Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 48 (1975)
Heft: 4

Artikel: Comparaison de trois modèles pour la diffusion quasi-libre n-n
Autor: Foroughi, F. / Bovet, E.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-114683

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: 08.07.2025

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

Helvetica Physica Acta
Vol. 48, 1975.

Birkhäuser Verlag Basel

Comparaison de Trois Modèles pour la Diffusion Quasi-Libre n–n

par **F. Foroughi** et **E. Bovet**

Institut de Physique de l'Université, 2000 Neuchâtel, Suisse

(28. IV. 75)

Abstract. We compare, for n–n quasi-free scattering, the results obtained with three models; Ebenhöh's code, the impulse approximation and the residue of the breakup amplitude corresponding to the deuterium bound state.

Dans le formalisme d'Alt, Grassberger et Sandhas (AGS), l'opérateur U_{01} décrivant la réaction de fracture $d(n_1, n_1 n_2)p$ est donné par l'expression

$$U_{01} = \sum_{i=1}^{3} t_i G_0 U_{i1} = Q_{11} + Q_{21} + Q_{31} \tag{1}$$

où les opérateurs U_{i1} d'AGS décrivent la réaction élastique, ou de réarrangement, et les Q_{i1} sont les opérateurs de Cahill et Sloan [2] définis par

$$Q_{i1} = t_i G_0 U_{i1} \tag{2}$$

G_0 étant l'opérateur de Green libre.

En utilisant la forme explicite de U_{31} en fonction de U_{21} et U_{11}, l'opérateur Q_{31} prend la forme

$$Q_{31} = t_3 + t_3(t_2 G_0 U_{21} + t_1 G_0 U_{11}) \tag{3}$$

L'opérateur t_3 décrit l'interaction entre les deux neutrons n_1–n_2 alors que t_1 et t_2 décrivent l'interaction entre les particules 3–2 soit p–n_2 et 3–1 soit p–n_1 respectivement. Dans l'intégrale formée par les termes de la parenthèse du membre de droite de l'équation (3), la 'variable énergie' s' intervenant dans les opérateurs $t_1(s')$ et $t_2(s')$ est donnée par:

$$s' = \frac{\hbar^2 k^2}{m} = \frac{\hbar^2}{m}\left(\tfrac{3}{4}q_0^2 - \kappa^2 - \tfrac{3}{4}q'^2\right)$$

où $-\hbar^2 \kappa^2/m$ est l'énergie de liaison du deuton, $\vec{q}_0$ la variable de Faddeev [3] pour le neutron incident et $\vec{q}'$ la variable d'intégration [4]. Ainsi dans le plan k, le chemin d'intégration part de k_0 (pour $q' = 0$) et passe par le pôle de l'état lié du deuton (pour $q' =$

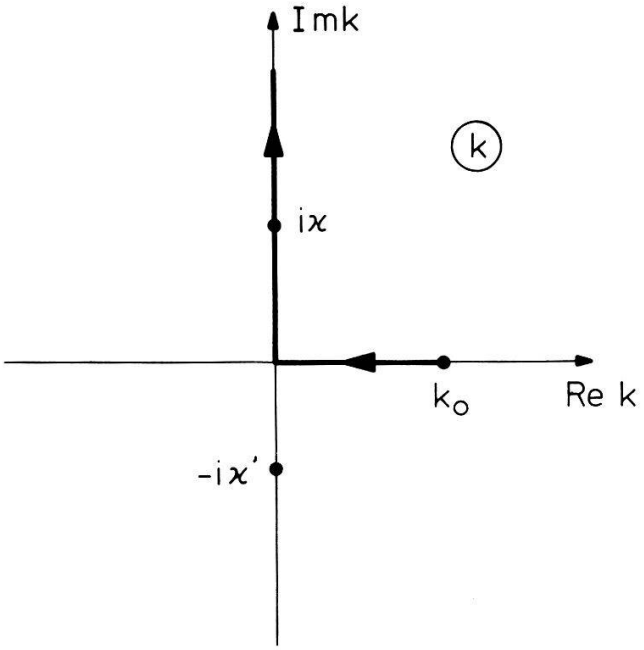


Figure 1
Chemin d'intégration dans le plan k de la sous-réaction n–p.

q_0) (voir fig. 1). Il faut remarquer que 'l'état antilié' ($-i\kappa'$) n'intervient pas comme pôle dans notre intégrale. Après avoir antisymétrisé la relation (3) par rapport aux deux neutrons, la contribution du pôle fait apparaître un résidu et une 'valeur principale' qui est négligée dans cette approximation [4]

$$Q_{31}^{R} = \phi(p_3)\, t_3(s; k_{12}, \vec{q}_0 + \tfrac{1}{2}\vec{q}_3)$$
$$+ \frac{i}{4\pi} \int_{q'=q_0} d\hat{q}'\, t_3(s; k_{12}, \vec{q}' + \tfrac{1}{2}\vec{q}_3)\, T_{nd}(q_0, \hat{q}')\, \phi(|\vec{q}_3 + \tfrac{1}{2}\vec{q}'|) \tag{4}$$

où la diffusion n_1–n_2 est restreinte à l'onde S. Avec

$$s = \frac{\hbar^2 k_{12}^2}{m}$$

et

$$T_{nd}(q_0, \hat{q}) = \sum_l (2l+1) \frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2i} \cdot p_l(\cos\theta')$$

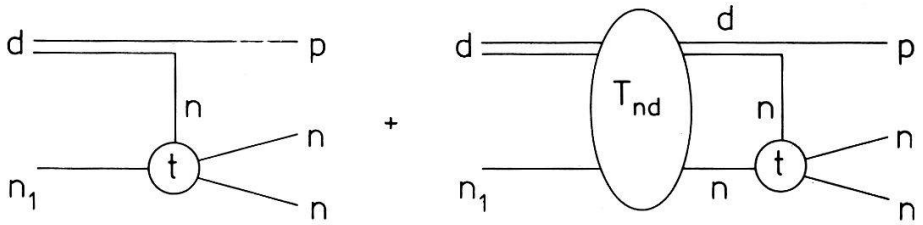


Figure 2
Représentation du modèle de Cahill sous forme de diagramme.

$\vec{k}_{12}$ et $\vec{q}_3$ sont les variables de Faddeev [3], $\vec{p}_3$ l'impulsion du proton dans le système du laboratoire et δ_l les phases doublet de la diffusion n–d dans un modèle diagonal et dégénéré [5], ϕ étant la transformée de Fourier de la fonction d'onde du deuton.

L'expression (4) est ce que nous appelons le modèle de Cahill (fig. 2). La section efficace différentielle est donnée par [6]:

$$\frac{\partial^3 \sigma}{\partial E_1 \partial \Omega_1 \partial \Omega_2} = \frac{(2\pi)^4}{\hbar^2} \cdot \frac{2m}{3q_0} |Q_{31}^R|^2 \cdot \rho$$

ρ étant l'espace de phase [6].

Pour les calculs numériques nous avons pris, compte tenu de la symétrie de l'onde S et comme le fait Cahill [4],

$$t_3(s; k_{12}, |\vec{q}' + \tfrac{1}{2}\vec{q}_3|) = t_3(s; k_{12}, |\vec{q}_0 + \tfrac{1}{2}\vec{q}_3|)$$

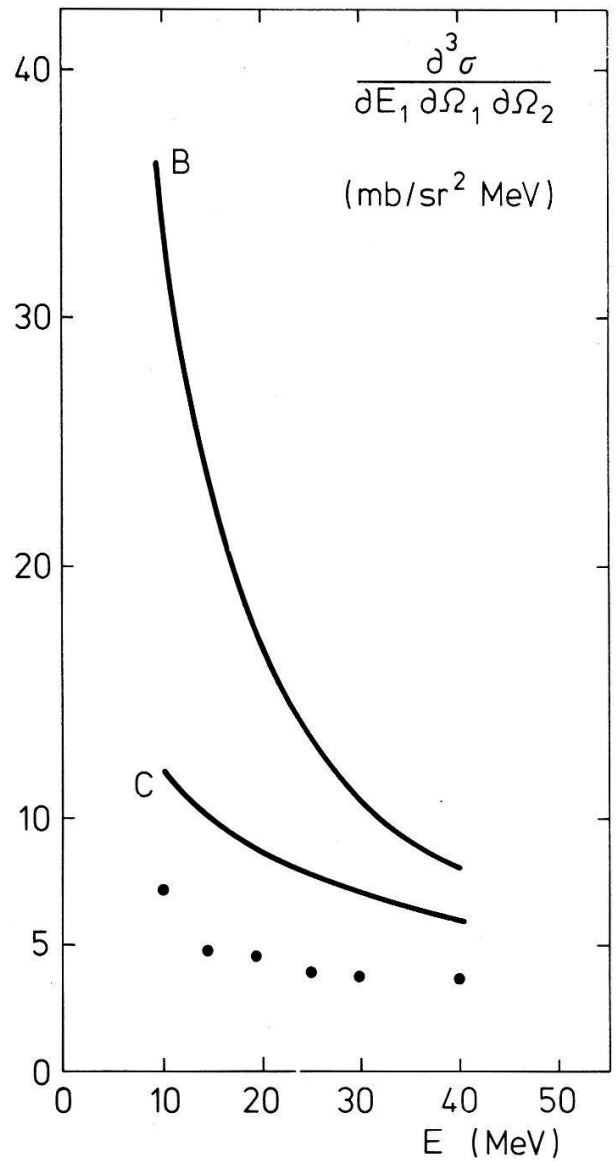


Figure 3
Section efficace différentielle, pour des configurations symétriques $\theta_1 = -\theta_2$ donnant une DQL n–n ($E_p = 0$). (Les points représentent les résultats du code Ebenhöh.)

ce qui donne

$$Q_{31}^{R} = \left[\phi(p_3) + \frac{i}{4\pi} \int_{q'=q_0} d\hat{q}'\, T_{nd}(q_0, \hat{q}')\, \phi(|\vec{q}_3 + \tfrac{1}{2}\vec{q}'|) \right] t_3(s; k_{12}, |\vec{q}_0 + \tfrac{1}{2}\vec{q}_3|). \tag{5}$$

Nous avons fait une étude systématique des résultats obtenus avec le premier terme de l'expression (5) noté B [1]) et l'expression (5) complète notée C, avec le code Ebenhöh [7]

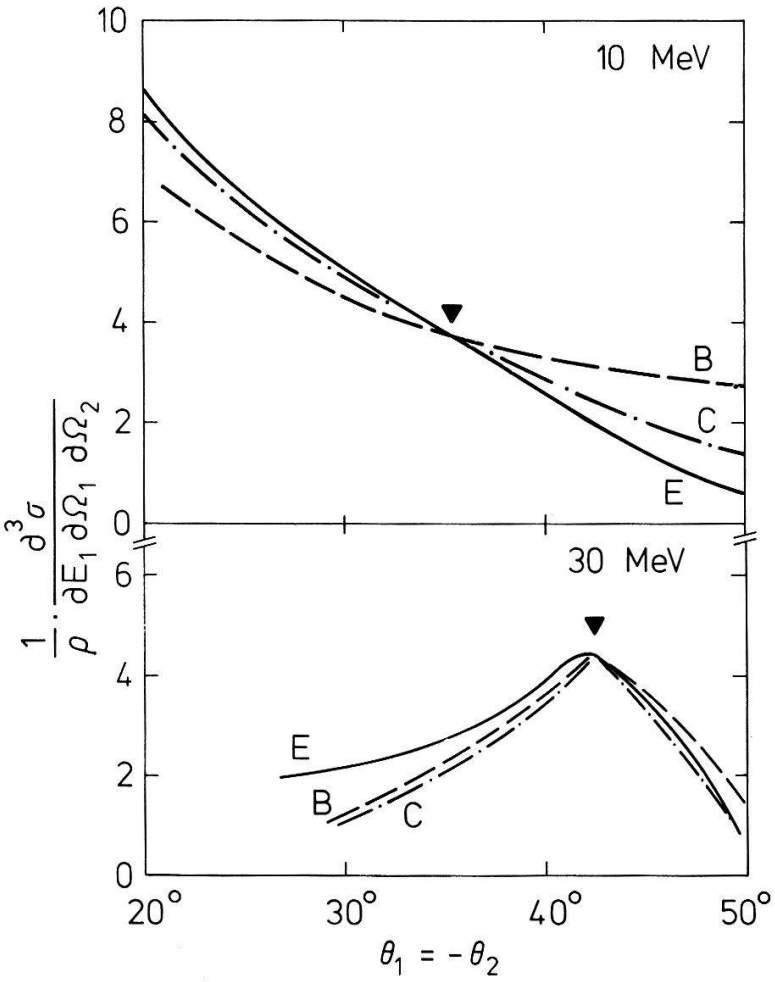


Figure 4
Comparaisons des 3 modèles pour des configurations symétriques. Les courbes ont été normées au point où $E_p = 0$ (unités arbitraires).

noté E; ce dernier est un calcul exact des équations de Faddeev avec, pour la diffusion nucléon–nucléon (restreinte à l'onde S) une interaction séparable du type Yamaguchi. Pour les calculs à l'aide de l'expression (5) nous avons pris la fonction d'onde de Hulthèn pour décrire le deuton, et la même interaction séparable du type Yamaguchi [8] que Ebenhöh. Les phases doublets ont été prises dans la référence [9].

---

[1]) B est appelé diagramme polaire ou approximation d'impulsion (AI).

Sur la figure 3 nous avons reporté les valeurs des sections efficaces différentielles pour des configurations symétriques qui correspondent à une diffusion quasi-libre (DQL) n–n avec $E_p = 0$.

Dans les figures 4 et 5 nous avons reporté la norme des éléments de matrices pour différentes configurations: pour la figure 4 il s'agit des configurations symétriques (quasi-libres ou non) et l'on voit que les modèles B et C suivent le comportement général de E; sur la figure 5 sont représentées des configurations (symétriques ou non) correspondant à une DQL n–n. B et C donnent des droites horizontales qui n'ont pas été dessinées. L'angle θ_0 mesure la direction de l'impulsion $\vec{k}_{12}$ par rapport au faisceau, cette direction est confondue (puisque $\theta_3 = 0$) avec l'axe de Treiman–Yang [10] et avec la direction du mouvement du centre de masse des deux neutrons.

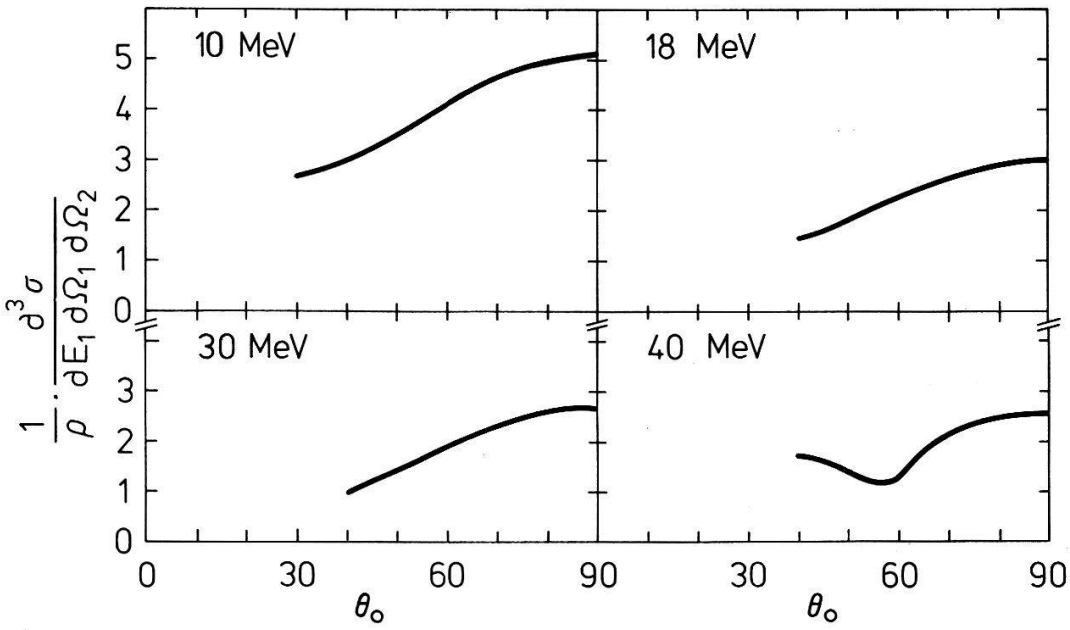
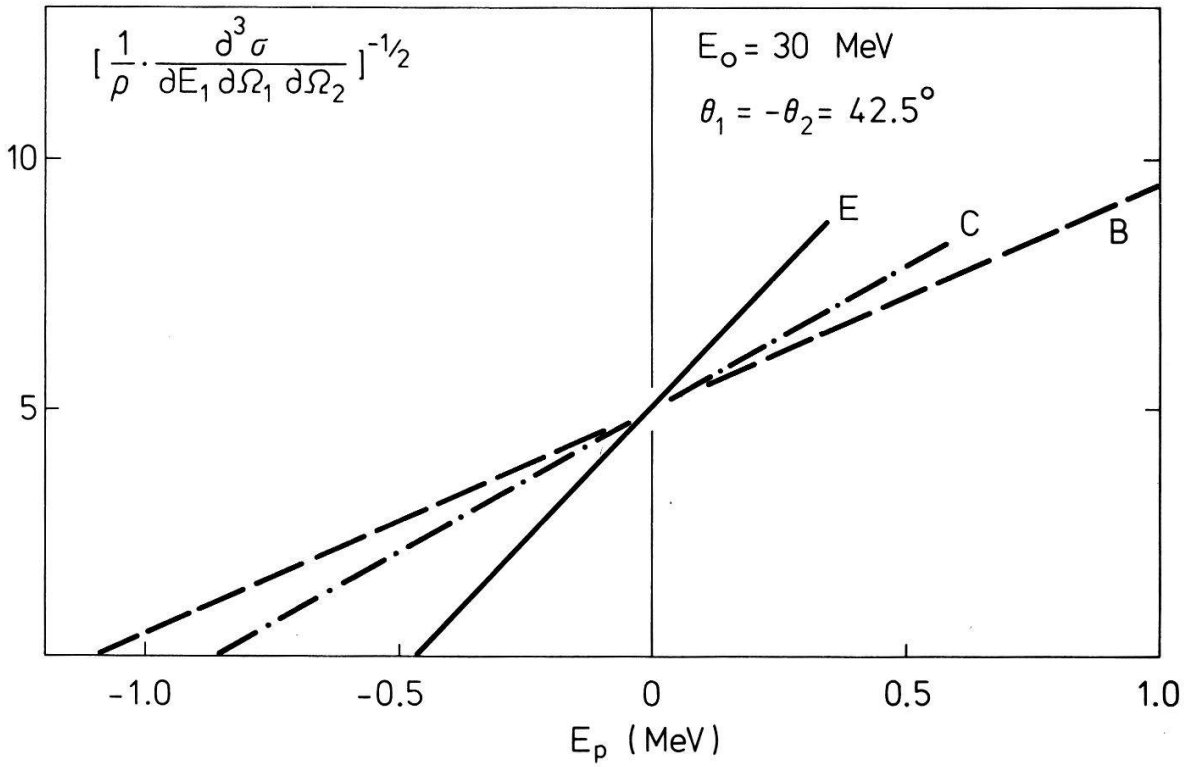


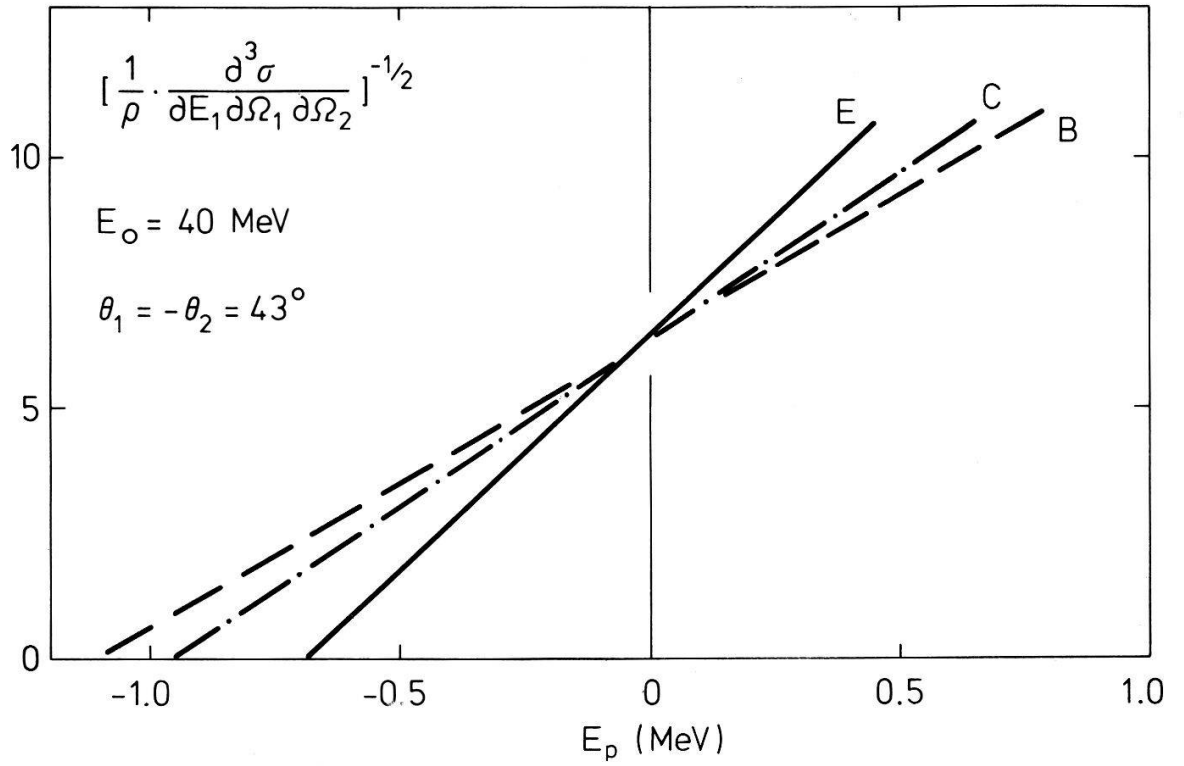
Figure 5
Résultat du Code Ebenhöh pour des configurations donnant une DQL ($E_p = 0$).θ_0 a été difinit dans le texte (unités arbitraires).

Sur les figures 6 et 7 nous avons la représentation dite 'de Chew–Low' [11] qui montre le résultat important que B, C et E donnent toutes des segments de droites. Il faut cependant remarquer que pour des configurations non symétriques E donne deux courbes partiellement linéaires (fig. 8).

Il existe une approximation d'impulsion modifiée (AIM) [12] qui est une modification du modèle B avec l'introduction d'un rayon de coupure inférieur dans la transformée de Fourier $\phi(p)$ du deuton. Sur la figure 9 nous avons reproduit la représentation 'de Chew–Low' correspondant à ce modèle, et cela pour différents rayons de coupures. Les segments de droites obtenus expliquent à notre avis le succès apparent de ce modèle avec des valeurs élevées du rayon de coupure [12].

Notre étude montre que le modèle de Cahill C comparé à B représente une amélioration considérable pour la valeur absolue, mais que tout comme pour B son application est restreinte à un voisinage de la DQL. Remarquons que la simplicité des calculs intervenant dans l'expression (4) rend aisée son extension à d'autres réactions à trois corps.





Figures 6 et 7
Représentation 'de Chew–Low' (unités arbitraires). Les courbes ont été normées au point où $E_p = 0$.

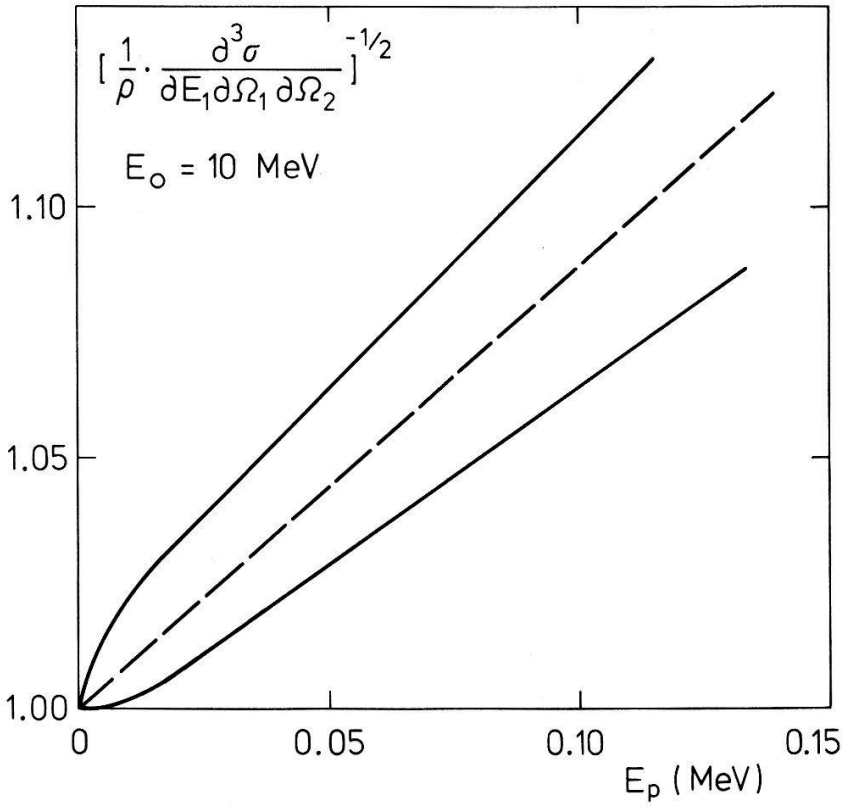


Figure 8
Représentation 'de Chew–Low' des résultats du Code Ebenhöh pour une configuration symétrique ($\theta_1 = -\theta_2 = 36{,}6°$) en traitillé, et pour une configuration asymétrique ($\theta_1 = 32{,}9°$, $\theta_2 = -40°$) en continu (unités arbitraires).

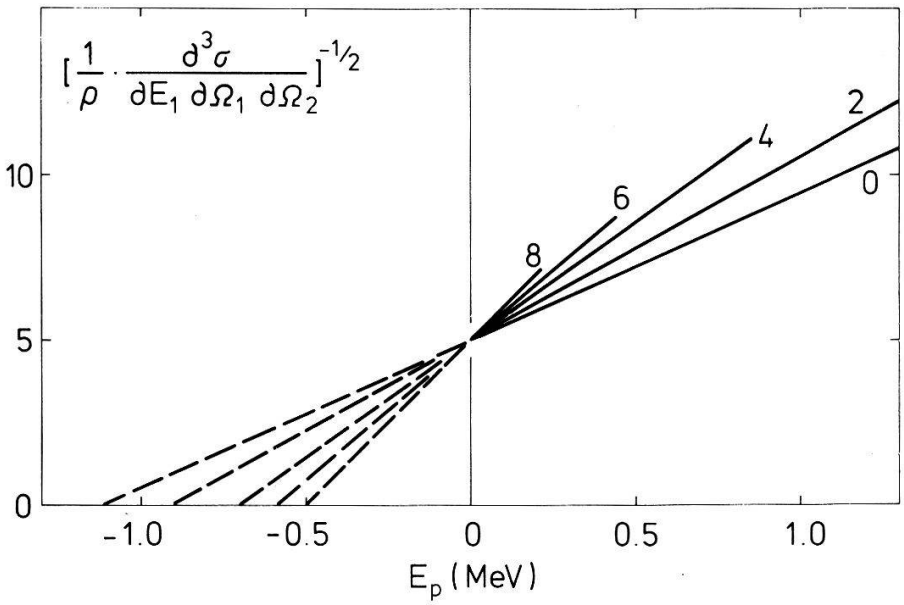


Figure 9
Représentation 'de Chew–Low' pour le modèle AIM, en fonction de différentes valeurs du rayon de coupure en fm (unités arbitraires).

Références

[1] E. O. ALT, P. GRASSBERGER et W. SANDHAS, Nucl. Phys. *B2*, 167 (1967).
[2] R. T. CAHILL ET I. H. SLOAN, Nucl. Phys. *A165*, 161 (1971).
[3] R. D. AMADO, *Elementary Particle Physics and Scattering Theory* (Brandeis University, Summer Institut in Theoretical Physics 1967), Vol. II.
[4] R. T. CAHILL, Phys. Lett. *49B*, 150 (1974).
[5] R. VIENNET, Nucl. Phys. *A189*, 424 (1972).
[6] L. FONDA, *Fundamentals in Nuclear Theory* (I.A.E.A., Vienna 1967).
[7] W. EBENHÖH, Nucl. Phys. *A191*, 97 (1972).
[8] Y. YAMAGUCHI, Phys. Rev. *95*, 1628 (1954).
[9] W. T. H. VAN OERS et K. W. BROCKMAN JR., Nucl. Phys. *A92*, 561 (1967).
[10] S. B. TREIMAN et C. N. YANG, Phys. Rev. Lett. *8*, 140 (1962); R. CORFU, J.-P. EGGER, C. LUNKE, C. NUSSBAUM, J. ROSSEL, E. SCHWARZ, J.-L. DURAND et C. PERRIN, Phys. Rev. Lett. *27*, 1661 (1971).
[11] G. F. CHEW ET F. E. LOW, Phys. Rev. *113*, 1640 (1959).
[12] B. SUNDQUIST, A. JOHANSON, L. GÖNCZI et I. KOERSNER, Tandem Accelerator Laboratory TLU 10/73.