Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 44 (1971)

Heft: 7

Artikel: Das Analysatorvermögen der 3He(d, p)^4He-Reaktion für Targetpolarisation im Energiegebiet von 300 keV bis 2,5 MeV

Autor: Rohrer, U. / Huber, P. / Leemann, Ch.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-114315

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: 07.08.2025

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

Das Analysatorvermögen der $^3\overrightarrow{He}(d,p)^4He$-Reaktion für Targetpolarisation im Energiegebiet von 300 keV bis 2,5 MeV

von **U. Rohrer, P. Huber, Ch. Leemann, H. Meiner** und **F. Seiler**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(6. V. 71)

Abstract. The analysing power of the $^3\overrightarrow{He}(d, p)^4He$-reaction for polarized target and unpolarized beam has been measured at 7 energies between 300 keV and 2.5 MeV and at angles between 30 and 150 degrees. The angular distributions show that a small part of the reaction proceeds via incoming p- and d-wave channels. In particular, d-wave contributions are considerably enhanced at 430 keV, the energy of the $3/2^+$-resonance. The incoming p-waves apparently proceed through a direct reaction mechanism, while the d-wave contributions are mainly produced by one d-wave matrix element, otherwise identical to the resonant s-wave matrix element.

An optical method, capable of measuring the target polarisation continuously during nuclear physics experiments, is also described.

1. Einleitung

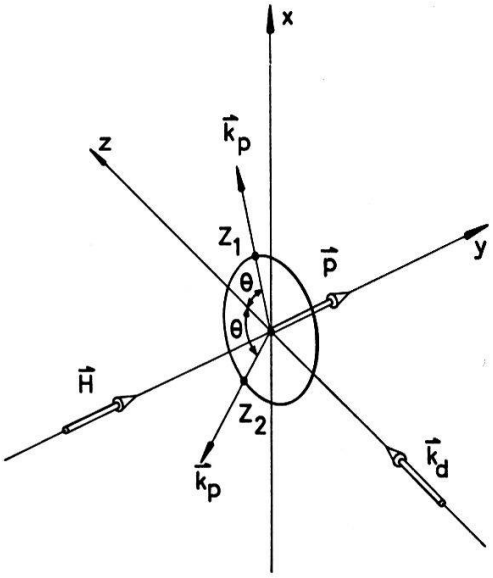
Die $^3He(d,p)^4He$-Reaktion im Energiegebiet von 200 keV bis 3 MeV wurde schon von verschiedenen Autoren untersucht. Bonner et al. [1] bestimmten zwischen 190 keV und 1,6 MeV den totalen und den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Yarnell et al. [2] haben zwischen 260 keV und 3,6 MeV ebenfalls den differentiellen Wirkungsquerschnitt gemessen. Beide Autoren fanden bei einer Deuteronen-Einschussenergie von etwa 450 keV eine breite, durch s-Wellen gebildete $3/2^+$-Resonanz. Zu höheren Energien hin werden die Winkelverteilungen mehr und mehr anisotrop, woraus man auf hinzukommende Beiträge von p- und d-Wellen im Eingangskanal schliesst. Von Val'ter et al. [3] wurden bei 1,9 MeV Messungen der ausgehenden Protonen-Polarisation durchgeführt. Es zeigte sich auch bei diesem Experiment, dass beträchtliche Partialwellen-Anteile mit $l > 0$ an der Reaktion teilnehmen. Von Brown et al. [4] wurde die Reaktion mit polarisiertem Deuteronenstrahl im Energiebereich von 300 keV bis 3 MeV untersucht. Aus diesen Messungen und nach einem Vorschlag von McIntyre [5] schlossen die Autoren, dass ein Teil der Reaktion über den $1/2^+$-s-Wellenkanal verläuft (siehe auch Meiner et al. [6]). Von Leemann et al. [7] wurde die Reaktion bei 425 keV mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target untersucht. Die Winkelverteilungen zeigen eindeutig, dass bei dieser Energie ausser

s-Wellen auch p- und d-Wellen im Eingangskanal einen kleinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern. Ein Experiment mit polarisiertem Target und unpolarisiertem Deuteronenstrahl erschien uns am geeignetsten, um solche Beiträge von p- und d-Wellen genauer zu untersuchen. Ein solches Experiment wurde z. B. schon von Baker et al. [8] bei den Energien 6, 8 und 10 MeV durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Winkelverteilung der Links-Rechts-Asymmetrie der $^3\overrightarrow{He}(d,p)^4He$-Reaktion erzeugt durch polarisiertes Target bei 7 Energien zwischen 300 keV und 2,5 MeV gemessen. Wegen der Kleinheit des zu erwartenden Effektes ($p_y A_y < 0{,}03$) war im Energiebereich unter 2 MeV die relativ grosse Targetpolarisation von 20% und die grosse Stabilität des verwendeten 3-MV-Kaskaden-Beschleunigers von grossem Vorteil. Simultan zu dieser Arbeit wurde im Labor für Kernphysik der ETH in Zürich das gleiche Experiment bei 8 Energien im Energiebereich von 2,8 MeV bis 10 MeV durchgeführt [9].

2. Beschreibung der Reaktion mit polarisiertem ^{3}He-Target und unpolarisiertem Deuteronenstrahl

Zur Beschreibung der experimentellen Anordnung dient das in Figur 1 dargestellte Rechts-Koordinatensystem. Die z-Achse liegt in der Flugrichtung der einfallenden Deuteronen ($z \parallel \boldsymbol{k}_d$). Die y-Achse liegt parallel zur Magnetfeldrichtung, entlang welcher die ^{3}He-Kerne ausgerichtet sind. Die Protonenzähler sind in der $x\,z$-Ebene angeordnet, wobei die Wellenvektoren $\boldsymbol{k}_p$ der Protonen mit der z-Achse den Winkel θ



Figur 1
Koordinatensystem zur Beschreibung der experimentellen Anordnung.

einschliessen. Dabei besitzt der Zähler Z_1 den Azimutalwinkel $\phi = 0°$, der Zähler Z_2 $\phi = 180°$. Die positive Targetpolarisation weist in Richtung der positiven y-Achse. In diesem Koordinatensystem lautet die Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_p(\theta, \phi) = \sigma_0(\theta) \cdot [1 + p\, A(\theta) \cos\phi] \,. \tag{1a}$$

Dabei bedeuten $\sigma_0(\theta)$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt für unpolarisiertes Target, p den Betrag der Targetpolarisation und $A(\theta)$ die Asymmetrie, erzeugt durch das polarisierte Target bei unpolarisiertem Deuteronenstrahl. Für die Angabe der Messwerte verwenden wir das Koordinatensystem der Madison-Konvention [10], in dem die ϕ-Abhängigkeit verschwindet:

$$\sigma_p(\theta) = \sigma_0(\theta) \cdot [1 + p_y A_y(\theta)] \,. \tag{1b}$$

Nach Welton [11] und Seiler und Baumgartner [12] lässt sich $\sigma_p(\theta, \phi)$ auch folgendermassen schreiben:

$$\sigma_p(\theta, \phi) = \sigma_0(\theta) + \mathrm{Im}\,(t_{11}^T\, e^{-i\phi}) \cdot C_{0011}(\theta) \tag{2}$$

mit

$$t_{11}^T = -\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \cdot (p_x^T + i\, p_y^T) \tag{2'}$$

und

$$C_{0011}(\theta) = \lambda\!\!\!^{-2} \sum_L a_{0011}(L)\, P_{L,1}(\cos\theta) \,. \tag{2''}$$

t_{11}^T ist das Tensormoment der transversalen Targetpolarisation und $C_{0011}(\theta)$ die Empfindlichkeit auf (transversal) vektorpolarisiertes Target, welche sich nach den zugeordneten Legendre-Polynomen $P_{L,1}(\cos\theta)$ entwickeln lässt[1]). $\lambda\!\!\!^{-}$ ist die reduzierte Wellenlänge der einfallenden Teilchen im Schwerpunktsystem. Durch Vergleich der Formel (2) mit Formel (1) erhält man:

$$C_{0011}(\theta) = -\sqrt{2}\, \sigma_0(\theta)\, A_y(\theta) \,. \tag{3}$$

Die Reaktion kann durch einen Satz Reaktionsmatrixelemente R_i beschrieben werden:

$$R_i = (l_i', s_i' \mid R^{J_i^\pi} \mid l_i, s_i) \,. \tag{4}$$

Dabei bedeuten:

l_i: Bahndrehimpuls	J_i: totaler Bahndrehimpuls
s_i: Kanalspin	π: Parität

Die mit einem Strich versehenen Grössen sind diejenigen im Ausgangskanal. Mit Hilfe der Matrixelemente R_i lassen sich die $a_{0011}(L)$ darstellen:

$$a_{0011}(L) = \sum_{m \leq n} \alpha_{0011}(L, m, n) \cdot \mathrm{Im}\,(R_m R_n^*) \,, \tag{5}$$

wobei die reellen Grössen $\alpha_{0011}(L, m, n)$ durch die Drehimpulse des Systems gegeben sind [11], [12].

---

[1]) Definiert in Jahnke-Emde-Lösch: Tafeln höherer Funktionen, Teubner, Stuttgart 1960.

Im Energiebereich unterhalb etwa 1 MeV Laborenergie der Deuteronen verläuft die Reaktion fast ausschliesslich über das Resonanzelement $R_1 = (2, 1/2 \mid R^{3/2+} \mid 0, 3/2)$ [1], [2]. Somit können alle $\mathrm{Im}(R_m R_n^*)$, die das Resonanzmatrixelement R_1 nicht enthalten, vernachlässigt werden:

$$a_{0011}(L) = \sum_n \alpha_{0011}(L, 1, n)\, V_n \tag{6}$$

mit

$$V_n = \mathrm{Im}\,(R_1 R_n^*)\,. \tag{6'}$$

Bei diesen Energien brauchen aus Penetrabilitätserwägungen nur Matrixelemente mit einfallendem Bahndrehimpuls $l \leqslant 2$ berücksichtigt zu werden. Die verbleibenden 13 Elemente sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1
Liste der Matrixelemente mit $l_i \leqslant 2$

i	l_i	s_i	J^π	l_i'	s_i'
1	0	3/2	3/2+	2	1/2
2	0	1/2	1/2+	0	1/2
3	1	1/2	1/2−	1	1/2
4	1	1/2	3/2−	1	1/2
5	1	3/2	1/2−	1	1/2
6	1	3/2	3/2−	1	1/2
7	1	3/2	5/2−	3	1/2
8	2	1/2	3/2+	2	1/2
9	2	1/2	5/2+	2	1/2
10	2	3/2	1/2+	0	1/2
11	2	3/2	3/2+	2	1/2
12	2	3/2	5/2+	2	1/2
13	2	3/2	7/2+	4	1/2

Die Eigenschaften des p-α-Systems im Ausfallkanal erlauben eine weitere Reduktion. Auf Grund der Phasenanalyse der elastischen Streuung von Protonen an ^4He im Energiegebiet um 24 MeV [13], [14] lassen sich R_7, R_9, R_{12} und R_{13} nach denselben Kriterien wie bei der Spiegelreaktion $T(d, n)^4He$ vernachlässigen [12], [15], Die expliziten Ausdrücke für $a_{0011}(L)$ lauten dann:

$$a_{0011}(1) = -\frac{\sqrt{2}}{9} \cdot V_3 + \frac{\sqrt{2}}{9} \cdot V_4 - \frac{5}{18} \cdot V_5 + \frac{\sqrt{10}}{45} \cdot V_6\,, \tag{7a}$$

$$a_{0011}(2) = -\frac{\sqrt{2}}{9} \cdot V_8 - \frac{1}{6} \cdot V_{10} - \frac{\sqrt{2}}{9} \cdot V_{11}\,, \tag{7b}$$

$$a_{0011}(3) = 0\,, \tag{7c}$$

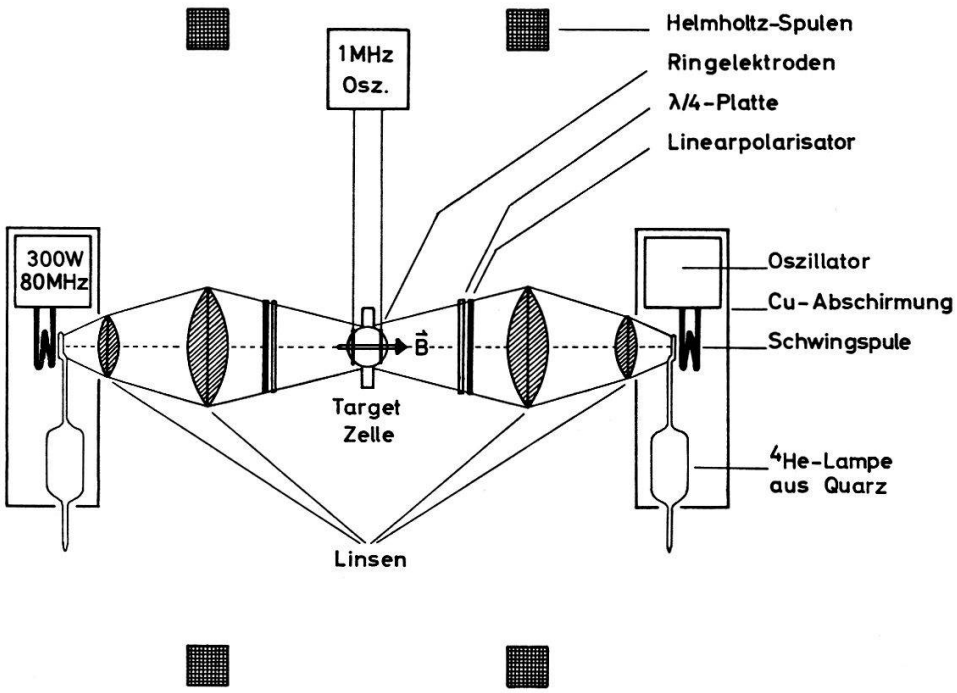
$$a_{0011}(4) = 0\,. \tag{7d}$$

In unserer Näherung treten somit im Ausdruck für $a_{0011}(1)$ nur Interferenzterme zwischen Elementen mit p-Wellen im Eingangskanal und R_1 auf, im Ausdruck für $a_{0011}(2)$ hingegen nur solche mit d-Wellen-Elementen. Ebenso müssen die $a_{0011}(L)$ für $L \geqslant 3$ im Gültigkeitsbereich unserer Näherung verschwinden.

3. Das polarisierte ^{3}He-Target

a) *Erzeugung der Polarisation*

Die Polarisation der ^{3}He-Kerne wurde mit Hilfe der Methode des optischen Pumpens erzeugt [16]. Die Pumpvorrichtung ist in Figur 2 schematisch dargestellt. Sie ist praktisch dieselbe wie diejenige von Leemann et al. [7]. Das homogene Magnetfeld ($B = 50$ Gauss) wurde mit Hilfe von Helmholtz-Spulen (mittlerer Radius = 40 cm) erzeugt. Die beiden ^{4}He-Lampen aus Quarzglas (Fülldruck = 1 Torr) wurden mit selbstschwingenden Oszillatoren angeregt. Um die Hochfrequenz von den Messeinrichtungen am Target fernzuhalten, wurden die Oszillatoren mit denLampengefässen in Kupferkästen eingebaut. Die ^{4}He-Lampenköpfe wurden mit Hilfe von je zwei Kondensor-Linsen ($D:f \simeq 1:1$) auf die ^{3}He-Targetzelle abgebildet. Um möglichst grosse Targetpolarisationen zu erreichen, wurde gleichzeitig mit zwei Pumplichtquellen gearbeitet. Zum Vorzeichenwechsel der Targetpolarisation waren pro Zirkularpolarisator zwei $\lambda/4$-Platten nebeneinander auf einem Schieber so angebracht, dass je nach dessen Stellung rechts- bzw. linkszirkularpolarisiertes Licht auf die Targetzelle eingestrahlt werden konnte. Ein 1-MHz-Oszillator, mit Hilfe von zwei Ringelektroden kapazitiv an die Targetzelle angekoppelt, sorgte für die Erzeugung der metastabilen ^{3}He-Atome (schwache Gasentladung).



Figur 2
Anordnung zur Erzeugung der Targetpolarisation.

b) *Messung der Targetpolarisation*

Die Targetpolarisation wurde wie bei Leemann et al. [7] mit Hilfe der optischen Methode bestimmt. Es wurde jedoch ein apparativer Aufbau gewählt, der eine kontinuierliche Messung der Targetpolarisation während der kernphysikalischen Messungen erlaubte. Die prinzipielle Funktionsweise dieser Messanordnung, die unabhängig vom

Pumplichtsystem arbeitet, wurde schon in einem kurzen Bericht beschrieben [17]. Ein relativ zum Pumplicht intensitätsschwaches Lichtbündel ($\lambda = 10830$ Å, gleiches Spektralprofil wie das Pumplicht), das abwechselnd rechts- bzw. linkszirkularpolarisiert wird, durchquert die Targetzelle unter einem Winkel ψ zur Magnetfeldrichtung (Messlichtstrahl), und wird auf der Photokathode eines Photomultipliers mit einem Lichtstrahl verglichen, der die Targetzelle nicht durchquert (Referenzstrahl). Ohne Gasentladung in der ^{3}He-Zelle sollen die Intensitäten der beiden Lichtstrahlen auf der Photokathode genau gleich sein. Mit Gasentladung ist somit die Differenz der Intensitäten der beiden Lichtbündel gleich dem von den metastabilen ^{3}He-Atomen erzeugten und dem jeweiligen Polarisationszustand des Lichtes entsprechenden Absorptionssignal. Der Zusammenhang zwischen den gemessenen Absorptionssignalen I_R für rechtszirkularpolarisiertes und I_L für linkszirkularpolarisiertes Licht und der Targetpolarisation p ist folgender (siehe [7]):

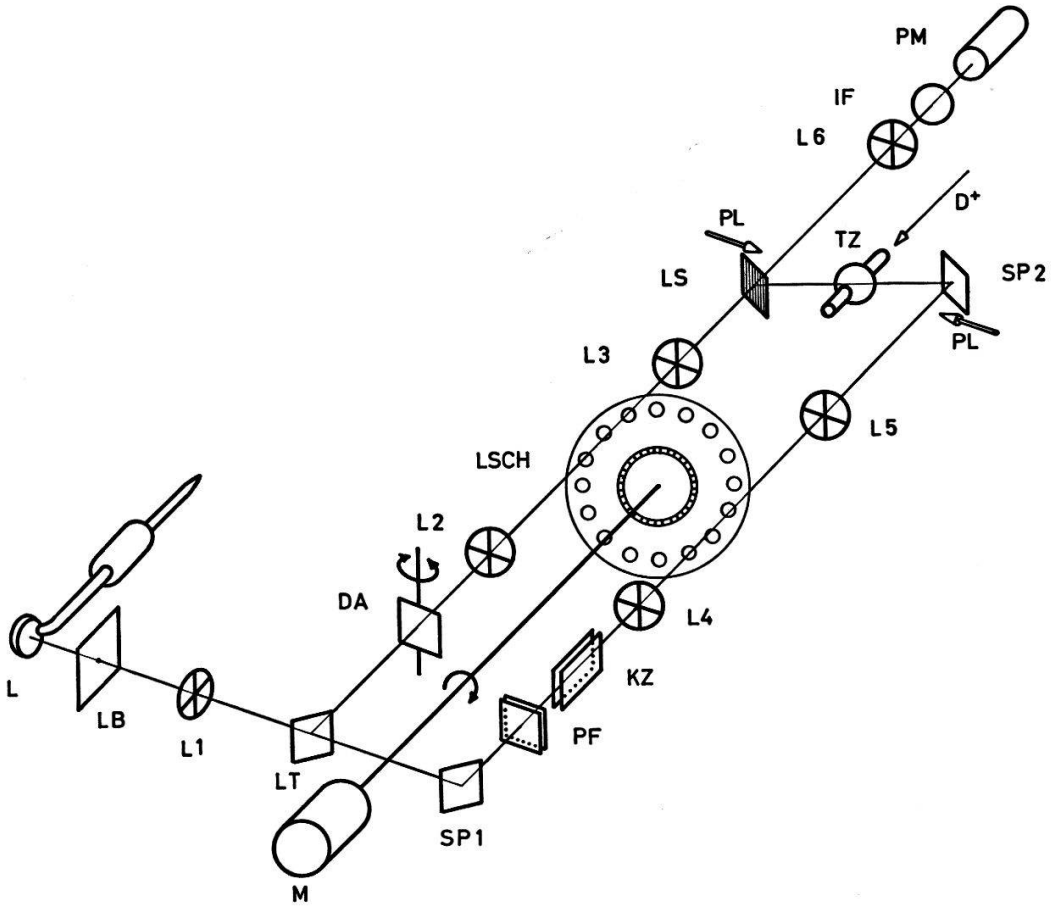
$$\frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} = p \cos\psi \frac{a_R^2 - a_L^2}{a_R^2 + a_L^2} \tag{8}$$

$$\times \frac{(3\,a + b)\,f + c(1 - f) + [(a - b)\,f - c(1 - f)]\,p^2 + (3\,b - a)\,f \cdot p^2 \cdot \sin^2\psi}{(a + b)\,f + c(1 - f) + [(3\,a - b)\,f - c(1 - f)]\,p^2 - 3(a - b)\,f \cdot p^2 \cdot \sin^2\psi}.$$

Dabei sind a, b und c die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der durch das Messlicht induzierten Übergänge in ^{3}He [16]. f ist ein spektroskopischer Parameter, der für unsere Versuchsbedingungen 0,84 beträgt [7]. a_R und a_L sind die Amplituden des rechts- bzw. linkszirkularpolarisierten Anteils des in der Praxis elliptisch polarisierten Messlichtstrahles am Orte der Targetzelle. a_L^2/a_R^2 wurde für unsere Anordnung mit $\psi = 30°$ experimentell zu 0,02 bestimmt. Setzt man die numerischen Werte für a, b, c, f, ψ und a_L^2/a_R^2 in Formel (8) ein, so erhält man in guter Näherung:

$$\frac{I_R - I_L}{I_R + I_L} = 0{,}945\, p \frac{8 + p^2}{4 + 5 \cdot p^2}. \tag{8'}$$

In Figur 3 ist eine schematische Darstellung des optischen Systems zur Messung der Targetpolarisation gegeben. Das Licht für die beiden Strahlen wird mit einer durch einen stabilen 80-MHz-Oszillator (300 W) angeregten ^{4}He-Lampe L erzeugt. Der Oszillator und die ^{4}He-Lampe sind genau gleich gebaut wie diejenigen, die für die Erzeugung des Pumplichtes verwendet werden. Ein relativ zum Pumplicht PL intensitätsschwaches Lichtbündel wird mit Hilfe einer Lochblende LB und einem anschliessenden Achromaten L1 gebildet. Der Lichtteiler LT und der Spiegel SP1 bilden daraus zwei parallel verlaufende Teilbündel. Der Teilstrahl, der vom Lichtteiler LT reflektiert wird, gelangt geradlinig, und ohne die Targetzelle zu durchqueren, auf die Kathode des Photomultipliers PM; er dient als Referenzstrahl. Der andere vom Spiegel SP1 reflektierte Teilstrahl (Messlichtstrahl), welcher an einem weiteren Spiegel SP2 reflektiert wird, durchquert die Targetzelle TZ unter einem Winkel $\psi = 30{,}0° \pm 0{,}5°$ zur Magnetfeldrichtung $\vec{B}$. Er wird mit Hilfe eines Lichtsammlers LS, welcher auch vom Referenzstrahl passiert wird, reflektiert und gelangt dann auf dem gleichen Wege auf die Kathode des PM. Der Messlichtstrahl hat am Ort der Targetzelle einen Durchmesser von 5 mm (Bild der Lochblende LB). Der Lichtsammler LS ist eine Glasplatte, die abwechselnd in dünnen Streifen (Streifenbreite = 0,2 mm)

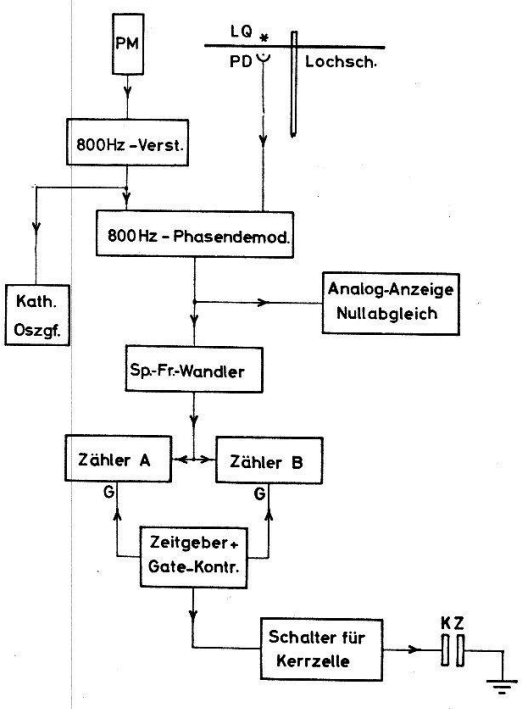


Figur 3
Semiperspektive der Messoptik.

unverspiegelt bzw. verspiegelt (Aluminium-Oberflächenverspiegelung) ist, so dass die Transmittanz bzw. Reflektanz je etwa 47% betragen. Die Spiegel SP1 und SP2 sind ebenfalls Aluminiumoberflächenspiegel. Dadurch wird erreicht, dass sich der Polarisationszustand des Messlichtstrahles praktisch nicht ändert. Der Messlichtstrahl wird mit Hilfe eines Linearpolarisators[2]) und einer $\lambda/4$-Platte zirkularpolarisiert. Nach dem Polarisationsfilter PF durchquert er eine Kerrzelle KZ[3]). Sie dient im eingeschalteten Zustand ($U = 17$ kV) als $\lambda/2$-Verzögerer. Damit lässt sich die Helizität umkehren, ohne dass dabei die Intensität des Messlichtstrahles geändert wird. Der Referenzstrahl hingegen passiert einen drehbaren Absorber DA, mit welchem die Intensität des Strahles in gewissen Grenzen kontinuierlich verändert werden kann. Der Achromat L6 formiert von jedem Teilstrahl ein Bild der Lochblende LB auf der Kathode des Photomultipliers PM. Ein Interferenzfilter IF für 10830 Å hält alle anderen Wellenlängen von der Photokathode fern. Eine Lochscheibe LSCH mit 16 Löchern und einer Tourenzahl von 50 pro Sekunde unterbricht abwechslungsweise einen der beiden Teilstrahlen. Bei richtiger Anordnung gegenüber den Teilstrahlen haben die beiden durch die Lochscheibe erzeugten 800-Hz-Lichtsignale eine Phasenverschiebung von genau 180°. Die Amplitude des am Ausgang des PM erscheinenden 800-Hz-Signals ist also proportional der Differenz der Intensitäten der beiden Lichtstrahlen. Die vier

[2]) Polaroid Typ HR.
[3]) Kappa Scientific Corp., Sta. Barbara, Calif., Typ KQ16–5.

Achromate L2–L5 dienen zur Verbesserung der Zeitcharakteristik der Lichtsignale. Die Intensität des Referenzstrahls wird mit dem Lichtteiler LT und dem drehbaren Absorber DA so eingestellt, dass bei ausgeschalteter Gasentladung (kein Absorptionssignal durch das ^3He) die 800-Hz-Amplitude am Ausgang des PM gleich null ist. Die Einstellung der genauen Kerrzellenspannung für eine $\lambda/2$-Verzögerung geschieht nach dem Nullabgleich mit Hilfe eines polarisationsunabhängigen Absorbers im Messlichtstrahl und ohne Gasentladung im ^3He. Ist die Verzögerung $\lambda/2$, so wird die Helizität des zirkularpolarisierten Lichtes genau umgekehrt, und daher ist die Reflektanz der Spiegel für beide Polarisationszustände genau die gleiche. Somit wird die Amplitude des 800-Hz-Signals durch die Kerrzelle nicht beeinflusst. Die Registrierung der 800-Hz-Signale geschieht mit der in Figur 4 schematisch gezeigten Elektronik.



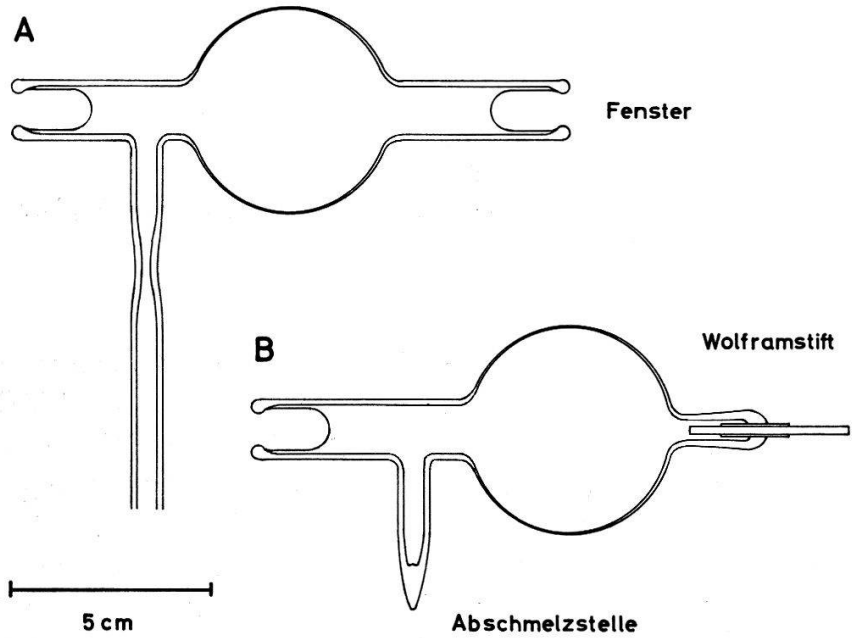
Figur 4
Blockschema der Elektronik zur Registrierung der Absorptionssignale.

Die metastabilen ^3He-Atome absorbieren nur wenige Promille des transmittierten Lichtes. Die relative Quantenausbeute des Infrarot-Photomultipliers (Philips 150CVP) ist bei 10830 Å und bei relativ grossem Rauschen nur 0,04%. Es muss daher eine geeignete Elektronik verwendet werden, um die Absorptionssignale mit genügender Genauigkeit zu bestimmen. Das Photomultipliersignal wird auf einen zweistufigen abgestimmten 800-Hz-Verstärker mit einer Bandbreite von etwa 80 Hz und einer Verstärkung von etwa 1000 gegeben. Ein Kathodenstrahloszillograph dient zum groben Nullabgleich der Optik. Das Wechselstromsignal wird mit Hilfe eines Phasendemodulators gleichgerichtet. Das Referenzsignal wird mit Hilfe einer Lichtquelle LQ, einer Photodiode PD und einem separaten Lochkranz in der Scheibe LSCH erzeugt (siehe Fig. 3 und 4). Lichtquelle und Photodiode sind zur Einstellung der Phasenlage an einem schwenkbaren Arm befestigt. Durch diese Demodulationsart wird die Bandbreite des 800-Hz-Fensters auf etwa 1 Hz reduziert. Am Ausgang des Demodulators befindet sich ein Instrument (Zeitkonstante 1–10 s) zur Anzeige der 800-Hz-Amplitude. Es dient in Kombination mit dem drehbaren Absorber im Referenzstrahl der

Optik zum genauen Nullabgleich. Ausserdem ist ein Spannung-Frequenz-Wandler angeschlossen, dessen Ausgangsimpulse den beiden Zählern A und B zugeführt werden. Ein Zeitgeber steuert gleichzeitig mit dem Hochspannungsschalter für die Kerrzelle KZ die Gates G der beiden Zähler. Die Kerrzelle wird abwechslungsweise für gleiche Zeiten ein- bzw. ausgeschaltet und das Gate des Zählers A bzw. B geöffnet. Die Anzahl der Registrierzyklen ist mit Hilfe eines Vorwahlzählers beliebig einstellbar. Das Verhältnis der Zählraten der Zähler A und B ist gleich dem Verhältnis der von den metastabilen ^{3}He-Atomen erzeugten Absorptionssignalen für rechts- bzw. linkszirkularpolarisiertes Licht. Aus dem Verhältnis I_R/I_L kann die Targetpolarisation p mit Hilfe von Formel (8′) berechnet werden. Der Nullabgleich der Optik ist einer Drift unterworfen und muss etwa alle 5 Minuten mit Hilfe des drehbaren Absorbers nachjustiert werden. Bei Targetzellen mit genügend grossem Absorptionssignal ist die Reproduzierbarkeit des Messwertes für die Targetpolarisation etwa 0,5% absolut (Messzeit etwa 2 Minuten).

c) *Die Targetzellen*

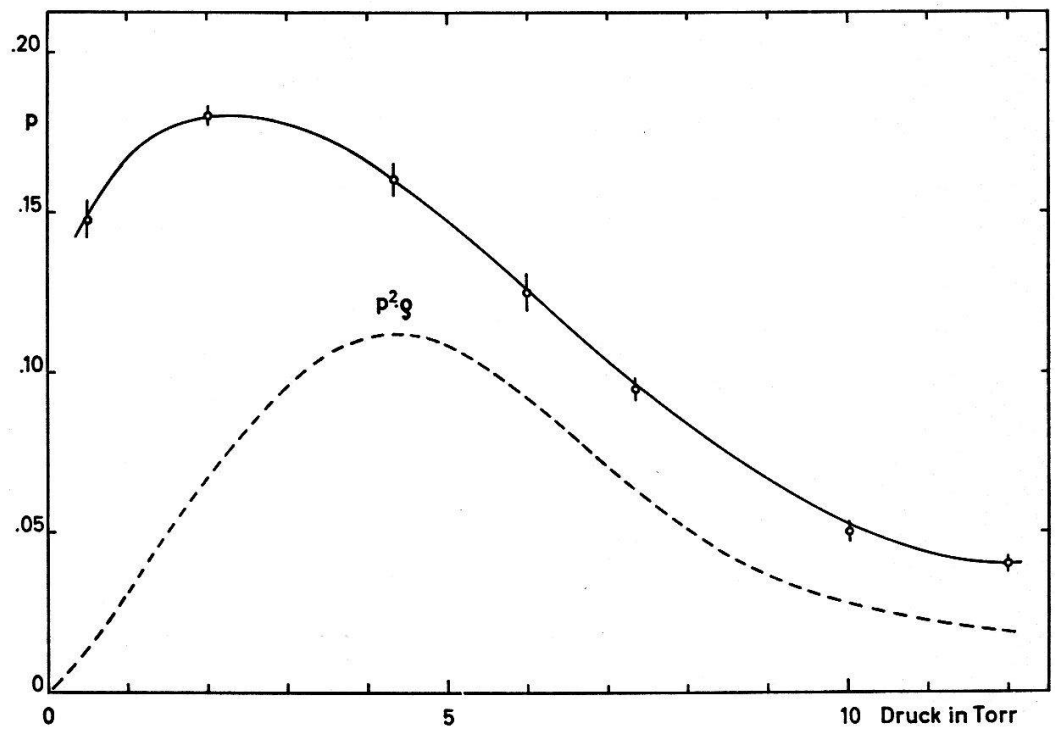
Die verwendeten Targetzellen sind schematisch in Figur 5 dargestellt. Sie bestehen ganz aus Pyrexglas (Kugeldurchmesser 5 cm). Die Wandstärke ist unterschiedlich und schwankt je nach Winkel θ zwischen 0,3 und 0,7 mm. Die Strahlfenster wurden durch rasches Einsaugen des auf Schmelztemperatur erhitzten Bodens von Ampullen hergestellt. Beim Typ A wurden zwei solcher Fensterröhrchen koaxial an die



Figur 5
Skizzen der Targetzellen aus Pyrexglas.

beiden Ansatzstellen der Kugel angeschmolzen. Beim Typ B wurde das zweite Fenster durch ein Glasröhrchen mit eingeschmolzenem Wolframstift ersetzt. Der Reinigungsprozess und das Abfüllen der Targetzellen sind bei Leemann et al. [7] beschrieben. Der Fülldruck betrug 4 Torr, da bei unseren Anregungsbedingungen und bei diesem Druck das Produkt aus Targetdichte ϱ und dem Quadrat der erreichbaren Polarisation p maximal ist ([18], siehe Fig. 6). Die Dicken der Fenster für den Strahleintritt betru-

gen 2 μm ($\Delta E = 130$ keV für 1-MeV-Deuteronen), diejenigen der Fenster für den Strahlaustritt 4 μm. Die Fensterdicken wurden aus dem Energieverlust der α-Teilchen einer dünnen ^{241}Am-Quelle bestimmt. Um die Wärme, erzeugt durch den Deuteronenstrahl (Strahldurchmesser 2 mm, Stromstärke 100–200 nA), besser abführen zu können, wurden die Fensterkalotten auf der Aussenseite mit einer dünnen Aluminiumschicht ($d \cong 1/5$ μm) bedampft. Im ausgepumpten Zustand und auch während des Ausheizvorganges widerstanden die Zellenfenster dem vollen Luftdruck ohne zu brechen.

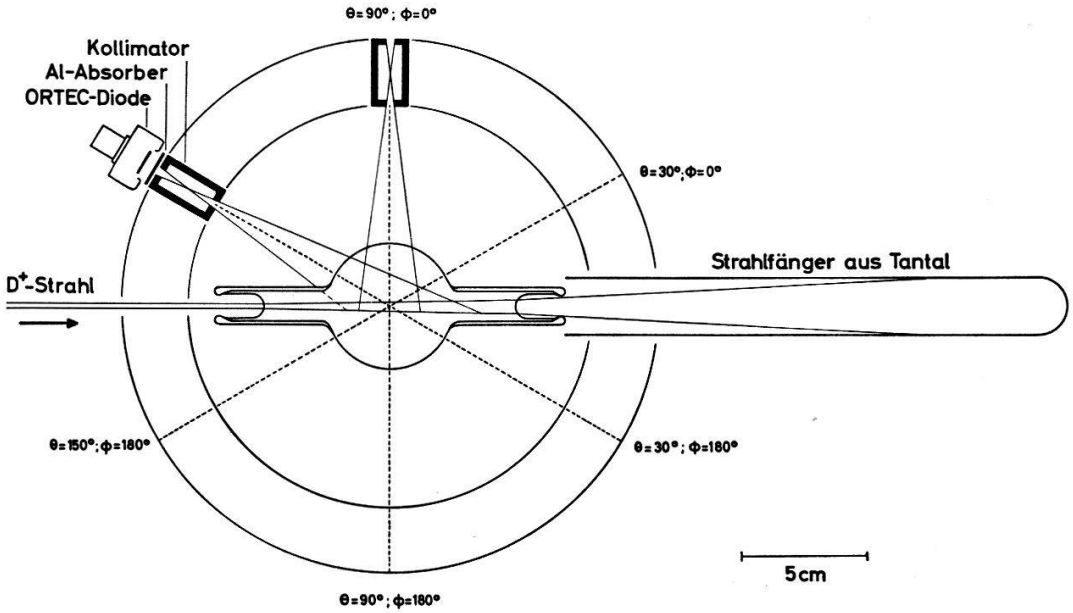


Figur 6
^{3}He-Polarisation in Funktion des Fülldruckes (ausgezogene Kurve). Targetdichte multipliziert mit dem Quadrat der Polarisation in Funktion des Fülldruckes (gestrichelte Kurve).

4. Das Experiment mit polarisiertem ^{3}He-Target und unpolarisiertem Deuteronenstrahl

Zur Beschleunigung der Deuteronen diente der 3-MV-Kaskadengenerator der Universität Basel (siehe z. B. [19]). Da nur etwa 100–200 nA Deuteronenstrom benützt werden darf und die Beschleunigungsanlage bei etwa 350–800 μA Stromstärke am stabilsten ist, wurde der Strahl mit den 4 Quadrupol-Linsenpaaren des Strahlführungssystems gleichmässig defokussiert. Der nützliche Strahl passierte ein Blendensystem (∅ = 2 mm), welches einen mittleren Abstand von 5 m vom ^{3}He-Target hatte. Zur Definition des Strahlquerschnittes und zur Fixierung der Strahlrichtung war 1 m vor dem Target eine weitere 2-mm-Blende aus Tantal angebracht. Diese Anordnung lieferte eine vorzüglich konstante Strahlqualität. Für die Energien 2,0 und 2,5 MeV gelang die Extraktion des die Zellen passierenden Deuteronenstrahls mit Hilfe eines Strahlaustrittsfensters (Zellentyp A), da die Strahldivergenz, erzeugt durch Mehrfachstreuung im Glas des Eintrittsfensters, nur etwa 1° betrug. Als Strahlfänger

diente ein hinten abgeschlossenes und in ein Vakuumsystem eingebautes Tantalrohr (Länge = 20 cm, ∅ = 23 mm, Wandstärke = 1/4 mm), welches an das Vakuumsystem der Strahlführung vor dem Target angeschlossen werden konnte (siehe Fig. 7). Damit gelang es, den Neutronenuntergrund auf einen unerheblichen Betrag zu reduzieren. Für Energien von 1,5 MeV und kleiner war der Durchmesser des Strahls am Orte des Austrittsfensters so gross, dass die vollständige Extraktion des Strahls nicht mehr gelang. Es mussten daher Targetzellen vom Typ B verwendet werden, da Durchschläge in den Fenstern Zellen vom Typ A zerstört hätten. Der Wolframstift stört die Polarisation nicht und gestattet die Extraktion der ganzen Ladung. Die Deuteronen bleiben in der Glaswand stecken und gelangen kaum wieder in das ^{3}He-Gas. Bis zu einer eingeschossenen Totalladung von 20 mC konnte keine wesentliche Abnahme der Targetpolarisation beobachtet werden.



Figur 7
Strahl- und Zählergeometrie.

Zur Registrierung der von der Reaktion stammenden Protonen wurden Silizium-Sperrschichtzähler (ORTEC) mit einer Fläche von 100 mm² und einer Dicke von 300 μm verwendet. Acht solcher Zähler waren auf einem Kreisring in einer Ebene senkrecht zum Polarisationsvektor angeordnet (siehe Fig. 7). Je 2 solcher Zähler hatten den gleichen Winkel θ zur Strahlrichtung (einer unter $\phi = 0°$, der andere unter $\phi = 180°$). Die aus der Glaszelle austretenden Protonen haben je nach Deuteronenenergie und Winkel eine Energie zwischen 5 und 14 MeV. Die verwendeten Sperrschichtzähler können nur Protonen bis 6 MeV noch vollständig stoppen. Daher wurden im Bedarfsfall die Protonen durch Al-Absorber geeigneter Dicke (0,1–1,2 mm) auf 6 MeV abgebremst. Das Kollimatorsystem bestand aus 2 Schlitzblenden ($b \times h = 3{,}5 \times 10$ mm) im Abstand von 26 mm. Die Entfernung des Kollimatorzentrums vom Zellenmittelpunkt betrug 93 mm, das Winkelauflösungsvermögen der Zählergeometrie in θ-Richtung daher $\pm$ 3,3°. (2/3 aller registrierten Protonen stammen aus diesem Winkelbereich.) Der Winkel θ konnte im Laborsystem zwischen 30° und 150°

in Schritten von 5° verändert werden. Das Auflösungsvermögen in ϕ-Richtung betrug $\pm$ 3° und hat einen vernachlässigbaren kleinen Einfluss auf die Messgenauigkeit. Berücksichtigt man die Mehrfachstreuung der Deuteronen im Glas des Strahleintrittsfensters (0,7–4,5°) und diejenige der Protonen im Glas der Zellenwand (2–4,5°), so resultiert daraus ein totales Winkelauflösungsvermögen $\Delta\theta$ zwischen 4° und 7°, je nach Energie und Reaktionswinkel. Der Fehler der Winkeleinstellung θ ist kleiner als 1°. Die Unsicherheit der Deuteronenenergien beträgt etwa 20 keV, die Energieverschmierung durch die Glasfenster je nach Einschussenergie 30–60 keV.

Zur Messung der Werte von $A_y(\theta_0)$ wurde folgendes Messverfahren angewendet: Für Targetpolarisationsvektor parallel bzw. antiparallel zur y-Achse (siehe Fig. 1) wurde das Target mit je einer Deuteronenmenge der Ladung Q^+ bzw. Q^- (350 μC $\leqslant Q^+ \cong Q^- \leqslant$ 600 μC, je nach Energie) bestrahlt. Die Stosszahlen N_1^+, N_1^- bzw. N_2^+, N_2^- für die beiden Zähler $Z_1(\phi = 0°)$ bzw. $Z_2(\phi = 180°)$ unter dem Winkel θ_0 lauten:

$$N_1^+ = k_1\, Q^+\, \Omega_1\, \sigma_0\big(1 + A_y(\theta_0)\, p\big)\,, \tag{9a}$$

$$N_2^+ = k_2\, Q^+\, \Omega_2\, \sigma_0\big(1 - A_y(\theta_0)\, p\big)\,, \tag{9b}$$

$$N_1^- = k_1\, Q^-\, \Omega_1\, \sigma_0\big(1 - A_y(\theta_0)\, p\big)\,, \tag{9c}$$

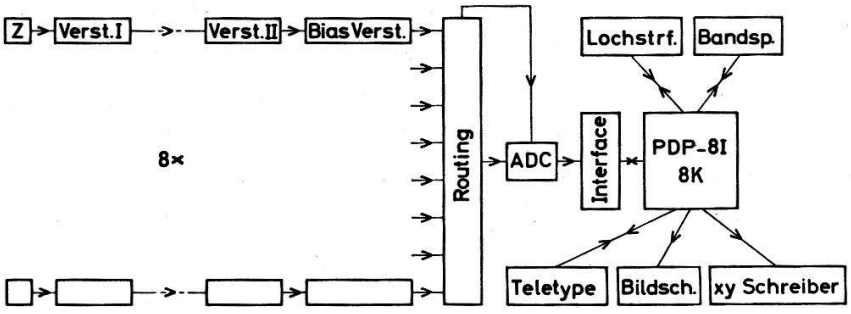
$$N_2^- = k_2\, Q^-\, \Omega_2\, \sigma_0\big(1 + A_y(\theta_0)\, p\big)\,. \tag{9d}$$

Bildet man die Grösse $\beta^2 = (N_1^+/N_2^+)/(N_1^-/N_2^-)$, so fallen der Ladungsquotient Q^+/Q^-, das Verhältnis der Raumwinkel Ω_1/Ω_2 der beiden Zähler, die beiden Konstanten k_1 und k_2, sowie $\sigma_0(\theta_0)$ heraus. Für $A_y(\theta_0)$ lässt sich dann der folgende Ausdruck bilden:

$$A_y(\theta_0) = \frac{1}{p} \cdot \frac{\beta - 1}{\beta + 1}\,. \tag{10}$$

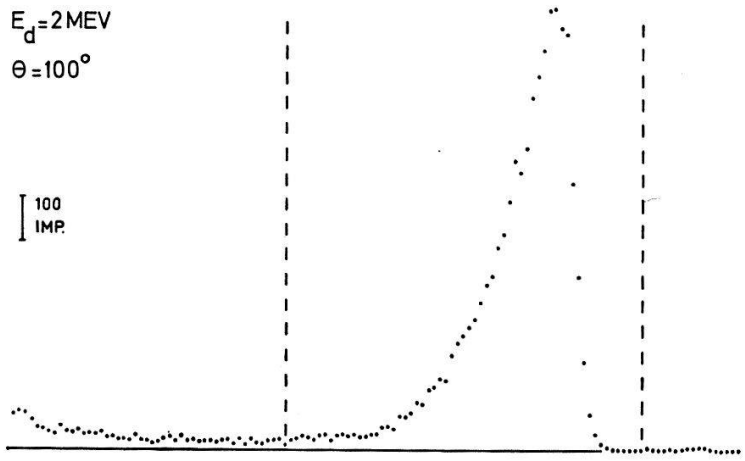
Die Stossraten betrugen je nach Energie und Winkel 4–40 pro Sekunde. Ω_1/Ω_2 blieb jeweils über den ganzen Messzyklus genügend konstant, da Strahlrichtung und Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt wegen der verwendeten Strahlführung praktisch unverändert blieben.

Messungen wurden gleichzeitig unter 4 Reaktionswinkeln durchgeführt, wobei der Winkelabstand von Zähler zu Zähler meistens 30° betrug. Zur Registrierung der Zählerimpulse wurde ein «Online-Computer» (PDP–8I) verwendet. Das Blockschema der Zähler-Elektronik ist in Figur 8 angegeben. Pro Zählkanal wurden 128 Kernspeicherplätze reserviert. Die akkumulierten Zählerspektren wurden auf Band gespeichert und ausgewertet durch Bildung der Stosszahlen $N_1^+, N_2^+, N_1^-, N_2^-$ für jedes



Figur 8
Blockschema des Analysiersystems für die Zählerimpulse.

Spektrum. Figur 9 zeigt ein Spektrum unter $\theta = 100°$, aufgenommen bei einer Deuteronenenergie von 2 MeV. Die Summationsgrenzen sind eingezeichnet. Der Untergrund hat praktisch keinen Einfluss auf die Werte von $A_y(\theta)$ und wurde daher nicht berücksichtigt.



Figur 9
Ein Protonenspektrum der $^3He(d,p)^4He$-Reaktion.

5. Messergebnisse

Das Analysatorvermögen $A_y(\theta)$ wurde bei 7 verschiedenen Energien und bei 16–24 Winkeln pro Energie gemessen. Die mit Hilfe von Formel (10) aus den Stosszahlen (14000–140000, je nach Winkel und Energie) berechneten Werte $-A_y \pm \Delta A_y$ sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Die Fehler ΔA_y wurden aus den statistischen Fehlern der Targetpolarisation ($\Delta p/p = 5\%$) und der Stosszahlen bestimmt, wobei letztere die Hauptfehlerquelle bilden. Die Targetpolarisation betrug je nach Zustand der Targetzellen und der ^{4}He-Lampen 17–22%. Sie wurde während der Aufnahme der Protonenspektren etwa alle 10 Minuten kontrolliert. Die Messzeit für eine Winkelverteilung betrug etwa 20 Stunden.

Für jede Energie wurde die Winkelverteilung $A_y(\theta) \cdot \sigma_0(\theta) \cdot 4\,\pi/\sigma_T$ im Schwerpunktsystem nach zugeordneten Legendre-Polynomen $P_{L,1}(\cos\theta)$ entwickelt. Die Entwicklungskoeffizienten $b_L = -\,a_{0011}(L) \cdot 4\,\pi\,\lambda\!\!\!^{-2}/(\sqrt{2} \cdot \sigma_T)$ sind in Tabelle 3 wiedergegeben. Die Werte von $\sigma_0(\theta)$ wurden der Arbeit von Yarnell et al. [2] entnommen und ebenfalls nach Legendre-Polynomen $P_L(\cos\theta)$ entwickelt. Die Entwicklungskoeffizienten $\lambda\!\!\!^{-2} \cdot a_{0000}(L)$ sind in Tabelle 4 zusammengestellt, wobei die angegebenen Fehler nur aus der Statistik resultieren. (Für die absolute Unsicherheit von σ_0 siehe [2].) In den Tabellen 3 und 4 steht dort eine Null, wo ein von null verschiedener Entwicklungskoeffizient nicht mehr gerechtfertigt erscheint. Der aufgeführte Fehler gibt an, innerhalb welcher Schwankungsbreite der betreffende Koeffizient bei einer Entwicklung mit 4 Koeffizienten liegen würde. Die Winkelverteilung von σ_0 für 700 keV wurde durch Interpolation gewonnen. Für die Energie 300 keV wurde sie, basierend auf den Messungen bei $E_d = 260$ keV, als isotrop angenommen. In Figur 10 sind für die 7 gemessenen Energien die Werte von $A_y(\theta) \cdot \sigma_0(\theta) \cdot 4\,\pi/\sigma_T$ mit ihren Fehlern in Abhängigkeit des Protonenemissionswinkels θ im Schwerpunktsystem graphisch dargestellt.

Tabelle 2

Analysatorvermögen $-A_y \pm \Delta A_y$ als Funktion der Laborenergie der Deuteronen und des Protonenemissionswinkels θ im L. S. Der Fehler von A_y ist rein statistischer Natur. Die absolute Unsicherheit, resultierend aus der absoluten Unsicherheit der Targetpolarisation, wird auf $\pm 5\%$ geschätzt.

θ_{Lab}	$E_d = 0{,}30$ MeV	$E_d = 0{,}43$ MeV	$E_d = 0{,}70$ MeV	$E_d = 0{,}98$ MeV	$E_d = 1{,}50$ MeV	$E_d = 2{,}00$ MeV	$E_d = 2{,}50$ MeV
30°	0,007±0,011	0,013±0,006	0,023±0,007	−0,003±0,009	0,041±0,011	0,068±0,014	0,124±0,013
35°	—	0,004±0,007	0,009±0,007	0,017±0,009	0,044±0,012	—	—
40°	0,045±0,012	0,022±0,007	0,014±0,007	0,012±0,010	0,053±0,012	0,082±0,016	0,157±0,015
45°	0,034±0,011	0,029±0,008	0,019±0,008	0,013±0,010	—	—	—
50°	0,031±0,012	0,024±0,008	0,012±0,008	0,013±0,011	0,056±0,014	0,107±0,018	0,166±0,017
55°	0,040±0,012	0,029±0,008	0,018±0,009	0,010±0,011	0,040±0,014	0,124±0,019	0,143±0,018
60°	0,037±0,014	0,021±0,008	0,013±0,009	0,027±0,012	0,026±0,014	0,131±0,020	0,123±0,019
65°	—	0,039±0,009	0,034±0,009	0,022±0,012	0,055±0,016	0,085±0,020	—
70°	0,026±0,014	0,031±0,009	0,027±0,009	0,034±0,012	0,072±0,015	0,098±0,021	0,111±0,021
75°	0,015±0,013	0,028±0,010	0,018±0,009	0,038±0,013	—	—	—
80°	0,033±0,013	0,013±0,009	0,029±0,010	0,026±0,013	0,038±0,016	0,077±0,022	0,169±0,022
85°	0,033±0,013	0,019±0,009	0,024±0,010	−0,005±0,013	0,039±0,017	0,100±0,022	0,148±0,022
90°	0,023±0,015	0,011±0,009	0,000±0,010	0,042±0,014	0,085±0,016	0,078±0,022	0,103±0,022
95°	—	0,019±0,009	0,019±0,010	0,043±0,013	—	0,111±0,023	—
100°	0,018±0,015	0,014±0,009	0,012±0,009	0,031±0,013	0,076±0,017	0,078±0,023	0,197±0,023
105°	0,031±0,013	0,001±0,010	0,033±0,010	0,035±0,013	—	0,102±0,022	—
110°	0,012±0,013	0,012±0,009	−0,008±0,010	0,018±0,013	0,067±0,017	0,144±0,023	0,134±0,022
115°	0,031±0,013	0,000±0,009	0,007±0,010	0,023±0,013	—	—	0,162±0,022
120°	0,003±0,014	0,002±0,008	0,009±0,010	0,032±0,013	0,033±0,015	0,140±0,023	0,172±0,022
125°	—	—	—	—	0,075±0,018	0,115±0,022	—
130°	−0,004±0,013	0,001±0,008	0,009±0,008	0,021±0,012	0,086±0,016	0,102±0,021	0,162±0,021
135°	—	0,008±0,008	−0,006±0,008	0,015±0,012	0,064±0,016	—	—
140°	0,002±0,011	0,006±0,008	0,007±0,008	0,020±0,011	0,045±0,015	0,038±0,019	0,108±0,019
145°	0,006±0,011	0,003±0,008	−0,002±0,008	0,026±0,011	—	0,068±0,019	—
150°	0,000±0,010	−0,019±0,008	0,001±0,008	0,008±0,011	0,017±0,016	0,072±0,019	0,038±0,017

Die eingezeichneten Kurven geben die Anpassung durch die zugeordneten Legendre-Polynome wieder. Die Streuung der Messpunkte um diese Kurven ist mit der Statistik verträglich, woraus geschlossen werden kann, dass keine weiteren Fehlerquellen (z. B. Strahlschwankungen) mitberücksichtigt werden müssen.

Tabelle 3

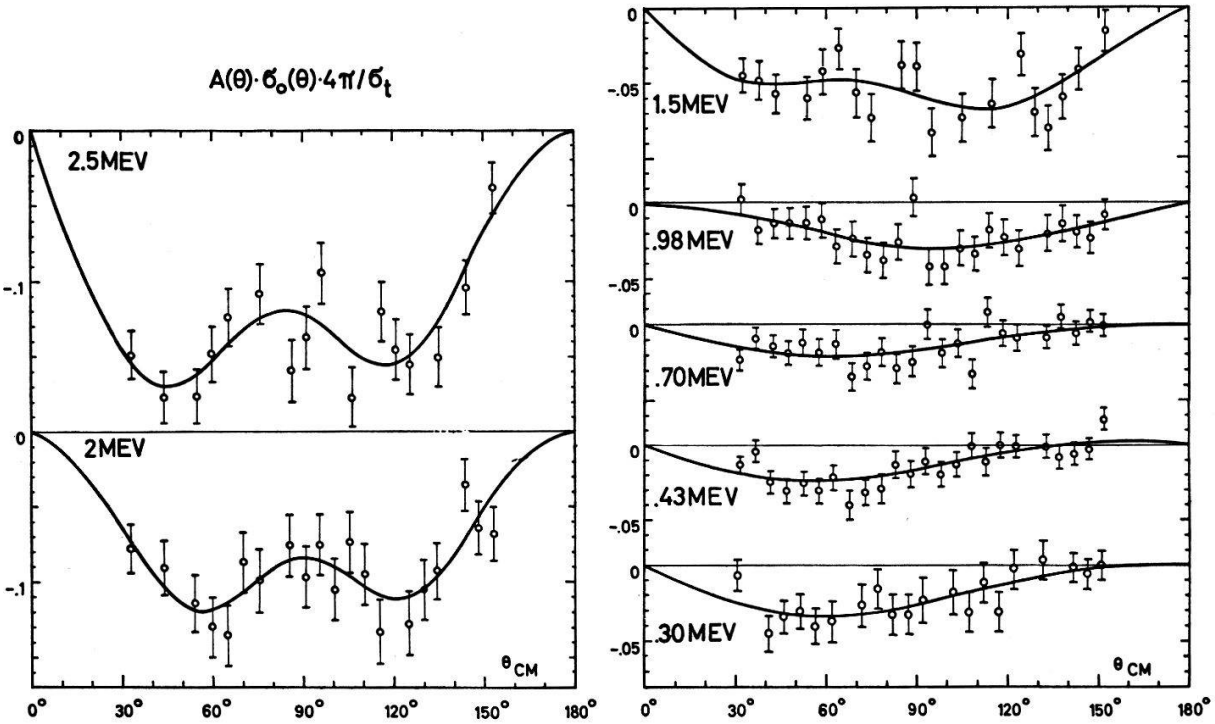
$A_y(\theta) \cdot \sigma_0(\theta) \cdot 4\,\pi/\sigma_T = \sum_L b_L \cdot P_{L,1}(\cos\theta)$

E (MeV)	b_1	b_2	b_3	b_4
0,30	−0,0264±0,0027	−0,0082±0,0018	0±0,0017	0±0,0016
0,43	−0,0173±0,0021	−0,0074±0,0014	0±0,0011	0±0,0011
0,70	−0,0168±0,0022	−0,0050±0,0015	0±0,0013	0±0,0012
0,98	−0,0263±0,0026	+0,0027±0,0017	0±0,0015	0±0,0014
1,50	−0,0641±0,0052	+0,0027±0,0033	−0,0042±0,0029	−0,0040±0,0028
2,00	−0,1125±0,0063	−0,0052±0,0044	−0,0091±0,0038	−0,0018±0,0034
2,50	−0,1620±0,0080	−0,0118±0,0054	−0,0190±0,0048	−0,0126±0,0044

Tabelle 4

Entwicklung von $\sigma_0(\theta) = \lambda\!\!\!^{-2} \sum a_{0000}(L) \cdot P_L(\cos\theta)$

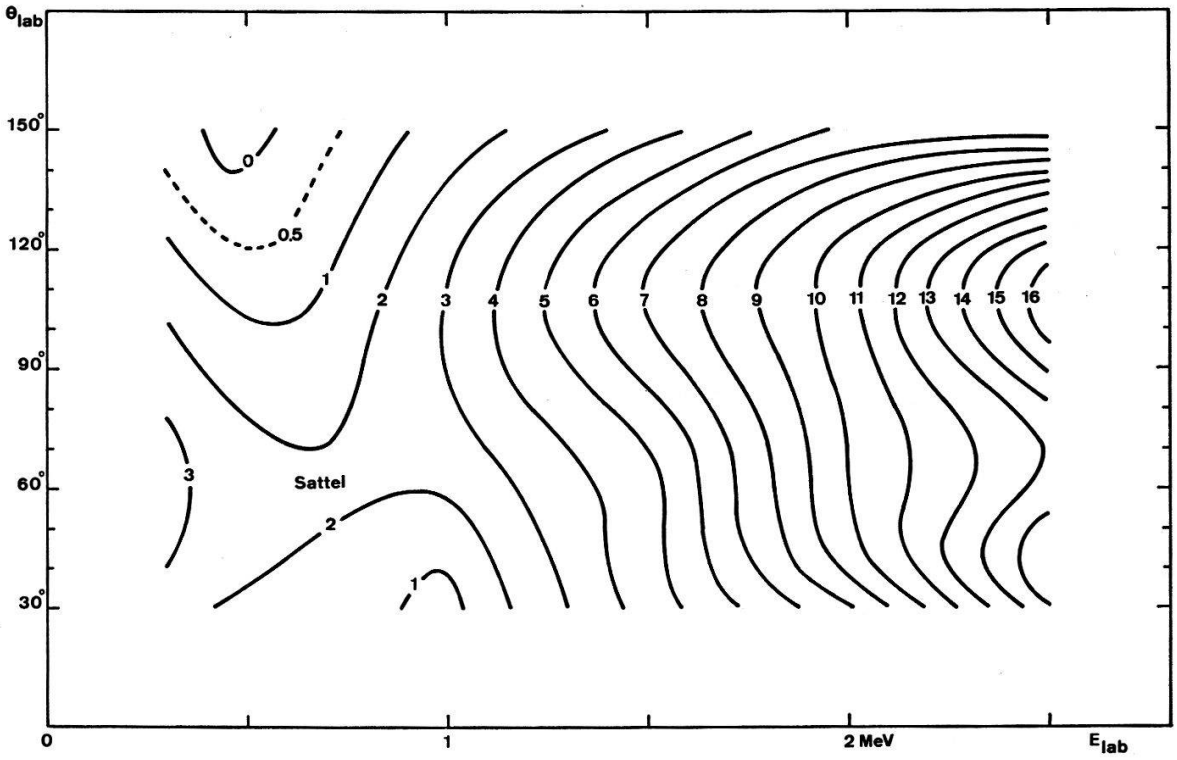
E (MeV)	$\lambda\!\!\!^{-2} \cdot a_{0000}(0)$	$\lambda\!\!\!^{-2} \cdot a_{0000}(1)$	$\lambda\!\!\!^{-2} \cdot a_{0000}(2)$	$\lambda\!\!\!^{-2} \cdot a_{0000}(3)$
0,26	29,31±0,10	0±0,34	0±0,48	0±0,44
0,45	70,00±0,21	3,25±0,44	−1,78±0,51	0±0,76
0,98	22,38±0,05	1,36±0,11	−0,03±0,13	0±0,16
1,51	11,79±0,03	1,22±0,07	0,25±0,09	0±0,09
2,01	8,73±0,02	1,23±0,05	0,61±0,06	0±0,08
2,50	7,26±0,04	1,22±0,07	1,01±0,10	0,27±0,11
	mb/sterad	mb/sterad	mb/sterad	mb/sterad



Figur 10

$A_y(\theta) \cdot \sigma_0(\theta) \cdot 4\,\pi/\sigma_T$ der $^3\overrightarrow{\mathrm{He}}(d,p)^4\mathrm{He}$-Reaktion als Funktion des Protonenemissionswinkels θ (SPS) bei 7 Energien.

Figur 11 ist ein Konturdiagramm des Analysatorvermögens A_y in Funktion der Laborenergie der Deuteronen und des Laborwinkels der emittierten Protonen.



Figur 11
Konturdiagramm des mit − 100 multiplizierten Analysatorvermögens als Funktion des Protonenemissionswinkels und der Deuteronenenergie (beide im Laborsystem).

6. Diskussion und Vergleich mit anderen Messungen

In Figur 12 sind die Entwicklungskoeffizienten $a_{0011}(L)$ von $(1/\lambda\!\!\!^{-2})\, C_{0011}(\theta)$ [vgl. Formel (5)] gegen die Laborenergie der Deuteronen graphisch dargestellt. Die $a_{0011}(L)$ für $L = 3$ und 4 sind bis etwa 1 MeV innerhalb der Messgenauigkeit, in Übereinstimmung mit unseren Annahmen über die beitragenden Matrixelemente und deren Interferenz mit R_1, gleich null (siehe Abschnitt 2). Auffallend ist das unterschiedliche Verhalten der Energieabhängigkeit von $a_{0011}(1)$ und $a_{0011}(2)$. Beide Koeffizienten sind durch das Resonanzmatrixelement R_1 bei 430 keV angehoben. Die Energieabhängigkeit von $a_{0011}(1)$ zeigt offenbar, dass die p-Wellenmatrixelemente durch einen direkten Reaktionsmechanismus entstehen. Aus dem ausgeprägten Energieverhalten von $a_{0011}(2)$ muss geschlossen werden, dass neben dem Matrixelement R_1 mindestens ein d-Wellenmatrixelement ebenfalls Resonanzcharakter zeigt. Seiler und Baumgartner [12] schliessen bei der Spiegelreaktion $T(d,n)^4He$ auf Grund der Messungen von Grunder et al. [15], dass das Matrixelement R_{11} das einzige d-Wellenmatrixelement ist, das unterhalb 1 MeV auftritt. Für die $^3He(d,p)^4He$-Reaktion lässt sich aus unseren und anderen Messungen zeigen, dass bei 430 keV R_{11} das einzige auftretende d-Wellenmatrixelement ist. Leemann et al. [7] haben bei dieser Energie die Winkelverteilungen

$C_{2n00}(\theta)$ für $n = 0{,}1$ und 2 und $C_{1100}(\theta)$ mit polarisiertem Deuteronenstrahl gemessen. Die Messwerte für die hier interessierenden Entwicklungskoeffizienten $a_{mnMN}(L)$ lauten:

$$a_{0000}(2) = -\,0{,}0027 \pm 0{,}0008\,,$$

$$a_{2000}(0) = \,0{,}0014 \pm 0.0005\,,$$

$$a_{2100}(2) = \,0{,}0640 \pm 0{,}0003\,,$$

$$a_{2200}(2) = -\,0{,}0321 \pm 0{,}0002\,,$$

$$a_{1100}(1) = -\,0{,}00384 \pm 0{,}00017\,,$$

$$a_{1100}(2) = \,0{,}00156 \pm 0{,}00013\,.$$

(Man beachte, dass bei Leemann et al. [7] $a_{0000}(0)$ zu 1,0 normiert wurde.) Der Messwert für $a_{0000}(2)$ stammt aus Tabelle 4. Unter Voraussetzung der in Abschnitt 2 gemachten Modellannahmen gelten zwischen den Entwicklungskoeffizienten $a_{mnMN}(L)$ und den Grössen $U_i = \mathrm{Re}(R_1 \cdot R_i^*)$ bzw. $V_i = \mathrm{Im}(R_1 \cdot R_i^*)$ folgende Beziehungen:

$$a_{0000}(2) = -\sqrt{2}/6 \cdot U_{10} - 1/3 \cdot U_{11}\,, \tag{11a}$$

$$a_{2000}(0) = -\sqrt{2}/6 \cdot U_8 + \sqrt{2}/6 \cdot U_{11}\,, \tag{11b}$$

$$a_{2100}(2) = \sqrt{3}/18 \cdot U_1 + \sqrt{3}/9 \cdot U_2 + \sqrt{3}/18 \cdot U_8 - \sqrt{6}/36 \cdot U_{10}\,, \tag{11c}$$

$$a_{2200}(2) = -\sqrt{3}/36 \cdot U_1 - \sqrt{3}/18 \cdot U_2 + \sqrt{3}/18 \cdot U_8 - \sqrt{6}/36 \cdot U_{10}\,, \tag{11d}$$

$$a_{1100}(1) = \sqrt{3}/18 \cdot V_3 - \sqrt{3}/18 \cdot V_4 - 5\sqrt{6}/36 \cdot V_5 + \sqrt{15}/45 \cdot V_6\,, \tag{11e}$$

$$a_{1100}(2) = \sqrt{3}/18 \cdot V_8 - \sqrt{6}/12 \cdot V_{10} - \sqrt{3}/9 \cdot V_{11}\,. \tag{11f}$$

Zusätzlich gelten Gleichungen (7a) und (7b). Die aus dieser Arbeit stammenden Messwerte $a_{0011}(L)$ bei der Energie 430 keV lauten:

$$a_{0011}(1) = 0{,}00267 \pm 0{,}00032\,,$$

$$a_{0011}(2) = 0{,}00114 \pm 0{,}00022\,.$$

Aus den Relationen (11a) bis (11f), (7a) und (7b) erhält man nach Einsetzen der Messwerte:

$$V_3 - V_4 = -\,0{,}0246 \pm 0{,}0015\,,$$

$$5\sqrt{2}/4 \cdot V_5 - \sqrt{5}/5 \cdot V_6 = \,0{,}0076 \pm 0{,}0009\,,$$

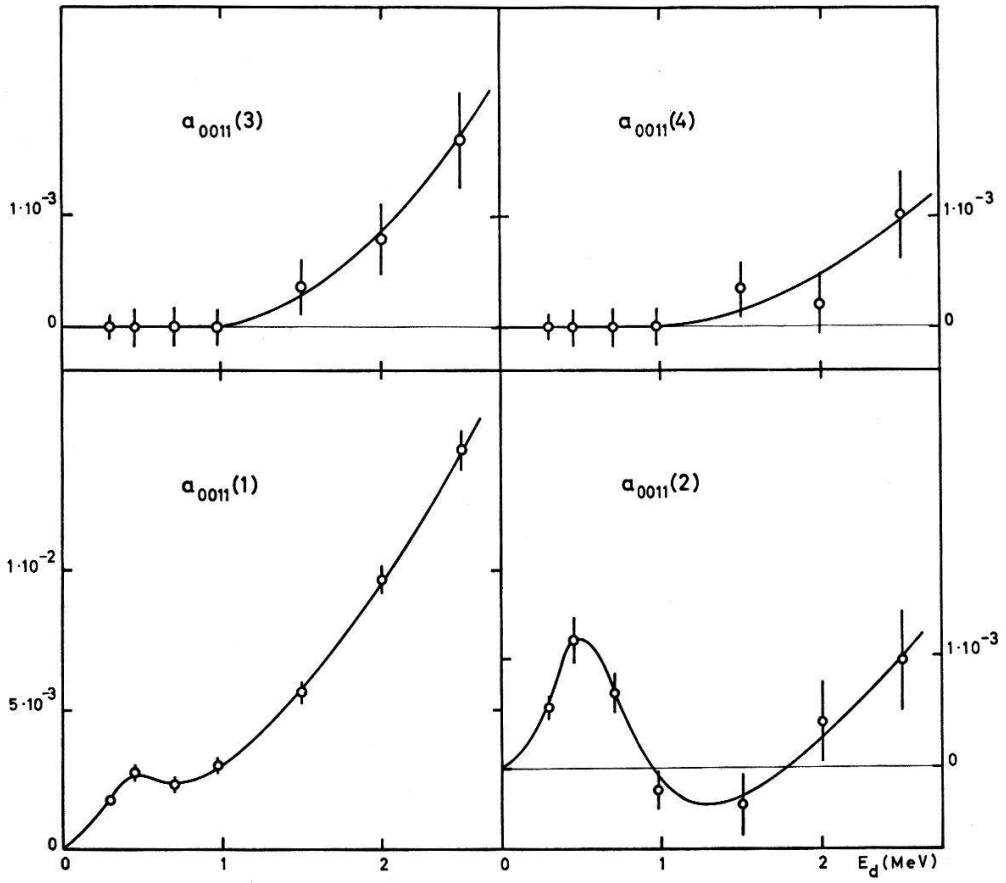
$$V_8 = \,0{,}0006 \pm 0{,}0010\,,$$

$$3\sqrt{2}/4 \cdot V_{10} + V_{11} = -\,0{,}0078 \pm 0{,}0006\,,$$

$$U_8 = \,0{,}0007 \pm 0{,}0018\,,$$

$$U_{10} = \,0{,}0020 \pm 0{,}0026\,,$$

$$U_{11} = \,0{,}0067 \pm 0{,}0018\,.$$



Figur 12
Entwicklungskoeffizienten $a_{0011}(L)$ von $(1/\lambda\!\!\!^{-2})\, C_{0011}(\theta)$ als Funktion der Deuteronenenergie im Laborsystem. Der Maßstab für $L = 1$ ist um einen Faktor 5 kleiner als für $L = 2$, 3 und 4.

Bemerkenswert ist, dass R_8 verschwindet, da sowohl V_8 wie U_8 innerhalb des Fehlers null sind. Ebenfalls ist U_{10} innerhalb des einfachen Fehlers gleich null, während U_{11} eindeutig von null verschieden ist. Von V_{10} kann bis jetzt experimentell nicht gezeigt werden, dass es innerhalb des Fehlers verschwindet. Denn ausser $C_{1100}(\theta)$ und $C_{0011}(\theta)$ liegen keine weiteren Winkelverteilungen vor, die Beziehungen zwischen den Grössen V_i liefern. Aus Tabelle 1 ersieht man jedoch, dass R_{11} über den resonanten $3/2^+$-Kanal verläuft, während R_{10} den Totaldrehimpuls $J^\pi = 1/2^+$ besitzt. Das Matrixelement R_{11} ist bis auf die Bildung durch d- statt s-Wellen im Eingangskanal identisch mit dem resonanten Matrixelement R_1. Die Annahme ist demnach berechtigt, dass auch V_{10} verschwindet. Es ist also R_{11}, welches durch Interferenz mit R_1 das ausgeprägte Energieverhalten von $a_{0011}(2)$ in der Gegend um 430 keV erzeugt. Leemann et al. [7] konnten die Grössen U_i für $i = 3, 4, 5$ und 6 bei 430 keV bestimmen. Diese sind alle eindeutig von Null verschieden, woraus man schliesst, dass der Satz der p-Wellenmatrixelemente in diesem Energiegebiet nicht weiter reduziert werden kann. Daher können aus den bisher vorliegenden Messdaten die V_i ($i = 3, 4, 5$ und 6) nicht bestimmt werden. In der Arbeit von Leemann et al. [7] wurde speziell darauf hingewiesen, dass die gemessenen Winkelverteilungen $C_{mn00}(\theta)$ einen Maßstabfehler von etwa 5% aufweisen können. Dies liegt vor allem an der Unsicherheit bei der Bestimmung der Strahlpolarisation mit Hilfe der $T(d,n)^4He$-Reaktion. Eine allenfalls nötige Korrektur würde jedoch obige Werte der V_i bzw. U_i nur innerhalb der angegebenen

Fehlergrenzen verändern, so dass die Aussagen richtig bleiben. Setzt man alle d-Wellenmatrixelemente ausser R_{11} null, so folgt aus Gleichungen (11a), (11b), (11f) und (7b) nach Einsetzen der Messwerte bei 430 keV:

$$U_{11} = -3 \cdot a_{0000}(2) = 0{,}0081 \pm 0{,}0024\,,$$

$$U_{11} = 3\sqrt{2} \cdot a_{2000}(0) = 0{,}0059 \pm 0{,}0021\,,$$

$$V_{11} = -3\sqrt{3} \cdot a_{1100}(2) = -0{,}0081 \pm 0{,}0007\,,$$

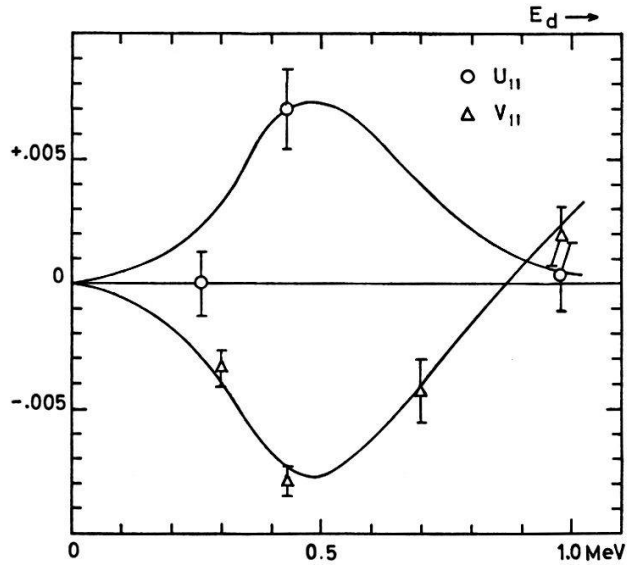
$$V_{11} = -9\sqrt{2}/2 \cdot a_{0011}(2) = -0{,}0073 \pm 0{,}0014\,.$$

Die gute Übereinstimmung der beiden Werte für U_{11} bzw. V_{11} rechtfertigt die Vernachlässigung von R_{10}.

Tabelle 5
Energieabhängigkeit von U_{11} und V_{11} unter Voraussetzung der in den Abschnitten 2 und 6 gemachten Annahmen.

E_d (keV)	U_{11}	V_{11}
260	$0 \pm 0{,}0013$	—
300	—	$-0{,}0034 \pm 0{,}0007$
430	$0{,}0070 \pm 0{,}0016$	$-0{,}0079 \pm 0{,}0006$
700	—	$-0{,}0043 \pm 0{,}0013$
980	$0{,}0003 \pm 0{,}0013$	$+0{,}0019 \pm 0{,}0012$

In Tabelle 5 sind die aus den Messresultaten berechneten Werte für U_{11} und V_{11} angegeben. Dabei wurden alle anderen d-Wellenmatrixelemente null gesetzt. Die in diesem Abschnitt wiedergegebenen Daten sind nur mit ihren statistischen Fehlern versehen. Die absoluten Fehler sind durch die absolute Unsicherheit von σ_0 gegeben [2]. Bei 430 keV wurde durch Mittelwertbildung U_{11} aus $a_{0000}(2)$ und $a_{2000}(0)$ sowie V_{11} aus $a_{0011}(2)$ und $a_{1100}(2)$ gewonnen. Bei 260 und 980 keV wurde U_{11} aus $a_{0000}(2)$ allein (siehe Tabelle 4), bei 300, 700 und 980 keV V_{11} aus $a_{0011}(2)$ allein (siehe Tabelle 3) berechnet. In Figur 13 sind U_{11} und V_{11} im Energiebereich von 0 bis 1 MeV graphisch dargestellt. Die eingezeichneten Kurven zeigen wie bei Figur 12 den ungefähren Energieverlauf an.



Figur 13
U_{11} und V_{11} im Energiebereich von 0–1 MeV unter Voraussetzung der in den Abschnitten 2 und 6 gemachten Annahmen.

Dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung sind wir für die finanzielle Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Den Herren F. Abt und H. Weyeneth verdanken wir viele praktische Winke sowie die Konstruktion des grössten Teils der elektronischen und mechanischen Einrichtungen.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] T. W. Bonner, J. P. Conner und A. B. Lillie, Phys. Rev. *88*, 473 (1952).
[2] J. L. Yarnell, R. G. Lovberg und W. R. Stratton, Phys. Rev. *90*, 292 (1953).
[3] A. K. Val'ter, N. A. Skakun, A. P. Klyucharev und A. G. Strashinskii, Soviet Phys. JETP *17*, 324 (1963).
[4] L. Brown, H. Christ und H. Rudin, Nucl. Phys. *79*, 459 (1966).
[5] L. C. McIntyre und W. Häberli, Nucl. Phys. *A 91*, 369 (1967).
[6] H. Meiner, E. Baumgartner, S. E. Darden, P. Huber und G. R. Plattner, Helv. phys. Acta *40*, 483 (1967).
[7] Ch. Leemann, H. Bürgisser, P. Huber, U. Rohrer, H. Paetz gen. Schieck und F. Seiler, Helv. phys. Acta *44*, 141 (1971).
[8] S. D. Baker, G. Roy, G. C. Phillips und G. K. Walters, Phys. Rev. Lett. *15*, 115 (1965).
[9] Ch. Leemann, H. Meiner, U. Rohrer, J. X. Saladin, F. Seiler, P. Huber, W. Grüebler, V. König und P. Marmier, Proc. of the 3rd International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions (1970).
[10] Madison Convention, Proc. of the 3rd International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions (1970).
[11] T. A. Welton, *Fast Neutron Physics*, vol. II (Interscience, New York 1963), Chapter V. F.
[12] F. Seiler und E. Baumgartner, Nucl. Phys. *A 153*, 193 (1970).
[13] W. G. Weitkamp und W. Häberli, Nucl. Phys. *83*, 46 (1966).
[14] G. R. Plattner, private Mitteilung.
[15] H. Grunder, R. Gleyvod, G. Lietz, G. Morgan, H. Rudin, F. Seiler und A. Stricker, Helv. phys. Acta *44*, 662 (1971).
[16] F. D. Colegrove, L. D. Schearer und G. K. Walters, Phys. Rev. *132*, 2561 (1963).
[17] P. Huber, Ch. Leemann, U. Rohrer und F. Seiler, Helv. phys. Acta *42*, 907 (1969).
[18] Ch. Ehrsam, Diplomarbeit (nicht publiziert).
[19] Th. Stammbach, S. E .Darden, P. Huber und I. Sick, Helv. phys. Acta *40*, 915 (1967).