

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 34 (1961)

Heft: VIII

Artikel: Les réactions (n,p) et (n,) de Ca⁴⁰ avec des neutrons de 6 MeV

Autor: Urech, S. / Jeannet, E. / Rossel, J.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113204>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

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

Les réactions (n, p) et (n, α) de Ca^{40} avec des neutrons de 6 MeV

par **S. Urech, E. Jeannet** et **J. Rossel**

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

(4. X. 1961)

Summary. The technique of nuclear emulsion loaded with fine grains (diameter $\simeq 5 \mu$) of target material has been used for a study of the $\text{Ca}^{40}(n, p)\text{K}^{40}$ and $\text{Ca}^{40}(n, \alpha)\text{A}^{37}$ reactions at 6 MeV. The angular and energy distributions were measured and the cross sections found to be $\sigma(n, p) = (520 \pm 50)$ mb and $\sigma(n, \alpha) = (430 \pm 100)$ mb.

The results are compared with the predictions of the statistical theory of nuclear reactions.

La plupart des tests du modèle statistique des réactions nucléaires ont fait usage de neutrons de 14 MeV. A cette énergie la séparation entre réactions directes et par formation d'un noyau composé est délicate.

Nous rapportons ici les premiers résultats d'une étude effectuée sur Ca^{40} à plus basse énergie et avec une bonne résolution en utilisant la technique des micelles dispersées dans l'émulsion photographique.

1. Conditions expérimentales

Les émulsions Ilford K_2 ($5 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$; 400μ) ont été coulées en y dispersant des grains de CaSi_2 et SiO_2 de 5μ de diamètre environ. Ces micelles ont été obtenues par broyage et sédimentation. Si et O sont utilisés uniquement comme stabilisateurs chimiques vis-à-vis de l'émulsion.

Les plaques ainsi chargées ($0,266 \text{ mg/cm}^2$ de CaSi_2 ou SiO_2) ont été irradiées dans le flux de neutrons $D-D$ issus de la cible gazeuse de deutérium de l'accélérateur van de Graaff à faisceau stabilisé ($E_D = (2,75 \pm 0,04)$ MeV).

La plaque est placée, tangentiellement à un cône de 10° d'ouverture, à 40 cm de la cible et les neutrons la traversent parallèlement à ses faces avec une énergie $E_n = (5,95 \pm 0,04)$ MeV. Cette valeur a été contrôlée par la mesure des protons de recul à la précision expérimentale de 5%.

Pour rendre visibles les micelles transparentes de SiO_2 (grossissement $750 \times$) l'observation se fait en lumière polarisée avec un nicol dans un des deux oculaires du microscope.

Les traces dont le premier grain apparaît à moins de 1μ de la surface d'une micelle ont été retenues. Les protons parasites issus de cette couche de 1μ de gélatine ont été éliminés en utilisant la relation énergie-angle: $E = E_0 \cos^2 \vartheta$; ($0 \leq \vartheta \leq 90^\circ$). Ils constituent 25 % environ du total.

Pour des neutrons de 6 MeV, les seules réactions à particules chargées intervenant dans les cibles sont les suivantes:

$\text{Ca}^{40}(n, p)\text{K}^{40}$ avec $Q = -0,54$ MeV; $\text{Ca}^{40}(n, \alpha)\text{A}^{37}$ avec $Q = +1,79$ MeV; $\text{Si}^{28}(n, p)\text{Al}^{28}$ avec $Q = -3,87$ MeV; $\text{Si}^{28}(n, \alpha)\text{Mg}^{25}$ avec $Q = -2,66$ MeV et $\text{O}^{16}(n, \alpha)\text{C}^{13}$ avec $Q = -2,20$ MeV.

Le nombre de traces issues de la cible de comparaison SiO_2 est comparable au bruit de fond et n'apporte qu'une correction négligeable ($\simeq 0,9\%$).

L'introduction des micelles de CaSi_2 modifie légèrement les propriétés chimiques de l'émulsion; le développement n'est pas suffisamment homogène pour que nous ayons pu jusqu'ici discriminer particules α et protons sans aucune ambiguïté.

Les traces issues de CaSi_2 ont été classées en deux groupes:

- a) celles identifiées comme protons (100 évènements)
- b) celles dont la discrimination est incertaine mais qui ont l'aspect habituel des particules α (faible diffusion multiple) (84 évènements).

Une mesure de contrôle (30 évènements) effectuée dans des conditions complètement indépendantes sur une cible nouvelle moins fortement chargée en CaSi_2 a fourni, à l'intérieur de l'erreur statistique, le même rapport α/p , les mêmes énergies et mêmes sections efficaces (voir ci-dessous).

2. Distributions angulaires

Pour les deux groupes, la distribution angulaire (à la précision actuelle des points de mesure) ne présente aucun des caractères typiques des processus directs (maximum prononcé aux petits angles; émission vers l'arrière faible ou nulle), (Fig. 1). On en conclut que les réactions observées se conforment essentiellement au modèle statistique. C'est donc dans ce cadre que peuvent s'interpréter les résultats.

3. Sections efficaces

Une estimation de la transparence de barrière de Coulomb pour les α et les protons émis avec l'énergie maximum E_0 dans la voie de sortie (7,59 respectivement 5,26 MeV) fournit un rapport P_α/P_p compris entre 0,4 et 0,8 suivant le choix du rayon nucléaire ($R = (1,4A^{1/3})f$ pour protons

et α ou $R = (1,3A^{1/3} + 1,2) f$ pour les α). Cette indication rend plausible le résultat trouvé pour les nombres respectifs d'évènements α et p . Connaisant avec une bonne précision le nombre absolu des neutrons mono-cinétiques incidents ainsi que le nombre des noyaux cibles, on peut donner pour les sections efficaces totales (avec une correction de + 15 % pour tenir compte de l'angle solide effectif) les valeurs suivantes:

$$\sigma(n, p) = (520 \pm 50) \text{ mb}$$

$$\sigma(n, \alpha) = (430 \pm 100) \text{ mb}$$

A titre de comparaison nous indiquons les quelques valeurs expérimentales mesurées à 14 MeV, pour Ca^{40} et les noyaux voisins.

Ca^{40} : $\sigma(n, p) = 518 \text{ mb}^{(1)}$ et $451 \text{ mb}^{(2)}$; S^{32} : $\sigma(n, p) = 285 \text{ mb}^{(1)}$ et $365 \text{ mb}^{(2)}$;
 Ti^{46} : $\sigma(n, p) = 240 \text{ mb}^{(1)}$ et $203 \text{ mb}^{(2)}$.

L'égalité de $\sigma(n, p)$ à 6 MeV et à 14 MeV indique que l'intervention de processus compétitifs ($n, n' p$) etc. fait déjà retomber, à 14 MeV, la valeur de $\sigma(n, p)$ au-dessous de son maximum.

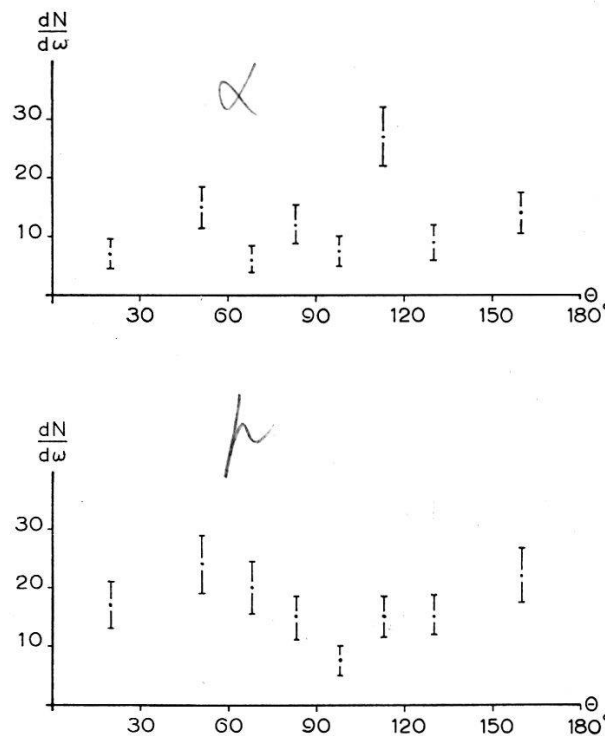


Fig. 1

En haut: distribution angulaire des particules α

En bas: distribution angulaire des protons

Notre résultat semble confirmer également la valeur anormalement élevée pour le noyau pair-pair et doublement magique Ca^{40} .

D'autre part, la valeur de 1000 mb pour la somme de $\sigma(n, p)$ et $\sigma(n, \alpha)$ est bien dans le cadre des prévisions que la théorie du continu fournit pour la section de formation du compound à 6 MeV, à savoir d'environ 2500 mb. ($\sigma_c \simeq \pi (r_0 A^{1/3} + 1/k)^2 \cdot 4 k/K_0$ avec $r_0 = 1,4 f$ et $K_0 = 1,15 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$).

4. Spectres d'énergie

Pour la réaction (n, α) le pic de la distribution apparaît, comme on doit s'y attendre, au voisinage de l'énergie maximum, correspondant au niveau fondamental de A^{37} soit 7,6 MeV (énergie de la voie de sortie dans le système du C. M.) (fig. 2).

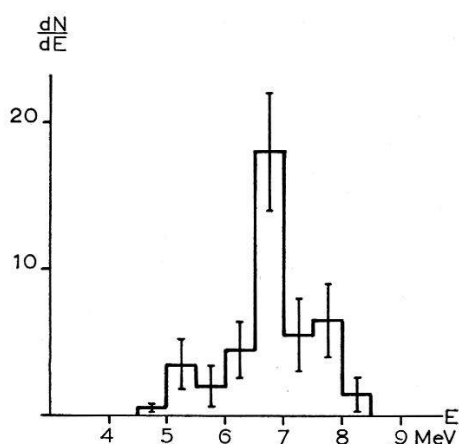


Fig. 2

Spectre d'énergie des particules α

(L'énergie correspond au C.M. et a été corrigée de la self-absorption dans CaSi_2)

Pour les protons nous avons calculé des courbes théoriques avec différentes expressions pour la densité des niveaux du noyau final (fig. 3 et 4).

La section de capture du proton $\sigma_c(E)$ (réaction inverse) a été obtenue en fonction de E au moyen des données de BLATT et WEISSKOPF³).

On constate que les deux courbes basées sur des expressions analytiques de densité de niveaux ayant un fondement physique et thermodynamique raisonnable ne rendent que partiellement compte des mesures. L'excès expérimental de protons de faible énergie ne peut pas s'expliquer comme à 14 MeV (ALLAN⁴) par l'intervention d'autres processus avec émission de protons. La 3^e courbe, qui s'adapte le mieux au spectre mesuré, utilise une densité de niveaux $\rho \sim \exp \beta (E_0 - E)^2 = \exp \beta U^2$ qui conduit à un contre-sens thermodynamique; en effet $S = \beta U^2$ implique $U = 1/2 \beta T$ et $C v = -1/2 \beta T^2 < 0(!)$; elle est donc difficile à justifier. Nous avons constaté qu'il était également possible d'obtenir un bon alignement des points de mesure sur une droite (dans la représentation logarithmique) en utilisant des distributions de niveaux du type 1 et 2

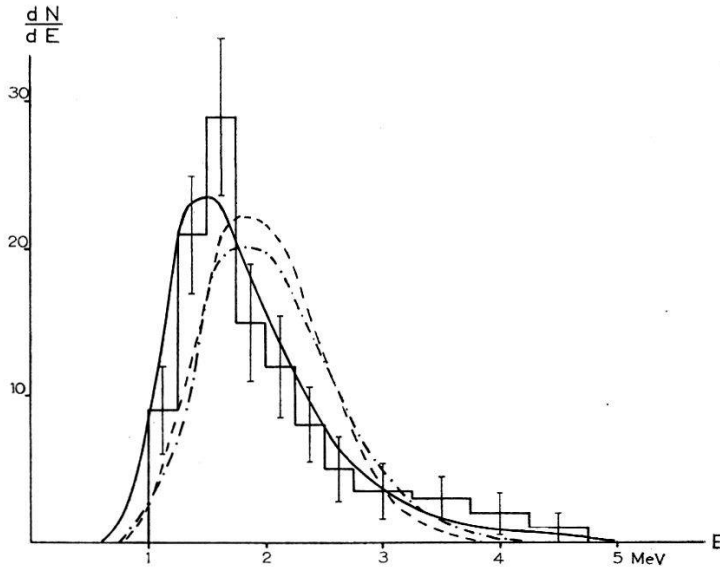


Fig. 3

L'histogramme donne le spectre d'énergie des protons. (La correction en énergie due à la self-absorption des micelles est, au voisinage du maximum de la distribution, de l'ordre de 0,1 MeV.)

Les courbes théoriques $dN/dE = w(E) = \text{const. } E \sigma_c(E) \cdot \varrho(E_0 - E)$ sont basées sur les 3 expressions suivantes ($E_0 = 5,26$ MeV):

- $\varrho \sim \exp \alpha \sqrt{E_0 - E}$ avec $T = 2 \sqrt{E_0}/\alpha = 0,35$ MeV
- · - · - · - $\varrho \sim \exp (E_0 - E)/T$ avec $T = 0,27$ MeV
- $\varrho \sim \exp \beta(E_0 - E)^2$ avec $\beta = 0,72$ MeV⁻²

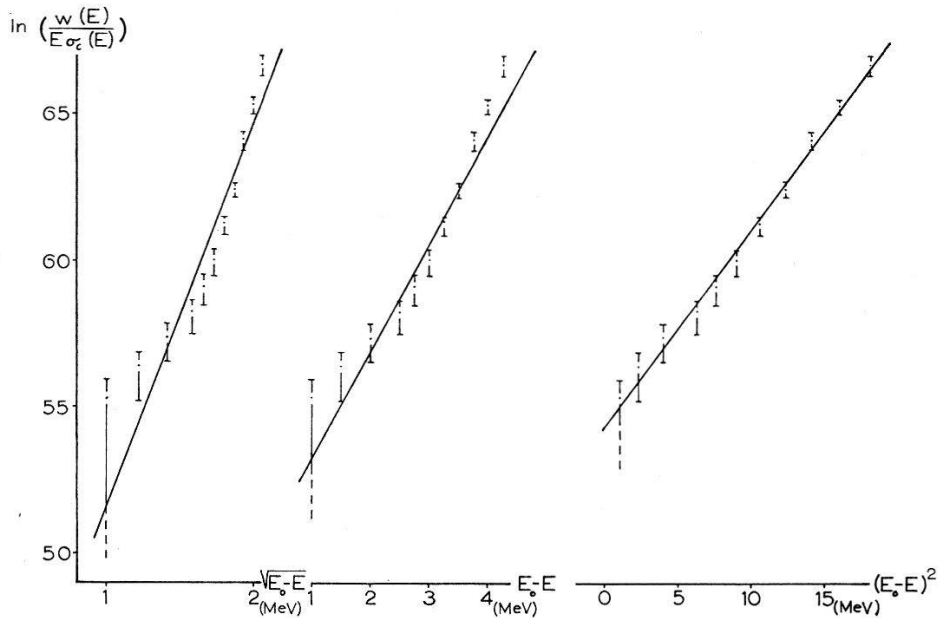


Fig. 4

Détermination des paramètres T , α et β par la représentation $\ln(w(E)/E \sigma_c(E)) = \ln \varrho(E_0 - E) + \text{const.}$

mais en corrigeant $\sigma_c(E)$ à l'approximation W.K.B. pour l'adapter à un puits de potentiel à bords diffus. Il semble donc bien qu'on ne puisse obtenir une information précise sur la distribution $\rho(E_0 - E)$ des niveaux du noyau final qu'après une analyse plus détaillée que ce qui était d'usage en général jusqu'ici.

La température déterminée pour le noyau résiduel $T \sim 0,3$ MeV est à comparer avec celle obtenue par ALLAN²⁾ pour 14 MeV soit $T = 1,2$ MeV.

Ce travail a bénéficié d'une subvention de la C. S. A.

Bibliographie

- 1) U. FACCHINI, I. IORI et E. MENICHELLA, *Nuovo Cim.* 16, 1109 (1960).
- 2) D. L. ALLAN, *Nuclear Physics* 24, 274 (1961).
- 3) BLATT et WEISSKOPF, *Theoretical Nuclear Physics*, J. Wiley (1956), p. 352.
- 4) D. L. ALLAN, *Proc. Phys. Soc. A* 70, 195 (1957); *Nuclear Physics* 10, 348 (1959).