

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 44 (1971)  
**Heft:** 2

**Artikel:** Die  ${}^3\text{He}(\text{d}, \text{p}){}^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisiertem und unpolarisiertem Target und polarisiertem Deuteronenstrahl bei  $E_d = 430 \text{ keV}$   
**Autor:** Leemann, Ch. / Bürgisser, H. / Huber, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114273>

#### 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:** 15.01.2026

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

# Die ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisiertem und unpolarisiertem Target und polarisiertem Deuteronenstrahl bei $E_d = 430 \text{ keV}$

von Ch. Leemann, H. Bürgisser, P. Huber, U. Rohrer, H. Paetz gen. Schieck  
und F. Seiler

Physikalisches Institut der Universität Basel

(17. VIII. 70)

*Abstract.* The sensitivities of the  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ -reaction to deuteron polarization and some selected combinations of  ${}^3\text{He}$ - and deuteron polarization have been measured at  $E_d = 430 \text{ keV}$ . In addition to the reaction matrix element  $R_1 = (2\ 1/2\ 3/2^+ | R | 0\ 3/2\ 3/2^+)$  giving the main contribution to cross section and polarization sensitivities  $p$ - and  $d$ -wave admixtures of the order of a few percent relative to  $R_1$  are found. Real parts of the matrix elements which were calculated from the experimental results and the influence of  $p$ - and  $d$ -waves on the analyzing power of the reaction are discussed.

## 1. Einleitung

Die  ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ -Reaktion wird bei niederen Energien durch den breiten  $3/2^+$ -Zustand bei einer Deuteronenenergie von  $430 \text{ keV}$  charakterisiert [1]. Bei dieser Energie wird das Niveau vor allem durch Deuteronen mit Bahndrehimpuls  $l = 0$  gebildet, wodurch grosse und für unpolarisierte Deuteronen nur wenig von der Isotropie abweichende Wirkungsquerschnitte  $\sigma_0(\vartheta)$  auftreten [2]. Für Deuteronen mit Tensorpolarisation zeigt sich wie bei der Spiegelreaktion  $T(d,n){}^4\text{He}$  eine starke Winkelabhängigkeit [3, 4], während eine Vektorpolarisation der Deuteronen praktisch keinen Einfluss auf die Winkelverteilung hat. Die Reaktion ist deshalb als Analysator für Tensorpolarisation von Deuteronen von grundlegender Bedeutung [5, 6, 7].

Bei genaueren Diskussionen müssen mögliche Beiträge anderer Reaktionskanäle berücksichtigt werden. Im Vordergrund steht dabei eine vermutete Reduktion des Analysatorvermögens durch Bildung eines  $1/2^+$ -Zwischenzustandes mit einfallendem Bahndrehimpuls  $l = 0$  [8]. Andererseits zeigt der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen mit steigender Energie eine wachsende Anisotropie [2]. Diese wird hervorgerufen durch Beiträge von Kanälen mit einfallendem Bahndrehimpuls  $l > 0$ , welche auch zu einer Veränderung der Winkelabhängigkeit des Analysatorvermögens führen.

Um den Einfluss dieser Beiträge abzuklären, wurden in der vorliegenden Arbeit Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes für verschiedene Polarisationskombinationen der einfallenden Deuteronen und des Targets vorgenommen. Daraus lassen sich die Realteile der auftretenden Matrixelemente bestimmen. Um auch die Imaginärteile der Matrixelemente zu erhalten, sind zusätzliche Messungen mit weiteren Polarisationskombinationen erforderlich [9].

## 2. Formalismus zur Beschreibung der Reaktion

Für Reaktionen mit je zwei Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal können die Tensormomente  $t'_{m', n', M', N'}$ , die den Polarisationszustand im Ausgangskanal beschreiben, folgendermassen durch die Strahlpolarisation  $t_{m, n}$  und die Targetpolarisation  $t_{M, N}$  ausgedrückt werden [10]:

$$t'_{m', n', M', N'} = \frac{1}{\sigma_p(\vartheta, \varphi)} \sum_{m, n} t_{m, n} \cdot t_{M, N} \cdot e^{-i(n+N)\varphi} \cdot A_{m, n, M, N}^{m', n', M', N'}(\vartheta) \quad (1)$$

wobei die nach [11] definierten  $t_{m, n}$  verwendet werden.

Die Grössen  $A_{m, n, M, N}^{m', n', M', N'}(\vartheta)$  beschreiben alle Polarisationsphänomene, die bei der Reaktion auftreten. Mit der Normierung  $t'_{0,0,0,0} = 1$ , die der verwendeten Definition der Tensormomente entspricht, ergibt sich aus Gleichung (1) mit  $m' = n' = M' = N' = 0$  der differentielle Wirkungsquerschnitt für polarisierte Teilchen:

$$\sigma_p(\vartheta, \varphi) = \sum_{m, n} t_{m, n} \cdot t_{M, N} \cdot e^{-i(n+N)\varphi} \cdot A_{m, n, M, N}^{0, 0, 0, 0}(\vartheta). \quad (2)$$

Durch die Einführung neuer, reeller Grössen  $C_{m, n, M, N}(\vartheta)$  kann Gleichung (2) folgendermassen umgeformt werden:

$$\sigma_p(\vartheta, \varphi) = \sum_{m, n \geq 0} C_{m, n, M, N}(\vartheta) \{ {}_{Im}^{Re} (t_{m, n} \cdot t_{M, N} \cdot e^{-i(n+N)\varphi}) \}. \quad (3)$$

Der Summationsindex  $N$  nimmt dabei für  $n > 0$  alle möglichen Werte an, für  $n = 0$  gilt  $N \geq 0$ . Aus Gründen der Paritätserhaltung ist bei den Summanden mit  $m + M =$  gerade der Realteil, mit  $m + M =$  ungerade der Imaginärteil des in Gleichung (3) in runden Klammern stehenden Ausdrucks zu nehmen. Die  $C_{m, n, M, N}(\vartheta)$ , die den mit  $\sigma_0(\vartheta)$  multiplizierten Polarisationsempfindlichkeiten der Reaktion entsprechen, hängen wie folgt mit den  $A_{m, n, M, N}^{0, 0, 0, 0}(\vartheta)$  zusammen:

$$C_{m, n, M, N}(\vartheta) = (2 - \delta_{n, 0} \cdot \delta_{N, 0}) \{ {}_i^1 \} A_{m, n, M, N}^{0, 0, 0, 0}(\vartheta), \quad (4)$$

wobei der Faktor 1 für  $m + M =$  gerade, der Faktor  $i$  für  $m + M =$  ungerade gilt. Der Faktor  $(2 - \delta_{n, 0} \cdot \delta_{N, 0})$  in Gleichung (4) ( $\delta$  ist das Kroneckersymbol) röhrt von den Symmetrieeigenschaften der  $C_{m, \pm n, M, \pm N}(\vartheta)$  her und führt zur Beschränkung des Wertevorrats von  $n$  und  $N$  in Gleichung (3).

Die experimentell bestimmmbaren Grössen  $C_{m, n, M, N}(\vartheta)$  können nach Legendrepolynomen entwickelt werden:

$$C_{m, n, M, N}(\vartheta) = \lambda^2 \sum_L a_{m, n, M, N}(L) \cdot P_{L, |n+N|}(\cos \vartheta). \quad (5)$$

Dabei ist  $\lambda$  die reduzierte Wellenlänge der einlaufenden Teilchen im Schwerpunktssystem, während die  $P_{L, |n+N|}(\cos \vartheta)$  die nach Jahnke-Emde [12] definierten zugeordneten Legendre-Polynome sind.

Wird die Reaktion durch Matrixelemente  $R_i = (l'_i, s'_i, J_i^\pi | R | l_i, s_i, J_i^\pi)$  parametrisiert, so lassen sich die Entwicklungskoeffizienten als Funktion der Matrixelemente ausdrücken:

$$a_{m, n, M, N}(L) = \sum_{i, k \geq i} \alpha_{m, n, M, N}(L; i, k) \{ {}_{Im}^{Re} (R_i R_k^*) \} \quad (6)$$

*Re* für  $m + M$  gerade, *Im* für  $m + M$  ungerade.

Die Koeffizienten  $\alpha_{m, n, M, N}(L; i, k)$  sind mit Hilfe der quantenmechanischen Drehimpulsalgebra berechenbar [10].

Für die  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion kann diese Darstellung bei hinreichend kleiner Energie der einfallenden Deuteronen ( $E_d \leq 1 \text{ MeV}$ ) wesentlich vereinfacht werden, da alle anderen Matrixelemente gegenüber dem Resonanzmatrixelement

$$R_1 = (l'_1 = 2, s'_1 = 1/2, J^\pi = 3/2^+ | R | l_1 = 0, s_1 = 3/2, J^\pi = 3/2^+)$$

klein sind. Gleichung (6) vereinfacht sich deshalb zu [9]:

$$a_{m, n, M, N}(L) = \sum_k \alpha_{m, n, M, N}(L; 1, k) \{ {}_{Im}^{Re} (R_1 R_k^*) \} \quad (7)$$

*Re* für  $m + M$  gerade, *Im* für  $m + M$  ungerade.

## 2.1. Auswahl der durchgeföhrten Experimente

Als einfachste Experimente wurden die  $C_{m, n, 0, 0}(\vartheta)$ , d.h. die von der Deuteronenpolarisation allein abhängigen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt gemessen. Um die Realteile der Matrixelemente mit geradem Bahndrehimpuls  $l$  zu bestimmen, genügen die  $C_{2, n, 0, 0}(\vartheta)$ . Eine von null verschiedene Grösse  $C_{1, 1, 0, 0}(\vartheta)$  andererseits ist ein direkter Nachweis von Beiträgen mit einfallendem Bahndrehimpuls  $l > 0$  [9].

Zur Bestimmung der Matrixelemente mit ungeradem  $l$  sind Messungen mit polarisiertem Strahl und Target unerlässlich. Es wurden Experimente mit folgenden Polarisationskombinationen durchgeföhrert:

- a) transversale Targetpolarisation, longitudinale Strahlpolarisation (Vektor- und Tensorpolarisation),
- b) transversale Targetpolarisation, transversale Strahlpolarisation (nur Vektorpolarisation).

Diese Auswahl wurde getroffen, um die experimentellen Schwierigkeiten zu vermeiden, die mit Experimenten mit longitudinaler Targetpolarisation oder dem Auftreten 3  $\varphi$ -abhängiger Beiträge zum Wirkungsquerschnitt verbunden sind.

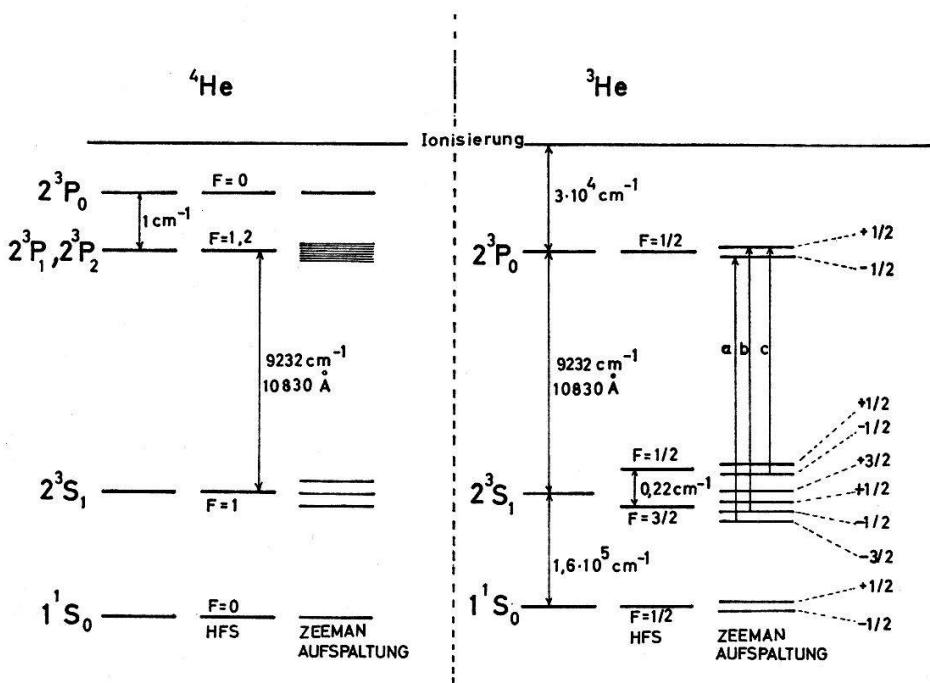
Die Messungen a) liefern  $C_{1, 0, 1, 1}(\vartheta)$  und  $C_{2, 0, 1, 1}(\vartheta)$ , die Messungen b) liefern  $C_{1, 1, 1, -1}(\vartheta)$  und  $C_{1, 1, 1, 1}(\vartheta)$ .

## 3. Das polarisierte ${}^3\text{He}$ -Target

### 3.1. Theorie der Erzeugung und Messung der Polarisation in optisch gepumptem ${}^3\text{He}$

Da das optische Pumpen von  ${}^3\text{He}$  schon ausführlich beschrieben ist [13, 14], sollen hier nur einige der wichtigsten Angaben gemacht werden.

Durch eine schwache Gasentladung in  ${}^3\text{He}$  bei einem Druck von wenigen Torr werden eine gewisse Anzahl Atome ( $10^{10}$  bis  $5 \cdot 10^{11}$  pro  $\text{cm}^3$ ) in den metastabilen  $2\ {}^3\text{S}_1$ -Zustand gebracht. Durch zirkular polarisiertes Licht, das parallel zu einem schwachen Magnetfeld eingestrahlt wird, werden Übergänge vom  $2\ {}^3\text{S}_1$ -Zustand in den  $2\ {}^3\text{P}_0$ -Zustand angeregt. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Besetzungszahlen für die einzelnen Zeeman-Niveaus des  $2\ {}^3\text{S}_1$ -Zustandes (vgl. Fig. 1 und 2). Durch Stöße von der Art  ${}^3\text{He}(1\ {}^1\text{S}_0) + {}^3\text{He}(2\ {}^3\text{S}_1) \rightarrow {}^3\text{He}(2\ {}^3\text{S}_1) + {}^3\text{He}(1\ {}^1\text{S}_0)$  wird auch die Besetzung der beiden magnetischen Unterzustände ( $m_I = \pm 1/2$ ) des Grundzustandes  $1\ {}^1\text{S}_0$  verändert, d.h. es entsteht eine Polarisation der  ${}^3\text{He}$ -Kerne. (Zur Veranschaulichung des Prozesses diene etwa ein Stoß zwischen einem Atom im Grundzustand mit  $m_F = m_I = -1/2$  mit einem metastabilen mit  $m_F = +3/2$ . Durch den Metastabilitätsaustausch, von dem der Kern nicht berührt wird, resultiert ein metastabiles Atom mit  $m_F = +1/2$  und eines im Grundzustand mit  $m_F = m_I = +1/2$ .)



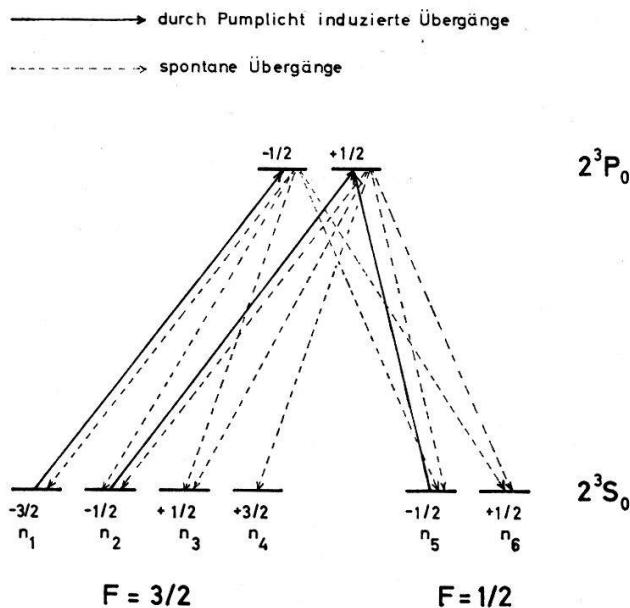
Figur 1  
Niveauschema von  ${}^3\text{He}$  und  ${}^4\text{He}$ . Die Energiedifferenzen sind nicht maßstäblich gezeichnet.

Es zeigt sich [13, 15], dass folgende Beziehungen die resultierende Verteilung beschreiben:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{n_2}{n_3} = \frac{n_3}{n_4} = \frac{n_5}{n_6}, \quad n_5 = n_2, \quad \sum_{i=1}^6 n_i = \text{const.} = n, \quad (8)$$

wo  $n_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) die Besetzungszahlen der  $2\ {}^3\text{S}_1$ -Unterzustände mit  $F = 3/2$  und  $m_F = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$  sind, während  $n_i$  ( $i = 5, 6$ ) sich auf die Unterzustände mit  $F = 1/2, m_F = -1/2, 1/2$  beziehen (vgl. Fig. 2). Daraus folgt, dass die Verteilung durch einen Parameter  $p$  beschrieben werden kann:

$$p = \frac{n_{i+1} - n_i}{n_{i+1} + n_i}, \quad \text{bzw.} \quad \frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{1 + p}{1 - p}. \quad (9)$$



Figur 2  
Schematische Darstellung des Pumpvorganges.

Für die Kernpolarisation  $P$  ( $P = (N_2 - N_1)/(N_2 + N_1)$ ,  $N_1, N_2$  Besetzungszahlen der Zustände mit  $m_I = \pm 1/2$ ) gilt [13]:

$$P = \phi (1 + T_2/T_r)^{-1},$$

wobei  $T_r$  die Relaxationszeit der Kernpolarisation und  $T_2$  die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen eines Atomes im Grundzustand mit einem metastabilen bedeuten. ( $T_2/T_r$ ) ist von der Größenordnung  $10^{-3}$  und kann vernachlässigt werden. Die Messung von  $\phi$ , die nach einer optischen Methode erfolgen kann, liefert somit direkt die Kernpolarisation. Zur Bestimmung von  $P$  wird die vom  ${}^3\text{He}$  absorbierte Lichtintensität bei verschiedenen Polarisationszuständen des Targets oder des Lichtes gemessen. Das Absorptionssignal  $I(P)$ , d. h. die Differenz der durchgehenden Lichtintensitäten bei aus- bzw. eingeschalteter  ${}^3\text{He}$ -Gasentladung, kann für den Fall, dass nur wenig Licht ( $\sim 1\%$ ) absorbiert wird, in folgender Form geschrieben werden:

$$I(P) = \gamma [f(a n_1(P) + b n_2(P)) + (1 - f) c n_5(P)], \quad (10)$$

wobei  $n_i(P)$  die in Gleichung (8) eingeführten Besetzungszahlen sind, während  $a, b, c$  die bekannten [13] relativen Übergangswahrscheinlichkeiten für die entsprechenden Übergänge sind (vgl. Fig. 2). Die Größe  $f$  ist der relative Anteil des Pumplichtes, das durch die  $F = 3/2$  Hyperfeinkomponente absorbiert wird (vgl. 3.4). Der Faktor  $\gamma$  in Gleichung (10) hängt von der eingestrahlten Lichtintensität, der Anzahl metastabiler Atome und vom Absorptionsquerschnitt ab. Wird elliptisch polarisiertes Licht mit den relativen Amplituden  $a_L, a_R$  der links bzw. rechts zirkular polarisierten Komponenten eingestrahlt, so gilt:

$$I(P) = \gamma \{a_R^2 [f(a n_1(P) + b n_2(P)) + (1 - f) c n_5(P)] + \\ + a_L^2 [f(a n_4(P) + b n_3(P)) + (1 - f) c n_6(P)]\}. \quad (11)$$

Weiterhin kann Gleichung (10) verallgemeinert werden für Licht, das unter einem Winkel  $\psi$  zur Quantisierungsachse ( $B$ -Feld) eingestrahlt wird. Die Rechnung beruht

$$\begin{aligned}
 & \left( \begin{array}{c} n'_1 \\ n'_2 \\ n'_3 \\ n'_4 \end{array} \right) = \left( \begin{array}{c} \cos^6 \frac{\psi}{2}, & 3 \cos^4 \frac{\psi}{2} \sin^2 \frac{\psi}{2}, & 3 \cos^2 \frac{\psi}{2} \sin^4 \frac{\psi}{2}, & \sin^6 \frac{\psi}{2} \\ 3 \cos^4 \frac{\psi}{2} \sin^2 \frac{\psi}{2}, & \cos^2 \frac{\psi}{2} \left( \cos^2 \frac{\psi}{2} - 2 \sin^2 \frac{\psi}{2} \right)^2, & \sin^2 \frac{\psi}{2} \left( 2 \cos^2 \frac{\psi}{2} - \sin^2 \frac{\psi}{2} \right)^2, & 3 \cos^2 \frac{\psi}{2} \sin^4 \frac{\psi}{2} \\ 3 \cos^2 \frac{\psi}{2} \sin^4 \frac{\psi}{2}, & \sin^2 \frac{\psi}{2} \left( 2 \cos^2 \frac{\psi}{2} - \sin^2 \frac{\psi}{2} \right)^2, & \cos^2 \frac{\psi}{2} \left( \cos^2 \frac{\psi}{2} - 2 \sin^2 \frac{\psi}{2} \right)^2, & 3 \cos^4 \frac{\psi}{2} \sin^2 \frac{\psi}{2} \\ \sin^6 \frac{\psi}{2}, & 3 \cos^2 \frac{\psi}{2} \sin^4 \frac{\psi}{2}, & 3 \cos^4 \frac{\psi}{2} \sin^2 \frac{\psi}{2}, & \cos^6 \frac{\psi}{2} \end{array} \right) \\
 & \quad \left( \begin{array}{c} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{array} \right)
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

bzw.

$$\left( \begin{array}{c} n'_5 \\ n'_6 \end{array} \right) = \left( \begin{array}{c} \cos^2 \frac{\psi}{2}, & \sin^2 \frac{\psi}{2} \\ \sin^2 \frac{\psi}{2}, & \cos^2 \frac{\psi}{2} \end{array} \right) \cdot \left( \begin{array}{c} n_5 \\ n_6 \end{array} \right).$$

darauf, dass in einem rotierten Koordinatensystem ( $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ ), dessen  $z'$ -Achse mit der Ausbreitungsrichtung des Lichtes zusammenfällt, das Absorptionssignal wiederum durch Gleichung (10) mit Besetzungszahlen  $n'_i(P)$ , die sich ebenfalls auf die  $z'$ -Achse beziehen, ausgedrückt werden kann. Die  $n'_i(P)$  können mit Hilfe der Drehmatrizen durch die  $n_i(P)$  dargestellt werden (vgl. Formel 12). Um den Faktor  $\gamma$  in den Gleichungen (10) und (11) zu eliminieren, muss  $I(P)$  bei zwei verschiedenen Polarisationszuständen des Targets oder des Pumplichtes gemessen werden. Eine Möglichkeit besteht darin, die Absorption im unpolarisierten und impolarisierten Zustand des Targets, bei unverändertem Polarisationszustand des Lichtes, zu messen.

Aus den so erhaltenen Absorptionssignalen  $I(0)$  und  $I(P)$  lässt sich eine Grösse  $\delta I/I(0) = 1 - I(P)/I(0)$  bilden, die eine Funktion von  $P$ ,  $a_R$ ,  $a_L$  und  $\psi$  ist. Für  $\psi = 0$  und rechts zirkular polarisiertes Licht ( $a_R = 1$ ,  $a_L = 0$ ) ist sie durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\frac{\delta I}{I(0)} (1, 0, 0) = \frac{P}{3 + P^2} \left\{ 6 - 2 P - 3 (1 - P)^2 \frac{f(b - a) + (1 - f)c}{f(a + b) + (1 - f)c} \right\}. \quad (13a)$$

Für einen endlichen Winkel  $\psi$  heisst der entsprechende Ausdruck:

$$\begin{aligned} \frac{\delta I}{I(0)} (1, 0, \psi) &= \cos\psi \frac{\delta I}{I(0)} (1, 0, 0) + \frac{12 P^2}{3 + P^2} \left\{ \frac{3(a - b) + (3b - a) P \cos\psi}{4[f(a + b) + (1 - f)c]} \right. \\ &\quad \times f \sin^2\psi - \frac{1}{3} \frac{2f(a - b) - (1 - f)c}{f(a + b) + (1 - f)c} (1 - \cos\psi) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (13b)$$

Im allgemeinsten Fall, d.h. für  $\psi \neq 0$  und elliptisch polarisiertes Licht gilt:

$$\frac{\delta I}{I(0)} (a_R, a_L, \psi) = a_R^2 \frac{\delta I}{I(0)} (1, 0, \psi) + a_L^2 \frac{\delta I}{I(0)} (1, 0, \pi - \psi). \quad (13c)$$

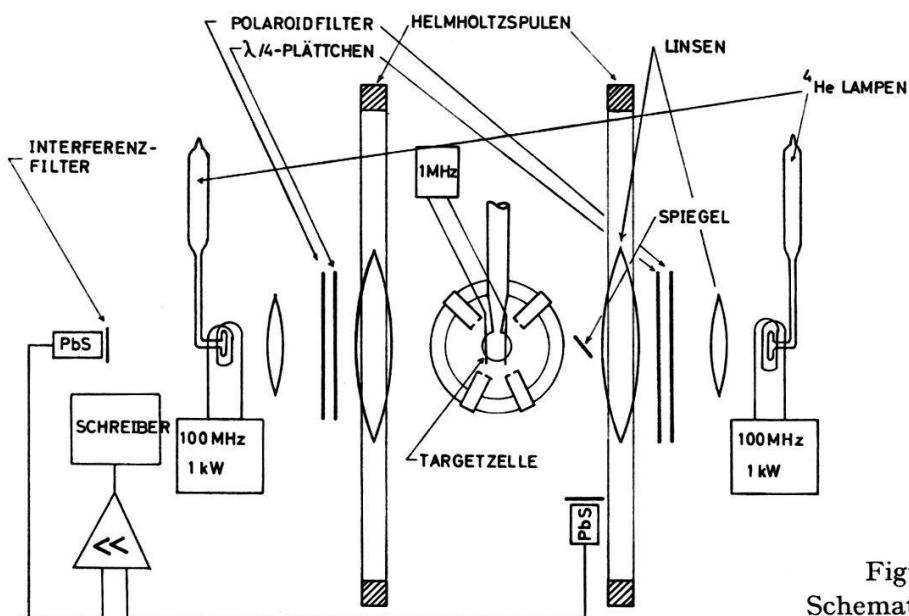
Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Polarisierung besteht darin, die Absorptionssignale bei polarisiertem Target für rechts und links zirkular polarisiertes Licht  $I_R(P)$ , bzw.  $I_L(P)$  zu messen [16]. Anstelle von  $\delta I/I(0)$  können dann z.B. Ausdrücke wie

$$\frac{I_R(P) - I_L(P)}{I_R(P) + I_L(P)} \quad \text{oder} \quad \frac{I_R(P)}{I_L(P)}$$

treten, für die sich den Gleichungen (13) analoge aufstellen lassen [17].

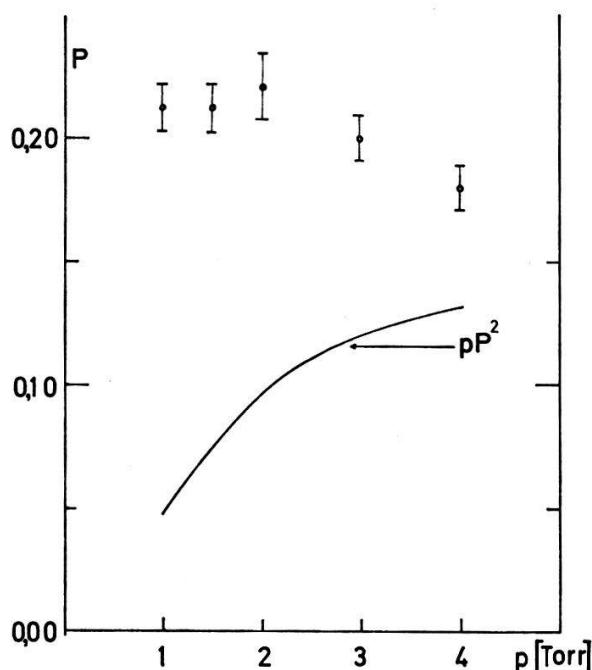
### 3.2. Die Apparatur zum optischen Pumpen von ${}^3\text{He}$

Der Aufbau des polarisierten  ${}^3\text{He}$ -Targets ist schematisch in Figur 3 dargestellt. Die Feldstärke des Magnetfeldes von 60 Gauss gewährleistet, dass durch Streufelder (z.B. von Ablenkmagneten des Beschleunigers) verursachte Inhomogenitäten keine störenden Verkürzungen der Relaxationszeit zur Folge haben [18]. Durch Polaroidfilter (Typ HR) und  $\lambda/4$ -Plättchen wird das  ${}^4\text{He}$ -Pumplicht zirkular polarisiert. Die metastabilen  ${}^3\text{He}$ -Atome werden durch einen kapazitiv an die Zelle angekoppelten 1 MHz Sender erzeugt. Die Messung der Absorptionssignale  $I(0)$  bzw.  $I(P)$  erfolgt mit



Figur 3  
Schematische Darstellung des polarisierten  $^3\text{He}$ -Targets.

zwei an einen Gleichstrom-Differenzverstärker angeschlossenen PbS-Zellen, wobei durch Schmalband-Interferenzfilter nur Licht der Wellenlänge in der Umgebung von 10830 Å nachgewiesen wird. Im Strahlengang zwischen Lampe und der einen PbS-Zelle befindet sich die Targetzelle, während die andere PbS-Zelle nur von Licht getroffen wird, das die  $^3\text{He}$ -Zelle nicht durchlaufen hat. Auf diese Art werden Schwankungen der Lampenintensität, die sonst die Messung stören könnten, unterdrückt. Mit nur einer Lampe, jedoch sonst derselben Anordnung, wurde in kugelförmigen  $^3\text{He}$ -Zellen aus Pyrexglas, die in Figur 4 dargestellte Abhängigkeit der Polarisation  $P$  vom Druck  $p$  gefunden. In den eigentlichen Targetzellen wurde mit Drucken zwischen 2,5 und 4 Torr gearbeitet.



Figur 4  
Druckabhängigkeit der Polarisation. Die Messpunkte sind Mittelwerte der unter gleichen Versuchsbedingungen gemessenen Polarisation verschiedener Zellen desselben Druckes.

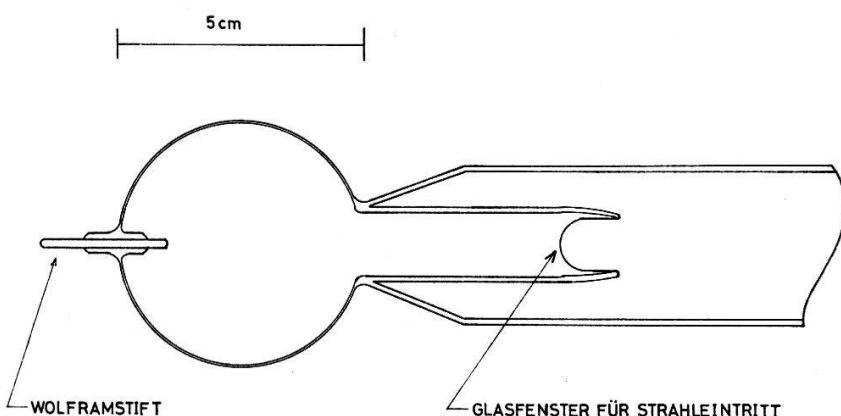
Der im Gegensatz zu den Messungen von Colegrove [13] weniger rasche Abfall der Polarisation mit steigendem Druck, dürfte in der hier verwendeten kleineren Anregungsfrequenz der schwachen Gasentladung zu suchen sein [14]. Die durch Intensitätssteigerung des Pumplichtes (z.B. Verwendung von 2 Lampen) zu gewinnende Erhöhung der Polarisation lässt sich abschätzen:

$$\frac{P^{(2)}}{P^{(1)}} = \frac{J_t^{(2)}}{J_t^{(1)}} \cdot \frac{I(P^{(2)})}{I(P^{(1)})}, \quad (14)$$

wobei  $J_t^{(i)}$  die totale auf die  ${}^3\text{He}$ -Zelle einfallende Lichtintensität und  $I(P^{(i)})$  die Absorption bei den Polarisationen  $P^{(i)}$  bezeichnen. Durch den Faktor  $I(P^{(2)})/I(P^{(1)})$  wird berücksichtigt, dass mit steigender Polarisation die Besetzungszahlen der absorptionsfähigen Zustände abnehmen. Die Abschätzung (14) wurde experimentell bestätigt. Typische Werte der Targetpolarisation lagen zwischen 13% und 16% mit 1 Lampe, bzw. 19% bis 22% mit 2 Lampen.

### 3.3. Konstruktion der Targetzellen und Zähleranordnung

Die Targetzellen müssen ein hinreichend dünnes Eintrittsfenster für den Deuteronenstrahl besitzen und bei 400 °C unter Vakuum ausheizbar sein. Sphärische Zellen aus Pyrexglas (Durchmesser 5 cm) mit Glaseintrittsfenster und einem eingeschmolzenen Wolframstift zur Abführung und Kontrolle des Targetstromes erwiesen sich als geeignet (Fig. 5). Es lassen sich Glasfenster herstellen, die für 600 keV Deuteronen

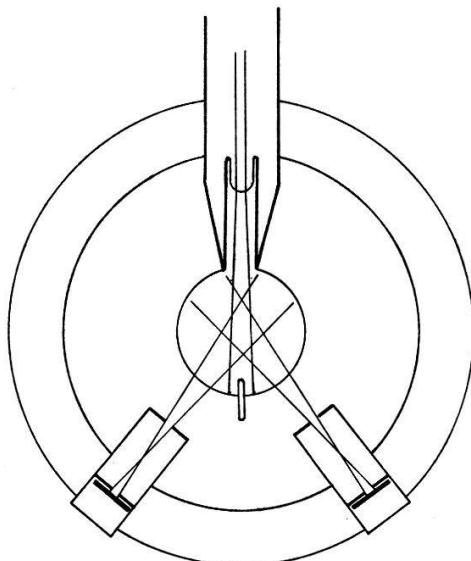


Figur 5  
Targetzelle.

einen Energieverlust von etwa 100 keV aufweisen (Dicke  $\sim 1 \mu$ ), eine Druckdifferenz von 1 atm (von der Außenseite wirkend) aushalten und, nach Bedampfung mit einer ca.  $0,2 \mu\text{m}$  dicken Aluminiumschicht zur Verbesserung der Wärmeleitung, einer Strahlbelastung von 150 nA bei  $E_d = 1 \text{ MeV}$  auf einer kreisförmigen Fläche von 2 mm  $\varnothing$  gut standhalten. Die Wandstärke der Zellen beträgt 0,3 bis 0,5 mm, was einen Energieverlust von höchstens 3 MeV für die 16 MeV-Protonen der  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion bedeutet. Durch Messung des Energieverlustes von  $\alpha$ -Teilchen von  ${}^{241}\text{Am}$  wurde die Dicke der Eintrittsfenster bestimmt. Eine Glasapparatur, ausgepumpt von einer Iongetterpumpe auf etwa  $10^{-9}$  Torr, diente zum Abfüllen der Zellen. Nach 24–36 h Ausheizen der Zellen bei 400 °C und anschliessender Reinigung durch eine  ${}^4\text{He}$ -Entladung, wurde das  ${}^3\text{He}$  eingefüllt und die Zellen abgeschmolzen. Das  ${}^3\text{He}$ -Gas

wurde mit einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Aktivkohlefalle und einem Titangetter gereinigt. Die so präparierten Zellen waren während einiger Wochen effektiver Messdauer brauchbar.

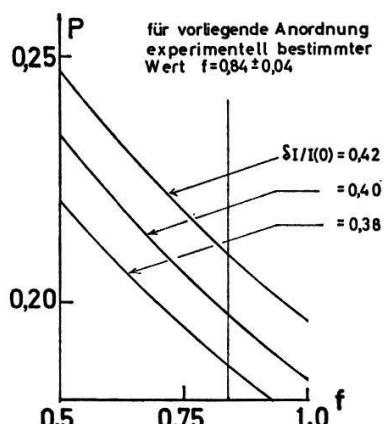
Zur Messung der Polarisationsempfindlichkeiten  $C_{m,n,0,0}(\vartheta)$  wurde der  $^3\text{He}$ -Druck im Target auf  $\approx 150$  Torr erhöht. Die Targetzellen waren bis auf die Eintrittsfenster für den Strahl, die durch Nickelfolien ersetzt wurden, dieselben wie beim polarisierten Target. Die Zähldioden sind in einer Quadrupelanordnung angebracht [19]. Dadurch können vom Azimutwinkel in der Form  $\sin(n\varphi)$  bzw.  $\cos(n\varphi)$  ( $n = 0, 1, 2$ ) abhängige Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt gemessen werden. Das Winkelauflösungsvermögen beträgt ca.  $\pm 4^\circ$  und wird durch die Kollimatoren und die Vielfachstreuung im Eintrittsfenster bestimmt (Fig. 6).



Figur 6  
Schematische Darstellung der Zählergeometrie.  
Zusätzliche Zähler sind in der Ebene senkrecht  
zur Zeichenebene angebracht.

### 3.4. Bestimmung der relativen spektralen Ausleuchtung und Abschätzung systematischer Fehler bei der Polarisationsmessung

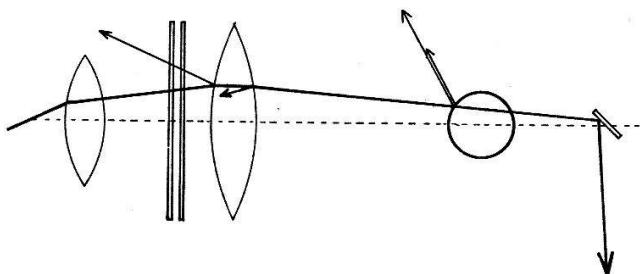
Die Auswertung von Gleichung (13) verlangt zusätzlich zu den bekannten Größen  $a$ ,  $b$ ,  $c$  die Kenntnis der relativen spektralen Ausleuchtung  $f$  der  $F = 3/2$ , bzw.  $(1 - f)$  der  $F = 1/2$  Hyperfeinkomponente des induzierten Überganges. Die Bedeutung, die der Kenntnis von  $f$  zukommt ist aus Figur 7 ersichtlich. Da  $f$  von den Anregungs-



Figur 7  
Abhängigkeit der Beziehung zwischen Polarisation  $P$   
und Absorptionssignal von der relativen spektralen  
Ausleuchtung  $f$ .

bedingungen der Lampe abhängt und stark verschiedene Werte gefunden wurden [13, 20], wurde  $f$  für unsere Lampen experimentell zu  $0,84 \pm 0,04$  bestimmt [21].

Die Berücksichtigung der Tatsache, dass das Pumplicht nicht rein zirkular polarisiert ist und nicht genau parallel zum Magnetfeld einfällt, kann mittels der Gleichungen (13b) und (13c) berücksichtigt werden. Figur 8 stellt den Strahlengang des Pumplichtes dar.



Figur 8  
Strahlengang des Pump- und Messlichtes

Es zeigt sich, dass nach dem Durchgang durch die Polarisationsfilter der relative Anteil an zirkular polarisiertem Licht des unerwünschten Vorzeichens nur etwa 5% betrug. Hingegen ist aus Figur 8 ersichtlich, dass durch Reflexionen an der folgenden Linse und insbesondere an den Zelloberflächen vom Einfallswinkel abhängige Veränderungen der Polarisation des Lichtes eintreten. Die Lichtabsorption hängt ausserdem von der Dichtevertteilung und der Länge des die Zelle durchlaufenden Strahles ab. Diese Einflüsse wurden experimentell bestimmt. Eine numerische Berechnung aller angeführten Effekte ergab für die gemessene Polarisation eine Korrektur  $\Delta P \approx +0,35\%$ .

#### 4. Der polarisierte Deuteronenstrahl

Der 1 MV Kaskadenbeschleuniger, an dem das Target montiert wurde (vgl. Fig. 9), ist mit einer Quelle polarisierter Deuteronen ausgerüstet, die mit adiabatischen HF-Übergängen arbeitet, und ein Wienfilter zur Drehung der Polarisation besitzt [22, 23]. In einem Koordinatensystem  $(x^*, y^*, z^*)$ , dessen  $z^*$ -Achse mit dem  $B$ -Feld im Ionisator zusammenfällt, ist die Deuteronenpolarisation durch  $t_{1,0}^*$  und  $t_{2,0}^*$  vollständig beschrieben. In einem beliebig orientierten Koordinatensystem  $(x, y, z)$  ergeben sich daraus die  $t_{m,n}$  entsprechend ihren Transformationseigenschaften. Für  $t_{1,0}^*$  und  $t_{2,0}^*$  gilt im Fall der HF-Übergänge (3) → (5) :

$$\begin{aligned} t_{1,0}^* &= \frac{1}{\sqrt{6}} (1-u) [r^2(r-3) + s(-3r^3 + 6r^2 - 3r + 1)] \\ t_{2,0}^* &= \frac{1}{\sqrt{2}} (1-u) [3r^2(1-r) + s(9r^3 - 12r^2 + 5r - 1)] \end{aligned} \quad (15)$$

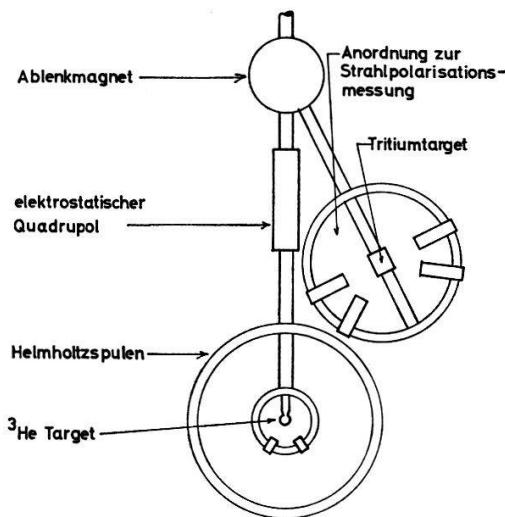
wo  $r$  die Schwach- und  $s$  die Starkfeldübergangswahrscheinlichkeit bedeutet, während der Faktor  $(1-u)$  dem vorhandenen Anteil unpolarisierter Deuteronen Rechnung trägt. Mittels der  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion können  $t_{2,0}^*$  und  $r$  bestimmt werden. Zur Berechnung von  $t_{1,0}^*$  ist zusätzlich die Kenntnis von  $s$  notwendig. Für den hinreichend genau erfüllten Fall  $r = 1$  gilt für  $t_{1,0}^*$ :

$$t_{1,0}^* = - \frac{2}{\sqrt{6}} (1-u) \quad \text{nur Schwachfeldübergänge}$$

$$t_{1,0}^* = \frac{s}{\sqrt{6}} (1-u) \quad \text{nur Starkfeldübergänge}$$

$$t_{1,0}^* = \frac{-2+s}{\sqrt{6}} (1-u) \quad \text{Stark- und Schwachfeldübergänge.}$$

Durch die Messung der Vektorpolarisationsempfindlichkeit einer Reaktion für alle drei Fälle kann  $s$  bestimmt werden. Der zur Auswertung der vorliegenden Daten zugrundegelegte Wert von  $s = 0,88 \pm 0,02$  wurde aus den hier gemessenen  $C_{1,0,1,1}(\vartheta)$ , sowie aus genaueren Werten aus Messungen der  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ - und  $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}$ -Reaktion gewonnen, die unmittelbar vor, bzw. nach dem vorliegenden Experiment durchgeführt wurden.



Figur 9  
Aufbau des polarisierten  $^3\text{He}$ -Targets und der Anordnung zur Messung der Strahlpolarisation am Beschleuniger.

## 5. Durchführung und Auswertung der Messungen

### 5.1. Experimentelle Bestimmung der Polarisationsempfindlichkeit $C_{m,n,M,N}(\vartheta)$

Durch geeignete Wahl von Strahl- und Targetpolarisation, sowie durch eine entsprechende Orientierung der Zählerquadrupel wird die Anzahl der nach Gleichung (3) zu  $\sigma_p(\vartheta, \varphi)$  beitragenden  $C_{m,n,M,N}(\vartheta)$  wesentlich reduziert, da nur bestimmte  $t_{m,n} \cdot t_{M,N}$  auftreten. Wie aus Gleichung (3) folgt, liefert jedes  $C_{m,n,M,N}(\vartheta)$  einen zu  $\cos(n+N)\varphi$  bzw.  $\sin(n+N)\varphi$  proportionalen Beitrag zu  $\sigma_p(\vartheta, \varphi)$ . Zur Vermeidung der Messung von absoluten Wirkungsquerschnitten werden Messungen mit polarisiertem bzw. unpolarisiertem Strahl und Target vorgenommen und daraus  $\sigma_p(\vartheta, \varphi)/\sigma_0(\vartheta)$  bestimmt. Bei bekannten  $\sigma_0(\vartheta)$  kann damit  $\sigma_p(\vartheta, \varphi)$  berechnet werden.

Die  $C_{m,n,M,N}(\vartheta)$  erhält man nun nach dem in [19] beschriebenen Verfahren, solange  $(n+N) \leq 2$  gilt. Zur Aufdeckung instrumenteller Asymmetrien wurde je 2 h mit zur  $x$ -Achse paralleler bzw. antiparalleler Targetpolarisation gemessen. Target- und Strahlpolarisation wurden in geeigneten Zeitintervallen kontrolliert.

Bei den Messungen der  $C_{m,n,M,N}(\vartheta)$  wurde zur Bestimmung der dem unpolarisier-

ten Querschnitt entsprechenden Stosszahlen nur der Strahl, nicht aber das Target depolarisiert. Eine Abschätzung zeigt, dass bei 430 keV der dadurch bedingte relative Fehler der Endergebnisse höchstens  $1\%$  beträgt.

Die Stosszahlen mit polarisiertem Target lagen zwischen 50 und 100  $\text{mb}/\text{sterad}$ , bei den Messungen der  $C_{m,n,0,0}(\vartheta)$ , für die kein polarisiertes Target nötig ist, waren sie dem höheren  ${}^3\text{He}$ -Druck entsprechend grösser.

### 5.2. Der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt

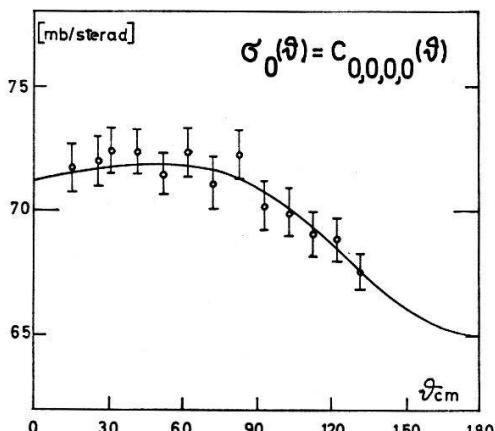
Es wurden die Daten von Yarnell et al. [2] bei 455 keV verwendet. Eine Analyse der Fehlerangaben dieser Autoren zeigt, dass man berechtigt ist, die gemessene kleine Anisotropie als reell anzusehen. Eine Entwicklung nach Legendrepolytomen (vgl. Gleichung (5)) ergibt:

$$\lambda^2 a_{0,0,0,0}(0) = (70,0 \pm 0,2) \quad \text{mb/sterad},$$

$$\lambda^2 a_{0,0,0,0}(1) = (3,25 \pm 0,44) \quad \text{mb/sterad},$$

$$\lambda^2 a_{0,0,0,0}(2) = (-1,77 \pm 0,51) \quad \text{mb/sterad},$$

während alle  $a_{0,0,0,0}(L)$  für  $L > 2$  verschwinden. In Figur 10 sind die Messergebnisse von Yarnell sowie die von uns angepasste Kurve dargestellt.



Figur 10  
Differentieller Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Teilchen bei 455 keV.

## 6. Experimentelle Resultate

Die Ergebnisse des Experiments, die Tensorpolarisationsempfindlichkeiten  $C_{2,n,0,0}(\vartheta)$ , die Vektorpolarisationsempfindlichkeit  $C_{1,1,0,0}(\vartheta)$ , sowie die mit polarisiertem Target gemessenen  $C_{m,n,1,N}(\vartheta)$ , sind in den Figuren 11 und 12 und den Tabellen 1 bis 3 dargestellt. Alle Größen  $C_{n,m,M,N}(\vartheta)$  werden nicht absolut angegeben, sondern durch  $\lambda^2 a_{0,0,0,0}(0) = \sigma_t/4\pi$  dividiert.

### 6.1. Linearrelationen

Wie aus Abschnitt 2 zusammen mit der gewählten Normierung der  $C_{m,n,M,N}(\vartheta)$  folgt, lassen sich die entsprechenden Entwicklungskoeffizienten  $a_{m,n,M,N}(L)/a_{0,0,0,0}(0)$  als lineare Funktionen der Größen  $M_i = \text{Re}(R_1 R_i^*)/|R_1|^2$  bzw.  $N_i = \text{Im}(R_1 R_i^*)/|R_1|^2$  darstellen. Die Indizierung der  $M_i$ ,  $N_i$  entspricht folgendem Schema:

$i$	$l_i$	$s_i$	$J_i^\pi$	$l_i'$	$s_i'$
	1	0	3/2+	2	1/2
	2	0	1/2+	0	1/2
	3	1	1/2-	1	1/2
	4	1	1/2-	1	1/2
	5	1	3/2-	1	1/2
	6	1	3/2-	1	1/2
	7	1	5/2-	3	1/2
	8	2	3/2+	2	1/2
	9	2	1/2-	2	1/2
	10	2	3/2-	0	1/2
	11	2	3/2+	2	1/2
	12	2	5/2+	2	1/2
	13	2	7/2+	4	1/2

Tabelle 1 Werte der  $C_{m,n,0,0}(\vartheta)/\lambda^2 a_{0,0,0,0}(0)$ 

$\vartheta_{CM}$	$C_{1,1,0,0}(\vartheta)$	$C_{2,0,0,0}(\vartheta)$	$C_{2,1,0,0}(\vartheta)$	$C_{2,2,0,0}(\vartheta)$
26,2	-0,0022 ± 0,0022	—	0,706 ± 0,005	—
36,6	-0,0023 ± 0,0047	-0,353 ± 0,012	0,852 ± 0,007	-0,295 ± 0,006
47,0	-0,0052 ± 0,0041	-0,177 ± 0,020	0,881 ± 0,005	-0,434 ± 0,002
52,1	—	-0,088 ± 0,027	—	-0,521 ± 0,005
57,3	-0,0016 ± 0,0033	—	0,836 ± 0,007	—
62,4	—	0,107 ± 0,018	0,762 ± 0,014	-0,648 ± 0,006
67,4	-0,0159 ± 0,0016	—	0,665 ± 0,005	—
72,6	—	0,221 ± 0,030	—	-0,774 ± 0,010
77,7	-0,0244 ± 0,0031	—	0,394 ± 0,004	—
82,7	—	0,368 ± 0,023	—	-0,850 ± 0,005
87,7	-0,0396 ± 0,0029	0,377 ± 0,020	0,143 ± 0,007	-0,892 ± 0,006
97,8	-0,0408 ± 0,0044	—	-0,191 ± 0,004	—
102,7	—	0,366 ± 0,022	—	-0,868 ± 0,004
107,7	-0,0455 ± 0,0027	—	-0,436 ± 0,008	—
112,6	—	0,236 ± 0,010	—	-0,776 ± 0,004
117,5	-0,0564 ± 0,0024	—	-0,656 ± 0,009	—
122,4	—	0,094 ± 0,013	-0,755 ± 0,002	-0,654 ± 0,008
127,3	-0,0420 ± 0,0035	—	-0,815 ± 0,006	—
137,0	-0,0464 ± 0,0051	-0,170 ± 0,022	-0,868 ± 0,007	-0,464 ± 0,005
146,6	-0,0336 ± 0,0032	-0,352 ± 0,020	-0,848 ± 0,021	-0,311 ± 0,002
151,4	—	—	-0,782 ± 0,001	—

Tabelle 2 Werte der  $C_{1,n,1,N}(\vartheta)/\lambda^2 a_{0,0,0,0}(0)$ 

$\vartheta_{CM}$	$C_{1,1,1,-1}(\vartheta)$	$C_{1,1,1,1}(\vartheta)$	$C_{1,0,1,1}(\vartheta)$
36,6	-1,35 ± 0,16	-0,38 ± 0,04	0,90 ± 0,05
47,0	-1,02 ± 0,10	-0,57 ± 0,06	0,69 ± 0,17
62,4	-0,68 ± 0,10	-1,08 ± 0,07	0,73 ± 0,14
72,6	—	—	0,47 ± 0,09
82,7	-0,46 ± 0,11	-1,17 ± 0,13	0,10 ± 0,26
102,7	-0,43 ± 0,08	-1,13 ± 0,15	-0,24 ± 0,25
112,6	—	—	-0,77 ± 0,12
122,4	-0,72 ± 0,07	-0,89 ± 0,14	-0,87 ± 0,10
132,1	-0,97 ± 0,05	-0,74 ± 0,09	—
137,0	—	—	-0,80 ± 0,13
141,8	-1,17 ± 0,14	-0,51 ± 0,03	—
146,6	—	—	-0,71 ± 0,05

Berücksichtigt wurden in der vorliegenden Analyse alle  $M_i$  ausser  $M_7$ ,  $M_9$ ,  $M_{12}$  und  $M_{13}$ , die auf Grund von Penetrabilitätsbetrachtungen und Analysen des  $(n, \alpha)$ - und  $(p, \alpha)$ -Systems ausgeschlossen wurden [9].

Die Gleichungen vom Typ der Gleichung (7) zerfallen in 2 Systeme, die nur  $a_{m,n,M,N}(L)$  mit geradem bzw. ungeradem  $L$ , und  $R_i$  mit geradem bzw. ungeradem  $l$  und  $l'$  enthalten. Wenn mehr Koeffizienten  $a_{m,n,M,N}(L)$  als Unbekannte auftreten, müssen lineare Abhängigkeiten zwischen verschiedenen Koeffizienten auftreten. Auf Grund der bekannten Werte von  $a_{m,n,M,N}(L, 1, i)$  (vgl. Gleichung (7)) können sie folgendermassen dargestellt werden:

$$\begin{bmatrix} a_{0,0,0,0}(2) \\ a_{1,1,1,-1}(2) \\ a_{2,0,0,0}(0) \\ a_{1,0,1,1}(2) \\ a_{2,1,0,0}(2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1,4434 & -0,3536 & 0,8165 & -1,2248 & -0,5000 \\ -2,5927 & -0,2887 & -2,6666 & 1,0000 & -2,0412 \\ -0,3062 & 0,3750 & 0,8660 & 0,4330 & 0,8839 \\ 1,1666 & -0,2041 & -0,4741 & 0,0000 & 0,5774 \\ -0,5000 & -0,6124 & 0,0000 & 0,0000 & 0,0000 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{2,2,0,0}(2) \\ a_{2,0,0,0}(2) \\ a_{1,1,1,1}(2) \\ a_{1,1,1,-1}(0) \\ a_{0,0,0,0}(0) \end{bmatrix} \quad (17)$$

und

$$\begin{aligned} a_{2,0,0,0}(1) &= 0,8165 a_{2,1,0,0}(1), \\ a_{2,1,0,0}(3) &= -0,5443 a_{2,0,0,0}(3), \\ a_{2,2,0,0}(3) &= 0,1361 a_{2,0,0,0}(3). \end{aligned} \quad (18)$$

Die Gleichungen (17) bleiben auch gültig, wenn darin die  $a_{m,n,M,N}(L)$  durch die experimentell bestimmten  $a_{m,n,M,N}(L)/a_{0,0,0,0}(0)$  ersetzt werden, was der Ersetzung der  $Re(R_1 R_i^*)$  bzw.  $Im(R_1 R_i^*)$  in Gleichung (7) durch die  $M_i$  bzw.  $N_i$  entspricht. Der Vergleich der experimentellen Werte mit den aus den Gleichungen (17) und (18) berechneten ergibt folgendes:

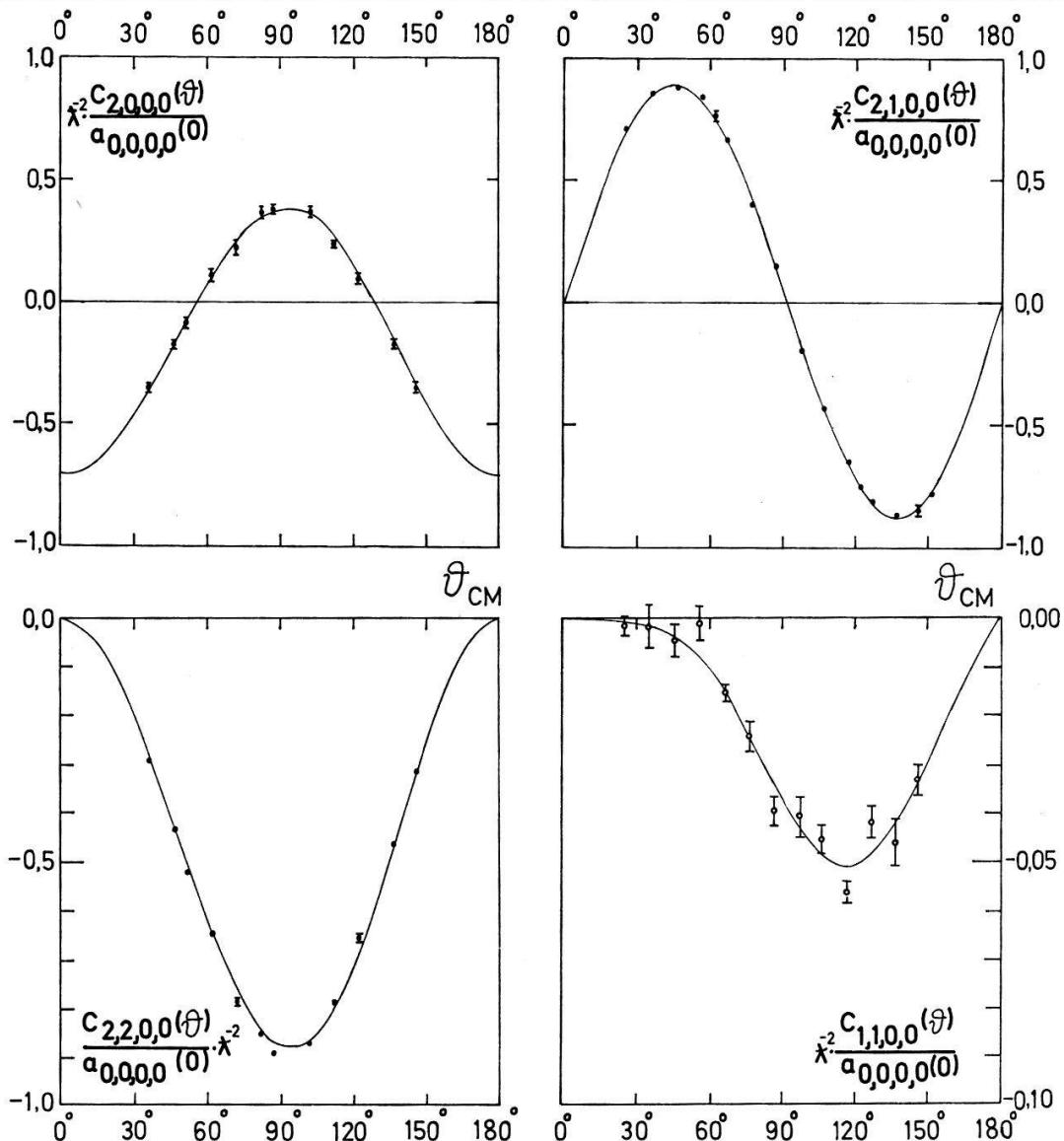
$m, n, M, N$	$(L)$	$a_{m,n,M,N}(L) / a_{0,0,0,0}(0)$	Linearrelation
		Experiment	
0, 0, 0, 0	(2)	$-0,025 \pm 0,007$	$+0,008 \pm 0,017$
1, 1, 1, -1	(2)	$-0,902 \pm 0,038$	$-0,781 \pm 0,053$
2, 0, 0, 0	(0)	$+0,013 \pm 0,005$	$-0,022 \pm 0,014$
1, 0, 1, 1	(2)	$+0,578 \pm 0,023$	$+0,581 \pm 0,008$
2, 1, 0, 0	(2)	$+0,587 \pm 0,003$	$+0,594 \pm 0,006$
2, 0, 0, 0	(1)	$-0,044 \pm 0,009$	$-0,037 \pm 0,004$
2, 1, 0, 0	(3)	$-0,015 \pm 0,003$	$-0,025 \pm 0,010$
2, 0, 0, 0	(3)	$+0,007 \pm 0,002$	$+0,006 \pm 0,003$

Für gerade  $L$  sind die Relationen offensichtlich nur teilweise erfüllt. Dabei ist zu beachten, dass hier Entwicklungskoeffizienten miteinander in Beziehung gesetzt werden, die aus verschiedenen Experimenten stammen und daher mit verschiedenen systematischen Fehlern behaftet sein können. Als Quellen solcher Fehler kommen in Betracht:

1. Die Bestimmung von  $t_{2,0}^*$  mittels der  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion. Davon werden alle Grössen ausser  $\sigma_0(\vartheta)$  betroffen.
2. Eine mögliche kleine Fehlorientierung von Zählerebenen und Polarisationsrichtung, die ebenfalls alle Polarisationsempfindlichkeiten, nicht aber  $\sigma_0(\vartheta)$  beeinflusst.

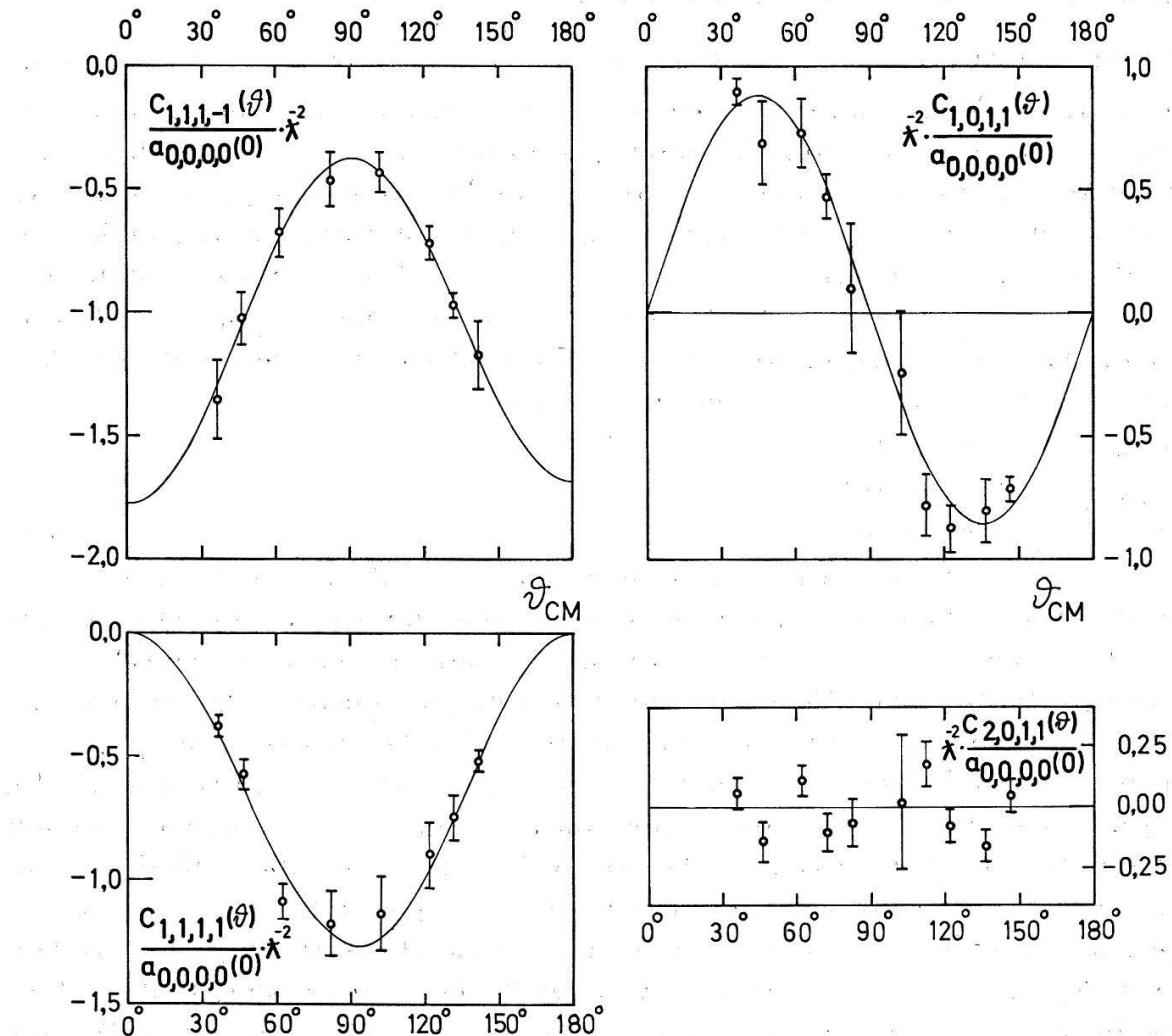
Tabelle 3 Entwicklungskoeffizienten  $a_{m,n,M,N}(L)/a_{0,0,0,0}(0)$ . In Klammern sind die für den Fall von nur  $R_1 \neq 0$  gültigen Werte angegeben.

$m, n, M, N$	$L=0$	$L=1$	$L=2$	$L=3$	$L=4$
0, 0, 0, 0	1 (1)	$0,046 \pm 0,006$ (0)	$-0,025 \pm 0,007$ (0)	—	—
1, 1, 0, 0	—	$-0,0352 \pm 0,0016$ (0)	$0,0143 \pm 0,0012$ (0)	—	—
2, 0, 0, 0	$0,013 \pm 0,005$ (0)	$-0,044 \pm 0,009$ (0)	$-0,730 \pm 0,013$ (-0,7071)	$0,046 \pm 0,020$ (0)	—
2, 1, 0, 0	—	$0,045 \pm 0,005$ (0)	$0,587 \pm 0,003$ (0,5774)	$-0,015 \pm 0,003$ (0)	$0,009 \pm 0,003$ (0)
2, 2, 0, 0	—	—	$-0,294 \pm 0,002$ (-0,2887)	$0,007 \pm 0,002$ (0)	$-0,0010 \pm 0,0005$ (0)
1, 1, 1, -1	$-0,830 \pm 0,011$ (-0,8165)	$-0,047 \pm 0,020$ (0)	$-0,902 \pm 0,038$ (-0,8165)	—	—
1, 1, 1, 1	—	—	$-0,419 \pm 0,014$ (-0,4083)	$0,007 \pm 0,004$ (0)	—
1, 0, 1, 1	—	$0,019 \pm 0,044$ (0)	$0,578 \pm 0,023$ (0,5774)	—	—



Figur 11  
Empfindlichkeiten  
auf Deuteronenpolari-  
sation. Die ausge-  
zogene Kurve stellt  
die beste Anpassung  
nach Legendre-  
Polynomen dar.

3. Der eingesetzte Wert für die Starkfeldübergangswahrscheinlichkeit (d. h. der Vektorpolarisation des Strahles) sowie die Bestimmung der Targetpolarisation. Davon werden nur die  $C_{1,n,1,N}(\vartheta)$  betroffen.



Figur 12  
Empfindlichkeiten auf  ${}^3\text{He}$ -und Deuteronenpolarisation. Ausgezogene Kurve: beste Anpassung nach Legendre-Polynomen.

Es zeigt sich, dass alle Relationen (17) erfüllt werden können durch Annahme eines Korrekturfaktors  $0,96 \pm 0,02$ , der allen Fehlern bei der Bestimmung der Tensorpolarisation des Strahles Rechnung trägt, oder eines Faktors  $0,95 \pm 0,02$ , der sich auf das Produkt aus Targetpolarisation und Vektorpolarisation des Strahles bezieht. Mit kleineren statischen Fehlern behaftete Werte  $a_{1,n,1,N}(L)$  würden erlauben, aus den Relationen (17) unter der Voraussetzung eines hinreichend kleinen systematischen Fehlers vom Typ 2 beide Parameter zu bestimmen.

## 7. Analyse der Daten und Diskussion

Die vorliegenden Daten, insbesondere die auftretende Vektorpolarisationsempfindlichkeit  $C_{1,1,0,0}(\vartheta)$ , zeigen, dass Partialwellen mit  $l > 0$  berücksichtigt werden müssen. Andererseits bestätigen die Linearrelationen und das Fehlen von signifikant von null verschiedenen Koeffizienten  $a_{m,n,M,N}(4)$  das angenommene Modell, das nur  $p$ - und  $d$ -Wellen berücksichtigt. Da von den gemessenen Größen nur  $C_{1,1,0,0}(\vartheta)$  und das

allerdings viel zu wenig genau gemessene  $C_{2,0,1,1}(\vartheta)$  die Imaginärteile der Reaktionsmatrixelemente enthalten, kann das Experiment über diese nichts aussagen. Die folgende Diskussion beschränkt sich deshalb auf die Reaktion als Analysator und auf Aussagen über die Realteile der Matrixelemente.

### 7.1. Die ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion als Analysator für Tensorpolarisation von Deuteronen

Da  $p$ - und  $d$ -Wellen auftreten, kann sich eine Diskussion nicht auf eine Veränderung des Analysatorvermögens durch das Auftreten von  $R_2$  beschränken. Zusätzlich wird es notwendig, sich auf eine bestimmte Messanordnung zu beziehen. Im folgenden soll deshalb die Anordnung von Haeberli und McIntyre [8] zugrundegelegt werden, die einen ringförmigen Zähler unter  $11^\circ \leq \vartheta \leq 16^\circ$  und 3 Zähler unter  $\vartheta = 45^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  aufweist. Mit den hier vorliegenden Daten entsprechend korrigiertem  $R_0$  (vgl. [8], Gl. (2)) ergibt sich unter Vernachlässigung der endlichen Ausdehnung von Target und Zählern folgender Vergleich:

$$\begin{aligned}\langle T_{2,0} \rangle &= (1,000 \pm 0,035) \langle T_{2,0} \rangle', \\ \langle T_{2,1} \rangle &= (1,000 \pm 0,009) \langle T_{2,1} \rangle', \\ \langle T_{2,2} \rangle &= (1,020 \pm 0,014) \langle T_{2,2} \rangle',\end{aligned}\quad (19)$$

wobei  $\langle T_{m,n} \rangle'$  die unter der Annahme, dass nur  $R_1 = (2\ 1/2\ 3/2^+ | R | 0\ 3/2\ 3/2^+)$  von null verschieden ist, berechneten Tensormomente sind und wir uns auf Deuteronenergien  $E_d \leq 430$  keV beschränken. Infolge der auftretenden Partialwellen mit  $l > 0$  können die bei einer Reaktion oder Streuung entstehenden Tensormomente  $\langle T_{2,1} \rangle$  und  $i \langle T_{11} \rangle$  prinzipiell nicht mehr getrennt werden. Der Beitrag von  $C_{1,1,0,0}(45^\circ)$  ist jedoch bei 430 keV kleiner als der Fehler von  $C_{2,1,0,0}(45^\circ)$ . Die in Gleichung (19) angegebenen Korrekturfaktoren haben nur Gültigkeit unter der Annahme, dass nur  $R_1 \neq 0$  für die  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion bei 100 keV zutrifft, da diese Reaktion zur Messung der Strahlpolarisation benutzt wurde. Haeberli und McIntyre nehmen an [8], dass das Analysatorvermögen der  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion bei 430 keV durch das Auftreten von  $R_2$  um  $12\% \pm 5\%$  reduziert wird. Falls dies zutrifft, sind ähnliche Verhältnisse für die  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion auch schon bei 107 keV zu erwarten. Wie die Diskussion der Linearrelationen (17) in Abschnitt 6.1 zeigt, ist diese Annahme mit unseren Messungen verträglich, obwohl die Genauigkeit nicht ausreicht zur Angabe eines Zahlenwertes.

Solange die  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion bei 107 keV als Analysator verwendet wird, kann diese Frage durch Messungen der  $T(d, n){}^4\text{He}$  und der  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion mit polarisiertem Deuteronenstrahl allein nicht entschieden werden. Ein Experiment der vorliegenden Art, eventuell oberhalb der Resonanz mit etwa dreimal besserer Statistik der Messungen mit polarisiertem Strahl und Target, könnte erlauben, aus den Relationen (17) einen systematischen Fehler der Tensorpolarisationsmessung des Strahles nachzuweisen. Zusätzliche Messungen der  $C_{m,n,0,0}(\vartheta)$  für die  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion bei 100 keV und bei einigen Energien zwischen 450 und 1000 keV für die  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion sollten endgültige Aussagen über die  ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ -Reaktion als Analysator im hauptsächlich interessierenden Energiegebiet  $E_d < 1$  MeV liefern.

### 7.2. Reaktionsmatrixelemente

Die durchgeführten Experimente gestatten die eindeutige Berechnung der Realteile der auftretenden Matrixelemente mit  $p$ -Wellen im Eingangskanal:

$$\begin{aligned}
 M_3 &= +0,017 \pm 0,006 \quad (l = l' = 1, s = 1/2, s' = 1/2, J^\pi = 1/2^-) , \\
 M_4 &= -0,018 \pm 0,005 \quad (l = l' = 1, s = 1/2, s' = 1/2, J^\pi = 3/2^-) , \\
 M_5 &= -0,025 \pm 0,006 \quad (l = l' = 1, s = 3/2, s' = 1/2, J^\pi = 1/2^-) , \\
 M_6 &= +0,012 \pm 0,010 \quad (l = l' = 1, s = 3/2, s' = 1/2, J^\pi = 3/2^-) .
 \end{aligned}$$

Zur Berechnung der Elemente mit geradem Bahndrehimpuls liegt zwar eine genügende Anzahl Messungen vor, doch gestatten die Fehler, insbesondere eventuelle systematische Fehler, keine eindeutige Aussage. Die Schwierigkeiten bei der Auswertung liegen darin, dass hier Größen  $a_{m,n,M,N}(L)$  betrachtet werden müssen, die  $|R_1|^2$  enthalten. Die Differenzen zwischen den experimentellen Werten und den theoretischen für den Fall der reinen  $3/2^+$  s-Wellen-Resonanz sind so klein, dass bereits systematische Fehler von der Größenordnung 1% Verschiebungen von der Größenordnung der berechneten Matrixelemente selbst bewirken. Es kann jedoch gesagt werden, dass  $M_2$ ,  $M_8$ ,  $M_{10}$  und  $M_{11}$  höchstens von der Größenordnung einiger Prozente sind, wobei aber insbesondere für  $M_2$  derselbe Vorbehalt wie in Abschnitt 6.2 bezüglich des Analysatorvermögens der  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Reaktion gemacht werden muss.

Der Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung hat die vorliegende Arbeit finanziell unterstützt.

Den Herren H. Weyeneth und F. Abt sind wir für die Ausführung der mechanischen und elektronischen Werkstattarbeit zu Dank verpflichtet.

#### REFERENZEN

- [1] T. W. BONNER, J. D. CONNER and A. B. LILLE, Phys. Rev. 88, 473 (1951).
- [2] J. L. YARNELL, R. H. LOVBERG and W. R. STRATTON, Phys. Rev. 90, 292 (1953).
- [3] A. GALONSKY, H. B. WILLARD and T. A. WELTON, Phys. Rev. Lett. 2, 349 (1959).
- [4] L. J. B. GOLDFARB, Nucl. Phys. 12, 657 (1959).
- [5] L. G. PONDROM and J. W. DAUGHTRY, Phys. Rev. 121, 1192 (1961).
- [6] F. SEILER, S. E. DARDEN, L. C. MCINTYRE and W. G. WEITKAMP, Nucl. Phys. 53, 65 (1964).
- [7] H. MEINER, E. BAUMGARTNER, S. E. DARDEN, P. HUBER und G. R. PLATTNER, Helv. phys. Acta 40, 483 (1967).
- [8] L. C. MCINTYRE and W. HAEBERLI, Nucl. Phys. A 91, 369 (1967).
- [9] F. SEILER und E. BAUMGARTNER, Nucl. Phys. A 153, 193 (1970).
- [10] T. A. WELTON, *Fast Neutron Physics*, Part II, edited by J. B. MARION and J. L. FOWLER (1963).
- [11] W. LAKIN, Phys. Rev. 98, 139 (1955).
- [12] JAHNKE-EMDE-LÖSCH, *Tafeln höherer Funktionen* (B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1960).
- [13] F. D. COLEGROVE, L. D. SCHEARER and G. K. WALTER, Phys. Rev. 132, 2561 (1963).
- [14] R. L. GAMBLIN and T. R. CARVER, Phys. Rev. 138, A946 (1965).
- [15] L. W. ANDERSON, I. M. PIPKIN and J. C. BAIRD JR., Phys. Rev. 120, 1229 (1960).
- [16] P. HUBER, CH. LEEMANN, U. ROHRER und F. SEILER, Helv. phys. Acta 42, 907 (1969).
- [17] U. ROHRER, P. HUBER, CH. LEEMANN, H. MEINER und F. SEILER, erscheint in Helv. phys. Acta.
- [18] L. D. SCHEARER and G. K. WALTERS, Phys. Rev. 139, A1398 (1965).
- [19] C. PETITJEAN, P. HUBER, H. PAETZ gen. SCHIECK und H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta 40, 401 (1967).
- [20] R. C. GREENHOW, Phys. Rev. 136, A660 (1964).
- [21] U. ROHRER, P. HUBER, CH. LEEMANN und H. SCHIECK, Helv. phys. Acta 41, 436 (1968).
- [22] H. SCHIECK, P. HUBER, C. PETITJEAN und H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta 40, 414 (1967).
- [23] H. GRUNDER, R. GLEYVOD, G. LIETZ, G. MORGAN, H. RUDIN, F. SEILER und A. STRICKER, erscheint in Helv. phys. Acta.