doit correspondre à peu près au nombre total de désintégrations.



Le Po^{205} , dont la période est de 1,8 heure, a été mesuré par son descendant, le Bi^{205} , obtenu par capture électronique 99,93%. Le Bi^{205} , dont la période est de 15 jours, a été mesuré en comptant l'ensemble des raies γ d'énergie 1,863 MeV, 1,777 MeV et 1,766 MeV, qui correspondent à 35,4% (18) du nombre total de désintégrations.



Le Po^{203} , dont la période est de 47 minutes, fut mesuré par son descendant, le Pb^{203} , issu de la filiation suivante:



Le Pb^{203} émet un rayonnement γ de 375 keV, qui correspond à 98% du nombre total de désintégrations. La correction due à la conversion interne est importante dans ce cas. Le coefficient de conversion total de ce γ en électrons K, L, etc., est 0,21 (19).

Dans le cas des mesures faites sur les descendants Bi^{205} et Pb^{203} , le calcul du nombre d'atomes de polonium, dont ces isotopes étaient issus, se rapportait non à l'heure où l'irradiation avait pris fin, mais au moment où la lame d'argent sur laquelle ce polonium s'était déposée quittait la solution. Le Bi^{205} et Pb^{203} provenaient de la décroissance des atomes de Po^{205} et Po^{203} existants sur la lame à ce moment-là. Le temps écoulé entre la fin de l'irradiation et la fin de la séparation n'était pas négligeable devant la période de ces deux isotopes.

3 — VALEURS DES SECTIONS EFFICACES ET PRECISION DES RESULTATS

Parmi les erreurs faites, nous distinguons celles qui sont particulières à chaque mesure et celles qui, étant systématiques, affectent l'ensemble des résultats. Nous énumérerons les plus importantes, mais nous ne tiendrons compte, dans une comparaison des résultats entre eux, que des erreurs accidentelles. Parmi ces dernières, celle portant sur la pesée des cibles est négligeable, le comptage du nombre de désintégrations conduit à une incertitude de 1 à 3%, de même que

(p, 6n) Po²⁰⁴

$E_p \pm 1$ MeV	σ mb
57	590 ± 75
62	560 ± 70
67	382 ± 50
72	250 ± 32
77	195 ± 25
82	137 ± 18
87	110 ± 14
102	81 ± 10
117	68 ± 8,8
155	56 ± 7,3

Bi²⁰⁹ (p, 7n) Po²⁰³

$E_p \pm 1$ MeV	σ mb
57	25 ± 3,8
72	340 ± 51
77	230 ± 35
87	138 ± 21
102	70 ± 10,5
155	50 ± 7,5

Bi²⁰⁹ (p, 9n) Po²⁰¹

$E_p \pm 1$ MeV	σ mb
77	10 ± 2
82	50 ± 10
87	85 ± 17
97	180 ± 35
102	150 ± 30

Bi²⁰⁹ (p, 8n) Po²⁰²

$E_p \pm 1$ MeV	σ mb
67	15 ± 1,4
72	75 ± 9
77	120 ± 14
82	160 ± 19
87	190 ± 23
97	120 ± 14
102	91 ± 11
117	53 ± 6,3
155	52 ± 6,2

A	155 MeV	77 MeV
208	45 ± 5	18 ± 2
207	54 ± 8	25 ± 4
206	91 ± 8	36 ± 3
205	110 ± 12	47 ± 6
204	195 ± 25	56 ± 7
203	230 ± 34	50 ± 7,5
202	120 ± 14	52 ± 6
201	10 ± 2	

la mesure du rendement de séparation du polonium. Par contre, la décomposition des pics photoélectriques γ et des courbes de décroissance α peuvent conduire, dans certains cas, à des erreurs pouvant atteindre 13%. Enfin, pour l'alignement des cibles et moniteurs, nous pouvons estimer l'erreur à 5%.

Les erreurs non systématiques peuvent donc varier de 8 à 20% environ.

Parmi les sources d'erreurs systématiques, nous retiendrons en particulier les schémas de désintégrations et l'étalonnage en valeur absolue des ensembles de comptage, qui affectent différemment la détermination des diverses sections efficaces. La première de ces deux causes peut conduire à des erreurs importantes, mais souvent difficiles à estimer (Po^{207}). Quant à la deuxième, l'erreur qu'elle introduit peut être évaluée à 5%. On tiendra compte finalement de l'incertitude sur la section efficace du moniteur déterminée à 5% près. La marge d'erreur totale peut donc varier, suivant les cas, de 12 à 30% environ.

COMPARAISON DES RESULTATS AVEC LES VALEURS CALCULEES

CHAPITRE II

CALCULS D'EVAPORATION PAR L'APPROXIMATION DE JACKSON

Les premiers travaux systématiques sur les réactions (p, xn) dans les noyaux lourds, pour des valeurs de x relativement élevées, furent l'objet des travaux de BELL et SKARSGARD (13) sur le bismuth et le plomb. Avec l'énergie maximale de protons de 83 MeV, ces auteurs ont pu étudier les réactions (p, xn) jusqu'au niveau de $x = 7$, conduisant à Po^{203} à partir de cibles de bismuth, et à Bi^{201} à partir de cibles de plomb. Mais l'hypothèse émise, selon laquelle la réaction $(p, p(x-1)n)$ est négligeable devant la réaction (p, xn) , a conduit ces auteurs à n'effectuer aucune séparation chimique et à compter souvent la somme des isobares de bismuth et de polonium. Or l'expérience nous a montré que les sections efficaces des réactions (p, pxn) atteignent, même à 60 ou 80 MeV, des valeurs de plus de 100 mb.

Faisant suite à ces expériences, JACKSON (20) propose un schéma de calcul très simplifié qui permet d'obtenir les probabilités d'émission d'un nombre quelconque de neutrons.

Nous exposerons brièvement la méthode, à laquelle nous n'avons apporté que des modifications de détail.

Plusieurs simplifications sont proposées, dont la première consiste à supposer que, du moins pour les noyaux lourds, l'émission de particules chargées peut être négligée.

Nous verrons plus tard que cette hypothèse n'est justifiée que si nous nous bornons à l'étude de la désexcitation de noyaux n'ayant que très peu d'énergie d'excitation.

L'expression (1) reste le point de départ, et, pour l'explicitier, nous supposerons d'abord que la section efficace de capture de neutrons est constante, ce qui dans les noyaux lourds est une bonne approximation pour des énergies cinétiques supérieures à 1 MeV environ.

L'application au noyau du formalisme de la thermodynamique statistique permet d'expliciter la densité de niveaux sous la forme:

$$\rho \sim e^{\frac{E}{T(E)}}$$

La température nucléaire T et l'énergie d'excitation se trouvent liées par l'équation d'état:

$$E = aT^2$$

où a est le paramètre de densité de niveaux.

Le spectre de neutrons peut alors s'écrire

$$(2) \quad P(\varepsilon) d\varepsilon = Cte \cdot \varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{T(E-B-\varepsilon)}} d\varepsilon$$

Cette expression établie, on va s'attacher à calculer la probabilité pour qu'un noyau disposant d'une énergie d'excitation E évapore un nombre j de neutrons.

La solution analytique proposée par JACKSON (20) comporte en plus l'hypothèse de la constance de la température nucléaire. De ce fait, le choix de cette température devient l'objet d'une attention particulière.

Nous allons maintenant évaluer la probabilité recherchée en écrivant que la probabilité d'évaporer exactement j neutrons est la différence entre les probabilités d'émission d'au moins j neutrons, et celle d'en émettre au moins $j+1$. Avec le spectre (2) normalisé, la probabilité d'émission d'au moins j neutrons s'écrit:

$$(3) \quad \phi(E, j) = \int_0^{E-\sum B_j} \int_0^{E-\sum B_j-\varepsilon_1} \dots \int_0^{E-\sum B_j-\sum \varepsilon_{j-1}} \frac{\varepsilon_1}{T_1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{T_1}\right) \dots (d\varepsilon_1 \dots d\varepsilon_{j-1})$$

Les bornes supérieures représentent les énergies cinétiques disponibles pour les j premiers neutrons. La probabilité d'émettre exactement j neutrons est alors

$$(4) \quad P(E, j) = \phi(E, j) - \phi(E, j+1)$$

un calcul élémentaire conduit finalement à

$$(5) \quad P(E, j) = e^{-\Delta_j} \frac{2j-3}{\Sigma_0} \frac{\Delta_j^n}{n!} - e^{-\Delta_j+1} \frac{2j-1}{\Sigma_0} \frac{(\Delta_j+1)^n}{n!}$$

$$\text{avec} \quad \Delta_j = \frac{E - \Sigma B_j}{T}$$

Si, comme l'a fait JACKSON, nous négligeons des termes d'ordre supérieur à $e^{B/T}$, ce qui suppose la température nucléaire petite devant l'énergie de liaison des neutrons, l'expression (5) peut s'écrire:

$$P(E, j) = I(\Delta_j, 2j-3) - I(\Delta_j+1, 2j-1)$$

$$\text{où} \quad I(Z, n) = \frac{1}{n!} \int_0^Z Y^n e^{-Y} dY,$$

est une fonction gamma incomplète.

On peut cependant faire le calcul exact à partir de l'équation (5). C'est ce que Mr. LEFORT et collaborateurs ont fait à l'aide d'une calculatrice IBM 650. Les $p(E, j)$ furent ainsi calculées pour toutes les valeurs utiles de Δ_j , de MeV en MeV (fig. 1).

L'application à chaque cas particulier du formalisme exposé implique maintenant le choix de plusieurs paramètres, dont la température nucléaire et la constante de densité de niveaux retiendront plus particulièrement notre attention.

A — CHOIX DES PARAMETRES

Les calculs que nous venons d'exposer, tels qu'ils furent présentés par JACKSON (20), avaient pour but l'interprétation des réactions nucléaires induites dans le *Bi* et le *Pb* par des protons dont l'énergie maximale ne dépassait pas 83 MeV.

La comparaison théorie-expérience s'arrêtait donc aux réactions ne conduisant qu'à l'émission de 7 neutrons au maximum. Dans ces conditions, le fait de prendre une énergie de liaison moyenne, ainsi qu'une température nucléaire indépendante de l'énergie d'excitation, s'avérait une approximation raisonnablement justifiée.

Il en est cependant tout autrement si les énergies d'excitation en jeu sont telles que le nombre de neutrons pouvant être émis est de 14 ou 15. On a donc tenu compte de l'énergie de liaison du dernier neutron pour chaque noyau au cours de l'évaporation, et les valeurs utilisées sont celles tabulées par SEEGER (21). Quant à la température nucléaire, on a raisonné de la façon suivante:

Au cours de l'émission de j neutrons, le noyau voit son énergie d'excitation décroître dès sa valeur initiale, jusqu'à une valeur inférieure au seuil d'émission du $(j+1)$ ième neutron et, par conséquent, la température nucléaire des j noyaux résiduels se trouve elle aussi diminuée.

Tout en gardant un modèle à température constante, il est alors plus réaliste de prendre, comme l'a proposé TARRAGO (22), une température correspondant à la moitié de l'énergie d'excitation initiale. On pourrait rechercher une température moyenne par des approximations plus poussées, mais la différence dans le résultat est si faible que cela ne justifie pas la complication du calcul.

Il reste maintenant à fixer chaque valeur particulière de T , à travers le choix de la constante de densité de niveaux a . Nous nous sommes bornés tout d'abord à prendre la valeur indiquée par BLATT et WEISSKOPF (23), c'est-à-dire $a = A/19$. Cette valeur avait en effet donné des résultats jugés satisfaisants dans l'étude menée par SIMONOFF (24) sur la spallation par protons du thorium à 155 MeV.

Enfin, divers essais menés dans ces conditions suggèrent encore l'adjonction d'un terme d'ordre supérieur dans la relation liant l'énergie d'excitation et la température nucléaire (52). On peut en effet l'écrire avec ce deuxième terme sous la forme:

$$E = aT^2 + bT^4$$

la valeur $A/19$ étant retenue pour le premier paramètre, a , nous avons adopté pour b la valeur $A/100$, dont le choix, tout en étant empirique, était suggéré par le résultat obtenu en utilisant le modèle de gaz de Fermi avec un bord diffus, BEARD (25).

Dans tout ce que nous venons d'exposer, il n'a pas été fait mention du rôle de la parité du nombre des nucléons, dont on connaît pourtant l'influence sur les énergies de liaison et les densités de niveaux.

Pour traduire cet effet, HURWITZ et BETHE (26) proposent de déplacer l'énergie du niveau fondamental de chaque noyau excité, en fonction de la parité du nombre de neutrons et de protons. La densité de niveau se rapportera alors, non au niveau d'énergie d'exci-

tation E , mais à un niveau décalé de δ par rapport au premier. Ce terme δ est appelé énergie de «pairing». La densité de niveau s'écrit alors:

$$\omega = e^{\frac{E - \delta}{T}} \quad \text{avec}$$

$\delta = 0$ pour les noyaux impair-impair,

$\delta < 0$ dans tous les autres cas.

Nous avons tenu compte de cet effet dans nos calculs, et utilisé les valeurs de δ tabulées par CAMERON (27).

B — CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

Avec l'ensemble des paramètres dont nous venons d'indiquer le choix, nous avons calculé les probabilités $P(E, j)$ pour tous les noyaux issus de la phase d'interaction directe, conduisant aux isotopes du polonium. Il reste à considérer la répartition des énergies d'excitation de ces mêmes noyaux.

Nous avons utilisé les résultats détaillés des calculs de MÉTROPOLIS *et al.* suivant la méthode de Montécarlo, communiqués par G. FRIEDLANDER.

On dispose, d'une part, des données sur l'uranium pour des énergies de proton incident de 82 et 155 MeV et, d'autre part, de celles concernant le bismuth, mais pour la seule valeur de 82 MeV. On peut cependant avancer que l'allure relative des résultats uranium-bismuth se maintient à 155 MeV et reproduire alors à cette énergie les différences trouvées à 82 MeV.

Pour ce qui est maintenant des énergies comprises entre ces deux valeurs, on peut, à l'aide d'autres résultats et moyennant certaines approximations, essayer de reproduire la façon dont les divers types de cascades varient en fonction de l'énergie du proton incident. JACKSON (20) a rapporté dans un article certains résultats d'interaction directe dus à MAC MANUS *et al.* (28), effectués cependant sur des bases moins élaborées que ceux de METROPOLIS *et al.* On y constate une variation assez lente de l'importance de chaque type de cascade, à partir de 70 MeV environ. Suivant alors l'allure de ces courbes on a pu obtenir quelques points entre 60 et 110 MeV par extrapolation des données à 82 MeV.

On peut très difficilement poursuivre ces approximations au delà d'une centaine de MeV, car le nombre de phénomènes en compétition devient alors très important.

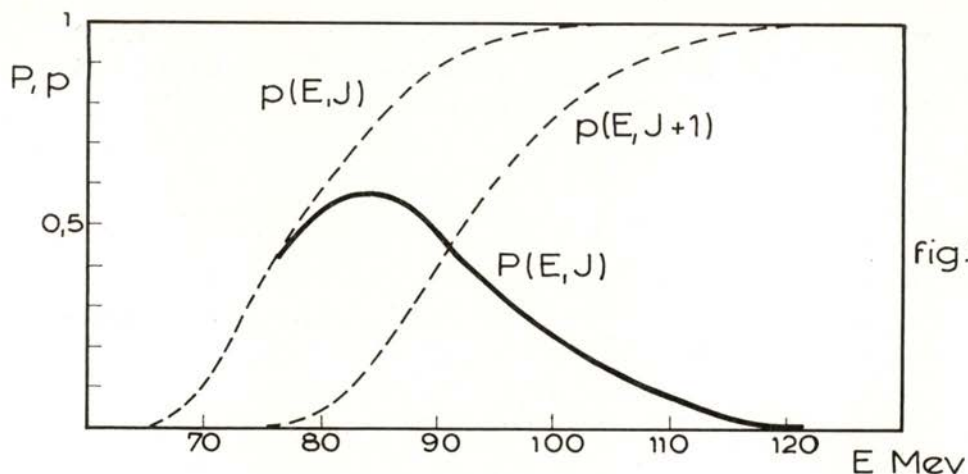


fig.1.

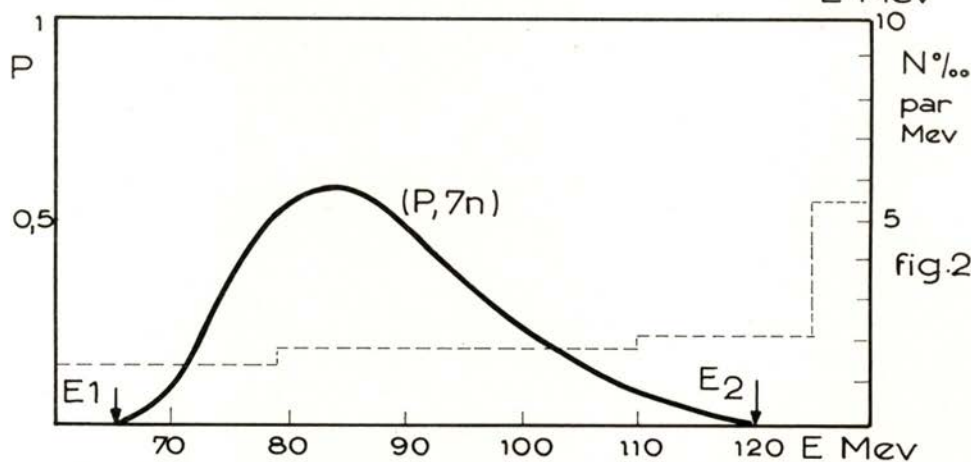


fig.2.

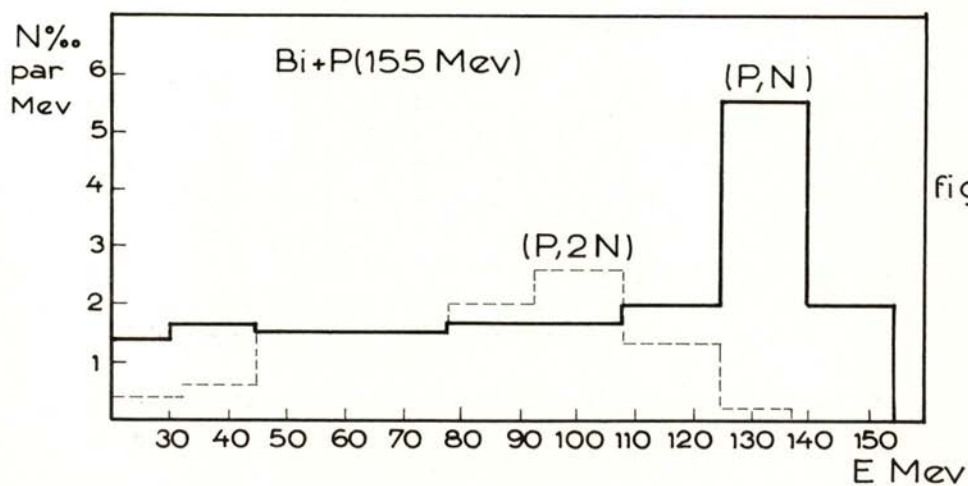


fig.3.

A partir de ces éléments, on peut maintenant calculer les divers termes qui contribuent à la section efficace totale d'un isotope donné.

Chacune des sections efficaces partielles furent, en pratique, calculées en remplaçant l'intégrale par une somme de termes correspondant à des intervalles d'énergie de 1 MeV. A chacun de ces intervalles on fait alors correspondre une valeur moyenne de la probabilité d'évaporation $P(E, j)$. Quant aux résultats de cascades, ils se présentent sous forme de pourcentage de nombre d'événements d'un type donné, conduisant à un isotope dont l'énergie d'excitation se trouve répartir à l'intérieur d'un intervalle large, suivant les cas, de 9 ou 15 MeV environ (fig. 3).

On les traduit alors aisément sous forme de probabilité par unité d'énergie, que l'on multiplie par la valeur de $P(E, j)$ correspondant à la même énergie d'excitation.

C — COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Sur les figures (4) et (5) on a rassemblé, sous deux aspects différents, les résultats théoriques et expérimentaux. On voit d'abord sur la première la variation des sections efficaces à 155 MeV, en fonction du nombre de masse des divers isotopes, et sur la deuxième les fonctions d'excitation des réactions $(p, 6n)$, $(p, 7n)$, $(p, 8n)$ et $(p, 9n)$.

Nous constatons immédiatement, en examinant ces figures, que malgré l'incertitude sur les valeurs calculées⁽¹⁾, ces dernières se trouvent systématiquement en-dessus des points expérimentaux correspondants. Une différence analogue, mais moins prononcée, était déjà constatée par SIMONOFF (24) au cours de l'étude des réactions du même type, induites dans le thorium à 155 MeV.

Il faut toutefois remarquer que, dans ce cas, l'importance de la fission pouvait contribuer, compte tenu de l'imprécision sur les rapports Γ_n/Γ_f , à masquer l'interprétation de ce désaccord.

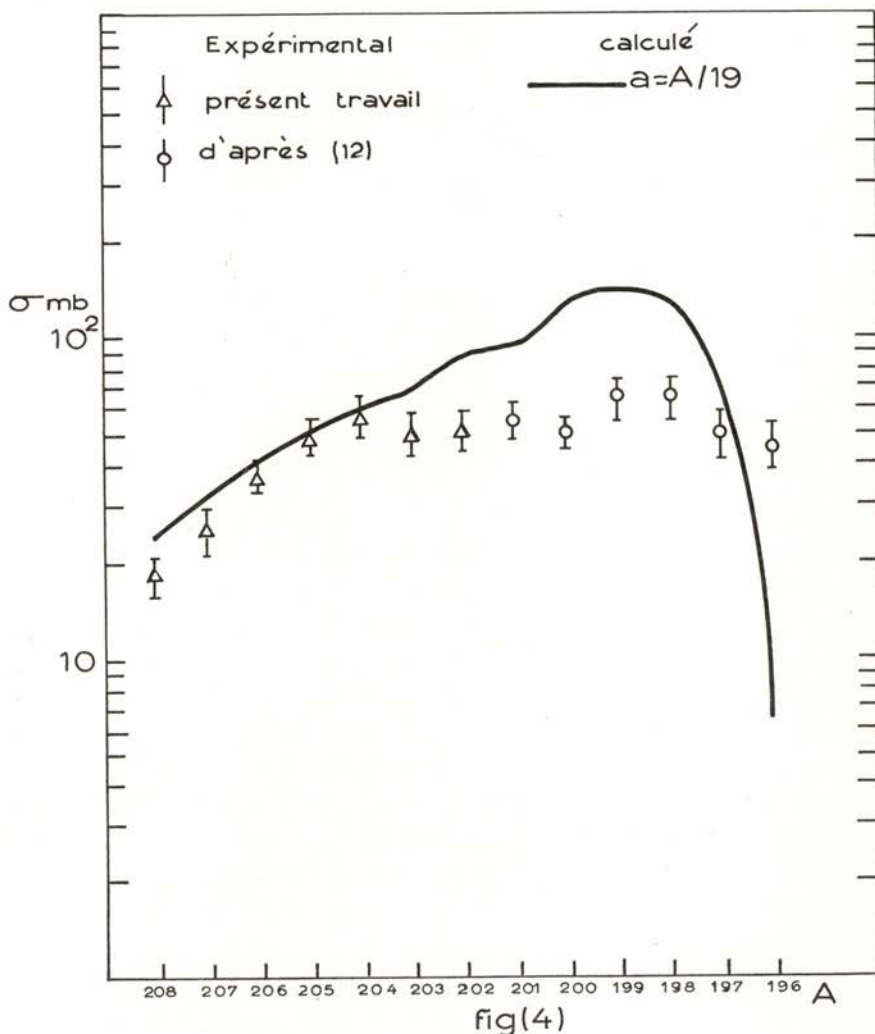
Nous avons essayé d'évaluer l'importance de ce phénomène dans le cas du bismuth. Les rapports Γ_n/Γ_f pour les différents noyaux ont été calculés selon l'expression déduite par FUJIMOTO et YAMAGUCHI (29).

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{TA^{2/3}}{10} \exp [(B_f - B_n)/T]$$

(1) Compte tenu du nombre d'événements de chaque type de cascade, l'imprécision sur les valeurs calculées est de l'ordre de 20% en moyenne.

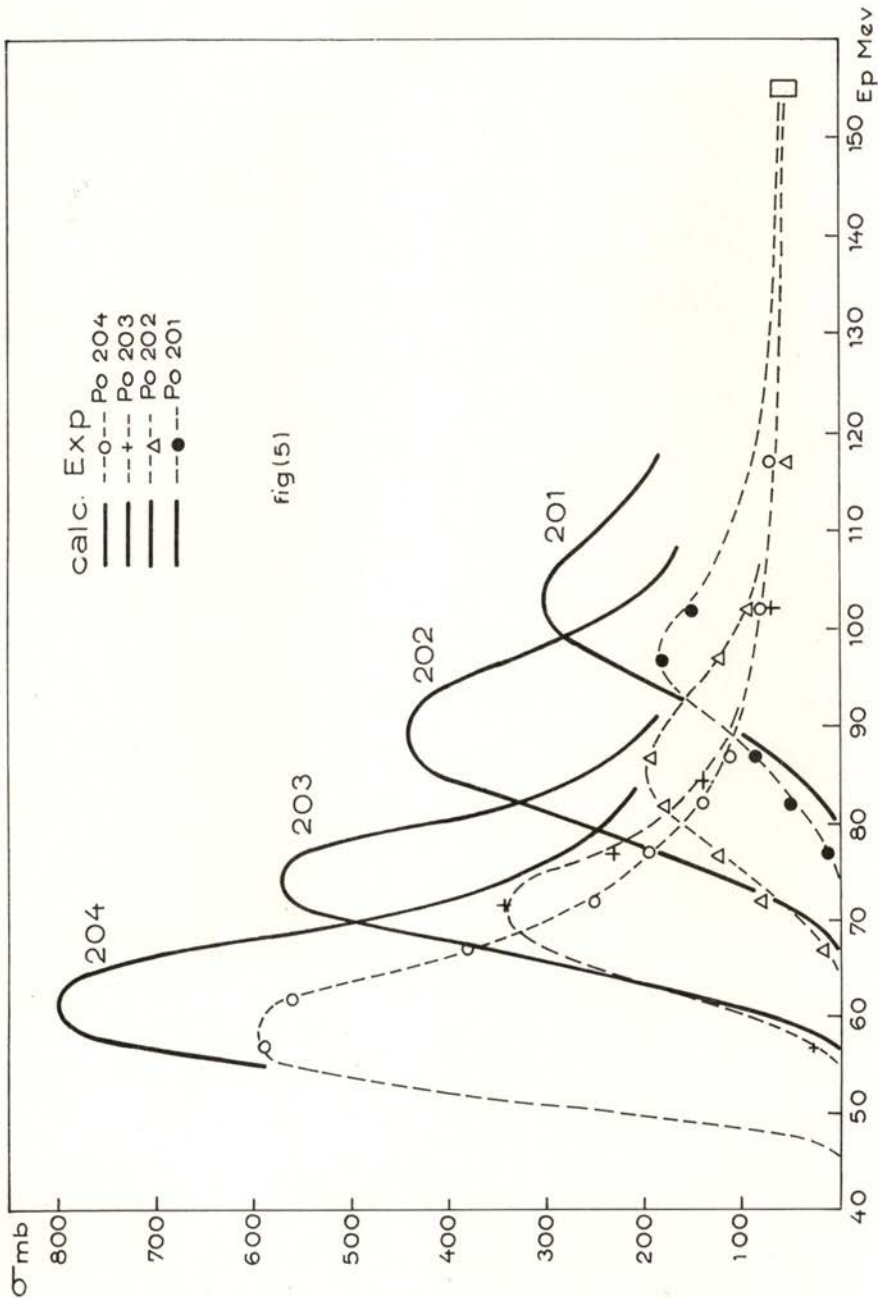
avec les seuils de fission B_f évalués selon l'expression proposée par SWIATECKI (30) à partir du modèle de la goutte liquide.

Les rapports $\Gamma_n/(\Gamma_n + \Gamma_f)$ ainsi calculés sont alors incorporés, selon l'idée de VANDENBOSCH et SEABORG (31), à chaque étape de l'évaporation. Cependant, les seuils de fission ne deviennent compara-



bles aux énergies de liaison des neutrons que pour les noyaux qui en sont très déficients. La fission va donc intervenir de préférence dans les noyaux issus de l'évaporation d'un grand nombre de neutrons, et c'est ainsi que l'on trouve des corrections de l'ordre de 10% seule-

ment, à partir de (p, 12n). Si l'effet n'est pas négligeable à 155 MeV, où la section efficace expérimentale de fission est 126 mb (32), il ne



permet pas pour autant d'expliquer ou de réduire le désaccord constaté aux énergies plus basses.

Reste à examiner le rôle de l'évaporation de particules chargées que nous avons négligé dans nos calculs. Malgré les hypothèses de départ, il est cependant possible d'en tenir compte suivant un schéma analogue à celui utilisé pour la fission, en incluant la compétition Γ_n/Γ_p , par exemple, à chaque stade de l'évaporation. Cependant, si l'émission de particules chargées devait expliquer le désaccord expérience-théorie, elle serait alors beaucoup trop importante pour qu'on se limite à l'évaluer d'une façon approximative. Pour tenir compte de ce dernier aspect, il faut alors réexaminer les hypothèses de départ, ainsi que tout le formalisme qui en découle.

C'est ce dont nous allons nous occuper dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III

CALCULS D'ÉVAPORATION PAR LA MÉTHODE DE «MONTECARLO»

Il ressort des nombreuses expériences de détection de particules émises, lors du bombardement de divers noyaux lourds, que le spectre «arrière» des particules chargées conduit à une valeur globale de l'évaporation qui est loin d'être négligeable. Avec des protons comme projectiles, nous disposons pour le bismuth, entre autres, des résultats concernant les spectres de particules alpha.

Ces travaux, de MUTO *et al.* (8) par la technique des émulsions avec des protons de 56 MeV, et ceux de DUBOST *et al.* (9) à 155 MeV utilisant les détecteurs solides, donnent, pour la part attribuée à l'évaporation des particules alpha, les valeurs de 8 ± 1 et 45 ± 7 mb, respectivement. Ces résultats incitent à penser que d'autres particules chargées, telles que les protons, doivent être émises au cours du processus d'évaporation. En effet, si l'énergie de liaison d'une particule alpha dans le polonium est inférieure à celle d'un proton d'environ 8 MeV, la barrière de potentiel plus basse de 10 MeV va favoriser l'émission des protons.

L'importance de l'évaporation de protons est aussi suggérée, bien qu'indirectement, par les résultats de mesure des sections efficaces (p , p_{xn}) induites dans certains noyaux lourds proches du bismuth, tels que l'or [BELL, *et al.* (33)], le tanthale [RAO *et al.* (34)] ainsi que dans le bismuth même [LE BEYEC (14)]. Dans ce dernier élément, des valeurs de plus de 100 mb sont obtenues déjà pour une énergie de 55 MeV, pour la réaction (p , p_{4n}). On peut tenter d'expliquer les sections efficaces élevées des réactions (p , p_n) ou, à l'extrême rigueur, (p , p_{2n}), par l'intervention du processus de pick-up, mais les noyaux de bismuth formés par des réactions de type (p , p_{4n}) doivent être attribués soit à des cascades (P , P) ou (P , PN) suivies de l'évaporation de quelques

neutrons, soit au noyau composé et aux cascades (P, N) et $(P, 2N)$ suivies de l'évaporation d'un proton et de quelques neutrons. Il apparaît que les résultats sur les distributions des cascades conduisent toujours à une proportion insuffisante de cascades (P, P) pour expliquer les sections efficaces des isotopes de bismuth, et l'on doit donc examiner avec soin le stade de l'évaporation.

Ces considérations, ainsi que les conclusions auxquelles nous sommes arrivés lors de l'étude exposée dans le précédent chapitre, font ressortir l'intérêt d'une analyse détaillée du processus d'évaporation, compte tenu de l'émission de particules chargées. Une solution analytique de ce type de problème est vite abandonnée, vu les difficultés mathématiques auxquelles on se heurte. Par contre, une suite de processus dotés d'une distribution statistique propre s'adapte particulièrement bien à l'emploi de la méthode de Montécarlo, comme cela était déjà le cas pour l'interaction directe. Nous avons adopté cette voie et suivi dans les lignes générales le schéma proposé par DOSTROVSKY *et al.* (35) dans leur analyse de l'évaporation par cette méthode.

A — PRINCIPALES ETAPES DU CALCUL

Schématiquement, la suite du calcul peut se résumer comme suit:

- 1 — Choix de la particule émise.
- 2 — Calcul de l'énergie cinétique de la particule émise.
- 3 — Fixation des nouvelles conditions, c'est-à-dire, identification du noyau résiduel et calcul de son énergie d'excitation.

L'ensemble de ces opérations est répété, tant que le noyau résiduel obtenu dispose d'une énergie d'excitation supérieure au seuil d'émission de la particule la plus faiblement liée.

I — CHOIX DE LA PARTICULE EMISE

On envisage habituellement la possibilité d'émission, par évaporation, de plusieurs particules, autres que les simples nucléons, neutrons et protons. Nous supposons toujours que des ensembles de nucléons, tels que le deuton, le triton, l'hélium 3 et l'alpha, peuvent se présenter en surface du noyau à chaque étape de l'évaporation.

Nos connaissances sur leur probabilité de présence, du moins dans les noyaux lourds, sont à l'heure actuelle très rudimentaires. Ce problème est cependant plus compliqué dans le cas de l'interaction directe, ou l'étude de l'émission d'une particule alpha par exemple, par ce type de mécanisme, implique la formulation d'hypothèses concernant sa localisation et sa quantité de mouvement. Nous remarquerons enfin que, si la densité de niveau d'un noyau donné est déterminée par la façon dont l'ensemble des groupes de particules qui le constituent se trouve organisé, l'expression (1) reste indépendante du nombre de particules peuplant chacun de ces groupes.

Ces considérations faites, nous allons maintenant reprendre cette expression et examiner d'une façon détaillée les différents facteurs qui la composent.

1.1 — La densité de niveaux

Différentes expressions, reflétant chacune un aspect particulier du modèle statistique, sont proposées par divers auteurs [BLATT et WEISSKOPF (23), BETHE (36)]. En l'absence d'argument expérimental net permettant de décider d'un résultat plutôt que d'un autre, nous avons choisi comme il est couramment fait, et dans le souci de rendre maniables les formules mathématiques qui en découlent, l'expression

$$\omega(E) \sim c \exp(2\sqrt{aE})$$

Cette formule contient déjà une approximation par rapport au résultat exact du modèle de gaz de Fermi à puits carré. Nous avons en effet remplacé le terme pré-exponentiel dépendant de E par une constante, car le même terme introduit une différence négligeable aux énergies qui nous intéressent. L'effet de la parité du nombre de nucléons, tel qu'il est proposé par HURWITZ et BETHE (26), γ intervient comme nous l'avons déjà décrit (chapitre II). δ étant l'énergie de «pairing», ω devient

$$\omega(E) \sim c \exp[2\sqrt{a(E - \delta)}].$$

Nous avons regardé aussi l'effet d'autres hypothèses concernant ce même sujet.

WEISSKOPF et EWIG (37) proposent d'en tenir compte à travers le coefficient pré-exponentiel C . Suivant la parité du nombre de neutrons et de protons, on a alors:

$$C_{ip, ip} = 4 C_{p, p}$$

$$C_{ip, p} = C_{p, ip} = 2 C_{p, p} .$$

L'influence du paramètre de densité de niveaux a a fait l'objet d'une étude de LE COUTEUR (38), qui propose de tenir compte à travers lui de l'excès de neutrons:

$$a_n = a (1 - 1,3 \theta / A)^2 \qquad a_p = a (1 + 1,3 \theta / A)^2$$

$$a_d = a (1 - 1/2A)^2 \qquad a_t = a (1 - 1/A - 1,3 \theta / A)^2$$

$$a_{He^3} = a (1 - 1/A + 1,3 \theta / A)^2 \qquad a_\alpha = a (1 - 3/2A)^2$$

$$\text{où } \theta = (N - Z)/A.$$

Nous avons fait l'essai d'en tenir compte, mais pour des noyaux lourds l'influence est si minime que cette complication a été abandonnée.

12 — La section efficace inverse

La théorie du continuum fournit une base permettant de trouver une expression correcte de $\sigma(\varepsilon)$.

Remarquons cependant que les résultats obtenus ainsi ne concernent que l'absorption de particules par des noyaux à l'état fondamental. Le comportement d'un noyau excité vis-à-vis du même phénomène reste, du moins directement, inaccessible à l'expérience. Il est cependant possible d'introduire séparément des corrections dont la théorie citée plus haut ne tient pas compte à l'état actuel de son développement. Cette question fera l'objet d'une discussion plus détaillée lors de l'étude du spectre d'évaporation de particules chargées.

Nous nous contenterons maintenant de prendre, comme section efficace inverse, la section efficace inélastique totale pour des particules heurtant le noyau dans son état fondamental.

A partir des résultats numériques détaillés de la théorie du continuum objet des travaux de BLATT et WEISSKOPF (23) et SHAPIRO (39), DOSTROVSKY *et al.* (35) proposent les expressions empiriques suivantes:

Pour les neutrons

$$\sigma_c = \sigma_g \cdot \alpha (1 + \beta / \varepsilon)$$

où

$$\sigma_g = \pi R^2 \quad R = r_o A^{1/3} \quad \text{et}$$

$$\alpha = 0,76 + 2,2 A^{-1/3} \quad \beta = (2,12 A^{-2/3} - 0,05) / (0,76 + 2,2 A^{-1/3})$$

Pour les particules chargées

$$\sigma_c = 0 \quad \text{pour} \quad \varepsilon < K_j V_j$$

$$(6) \quad \sigma_c = \sigma_g (1 + C_j) \left(1 - \frac{K_j V_j}{\varepsilon} \right) \quad \text{pour} \quad \varepsilon > K_j V_j$$

Les barrières V_j sont calculées suivant la formule

$$V_j = \frac{Z e^2}{r_o A^{1/3} + \rho_j} ,$$

avec $\rho_j = 1,2 \cdot 10^{-13}$ cm [BLATT et WEISSKOPF (23)] pour toutes les particules chargées sauf le proton. Les coefficients C_j et K_j furent tabulés par DOSTROVSKY *et al.* (35), et se trouvent rassemblés dans le tableau (I) pour les valeurs de Z qui nous intéressent.

TABLEAU I
Z > 70 r_o = 1,5

Particule	C	K
Proton	0,1	0,8
Deuton	0,05	0,86
Triton	0,03	0,92
Hellium 3	0,08	0,92
Alpha	0,06	0,98

Les expressions de $\omega(E)$ et de $\sigma(\varepsilon)$ étant établies, le spectre (1) s'écrit:

pour les neutrons

$$P_n(\varepsilon)d\varepsilon = C (2s+1) m_n \varepsilon \cdot \alpha \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon}\right) \exp \left\{2[a(E - B_n - \varepsilon)]^{1/2}\right\}$$

et pour les particules chargées

$$(7) P_j(\varepsilon) d\varepsilon = C (2s+1) m_j \varepsilon (1+c_j) (1 - K_j V_j/\varepsilon) \exp \left\{2[a(E - B_j - \varepsilon)]^{1/2}\right\}$$

Les largeurs totales de niveau se calculeront maintenant en intégrant ces deux équations entre zéro et l'énergie maximale pouvant être acquise pour chaque particule. B_j étant l'énergie de liaison de la particule j , la borne supérieure s'écrit:

$$\varepsilon_{max} = E - B_j$$

on a donc:

$$\Gamma_n = \int_0^{E-B_n} P_n(\varepsilon) d\varepsilon \quad \text{pour les neutrons}$$

$$\Gamma_j = \int_0^{E-B_j} P_j(\varepsilon) d\varepsilon = \int_{K_j V_j}^{E-B_j} P_j(\varepsilon) d\varepsilon \quad \text{pour les particules chargées.}$$

Le calcul conduit à

$$\Gamma_n = C \frac{2\alpha}{a^2} \left\{ a R_n [2 \exp (2 (a R_n)^{1/2}) + 1] - (3 - 2a\beta) (a R_n)^{1/2} \right. \\ \left. \cdot \exp [2 (a R_n)^{1/2}] - \frac{1}{2} (3 - 2a\beta) [1 - \exp (2 (a R_n)^{1/2})] \right\}$$

avec $R_n = E - B_n$, et

$$\Gamma_j = C (2s_j+1) \frac{1+C_j}{a^2} \left\{ a R_j [2 \exp (2 (a R_j)^{1/2}) + 1] - 3 (a R_j)^{1/2} \right. \\ \left. \cdot \exp [2(aR_j)^{1/2}] - \frac{3}{2} [1 - \exp (2(aR_j)^{1/2})] \right\}$$

avec $R_j = E - B_j - K_j V_j$

Les énergies R_n et R_j étant toujours de plusieurs MeV, on a alors $\exp [2 (a R_n)^{1/2}] \gg 1$ et $\exp [2 (a R_j)^{1/2}] \gg 1$. On peut donc écrire avec une bonne approximation:

$$\Gamma_n \approx C \frac{2\alpha}{a^2} \left\{ 2a R_n - \left(\frac{3}{2} - a\beta \right) [2 (a R_n)^{1/2} - 1] \right\} \exp [2 (a R_n)^{1/2}] \quad \text{et}$$

$$\Gamma_j \approx C \frac{(2s_j+1)(1+C_j)}{a^2} \left\{ 2a R_j - \frac{3}{2} [2 (a R_j)^{1/2} - 1] \right\} \exp [2 (a R_j)^{1/2}].$$

Il est donc possible maintenant, à l'aide de ces probabilités relatives, de décider de la particule émise, par la comparaison de ces largeurs normalisées avec un chiffre tiré au hasard entre zéro et un. X_1 étant ce chiffre, nous disons alors que:

si $\frac{\Gamma_n}{\Sigma \Gamma} \ll X_1 < \frac{\Gamma_n + \Gamma_p}{\Sigma \Gamma_i}$ un proton est émis

$$\begin{array}{ccc} \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots \end{array}$$

si $\frac{\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_d + \Gamma_t + \Gamma_{He3}}{\Sigma \Gamma_i} \ll X_1 < 1$ une particule alpha est émise.

2 — CALCUL DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE DE LA PARTICULE ÉMISE

Nous savons déjà quelle particule est évaporée au premier stade de la chaîne. Pour pouvoir maintenant poursuivre l'étude de la désexcitation jusqu'au noyau final, il nous faut connaître l'état du noyau que nous venons d'obtenir, ce qui implique le calcul de l'énergie cinétique emportée par la particule émise.

La distribution en énergie des particules évaporées est donnée par l'équation (7). Nous allons normaliser ce spectre introduisant auparavant le changement de variable:

$$(8) \quad \xi = \varepsilon - V \quad \text{avec} \quad V = -\beta \quad \text{pour les neutrons}$$

$$\text{et} \quad V = K_j V_j \quad \text{pour les particules chargées,}$$

qui rendra plus simples sa forme.

Avec cette transformation, l'abscisse du maximum s'écrit:

$$\xi_{max} = \frac{1}{a} \left[(aR + 1/4)^{1/2} - \frac{1}{2} \right]$$

et si nous fixons $P(\xi_{max}) = 1$ on a

$$P(\xi) = \frac{\xi}{\xi_{max}} \exp 2 \{ [a(R - \xi)]^{1/2} - a \xi_{max} \}$$

avec $R = R_j$ dans le cas des particules chargées et $R = R_n + \beta$ dans le cas des neutrons. Compte tenu du changement de variable exprimée par (8), R est la valeur maximale de ξ . Une valeur ξ bornée supérieurement par R est alors obtenue avec un nouveau chiffre $0 \leq X_2 < 1$ pris au hasard.

$$\xi = X_2 R$$

La probabilité pour que cette valeur particulière soit retenue est $P(\xi)$, celle d'en être refusée est naturellement $1 - P(\xi)$.

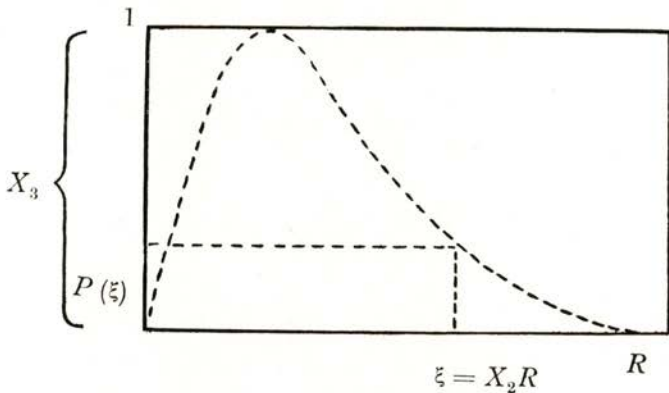


fig. 6

Un troisième chiffre X_3 , ($0 \leq X_3 < 1$) permet d'en décider suivant le critère évident (fig. 6):

ξ n'est retenu que si

$$(9) \quad P(\xi) > X_3$$

Au cas où cette valeur se trouverait refusée, nous reprenons le calcul après le choix d'un nouveau ξ , jusqu'à ce que la condition traduite par (9) soit vérifiée. Nous revenons alors à l'énergie cinétique

de la particule, par la relation (8). Une remarque reste à faire. Dans le cas des neutrons, le choix de ξ doit tenir compte du fait que pour $\xi < \beta$ on est conduit à une énergie cinétique négative. Le spectre se trouve alors décalé de cette quantité par rapport à l'origine. Pour $A \approx 200$, β est cependant très petit ($\approx 0,01$) et la différence est donc négligeable.

3 — FIXATION DES NOUVELLES CONDITIONS

Chaque particule évaporée conduit à un élément ou à un isotope de cet élément, différent. Il faut donc définir le A et le Z caractérisant le noyau résiduel et calculer son énergie d'excitation. Si l'énergie de liaison de la particule évaporée dans le noyau de départ est B_j , et si l'énergie cinétique emportée est ε_j , l'énergie restante s'écrit:

$$E_r = E - B_j - \varepsilon_j$$

Avant de reprendre le calcul des largeurs de niveau avec les conditions que nous venons de définir, il faut s'assurer que pour chaque particule, l'inégalité

$$E_r > B_j \text{ se vérifie.}$$

La particule ou les particules dont les énergies de liaison ne satisfont plus à cette condition, sont éliminées de la compétition qui va suivre.

La cascade se terminera dès que E_r est égal à ou plus petit que l'énergie de liaison de la particule la moins liée.

Pour pouvoir mener l'étude de cette désexcitation aussi loin que l'énergie maximale de 155 MeV le faisait prévoir, nous avons dû tenir compte des énergies de liaison [SEEGER (21)] des diverses particules en compétition, dans tous les isotopes pouvant être obtenus à partir du noyau composé.

A et Z étant respectivement les nombres de masse et atomiques de ce dernier, nous avons prévu comme noyau résiduel le plus éloigné, celui qui est caractérisé par les nombres $A - 20$, $Z - 5$.

B — CHOIX DES PARAMÈTRES

Plusieurs hypothèses et approximations sont à la base des calculs théoriques que nous avons exposés. C'est ainsi que l'on a pu adopter les expressions de la section efficace inverse et de la densité

de niveaux d'un noyau excité. Cependant, ces mêmes expressions ne sont déterminées d'une façon univoque qu'après de nouvelles hypothèses déterminant le choix de paramètres dont elles dépendent directement ou indirectement. Ce problème occupe ici une place plus importante que dans le précédent chapitre, et ceci pour deux raisons. Le choix du paramètre de densité de niveaux dans l'approximation qui consiste à négliger l'émission de particules chargées n'influence que la place en énergie des diverses fonctions d'excitation, tandis que maintenant, tout en conservant ce rôle, il va aussi jouer sur la valeur relative des probabilités d'émission des différents types de particules en compétition.

Le rayon nucléaire pour sa part, tout en définissant de la même façon la section efficace géométrique, va intervenir indirectement à travers la section efficace inverse.

D'un point de vue strictement théorique, deux paramètres comme ceux dont on vient de parler se trouvent en principe liés. En effet, on conçoit aisément que la densité de niveaux d'un noyau donné soit en rapport avec sa forme et ses dimensions. Cependant, les résultats dont on dispose se basant sur un modèle assez simpliste, il semble actuellement que la voie empirique reste, dans certaines limites, un bon moyen pour les déterminer.

1 — LA CONSTANTE DE DENSITÉ DE NIVEAUX

A ce sujet, nous disposons, en plus des résultats théoriques, d'une collection importante de résultats expérimentaux. Or, l'exploitation de ces derniers, pour ce qui est de la détermination du paramètre en question, exige la formulation d'un certain nombre d'hypothèses.

Un cas typique est celui de la détermination de a (au cas où la forme de la densité de niveaux est celle adoptée dans ce chapitre), ou de T (si ce même choix est celui du chapitre antérieur) à partir des spectres de particules émises par des noyaux excités. La détermination en question implique qu'on connaît, d'une part, l'énergie d'excitation du noyau résiduel et, d'autre part, la façon dont la section efficace inverse varie en fonction de l'énergie cinétique de la particule. Le premier de ces deux problèmes est assez délicat car l'énergie d'excitation résiduelle n'est connue sans ambiguïté, que dans le cas où il n'y a qu'une seule particule d'émission. Dans ces conditions, seuls les résultats expérimentaux concernant les noyaux peu excités sont alors utilisables. En particulier, l'idée d'une variation de a avec l'énergie

d'excitation devient difficilement exploitable par cette méthode, en raison de cette restriction. Quant à la section efficace inverse, elle soulève un problème très différent suivant qu'il s'agit d'un spectre de particules chargées ou de neutrons. En effet, dans ce dernier cas, l'approximation qui consiste à remplacer $\sigma(\varepsilon)$ pour une constante est justifiée, du moins pour des valeurs de ε supérieures à 1 MeV environ.

L'effet de la variation très lente de $\sigma(\varepsilon)$ doit se traduire par une montée très raide des spectres de neutrons, ce qui est confirmé par l'expérience. Dans le cas des particules chargées, l'adoption d'une expression pour $\sigma(\varepsilon)$ complique beaucoup le problème en raison de sa sensibilité au choix du rayon nucléaire unité. Il serait cependant intéressant de pouvoir analyser par cette méthode les résultats de spectres de différents types de particules issus d'un même noyau, car on aurait là un bon moyen d'étudier l'influence de la parité du nombre de nucléons.

De l'ensemble de ces considérations, il ressort que les renseignements que l'on peut obtenir par cette voie sur le paramètre de densité de niveaux, aient surtout une valeur indicative. Les essais faits dans ce but, avec plusieurs types de particules et de noyaux, font apparaître un résultat commun qui est assez important: la dépendance $\omega(E)$ sous la forme

$$\omega \sim \exp f(E).$$

Avec $f(E) = 2\sqrt{aE}$ ou $f(E) = \frac{E}{T}$, on trouve un accord très satisfaisant.

La valeur de a , déterminant aussi la place en énergie des fonctions d'excitation théoriques, la comparaison avec l'expérience va nous fournir un autre élément susceptible de nous guider dans son choix. Nous avons finalement adopté la solution qui consiste à essayer des valeurs de a assez différentes. On peut en particulier juger de la sensibilité des divers résultats aux variations de ce paramètre. Les valeurs $A/20$ et $A/10$, jugées extrêmes, furent retenues.

2 — LE RAYON NUCLÉAIRE UNITÉ

Pour ce qui est des dimensions d'un noyau à l'état fondamental, la détermination du rayon nucléaire unité à travers l'expression $R = r_0 A^{1/3}$, la sphéricité admise, dépend du type d'expérience choisi. Nous remarquerons cependant que les données les plus récentes

[HOFFSTADTER (40)] s'accordent pour des valeurs plus petites que celles utilisées auparavant: 1,4 et même 1,5 f. Nous avons ainsi adopté, pour ce qui est du calcul de la section efficace inélastique totale, la valeur $r_0 = 1,3$ f, comme dans le chapitre précédent. Quant au choix de r_0 intervenant dans les sections efficaces inverses, le problème est plus compliqué, car nous manquons de renseignements concernant les dimensions d'un noyau excité. Cependant, dans le but de tester les hypothèses qui sont à la base du calcul des largeurs de niveaux proposées par DOSTROVSKY *et al.* (35), nous avons conservé la valeur $r_0 = 1,5$ f utilisée par ces auteurs.

Enfin, pour ne pas avoir à juger simultanément d'un ensemble trop grand de paramètres, nous avons préféré à ce stade ne pas tenir compte de la parité du nombre de nucléons. Ceci dit, l'ensemble des opérations décrites plus haut a été effectué à l'aide d'ordinateurs électroniques très rapides. Après quelques essais, faits avec une CAB 500 au Laboratoire Joliot-Curie à Orsay, le programme définitif a été exploité successivement avec une IBM 7090 du Centre de Recherches de l'Electricité de France, et avec une UNIVAC 1107 du groupe de Hautes Energies à Orsay. Les probabilités d'émission de 1, 2, ..., x neutrons furent ainsi calculées pour des énergies d'excitation allant de 10 à 160 MeV, avec des intervalles de 5 MeV. La désexcitation des noyaux issus de la phase d'interaction directe fut étudiée avec le même détail, de façon à pouvoir calculer correctement les divers termes contribuant à la section efficace totale de chaque isotope. Pour chaque énergie, nous avons collectionné de 200 à 250 événements. Ce chiffre réalisait en effet le compromis entre un temps de calcul raisonnable et une statistique satisfaisante. L'énergie cinétique de chaque particule émise est enregistrée afin de permettre de tracer le spectre, dont la comparaison avec l'expérience est un des éléments importants dans le choix des hypothèses de départ.

C — RESULTATS DE CALCUL

1 — EFFET DE L'ÉMISSION DE PARTICULES CHARGÉES

Sur la fig. 7 nous avons rassemblé les résultats concernant le *Bi*, *Au*, *Tb* et *Y*. Les différentes courbes représentent, pour chacun de ces éléments, la probabilité d'obtention à partir du noyau composé ($X_Z^A + p$), d'un isotope issu de l'émission de neutrons seulement. En d'autres termes, il s'agit de la proportion des chaînes d'évaporation au cours desquelles il n'y a émission d'aucune particule chargée. Dans

le cas de l'yttrium, qui est un noyau de masse moyenne ($A = 89$), on constate qu'au-delà de 110 MeV environ, la probabilité d'obtention d'un isotope de Zr à partir du noyau composé est rapidement négligeable.

Expérimentalement (41), et à 60 MeV, la somme

$$\sum_{x=1}^4 \sigma(p, xn)$$

ne dépasse déjà 35% de la section efficace inélastique totale ($\nu_0 = 1,3$). L'influence très marquée du paramètre a sur la proportion de particules chargées émises, est visible dans le cas du Bi et Au , sur la fig. 8. Dans ces deux éléments cette proportion varie d'un facteur 2 à 160 MeV, suivant que l'on prend $A/10$ ou $A/20$. L'émission de particules chargées apparaît sensiblement plus favorisée à partir des polonium qu'à partir des mercure, surtout aux grandes énergies. Expérimentalement, on trouve en effet des sections efficaces de formation des mercure (42) par réaction $Au(p, xn)Hg$ plus élevées que celles des polonium obtenues par le même type de réaction sur le bismuth.

2 — NOMBRE MOYEN DE PARTICULES EMISES PAR CASCADE

Nous avons tracé, en fonction de l'énergie d'excitation, la variation du nombre moyen de particules émises au cours de la désexcitation des noyaux de Po^{210} et Hg^{198} . Seules sont représentées les courbes concernant les neutrons, protons et alpha, les autres particules étant beaucoup moins fréquentes (figs. 9, 10 et 11).

3 — FORMATION DE DIVERS ÉLÉMENTS AU COURS DE L'ÉVAPORATION

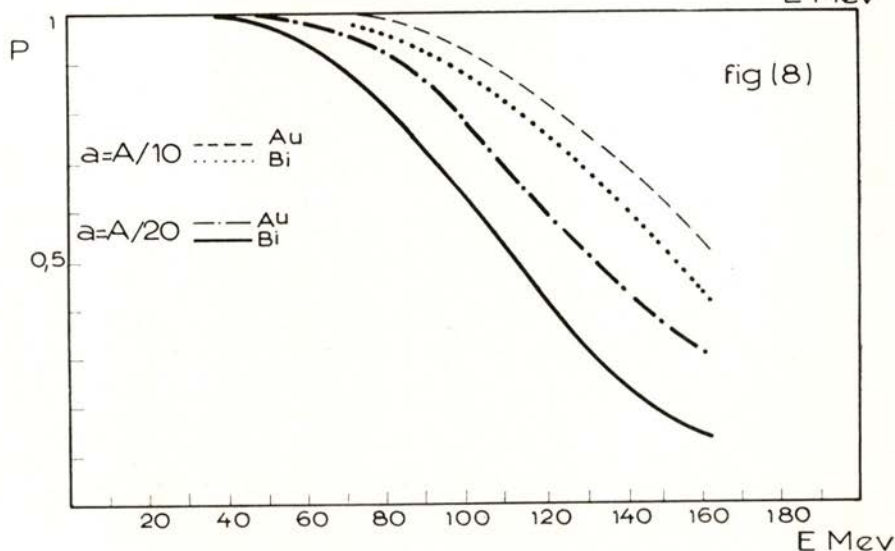
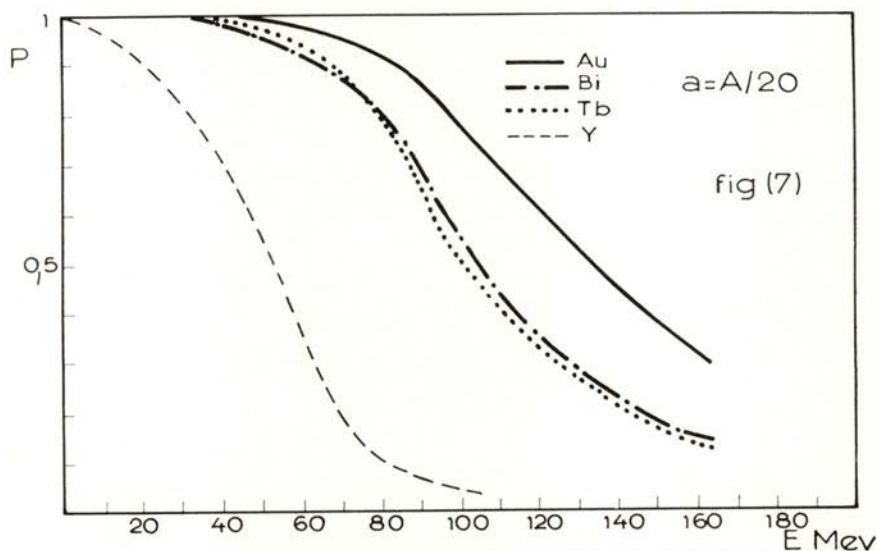
L'émission conjuguée de neutrons et particules chargées, par évaporation, conduit à la formation de plusieurs éléments. Sur les figs. 12 et 13 on a tracé les courbes de probabilité de formation de Po , Bi , Pb et Tl par désexcitation du Po^{210} .

On remarquera que la formation de Pb devient plus importante que celle de Bi . En effet, on obtient le premier de ces deux éléments, à la fois par l'émission de deux protons, deux deutons, deux tritons, un hélium 3 ou un alpha.

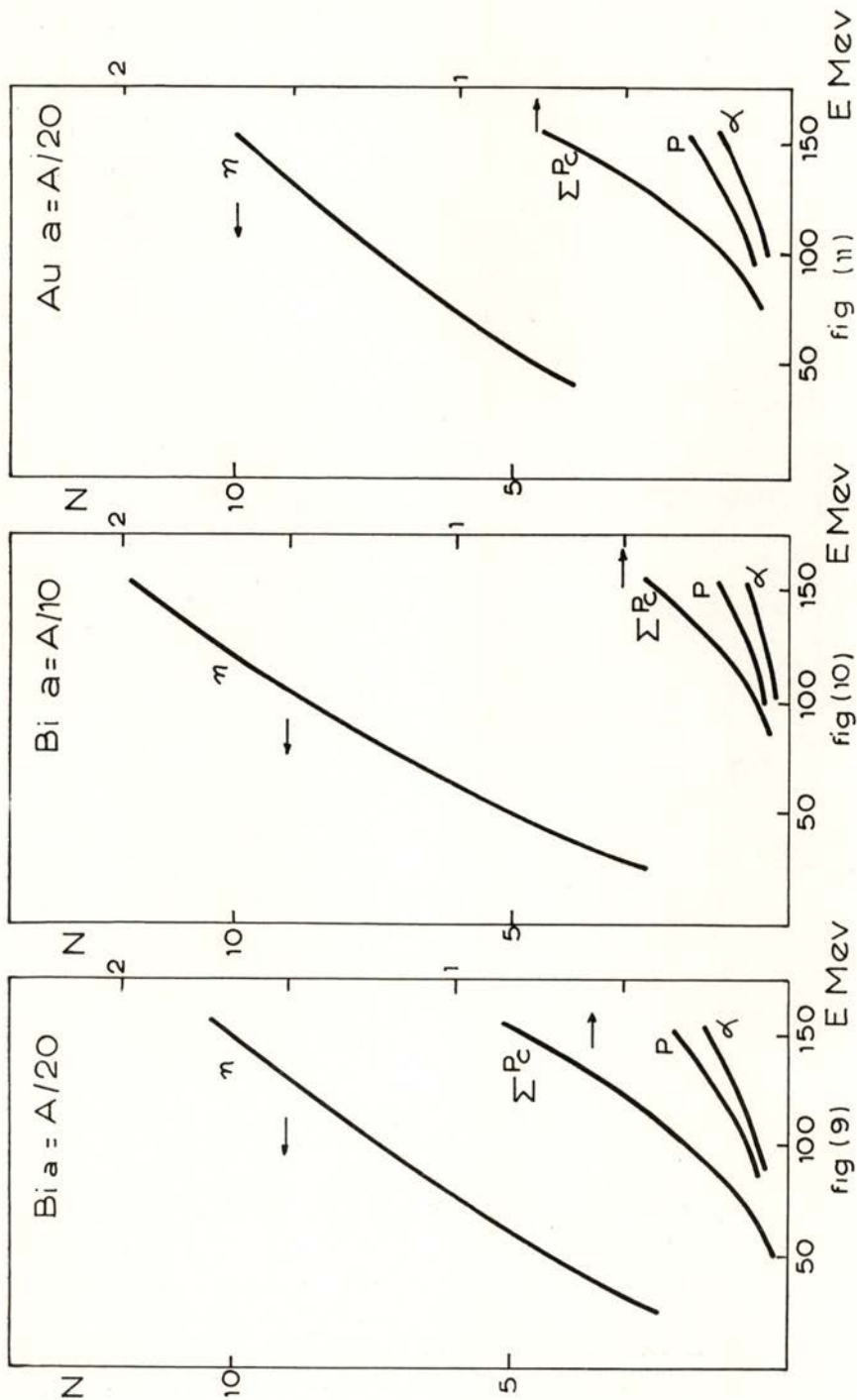
L'émission de protons doit contribuer, en particulier, aux réactions (p , $p xn$). Sur la fig. 14 on voit l'apport du noyau composé Po^{210} à la formation de Bi^{204} et Bi^{203} .

4 — PROBABILITE D'ÉMISSION D'UN NOMBRE X DE NEUTRONS

Comme première étape du calcul des rendements de formation des divers isotopes par la réaction (p, xn), on a tracé les courbes de

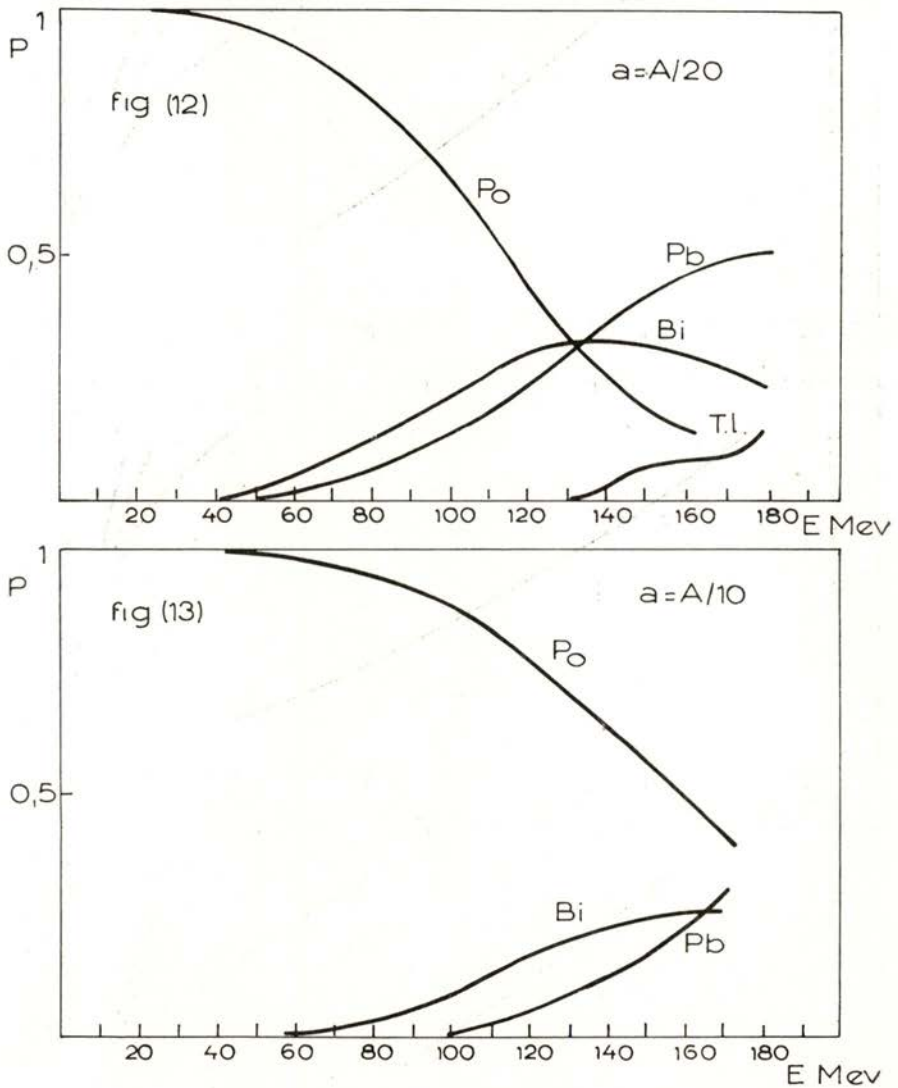


probabilité d'émission d'un nombre x de neutrons, en fonction de l'énergie d'excitation. On a rassemblé dans les figs. 15 et 16 quelques résultats concernant le Bi et le Tb. Les courbes, représentent la probabilité d'obtention par désexcitation des noyaux de Po^{210} et



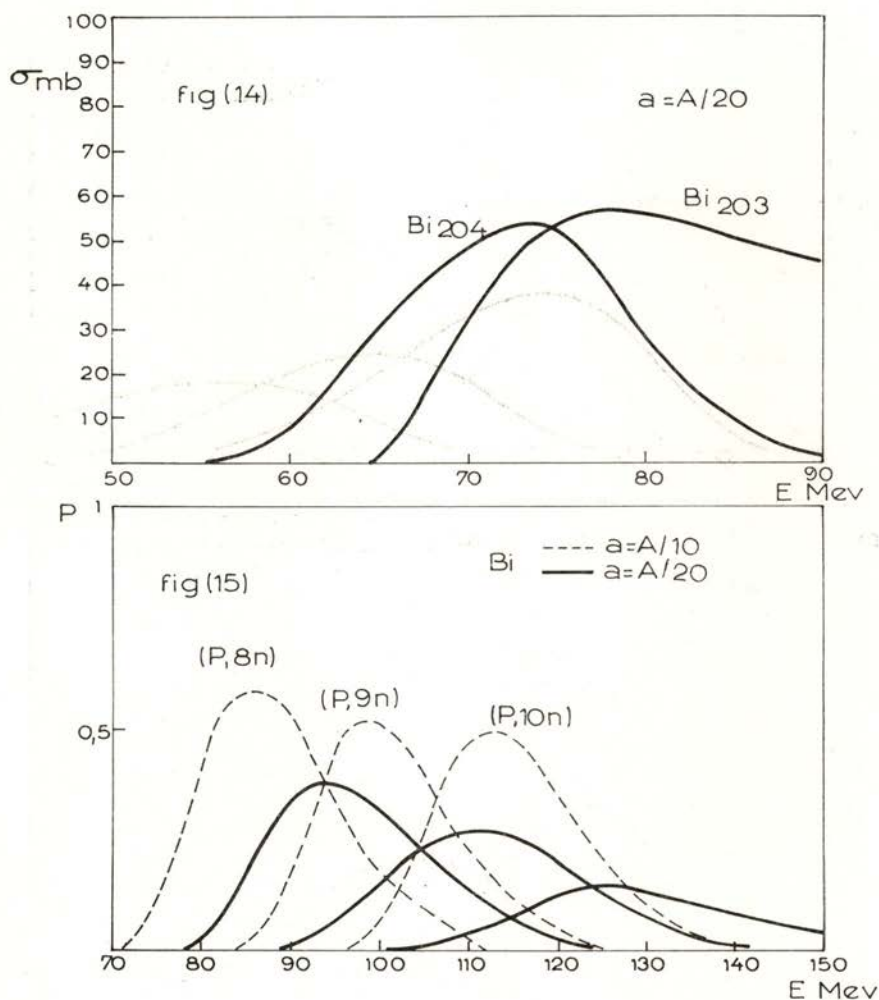
Dy^{160} des isotopes de ces éléments, de nombre de masse $A-8$, $A-9$, et $A-10$.

L'influence du paramètre a y apparaît très nettement, à la fois sur la place et l'amplitude de chaque courbe. Il est intéressant aussi



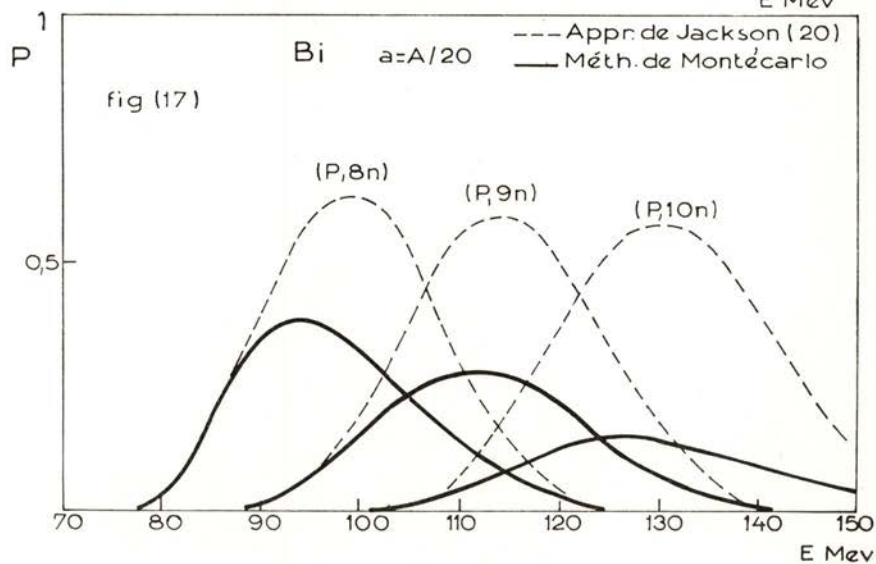
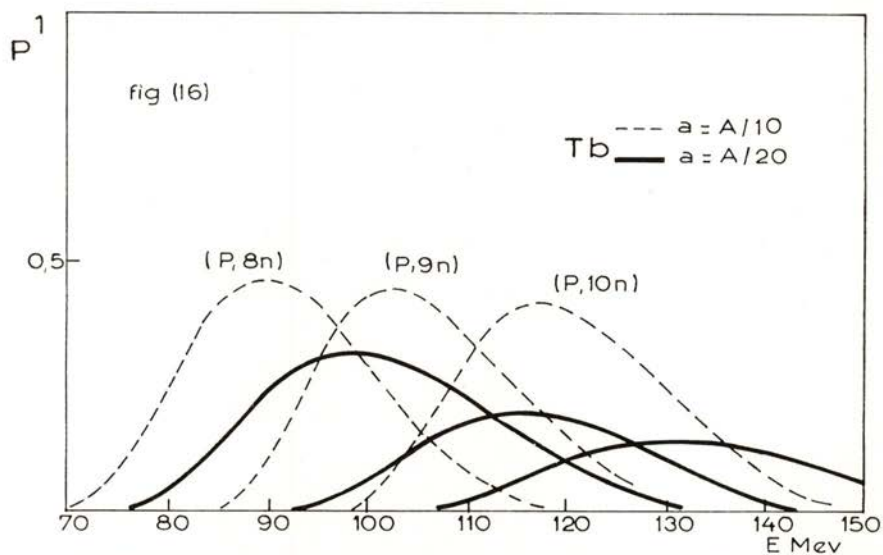
de comparer, sous cette forme, les résultats que l'on obtient suivant que l'émission de particules chargées est négligée ou non. La fig. 17 montre clairement la différence entre les résultats obtenus avec chacune de ces deux hypothèses. On y voit d'une part, en traits pleins,

les courbes qui figuraient sous la même forme dans la fig. 15 et, d'autre part, celles que l'on obtient, pour les mêmes isotopes, à partir de l'expression (4) [chapitre II]. La valeur de a est la même dans les deux cas.

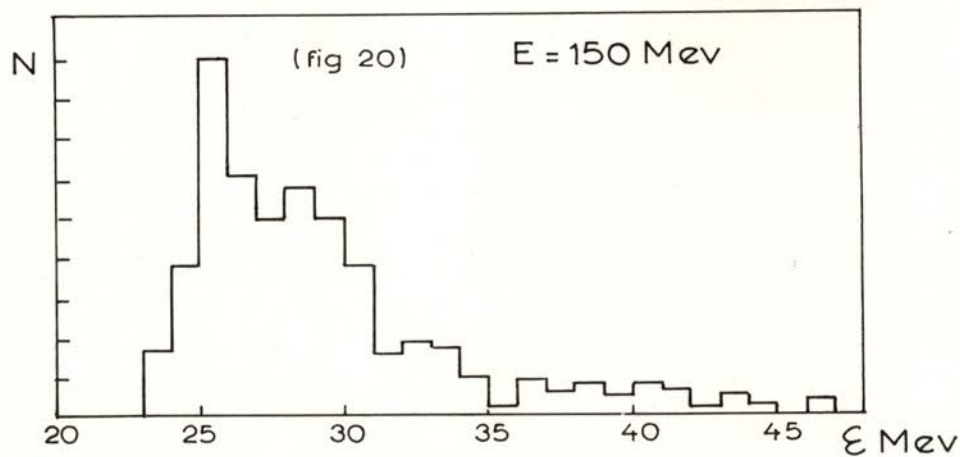
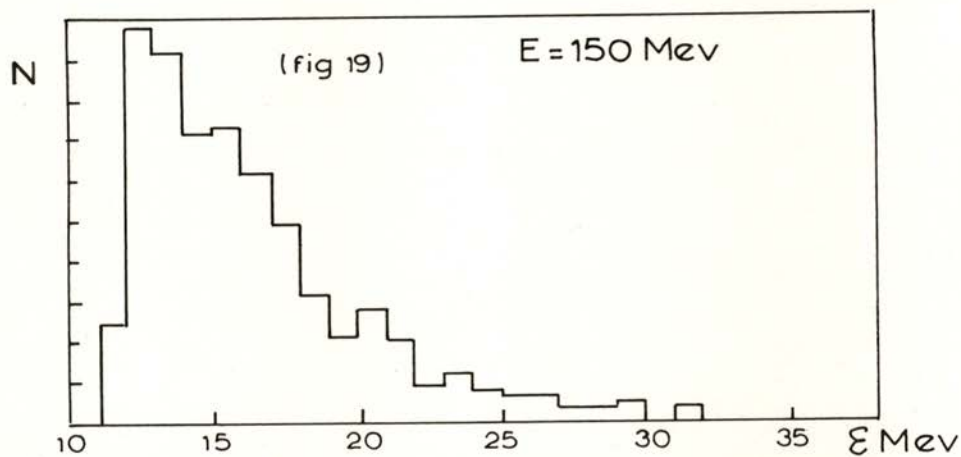
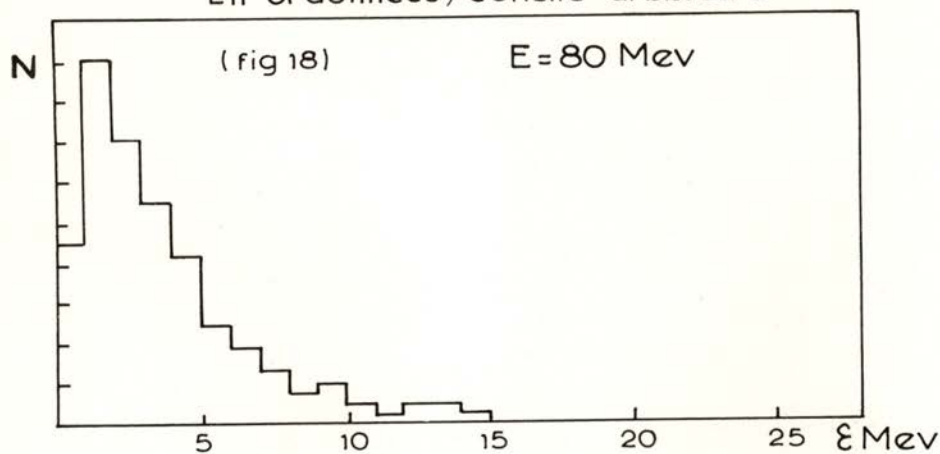


5 — SPECTRES D'EVAPORATION

Nous avons tracé les spectres de neutrons, protons et alpha émis au cours de la désexcitation de noyaux de polonium. Les figs. 18, 19 et 20 montrent un exemple de chacun de ces spectres.



En ordonnées, échelle arbitraire



D — COMPARAISON AVEC L'EXPÉRIENCE

I — REACTIONS (p, xn) SUR LE TERBIUM

Les fonctions d'excitation des réactions (p, 9n) et (p, 10n) induites dans le terbium 159 par des protons de 80 à 155 MeV furent étudiées récemment au laboratoire par M. LEFORT et collaborateurs (7). Ces auteurs ont pu montrer, par comparaison avec les résultats obtenus par ions lourds (43), l'influence négligeable du moment angulaire apporté par le proton incident. Par ailleurs, une comparaison théorie-expérience, basée sur l'approximation de JACKSON, faisait ressortir la nécessité de corriger les résultats ainsi obtenus, pour tenir compte au moins de l'émission de protons. Un raisonnement très schématique (7) conduisait à un rapport Γ_p/Γ_n égal à 0,04 à chaque étape, ce qui diminuait de 40% la section efficace de la réaction (p, 10n). Les résultats expérimentaux se trouvaient, même avec cette correction, systématiquement au-dessous des prévisions théoriques.

Il nous a donc semblé intéressant d'appliquer à ce noyau le schéma de calcul que nous venons d'exposer. La distribution en énergie des noyaux issus de la phase d'interaction directe fut celle utilisée par LEFORT *et al.* (7). Elle est constituée, d'une part, des résultats de calcul à la Montécarlo, dus à GRADSZTAJN (44), et, d'autre part, des estimations faites par interpolation de ces derniers à 95, 120 et 135 MeV. La fig. 21 montre les courbes calculées avec $a = A/20$, comparées aux données expérimentales.

L'emploi de la valeur $a = A/10$ conduisait, d'une part, à des fonctions d'excitation aux seuils et sommets déplacés par rapport à l'expérience et, d'autre part, à des sections efficaces beaucoup trop élevées.

En choisissant $a = A/20$ on obtient un accord presque satisfaisant avec les valeurs expérimentales, compte tenu de l'imprécision de celles-ci et des écarts statistiques des calculs. Cependant, on peut remarquer que les valeurs calculées pour la réaction (p, 9n) semblent toutes légèrement plus élevées que les résultats expérimentaux, tandis que pour la réaction (p, 10n) la situation est inversée. Les calculs laissent prévoir une diminution rapide des sections efficaces maximales lorsqu'on passe de (p, 9n) à (p, 10n), diminution non constatée expérimentalement. Il faudrait pouvoir disposer d'une série plus étendue de réactions (p, xn) pour tenter une comparaison plus poussée.

2 — REACTIONS (p, xn) SUR LE BISMUTH

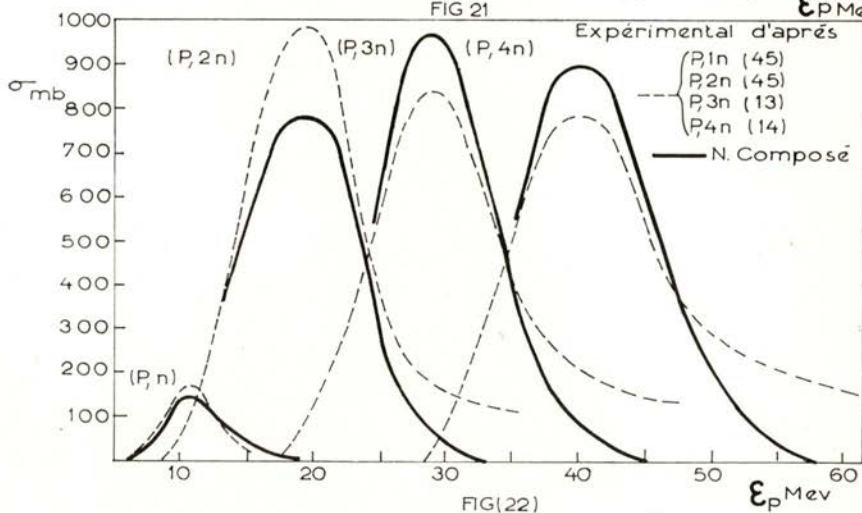
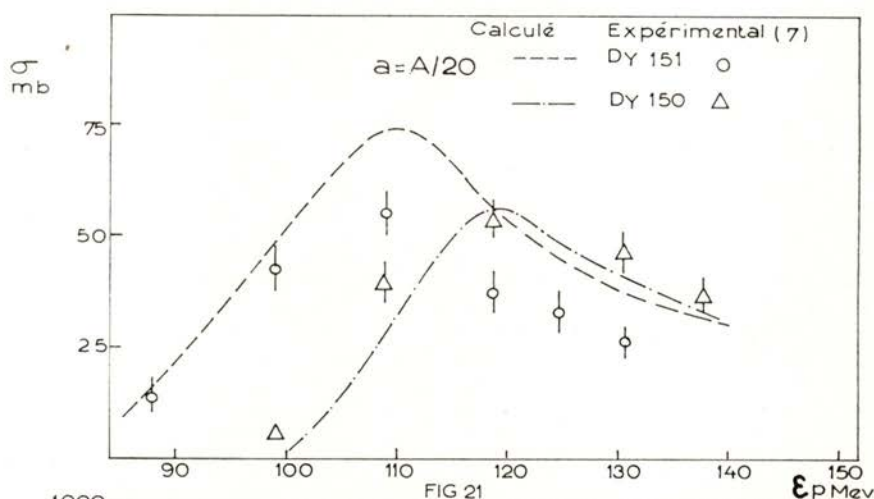
La comparaison théorie-expérience peut, dans le cas du bismuth, s'étendre sur une très grande bande d'énergie, puisque nous disposons de diverses sources des résultats de mesure de sections efficaces de toutes les réactions (p, xn) ayant lieu jusqu'à 155 MeV. Cette circonstance permet, en particulier, de tester les prévisions théoriques dans des régions où l'importance de chaque terme, dans le processus d'interaction directe, est très différente. Dans un noyau lourd, comme le bismuth, on peut distinguer une première région jusqu'à 50 MeV environ, où la formation d'un noyau composé est le processus dominant. Si l'on remarque qu'aux basses énergies d'excitation la place des divers maxima des fonctions d'excitations calculées sont assez peu sensibles au choix du paramètre a , il semble alors que la comparaison de nos calculs avec l'expérience soit particulièrement simple dans cette région. Sur la fig. 22 nous voyons, d'une part, les fonctions d'excitation expérimentales des réactions ($p, n; 2n; 3n; 4n$) et, d'autre part, les courbes obtenues en supposant que seul le noyau composé est formé dans la réaction d'absorption du proton. On peut donc écrire simplement l'expression:

$$\sigma_x = \sigma(\varepsilon) \cdot P(\varepsilon + B_p, x) \cdot P_{nc}(\varepsilon)$$

$\sigma(\varepsilon)$ est la section efficace d'absorption de protons, et les deux autres termes, respectivement, les probabilités d'émission de x neutrons et de formation du noyau composé. Pour chaque courbe, et au-delà d'une certaine énergie, les points expérimentaux montrent que l'effet de l'interaction directe commence à se faire sentir. Si l'on pense qu'à ces énergies, seule la cascade (P, N) peut contribuer dans les régions où l'apport du noyau composé devient négligeable, une estimation simple peut donner une idée de l'importance de ce processus. De l'examen des résultats sur la réaction ($p, 2n$), nous voyons que la courbe expérimentale cesse d'accompagner la courbe du noyau composé vers 23-25 MeV environ. Le seuil de la cascade (P, N) doit donc se trouver aux environs de cette énergie. Ce résultat correspond à peu près aux prévisions des calculs à la Montécarlo. A 60 MeV nous pouvons, sur ces considérations, évaluer grossièrement son importance à 18% environ de la section efficace inélastique. A plus grande énergie, il est malheureusement difficile de poursuivre ce genre d'étude, étant donné le nombre croissant de phénomènes en compétition. La fig. 23 montre les résultats de calcul obtenus à 155 MeV comparés aux valeurs expérimentales.

Cette comparaison appelle les remarques suivantes:

- a) Jusqu'à la réaction (p, 5n) l'effet d'évaporation de particules chargées ne se fait pas sentir. Ceci est dû au fait que, même



pour une énergie incidente de 155 MeV, les isotopes correspondant à ces réactions sont formés à partir de noyaux issus de l'interaction directe disposant d'une faible énergie d'excitation, à laquelle correspond une probabilité faible d'émission d'autres particules que les neutrons.

b) A partir de la réaction ($p, 9n$) les différences entre la présente méthode de calcul et celle de JACKSON deviennent importantes. On peut constater aussi l'influence du paramètre a à la fois, sur le nombre moyen de neutrons émis et sur la valeur absolue

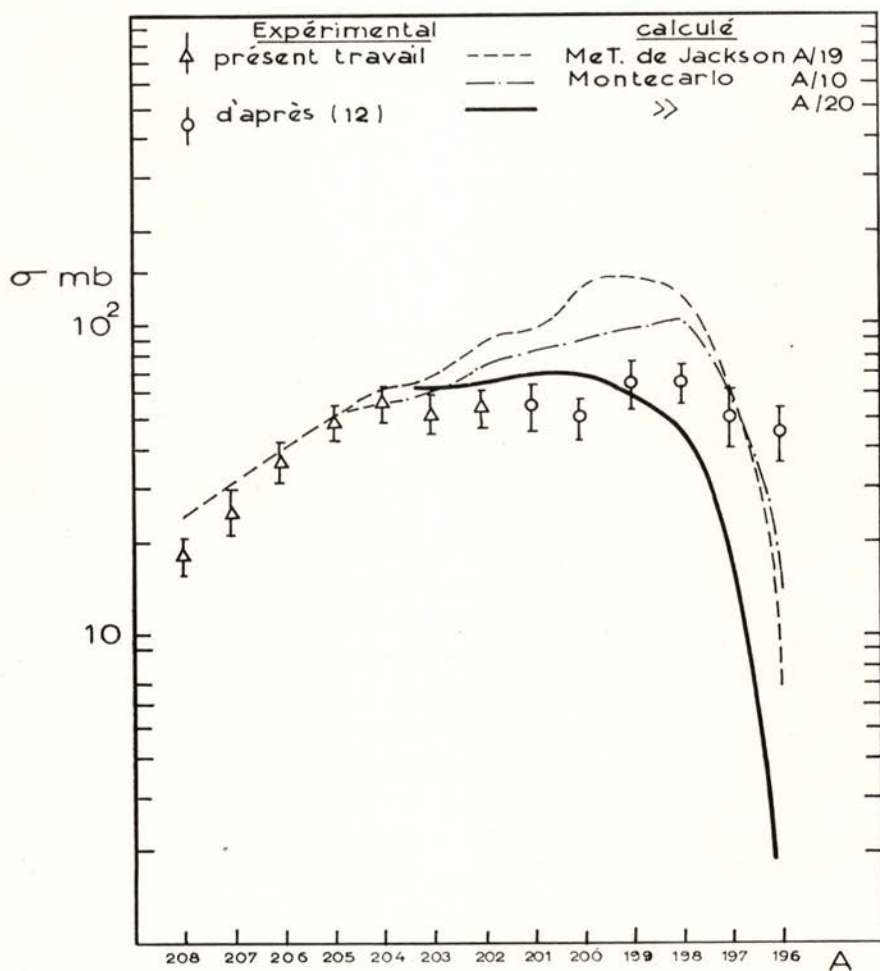


FIG (23)

des sections efficaces. Nous pouvons constater que, quelle que soit la valeur de a , on obtient une amélioration sensible par rapport à la méthode précédente. Cependant, si la valeur $a = A/20$ semble mieux convenir jusqu'à ($p, 11n$), elle donne des résultats trop faibles pour les réactions ($p, 13n$) et ($p, 14n$).

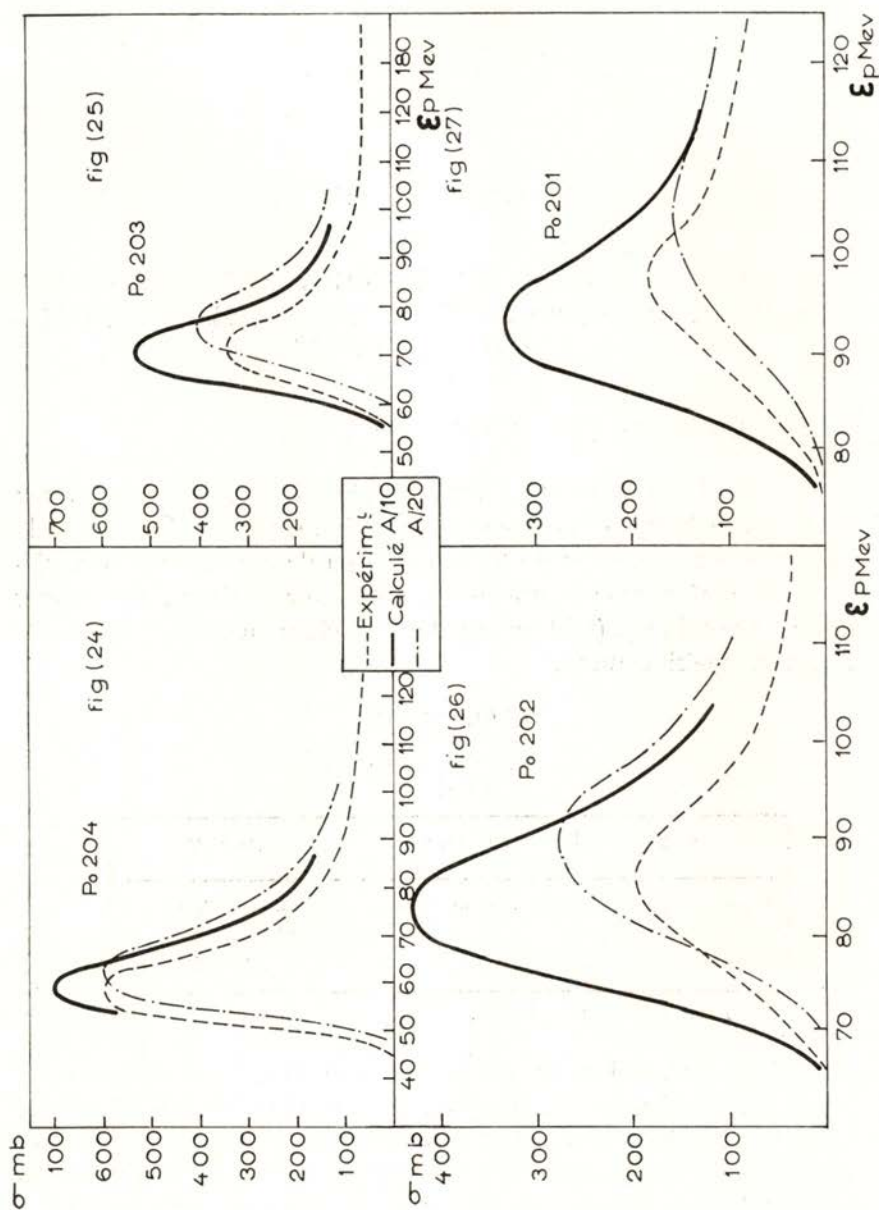
Il est intéressant aussi de comparer, à cette énergie et sous une forme globale, les résultats théoriques et expérimentaux. En effet, à plus basse énergie, les réactions (p, xn) étant issues d'un nombre très restreint de processus — le noyau composé, plus, dans une moindre mesure, la cascade (P, N) — on peut s'attendre à une influence importante des hypothèses de calculs sur la somme de ces deux termes. Il en est tout autrement à 155 MeV, où les modifications portent surtout sur la distribution des événements à l'intérieur d'un grand nombre de processus ($NC + P, N + P, 2N + P, 3N$). Dans le tableau II nous avons rassemblé la somme des sections efficaces calculées et expérimentales, ainsi que la valeur totale en mb des divers termes de l'interaction directe conduisant aux réactions

TABLEAU II
valeurs en mb .

A/10	A/20	NC + P,N + P,2N + P,3N	$\Sigma \sigma$ exp
775	605	1100	645

(p, xn), si l'on ne tient compte que de l'émission de neutrons. Cette dernière valeur représente aussi la somme des résultats de calcul selon la méthode de JACKSON, puisque nous n'y faisons pas intervenir de particules chargées.

La comparaison de ces résultats donne assez nettement une mesure supplémentaire de la non validité de la méthode qui consiste à envisager, comme seule voie de désexcitation, l'émission de neutrons. Le meilleur accord constaté à 155 MeV s'étend à plus basse énergie. Nous avons rassemblé dans les figs. 24, 25, 26 et 27 les fonctions d'excitation calculées et expérimentales des isotopes 204, 203, 202 et 201 du polonium. Si les courbes théoriques se trouvent en général audessus des courbes expérimentales, il n'en reste pas moins qu'en particulier avec $a = A/20$ l'accord est dans l'ensemble assez satisfaisant. La différence entre la position des divers maxima semble suggérer une valeur de a entre $A/10$ et $A/20$. D'un autre côté, nous n'avons pas tenu compte des énergies de «pairing». Son introduction dans le calcul aura comme effet une translation des courbes vers les grandes énergies. On peut donc penser que la conjugaison de ces deux modifications puisse amener l'emplacement des maxima calculés à une position plus correcte. Cette modification semble aussi convenir à 155 MeV où la valeur $A/20$ donne, nous l'avons vu, des résultats trop faibles pour les derniers isotopes.



CHAPITRE IV

ETUDE DES SPECTRES EN ÉNERGIE DES PARTICULES ÉVAPORÉES. INTRODUCTION DE NOUVELLES APROXIMA- TIONS DANS LE CALCUL DE L'ÉVAPORATION

I — SPECTRES DE PARTICULES CHARGÉES

Les calculs exposés au chapitre précédant permettent de tracer les spectres en énergie des particules évaporées. Un critère important de vérification est donc celui de la comparaison de ces spectres aux distributions tracées expérimentalement. Cette comparaison fait ressortir un désaccord très net (tableau III) dans la place en énergie des seuils calculés et expérimentaux.

TABLEAU III

Spectres alpha.

Bi + p

Seuil	56 MeV	155 MeV
Expérim.	~ 13 MeV (8)	~ 16 MeV (9)
Calculé (*)	23 MeV	23 MeV

(*) Voir figure (20) chapitre III.

Ce désaccord, qui se trouve lié directement à la section efficace inverse, est un résultat très général. Une comparaison systématique des spectres expérimentaux et des résultats de calculs d'évaporation par la méthode de Montécarlo a été faite, par exemple, par DOSTROVSKY *et al.* (46), aussi bien pour des énergies incidentes d'une quinzaine de MeV, pour lesquelles une seule particule est évaporée, qu'aux énergies plus élevées, au delà de 100 MeV. Nous retrouvons partout le même résultat. Pour pallier cette difficulté, on est naturellement

tenté d'agir sur le rayon nucléaire, soit en considérant une surface diffuse, soit en admettant une dilatation de la matière nucléaire avec l'énergie d'excitation. L'effet de la première de ces deux hypothèses peut, d'après SCOTT (47) et EVANS (48), se traduire en première approximation par l'utilisation d'un rayon nucléaire plus grand. Quant à une expansion du noyau, un traitement thermodynamique de la matière nucléaire [Le COUTEUR (38)] ou l'effet d'onde stationnaires à la surface du noyau [BAGGE (49)] conduisent à un résultat équivalent au précédent. DOSTROVSKY *et al.* (46) suggèrent une solution tenant compte à la fois d'une surface diffuse et d'une dilatation. Quantitativement, ces deux aspects sont traduits par un rayon nucléaire unité porté à 1,7 f et par une variation de la barrière de potentiel en fonction de l'énergie d'excitation sous la forme:

$$V(E) = kV_0 / [1 + (E_r/A)^{1/2}], \quad \text{où}$$

kV_0 est la barrière correspondante à $r_0 = 1,7$, corrigée d'un facteur de transparence k , voir équation (6), et E_r , l'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Si pour des énergies d'excitation élevées, au delà de 100 MeV, l'effet de cette correction devient non négligeable, il n'en est pas de même au cas où l'on a à faire à des noyaux peu excités, où l'on retrouve cependant le même désaccord. Il faut aussi remarquer que dans le calcul que nous avons exposé nous acceptons déjà implicitement une dilatation du noyau, puisque nous utilisons $r_0 = 1,3$ f pour ce qui est de la section efficace géométrique, et $r_0 = 1,5$ f pour la section efficace inverse. Si le désaccord se manifeste même dans ces conditions, nous concevons mal que le problème puisse trouver sa solution dans une augmentation systématique des dimensions du noyau. En effet, cette voie conduirait à un bouleversement complet des rapports de probabilité d'émission neutrons/particules chargées, et l'on obtiendrait, par exemple, des sections efficaces d'évaporation de particules α très supérieures aux valeurs expérimentales. Il faut donc rechercher une autre explication qu'une expansion isotrope de la matière nucléaire, pour expliquer des valeurs des seuils plus bas, sans accroître les sections efficaces d'émission des particules chargées (51).

11 — Influence d'une déformation du noyau

Si une dilatation de la matière nucléaire paraît justifiée par l'énergie d'excitation, nous sommes alors conduits à considérer, dans le cadre

du modèle de la goutte liquide, la perturbation qu'elle est susceptible d'apporter à l'équilibre des tensions superficielle et électrostatique. Il semble donc raisonnable d'associer intimement, dilatation et déformation du noyau. Dans ces conditions, la probabilité d'émission d'une particule chargée va dépendre de la région par laquelle elle quitte le noyau. Cette remarque, suscitée par la déformation des noyaux fissionables, avait déjà été faite par HILL et WHEELER (52) à propos de la vie moyenne des émetteurs alpha. Pour traduire mathématiquement un changement de la configuration du noyau, nous ferons appel au formalisme du modèle de la goutte liquide. Pour des petites déformations à symétrie cylindrique nous écrivons alors:

$$(11) \quad R = R_0/\lambda [1 + \alpha P_2(\cos \theta)]$$

ou λ est un paramètre destiné à assurer la constance de la densité nucléaire, α mesure l'importance de la déformation et $P_2(\cos \theta)$ est le polynôme de LEGENDRE du deuxième degré. Avec cette approximation, le potentiel électrostatique s'écrit

$$V = \frac{zZ e^2}{R} \left[1 + \frac{3}{5} \frac{R_0^2}{R^2} \alpha P_2(\cos \theta) \right]$$

Quant à la section efficace inverse, nous garderons la forme déjà utilisée:

$$\sigma_c = \sigma_g(1 + c) (1 - kV/\varepsilon).$$

DOSTROVSKY *et al.* (35) ayant calculé les coefficients c et k pour les rayons 1,5 f et 1,7 f, nous les avons utilisés pour effectuer des extrapolations pour nos différentes valeurs de r . Enfin, nous avons admis que la densité de niveaux ω reste inchangée lors de la déformation. Avec ces hypothèses, la probabilité d'émission d'une particule chargée quittant le noyau par la région où le potentiel vaut $V(\theta)$ sera

$$\gamma(\theta) = \int_0^{E-B-\varepsilon} P(\varepsilon) d\varepsilon = \int_{KV(\theta)}^{E-B-\varepsilon} P(\varepsilon) d\varepsilon$$

et son spectre concernant la même région aura la forme

$$p(\varepsilon, \theta) = \gamma(\theta) \cdot P(\varepsilon)$$

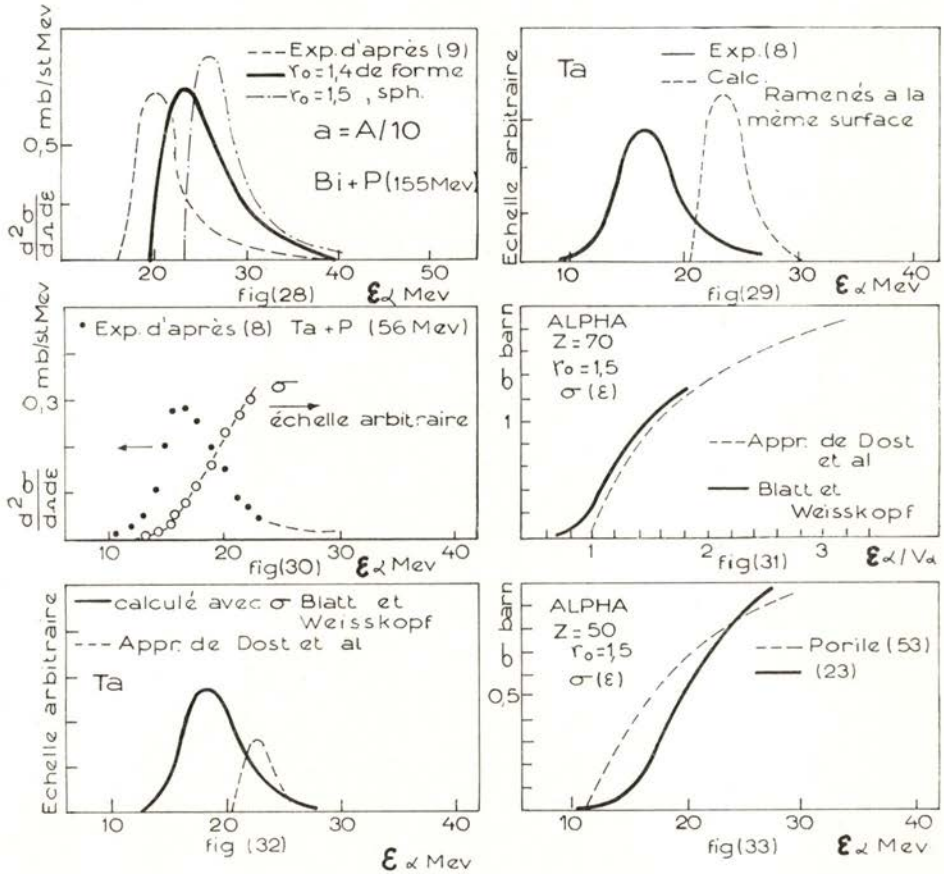
Nous voyons par là que le changement de configuration évoqué doit se traduire par une émission non isotrope des particules chargées. Cette anisotropie ne se manifeste cependant qu'à l'échelle individuelle, puisque l'orientation de chaque noyau déformé est supposé se faire entièrement au hasard. Reste à regarder la façon dont les rapports d'émission particules chargées/neutrons se trouvent modifiés. Les rapports deviennent alors:

$$\Gamma/\Gamma_n = \bar{\gamma}/\Gamma_n \quad \text{avec} \quad \bar{\gamma} = 2/\pi \int_0^{\pi/2} \gamma(\theta) d\theta,$$

la largeur de niveau d'émission de neutrons restant inchangée. Nous avons tout d'abord considéré l'effet d'une déformation à partir d'un noyau sphérique de rayon unitaire $r_0 = 1,5 f$, avec $\alpha = 0,5$, toujours dans le cas de l'émission de particules alpha. Si l'on constate un meilleur accord dans la place en énergie du spectre, on est pourtant conduit à une section efficace trop élevée par rapport à la valeur expérimentale, car la déformation a , comme nous l'avons indiqué, un autre effet, celui d'augmenter les rapports $\Gamma\alpha/\Gamma_n$. Dans le but de compatibiliser ces deux aspects, nous avons regardé l'effet d'une déformation de même importance, mais à partir d'une sphère de rayon unitaire $r_0 = 1,4$. La section efficace est alors de 50 mb si l'on prend la condition la moins favorable à l'émission de particules chargées (figs. 9 et 10), c'est-à-dire, $a = A/10$.

La fig. 28 montre l'amélioration sensible que l'on obtient avec ces hypothèses. Malgré cette amélioration, nous constatons qu'un désaccord toujours important subsiste. Il faut aussi remarquer que la valeur $\alpha = 0,5$ utilisée dans l'expression (11) correspond déjà à une déformation assez importante; il semble donc difficile d'aller plus loin dans cette voie. En effet, du moins dans les noyaux lourds, pour lequel Z^2/A est plus grand que 35, une déformation plus importante entraînerait la fission. Il semble donc que, bien que l'hypothèse dilatation-déformation puisse jouer un rôle correctif important, on doit quand même chercher par ailleurs une raison supplémentaire pour expliquer le désaccord subsistant. Nous avons dans ce but porté notre attention sur la section efficace inverse, dont nous avons utilisé une forme approchée lors du calcul des largeurs de niveau. L'orientation de nos recherches dans cette voie fut suggérée par l'observation suivante: la distance entre le seuil et le maximum pour les spectres calculés et les spectres expérimentaux est nettement différente. L'écart est parti-

culièrement frappant pour les faibles énergies d'excitation comme le montre la fig. 29. La comparaison théorie-expérience est aussi plus simple dans ce cas. On peut en effet avancer l'hypothèse suivant laquelle les particules alpha issues d'un noyau lourd disposant de si peu d'énergie d'excitation devraient provenir du début de la chaîne



d'évaporation. L'énergie d'excitation du noyau résiduel est alors bien définie et, par la même, sa densité de niveaux. Le spectre théorique est donc obtenu par le simple calcul de l'expression

$$(10) \quad P(\epsilon) = Cte. \epsilon \cdot \sigma(\epsilon) \omega(E - B - \epsilon)$$

On peut maintenant se demander quelle forme devrait avoir $\sigma(\epsilon)$ pour qu'il soit possible de reproduire une courbe ayant l'allure

du spectre expérimental. Partons de l'expression (10) et explicitons $\sigma(\varepsilon)$.

$$\sigma(\varepsilon) = Cte. \frac{P(\varepsilon)}{\varepsilon \omega (E - B - \varepsilon)}$$

on peut alors obtenir $\sigma(\varepsilon)$ à une constante près, à partir de l'ensemble des valeurs expérimentales $[P(\varepsilon), \varepsilon]$, avec $\omega(E)$ définie comme précédemment. La courbe obtenue, ainsi que les points expérimentaux qui en sont l'origine se trouvent rassemblés dans la fig. 30. La figure suivante montre la courbe $\sigma(\varepsilon)$ donnée par la théorie du continuum [BLATT et WEISSKOPF (23)] et l'approximation de DOSTROVSKI *et al.* (35).

De l'examen de cet ensemble de résultats on est rapidement amené à attribuer une importance insoupçonnée jusqu'ici à la région du seuil de la fonction d'excitation théorique $\sigma(\varepsilon)$, région négligée par l'approximation de DOSTROVSKI *et al.* La forme très rétrécie de la partie du spectre théorique entre le seuil et le maximum trouve donc son origine dans l'emploi d'une courbe $\sigma(\varepsilon)$ dont la montée est beaucoup trop rapide. La contribution de l'élément de courbe négligé est rendue très significative en raison du rôle amplificateur de la densité de niveaux. On peut mieux préciser ces remarques en calculant le même spectre sans approximations. Les résultats obtenus avec les deux courbes de la fig. 31 sont rassemblés dans la fig. 32.

On constate immédiatement que:

— L'utilisation correcte de $\sigma(\varepsilon)$ ramène le seuil théorique de 21 à 12 MeV environ.

— L'aire des deux spectres est très différente.

Cette deuxième remarque soulève un problème important, car elle signifie que la probabilité d'émission d'une particule chargée n'est pas la même suivant que le calcul est fait avec la forme exacte de $\sigma(\varepsilon)$ ou avec l'approximation de DOSTROVSKI *et al.* Le rapport des probabilités d'émission neutrons/particules chargées est donc modifié.

Une tentative a été faite par PORILE (53) de faire correspondre les spectres calculés et expérimentaux en choisissant les paramètres c et k de l'expression

$$(12) \quad \sigma(\varepsilon) = \sigma_g (1+c) \left(1 - \frac{kV}{\varepsilon}\right).$$

L'accord est cependant très artificiel car l'équation (12) ne correspond plus aux prévisions théoriques. La fig. 33 montre les courbes de $\sigma(\varepsilon)$ en fonction de ε obtenues selon PORILE et selon la théorie du continuum. En réalité, il faut abandonner l'expression (12) pour laquelle aucune valeur des paramètres c et h n'est vraiment convenable.

2 — COMPETITION — NEUTRON, PROTON, ALPHA

On peut aisément reproduire d'une façon très satisfaisante la courbe $\sigma(\varepsilon)$ théorique, en la décomposant en un certain nombre d'éléments que l'on traduit alors par une expression aussi simple que possible. Dans l'exemple de la fig. 34 nous voyons que de 3,8 à 13 MeV un bon accord est obtenu en remplaçant $\sigma(\varepsilon)$ par des expressions du type $e^{a\varepsilon}$. Au delà de 13 MeV une équation plus simple traduit assez bien le reste de la courbe. On peut alors écrire, après un choix convenable de divers paramètres:

$$\begin{array}{ll} 3,8 \leq \varepsilon < 6,5 & \sigma_c = \sigma_g (4,17 \cdot 10^{-5} \exp (2,81 \varepsilon - 14,6)) \\ 6,5 \leq \varepsilon < 9,5 & \sigma_c = \sigma_g (9 \cdot 10^{-3} \exp (1,14 \varepsilon - 9,17)) \\ 9,5 \leq \varepsilon < 13 & \sigma_c = \sigma_g (9,5 \cdot 10^{-2} \exp (0,38 \varepsilon - 4,23)) \\ 13 \leq \varepsilon < E - B_p & \sigma_c = \sigma_g 0,95 (1 - 10,5/\varepsilon) \end{array}$$

Pour les particules alpha, nous ne disposons pas dans la région $Z = 80$ de résultats détaillés permettant de tracer $\sigma(\varepsilon)$. Nous avons tourné cette difficulté en interpolant les résultats dont on dispose pour $Z = 70$ et $Z = 90$. La courbe obtenue est alors traitée comme nous l'avons décrit pour les protons. La largeur de niveaux d'émission de protons, par exemple, s'écrit maintenant:

$$\Gamma_p = Cte \left\{ C_1 \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \varepsilon \cdot \exp (C_2 \varepsilon - C_3) \cdot \omega (E - B - \varepsilon) d\varepsilon + \dots \right. \\ \left. \dots + C_4 \int_{\varepsilon_4}^{E-B} \varepsilon \left(1 - \frac{C_5}{\varepsilon} \right) \omega (E - B - \varepsilon) d\varepsilon \right\}$$

Dans le tableau IV nous avons rassemblé tous les coefficients déterminant chacune des expressions utilisées pour les protons et particules alpha avec $r_o = 1,3$.

TABLEAU IV

$$r_0 = 1,3 \text{ f}$$

— PROTONS —

$$\sigma_c / \sigma_g = C_1 \exp(C_2 \varepsilon - C_3)$$

— ALPHA —

ΔE	C_1	C_2	C_3
4,3 — 6,5	$2,02 \cdot 10^{-5}$	2,65	14,21
6,5 — 9,5	$2,68 \cdot 10^{-3}$	1,31	10,5
9,5 — 12,6	$4,65 \cdot 10^{-2}$	0,553	6,14

ΔE	C_1	C_2	C_3
15,6 — 17,9	$7,9 \cdot 10^{-6}$	2	33,2
17,9 — 20,7	$4,64 \cdot 10^{-4}$	1,32	25,1
20,7 — 24,3	$1,085 \cdot 10^{-2}$	0,69	15,18

$$\sigma_c / \sigma_g = C_4 (1 - C_5 / \varepsilon)$$

$$12,6 - (E - B_p), C_4 = 0,82 \\ C_5 = 11,04$$

$$24,3 - (E - B_\alpha), C_4 = 0,89 \\ C_5 = 22,8$$

Les intégrales du type:

$$\int_a^b \exp(C_2 \varepsilon - C_3) \cdot \varepsilon \cdot \omega(E - B - \varepsilon) d\varepsilon$$

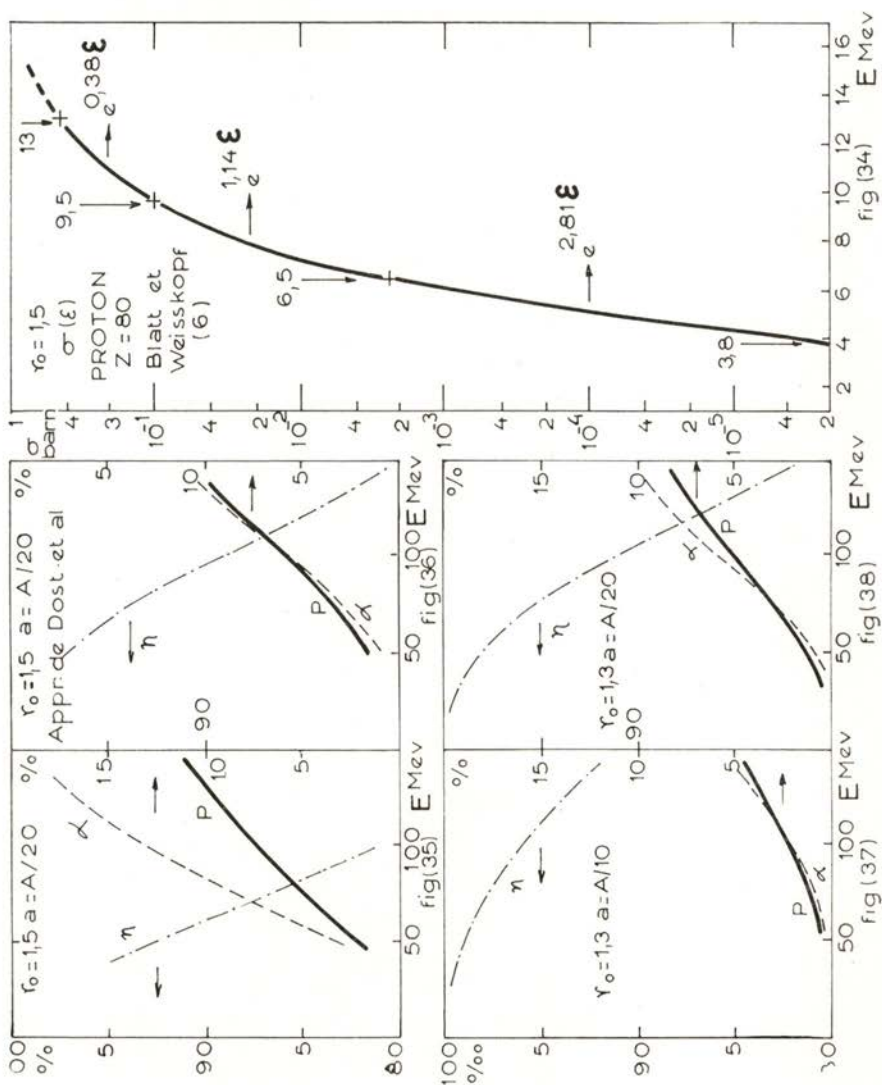
ont été calculées par la méthode de GAUSS, grâce à l'utilisation d'une calculatrice UNIVAC 1107.

Nous avons ainsi calculé les probabilités d'émission de protons et alpha en fonction de l'énergie d'excitation, dans le cas du noyau Po^{210} . La probabilité d'émission de neutrons a été calculée comme précédemment. La fig. 35 montre les résultats obtenus par cette méthode, que l'on peut comparer à ceux de la fig. 36, calculés d'après les approximations de DOSTROVSKY *et al.* en utilisant les mêmes paramètres.

Les différences sont particulièrement importantes en ce qui concerne la probabilité d'émission alpha. Ceci s'explique par le fait que l'approximation de DOSTROVSKY *et al.* ne traduit pas la section efficace inverse de cette particule d'une façon aussi satisfaisante que dans le cas des protons. L'augmentation très nette du taux d'émission de particules alpha ne semble pas convenir si nous tenons compte des résultats obtenus au cours du chapitre précédent. Par contre, l'emploi d'un rayon nucléaire plus petit $r_0 = 1,3 \text{ f}$ améliore très nette-

ment les résultats en ramenant la proportion de particules alpha, en particulier, à un niveau beaucoup plus bas (figs. 37 et 38).

Cette influence est déjà suffisante pour orienter le choix de r_0 ,



bien qu'elle ne correspond pas à une mesure expérimentale. Nous allons donc reprendre le schéma de calcul exposé dans le chapitre précédent, pour lui apporter les modifications nécessaires à l'inclusion de ces nouvelles approximations.

A — CALCULS A LA MONTECARLO — NOUVELLES APPROXIMATIONS

Pour calculer, suivant la méthode déjà décrite, l'énergie cinétique de chaque particule émise au cours de la cascade, nous avons besoin de normaliser son spectre. Or l'approximation que l'on vient d'utiliser se prête difficilement à cette opération. Le maximum de $P(\varepsilon)$ pourrait en effet appartenir, suivant l'énergie d'excitation, à des fonctions différentes. Une bonne solution consiste donc à remplacer $\sigma(\varepsilon)$ par une seule expression, du moins dans toute la zone où, compte tenu des énergies d'excitation en jeu, la probabilité $P(\varepsilon)$ passe par un maximum. Nous avons pour cela cherché une fonction $f(\varepsilon)$ tel que $\exp f(\varepsilon)$ reproduise d'une façon satisfaisante la courbe $\sigma(\varepsilon)$ dans une bande d'énergie dont la borne supérieure dépasse la barrière de potentiel. Avec la condition

$$\sigma(\varepsilon) = \exp f(\varepsilon)$$

on peut tracer point par point $f(\varepsilon)$, dont la forme beaucoup plus simple que celle de $\sigma(\varepsilon)$ est facilement exprimée par une équation du type

$$f(\varepsilon) \sim \sqrt{1 - \frac{(C_1 - \varepsilon)^2}{C_2}}$$

Les divers paramètres choisis, on arrive pour les protons et particules alpha à l'expression générale

$$(13) \quad \sigma(\varepsilon) = C_1 \exp \left(C_2 \sqrt{1 - \frac{(C_3 - \varepsilon)^2}{C_4}} - C_5 \right)$$

Pour les grandes valeurs de ε nous avons conservé l'expression déjà utilisée:

$$(14) \quad \sigma(\varepsilon) = C_6 (1 - C_7/\varepsilon).$$

On trouve rassemblés dans le tableau v les divers paramètres C_1, C_2, \dots, C_7 .

TABLEAU V (*)

$$r_0 = 1,3$$

	Proton	Alpha
$C_1 \dots$	0,022	0,00202
$C_2 \dots$	13,50	15,45
$C_3 \dots$	19,40	31,00
$C_4 \dots$	225,0	237,0
$C_5 \dots$	10,0	10,0
$C_6 \dots$	1,69	2,29
$C_7 \dots$	11,04	24,00

Les expressions (13) et (14) s'appliquent dans les intervalles suivants:

Expression	Proton	Alpha
(13)	De 4,4 á 19,4	De 16 á 29
(14)	De 19,4 á $E - B_p$	De 29 á $E - B_\alpha$

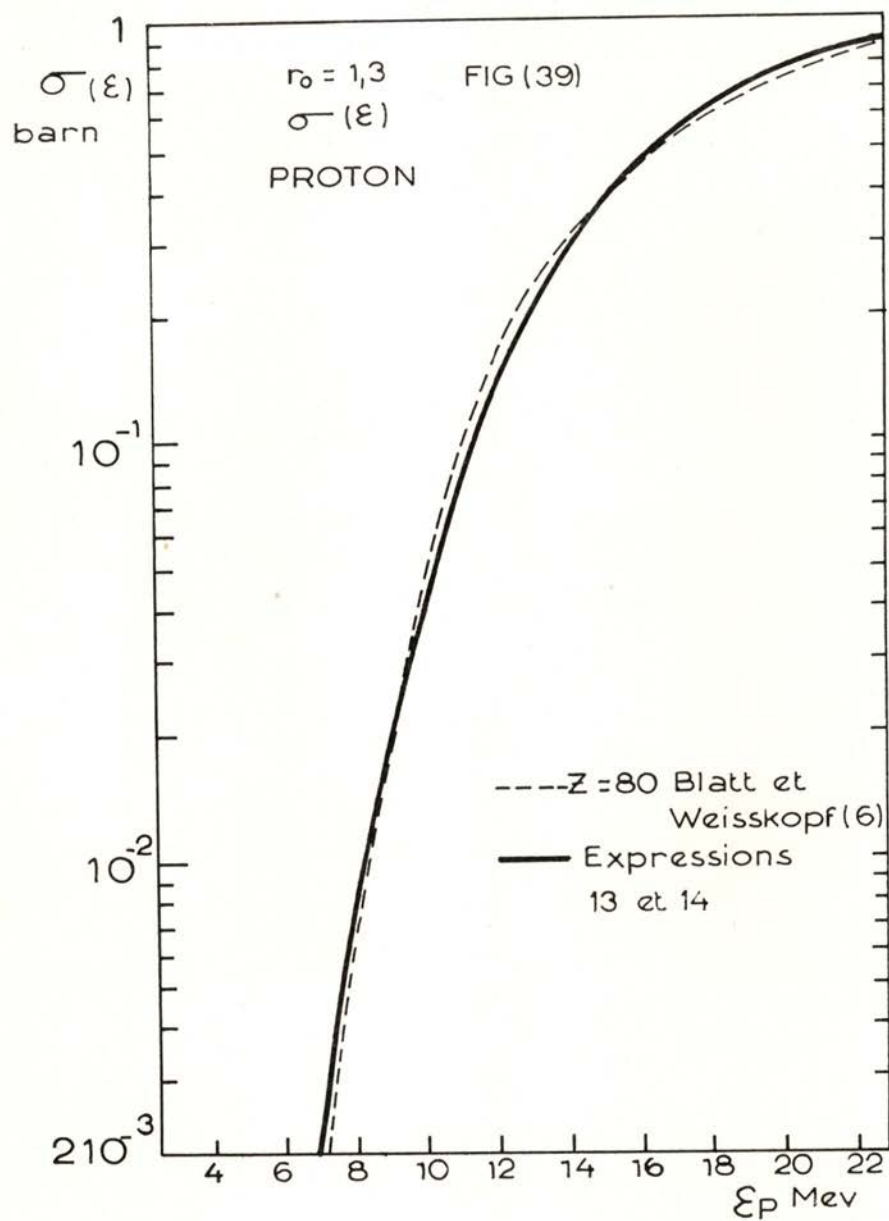
Les figs. 39 et 40 montrent les approximations utilisées, comparées aux résultats de BLATT et WEISSKOPF (23).

Pour les deutons, tritons et hélium 3, nous avons déterminé $\sigma(\varepsilon)$ à partir des résultats pour les protons et alpha. En comparant les courbes $\sigma(\varepsilon)$ pour protons et deutrons, nous voyons que l'approximation qui consiste à prendre

$$\sigma_d(\varepsilon) \sim 1,6 \sigma_p(\varepsilon)$$

est satisfaisante dans toute la région où $\sigma(\varepsilon)$ joue un rôle important (fig. 41).

(*) Avec ces paramètres, les expressions 13 et 14 donnent $\sigma(\varepsilon)$ en barn.



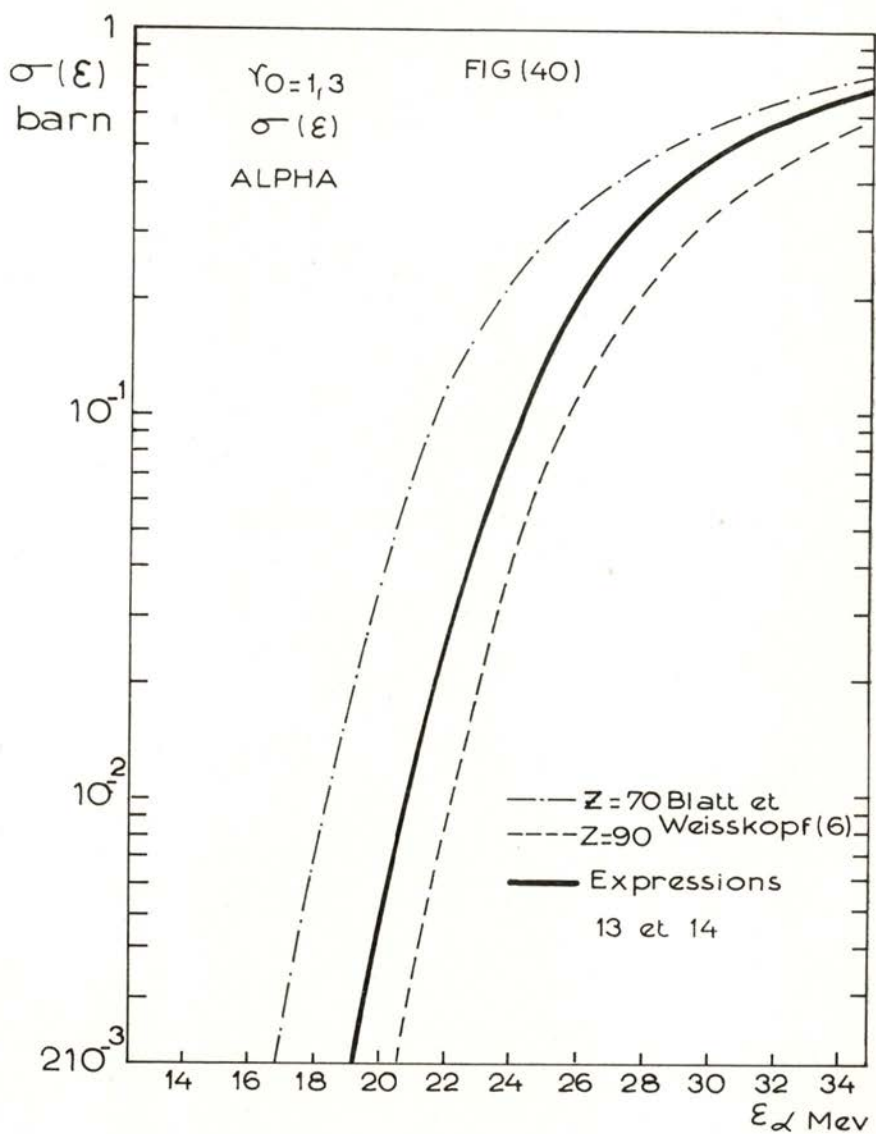
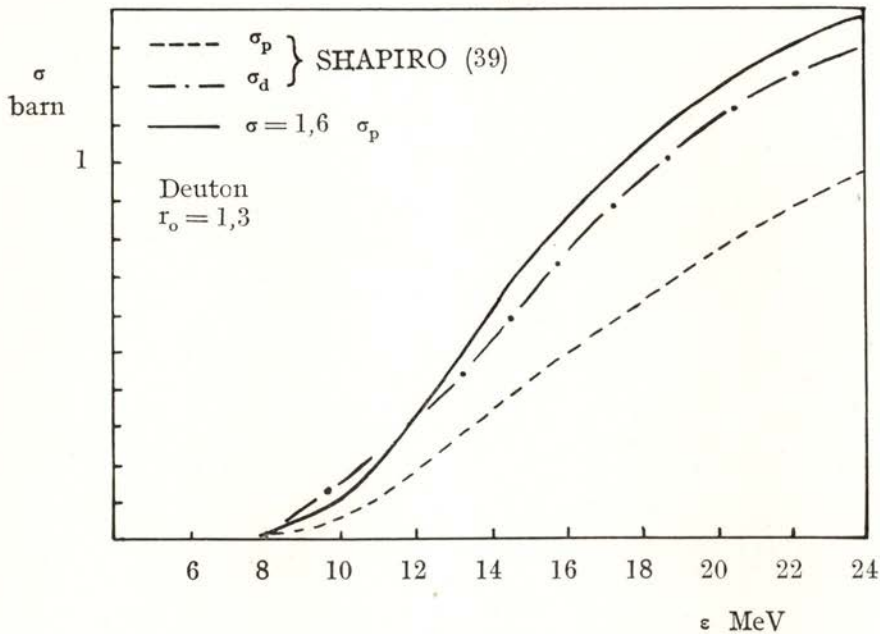


FIG (41)



Pour les tritons, nous avons utilisé le même résultat faute de renseignements précis. Finalement, pour l'hélium 3 nous avons pris

$$\sigma_{He3}(\epsilon) = \sigma_{\alpha}(\epsilon).$$

Même si l'approximation n'est pas très bonne, on n'introduit qu'une erreur négligeable car l'émission d'hélium 3 est très peu fréquente. Les $\sigma(\epsilon)$ se trouvant dans tous les cas décomposées en deux parties, les largeurs de niveau s'écrivent:

$$\Gamma = Cte \left\{ C_1 \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \epsilon \exp \left(C_2 \sqrt{1 - \frac{(C_3 - \epsilon)^2}{C_4}} - C_5 \right) \omega(E - B - \epsilon) d\epsilon + C_6 \int_{\epsilon_2}^{E-B} \epsilon (1 - C_7/\epsilon) \omega(E - B - \epsilon) d\epsilon \right\}$$

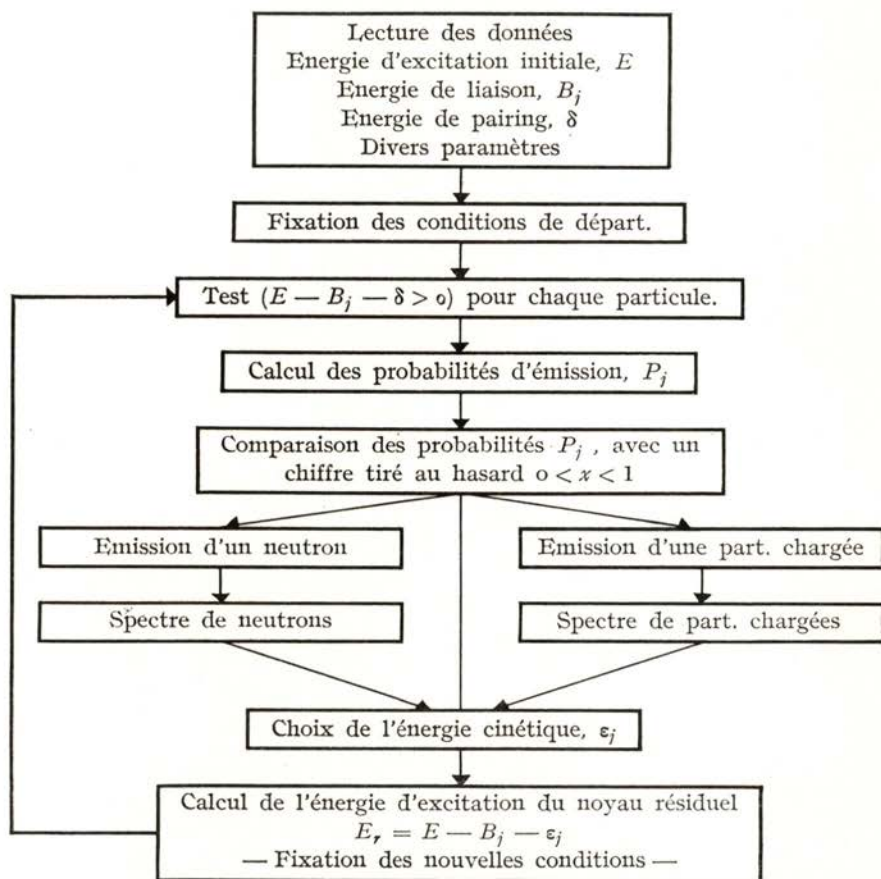
La première de ces deux intégrales a été calculée, comme précédemment, à l'aide d'une calculatrice. Le deuxième terme est intégrable analytiquement et donne:

$$\int_{\varepsilon_2}^{E-B} \varepsilon(1 - C_7/\varepsilon)\omega(E - B - \varepsilon) d\varepsilon = \frac{1}{2a^2} e^{2\sqrt{aR}} \{ 3aR - 2(\sqrt{aR})^3 - aR_1 + aR_1 + \sqrt{aR} (2aR_1 - 3) + 1,5 \} + aR - 1,5, \text{ ou}$$

$$R = E - B - \varepsilon_2 \quad \text{et} \quad R_1 = E - B - C_7$$

Reste à normaliser $P(\varepsilon)$. La condition $P'(\varepsilon) = 0$ conduit à une équation du sixième degré que nous avons résolue par la méthode de NEWTON. On est ainsi conduit à une valeur ε_r , dont la condition $P'(\varepsilon_r) < 0,001$ garantit une bonne approximation de la valeur exacte de la racine.

ORGANIGRAMME SCHEMATISE (*)



(*) Le programme, écrit en langage FORTRAN, comprend 393 instructions.

B — COMPARAISON DES APPROXIMATIONS PROPOSEES
AVEC L'EXPERIENCEI — REACTIONS (p, xn) SUR LE BISMUTH

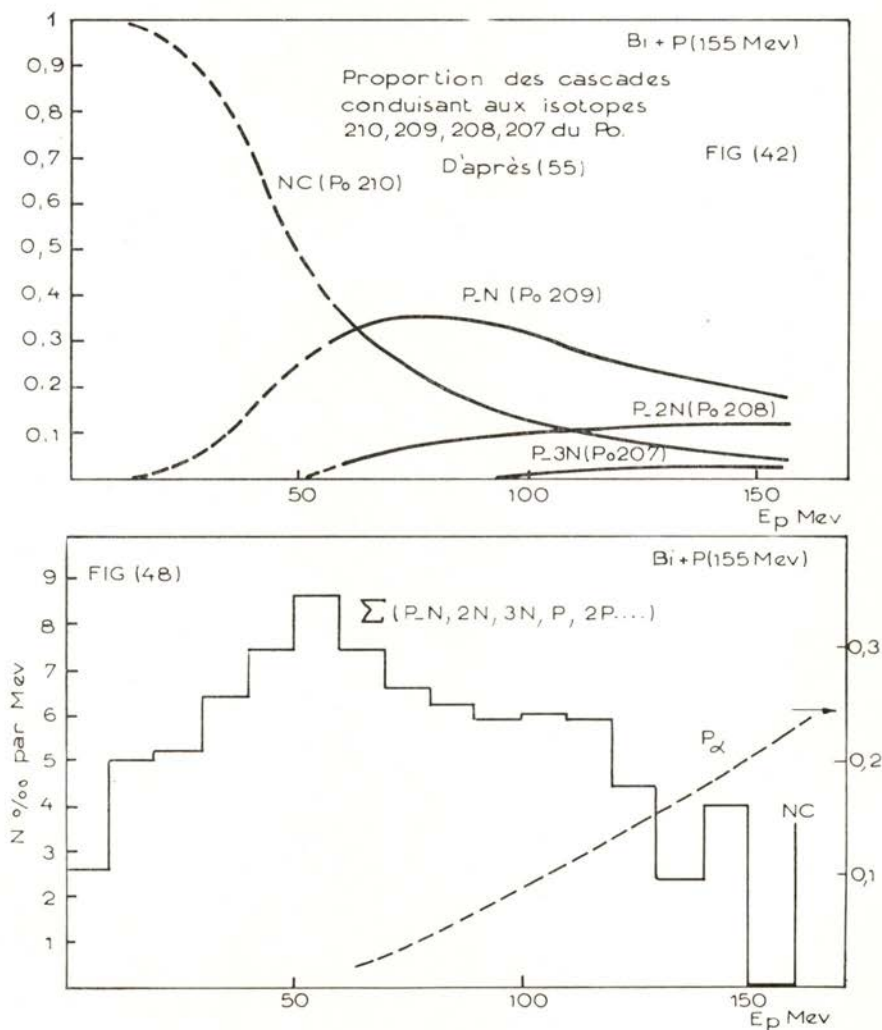
Après avoir modifié notre programme, compte tenu des nouvelles approximations, nous avons recalculé les sections efficaces des différents isotopes du polonium.

La valeur du paramètre a a été choisie d'après les indications recueillies au cours du chapitre précédent. Ces indications restent en effet valables car les modifications apportées n'affectent pas le spectre des neutrons émis, et doivent donc laisser inchangée la place en énergie des courbes [$P(E, j)$]. Nous avons donc retenu la valeur $a = 15$. Nous avons pensé examiner l'influence de la parité des nucléons en appliquant soit la méthode décrite par HURWITZ *et al.* (26), soit celle de WEISSKOPF *et al.* (37) [chapitre III]. Nous avons constaté dans les deux cas une augmentation du taux d'émission de particules chargées. Cette augmentation est plus prononcée lorsque la densité de niveaux est modifiée par le coefficient pré-exponentiel que lorsqu'on déplace le niveau fondamental par le terme d'énergie de «pairing».

Compte tenu de ce résultat, nous avons préféré utiliser la solution proposée par HURWITZ *et al.* (26) et, comme dans le chapitre II, les valeurs de δ tabulées par CAMERON (27) ont été utilisées.

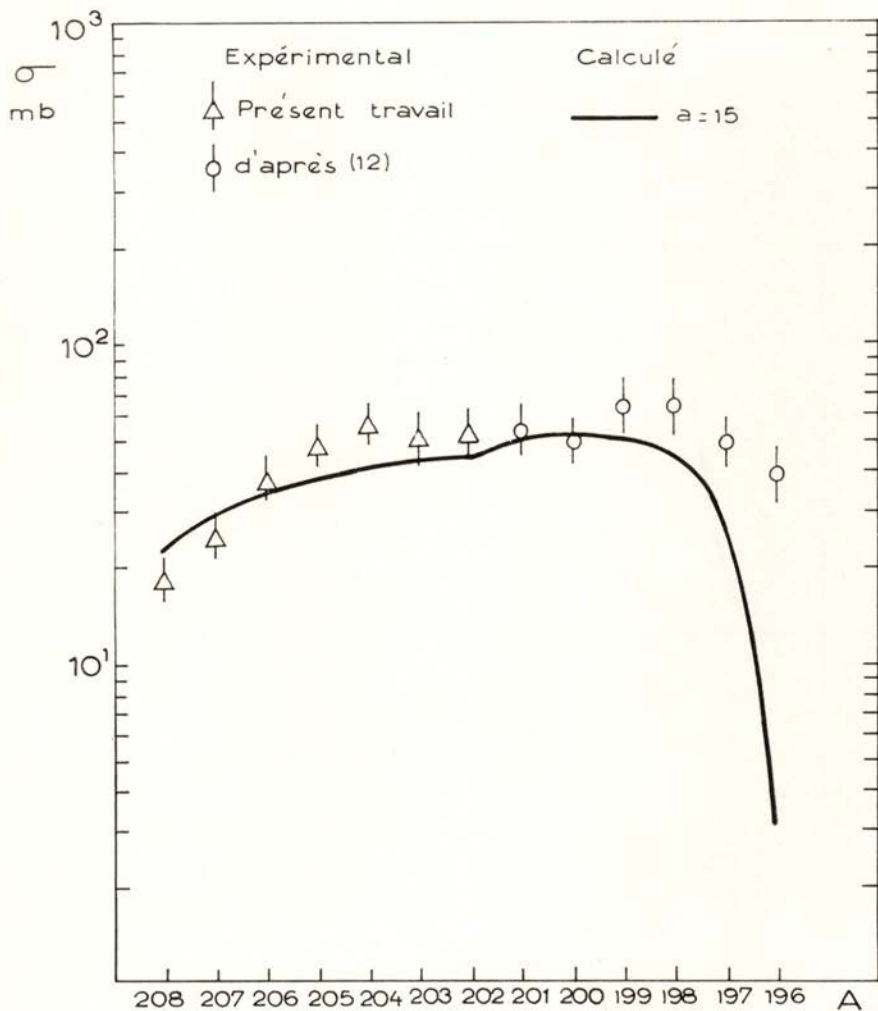
Pour cette dernière comparaison avec l'expérience, nous avons essayé d'obtenir un ensemble de données assez précises concernant la proportion des diverses cascades d'interaction directe conduisant aux isotopes du polonium. On peut constater, parmi l'ensemble de résultats dont on dispose aujourd'hui, une très forte disparité dans l'importance attribuée à chacun des processus en question. On remarquera en particulier que les données les plus récentes (5, 54) issues d'un modèle qui semble plus élaboré que celui qui est à l'origine des résultats de METROPOLIS *et al.* attribuent à la formation d'un noyau composé une importance qui se traduit par des sections efficaces des réactions (p, xn) beaucoup trop élevées par rapport aux valeurs expérimentales. Nous avons finalement choisi, en vue de pouvoir comparer entre eux, sur une base commune, les résultats obtenus au cours des chapitres précédents, des données de calcul basées sur la méthode de METROPOLIS *et al.* Les résultats détaillés pour des énergies de proton incident de 57, 77, 95, 117 et 155 MeV nous ont été communiqués par GRADSZTAJN (55), que nous tenons à remercier vivement.

Nous voyons sur la fig. 42 la variation en fonction de l'énergie de l'importance de chaque type de cascade conduisant aux isotopes de polonium de masse 210, 209, 208 et 207.



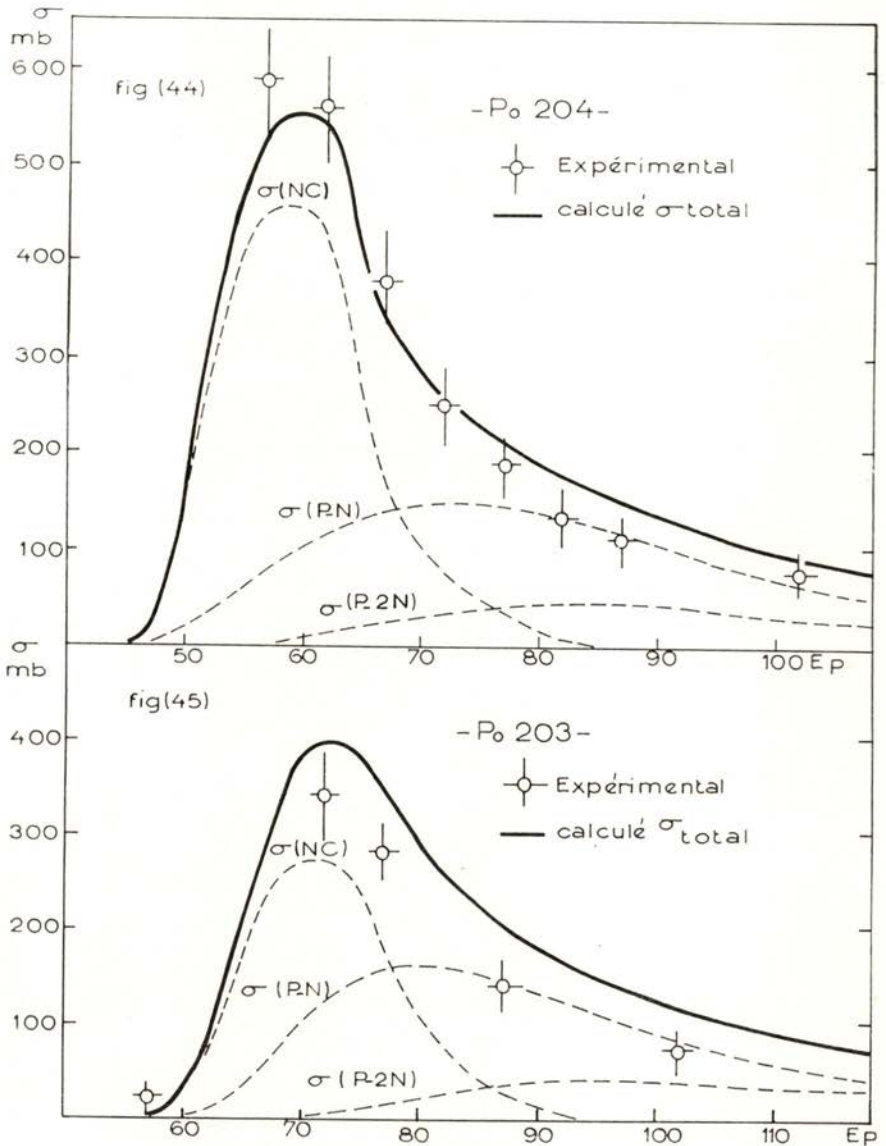
On enregistre cependant par rapport aux données de METROPOLIS *et al.* une diminution sensible de l'ensemble de ces cascades. Ceci est dû à l'adoption, par GRADSZTAJN, d'un seuil d'émission plus bas pour les neutrons que pour les protons. A partir de ces résultats, on a pu calculer, d'une part, à 155 MeV la section efficace des isotopes de masse 208 à 196 et, d'autre part, la variation en fonction de l'énergie des

rendements de formation des isotopes 204, 203, 202 et 201. Nous voyons sur la fig. 43 le premier de ces résultats, comparé aux données expérimentales.



L'accord est satisfaisant jusqu'à l'isotope 199. Les points expérimentaux obtenus pour les isotopes 198, 197 et 196 ne peuvent guère avoir de signification du point de vue des valeurs absolues, car les valeurs des sections efficaces n'ont pu être données qu'en supposant certaines proportions de désintégrations par émission α , proportions elles-mêmes évaluées pour placer les fonctions d'excitation de ces trois isotopes aux mêmes niveaux que celles des isotopes précédents.

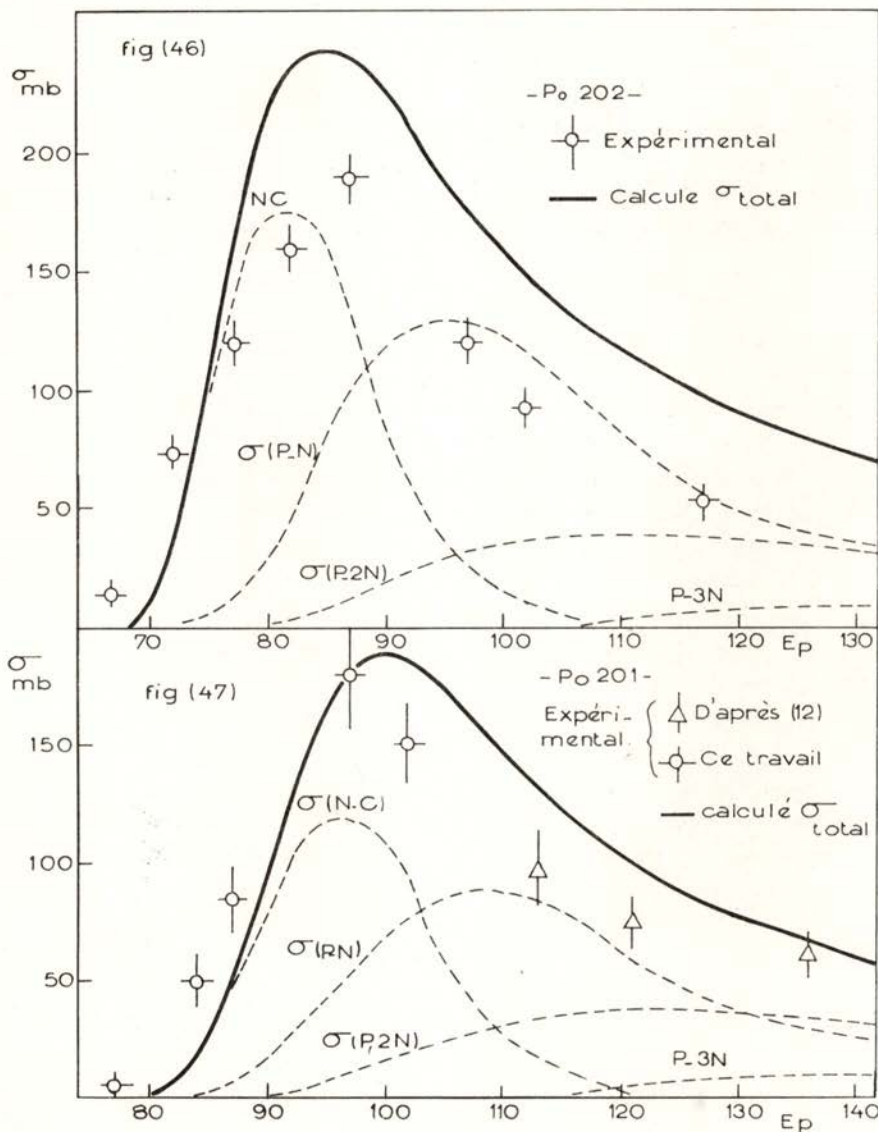
Il est donc fort possible qu'en réalité, les sections efficaces absolues soient plus faibles que ce qui est indiqué. Des expériences précisant



les schémas de désintégration des isotopes légers des polonium devraient permettre de préciser cette question (56).

Sur les figs. 44, 45, 46 et 47 nous voyons les résultats obtenus pour les quatre isotopes déjà mentionnés. Nous pouvons noter pour

chacun d'eux, et en fonction de l'énergie, la contribution à la section efficace totale des différents types de cascades.



On peut, en particulier, remarquer comment l'importance relative des sections efficaces $\sigma(NC)$ et $\sigma(PN)$ varie de l'isotope 204 à l'isotope 201. On constatera aussi que le maximum de σ_i s'éloigne de plus en plus du maximum de la contribution du noyau composé, en raison de

l'apport croissant de la cascade $P-N$. Cette remarque est importante dans le cas où l'on veut tenter une estimation de la température nucléaire, par exemple, par l'énergie séparant deux fonctions d'excitation successives.

L'accord entre valeurs calculées et expérimentales que l'on retrouve ici paraît justifier le choix des paramètres que nous avons faits et semble aussi constituer un argument raisonnable en faveur de l'idée suivant laquelle la formation d'un noyau composé serait un processus dont l'importance serait voisine de celle indiquée par les calculs d'interaction directe que nous avons utilisés.

2 — L'EMISSION DE PARTICULES CHARGÉES

2.1 — Section efficace d'évaporation de particules alpha

Nous avons calculé à 155 MeV la section efficace d'évaporation de particules alpha, en tenant compte du spectre d'énergie de tous les noyaux issus de la phase d'interaction directe. Ces noyaux sont, dans la presque totalité, des isotopes du polonium et du bismuth (les cascades ($p, 2PxN$) ne représentent que 6% environ des événements). Nous pouvons donc définir, avec une bonne approximation, une probabilité moyenne d'évaporation de particules alpha, sachant qu'une différence d'une ou deux unités dans le nombre atomique n'entraîne pas des variations sensibles dans les réactions efficaces inverses. Nous voyons sur la fig. 48 d'une part, la distribution globale des énergies des différents noyaux résiduels et, d'autre part, la variation en fonction de l'énergie de la probabilité d'émission d'une particule alpha. La section efficace de cette particule se calculant d'une façon analogue à celle des différents isotopes, on peut constater, en examinant la fig. 47, que le résultat que l'on obtiendra ici doit être relativement peu sensible aux variations de la proportion de chaque cascade. La valeur calculée est de 85 mb environ. La détermination expérimentale faite par DUBOST et al. (9) à partir du spectre des particules émises à 160°, conduit à une section efficace de 45 ± 7 mb pour les bismuth, mais 72 ± 10 mb pour l'or. Le désaccord entre les valeurs expérimentales et calculées concernant le bismuth dépasse nettement l'importance des imprécisions du calcul, même compte tenu des approximations faites sur la section efficace inverse. Par contre, en raison des valeurs moins négatives des énergies de liaison des structures α dans l'or que dans le bismuth, on peut estimer que la

probabilité d'émission α pour les noyaux d'or est un peu plus faible que pour ceux de *Bi* (la barrière coulombienne ne diffère en effet que d'environ 3%). Il apparaît donc que, pour l'or, l'accord théorie-expérience est raisonnable, mais qu'en réalité le calcul n'est pas en mesure d'expliquer la diminution très importante de section efficace d'évaporation signalée par DUBOST *et al.* (9) lorsqu'on passe de *Au* à *Bi* (72 ± 10 à 47 ± 7 mb).

Nous pouvons chercher une signification pour ce désaccord en remarquant l'abondance d'isotopes possédant un nombre de neutrons ou de protons magiques, qui peuplent la région de nombre de masse allant de 200 à 210 (*Po*²¹⁰, *Bi*²⁰⁹, *Pb*₈₂). Nous devons nous attendre en effet à ce que la densité de niveaux plus basse caractérisant ces isotopes soit à l'origine d'une diminution de la probabilité de l'émission de particules qui conduit à ces noyaux résiduels. En particulier, l'émission de particules α à partir d'un noyau de polonium conduit à un élément, le plomb, dont tous les isotopes sont magiques en protons. Cette circonstance va défavoriser l'émission des particules α par rapport à l'émission d'un neutron. L'influence des couches magiques sur la densité de niveaux a été étudiée par NEWTON (56), qui propose d'en tenir compte à travers le paramètre a . On peut, à partir des éléments fournis par cet auteur, calculer la valeur de a intéressant les isotopes issus de l'émission d'une particule alpha et ceux issus d'un neutron à partir des noyaux de *Hg*¹⁹⁸ et *Po*²¹⁰. On trouve ces valeurs rassemblées dans le tableau VI.

TABLEAU VI

Noyau de départ	a	Noyau issu de l'émission d'un neutron	a_n	Noyau issu de l'émission d'un alpha	a_α
Polonium 210	16,2	Polonium 209	14,9	Plomb 206	10,5
Mercure 198	14,4	Mercure 197	15,7	Platine 194	17,4

L'écart entre les valeurs a_n et a_α , dans les deux cas, montre qu'à partir du *Hg*¹⁹⁸ l'émission d'une particule alpha se trouve plus favorisée par rapport à l'émission d'un neutron qu'à partir du *Po*²¹⁰. Cependant, un calcul mené avec ces conditions conduit à des effets beaucoup trop importants.

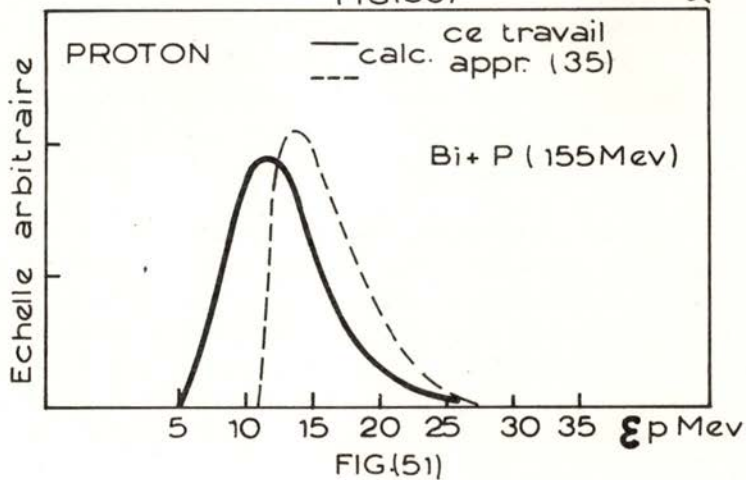
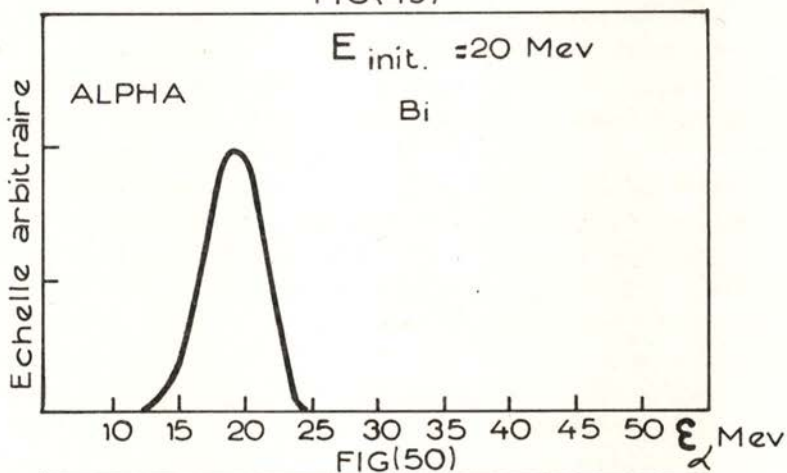
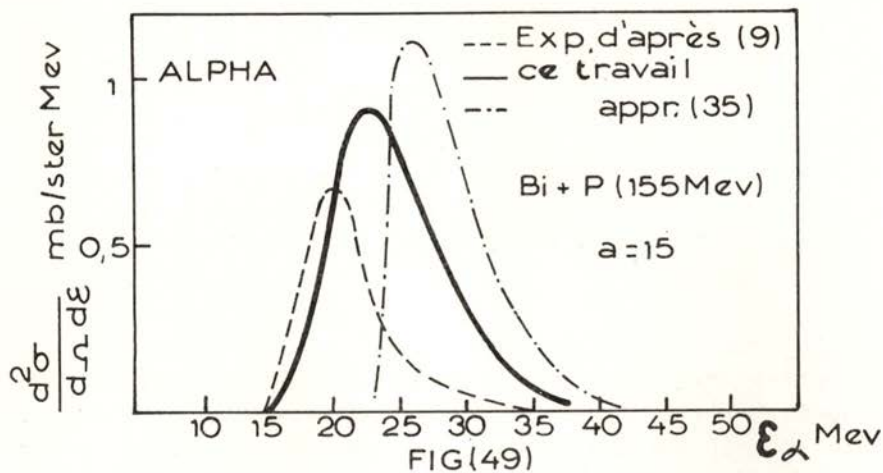
La probabilité d'émission alpha devient trop élevée dans le mercure et pratiquement négligeable dans le polonium.

La courbe indiquant la variation du paramètre a en fonction de N et Z a été construite essentiellement d'après des données obtenues à basse énergie dans le domaine d'absorption des neutrons et pour des isotopes très voisins de la stabilité. Une énergie d'excitation beaucoup plus élevée a probablement tendance à masquer les écarts entre a_n et a_α .

2.2 — Spectres d'énergie

Comme dans le précédent chapitre, nous avons enregistré l'énergie cinétique des diverses particules émises au cours de la désexcitation des différents noyaux issus de l'interaction directe. Nous sommes donc en mesure de vérifier, par comparaison avec l'expérience, les approximations utilisées pour les sections efficaces inverses. Sur la fig. 49 nous voyons, d'une part, le spectre expérimental de DUBOST *et al.* (9) et, d'autre part, les distributions en énergie, calculées suivant les méthodes exposées au cours des deux derniers chapitres. Nous pouvons constater l'amélioration importante que l'on obtient en utilisant une bonne approximation pour la section efficace inverse $\sigma(\varepsilon)$, malgré la diminution intervenue dans la valeur de r_0 . Si le seuil expérimental est bien expliqué, le maximum est déplacé de 2 à 3 MeV. Nous avons constaté que l'emplacement de ce maximum, ainsi que du seuil, peut être sensiblement déplacé si l'on fait intervenir des noyaux émetteurs ayant des énergies d'excitation plus basses. Nous pouvons constater expérimentalement cette remarque en comparant sur le bismuth les distributions expérimentales obtenues à 155 MeV (9) avec celles obtenues par MUTO *et al.* (8) avec des protons de 56 MeV ($\theta = 150^\circ$). Malgré la statistique relativement pauvre de ces derniers résultats aux alentours du maximum, il semble qu'il se situe en peu plus bas que celui de DUBOST *et al.*. L'emplacement plus bas du seuil est, par contre, assez net (~ 13 MeV). Le calcul rend assez bien compte de ces différences (fig. 50) que l'on peut associer à la variation plus rapide de la densité de niveaux au cours de la désexcitation des noyaux de bismuth disposant d'une énergie d'excitation plus basse.

Dans le cas des protons, enfin, et par rapport à l'approximation de DOSTROVSKY *et al.*, l'amélioration apportée pour l'emplacement des spectres de protons est aussi importante que dans le cas précédent (fig. 51).



RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Le formalisme du modèle statistique a été appliqué à l'étude de la désexcitation des noyaux lourds issus du bombardement de bismuth et d'or par protons d'énergies comprises entre 60 et 155 MeV. Deux types de résultats expérimentaux ont été utilisés pour vérifier la validité des hypothèses servant de base à ces calculs: d'une part, les rendements de formation des isotopes du polonium par réactions (p, xn) induites dans le bismuth; d'autre part, la distribution en énergie des particules alpha émises de façon isotrope dans le centre de masse à partir de cibles de bismuth et d'or. Cette émission isotrope doit être attribuée à un processus d'évaporation et permet donc de vérifier le stade de désexcitation par évaporation de neutrons qui contribue à la production des polonium par réactions (p, xn) .

Dans une première étape, la méthode de calcul utilisée pour atteindre la probabilité d'évaporation de x neutrons à partir d'une énergie d'excitation E a été celle de JACKSON. Cette approximation reste valable lorsque le nombre de neutrons évaporés ne dépasse pas 6 ou 7, c'est-à-dire, quand l'énergie d'excitation disponible reste inférieure à 70 MeV environ. Au-delà de cette énergie, la compétition neutrons-particules chargées devient trop importante pour que l'approximation qui consiste à les négliger soit suffisante.

La compétition neutrons-particules chargées a ensuite été étudiée par la méthode de Montécarlo, ce qui conduit à une très nette amélioration de l'accord entre les sections efficaces théoriques et expérimentales.

Nous avons, d'autre part, calculé les spectres en énergie de ces particules, dont celui des particules alpha, qui a été comparé aux distributions expérimentales. Cette comparaison a mis en évidence un désaccord très important dans la place des seuils respectifs. Le désaccord a été réduit si l'on fait intervenir dans le calcul la déformation du noyau excité émetteur. L'amélioration ainsi apportée semble indiquer que ce phénomène doit jouer un rôle correctif non négligeable.

L'écart théorie-expérience reste cependant significatif. En réexaminant les approximations habituellement utilisées pour exprimer analytiquement, sous une forme simple, la section efficace inverse, on a trouvé que l'émission de particules d'énergie très inférieure à la barrière coulombienne, négligée dans les approximations citées, a lieu avec une probabilité importante en raison du rôle amplificateur de la densité de niveaux. De nouvelles approximations sont proposées qui conduisent à réexaminer, d'une part, la compétition neutrons-particules chargées et, d'autre part, le calcul des rendements de formation des isotopes du polonium.

A l'aide de cette nouvelle méthode, trois séries de résultats ont été obtenues:

1.^o — La place en énergie du spectre de particules alpha est expliquée d'une façon satisfaisante.

2.^o — On constate également un accord raisonnable pour la section efficace totale d'évaporation de l'or, mais par contre une valeur nettement plus élevée que le résultat expérimental pour le bismuth. La théorie convient donc pour *Au* et est en défaut pour le noyau pourtant très voisin de bismuth. La signification de cet écart a été recherchée dans l'influence des couches magiques sur les densités de niveaux.

3.^o — Avec un choix normal d'une seule valeur du paramètre de rayon nucléaire $r_0 = 1,3$ f, aussi bien pour la section efficace de formation du noyau composé que pour la section efficace du processus inverse, on calcule une probabilité d'émission de particules chargées qui, introduite dans le calcul des rendements de formation des isotopes de polonium par réaction (p, xn) permet de rendre compte de façon satisfaisante des sections efficaces mesurées expérimentalement pour ces isotopes. L'accord obtenu ainsi semble indiquer que le choix des paramètres pris dans le calcul d'évaporation est convenable et que les résultats des cascades d'interaction directe fondés sur un modèle simples comme celui de METROPOLIS *et al.* sont suffisants. En particulier, la proportion de noyau composé calculée ainsi convient mieux que celle, beaucoup plus grande, qui résulte des calculs d'interaction directe plus récents effectués en partant d'un modèle plus élaboré.

Ce travail a été réalisé au Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Paris (Orsay), dont le directeur, Monsieur le Professeur TEILLAC, a bien voulu m'accueillir. Je l'en remercie très vivement.

J'exprime ma très grande reconnaissance à Monsieur le Professeur LEFORT, qui m'a initié à la recherche et a dirigé ce travail, et dont les nombreux conseils, ainsi que son aide constante et amicale, m'a permis de mener à bien cette étude.

Je tiens à remercier vivement Monsieur TARRAGO, Maître de Recherches, pour l'aide active qu'il m'a apportée à la partie expérimentale de ce travail.

Je remercie également Madame BRUN, qui m'a rendu amicalement de nombreux services.

Mes cordiaux remerciements vont aussi à Mademoiselle SAMARAN pour l'aide qu'elle m'a apportée dans l'élaboration des programmes de calcul.

Je voudrais enfin associer à mes remerciements tous les Travailleurs du Laboratoire et, en particulier, l'équipe de conduite du Synchrotron, ainsi que le personnel du Centre de Calcul.

Je dois enfin souligner que c'est grâce à une bourse accordée par le Gouvernement Portugais (Instituto de Alta Cultura) que mon séjour à Paris a été rendu possible.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) SERBER, R. — *Phys. Rev.*, 72, 1114, 1947.
- (2) METROPOLIS, N., BIVINS, R., STORM, M., TURKEVICH, A., MILLER, J. M., et FRIEDLANDER, F. G. — *Phys. Rev.*, 110, 185, 1958.
- (3) CHEN, H., FRAENKEL Z., FRIEDLANDER, F. G., MILLER, J. M., et SHIMOMOTO, Y. — A publier.
- (4) GOLDBERGER, M. L. — *Phys. Rev.*, 74, 1268, 1948.
- (5) FRAENKEL, Z., et MILLER, J. M. — Communications privées.
- (6) WEISSKOPF, V. — *Phys. Rev.*, 52, 295, 1937.
- (7) LEFORT, M., SIMONOFF, G., et TARRAGO, X. — *J. de Phys.*, 24, 833, 1963.
- (8) MUTO, J., ITOLH, H., OKAMO, K., SHIONI, N., FUKUDA, K., OMORI, Y., et KIHARA, M. — *Nucl. Phys.*, 47, 19, 1963.
- (9) DUBOST, H., LEFORT, M., PETER, J., et TARRAGO, X. — *Phys. Rev.* (sous presse).
- (10) LE BEYEC, Y. — Diplôme d'Etudes Sup., Orsay 1963.
- (11) LE BEYEC, Y., LEFORT, M., et TARRAGO, X. — *J. de Phys.*, 24, 157 A, 1963.
- (12) BRUN, C., LEFORT, M., et TARRAGO, X. — *J. de Phys.*, 23, 371, 1962.
- (13) SKARSGARD, H. M., et BELL, R. E. — *Can. J. of Phys.*, 34, 745, 1956.
- (14) LE BEYEC, Y. — Thèse en préparation.
- (15) BELAIEV, B. N., KALIAMIN, A. V., et MURIN, A. N. — *Dok. Akad. Sci.* 140, 337, 1961.
- (16) BRUN, C., et LEFORT, M. — *J. In. Nu. Chem.*, 26, 1633, 1964.
- (17) KARRAKER, D. G., et TEMPLETON, D. H. — *Phys. Rev.*, 83, 390, 1951.
- (18) *NUCLEAR DATA SHEETS.*
- (19) GROFT, W. L., PETTERSON, B. G., et HAMILTON, J. H. — *Nucl. Phys.* 48, 267, 1963.
- (20) JACKSON, J. D. — *Can. J. of Phys.*, 34, 767, 1956.
- (21) SEEGER, P. A. — *Nucl. Phys.*, 25, 1, 1961.
- (22) TARRAGO, X. — *J. Phys.*, 1, 23, 1962.

- (23) BLATT, J., et WEISSKOPF, V. F. — *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, Inc., New-York, 1952.
- (24) SIMONOFF, G. — Thèse, Paris, 1961.
- (25) BEARD, D. B. — *Phys. Rev. Lett.*, 3, 342, 1959.
- (26) HURWITZ, H., et BETHE, H. A. — *Phys. Rev.*, 89, 898, 1951.
- (27) CAMERON, A. G. W. — *Can. J. of Phys.*, 36, 1040, 1958.
- (28) MC MANUS, H., SHARP, W. T., et GELLMAN, H. — *Phys. Rev.*, 5, 76, 1950.
- (29) FUJIMOTO, Y., et YAMAGUCHI, Y. — *Proc. of Theor. Phys.*, 5, 76, 1950.
- (30) SWIATECKI, W. — Communication privée.
- (31) VANDENBOSCH, R., et SEABORG, G. T. — *Phys. Rev.*, 110, 507, 1958.
- (32) KOWALSKI, L. — Thèse, Paris, 1962.
- (33) KAVANGH, T. M., et BELL, R. E. — *Can. J. of Phys.*, 39, 1172, 1961.
- (34) RAO, C. L., et YAFFE, L. — *Can. J. of Chem.*, 41, 2516, 1963.
- (35) DOSTROVSKY, I., FRAENKEL, Z., et FRIEDLANDER, F. G. — *Phys. Rev.* 116., 683, 1960.
- (36) BETHE, H. A. — *Rev. of Mod. Phys.*, 9, 69, 1937.
- (37) WEISSKOPF, V. F., et EWIG, D. H. — *Phys. Rev.*, 57, 472, 1940.
- (38) LE COUTEUR, K. J. — *Proc. Phys. Soc.*, A 63, 259, 1950.
- (39) SHAPIRO, M. M. — *Phys. Rev.*, 90, 171, 1953.
- (40) HOFSTADTER, D. G. — *Rev. Mod. Phys.*, 30, 430, 1958.
- (41) CARETTO, A. A., et WIIG, E. O. — *Phys. Rev.*, 115, 1238, 1959.
- (42) POFTE, N. — Thèse, Paris, 1964.
- (43) ALEXANDER, J., et SIMONOFF, G. — *Phys. Rev.*, 130, 2383, 1963.
- (44) GRADSZTAJN, E. — *J. de Phys.*, 24, 829, 1963.
- (45) KELLY, E. L. — Non publié.
- (46) DOSTROVSKY, I., FRAENKEL, Z., et WINSBERG — *Phys. Rev.*, 118, 781, 1960.
- (47) SCOTT, J. M. C. — *Phys. Mag.*, 45, 441, 1949.
- (48) EVANS, J. A. — *Proc. Phys. Soc.*, 73, 33, 1959.
- (49) BAGGE, E. — *Ann. der Phys.*, 33, 389, 1938.
- (50) SILVEIRA, R. da — *Compt. Rend.*, 256, 4192, 1963.
- (51) SILVEIRA, R. da — *Phys. Lett.*, 9, 252, 1964.
- (52) HILL, D., et WHEELER, J. — *Phys. Rev.*, 89, 1102, 1953.
- (53) PORILE, N. T. — *Phys. Rev.*, 135, B 371, 1964.
- (54) COHEN, J. P. — *Phys. Lett.* A paraître.
- (55) GRADSZTAJN, E. — Communication privée.
- (56) BRUN, C., LE BEYEC, Y., et LEFORT M. — Travaux en cours.
- (57) NEWTON, T. D. — *Can. J. of Phys.*, 34, 804, 1956.