

D(d, p)T-Reaktion mit polarisierten Deuteronen unterhalb 500 keV

Autor(en): **Jeltsch, K. / Huber, P. / Janett, A.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **43 (1970)**

Heft 3

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-114170>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

D(*d, p*)T-Reaktion mit polarisierten Deuteronen unterhalb 500 keV

von **K. Jeltsch, P. Huber, A. Janett** und **H. R. Striebel**

Physikalisches Institut der Universität Basel

(23. XII. 69)

Summary. The angular distributions of the D(*d, p*)T-reaction at $E_d = 150, 230$ and 340 keV mean energy have been measured with polarized incident deuterons. From these data the four independent components of the polarization efficiency $D_1, D_{33}, D_{11}-D_{22}$ and D_{13} are calculated and fitted as functions of the emission angle by the adequate associated Legendre functions. The energy-dependence of the expansion coefficients is discussed, and it is shown that only below 300 keV the coefficients, except those due to quintet contributions, agree with theoretical predictions of Rook and Goldfarb.

The ratio of vector- and tensor-polarization in dependence of the probabilities of high-frequency-transitions are investigated.

1. Einleitung

Die D(*d, p*)T-Reaktion wird nach wie vor theoretisch und experimentell intensiv untersucht [1–10]. Seit der raschen Entwicklung der Quellen polarisierter Ionen werden in zunehmendem Masse auch Experimente mit polarisierten Deuteronen durchgeführt [6–10].

Petitjean u. a. [8] haben die Winkelverteilung der Protonen für polarisiert einfallende Deuteronen bei einer mittleren Reaktionsenergie von 460 keV gemessen und, ausgehend von einer theoretischen Betrachtung von Rook und Goldfarb [2], analysiert. Die Ergebnisse zeigen, dass die von diesen Autoren vorgeschlagenen Reaktionsbeiträge zur Erklärung der beobachteten Winkelverteilung nicht ausreichen. Neben den von Rook und Goldfarb berücksichtigten Bahndrehimpulsen ($l = 0, 1, 2$ im Eingangskanal, wovon $l_1 = 2$ nur in Interferenztermen mit $l_2 = 0$; $l' = 0, 1, 2$ im Ausgangskanal) müssen auch höhere ($l_1 = l_2 = 2, l' = 3$) herangezogen werden. Ausserdem treten auch Quintettbeiträge (Kanalspin im Eingang $S = 2$) auf, die von Rook und Goldfarb aufgrund des Pauliprinzips ausser acht gelassen wurden.

Beiduk, Pruett und Konopinski [1] wie auch Rook und Goldfarb nehmen an, dass die Energieabhängigkeit der Reaktionsmatrixelemente allein durch die Durchdringung der Coulomb- und Zentrifugalbarrieren gegeben ist. Demnach müssten Messungen bei kleinen Energien, wo die Beiträge von höheren Bahndrehimpulsen unwahrscheinlicher werden, mit den theoretischen Voraussagen besser als in [8] übereinstimmen. Um dies zu prüfen, führten wir die nachfolgend beschriebenen Messungen durch.

2. Theorie

2.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $D(d, p)T$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

Für ein unpolarisiertes Target lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Reaktion mit polarisierten Deuteronen wie folgt darstellen [11, 12]:

$$\begin{aligned} \sigma_{pol}(\vartheta, \varphi) = \sigma_0(\vartheta) & \left\{ 1 + \frac{3}{2} P_1 D_1(\vartheta) \sin\varphi + \frac{3}{2} P_2 D_2(\vartheta) \cos\varphi + \frac{3}{2} P_3 D_3(\vartheta) \right. \\ & + \frac{1}{2} P_{33} D_{33}(\vartheta) + \frac{1}{6} (P_{11} - P_{22}) (D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)) \cos 2\varphi \\ & \left. + \frac{2}{3} [P_{13} D_{13}(\vartheta) \cos\varphi + P_{23} D_{23}(\vartheta) \sin\varphi + P_{12} D_{12}(\vartheta) \sin 2\varphi] \right\}. \quad (1) \end{aligned}$$

Die hierin verwendeten Komponenten P_i und P_{ik} der Vektor- bzw. Tensorpolarisation der einfallenden Deuteronen und die Komponenten D_i und D_{ik} der zugehörigen Polarisationsempfindlichkeiten beziehen sich auf ein kartesisches Koordinatensystem, dessen x_3 -Achse mit der Einfallsrichtung der Deuteronen zusammenfällt. ϑ bezeichnet den Emissionswinkel im Schwerpunktsystem und φ den Winkel zwischen der (x_1, x_3) - und der Reaktionsebene (vgl. Fig. 3). $\sigma_0(\vartheta)$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen.

Wegen der Invarianz gegenüber Drehungen des Koordinatensystems um die x_3 -Achse ergeben sich folgende wichtige Beziehungen [12]:

$$D_2(\vartheta) = -D_1(\vartheta); \quad 2 D_{12}(\vartheta) = D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta); \quad D_{23}(\vartheta) = D_{13}(\vartheta). \quad (2)$$

Aufgrund der Paritätserhaltung gilt ausserdem:

$$D_3(\vartheta) \equiv 0. \quad (3)$$

Somit genügt es, nur die vier unabhängigen Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit $D_1(\vartheta)$, $D_{33}(\vartheta)$, $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$ und $D_{13}(\vartheta)$ zu betrachten.

Für $\sigma_0(\vartheta)$ und die Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit liefert die Theorie von Goldfarb [11] nachfolgende Darstellungen durch Reihen zugeordneter Legendrefunktionen¹⁾:

$$\sigma_0(\vartheta) = a_0^{(0)} + a_0^{(2)} L_{2,0}(\cos\vartheta) + a_0^{(4)} L_{4,0}(\cos\vartheta) + \dots \quad (4)$$

Gewöhnlich wird anstelle von $\sigma_0(\vartheta)$ die auf 4π normierte Winkelverteilung $W_0(\vartheta)$ benützt:

$$W_0(\vartheta) = \frac{\sigma_0(\vartheta)}{a_0^{(0)}} = 1 + \frac{a_0^{(2)}}{a_0^{(0)}} L_{2,0}(\cos\vartheta) + \frac{a_0^{(4)}}{a_0^{(0)}} L_{4,0}(\cos\vartheta) + \dots \quad (5)$$

¹⁾ In der Notierung von Jahnke-Emde: $L_{i,0}(\cos\vartheta) = P_i(\cos\vartheta)$; $L_{i,k}(\cos\vartheta) = P_i^k(\cos\vartheta)$.

Damit lauten die Entwicklungen der Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit:

$$\begin{aligned}
 D_1(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1} a_1^{(n)} L_{n,1}(\cos \vartheta); & D_{33}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=0} a_{33}^{(n)} L_{n,0}(\cos \vartheta); \\
 D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=2} a_{11-22}^{(n)} L_{n,2}(\cos \vartheta); \\
 D_{13}(\vartheta) &= \frac{1}{W_0(\vartheta)} \sum_{n=1} a_{13}^{(n)} L_{n,1}(\cos \vartheta).
 \end{aligned} \tag{6}$$

Die Entwicklungskoeffizienten $a^{(k)}$ sind mit den Reaktionsmatrixelementen $R_n = \langle l'_n S'_n J_n | R | l_n S_n J_n \rangle$ (l : Bahndrehimpuls, S : Kanalspin, J : Gesamtdrehimpuls) und der reduzierten Wellenlänge λ der Relativbewegung im Eingangskanal in folgender Weise verbunden:

$$\begin{aligned}
 a_0^{(k)} &= \lambda^2 \sum_{n,m} A_0^{(knm)} \operatorname{Re}(R_n R_m^*); \\
 a_1^{(k)} &= \frac{\lambda^2}{a_0^{(0)}} \sum_{n,m} A_1^{(knm)} \operatorname{Im}(R_n R_m^*); \\
 a_{ij}^{(k)} &= \frac{\lambda^2}{a_0^{(0)}} \sum_{n,m} A_{ij}^{(knm)} \operatorname{Re}(R_n R_m^*), \quad ij = \begin{cases} 33 \\ 11-22 \\ 13 \end{cases}.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Die $A^{(knm)}$ sind durch die Drehimpulse des Systems gegeben [13]. Aus Symmetriegründen kommen für die Reaktionsmatrixelemente nur gewisse Kombinationen von Drehimpulsen in Betracht. So verlangt die Symmetrie des Zweideuteronensystems eine Kombination von geraden/ungeraden Kanalspins mit geraden bzw. ungeraden Bahndrehimpulsen und die Erhaltung der Parität eine Kombination von geraden/ungeraden Bahndrehimpulsen im Eingangskanal mit geraden/ungeraden im Ausgangskanal.

In Tabelle 1 sind zu den Entwicklungskoeffizienten mit $l \leq 2$ und $l' \leq 3$ alle Produkte von Reaktionsmatrixelementen angegeben, die einen Beitrag zum entsprechenden Entwicklungskoeffizienten leisten können. Das Produkt zweier Matrixelemente wird dabei wie folgt durch die beteiligten Bahndrehimpulse symbolisiert [4]:

$$R_n R_m^* = \langle l'_n S'_n J_n | R | l_n S_n J_n \rangle \langle l'_m S'_m J_m | R | l_m S_m J_m \rangle^* \rightarrow (l_n l'_n l_m l'_m). \tag{8}$$

Produkte mit denselben Bahndrehimpulsen sind nur einmal aufgenommen, da sie nach der Vorstellung von Rook und Goldfarb [2] bis auf einen konstanten Faktor dieselbe Energieabhängigkeit aufweisen. Einzig Beiträge von Quintettzuständen im Eingangskanal werden gesondert angeführt und durch Kursivziffern gekennzeichnet. Durch runde Klammern hervorgehoben sind diejenigen Kombinationen von Matrixelementen, die von Rook und Goldfarb [2] vorgeschlagen wurden (Bahndrehimpulse im Eingang: $l_1 = 0, 1, 2$, wovon $l_1 = 2$ nur in Interferenztermen mit $l_2 = 0$; Bahndrehimpulse im Ausgang: $l' = 0, 1, 2$; keine Quintettbeiträge). Sie erklären das Auftreten der Koeffizienten $a_0^{(0)}$, $a_0^{(2)}$, $a_1^{(1)}$, $a_1^{(2)}$, $a_{33}^{(0)}$, $a_{33}^{(2)}$, $a_{11-22}^{(2)}$ und $a_{13}^{(2)}$, nicht aber dasjenige der von Petitjean u. a. [8] zusätzlich gefundenen Koeffizienten ($a_0^{(4)}$), $a_{33}^{(1)}$, $a_{33}^{(3)}$, $a_{33}^{(4)}$,

$a_{13}^{(1)}$, $a_{13}^{(3)}$, $a_{13}^{(4)}$, $a_{13}^{(5)}$, $a_{11-22}^{(3)}$ und $a_{11-22}^{(4)}$. Diese können aber z. T. durch Hinzunahme der von Rook und Goldfarb nicht aufgenommenen Quintettbeiträge (eckige Klammern) gedeutet werden. $a_0^{(4)}$ ist auf Beiträge von reinen d -Wellen zurückzuführen, während $a_{13}^{(5)}$ nur durch auslaufende f -Wellen erklärt werden kann.

Tabelle 1

Bahndrehimpulskombinationen ($l_n l'_n l_m l'_m$), die zu den Entwicklungskoeffizienten einen Beitrag leisten können

| $a_0^{(0)}$ | $a_0^{(2)}$ | $a_0^{(4)}$ | $a_1^{(1)}$ | $a_1^{(2)}$ | $a_1^{(3)}$ | $a_1^{(4)}$ |
|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| (0000) | (1111) | 2222 | (0011) | (1111) | 1320 | 2222 |
| [0202] | 1113 | 2222 | [0211] | 1113 | 1122 | |
| (1111) | 1313 | | 0213 | [0220] | 1322 | |
| 1313 | [0220] | | 1120 | [0222] | 1122 | |
| 2222 | (0022) | | 1122 | 2022 | 1322 | |
| 2020 | 2222 | | 1322 | 2222 | | |
| 2222 | [0222] | | 1122 | | | |
| | 2022 | | 1322 | | | |
| | 2222 | | | | | |

| $a_{33}^{(0)}$ | $a_{33}^{(1)}$ | $a_{33}^{(2)}$ | $a_{33}^{(3)}$ | $a_{33}^{(4)}$ | $a_{33}^{(5)}$ |
|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| | 13 | 11-22 | 11-22 | 11-22 | 11-22 |
| | | 13 | 13 | 13 | 13 |

| | | | | | |
|--------|--------|--------|--------|--------|------|
| (1111) | [0211] | [0002] | [0211] | 1113 | 1322 |
| 1313 | 0213 | [0202] | 0213 | 1313 | |
| [0020] | 1120 | (1111) | 1320 | [0222] | |
| [0222] | 1122 | 1113 | 1122 | 2222 | |
| 2020 | 1322 | 1313 | 1322 | | |
| 2222 | | [0220] | | | |
| | | [0222] | | | |
| | | 2022 | | | |
| | | 2222 | | | |
| | | [0022] | | | |

Grundsätzlich lässt sich folgendes aus Tabelle 1 herauslesen: Bei sehr tiefen Energien, bei denen im Eingangskanal nur s -Wellen auftreten, können nur die Koeffizienten $a_0^{(0)}$, $a_{33,11-22,13}^{(2)}$ ungleich Null sein. Die Reaktion ist daher bei diesen Energien unempfindlich auf Vektorpolarisation. Ferner sind die Komponenten $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$ und $D_{33}(\vartheta)$ symmetrisch und $D_{13}(\vartheta)$ antisymmetrisch bezüglich 90° .

Mit zunehmender Einfallsenergie werden auch p -Wellen zur Reaktion beitragen. Somit können auch die Koeffizienten $a_0^{(2)}$, $a_1^{(1),(2)}$, $a_{33}^{(0)}$, $a_{33,11-22,13}^{(1),(3),(4)}$ erscheinen, wovon die $a_{ij}^{(4)}$ nur bei auslaufenden f -Wellen.

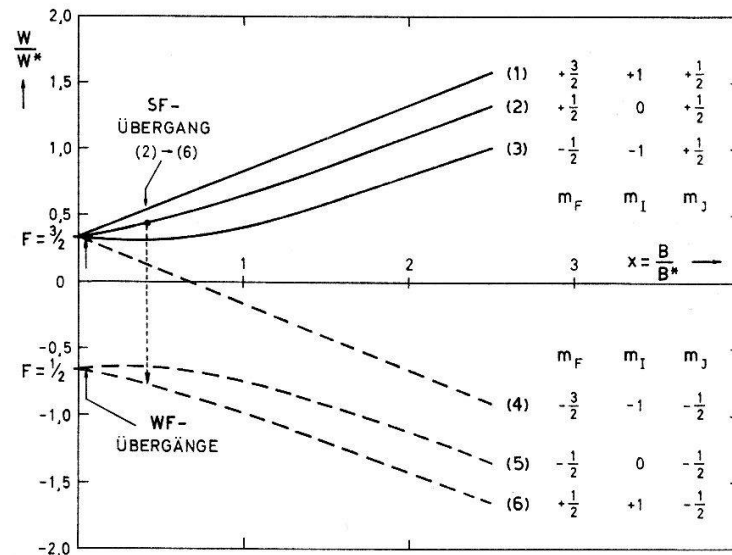
Kommen mit weiter steigender Energie auch d -Wellen hinzu, so lassen sich die $a_{ij}^{(4)}$ auch ohne f -Wellen verstehen. Ferner können nun auch die übrigen Koeffizienten $a_0^{(4)}$, $a_1^{(3),(4)}$ und $a_{33,11-22,13}^{(5)}$ von Null verschieden werden, doch ist ihr Auftreten wie auch das der übrigen Koeffizienten nicht zwingend, da ihr Wert durch die Summenbildung (7) über positive und negative Terme, infolge kleiner Koeffizienten $A^{(knm)}$ oder kleiner Durchdringungsfaktoren durchaus verschwindend klein sein kann.

Alle ungerade indizierten $a_{33,11-22,13}$ sind auf Quintettbeiträge zurückzuführen. Da der Kanalspin im Ausgangskanal maximal gleich 1 sein kann, sind alle Quintettübergänge mit einem Spinflip verbunden.

2.2 Polarisation und Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeit

2.2.1 Arbeitsprinzip der Quelle polarisierter Deuteronen

Die Arbeitsweise der von uns verwendeten Quelle polarisierter Deuteronen beruht auf der Methode der adiabatischen Übergänge nach Abragam und Winter [14, 15]. Dabei werden mittels Einstrahlung hochfrequenter Magnetfelder Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur des Deuteriums induziert (vgl. Fig. 1). Zu unterscheiden sind Übergänge in einem «starken» Magnetfeld (SF-Übergänge), einem «schwachen» Feld (WF-Übergänge) und kombinierte in einem starken und danach einem schwachen Feld (SWF-Übergänge) [16]. Schwach heisst in diesem Zusammenhang ein Feld, wenn die Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinniveaus noch als äquidistant angesehen werden kann.



Figur 1
Hyperfeinstruktur der Energie des Deuteriums als Funktion der normierten Feldstärke $x = B/B^*$ und Hochfrequenzübergänge. $W^* = h \times \nu^*$ ($\nu^* = 327,4$ MHz) ist die Energiedifferenz der Hyperfeinniveaus, welche durch das magnetische Feld des Kerns am Orte des Elektrons $B^* = h \nu^* / 2 \mu_{Bohr} = 117$ G verursacht wird. F, I und J bezeichnen die Spinquantenzahlen des Atoms, des Kerns bzw. der Elektronenhülle und m_F, m_I und m_J die entsprechenden magnetischen Quantenzahlen.

2.2.2 Darstellung der Übergangswahrscheinlichkeit der Schwachfeldübergänge

Für die im schwachen Feld angenähert äquidistante Niveaufspaltung eines Spin- F -Teilchens lässt sich die Wahrscheinlichkeit $R_{m_F m'_F}$ des Überganges von $|F, m_F\rangle$ nach $|F, m'_F\rangle$ infolge eines zeitlich veränderlichen Magnetfeldes durch die Übergangswahrscheinlichkeit r eines fiktiven Spin-1/2-Teilchens mit demselben gyromagnetischen Verhältnis wie das Spin- F -Teilchen ausdrücken. Die betreffende Darstellung geht auf Majorana [17] zurück und lautet:

$$R_{m_F m'_F} = (F - m_F)! (F + m_F)! (F - m'_F)! (F + m'_F)! r^{2F} \times \left[\sum_n (-1)^n \left(\frac{1-r}{r} \right)^{\frac{m_F + m'_F}{2} + n} \times \frac{1}{(F - m_F - n)! (F - m'_F - n)! (m_F + m'_F + n)! n!} \right]^2 = R_{m'_F m_F}. \quad (9)$$

Summiert wird über alle n , für die kein Faktor negativ wird.

Tabelle 2 enthält eine Zusammenstellung der Wahrscheinlichkeiten für Übergänge zwischen den Zeeman-Niveaus des Deuteriums im schwachen Feld als Funktion der Übergangswahrscheinlichkeit r eines fiktiven Spin-1/2-Teilchens.

Tabelle 2

Wahrscheinlichkeiten für Schwachfeldübergänge als Funktion der Übergangswahrscheinlichkeit r eines fiktiven Spin-1/2-Teilchens

| Übergang | m_F | m'_F | $R_{m_F m'_F} = R_{m'_F m_F}$ |
|----------|-------|--------|-------------------------------|
| (1)–(1) | 3/2 | 3/2 | $(1 - r)^3$ |
| (1)–(2) | 3/2 | 1/2 | $3 r (1 - r)^2$ |
| (1)–(3) | 3/2 | -1/2 | $3 r^2 (1 - r)$ |
| (1)–(4) | 3/2 | -3/2 | r^3 |
| (2)–(2) | 1/2 | 1/2 | $(1 - r) (3 r - 1)^2$ |
| (2)–(3) | 1/2 | -1/2 | $r (3 r - 2)^2$ |
| (2)–(4) | 1/2 | -3/2 | $3 r^2 (1 - r)$ |
| (3)–(3) | -1/2 | -1/2 | $(1 - r) (3 r - 1)^2$ |
| (3)–(4) | -1/2 | -3/2 | $3 r (1 - r)^2$ |
| (4)–(4) | -3/2 | -3/2 | $(1 - r)^3$ |
| (5)–(5) | -1/2 | -1/2 | $1 - r$ |
| (5)–(6) | -1/2 | 1/2 | r |
| (6)–(6) | 1/2 | 1/2 | $1 - r$ |

2.2.3 Beschreibung der Polarisation und deren Abhängigkeit von den Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten

Der Polarisationszustand wird gleich wie bei Petitjean u. a. [8] beschrieben:

$$\begin{aligned}
 P_1 &= P_3^* L_{1,1}(\cos\alpha) ; & P_{33} &= P_{33}^* L_{2,0}(\cos\alpha) ; \\
 P_{11} - P_{22} &= \frac{1}{2} P_{33}^* L_{2,2}(\cos\alpha) ; & P_{13} &= \frac{1}{2} P_{33}^* L_{2,1}(\cos\alpha) .
 \end{aligned} \tag{10}$$

Dabei bezeichnet α den Winkel zwischen der Achse des rotationssymmetrischen Polarisationszustandes und der Flugrichtung der Deuteronen (vgl. Fig. 3). Die übrigen Polarisationskomponenten sind wegen der speziellen Wahl des Koordinatensystems (s. 3.2) identisch gleich Null.

P_3^* und P_{33}^* sind gegeben durch die Besetzungszahlen N_+ , N_0 und N_- , die zu den Kernspinprojektionen auf die Symmetrieachse $m_I = +1, 0$ und -1 gehören. Mit der Normierung

$$N_+ + N_0 + N_- = 1 \tag{11}$$

gilt [18]:

$$P_3^* = N_+ - N_- ; \quad P_{33}^* = 1 - 3 N_0 . \tag{12}$$

Tabelle 3 enthält in Kolonne 2 die relative Besetzung der Zeeman-Niveaus nach Durchtritt des Atomstrahls durch das separierende Feld des Quadrupolmagneten [16].

Die Niveaus (1)–(3) und (4)–(6) sind, ideale Trennung vorausgesetzt, je unter sich gleich besetzt. Ein kleiner Unterschied in der Besetzung infolge verschiedener akzeptierter Raumwinkel fällt für die vorliegende Betrachtung nicht ins Gewicht. Um einer unvollständigen Separation im Quadrupolmagneten, vor allem aber einem molekularen Strahluntergrund Rechnung zu tragen, wird der Strahl zunächst aus einem vollkommen separierten (Beitrag n) und einem unseparierten Anteil (Beitrag $u/6$) zusammengesetzt. Nach einem SF-Übergang von (2) nach (6) ergibt sich bei einer Übergangswahrscheinlichkeit s eine Besetzung wie sie Kolonne 3 präsentiert. Ein anschliessender WF-Übergang mit der Wahrscheinlichkeit r liefert nach Tabelle 2 die in Kolonne 4 angegebenen Werte.

Tabelle 3

Besetzung der Niveaus (Niv) (1)–(6) nach dem Quadrupolfeld (QF), nach einem SF-Übergang von (2) nach (6) und nach einem SWF-Übergang

| Niv | QF | SF (2)–(6) | SF (2)–(6) + WF = SWF | |
|-----|-----------|------------------|---|---------------|
| (1) | $n + u/6$ | $n + u/6$ | $n(1 - r^3 - 3rs(1 - r)^2)$ | $+ u/6 = n_1$ |
| (2) | $n + u/6$ | $n(1 - s) + u/6$ | $n(3r^2(r - 1) + 1 + s(9r^3 - 15r^2 + 7r - 1))$ | $+ u/6 = n_2$ |
| (3) | $n + u/6$ | $n + u/6$ | $n(1 - 3r(1 - r)^2 - sr(3r - 2)^2)$ | $+ u/6 = n_3$ |
| (4) | $u/6$ | $u/6$ | $n(r(r^2 - 3r + 3) - 3sr^2(1 - r))$ | $+ u/6 = n_4$ |
| (5) | $u/6$ | $u/6$ | nsr | $+ u/6 = n_5$ |
| (6) | $u/6$ | $ns + u/6$ | $ns(1 - r)$ | $+ u/6 = n_6$ |

Ein einmal vorhandener unpolarisierter Strahluntergrund (u) kann durch HF-Übergänge nicht verkleinert werden; wohl aber kann er sich durch nichtadiabatische Übergänge oder Stösse mit Restgasatomen auf Kosten des polarisierten Strahlanteiles vergrössern. Die Besetzungszahlen $u/6$ sind daher stets so zu verstehen, dass sie den jeweiligen unpolarisierten Strahluntergrund wiedergeben.

Im Felde $B \gg 117 \text{ G}$ ($x \gg 1$) ergeben sich nach einem SF (2)–(6) + WF-Übergang folgende Beiträge zu den Besetzungszahlen N_+ , N_0 und N_- (vgl. auch Fig. 1):

$$N_+ = n_1 + n_6; \quad N_0 = n_2 + n_5; \quad N_- = n_3 + n_4. \quad (13)$$

Wegen der Normierungsbedingung (11) muss gelten:

$$N_+ + N_0 + N_- = \sum_{i=1}^6 n_i = 3n + u = 1 \quad \text{und} \quad n = \frac{1}{3}(1 - u). \quad (14)$$

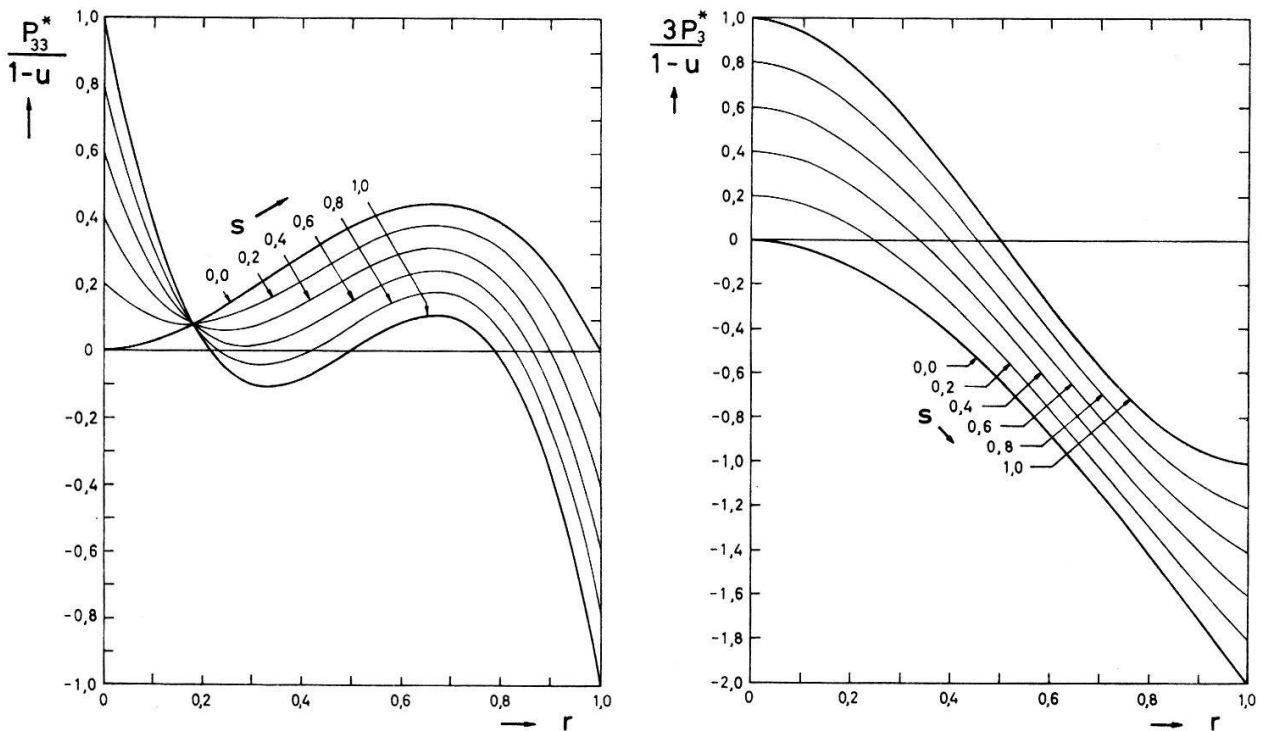
Somit wird nach (12) mit (13) und Tabelle 3 folgende Abhängigkeit der Polarisation von den Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten r und s gegeben (SWF (2)–(6); $x \gg 1$):

$$P_{33}^* = (1 - u) [3r^2(1 - r) + s(-9r^3 + 15r^2 - 8r + 1)] \quad (15)$$

$$P_3^* = \frac{1}{3}(1 - u) [r^2(r - 3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)]. \quad (16)$$

u berücksichtigt den unpolarisierten Strahluntergrund.

In Figur 2 sind die Beziehungen (15) und (16) graphisch dargestellt.



Figur 2

Tensorpolarisation P_{33}^* und Vektorpolarisation P_3^* in Funktion der Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten r (WF) und s (SF (2)–(6)).

3. Experimentelle Anordnung

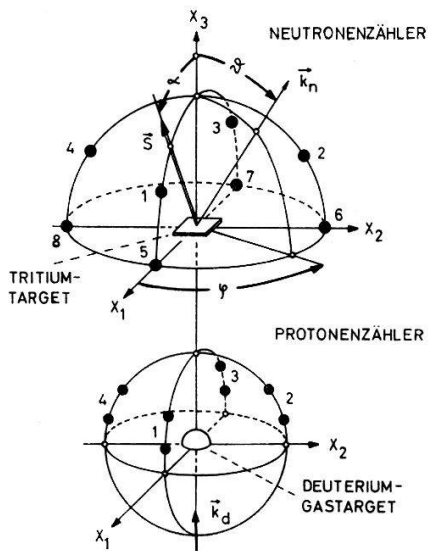
3.1 Quelle polarisierter Deuteronen

Sämtliche Messungen wurden an der in früheren Arbeiten [18, 19, 20, 16] beschriebenen, nun leicht abgeänderten Quelle polarisierter Deuteronen vorgenommen. Der von Paetz u. a. [16] verwendete Ionisator mit einem zum Atomstrahl transversalen Feld von 500 G wurde durch einen Ionisator mit longitudinalem Feld von 1 kG ersetzt. Einzelheiten über den neuen Ionisator typ finden sich in [21]. Infolge des grösseren Ionisierungsvolumens konnte die Stromstärke der Deuteronen, die auf das Target (Fläche: 50 mm²) auffallen, um einen Faktor 2–3 auf rund 25 nA erhöht werden.

3.2 Koordinatensystem und Zähleranordnung

Die Strahlpolarisation und die Polarisationsempfindlichkeit beschreiben wir in einem kartesischen Koordinatensystem, dessen x_3 -Achse parallel zum D^+ -Strahl verläuft und dessen (x_1, x_3) -Ebene die Symmetrieachse des Polarisationszustandes enthält. Aus Figur 3 ersieht man die Bezeichnung der Winkel und Zähler, wie sie im folgenden gebraucht wird.

Die Winkelverteilung der Protonen aus der $D(d, p)T$ -Reaktion wurde mittels acht Zählrohren (ORTEC, Silizium-Halbleiterzähler SCET 100–300) gemessen, die im Abstand von 10 cm um ein D_2 -Gastarget montiert waren. Je vier Dioden waren unter demselben variierbaren Emissionswinkel ϑ auf die Azimutwinkel $\varphi = 0, 90, 180$



Figur 3
Koordinatensystem und Anordnung der Zähler und Targets.

und 270° verteilt. Um die Tritonen und ^3He -Ionen aus den (d, D) -Reaktionen von den Zählern fernzuhalten, waren diese mit einer Aluminiumfolie von $4,4 \text{ mg cm}^{-2}$ abgedeckt. Die Diskriminierung der Zähler war so gewählt, dass nur Protonen oberhalb 1 MeV gezählt wurden. Zählodioden und Gastarget befanden sich im Vakuum.

Die Deuteronenpolarisation bestimmten wir mit derselben Anordnung von Zählern und Target wie Petitjean u. a. [8] mit der $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion als Analysator.

3.3 D_2 -Gastarget und mittlere Reaktionsenergien

Die $D(d, p)T$ -Reaktion erfolgte in dem schon von Petitjean u. a. [8] verwendeten D_2 -Gastarget. In Tabelle 4 sind die zu den jeweiligen Deuteroneneinschussenergien gehörigen Energieverluste angegeben, welche die D^+ -Ionen in der $0,635 \mu$ dicken Eintrittsfolie aus Nickel erlitten. Kolonne 3 enthält die einem D_2 -Gasdruck von 400 Torr bei 25°C entsprechenden Targetdicken, während Kolonne 4 die mittleren Reaktionsenergien wiedergibt.

Tabelle 4
Energieverhältnisse im D_2 -Gastarget

| Einschussenergie der Deuteronen (keV) | Energieverlust im Ni (keV) | D_2 -Targetdicke (keV) | mittlere Reaktionsenergie (keV) |
|---------------------------------------|----------------------------|--------------------------|---------------------------------|
| 550 | 139 | 170 | 340 |
| 450 | 138 | 210 | 230 |
| 350 | 130 | 220 | 150 |

4. Messverfahren

Das Messverfahren haben in den wesentlichen Teilen bereits Petitjean u. a. [8] beschrieben. Einzig die Bestimmung der Vektorpolarisation weicht von der früheren Methode ab und beruht nun auf der Messung der Wahrscheinlichkeit für die Hochfrequenzübergänge.

Da die $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion für Energien unterhalb 300 keV unempfindlich auf Vektorpolarisation ist, musste diese aus dem Arbeitsprinzip der Quelle berechnet werden. Nach (15) und (16) ist dazu die Kenntnis der Übergangswahrscheinlichkeiten r und s notwendig.

Beachtet man, dass

- a) für SF-Übergänge $s \neq 0$ und $r = 0$,
- b) für SWF-Übergänge $s \neq 0$ und $r \neq 0$ und
- c) für WF-Übergänge $s = 0$ und $r \neq 0$

sein muss, so erhält man mit der Annahme $u(\text{SF}) = u(\text{SWF})$ nach (15) und (16) folgende Beziehungen:

$$\frac{P_{33}^*(\text{SF})}{P_{33}^*(\text{SWF})} = A = \frac{s}{3r^2(1-r) + s(-9r^3 + 15r^2 - 8r + 1)} \quad (17)$$

$$\frac{P_3^*(\text{SF})}{P_3^*(\text{SWF})} = B = \frac{s}{r^2(r-3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)}. \quad (18)$$

Die Elimination von s aus (17) und (18) führt auf die Gleichung:

$$\begin{aligned} -24 \cdot A B \cdot r^3 + 44 \cdot A B \cdot r^2 \\ + (3 \cdot A + B - 28 \cdot A B) r + 6 \cdot A B - 3(A + B) = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Mit bekanntem r ist nach (17) oder (18) auch s berechenbar.

Die Grössen A und B lassen sich aus den Messdaten nach (10) wie folgt ermitteln:

$$\begin{aligned} A = \frac{P_{33}^*(\text{SF})}{P_{33}^*(\text{SWF})} = \frac{1}{p_1 + p_2 + p_3} \left[p_1 \frac{P_{11} - P_{22}(\text{SF})}{P_{11} - P_{22}(\text{SWF})} \right. \\ \left. + p_2 \frac{P_{33}(\text{SF})}{P_{33}(\text{SWF})} + p_3 \frac{P_{13}(\text{SF})}{P_{13}(\text{SWF})} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

worin die p_i die Gewichte der zugehörigen Quotienten darstellen.

Bezeichnet Z_i das Verhältnis der Protonenstosszahlen des i -ten Zählers bei polarisiert bzw. unpolarisiert einfallendem Deuteronenstrahl, so lässt sich folgende Beziehung zwischen Zählverhältnissen und der Vektorpolarisation angeben [8]:

$$Z_2 - Z_4 = 3 P_1 D_1(\vartheta). \quad (21)$$

Die Polarisationsempfindlichkeit ist unabhängig vom Polarisationszustand. Somit ergibt sich B nach (10) und (21) zu:

$$B = \frac{P_3^*(\text{SF})}{P_3^*(\text{SWF})} = \frac{P_1(\text{SF})}{P_1(\text{SWF})} = \frac{Z_2(\text{SF}) - Z_4(\text{SF})}{Z_2(\text{SWF}) - Z_4(\text{SWF})}. \quad (22)$$

Da angenommen wurde, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten über die ganze Messdauer konstant seien, wurden A und B als Mittelwerte aus allen Messungen bestimmt und daraus r und s berechnet.

Den Zusammenhang zwischen der Vektor- und Tensorpolarisation liefern Gleichungen (15) und (16). Nach einigen Umformungen ergeben sich mit der Annahme $u(\text{SF}) = u(\text{SWF}) = u(\text{WF})$ folgende Relationen (SWF (2)–(6); $x \gg 1$):

$$P_3^*(\text{SF}) = \frac{1}{3} P_{33}^*(\text{SF}) \quad (23)$$

$$P_3^*(\text{SWF}) = \frac{1}{3} P_{33}^*(\text{SWF}) \frac{r^2(r-3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)}{3r^2(1-r) + s(-9r^3 + 15r^2 - 8r + 1)} \quad (24)$$

$$P_3^*(\text{WF}) = \frac{1}{2} \left[\frac{r^2(r-3)}{s} P_3^*(\text{SF}) + \frac{r^2(r-3)}{r^2(r-3) + s(3r^3 - 3r^2 + 1)} P_3^*(\text{SWF}) \right] \quad (25)$$

Die P_{33}^* können nach Gleichung (10) durch die Mittelwerte der gemessenen Tensor-komponenten ersetzt werden. Nach denselben Beziehungen erhält man aus P_3^* auch die Komponente P_1 .

5. Messergebnisse

5.1 Hochfrequenzübergangswahrscheinlichkeiten

Die nach Abschnitt 4 berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Tabelle 5

Experimentell bestimmte Wahrscheinlichkeiten für den SF-Übergang (2)–(6) und die WF-Übergänge

| | |
|---------------------|-------------|
| SF-Übergang (2)–(6) | $s = 0,760$ |
| WF-Übergänge | $r = 0,993$ |

5.2 Deuteronenpolarisation

Mit einer Neutronenstossrate von im Mittel 40000 min^{-1} liessen sich die Polarisationskomponenten bis auf eine statistische Unsicherheit von 1% bestimmen. Ein Untergrund von rund $1/2\%$ wurde jeweils von den Neutronenstossraten abgezogen. Tabelle 6 enthält die bei den verschiedenen Hochfrequenzübergängen erreichten mittleren Polarisationswerte für P_3^* und P_{33}^* . Die Vektorpolarisation wurde nach Gleichungen (23)–(25) mit Hilfe der Übergangswahrscheinlichkeiten aus der Tensorpolarisation berechnet. In Klammern beigefügt sind die maximal erreichbaren Werte einer idealen Quelle mit 100%-igen Übergängen und untergrundfreiem Strahl ($u = 0$). Nach (15) lässt sich daraus ein mittlerer unpolarisierter Strahlanteil von 34% angeben.

Im Verlaufe der Messungen während 8 bis 10 Stunden sank die Polarisation um bis zu 10%. Man konnte dies auf eine Zunahme des Deuteriumgehaltes im Ionisierungsraum zurückführen.

Tabelle 6
Experimentelle Werte der Deuteronenpolarisation

| Übergänge | P_{33}^* | P_3^* |
|------------|--------------|----------------|
| SF (2)–(6) | 0,50 (+ 1) | 0,17 (+ 1/3) |
| SWF | – 0,47 (– 1) | – 0,27 (– 1/3) |
| WF | <0,01 (0) | – 0,44 (– 2/3) |

5.3 Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, p)T$ -Reaktion

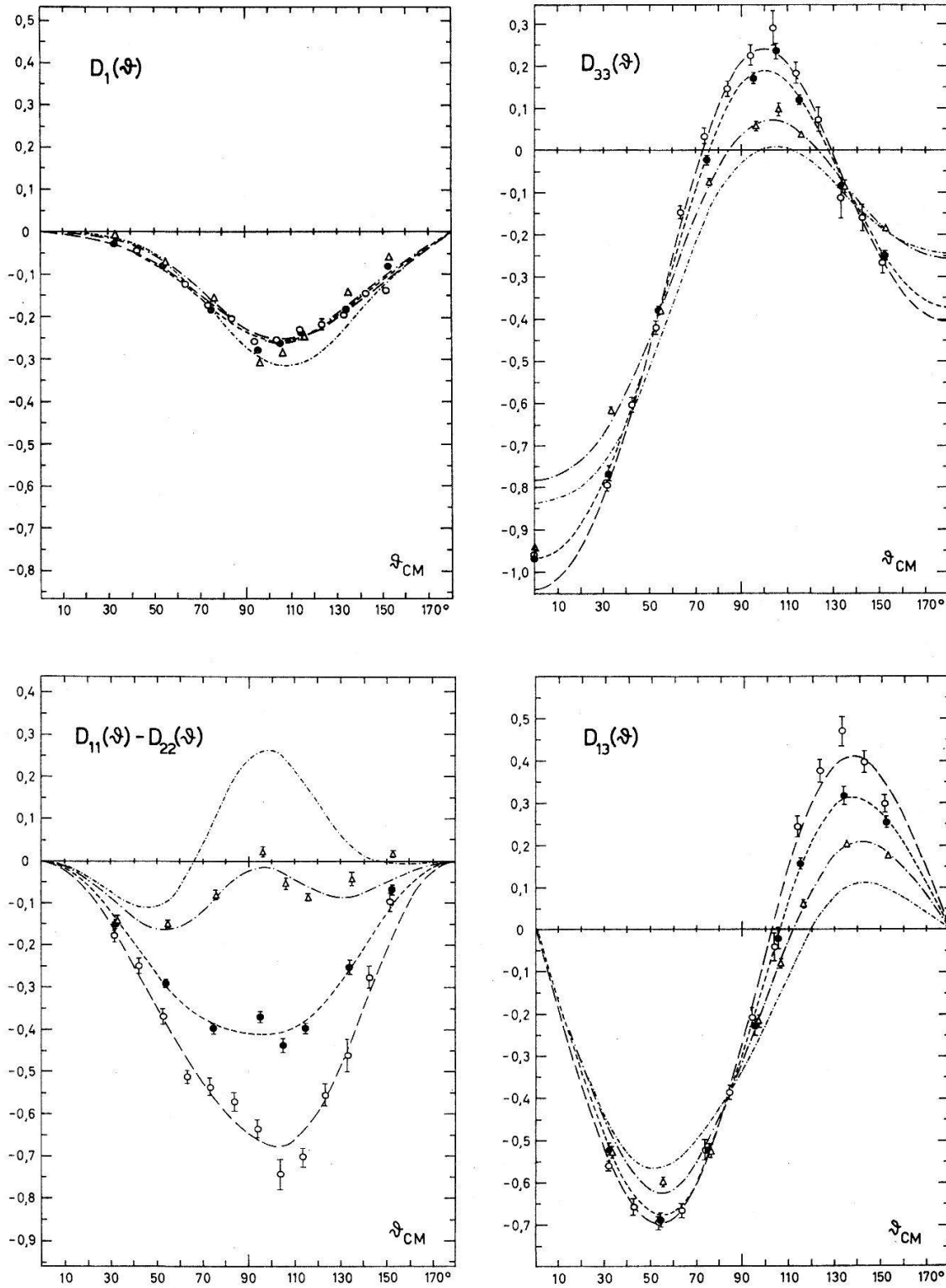
Tabelle 7 zeigt die bei den drei mittleren Energien 150, 230 und 340 keV (± 20 keV) experimentell bestimmten Werte der Polarisationsempfindlichkeit in Abhängigkeit des Emissionswinkels ϑ im Schwerpunktsystem. Die angeführten Fehler berücksichtigen nur die statistische Unsicherheit, die durch die Messung der Strahlpolarisation,

Tabelle 7
Polarisationsempfindlichkeiten der $D(d, p)T$ -Reaktion. Die eingeklammerten Werte (0) sind aus Symmetriegründen 0 zu setzen

| E_d (keV) | ϑ_{CM} | D_1 | D_{33} | $D_{11}-D_{22}$ | D_{13} |
|-------------|------------------|-------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| | 0,0 | (0) | – 0,964 \pm 0,079 | (0) | (0) |
| | 32,2 | 0,029 \pm 0,003 | – 0,800 0,013 | – 0,177 \pm 0,012 | – 0,562 \pm 0,012 |
| | 42,9 | 0,045 0,005 | – 0,606 0,017 | – 0,251 0,019 | – 0,660 0,018 |
| | 53,4 | 0,080 0,005 | – 0,421 0,017 | – 0,369 0,019 | – 0,693 0,015 |
| | 63,8 | 0,122 0,004 | – 0,152 0,014 | – 0,514 0,016 | – 0,666 0,016 |
| | 74,2 | 0,170 0,006 | 0,030 0,018 | – 0,539 0,021 | – 0,524 0,020 |
| 150 | 84,4 | 0,203 0,006 | 0,143 0,018 | – 0,572 0,022 | – 0,387 0,016 |
| | 94,4 | 0,259 0,006 | 0,222 0,025 | – 0,639 0,021 | – 0,209 0,020 |
| | 104,4 | 0,253 0,010 | 0,287 0,043 | – 0,745 0,035 | – 0,042 0,033 |
| | 114,2 | 0,229 0,007 | 0,180 0,024 | – 0,703 0,022 | 0,244 0,024 |
| | 123,8 | 0,217 0,007 | 0,069 0,026 | – 0,558 0,025 | 0,375 0,027 |
| | 133,4 | 0,194 0,011 | – 0,116 0,048 | – 0,461 0,039 | 0,471 0,035 |
| | 142,9 | 0,144 0,008 | – 0,162 0,030 | – 0,277 0,027 | 0,397 0,025 |
| | 152,2 | 0,138 0,006 | – 0,268 0,022 | – 0,099 0,020 | 0,299 0,020 |
| | 0,0 | (0) | – 0,971 0,023 | (0) | (0) |
| | 32,7 | 0,029 0,005 | – 0,768 0,018 | – 0,148 0,012 | – 0,522 0,013 |
| | 54,2 | 0,081 0,005 | – 0,382 0,011 | – 0,291 0,010 | – 0,690 0,017 |
| | 75,1 | 0,183 0,006 | – 0,024 0,013 | – 0,397 0,013 | – 0,522 0,015 |
| 230 | 95,5 | 0,279 0,007 | 0,173 0,014 | – 0,370 0,014 | – 0,227 0,022 |
| | 105,4 | 0,264 0,008 | 0,236 0,017 | – 0,436 0,017 | – 0,020 0,023 |
| | 115,1 | 0,244 0,005 | 0,117 0,011 | – 0,396 0,011 | 0,158 0,013 |
| | 134,2 | 0,181 0,008 | – 0,085 0,017 | – 0,252 0,016 | 0,317 0,022 |
| | 152,7 | 0,082 0,006 | – 0,250 0,013 | – 0,066 0,012 | 0,255 0,013 |
| | 0,0 | (0) | – 0,946 0,039 | (0) | (0) |
| | 33,3 | 0,006 0,004 | – 0,620 0,010 | – 0,144 0,010 | – 0,530 0,014 |
| | 55,1 | 0,069 0,004 | – 0,385 0,010 | – 0,153 0,009 | – 0,600 0,010 |
| | 76,2 | 0,150 0,005 | – 0,079 0,010 | – 0,083 0,011 | – 0,529 0,017 |
| 340 | 96,6 | 0,310 0,006 | 0,056 0,012 | 0,022 0,011 | – 0,219 0,013 |
| | 106,5 | 0,282 0,005 | 0,097 0,014 | – 0,056 0,012 | – 0,081 0,010 |
| | 116,2 | 0,243 0,004 | 0,034 0,008 | – 0,090 0,009 | 0,057 0,010 |
| | 135,1 | 0,140 0,007 | – 0,090 0,014 | – 0,042 0,014 | 0,201 0,009 |
| | 153,3 | 0,058 0,005 | – 0,188 0,010 | 0,017 0,010 | 0,174 0,010 |

vor allem aber durch die Protonenstosszahlen bedingt sind. Die Stossraten der Protonen lagen in der Grössenordnung einige 100 min^{-1} .

In Figur 4 sind die Werte der Polarisationsempfindlichkeit graphisch dargestellt. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen durch Reihen zugeordneter Legendre-

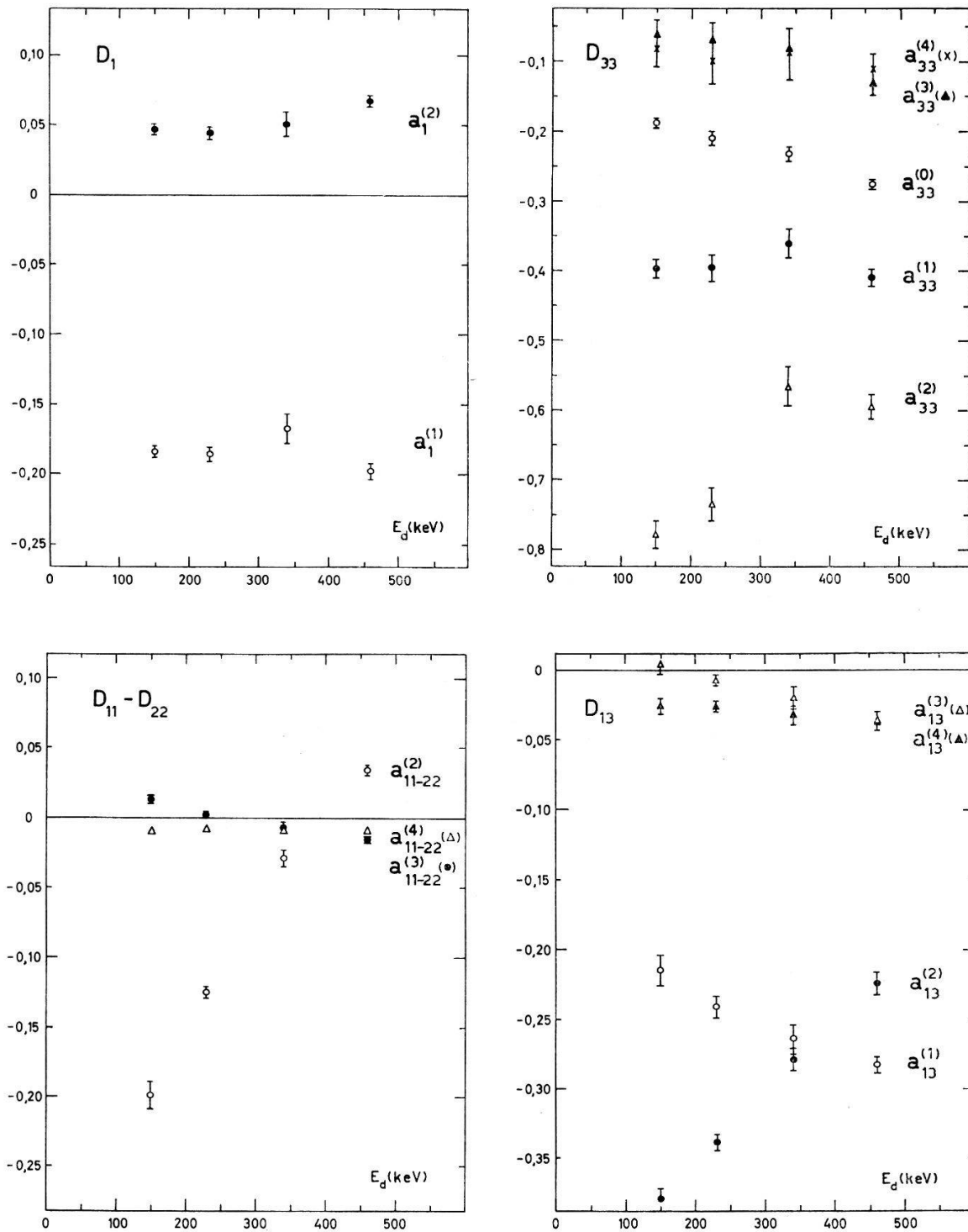


Figur 4

Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, p)T$ -Reaktion in Funktion des Emissionswinkels (Schwerpunktsystem) und der mittleren Reaktionsenergie (Laborsystem). $E_d = 150 \text{ keV}$ \circ — —; 230 keV \bullet - - -; 340 keV \blacktriangle — · —; 460 keV - · - · -. Winkelunsicherheit: $\pm 2^\circ$.

funktionen, wie sie aus (6) hervorgehen. Die Entwicklung wurde nach derjenigen Ordnung abgebrochen, mit welcher das χ^2 sprunghaft einen kleineren Wert annahm und dann annähernd konstant blieb. Die Koeffizienten $a_0^{(2)}/a_0^{(0)}$ und $a_0^{(4)}/a_0^{(0)}$ wurden der Arbeit von Wenzel und Whaling [22] entnommen.

Die Polarisationsempfindlichkeit sowie die Werte der Entwicklungskoeffizienten bei 460 keV entstammen der mehrfach erwähnten Arbeit von Petitjean u. a. [8].



Figur 5
 Entwicklungskoeffizienten der Komponenten der Polarisationsempfindlichkeit der $D(d, p)T$ -Reaktion in Funktion der mittleren Reaktionsenergie im Laborsystem.

Tabelle 8 enthält eine Zusammenstellung der Entwicklungskoeffizienten und Figur 5 deren graphische Darstellung.

Tabelle 8

Entwicklungskoeffizienten des normierten differentiellen Wirkungsquerschnittes $a_0^{(i)}/a_0^{(0)}$ und der Polarisationsempfindlichkeiten $a^{(i)}$ der D(d, p)T-Reaktion

| E_d (keV) | | 150 | 230 | 340 | 460 |
|-----------------|-----------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| W_0 | $a_0^{(i)}/a_0^{(0)}$ $2=i$ | 0,41 \pm 0,02 | 0,50 \pm 0,02 | 0,59 \pm 0,02 | 0,66 \pm 0,02 |
| | 4 | 0,04 0,01 | 0,06 0,01 | 0,10 0,01 | 0,16 0,01 |
| D_1 | $a_1^{(i)}$ | 1 -0,184 0,004 | -0,185 0,005 | -0,167 0,011 | -0,198 0,006 |
| | 2 | 0,047 0,003 | 0,044 0,004 | 0,051 0,009 | 0,067 0,004 |
| D_{33} | $a_{33}^{(i)}$ | 0 -0,188 0,007 | -0,210 0,009 | -0,233 0,010 | -0,277 0,006 |
| | 1 | -0,398 0,014 | -0,396 0,020 | -0,362 0,022 | -0,408 0,014 |
| | 2 | -0,780 0,020 | -0,737 0,025 | -0,567 0,029 | -0,597 0,018 |
| | 3 | -0,063 0,021 | -0,071 0,027 | -0,083 0,030 | -0,133 0,018 |
| | 4 | -0,083 0,026 | -0,100 0,032 | -0,087 0,039 | -0,110 0,021 |
| $D_{11}-D_{22}$ | $a_{11-22}^{(i)}$ | 2 -0,199 0,010 | -0,125 0,004 | -0,029 0,006 | 0,034 0,003 |
| | 3 | 0,013 0,003 | 0,002 0,002 | -0,007 0,004 | -0,015 0,002 |
| | 4 | -0,010 0,002 | -0,008 0,002 | -0,009 0,003 | -0,010 0,001 |
| D_{13} | $a_{13}^{(i)}$ | 1 -0,215 0,011 | -0,241 0,008 | -0,263 0,011 | -0,283 0,009 |
| | 2 | -0,380 0,008 | -0,339 0,006 | -0,279 0,008 | -0,225 0,008 |
| | 3 | 0,004 0,007 | -0,008 0,005 | -0,021 0,008 | -0,037 0,007 |
| | 4 | -0,026 0,006 | -0,027 0,004 | -0,033 0,007 | -0,038 0,006 |
| | 5 | | | | (-0,009 0,006) |

6. Diskussion

6.1 Messfehler und Vergleich mit anderen Messungen

1. Die bei den Polarisationsempfindlichkeiten angegebenen Fehler berücksichtigen nur die statistische Unsicherheit der Zählraten. Der tatsächliche Fehler ist infolge experimenteller Schwankungen, insbesondere Schwankungen der Strahlintensität, etwas grösser. Dies ist auch aus der relativ grossen Streuung der Messpunkte um die Anpassungskurven ersichtlich.

2. Die Empfindlichkeit auf Vektorpolarisation bei 460 keV [8] dürfte dem Betrage nach etwas zu gross sein, denn die dort berechneten Werte der Vektorpolarisation beruhen auf der Annahme 100%iger Hochfrequenzübergänge. Für kleinere Übergangswahrscheinlichkeiten jedoch werden die Beträge der Vektorpolarisation $P_1(\text{SWF})$ und $P_1(\text{WF})$ grösser und damit D_1 kleiner.

3. Wie die Darstellungen der Entwicklungskoeffizienten zeigen, gehen die Werte bei 340 keV stetig in die von Petitjean u. a. [8] gefundenen bei 460 keV über.

Ein Vergleich mit Messungen von Franz und Fick [10] bei 140 keV wird in Tabelle 9 dargelegt. Diese Autoren begnügen sich in ihrer Entwicklung mit den Termen nach Rook und Goldfarb zusätzlich mit den Quintettbeiträgen $a_{33}^{(1)}$ und $a_{13}^{(1)}$. Ihre Koeffizienten sind verschieden von unsern definiert. Kolonne 5 enthält die Umrechnungsgleichungen. Kolonne 2 zeigt unsere Werte bei 150 keV in unserer Entwicklung, Kolonne 3 die Werte bei einer Entwicklung bis zum gleichen Grad wie

bei Franz und Fick und Kolonne 4 die umgerechneten Werte nach Franz und Fick bei 140 keV.

Alle Koeffizienten von Kolonne 3 und 4 stimmen innerhalb des einfachen Fehlers miteinander überein.

Tabelle 9

Vergleich unserer Entwicklungskoeffizienten bei 150 keV mit denen von Franz und Fick bei 140 keV

| Koeffizient | Uns. Werte in uns. Entw. (150 keV) | Uns. Werte bei gl. Entw. wie Franz (150 keV) | Umgerechnete Werte nach Franz (140 keV) | Umrechnung |
|-------------------|--|--|---|---------------------------------|
| $a_{33}^{(0)}$ | -0,188 | -0,179 | | $a_{33}^{(0)} = 2 (B_7/B_0)$ |
| $a_{33}^{(1)}$ | -0,398 | -0,376 | | $a_{33}^{(1)} = 2 (B_9/B_0)$ |
| $a_{33}^{(2)}$ | -0,780 | -0,763 | -0,84 | $a_{33}^{(2)} = 2 (B_5'/B_0)$ |
| $a_{11-22}^{(2)}$ | -0,199 | -0,197 | -0,06 | $a_{11-22}^{(2)} = 3 (B_5/B_0)$ |
| $a_{13}^{(1)}$ | -0,215 | -0,210 | | $a_{13}^{(1)} = 3/2 (B_8/B_0)$ |
| $a_{13}^{(2)}$ | -0,380 | -0,378 | -0,33 | $a_{13}^{(2)} = 3/2 (B_6/B_0)$ |
| $a_1^{(1)}$ | -0,184 | -0,184 | -0,10 | $a_1^{(1)} = -2/3 (B_3/B_0)$ |
| $a_1^{(2)}$ | +0,047 | +0,047 | +0,11 | $a_1^{(2)} = -2/3 (B_4/B_0)$ |

6.2 Vergleich der Entwicklungskoeffizienten bei verschiedenen Energien

Die Messungen zeigen folgende Eigenheiten:

Die in Tabelle 1 in derselben Rubrik zusammengefassten Entwicklungskoeffizienten zeigen eine ähnliche Variation mit der Energie. Besonders auffallend ist die Energieabhängigkeit der Koeffizienten $a_{33}^{(2)}$, $a_{11-22}^{(2)}$ und $a_{13}^{(2)}$, die nebst $a_0^{(0)}$ als einzige durch einlaufende s -Wellen allein hervorgerufen werden können. Nach kleinen Energien hin werden sie stark negativ und dominieren bei 150 keV alle andern Koeffizienten. Dies hat einerseits die ausgeprägte Winkelabhängigkeit der Polarisationsempfindlichkeit und andererseits für D_{33} und $D_{11} - D_{22}$ einen bezüglich 90° zunehmend symmetrischen, für D_{13} aber antisymmetrischen Verlauf zur Folge. Die höher indizierten Koeffizienten $a^{(3)}$ und $a^{(4)}$ sind alle relativ klein, doch mussten sie für eine befriedigende Anpassung an die gemessenen Polarisationsempfindlichkeiten herangezogen werden. Die $a^{(4)}$ bleiben im betrachteten Energiebereich annähernd konstant, während die $a^{(3)}$ gegen kleinere Energien hin schwach positiver werden. Nur wenig energieabhängig zeigen sich auch die Koeffizienten $a_1^{(1)}$ und $a_1^{(2)}$ der Vektorempfindlichkeit.

Durch die relativ grossen Koeffizienten $a_{33}^{(1)}$ und $a_{13}^{(1)}$ wird nach Tabelle 1 bei allen Energien das Auftreten von Quintettbeiträgen bestätigt.

Wie schon bei 460 keV mussten bei allen Energien zur Darstellung der Polarisationsempfindlichkeiten mehr Entwicklungskoeffizienten mitgenommen werden, als Rook und Goldfarb forderten (vgl. 2.1). Dies ist nach Tabelle 1 vor allem der Existenz von Quintettzuständen zuzuschreiben. Das erwartete Verschwinden der Koeffizienten $a_{33,11-22,13}^{(4)}$, entsprechend d -Wellen im Eingangs- oder f -Wellen im Ausgangskanal, bei tiefen Energien ist nicht eingetroffen. Nach Tabelle 1 dürften daher auch auslaufende f -Wellen an der Reaktion beteiligt sein, was wegen des hohen Q -Wertes von 4,033 MeV durchaus möglich ist.

Da die Koeffizienten $a_{33,11-22,13}^{(3),(4)}$ unterhalb etwa 300 keV gegenüber den Koeffizienten $a_{33,11-22,13}^{(0),(1),(2)}$ relativ klein sind, ist es berechtigt, in diesem Energiebereich die

Polarisationsempfindlichkeit durch die von Rook und Goldfarb geforderten Terme zusätzlich mit den von Quintettzuständen herrührenden Koeffizienten $a_{33,13}^{(1)}$ darzustellen.

Wegen der Vielzahl der beteiligten Matrixelemente ist es anhand der Gleichungen (7) nicht möglich, diese zu bestimmen. Damit kann auch nicht nachgeprüft werden, ob die Energieabhängigkeit der Matrixelemente allein durch die Durchdringungsfaktoren der Coulomb- und Zentrifugalbarriere gegeben ist.

Für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] F. M. BEIDUK, J. R. PRUETT und E. J. KONOPINSKI, *Phys. Rev.* **77**, 622, 628 (1950).
- [2] J. R. ROOK und L. J. B. GOLDFARB, *Nucl. Phys.* **27**, 79 (1961).
- [3] D. U. L. YU, *Progr. Theoret. Phys. (Kyoto)* **36**, 734 (1966).
- [4] L. J. B. GOLDFARB und H. E. REED, *Phys. Lett.* **27 B**, 140 (1968).
- [5] D. FICK, *Z. Phys.* **221**, 451 (1969).
- [6] H. RUDIN, L. BROWN und N. P. HEYDENBURG, *Bull. Am. Phys. Soc.* **8**, 377 (1963).
- [7] H. A. CHRIST und L. BROWN, *Nucl. Phys.* **79**, 473 (1966).
- [8] Cl. PETITJEAN, P. HUBER, H. PAETZ gen. SCHIECK, H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **40**, 401 (1967).
- [9] F. A. GÜCKEL, H. W. FRANZ und D. FICK, *Z. Phys.* **214**, 321 (1968).
- [10] H. W. FRANZ und D. FICK, *Nucl. Phys. A* **122**, 591 (1968).
- [11] L. J. B. GOLDFARB, *Nucl. Phys.* **7**, 622 (1958).
- [12] G. MICHEL, R. E. BENENSON, H. BÜRGISSER, P. HUBER, W. A. SCHIER und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **39**, 267 (1966).
- [13] A. HUG, *Helv. phys. Acta* **39**, 507 (1966).
- [14] A. ABRAGAM und J. M. WINTER, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 375 (1958).
- [15] A. ABRAGAM und J. M. WINTER, *Compt. rend.* **255**, 1099 (1962).
- [16] H. PAETZ gen. SCHIECK, Cl. PETITJEAN, H. R. STRIEBEL und P. HUBER, *Helv. phys. Acta* **40**, 414 (1967).
- [17] E. MAJORANA, *Nuovo Cim.* **9**, 43 (1932).
- [18] H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN und P. HUBER, *Helv. phys. Acta* **34**, 58 (1961).
- [19] F. SEILER, E. BAUMGARTNER, W. HAEBERLI, P. HUBER und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **35**, 385 (1962).
- [20] W. TRÄCHSLIN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, G. MICHEL und H. R. STRIEBEL, *Helv. phys. Acta* **38**, 523 (1965).
- [21] H. GRUNDER u. a. (erscheint demnächst in der *Helv. phys. Acta*).
- [22] W. A. WENZEL und W. WHALING, *Phys. Rev.* **88**, 1149 (1952).