

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 41 (1968)
Heft: 2

Artikel: Emission de 8_4Be dans les interactions p-noyau à GeV/c
Autor: Daetwyler, J.J. / Czapek, G. / Jeannet, E.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113884>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 17.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Emission de ${}^8_4\text{Be}$ dans les interactions \bar{p} -noyau à 5 GeV/c

par J. J. Daetwyler, G. Czapek

Physikalisches Institut der Universität Bern

et E. Jeannet

Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel

(12 X 67)

Summary. 52 ${}^8_4\text{Be}$ fragments have been identified in 6850 stars produced by 5 GeV/c anti-protons in photographic emulsions. The cross section for the emission of ${}^8_4\text{Be}$ from nuclei is found to be 6.3 ± 0.9 mb. The analysis of energy and angular distributions confirms the hypothesis that ${}^8_4\text{Be}$ is emitted before the evaporation process.

Introduction

La fragmentation, c'est-à-dire l'émission, dans une réaction nucléaire, de noyaux de charge supérieure à 2, est un phénomène mal compris. Les résultats expérimentaux sont en général confrontés aux prévisions de la théorie de l'évaporation nucléaire [1] bien que les seuils énergétiques, les températures nucléaires et les taux d'émission calculés théoriquement soient inconciliables avec les valeurs mesurées.

Certains auteurs [2, 3] ont cherché à compléter la théorie de l'évaporation par l'hypothèse suivante: il existerait, à l'intérieur du noyau, des groupements temporaires qui se scinderaient ensuite en nucléons, particules α et fragments. Cette hypothèse entraîne une forte baisse des seuils énergétiques, en accord avec les résultats expérimentaux. Comme la durée de vie de ces groupements temporaires est trop courte pour qu'ils laissent des traces dans l'émulsion photographique nucléaire, l'identification de ces sous-structures n'est possible qu'à partir de leurs produits de désintégration et il s'avère difficile de discerner les structures significatives de celles qui auraient fortuitement une valeur compatible avec la masse d'un noyau excité.

Cependant, le ${}^8_4\text{Be}$ est un noyau instable qui se laisse identifier aisément dans une émulsion nucléaire à partir de ses 2 α de désintégration. Le parcours moyen d'un ${}^8_4\text{Be}$ de 100 MeV est encore inférieur à 0,01 micron et il ne laisse par conséquent aucune trace visible dans l'émulsion. Mais, en raison de la faible énergie de désintégration, $94,5 \pm 1,4$ keV [4] et d'un espace de phase favorable, il est relativement facile de mettre en évidence un pic de ${}^8_4\text{Be}$ dans un diagramme de masse invariante de 2 particules alpha [5].

Par contre, le bruit de fond des particules alpha non corrélées rend impossible la mise en évidence d'un pic dû à l'état excité de 2,9 MeV, aussi nous sommes-nous limités à l'étude des noyaux de ${}^8_4\text{Be}$ émis dans leur état fondamental.

Méthode expérimentale

Notre étude porte sur 6850 étoiles nucléaires détectées par une exploration de surface des plaques d'un empilement d'émulsion Ilford G5 de $600\ \mu\text{m}$ irradiées au CERN le 5 juillet 1964, par un faisceau d'antiprotons de $5\ \text{GeV}/c$.

Il est possible d'identifier les noyaux de ${}^8\text{Be}$ en calculant, pour chaque étoile, la masse invariante de toutes les combinaisons possibles de deux ${}^4\text{He}$. Mais cette méthode, utilisée dans une étude précédente [5] requiert un trop long travail de mesure pour être appliquée à 6850 étoiles. C'est pourquoi nous avons déterminé 3 critères permettant d'isoler les paires d'alphas provenant de la désintégration d'un ${}^8\text{Be}$:

- I. L'angle spatial γ entre les traces des deux alphas doit être inférieur à 10° .
- II. Le rapport T_1/T_2 des énergies cinétiques T_1 et $T_2 > T_1$ doit être compris entre 0,8 et 1.
- III. La somme des énergies cinétiques $T_1 + T_2 \approx T_{Be}$ ne doit pas dépasser une certaine valeur $S(\gamma)$ donnée par l'expression:

$$S(\gamma) = 2 M_\alpha \left\{ \sqrt{1 - \frac{1}{2(1 - \cos\gamma)} \left(4 - \frac{M_{Be}^2}{M_\alpha^2} \right)} - 1 \right\}.$$

D'autre part, la discrimination entre protons et alphas étant délicate pour les traces courtes, les alphas d'énergie inférieure à $10\ \text{MeV}$ ont été éliminés.

Les 3 critères définis ci-dessus ne sont utilisables qu'une fois l'angle spatial γ et les énergies cinétiques T_1 et T_2 calculés; nous en avons dérivé deux critères moins restrictifs utilisables au «scanning» déjà:

- I'. La projection de l'angle γ dans le plan de l'émulsion ne doit pas dépasser 20° .
- II'. Le rapport R_1/R_2 des parcours R_1 et $R_2 > R_1$ doit être compris entre $2/3$ et 1.

L'application des critères I' et II' nous a permis d'écarter d'emblée, durant le «scanning», la plupart des paires d'alphas ne provenant pas de la désintégration d'un ${}^8\text{Be}$ à l'état fondamental et de sélectionner ainsi 233 paires qui ont été mesurées. Nous avons calculé l'angle γ et les parcours R_1 et R_2 à partir des angles projetés et d'enfoncement et des longueurs projetées des traces, en tenant compte du facteur d'affaïssement de l'émulsion. Nous avons déterminé les énergies cinétiques en utilisant la relation parcours-énergie valable pour une émulsion standard:

$$T = 1,004 R^{0,581} \quad (\text{avec } T \text{ en MeV et } R \text{ en } \mu\text{m})$$

et la masse invariante d'après la formule:

$$M_{inv} = \{ 4 M_\alpha^2 + 2 M_\alpha (T_1 + T_2) + 2 T_1 T_2 - 2 \cos\gamma (T_1^2 + 2 M_\alpha T_1)^{1/2} (T_2^2 + 2 M_\alpha T_2)^{1/2} \}^{1/2}$$

avec $M_\alpha = 3727,142\ \text{MeV}$ (masse au repos d'un alpha).

L'application des critères I, II et III à ces 233 paires d'alphas nous a livré les 52 événements dont la grandeur $\Delta = M_{inv} - 2 M_\alpha$ a été reportée dans l'histogramme de la figure 1. On constate que les événements sont étroitement groupés autour de la valeur moyenne $\bar{\Delta} = 0,084 \pm 0,029\ \text{MeV}$ et que la largeur de la distribution englobe l'énergie de désintégration du ${}^8\text{Be}$: $Q = 0,0945 \pm 0,0014\ \text{MeV}$ (4).

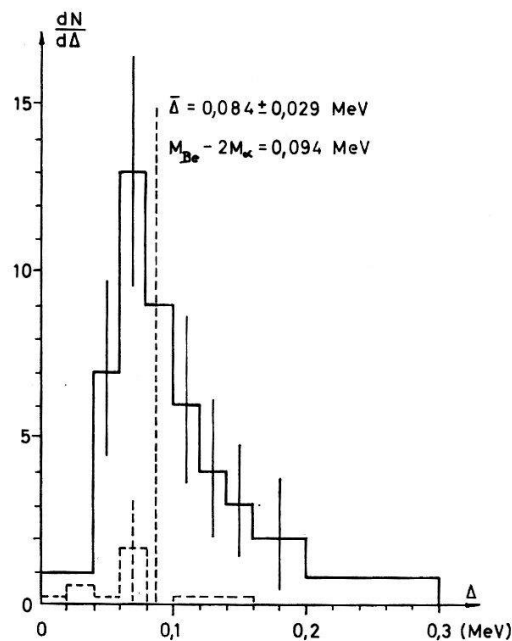


Figure 1

Distribution de masses invariantes: — Paires de ${}^4_2\text{He}$ satisfaisant aux critères I, II et III; — — — Bruit de fond dû aux paires de ${}^4_2\text{He}$ non corrélées évalué par le calcul de Monte Carlo et satisfaisant aux critères I, II et III.

Nous avons contrôlé, au moyen d'un calcul de Monte-Carlo, que le pic obtenu corresponde bien à des paires de particules alphas provenant de désintégration de ${}^8_4\text{Be}$ et qu'il n'est pas découpé par nos critères dans le spectre des masses invariantes de toutes les paires d'alphas. Nous avons généré, dans notre calcul de Monte-Carlo, les données géométriques et cinématiques de 11000 paires d'alphas, en nous référant aux angles d'émission et aux énergies cinétiques tirées d'un échantillon de 500 étoiles dont tous les alphas ont été mesurés. La figure 2 représente le spectre de masse invariante obtenu par ce calcul.

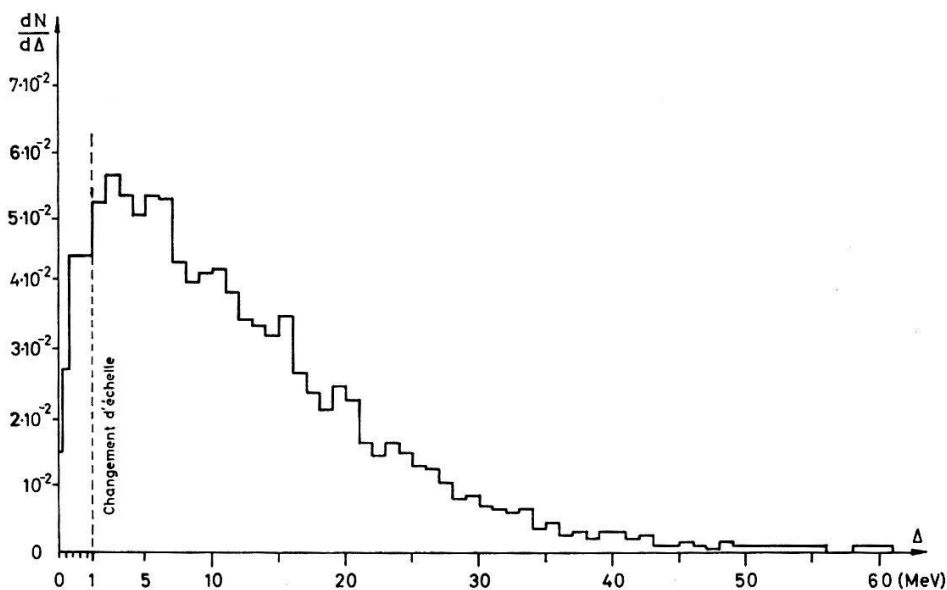


Figure 2

Distribution de masses invariantes pour des ${}^4_2\text{He}$ non corrélés obtenue par un calcul de Monte Carlo.

L'application des critères I, II et III à ces 11 000 paires d'alphas a laissé 13 événements simulant des ${}^8_4\text{Be}$.

L'étude détaillée de la distribution en nombre de traces α de notre échantillon de 500 étoiles montre qu'il est possible de considérer 297 paires d'alphas. Ainsi, les 11 000 événements fictifs correspondent à 18 500 étoiles et une simple proportion montre que nos 6850 étoiles doivent conduire à environ 4 noyaux de ${}^8_4\text{Be}$ fictifs, ce qui constitue une contamination du spectre de la figure 1 inférieure à 10%. Ainsi le pic obtenu est significatif; il représente bien des noyaux de ${}^8_4\text{Be}$ et l'efficacité de nos 3 critères est du même coup établie.

Résultats et discussions

a) Section de production

Bien que nos événements aient été détectés par un «scanning» de surface, il est possible d'évaluer la section efficace de production de ${}^8_4\text{Be}$ grâce aux indications de METZGER [6] qui dispose d'un lot d'étoiles produites dans les mêmes plaques et obtenues par une exploration le long des traces d'antiprotons incidents: le libre parcours moyen des antiprotons de 5 GeV/c étant de 29 cm dans l'émulsion et l'efficacité du «scanning» de surface de $90\% \pm 10\%$, la section efficace moyenne par noyau de l'émulsion (à l'exclusion de l'hydrogène!) se calcule facilement et vaut:

$$\sigma_{{}^8_4\text{Be}} = 6,3 \pm 0,9 \text{ mb.}$$

D'autre part, le taux de production de ${}^8_4\text{Be}$ par étoile s'élève à $\varrho = 0,010 \pm 0,0015$ et le rapport d'émission ${}^8_4\text{Be}/{}^4_2\text{He}$ vaut $0,010 \pm 0,005$. Ces 3 valeurs tiennent compte d'un facteur de correction relatif aux alphas de faible énergie laissés de côté lors du «scanning» [7].

b) Spectre énergétique

L'histogramme de la figure 3 représente le spectre énergétique des 52 noyaux de ${}^8_4\text{Be}$ détectés; la contribution au spectre énergétique des particules alpha d'énergie inférieure à 10 MeV a été évaluée et dessinée en pointillés. L'adaptation d'une courbe du type:

$$\frac{dN}{dT} = \text{Const.} \cdot \frac{T - V}{\theta^2} e^{-(T-V)/\theta}$$

prédite par la théorie simplifiée de l'évaporation (1) conduit aux valeurs suivantes du seuil V et de la température θ :

$$V = 9 \text{ MeV}; \quad \theta = 15 \text{ MeV.}$$

Ces valeurs, comparées à celles obtenues pour le spectre énergétique des alphas du lot de 500 étoiles analysées complètement [7]:

$$V_\alpha = 3 \text{ MeV}; \quad \theta_\alpha = 6 \text{ MeV}$$

montrent que la majorité des ${}^8_4\text{Be}$ ne sauraient satisfaire aux prévisions de la théorie de l'évaporation qui impliquent une même température pour toutes les particules émises.

c) *Distribution angulaire*

La figure 4 représente la distribution angulaire des ${}^8_4\text{Be}$ par rapport à la direction d'incidence des antiprotons. L'histogramme obtenu est compatible avec l'isotropie, le rapport avant/arrière valant $1,0 \pm 0,2$. Nous n'avons, d'autre part, observé aucune corrélation énergie-angle, contrairement à BAUMANN [8] qui trouve un rapport avant/arrière augmentant avec l'énergie des ${}^8_4\text{Be}$ émis dans des étoiles produites par des protons de 25 GeV/c.

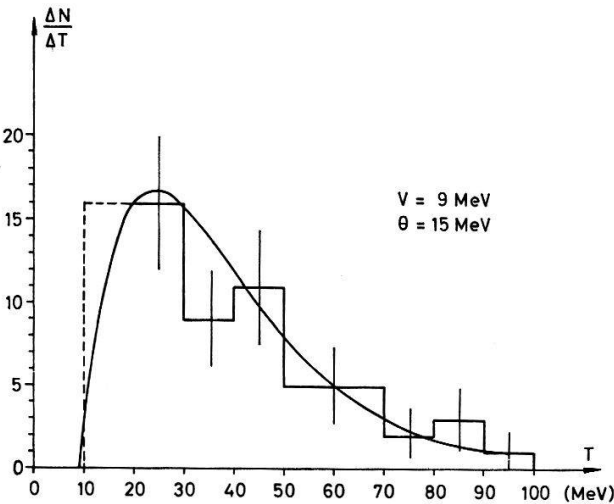


Figure 3

Spectre énergétique des 52 ${}^8_4\text{Be}$ détectés.

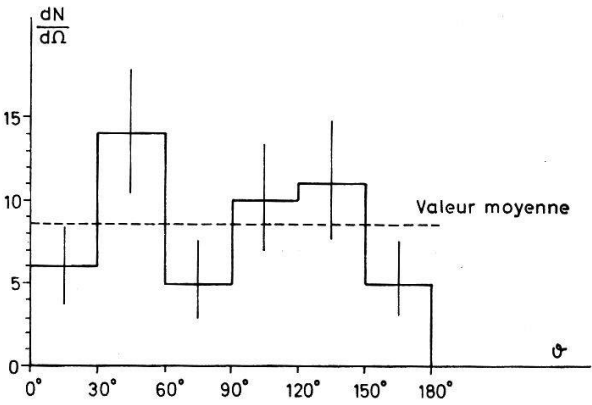


Figure 4

Distribution de l'angle θ entre la direction du flux incident et la direction d'émission des ${}^8_4\text{Be}$.

d) *Comparaison avec d'autres travaux*

Le tableau suivant permet la comparaison de nos résultats avec ceux d'autres auteurs.

	METZGER [5]	STEIN [9]	BAUMANN [8]	Ce travail
Part. inc.	Nucléons $\sim 500\text{ MeV}$	p 25 GeV/c	p 25 GeV/c	\bar{p} 5 GeV/c
ϱ_{Be} (%)	$2,1 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,15$
${}^8_4\text{Be}/{}^4_2\text{He}$ (%)	$1,6 \pm 0,5$?	?	$1,0 \pm 0,05$
θ (MeV)	?	11	8	15
V (MeV)	?	9	9	9
F/B	?	$1,2 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$ ($T < 40\text{ MeV}$) $1,7 \pm 0,3$ ($T > 40\text{ MeV}$)	$1,0 \pm 0,2$

ϱ_{Be} = taux d'émission du ${}^8_4\text{Be}$ par étoile nucléaire,
 θ = température nucléaire
 V = seuil énergétique
 F/B = rapport d'asymétrie avant/arrière.

} valeurs adaptées aux histogrammes expérimentaux,

Alors que les seuils V sont identiques et que les taux de production sont semblables pour des protons de 25 GeV/c et des antiprotons de 5 GeV/c, le paramètre θ lié à la température nucléaire est nettement plus élevé pour les étoiles d'antiprotons que

pour les étoiles de protons. Ce fait est à rapprocher d'un résultat indiqué par METZGER [6] concernant le nombre moyen \bar{N}_h de traces noires et grises par étoile et reproduit dans la figure 5.

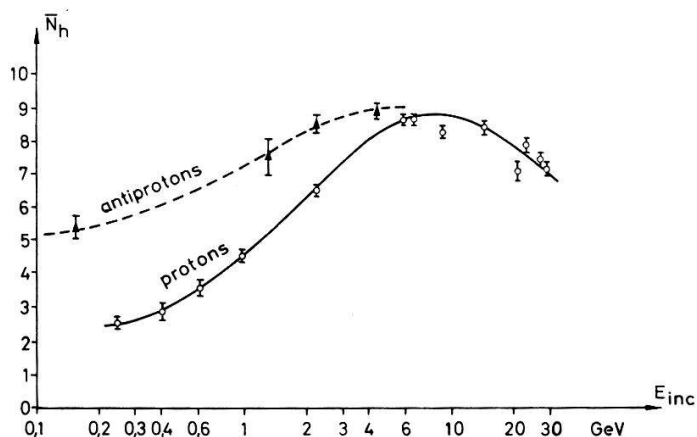


Figure 5

Nombres moyens de branches (grises et noires) des étoiles nucléaires produites dans l'émulsion ionographique par des protons et antiprotons incidents de différentes énergies.

N_h étant une mesure de l'énergie d'excitation du noyau avant l'évaporation, on constate qu'une excitation plus élevée n'est pas accompagnée d'une émission plus importante de ${}^8_4\text{Be}$, comme le prévoit la théorie de l'évaporation, mais d'une énergie cinétique plus grande de chaque fragment de ${}^8_4\text{Be}$.

Cette constatation confirme l'hypothèse déjà émise [5] que la majorité des ${}^8_4\text{Be}$ sont émis avant le processus d'évaporation. Toutefois, cette émission se produit «suffisamment tard» lors de la cascade intranucléaire pour qu'à 5 GeV/c, elle soit encore pratiquement isotrope.

Nous n'avons trouvé aucune étoile émettant plus d'un ${}^8_4\text{Be}$. Nous poursuivons l'étude des 6850 étoiles obtenues afin d'établir les rapports d'émission ${}^8_4\text{Be}/{}^8_3\text{Li}$ et ${}^8_4\text{Be}/{}^8_5\text{B}$ (traces marteaux) et la présence probable d'un pic de ${}^{12}_6\text{C}$ excité dans la distribution de masse invariante des étoiles à trois alphas.

Tous les calculs numériques ont été effectués sur l'ordinateur Gamma 30 (Bull) de l'Université de Berne. Nous remercions M. CLAUDE METZGER, à qui nous devons la figure 5, pour d'intéressantes discussions.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Bibliographie

- [1] R. HAGEDORN, R. MACKE, *Kosmische Strahlung*, W. Heisenberg, Berlin (1953).
- [2] J. HARDING, S. LATTIMORE, D. PERKINS, *Proc. Phys. Soc. [A]* **196**, 325 (1949).
- [3] G. SÜSSMANN, *Z. Naturf.* **8a**, 404 (1953).
- [4] H. MÜLLER, Thèse, Juris Verlag Zürich (1965).
- [5] C. METZGER, J. DAETWYLER, B. BOSKOVIC, E. JEANNET, *Helv. phys. Acta* **39**, 58 (1966).
- [6] C. METZGER, Université de Neuchâtel, Publication prévue dans *Helv. phys. Acta*.
- [7] J. DAETWYLER, Diplomarbeit, Universität Bern (1967).
- [8] G. BAUMANN, *Ann. Phys.* **9**, 471 (1964).
- [9] R. STEIN, Thèse, Strasbourg (1965).