

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 17 (1944)
Heft: VI

Vereinsnachrichten: Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique

Autor: [s.n.]

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>

Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique

tenue à Sils (Engadine) le 3 septembre 1944.

Président: Prof. Dr. H. König (Berne), absent.

Vice-président: Prof. Dr. G. WENTZEL (Zurich).

Secrétaire: Prof. Dr. A. MERCIER (Berne).

Partie administrative.

La Société a perdu l'un de ses membres les plus estimés, M. MAX WEHRLI, professeur à l'Université de Bâle, membre du Comité et ancien président de la Société. Le vice-président fait une adresse à sa mémoire.

La Société a reçu comme nouveau membre M. HOURIET (Zurich).

Partie scientifique.

Ein Problem aus der Theorie des Deuterons

von K. BLEULER (Zürich).

FIERZ und WENTZEL haben kürzlich das Deuteron-Problem behandelt auf Grund eines Nukleon-Modells, das sie der Mesontheorie (starke Kopplung) entnommen haben¹⁾. Die Tensorkraft (Spin-Bahn-Kopplung) wurde dabei vernachlässigt. Dann ist die Hamiltonfunktion H des Zweikörperproblems eine Diagonalmatrix bezüglich der folgenden Quantenzahlen:

J = Gesamtspin ($J = 0, 1, 2 \dots$)

M = Spinkomponente ($M = -J, \dots, +J$)

K = gesamter „isotoper Spin“ ($K = 0, 1, 2 \dots$)

$N + 1$ = Ladung ($N = -K, \dots, +K$)

Die Untermatrix H , die zu einem Wertsystem dieser 4 Quanten-

¹⁾ M. FIERZ und G. WENTZEL, Zum Deuteronproblem I, *Helv. Phys. Acta* **17**, S. 215 (1944). — G. WENTZEL, Zum Deuteronproblem II, *Helv. Phys. Acta* **17**, S. 252 (1944).

zahlen gehört, ist noch eine Matrix bezüglich der Spins j_1, j_2 der beiden Nukleonen ($j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \dots$)

$$(j_1 j_2 | H | j_1' j_2') = \left\{ \frac{-\Delta}{M_p} + \frac{\varepsilon}{2} [(j_1 + \frac{1}{2})^2 + (j_2 + \frac{1}{2})^2 - 2] \right\} (j_1 j_2 | 1 | j_1' j_2') \\ + V(r) (j_1 j_2 | \Omega | j_1' j_2')$$

($V(r) > 0$) (vgl. FIERZ und WENTZEL I, § 2). Bisher wurden nur die Untermatrizen diskutiert, bei denen entweder $J=0$ oder $K=0$ ist (Spin-Singulets bzw. Ladungs-Singulets). Im allgemeinen Falle erwiesen sich nun die gleichen Methoden als brauchbar; allerdings erfordern sie längere Rechnungen. Ohne auf diese einzugehen, soll hier nur das Hauptergebnis skizziert werden.

In der „Adiabaten-Methode“ wird das Problem zunächst für einen konstanten Nukleonenabstand r behandelt; die so erhaltenen Eigenwerte von H (ohne Translationsenergie $\frac{-\Delta}{M_p}$) sind von r abhängig: $W(r)$; sie bestimmen die Potentialkurven der adiabatischen Näherung. $W(r)$ kann in zwei Grenzfällen berechnet werden:

1. In grossen Abständen r ist die Wechselwirkungsenergie $V(r)$ klein gegen die Isobaren-Energie ε , so dass erstere als kleine Störung behandelt werden kann; eine einfache Störungsrechnung ergibt dann $W(r)$ als Entwicklung nach Potenzen von $V(r)/\varepsilon$.

2. $V(r) \gg \varepsilon$ (r klein). Hier ergibt die Oszillatornäherung (FIERZ und WENTZEL I, § 4 und II, § 2) eine Entwicklung von $W(r)$ nach Potenzen von $\sqrt{\frac{\varepsilon}{V(r)}}$:

$$W = -V + \sqrt{\varepsilon V} (2n+1) + \varepsilon \left[\frac{J(J+1) + K(K+1) - d^2}{4} - \frac{n(n+1)}{8} - \frac{17}{16} \right]$$

Dabei sind d und n ganze, nicht negative Zahlen, deren Paritäten durch die Bedingung

$$J + K + d + n = \text{ungerade}$$

eingeschränkt sind ($d = |j_1 - j_2|$, $n = \text{Oszillationsquantenzahl}$); ferner ist d nach oben begrenzt durch die Bedingungen

$$d \leq J, \quad d \leq K.$$

Alle zu $d \neq 0$ gehörigen Eigenwerte W sind doppelt, die entsprechenden Eigenfunktionen sind in j_1, j_2 symmetrisch bzw. antisymmetrisch. Für $J=0$ oder $K=0$ kann d nur den Wert 0 annehmen ($j_1 = j_2$); in diesem Sonderfall kommt man auf die Formel (44) (l. c. II) zurück. Die Eigenwerte $J=0, K=1, n=0$ und $J=1, K=0, n=0$ sind von allen die tiefsten. Die Zuordnung der Eigen-

werte W in den beiden Grenzfällen ergibt sich daraus, dass bei festen Werten von J und K eine Überschneidung der Potentialkurven ausgeschlossen ist.

Für den Vergleich mit der Erfahrung kommen vorderhand nur diejenigen Potentialkurven $W(r)$ in Betracht, die für $r \rightarrow \infty$ zwei unangeregten Nukleonen entsprechen ($j_1 = j_2 = \frac{1}{2}$, $W(\infty) = 0$). Diese Kurven sind in der folgenden Tabelle charakterisiert:

J	K	$V(r) \ll \varepsilon$	$V(r) \gg \varepsilon$	Parität
1 0	0 1	$W = -\frac{V}{3} + \dots$	$W = -V + \sqrt{\varepsilon V} - \frac{9}{16} \varepsilon + \dots (d=0, n=0)$	gerade
1	1	$W = \frac{V}{9} + \dots$	$W = -V + \sqrt{\varepsilon V} - \frac{5}{16} \varepsilon + \dots (d=1, n=0)$	ungerade
0	0	$W = V + \dots$	$W = -V + 3\sqrt{\varepsilon V} - \frac{21}{16} \varepsilon + \dots (d=0, n=1)$	ungerade

Die letzte Kolonne gibt die Parität der räumlichen Schrödingerfunktion gemäss dem Pauli-Prinzip an (S - bzw. P -Terme).

Die S -Potentialkurven $J = 1, K = 0$ (3S) und $J = 0, K = 1$ (1S) liegen in beiden Grenzfällen am tiefsten, was mit der Erfahrung verträglich ist (vgl. II, § 3). Für die 3P -Kurve ($J = K = 1$) gilt wie für die 1P -Kurve ($J = K = 0$) (vgl. I, § 4), dass $W(r)$ im 2. Grenzfall (kleine r) negativ wird (entsprechend anziehenden Kräften). Dies ist von Bedeutung für die Richtungsverteilung (Anisotropie) der Neutron-Proton-Streuung bei höheren Energien.

Der Jubiläumsspende für die Universität Zürich möchte ich für die Gewährung einer Subvention, die mir diese Arbeit ermöglichte, meinen besten Dank aussprechen.

Diskussionsbemerkung von G. WENTZEL (Zürich).

Die von Herrn Dr. BLEULER erwähnten anziehenden P -Potentiale haben zur Folge, dass die Richtungsverteilung der Neutron-Proton-Streuung bei höheren Energien anisotrop wird in dem Sinne, der den Beobachtungen¹⁾ entspricht. Solange die Tensorkraft vernachlässigt wird, ergibt sich allerdings (nach unveröffentlichten Rechnungen von Herrn VILLARS) eine zu schwache Anisotropie, da nämlich die P -Potentialkurven dann immer oberhalb der S -Kurven liegen. Nun bewirkt aber die Tensorkraft (Spin-Bahn-

¹⁾ E. AMALDI, D. BOCCIARELLI, B. FERRETTI, G. C. TRABACCHI: Naturwiss. **30**, 582 (1942); Ric. Scient. **13**, 502 (1942).

Kopplung) unter anderem eine Aufspaltung des 3P -Terms ($J = K = 1$) in ein Triplett, und wenn auch nur eine dieser drei Potentialkurven genügend tief zu liegen käme, würde dies für die Erklärung der beobachteten Anisotropie der Streuung ausreichen (ähnlich wie in der von RARITA und SCHWINGER¹⁾ diskutierten „neutralen Theorie“). Eine genauere Prüfung dieser Frage ist beabsichtigt.

¹⁾ W. RARITA, J. SCHWINGER: Phys. Rev. **59**, 556 (1941).
