



HAL
open science

NOYAUX ÉLOIGNÉS DE LA VALLÉE DE STABILITÉ POUR LA DÉSINTÉGRATION BÊTA

P. Hansen

► **To cite this version:**

P. Hansen. NOYAUX ÉLOIGNÉS DE LA VALLÉE DE STABILITÉ POUR LA DÉSINTÉGRATION BÊTA. Journal de Physique Colloques, 1974, 35 (C5), pp.C5-29-C5-36. 10.1051/jphyscol:1974531 . jpa-00215694

HAL Id: jpa-00215694

<https://hal.science/jpa-00215694>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

NOYAUX ÉLOIGNÉS DE LA VALLÉE DE STABILITÉ POUR LA DÉSINTÉGRATION BÊTA

P. G. HANSEN (*)

CERN, Genève, Suisse, et Collaboration Isolde, CERN, Genève, Suisse

Résumé. — La communication analyse les résultats récents obtenus dans l'étude des noyaux éloignés de la stabilité pour la désintégration bêta en mettant l'accent sur les expériences de séparation de masse en ligne portant sur des noyaux lourds. A titre d'exemple, on discute des masses nucléaires, de la structure des isotopes légers du mercure, de la région doublement magique de ^{132}Sn , de la fonction de densité de la désintégration bêta et de l'émission de particules retardées.

Abstract. — The paper reviews recent results in the study of nuclei away from beta stability with particular emphasis on on-line mass separation experiments involving heavy nuclei. As examples are discussed nuclear masses, the structure of the light mercury isotopes, the doubly-magic region of ^{132}Sn , the beta strength function and delayed-particle emission.

1. Introduction. — Au cours des toutes dernières années, des progrès rapides ont été réalisés dans notre connaissance des noyaux exotiques, c'est-à-dire des noyaux qui par leur composition diffèrent considérablement des noyaux stables ou quasi stables. Ces progrès résultent dans une large mesure de l'emploi d'accélérateurs très puissants pour ions lourds, ou protons de haute énergie, mais ils ont également beaucoup bénéficié de la mise au point des techniques expérimentales associées.

Le domaine des noyaux exotiques est très étroitement lié aux autres questions de physique nucléaire. Il ne s'agit pas d'un domaine autonome, avec sa propre théorie pour l'interprétation de ses données expérimentales particulières, mais plutôt d'un secteur de recherches susceptible d'apporter une information expérimentale supplémentaire dans de nombreux autres domaines de la physique de la structure nucléaire. Dans ce qui suit, j'espère pouvoir illustrer cette affirmation en citant des expériences ayant trait à des questions de physique nucléaire très diverses.

Je laisserai de côté un domaine important, celui des noyaux exotiques légers, d'une part, car il ne relève pas de mon champ d'étude spécifique, et d'autre part, parce que les progrès impressionnants réalisés dans ce secteur ont été analysés l'année dernière, par Klapisch [1] et par M^{me} Thibault [2], lors de la Conférence de Vittel. Dans cette optique, qu'il me soit également permis de mentionner le domaine des noyaux miroirs et, d'une manière générale, celui des noyaux riches en protons. Nous pourrions obtenir une masse d'informations très intéressantes si nous réussissons à étendre nos observations au cas des

noyaux de plus en plus lourds, vers un objectif lointain, probablement inaccessible : ^{100}Sn . Certains des progrès réalisés dans ce domaine ont été analysés par Hardy [3].

2. Techniques expérimentales. — La plupart des exemples que j'ai l'intention de présenter sont extraits des travaux effectués par la Collaboration ISOLDE, au CERN. En conséquence, il est probablement plus intéressant de commencer par une évocation générale des techniques expérimentales utilisées dans ces recherches, ce qui permet également de mettre en évidence certains problèmes généraux.

Je rappellerai d'abord que les produits éloignés de la stabilité se forment normalement à la suite de réactions très complexes, présentant de nombreuses voies de sortie concurrentes. Comme exemple extrême, pour lequel les résultats sont présentés sur une figure ultérieure, on peut citer l'isotope ^{188}Pb que nous avons produit dans la réaction (stœchiométrique) : $^{232}\text{Th}(p, 9p, 36n)^{188}\text{Pb}$. Dans ce cas particulier, des ions lourds auraient certainement permis de mettre en œuvre une méthode de production plus favorable, comme on peut le constater d'après le travail de Gauvin *et al.* [4]. Il est évident que pour une telle réaction, la section efficace est très faible. Par conséquent, préalablement à toute question de disponibilité d'une intensité suffisante se pose le problème de la réalisation d'une sélectivité suffisamment élevée. On peut prévoir que pour la prochaine génération d'expériences à haute énergie effectuées avec le SC du CERN, la limite de détection théorique sera de l'ordre de 10^{-16} fois la section efficace totale, et correspondra à une section efficace partielle de 10^{-40} cm². Le grand avantage de l'emploi de la séparation de masse électromagnétique en ligne est d'assurer des conditions

(*) Détaché de l'Institut de Physique, Université d'Aarhus, Danemark.

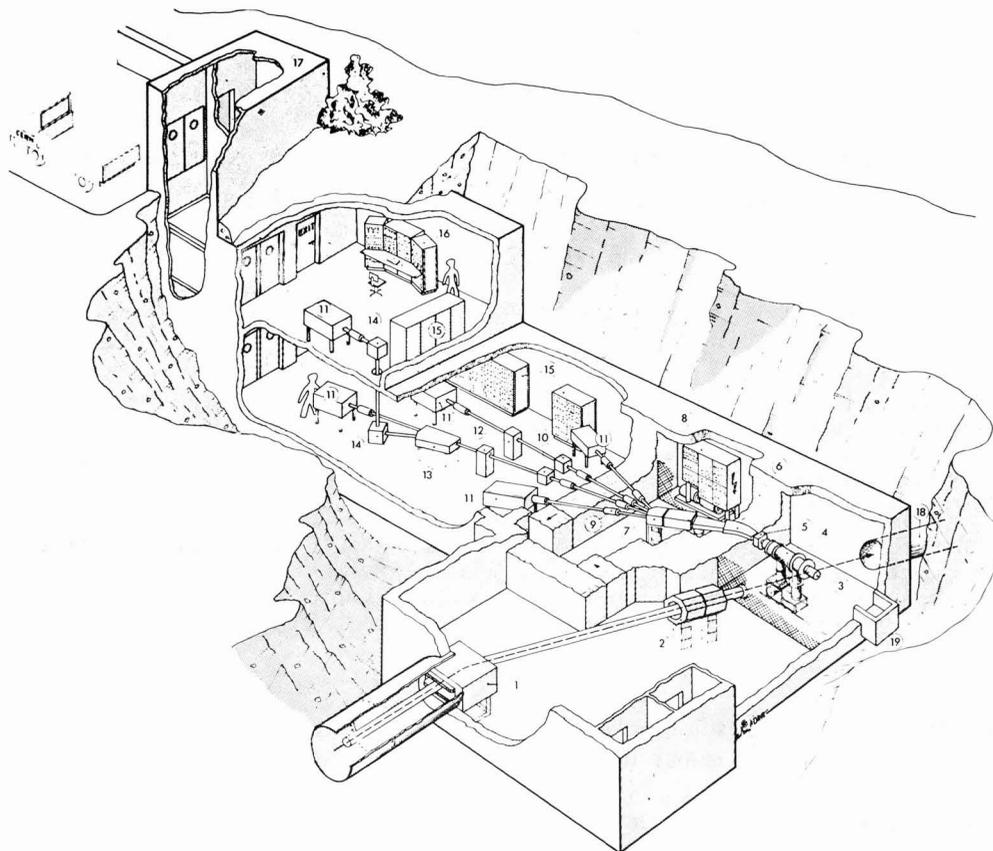


FIG. 1. — Vue éclatée de la nouvelle installation ISOLDE (maintenant en cours de construction) : 1. Aimant d'aiguillage de faisceau ; 3. Cible et source d'ions ; 4. Etage d'accélération pour les ions lourds ; 6. Aimant d'analyse ; 7. Aire d'aiguillage ; 10-14. Lignes de faisceau aboutissant à 4 expériences effectuées en parallèle ; 16. Pupitre de commande du séparateur (d'après [5]).

expérimentales favorables, étant donné que la méthode peut être rendue sélective tant par rapport à Z que par rapport à A .

Sur la figure 1 on présente une vue éclatée de la nouvelle installation [5] ISOLDE-2, qui est en cours de construction auprès du synchro-cyclotron du CERN. Cet accélérateur est lui-même en cours de profonde modification, afin de multiplier l'intensité du faisceau externe de protons de 600 MeV par un facteur voisin de 50, c'est-à-dire jusqu'à une valeur de l'ordre de $5 \mu\text{A}$. Avec un faisceau d'une intensité aussi élevée, il a été nécessaire d'édifier un double mur de blindage séparant la cible de la zone d'expérimentation, dans laquelle les lignes de faisceaux secondaires desservent les postes d'expérimentation.

La partie essentielle d'un tel système est manifestement l'ensemble cible-source d'ions qui conditionne la disponibilité des éléments ainsi que leurs rendements et leur pureté chimique. Au cours des deux dernières années, de grands progrès ont été réalisés dans le développement [6-9] de systèmes de cibles et de sources d'ions, en vue des travaux qui seront effectués avec le synchro-cyclotron amélioré (SC), du CERN. Les taux de production obtenus pour divers éléments, et mesurés lors de périodes d'essai avec le SC non amélioré (intensité du faisceau : 0,05-

0,1 μA), sont présentés sur la figure 2, dans le cas de cibles en métal fondu [6-8]. On constate que l'amélioration prévue du cyclotron amènera les systèmes les plus efficaces dans la gamme des 10^{10} atomes/s, ce qui signifie que dans certains cas les activités à saturation seront de l'ordre de 300 mCi. Ce résultat donne accès à un nombre important d'expériences nouvelles.

3. Masses nucléaires. — L'étude de la surface des masses nucléaires constitue l'une des tâches les plus ardues dans l'ensemble du domaine des noyaux exotiques. Certains progrès ont déjà été accomplis et le développement de nouvelles techniques semble maintenant permettre la réalisation d'un progrès décisif au cours des toutes prochaines années.

Westgaard *et al.* [10] ont étudié les valeurs de Q_{EC} dans les chaînes isobariques originaires du mercure. Des données de masse complètes ont été obtenues pour les chaînes ^{182}Hg et ^{186}Hg . Les auteurs ont formulé deux conclusions : (i) dans la région des isotopes légers du mercure, les masses présentent une *crête* de $\sim 1,5$ MeV qui n'est pas prévue par les formules de masses théoriques actuellement admises ; (ii) les relations de Garvey-Kelson ne doivent pas être utilisées pour l'extrapolation.

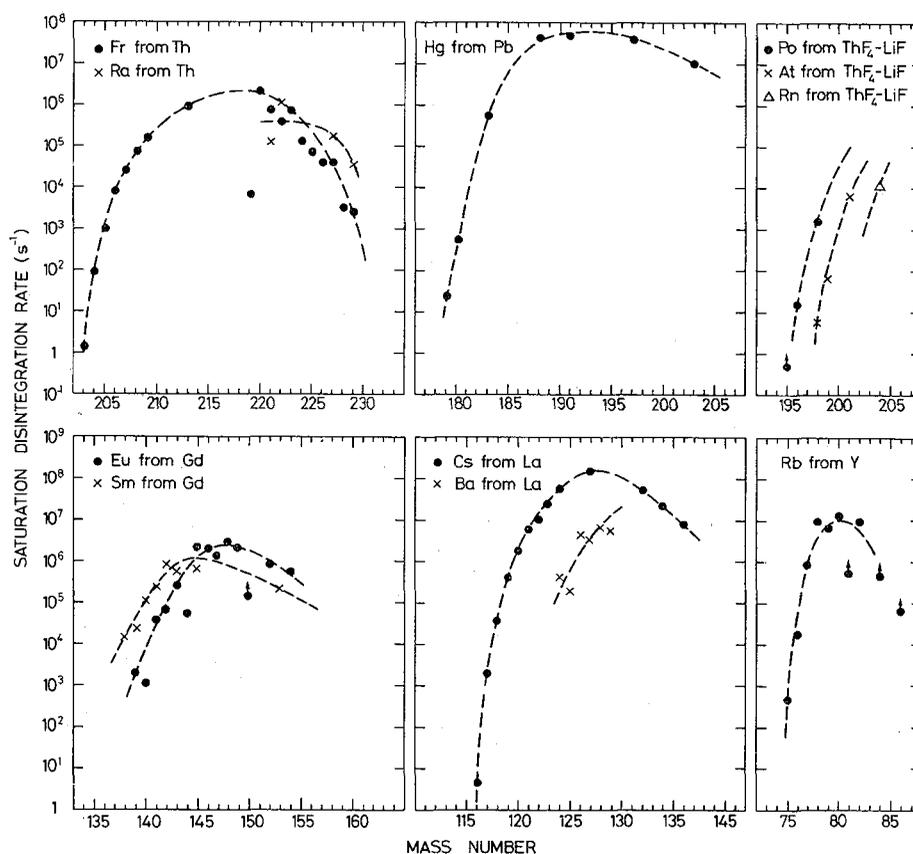


FIG. 2. — Courbes de rendement pour différents systèmes cible-source d'ions, basés sur l'emploi de métaux fondus (d'après [8]). Les rendements (en atomes/nombre de masse \bullet) présentés en fonction de A , sont donnés pour l'ancien synchro-cyclotron du CERN (SC-1).

Dans la région $50 < Z < 82$, on dispose maintenant d'un grand nombre de valeurs de Q pour la désintégration alpha. Il semble que les valeurs de Q_α ne soient pas très utiles pour la vérification des formules de masse, probablement parce que l'on obtient seulement une vérification des propriétés différentielles de la surface des masses. Toutefois, lorsque dans l'avenir les résultats fournis par la désintégration alpha seront reliés aux données obtenues pour des noyaux plus près de la stabilité, ils permettront une extension très intéressante de la région accessible. Une discontinuité d'environ 700 keV pour la variation des énergies de la désintégration alpha en fonction de Z semble se manifester entre $Z = 64$ et $Z = 65$, pour $N = 84, 86$ [11, 12]. Les auteurs du travail [12] l'interprètent comme un effet de sous-couche, lié au remplissage de la couche de protons d $5/2$, pour $Z = 64$.

Lors de la conférence de Leysin, en 1970, Johnson avait indiqué qu'il devait être techniquement possible de mesurer les masses des produits radioactifs, en utilisant un spectromètre de masse, en ligne. Les premiers résultats de ce type, concernant les isotopes du sodium, ont été communiqués l'année dernière par le groupe d'Orsay [2] utilisant un spectromètre de masse ayant une résolution $M/\Delta M$ d'environ 500. Dans

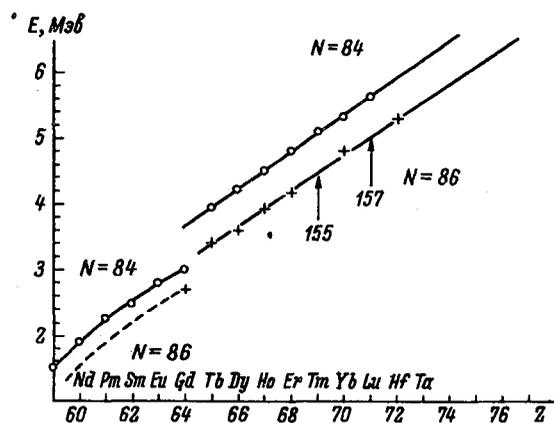


FIG. 3. — Energies de désintégration alpha en fonction de Z pour des noyaux avec $N = 84, 86$. Noter la discontinuité (d'après [12]).

ses résultats les plus récents [13] ce groupe a maintenant obtenu la précision étonnante de ± 25 keV pour ^{26}Na , alors que pour l'isotope très rare ^{32}Na la masse est déterminée avec une précision de $\pm 1,1$ MeV. En plus de leur importance pour l'étude des noyaux légers, ces résultats semblent très prometteurs pour ce qui est des futures recherches sur les masses nucléaires.

4. **L'énigme des isotopes légers du mercure.** — L'année dernière, à la Conférence de Vittel, Otten [14] a présenté la combinaison très élégante de méthodes expérimentales nucléaires et atomiques qui lui a permis, ainsi qu'à son groupe, de déterminer les spins, les moments magnétiques et les déplacements isotopiques optiques pour de très faibles quantités de radioisotopes du mercure à courte vie. Le résultat très surprenant, obtenu pour les déplacements isotopiques est présenté sur la figure 4, sur laquelle on constate que les isotopes très légers $^{181},^{183},^{185}\text{Hg}$ possèdent des valeurs anormalement

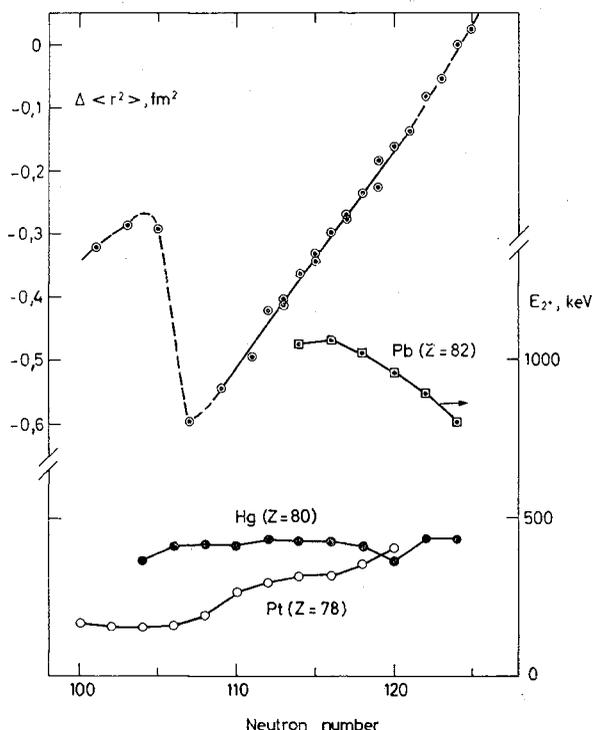


FIG. 4. — Partie supérieure : déplacements isotopiques optiques [14] pour des isotopes du mercure. Les déplacements ont été recalculés (Bonn J., communication personnelle, 1974), de sorte qu'ils sont exprimés directement ici à l'aide de $\Delta \langle r^2 \rangle$, en unités fm^2 . A titre de comparaison, la partie inférieure de la figure présente les énergies du premier niveau excité 2^+ pour le plomb, le mercure et le platine (d'après [16-19]). Noter que le niveau 2^+ dans ^{184}Hg reste voisin de 400 keV [17].

élevées de $\langle r^2 \rangle$, qui sont à peu près les mêmes que pour ^{196}Hg . Il y a tout lieu de penser que cet effet est dû à la brusque apparition de fortes déformations quadrupolaires, surtout du fait que les trois isotopes ont des spins égaux à $\frac{1}{2}$ et un moment magnétique qui correspond à celui de noyaux appartenant à l'état de Nilsson $\frac{1}{2}^-$ [521]. Une discussion théorique de cette question peut être trouvée dans la communication de Nilsson *et al.* [15], contenant également des références à d'autres recherches théoriques relatives aux isotopes légers du mercure.

Récemment, Rud *et al.* [17] ainsi que Proetel *et al.* [18] ont réussi à observer des niveaux excités

dans $^{184},^{186}\text{Hg}$, dans les réactions (ion lourd, Xn). Bien que les niveaux excités plus élevés correspondent manifestement à une configuration de rotation, on constate cependant que le premier niveau excité 2^+ reste à ~ 400 keV, comme pour tous les autres isotopes connus de Hg (voir partie inférieure de la figure 4). La situation est donc différente de celle que l'on rencontre dans la région des terres rares, dans laquelle les déplacements isotopiques anormaux indiquant l'apparition d'une déformation, sont associés à de bas niveaux 2^+ de nature rotationnelle. Il est évident que des données expérimentales supplémentaires sont nécessaires.

Les isotopes légers du plomb [20, 4] permettent d'étudier la désintégration alpha conduisant à des isotopes dans la région $A = 184$. Pour le cas $^{188}\text{Pb} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$, on ne peut déterminer que les limites supérieures [21] des composantes possibles de la structure fine pour les transitions vers les niveaux excités (0^+ et 2^+). Dans une autre expérience [22] les largeurs de désintégration alpha des isotopes du plomb ont été déterminées par comptage relatif des alphas et des rayons X de la couche K. Les résultats sont présentés sur la figure 5 qui donne la totalité des valeurs des largeurs réduites mesurées pour la désintégration alpha (entre les deux états fondamentaux), pour des noyaux pair-pair. On observe que le comportement des isotopes du plomb est très différent de la tendance générale.

5. **Le noyau doublement magique ^{132}Sn .** — Dans les études de spectroscopie des noyaux exotiques, deux thèmes principaux émergent. Le premier a trait à l'existence de nouvelles régions déformées (pour la première fois proposée, à ma connaissance, par Mottelson, en 1961) et au problème connexe des noyaux de transition. Un certain nombre de questions liées aux noyaux déformés et de transition ont été discutées à la réunion d'Orsay [23], en 1971.

L'autre thème concerne les nouveaux noyaux magiques. Récemment, Kerek et ses collaborateurs, utilisant le séparateur OSIRIS, à Studsvik, ont effectué une série de recherches intéressantes dans la région voisine du nouveau noyau ^{132}Sn à couche doublement magique qui possède 50 protons et 82 neutrons. A titre d'exemple de leurs travaux, la figure 6 présente le schéma des niveaux [24] du noyau impair-impair ^{132}Sb , qui se peuplent dans la désintégration en 40 secondes de ^{132}Sn . Les niveaux représentent probablement des excitations très simples particule-trou, et pour le spécialiste de la théorie du modèle en couches, ils devraient présenter la même importance que les noyaux impair-impair au voisinage de ^{208}Pb . Mais l'élément le plus intéressant de ce schéma de désintégration est sans doute la désintégration bêta jusqu'au niveau 1^+ à 1 324 keV. Cette transition a une valeur de $\log ft$ aussi faible que 4,0. Nous savons qu'il doit s'agir d'une désintégration de Gamow-Teller pure, étant donné que toutes les désin-

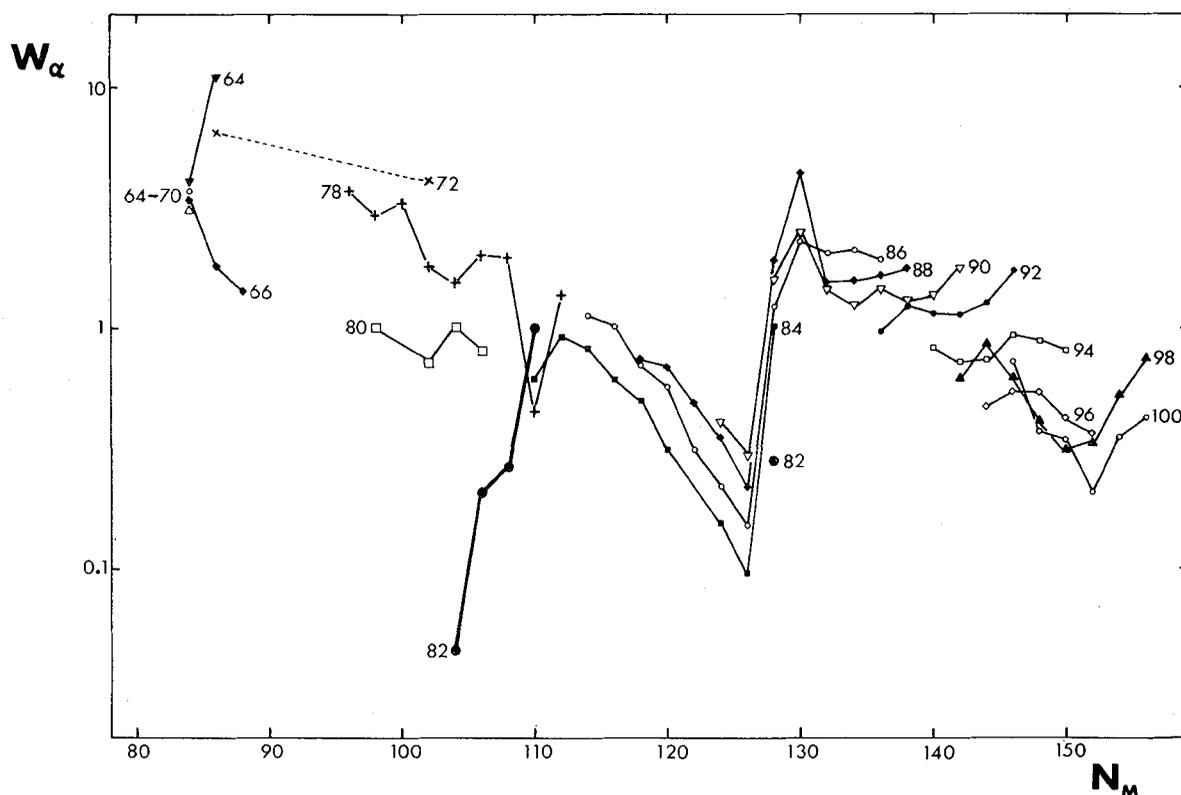


FIG. 5. — Largeurs réduites du rayonnement alpha, W_α , pour des transitions entre les deux états fondamentaux de noyaux pair-pair, en fonction du nombre de neutrons, N_M , du noyau initial. La charge de ce noyau est présentée en tant que paramètre. Noter les données pour le plomb (ligne en traits gras, $Z = 82$).

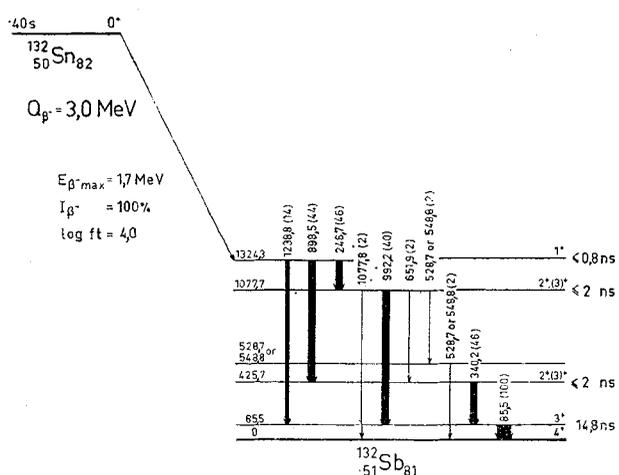


FIG. 6. — Schéma de désintégration du noyau doublement magique ^{132}Sn , selon Kerek *et al.* [24].

tégrations de Fermi dans les noyaux riches en neutrons sont fortement supprimées par la règle de sélection relative au spin isotopique. Selon l'interprétation de Kerek *et al.*, l'état 1^+ doit être un état relativement pur $(d_{3/2})_n^{-1} (d_{5/2})_p$, et on peut déterminer la probabilité de transition théorique correspondante qui est approximativement 20 fois supérieure à la valeur trouvée expérimentalement. Ceci constitue naturellement une manifestation de l'effet de polarisation spin-spin

isotopique, bien connu, mais la particularité du cas de ^{132}Sn tient au fait que l'on peut en principe évaluer expérimentalement la contribution due à la polarisation, sans avoir à introduire de corrections d'appariement qui, en général, ajoutent considérablement à l'incertitude. C'est pourquoi une étude théorique de la désintégration bêta de ^{132}Sn doit présenter un intérêt particulier.

Des données récentes [25, 26] (*) sur la désintégration bêta des isotopes $^{128,130}\text{Sn}$ fournissent des renseignements sur l'allure de la fonction de densité de la désintégration bêta pour la transition $d_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$, lorsque le nombre de neutrons varie. Les résultats donnent des indications sur la décroissance de l'occupation du niveau neutronique $d_{3/2}$, lorsque N diminue, mais les données ne permettent pas encore de formuler des conclusions précises. Pour ce faire, des mesures plus précises des valeurs de Q pour $^{130,132}\text{Sn}$ seraient nécessaires.

Il est également très intéressant de signaler la découverte [27] (à titre indicatif, et non encore confirmée) d'un isomère 0,85 s de ^{134m}Sb , considéré comme un état 0^- correspondant à la configuration $(f_{7/2}^7 g_{7/2}^2)_0^-$. La transition bêta correspondante vers l'état fondamental a alors une valeur de $\log ft$ égale à 5,2, c'est-à-dire une valeur extrêmement faible pour une

(*) Nunnelley L. L., communication personnelle (1974).

transition interdite. Par comparaison avec d'autres transitions pour ^{134}Sb , il semble manifestement que la transition de multipolarité 0 est prépondérante dans la désintégration $f_{7/2} \rightarrow g_{7/2}$. Cette désintégration bêta est analogue à la désintégration bêta $g_{9/2} \rightarrow h_{9/2}$, au-dessus de ^{208}Pb , et elle mérite une étude complémentaire. Les schémas de désintégration pour $^{134,134m}\text{Sb}$ sont présentés sur la figure 7.

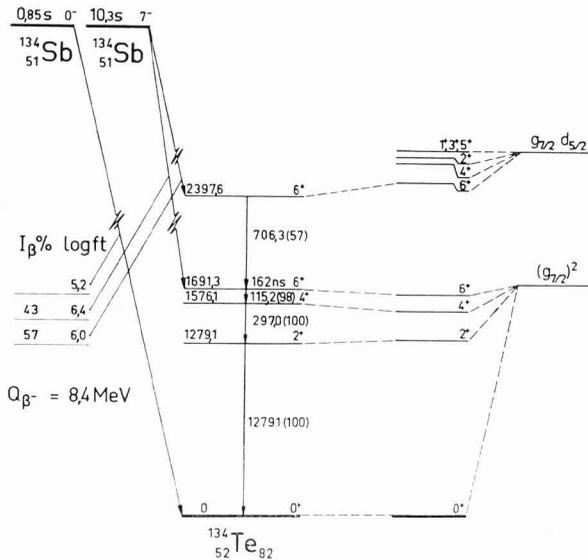


FIG. 7. — Schémas de désintégration de $^{134,134m}\text{Sb}$ (d'après Kerek *et al.* [27]).

6. La fonction de densité de la désintégration bêta.

Les valeurs très élevées de Q pour des noyaux éloignés de la stabilité par rapport à la désintégration bêta conduisent à des désintégrations extrêmement complexes dans lesquelles un grand nombre de niveaux (disons, de l'ordre de 10^6) sont peuplés directement au cours de la désintégration bêta. Ces niveaux compliqués sont manifestement de même nature que ceux observés sous forme de résonances dans la spectroscopie des neutrons lents.

Du fait de cette complexité, il devient nécessaire de traiter les intervalles entre niveaux et les probabilités de transition dans le cadre des modèles nucléaires statistiques. La notion de fonction de densité est utilisée pour décrire comment l'amplitude d'une voie réactionnelle donnée se répartit sur un grand nombre de niveaux d'un système (compliqué). Du point de vue expérimental, la fonction de densité s'exprime à l'aide du produit de la largeur réduite moyenne par la densité des niveaux. On a l'habitude [28] de définir la fonction de densité de la désintégration bêta à l'aide de la relation :

$$S_\beta(E) \equiv b(E) / \{ f(Z, Q - E) \cdot T_{1/2} \} \quad (1)$$

dans laquelle $b(E)$ est l'intensité absolue par MeV, dans la désintégration bêta, des niveaux finals, pour l'énergie E du produit de filiation, alors que f est la

fonction statistique habituelle de la désintégration bêta, et Q , l'énergie totale disponible pour la désintégration β , avec période égale à $T_{1/2}$. Avec cette définition, la fonction de densité de la désintégration bêta s'exprime en $\text{MeV}^{-1} \text{s}^{-1}$.

Les propriétés principales de la fonction de densité ont été discutées dans l'article de revue [28]. Il suffit d'indiquer que les fonctions $S_\beta(E)$ sont très différentes pour les désintégrations β^+ , EC et β^- , du fait des effets de corrélation. Dans un modèle à particules indépendantes pur, la fonction de densité tendrait à augmenter lentement avec l'énergie, correspondant à une densité croissante des excitations une particule-un trou. A cette variation, les corrélations particule-trou ajoutent une autre augmentation avec l'énergie, de sorte que le résultat global est une forte augmentation de S_β (Fig. 8), alors que les corrélations entraînent une décroissance de la puissance pour la désintégration EC, β^+ . Une théorie approchée de la désintégration bêta à haute énergie a été élaborée par Takahashi et Yamada qui l'ont utilisée [30] pour prévoir les périodes de désintégration bêta des noyaux éloignés de la stabilité.

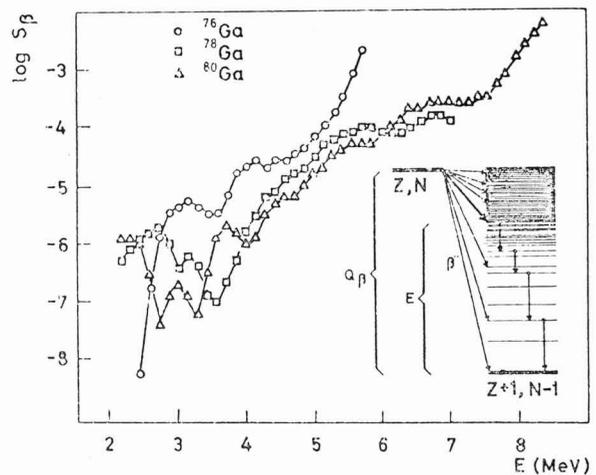


FIG. 8. — Fonctions de densité pour la désintégration β^- d'isotopes impair-impair du gallium [29].

7. Emission de particules retardées et fluctuations.

Pour des noyaux très déficients en neutrons, les énergies de liaison des protons tendent vers zéro, et même pour les niveaux excités inférieurs, l'émission des protons peut concurrencer l'émission de rayons gamma. Pour les niveaux peuplés à la suite de la désintégration bêta on observe donc un processus d'émission de protons retardés. Avec ISOLDE on a observé 10 émetteurs de protons retardés parmi les éléments Kr, Xe, Cs, Hg (pour les références, se reporter à [28]). Grâce aux conditions favorables établies sur un séparateur de masses en ligne, il a été également possible de mesurer les rapports d'embranchement et les coïncidences proton-gamma. A titre d'exemple de spectre de protons retardés, la

figure 9 présente les résultats pour ^{119}Ba [31], obtenus avec le nouveau séparateur d'isotopes en ligne, BEMS-2, à Doubna [32].

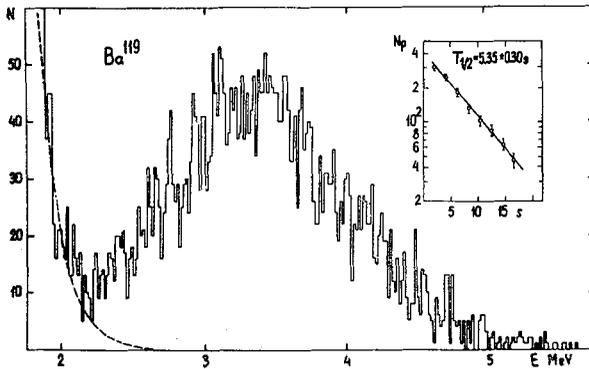


FIG. 9. — Spectre de protons retardés de ^{119}Ba [31].

Dans la région correspondant à des noyaux riches en neutrons, au-delà de la vallée de stabilité pour la désintégration bêta, on observe le processus bien connu de l'émission neutronique retardée. Toutefois, ce n'est qu'au cours des toutes dernières années que les progrès réalisés dans la séparation des masses en ligne, associés à l'amélioration des détecteurs de neutrons, ont permis les mesures des spectres de neutrons. A titre d'exemple, la figure 10 présente le spectre de ^{137}I , d'après les mesures de Shalev et Rudstam [33].

La structure fine qui apparaît sur les deux figures 9 et 10 est tout à fait typique pour les spectres de particules retardées. Dans l'esprit du traitement de la désintégration bêta à haute énergie basé sur la notion

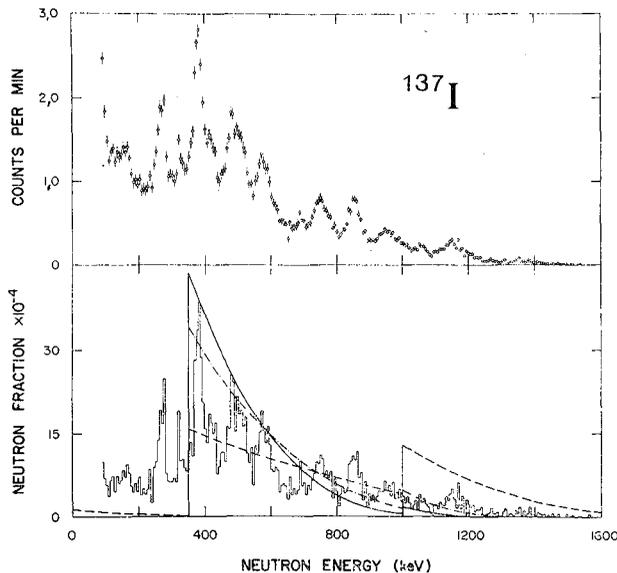


FIG. 10. — (Partie supérieure). Spectre de neutrons retardés mesuré [33] à l'aide d'un compteur proportionnel à ^3He . La partie inférieure présente le spectre développé, représenté maintenant avec une échelle absolue, ainsi que diverses estimations théoriques.

de noyau composé, on peut considérer que cette structure fine représente des fluctuations [28, 34] de même nature que celles que décrit la loi de Porter-Thomas. Les fluctuations d'intensité proviennent surtout des largeurs réduites, alors que les fluctuations des intervalles entre les niveaux jouent un faible rôle [35]. (Le terme *fluctuations*, tel qu'il est employé en physique nucléaire statistique peut entraîner une mauvaise interprétation car la structure fine est intégralement reproductible par voie expérimentale.)

Les distributions de densité de probabilité qui décrivent les intensités des raies individuelles sont très asymétriques. Un cas tout à fait frappant nous est offert par la distribution obtenue lors de l'émission de particules retardées par désintégration bêta lorsque la largeur du rayonnement gamma (approximativement constante) est beaucoup plus élevée que la largeur des particules. Les intensités X , exprimées par rapport à leur valeur moyenne, pour des niveaux de mêmes spin et parité correspondent à une densité de probabilité décrite par une loi produit [28] :

$$p_p(X) = \frac{K_0(X^{1/2})}{\prod X^{1/2}}, \quad (2)$$

expression dans laquelle K_0 est la fonction de Bessel modifiée présentant une divergence logarithmique à l'origine. Compte tenu également du facteur $X^{-1/2}$, la fonction $p_p(X)$ fournit une grande abondance de faibles intensités, et sa variance atteint 8. La distribution correspondante est illustrée à l'aide du tableau I

TABLEAU I

100 nombres aléatoires obtenus par échantillonnage de la distribution produit ayant une valeur moyenne de 1 (ég. (1)). On peut considérer que cette suite représente les intensités des raies individuelles, reliant un état final aux niveaux de nombreux états initiaux de mêmes spin et parité

0,002 1	0,552 0	0,032 7	1,069 8	0,004 2
0,009 4	0,082 2	0,012 3	9,713 2	0,052 7
0,000 0	0,027 7	0,031 2	0,000 5	9,549 4
0,098 3	0,015 0	0,009 5	0,645 0	0,000 0
0,660 0	0,004 0	2,293 9	1,307 9	0,058 6
0,195 6	0,000 0	0,008 6	1,513 3	0,001 0
0,249 2	0,726 1	3,337 5	0,346 2	0,050 6
0,007 3	0,002 7	0,714 1	0,011 7	6,091 9
0,003 3	0,295 6	0,000 7	0,000 8	2,003 2
0,000 9	0,001 8	1,847 1	1,938 1	0,164 4
0,166 8	0,031 3	0,032 1	0,104 3	4,980 8
0,271 3	0,070 5	12,839 4	1,534 8	0,002 3
0,003 4	1,882 2	0,000 8	0,032 8	0,249 8
0,001 2	0,016 3	0,250 2	0,055 7	10,243 7
0,084 4	11,565 6	0,000 0	1,118 5	0,064 7
4,004 8	13,957 3	0,352 4	0,095 3	0,018 5
2,104 2	2,312 6	0,084 7	0,004 4	0,005 0
17,010 2	0,000 0	0,167 9	0,112 2	0,033 7
2,114 8	0,118 7	0,014 3	0,290 7	0,021 0
0,277 6	0,267 9	0,000 2	0,564 2	0,000 0

qui présente un résultat obtenu par un échantillonnage de Monte Carlo de la distribution produit. Il est manifeste que les fluctuations très importantes rencontrées dans un tel échantillon peuvent facilement entraîner des difficultés dans l'expérimentation.

En terminant, j'indiquerai brièvement qu'il a été récemment possible d'observer [36] des particules alpha retardées par désintégration bêta, avec une intensité de $(9 \pm 3) \times 10^{-8}$ α /désintégration, dans la désintégration en 3,5 s de ^{181}Hg . Ce phénomène est intéressant car il permet d'estimer la fonction de densité de la désintégration alpha pour des énergies d'excitation de 4-6 MeV, dans le noyau ^{181}Au .

8. Remarques finales. — Pour conclure, je voudrais évoquer brièvement les perspectives d'avenir. A cet égard, mon sentiment général est un grand optimisme,

et je pense qu'il est partagé par un grand nombre de mes collègues participant à des expériences analogues à Paris, Stockholm, et ailleurs. Au cours des toutes dernières années, une série de nouvelles techniques expérimentales ont été élaborées, en particulier dans le domaine des cibles et des sources d'ions. Jusqu'à maintenant, ces techniques ont à peine été mises en œuvre dans les expériences de physique, de sorte que nous pouvons espérer recueillir une importante masse de renseignements intéressants au cours des prochaines années. En fait, les laboratoires peu nombreux qui participent à de tels travaux ont le choix entre un nombre énorme d'expériences possibles. Actuellement, la véritable difficulté réside dans le choix des expériences adéquates... Ceci représente un défi qui sera, je pense, relevé par de nombreux physiciens nucléaires.

Bibliographie

- [1] Klapisch, R., *J. Physique Collq.* **34** (1973) C4-1.
 [2] Thibault, C., *J. Physique Collq.* **34** (1973) C4-13.
 [3] Hardy, J., Rapport AECL-4604 (1973).
 [4] Gauvin, H., Le Beyec, Y., Lefort, M. et Porile, N. T., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 958.
 [5] Sundell, S., Hansen, P. G., Jonson, B., Kugler, E., Ravn, H. L. et Westgaard, L., *Proc. 8th Int. EMIS Conf. Skövde* (G. Andersson and G. Holmén ed.) (Publ. Inst. of Physics, Chalmers, Gothenburg, Sweden), 1973, p. 335.
 [6] Ravn, H. L., Sundell, S. et Westgaard, L., *ibid.*, p. 432.
 [7] Ravn, H. L., Sundell, S., Westgaard, L. et Roeckl, E., *J. Inorg. Nucl. Chem.* (à paraître).
 [8] Ravn, H. L., Sundell, S. et Westgaard, L., à paraître dans *Nucl. Instrum. and Meth.*
 [9] Hansen, F., Lindahl, A., Nielsen, O. B. et Sidenius, G., *Proc. 8th Int. EMIS Conference, Skövde* (G. Andersson and G. Holmén eds) (Publ. Inst. of Physics, Chalmers, Gothenburg, Sweden) 1973, p. 426.
 [10] Westgaard, L., Zylitz, J., Nielsen, O. B., *Proc. 4th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Teddington* (Plenum Press, N. Y., 1972) 1971, p. 181.
 [11] Wapstra, A. H. et Gove, N. B., *Nucl. Data Tables A 9* (1971) 276.
 [12] Penev, I., Suber, K., Suber, Ya. et Potempa, A. V., *24^e Conférence sur la spectroscopie nucléaire et la structure nucléaire, Kharkov, URSS* (1974), p. 94.
 [13] Thibault, C., Klapisch, R., Rigaud, C., Poskanzer, A. M., Lessord, L. et Reisdorf, W., à paraître 1974.
 [14] Otten, E. W., *J. Physique Collq.* **34** (1973) C4-63.
 [15] Nilsson, S. G., Nix, J. R. et Möller, P., *Nucl. phys.*, à paraître.
 [16] Sakai, M., INS-J-142 (1973).
 [17] Rud, N., Ward, D., Andrews, H. R., Graham, R. L. et Geiger, J. S., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 1421.
 [18] Proettel, D., Diamond, R. M., Kienle, P., Leigh, J. R., Maier, K. H. et Stephens, F. S., *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 896.
 [19] Hansen, P. G., Nielsen, H. L., Wilsky, K., Alpsten, M., Finger, M., Lindahl, A., Naumann, R. A. et Nielsen, O. B., *Nucl. Phys. A* **148** (1970) 249.
 [20] Siivola, A., Rapport de Dubna P7-3202 (1967) 89.
 [21] Hornshøj, P., Hansen, P. G., Jonson, B., Lindahl, A. et Nielsen, O. B., *Phys. Lett.* **43B** (1973) 377.
 [22] Hornshøj, P., Hansen, P. G., Jonson, B., Ravn, H. L., Westgaard, L. et Nielsen, O. B., à paraître.
 [23] Colloque sur les noyaux de transition, IPN Orsay, 1971 (R. Foucher, N. Perrin, M. Veneroni, Eds).
 [24] Kerek, A., Holm, G. B., Carlé, P. et MacDonald, J., *Nucl. Phys. A* **195** (1972) 159.
 [25] Kerek, A., Carlé, P. et Borg, S., *Nucl. Phys.* (à paraître).
 [26] Nunnally, L. L. et Loveland, W. D., *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II*, **18** (1973) 1596.
 [27] Kerek, A., Holm, G. B., Borg, S. et de Geer, L.-E., *Nucl. Phys. A* **195** (1972) 177.
 [28] Hansen, P. G., *Advances in Nuclear Physics* **7** (1973) 159.
 [29] Johansson, K., Nyman, G. et Rudstam, G., Contrib. to the Nashville Conference on Reactions Between Complex Nuclei, June 1974.
 [30] Takahashi, K., Yamada, M. et Kondoh, T., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **12** (1973) 101.
 [31] Bogdanov, D. D., Demianov, A. V., Karnaukhov, V. A. et Petrov, L. A., Rapport de Dubna P-7716 (1974).
 [32] Karnaukhov, V. A., Dem'yanov, A. V., Bogdanov, D. D., Koval', G. I. et Petrov, L. A., Dubna, P13-7657 (1974).
 [33] Shalev, S. et Rudstam, G., Rapport LFK-67 (1974) Part II (The Swedish Research Council's Laboratory, Studsvik, Fack 61101 Nyköping, Suède).
 [34] Karnaukhov, V. A., *Fizika Elementarnyi Chastii i Atomnoy Yadra* **4** (1973) 1018.
 [35] Egelstaff, P. A., *Proc. Phys. Soc.* **71** (1958) 910.
 [36] Hornshøj, P., Wilsky, K., Hansen, P. G. et Jonson, B., à paraître.