

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 46 (1973)
Heft: 5

Artikel: Sur la détermination des phases doublets pour la diffusion n-d à basse énergie
Autor: Bovet, D. / Jaccard, S. / Weber, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114500>

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: 10.01.2026

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

Sur la détermination des phases doublets pour la diffusion $n-d$ à basse énergie

par **D. Bovet, S. Jaccard et J. Weber**

Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel

(11. V. 73)

Abstract. For the $n-d$ elastic scattering at low energy, phase shift analyses in the framework of the J -degenerate model have been made, each one using as initial values of the parameters one among the many phase shift sets published up to now. It is shown that the 'starting point' of the analysis has a definite influence on the results which are, at least as far as the doublet phases are concerned, widely scattered. The situation is very much improved if one includes in the phase shift analysis experimental values of the depolarization factor D . Preliminary results of measurements of D at 2.45 MeV are given. Some difficulties encountered in ERA analysis are pointed out.

1. Introduction

Une détermination expérimentale sûre des déphasages décrivant la diffusion nucléon-deuton présente un intérêt indéniable. Son but le plus élevé est sans doute d'opérer un choix parmi les modèles de l'interaction nucléon-nucléon introduites dans une résolution exacte du problème à trois nucléons. La détermination de ces phases à basse énergie et leur comparaison avec une prédiction théorique se heurte depuis une vingtaine d'années aux mêmes difficultés. La situation peut se résumer en quelques points:

- 1) Un ajustement des phases au moyen d'une analyse des sections efficaces différentielles mesurées détermine mal les phases doublets.
- 1') Seules les phases doublets sont sensibles aux détails de l'interaction nucléon-nucléon.
- 2) La phase 2S a un comportement à basse énergie particulièrement difficile à déterminer.
- 2') La phase 2S à basse énergie est sensible à la forme du potentiel nucléon-nucléon ou à la présence d'un terme d'interaction tensoriel, voire à l'existence de force à trois corps.
- 3) Les seules mesures publiées pour une énergie inférieure à celle de fracture du deuton sont des mesures de section efficace de polarisation et pour l'interaction $p-d$, de pouvoir d'analyse vectoriel et tensoriel.

- 3') Le comportement de la diffusion $N-d$ en-dessous du seuil de fracture du deuteron ne s'écarte que peu de celui du modèle diagonal dégénéré en J dans lequel les seules observables indépendantes sont la section efficace différentielle, le facteur de dépolarisation D , le facteur D^* et la fonction de corrélation de spin C_{nK}^P (voir § 2). Polarisation et pouvoirs d'analyse sont nuls dans ce modèle.
- 4) Il est nécessaire de prendre en considération des phases de moment cinétique orbital élevé pour réaliser une analyse satisfaisante.
- 4') Le nombre élevé de paramètres à ajuster dans une analyse en phases induit un nombre élevé d'ambiguïtés dans la recherche d'un minimum de χ^2 . Il est en particulier souhaitable d'être au voisinage des vraies valeurs au départ de l'analyse, ce que tentent de faire les auteurs en partant de jeux de phases déjà publiés.

Nous donnons en appendice une justification systématique de ces assertions au moyen d'une coupe à travers les travaux publiés sur ce sujet.

Notre but ici est de souligner l'importance du point de départ choisi dans une analyse en phases à l'aide de quelques exemples de telles analyses réalisées à une seule énergie dans le cadre du modèle diagonal dégénéré. Nous relevons aussi la difficulté d'effectuer une analyse en approximation de portée effective incluant les mesures récentes des longueurs de diffusion a_2 et a_4 de Dilg et al. [1]. Finalement nous insistons sur l'utilité de mesures du facteur de dépolarisation D . Nous présentons deux résultats préliminaires et investiguons leur influence sur quelques analyses en phases.

2. Modèle diagonal dégénéré et observables

La validité du modèle diagonal dégénéré pour un premier pas dans une analyse de la diffusion élastique $n-d$ à basse énergie n'est plus à démontrer. Rappelons [2] que les hypothèses dynamiques de ce modèle implique que :

$$S_{ls, l's'}^J = \delta_{ll'} \delta_{ss'} S^{ls}$$

où

$$S^{ls} = 1 + 2iT^{ls} = e^{2i\delta^{ls}}$$

soit, pour la matrice de diffusion M :

$$M_{s\mu, s'\mu'} = \delta_{ss'} \delta_{\mu\mu'} M^{(2s+1)}$$

où

$$M^{(2s+1)} = \sum_l (2l+1) \frac{T^{ls}}{k} P_l(\cos \theta).$$

Il n'y a que quatre observables indépendantes dans ce modèle. On a accès à un jeu complet d'observables par la mesure :

- 1) De la section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3}|M^2|^2 + \frac{2}{3}|M^4|^2.$$

- 2) De la polarisation du faisceau de neutrons diffusés lorsque le faisceau incident présente une polarisation \vec{P}_1

$$\vec{P}_2 = D\vec{P}_1.$$

D est appelé facteur de dépolarisation

$$D = \frac{1}{9} [|M^2|^2 + 10|M^4|^2 + 16 \operatorname{Re}(M^2 M^{4*})] / (|M^2|^2 + 2|M^4|^2).$$

- 3) De la polarisation vectorielle $\langle \vec{S} \rangle_2$ du faisceau de deutons de recul (S_1 , base des opérateurs de spin du deuteron) lorsque le faisceau de neutrons incident présente une polarisation \vec{P}_1

$$\langle \vec{S} \rangle_2 = D^* \vec{P}_1.$$

Il n'y a pas de polarisation tensorielle dans ce modèle.

$$D^* = -\frac{2}{9} [|M^2|^2 - 5|M^4|^2 + 4 \operatorname{Re}(M^2 M^{4*})] / (|M^2|^2 + 2|M^4|^2).$$

- 4) D'une composante de polarisation pour des neutrons diffusés et des deutons de recul détectés simultanément, c'est-à-dire d'une fonction de corrélation de spin, voir Seyler [3]

$$C_{nK}^P = -C_{nP}^K = -C_{PK}^n = C_{Pn}^K = \frac{4}{3} \operatorname{Im}(M^2 M^{4*}) / (|M^2|^2 + |M^4|^2).$$

On a de plus

$$C_{nn} = C_{PP} = D^* + \frac{1}{2}(D - 1).$$

Toutes les autres fonctions de corrélation de spin sont nulles dans ce modèle.

3. Mesures du facteur de dépolarisation D

Parmi les observables de spin qui n'ont pas une valeur triviale dans le modèle diagonal dégénéré (points 2-4 du § 2) la première est de loin la plus accessible à la mesure. L'utilité de quelques mesures de D pour la détermination des phases doublets a été relevée par ailleurs [2].

Nous avons réalisé dans une phase préparatoire deux premières mesures du facteur D à 2,45 MeV (lab). Le choix s'est porté sur cette énergie pour les raisons suivantes:

- 1) Possibilité d'utiliser le faisceau de deutons du Van de Graaf de notre Institut et la réaction $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ comme source de neutrons polarisés ($P_1 \approx 45\%$).
- 2) De bonnes mesures de section efficace sont publiées à cette énergie.
- 3) Elle est suffisante pour que l'emploi de diffuseurs-scintillateurs soit possible.

La figure 1 donne le principe de la mesure. La combinaison d'un détecteur double (H) et d'une précession du spin des neutrons incidents permet la suppression de la plupart des erreurs expérimentales systématiques [4]. L'électronique associée est essentiellement constituée d'une voie rapide permettant la détection des temps de vol neutronique doublée d'une voie spectroscopique.

L'angle $\theta_2 = 62^\circ$ choisi pour la première mesure correspond à des conditions cinématiques particulièrement favorables. Ce choix a aussi été dicté par la forte dispersion des prédictions de la valeur de D pour cet angle [2].

La seconde mesure a été exécutée dans des conditions critiques ($\theta_2 = 27^\circ$). Elle nous a indiqué les dernières mises au point souhaitables avant d'entreprendre une série de mesures systématiques. Nous présentons ces résultats préliminaires dans la table 1.

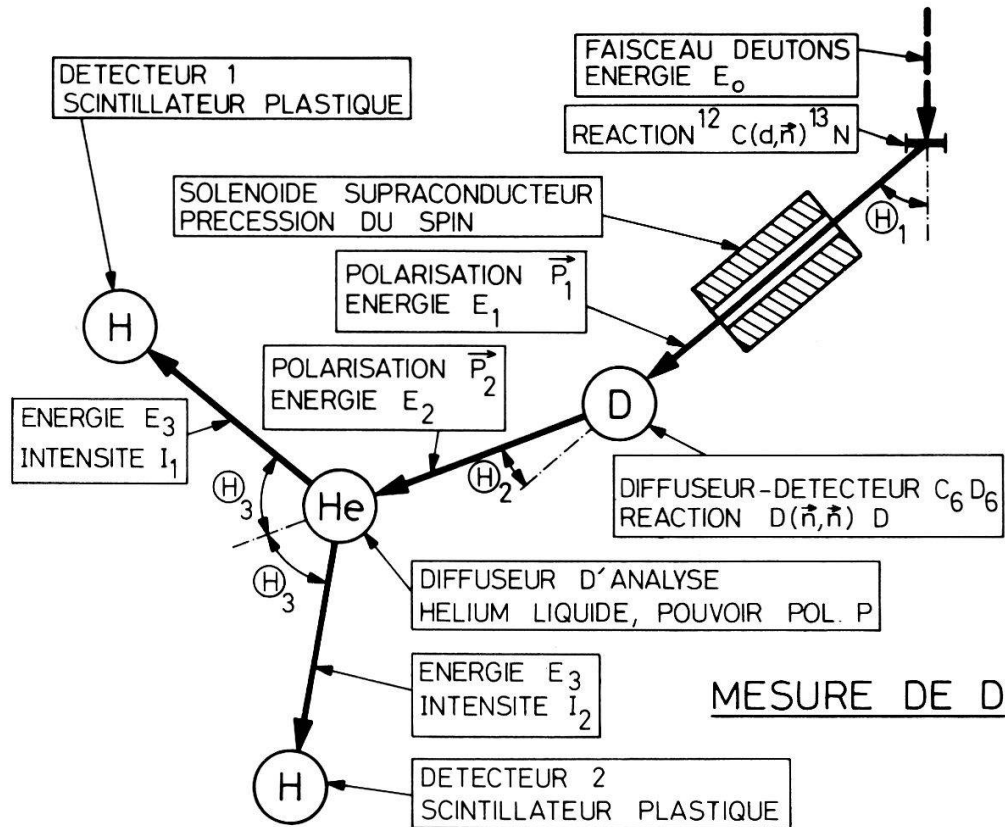


Figure 1
Mesure du facteur de dépolarisation D de la diffusion $D(\vec{n}, \vec{n}) D$.

Une simulation complète de l'expérience incluant les diffusions multiples dans les détecteurs, rendue nécessaire par la proximité indispensable des diffuseurs, a été réalisée par la méthode de Monte-Carlo. Le paramètre D introduit dans le programme est ajusté jusqu'à ce que les spectres de temps de vol expérimentaux soient reproduits correctement.

Table 1
Résultat des mesures préliminaires du facteur de dépolarisation D pour la diffusion $D(\vec{n}, \vec{n}) D$ à 2,45 MeV (lab) [34].

θ (lab)	D (%)
62°	46,0 ± 8,4
27°	39,2 ± 8,0

4. Analyses en phases

Nous avons réalisé une série d'analyses en phases dans le modèle diagonal dégénéré à 2,45 MeV (lab) portant sur les neuf mesures de section efficace de Seagrave [5] (la présence ou l'absence des treize mesures d'Adair n'influence pas l'analyse). Cette série d'analyses a confirmé les points suivants:

- 1) Si les six phases dégénérées sont déterminées simultanément ($L \leq 2$) le résultat de l'analyse dépend fortement du jeu de phases pris comme point de départ, voir la figure 2.
- 2) Quoique les valeurs du χ^2 minimum soient comparables d'une analyse à l'autre il ne s'agit pas de résultats équivalents au sens des ambiguïtés inhérentes aux analyses en phases.

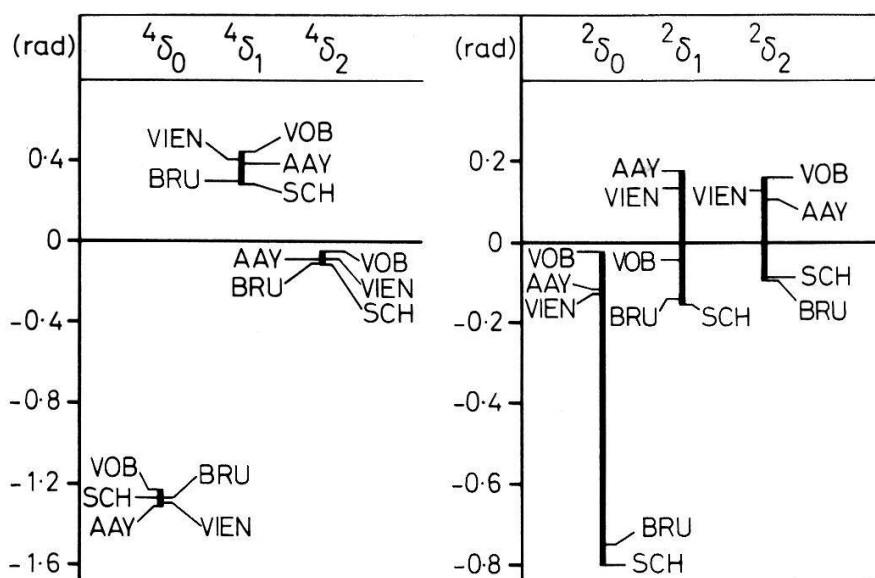


Figure 2

Domaine de variation des phases résultant de nos analyses à 2,45 MeV (lab) n'incluant que des mesures de section efficace différentielle. Les points de départ pour ces analyses sont les phases déterminées par: AAY Aaron et al. [16], VOB Van Oers et al. [14], BRU Brüning [15], VIEN Viennet [6] (à partir des paramètres APE), SCH Schmelzbach et al. [17] (extrapolation de phases obtenues pour la diffusion $p-d$).

- 3) Il n'est pas possible de déterminer l'ordre de grandeur des phases les moins connues en maintenant les autres à une valeur fixe. De légères variations de ces dernières conduisent en général à des résultats très différents pour les premières.
- 4) Si le point de départ n'est pas suffisamment proche d'un minimum de χ^2 le résultat de l'analyse dépend fortement de la technique de minimalisation adoptée (pas de recherche, méthode de progression etc.). Cette remarque n'est pas valable au voisinage des phases notées VIEN.
- 5) Comme attendu les phases doublets sont celles dont l'ordre de grandeur varie le plus d'une analyse à l'autre, voir la figure 2.
- 6) La présence d'une ou deux mesures du facteur de dépolarisation limite déjà fortement le domaine de variation des phases d'une analyse à l'autre, voir la figure 3.

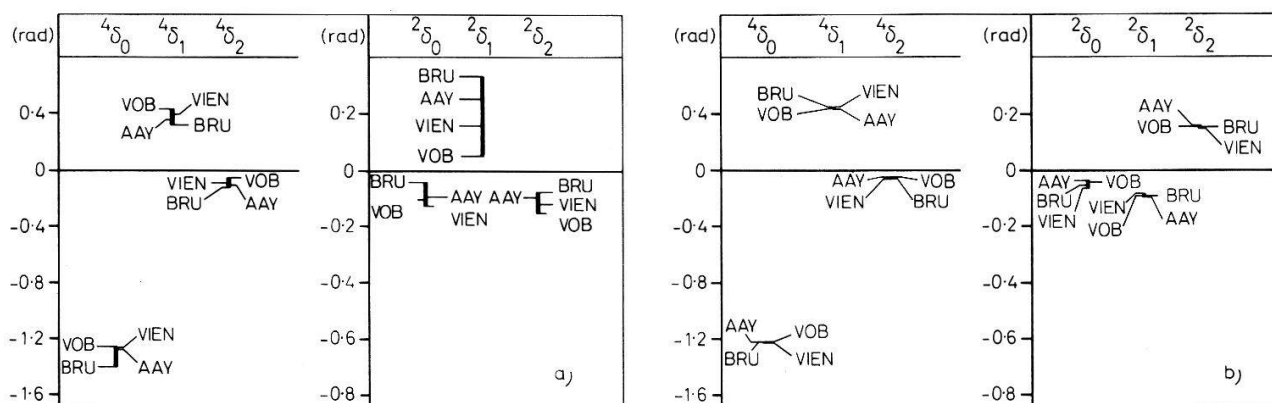


Figure 3

Domaine de variation des phases résultant de nos analyses à 2,45 MeV (lab) incluant a) notre mesure du facteur D à 90° (C.M.), b) nos deux mesures du facteur D . Légende comme pour la figure 2.

Les figures 4a, b et c indiquent le comportement du facteur D pour les phases des figures 2, 3a et 3b respectivement. Le rôle éminemment utile des mesures de D ressort bien de la

figure 4. Il est indispensable toutefois de disposer de quelques mesures définitives avant d'accorder crédit aux valeurs numériques des phases obtenues.

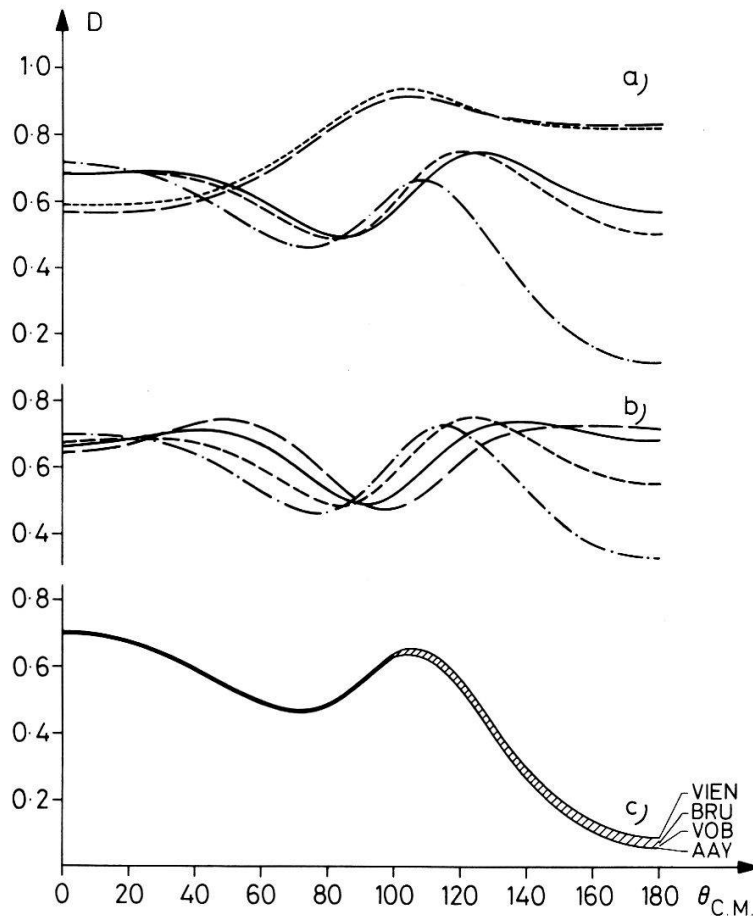


Figure 4

Facteur D prédit par nos analyses en phases. a) phases de la figure 2. b) phases de la figure 3a. c) phases de la figure 3b. — AAY; — BRU; - - - VOB; - · - VIEN. Légende comme pour la figure 2.

5. Analyses en approximation de portée effective

5.1. Dans le modèle diagonal dégénéré

Nous avons réalisé une série d'analyses en approximation de portée effective (APE) conduites de manière identique à celles présentées par Viennet [6]. Ces analyses portent sur les 39 valeurs de section efficace totale et les 38 valeurs de section efficace différentielle de la table 1 de [6]. Elles prennent ou non en considération l'énergie de liaison du triton. De plus elles utilisent l'un ou l'autre des deux groupes de résultats à énergie nulle qui présentent une cohérence satisfaisante:

Groupe A	Référence
$\sigma_a = 3,20 \pm 0,10$ (b)	[7]
$a_4 - a_2 = 5,99 \pm 0,06$ (fm)	[8]
$a_0 = 6,21 \pm 0,04$ (fm)	[9]
Groupe B	
$\sigma_a = 3,390 \pm 0,012$ (b)	[1]
$a_4 - a_2 = 5,99 \pm 0,06$ (fm)	[8]

$$\begin{aligned} a_0 &= 6,672 \pm 0,007 \text{ (fm)} & [1] \\ a_4 &= 6,47 \pm 0,14 \text{ (fm)} & [10] \\ a_2 &= 0,57 \pm 0,14 \text{ (fm)} & [10] \end{aligned}$$

Rappelons [6] que le solde des résultats expérimentaux, soit les 42 mesures de polarisation de la table 1 de [6], introduit dans nos analyses (qui prédisent un pouvoir de polarisation indistinctement nul) abaisse le χ^2 par mesure. Plusieurs points de départ, issus des références [6] et [11-16], ont été utilisés. Nous tirons de ces tentatives les conclusions suivantes:

- 1) Avec l'un et l'autre des groupes de mesures à énergie nulle des χ^2 minimum de valeurs sensiblement égales sont obtenus à partir de n'importe lequel des points de départ. Les paramètres décrivant le comportement des phases 2S , 2P , 2D et 4D varient dans de fortes proportions. Dans de nombreux cas la fonction (17) de [6]

$$Z^{ls} = k_{c.m.}^{2l+1} \operatorname{ctg} \delta^{ls} = a^{ls} + \frac{1}{2} R^{ls} k_{c.m.}^2 + P^{ls} k_{c.m.}^4. \quad (I)$$

change de signe dans le domaine d'énergie étudié, i.e. le déphasage correspondant passe par la valeur $\pi/2$ ce qui est incompatible avec le comportement non résonnant attendu. Notons ici que les extrapolations de la fonction Z^{ls} issues des analyses en phases publiées produisent pour la plupart de telles résonances.

- 2) Avec le groupe A de mesures à énergie nulle nous n'avons obtenu que deux résultats distincts qui satisfont à une structure non résonnante. Nous donnons ces résultats dans la table 2. Le résultat noté A^+ est essentiellement le même que celui obtenu par Viennet [6]. Notons ici que nous n'avons pas introduit le résidu du pôle de 3H comme l'a fait Viennet. Le résultat noté A^- est caractérisé par le signe

Table 2
Paramètres APE
[a] = fm^{-2l-1} , [R] = fm^{-2l+1} , [P] = fm^{-2l+3}

Set A^+	a	R	P
2S	-6,3123	73,815	328,16
4S	-0,16306	0,34484	-2,4389
2P	2,0182	-151,64019	743,07
4P	0,0039898	0,91503	0,0046183
2D	0,0017924	-0,14279	2,0590
4D	-0,00042402	-0,0025640	-2,2546
Set A^-	a	R	P
2S	-6,8126	-1353,2	-3204,8
4S	-0,16285	3,1189	-1,1366
2P	-4,7423	132,06	-10,677
4P	0,0055346	0,62081	1,6786
2D	0,0026656	-0,14934	1,7084
4D	-0,0010397	0,18898	-5,9376
Set B	a	R	P
2S	-1,4573	-181,99	-427,23
4S	-0,15800	2,4978	1,7191
2P	—	—	—
4P	0,0061148	0,52758	2,2254
2D	0,0033192	-0,17897	1,7814
4D	-0,0037758	0	0

négatif des phases 2P , signe généralement admis comme correct. Le caractère moins stable du résultat A^- par rapport à celui A^+ ressort d'un examen critique de la figure 5.

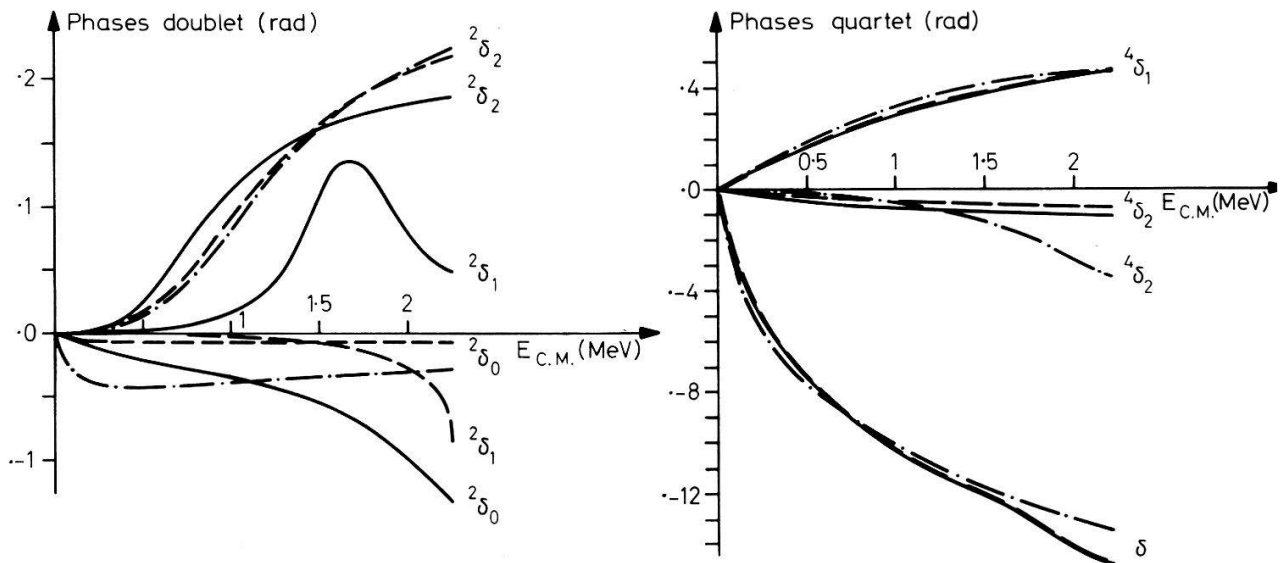


Figure 5

Phases calculées à partir des paramètres APE de la table 2. — A^+ ; --- A^- ; -.-.- B .

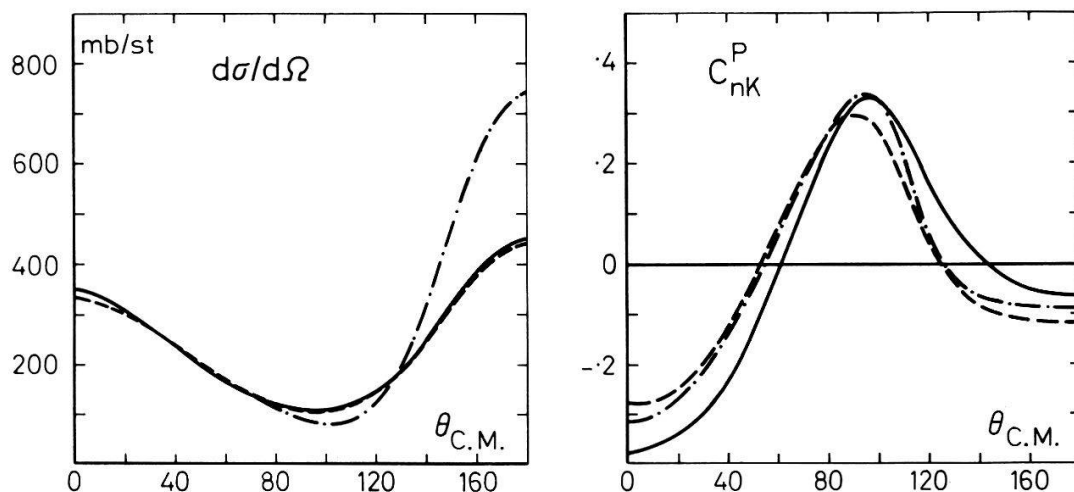
- 3) Avec le groupe B de mesures à énergie nulle il ne nous a pas été possible d'obtenir un résultat sans structure résonnante, même en supprimant la contrainte du triton ou en introduisant un développement avec 'pôle' de la fonction Z pour la phase 2S , développement proposé par Delves [18, 22], Noyes, Seagrave [19] et d'autres. Ce groupe B comprend les mesures très précises de Dilg et al. [1] qui ne peuvent être ignorées.

Nous tirons de ces constatations l'affirmation suivante:

Le développement limité utilisé (I) n'est pas satisfaisant, tout particulièrement en ce qui concerne la phase 2S , mais un développement avec 'pôle' n'est pas plus réaliste.

Nous donnons à titre illustratif dans la table 2 un résultat obtenu avec le groupe B mais avec les phases 2P supprimées. Les phases correspondantes sont aussi reportées sur la figure 5.

La figure 6 présente l'ensemble des observables prédit à 2,45 MeV par nos 3 jeux de paramètres APE. Cette figure illustre particulièrement la nécessité de mesurer des observables de spin.



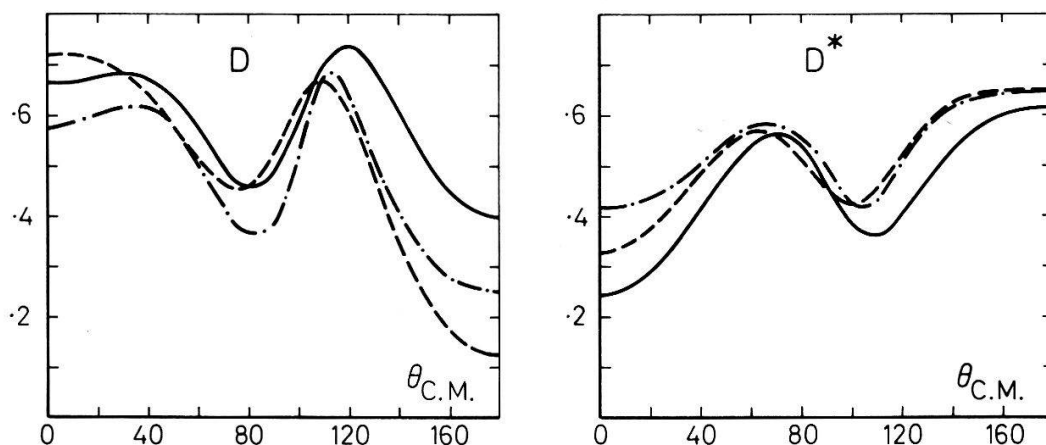


Figure 6

Observables prédites à 2,45 MeV par les paramètres de la table 2. — A^+ ; --- A^- ; - · - · - B .

5.2. Dans le modèle diagonal non dégénéré en J

Viennet [20] a réalisé quelques analyses en APE dans lesquelles la dégénérescence en J était levée. Il a renoncé à publier ses résultats vu l'illogisme qu'il y a à déterminer le 'splitting' de phases dont l'ordre de grandeur n'est même pas déterminé avec certitude. Nous relevons toutefois l'ordre dans lequel le 'splitting' des phases 4P a été obtenu :

$$\delta(^4P_{1/2}) < \delta(^4P_{5/2}) < \delta(^4P_{3/2})$$

Brüning [15] a observé la même tendance alors que Schmelzbach [17] et Trächslin [21] en obtiennent d'autres.¹⁾

Remerciements

Nous tenons à remercier M. R. Viennet pour les fructueux entretiens qu'il nous a accordés et les documents qu'il nous a transmis.

APPENDICE

Justification des affirmations du premier paragraphe

1) Christian et Gammel (§ V.A de [11]) relèvent la difficulté d'ajuster la phase 2S qui est la seule phase doublet déterminée par leur analyse. Elwin et al. [12] réalisent deux analyses qui diffèrent par leur points de départ tirés de [11] et [13] respectivement. Les phases S sont fixées. Les deux jeux de phases résultants sont compatibles pour les phases quartets mais le sont beaucoup moins pour les phases doublets. Van Oers et Brockman [14] suivent la même démarche que [11]. Les figures 2a et 5 de [14] illustrent bien notre propos.

Trächslin et al. [21] (pour $p-d$) et Brüning [15] ne peuvent lever la dégénérescence en J de manière significative que pour les phases quartets.

Les figures 1a et 1b de l'article de Arvieux et al. [23] se passent de commentaires.

Viennet [6] dans son analyse en approximation de portée effective (APE) obtient un comportement des phases doublets s'accordant mal avec celui admis jusqu'alors.

Enfin soulignons que la difficulté de déterminer les phases doublets à partir des mesures de section efficace différentielle n'est pas surprenante lorsqu'on regarde l'expression de cette dernière en fonction des amplitudes doublets et quartets (voir § 2).

1') I. H. Sloan [24] relève le peu de sensibilité des phases quartets aux 'details' de l'interaction nucléon-nucléon. Voir aussi les références [25-31].

¹⁾ Les résultats de Brüning [15] et Viennet [20] sont de plus en bon accord quantitatif.

2) Cette difficulté a déjà été relevée par Christian et Gammel [11] et est particulièrement soulignée par Van Oers et Brockman [14]. Le comportement particulier de la fonction $k \text{ctg}^2 \delta_0$ cit par Delves [18] et rendu plausible par Delves et Phillips [22] a été un centre d'intérêt lors de la conférence de Birmingham [19]. Il semble toutefois que l'existence de ce 'pôle' est actuellement remise en question, voir par exemple Arvieux et al. dans [23]. Viennet [6] n'a jamais pu confirmer ce comportement dans ses analyses en approximation de portée effective.

2') Ce point est relevé entre autre par Van Oers et Brockman [14], Kharchenko et Petrov [25], Avishai et al. [29–30], Slaus [23] et tout particulièrement par Noyes [23].

3) Voir par exemple [17] pour p - d . On ne trouve des mesures de paramètres de Wolfenstein que pour des énergies bien supérieures au seuil de fracture du deuton [32].

3') Les polarisation et pouvoirs d'analyse mesurés à des énergies plus basses que le seuil de fracture du deuton sont faibles ($<5\%$, voir Table 1 de [6] et Piffaretti [4] pour n - d et [17] pour p - d). Les prévisions théoriques d'observables, par exemple [33], ou celles résultant d'analyses phénoménologiques non dégénérées en J [17, 20] ne montrent pas de violation grave du modèle diagonal dégénéré en J , en particulier des relations entre paramètres de Wolfenstein (relations (16) de [2] ou 3,12 de [33]).

4) Ce fait a déjà été constaté par Elwin et al. [12]. Arvieux et al. [23] donnent une limite inférieure pour les moments cinétiques orbitaux qui doivent être pris en considération suivant l'énergie à laquelle l'analyse est réalisée.

4') Christian et Gammel [11] et Van Oers et Brockman [14] ne déterminent analytiquement que les phases 2S , 4S et 4P . Elwin et al. [12] déterminent 2P , 4P , 2D , 4D et gardent les phases S de [11]. Ils prennent pour point de départ les phases de [11] et [13]. Trächslin et al. [21] partent des phases de [11]. Brüning [15] part de celles déterminées théoriquement par Aaron et al. [16], Viennet part de [11], Schmelzbach et al. [17] partent de [15], etc.

RÉFÉRENCES

- [1] W. DILG, L. KOESTER et W. NISTLER, *Phys. Letters* **36B**, 208 (1971).
- [2] S. JACCARD et R. VIENNET, *Nucl. Phys.* **A182**, 541 (1972).
- [3] R. G. SEYLER, *Nucl. Phys.* **A124**, 253 (1969).
- [4] J. PIFFARETTI, *Helv. Phys. Acta* **44**, 763 (1971).
- [5] A. HORSLEY, *Nucl. Data* **4A4**, 321 (1968).
- [6] R. VIENNET, *Nucl. Phys.* **A189**, 424 (1972).
- [7] W. T. H. VAN OERS et J. D. SEAGRAVE, *Phys. Letters* **24B**, 562 (1967).
- [8] W. GISSLER, *Zeit. Krist.* **118**, 149 (1963).
- [9] W. BARTOLINI, R. E. DONALDSON et D. J. GROVES, *Phys. Rev.* **174**, 313 (1968).
- [10] S. J. NIKITIN, W. T. SMOLYANKIN, W. Z. KOLGANOW, A. W. LEBEDEV et G. S. LOMKAZY, *The First International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva, 1955)*, Vol. 2, (The United Nations, New York 1956), p. 81.
- [11] R. S. CHRISTIAN et J. L. GAMMEL, *Phys. Rev.* **91**, 100 (1953).
- [12] A. J. ELWYN, R. D. LANE et A. LANGSDORF, JR., *Phys. Rev.* **128**, 779 (1962).
- [13] R. A. BUCKINGHAM, S. J. HUBBARD et H. S. W. MASSEY, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A211**, 183 (1952).
- [14] W. T. H. VAN OERS et K. W. BROCKMAN, JR., *Nucl. Phys.* **92**, 561 (1967).
- [15] R. BRÜNING, thèse, Universität Hamburg (1970).
- [16] R. AARON, R. D. AMADO et Y. Y. YAM, *Phys. Rev.* **140B**, 1291 (1965).
- [17] P. A. SCHMELZBACH, W. GRÜEBLER, R. E. WHITE, V. KÖNIG, R. RISLER et P. MARMIER, *Nucl. Phys.* **A197**, 273 (1972).
- [18] L. M. DELVES, *Phys. Rev.* **118**, 1318 (1960).
- [19] J. S. C. MACKEE et P. M. ROLPH, *Three Body Problem, Proceedings of the First International Conference (Birmingham, 1969)*.

- [20] VIENNET, Communication privée (1971).
- [21] W. TRÄCHSLIN, L. BROWN, T. B. CLEGG et R. G. SEYLER, *Phys. Letters* **25B**, 585 (1967).
- [22] L. M. DELVES et A. C. PHILLIPS, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 497 (1969).
- [23] IVO SLAUS, S. A. MOSZKOWSKI, R. P. HADDOCK et W. T. H. VAN OERS, *Few Particle Problems, Proceedings of the International Conference (Los Angeles, 1972)*, p. 518.
- [24] I. H. SLOAN, *Nucl. Phys.* **A168**, 211 (1971).
- [25] V. F. KHARCHENKO et N. M. PETROV, *Nucl. Phys.* **A93**, 289 (1967).
- [26] A. G. SITENKO et V. F. KHARCHENKO, *Sov. Phys. Usp.* **14**, 125 (1971).
- [27] A. G. SITENKO, V. F. KHARCHENKO et N. M. PETROV, *Phys. Letters* **21**, 54 (1966).
- [28] A. C. PHILLIPS, *Nucl. Phys.* **A107**, 209 (1968).
- [29] Y. AVISHAI, A. S. REINER et W. EBENHÖH, *Three Body Problem, Proceedings of the First International Conference (Birmingham, 1969)*.
- [30] Y. AVISHAI, W. EBENHÖH et A. S. RINAT-REINER, *Ann. Phys.* **55**, 341 (1969).
- [31] F. A. McDONALD et J. NUTTAL, *Phys. Rev.* **C6**, 121 (1972).
- [32] N. M. STEWART, W. R. GIBSON et J. H. P. C. MEGAW, *Nucl. Phys.* **A174**, 338 (1971).
- [33] S. C. PIEPER, *Nucl. Phys.* **A193**, 529 (1972).
- [34] S. JACCARD, Thèse, Université de Neuchâtel (1973).