

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 39 (1966)  
**Heft:** 3

**Artikel:** Die  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen  
**Autor:** Michel, G. / Benenson, R.E. / Bürgisser, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113685>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.03.2025

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

## Die ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion mit polarisierten Deuteronen

von G. Michel, R. E. Benenson<sup>1)</sup>, H. Bürgisser, P. Huber, W. A. Schier<sup>2)</sup>  
und H. R. Striebel

Physikalisches Institut der Universität Basel

(9. III. 66)

*Abstract.* The  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -reaction (429 keV) has been studied with incident polarized deuterons from the Basel source over an energy range from 270 keV to 600 keV. The neutrons corresponding to the first excited state of  ${}^7\text{Be}$  were detected in coincidence with the de-excitation  $\gamma$ -rays using a fast tunnel diode circuit of about  $5 \times 10^{-9}$  s time resolution. The  $\gamma$ -radiation and the neutrons were detected with NaI- and Ne 102 plastic scintillators respectively.

In a preceding experiment, angular distributions of  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -neutrons were measured with unpolarized deuterons at energies between 200 and 800 keV. The results clearly exhibit stripping patterns for an angular momentum transfer of  $l_p = 1$ . The angular distributions obtained with tensor polarized (aligned) deuterons indicate that the reaction is within statistical errors (2%) not sensitive to any component of the deuteron tensor polarization. However, measurements of right-left asymmetries of the neutrons showed vector polarization effects of up to 40% corresponding to a maximum analyzing power of  $P_2^a = 0,35 \pm 0,03$ . Over the whole energy range the measured angular distributions of  $P_2^a$  remain positive and do not change appreciably with incident energy.

### 1. Einleitung

Die  ${}^6\text{Li}(d, n)$ -Reaktion führt bei Deuteronenenergien unterhalb 3 MeV zum ersten angeregten und etwa dreimal häufiger zum Grundzustand des  ${}^7\text{Be}$ -Kerns. Die entsprechenden  $Q$ -Werte betragen 2,95 bzw. 3,38 MeV, womit die beiden Neutronengruppen nicht durch Energiediskriminierung getrennt werden können. Deshalb erfolgte in allen bisherigen Experimenten die Auswahl der energieärmeren Neutronen der  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion durch die Flugzeitmethode [1] [2]<sup>3)</sup> oder durch Nachweis der Neutronen in Koinzidenz mit der 429 keV- $\gamma$ -Strahlung, die den Zerfall des angeregten Zustandes von  ${}^7\text{Be}$  begleitet.

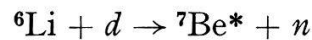
Die Winkelverteilungen der  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion wurden mit unpolarisierten Deuteronen im Energiebereich von ca. 1–3 MeV durch M. BIRK, G. GOLDRING, P. HILLMAN und R. MOREH [1] sowie L. CRANBERG, A. JAQUOT und H. LISKIEN [2], im Bereich von 0,6 bis 2 MeV durch G. C. NEILSON und J. B. WARREN [3] und im Bereich 0,2–0,8 MeV durch W. A. SCHIER, R. E. BENENSON und G. MICHEL [4] gemessen. Alle diese Untersuchungen zeigten den Stripping-Charakter der Reaktion.

<sup>1)</sup> Gegenwärtige Adresse: Department of Physics, Columbia University, New York.

<sup>2)</sup> Gegenwärtige Adresse: Physics Department, University of Virginia, Charlottesville, Virg., USA.

<sup>3)</sup> Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 280.

In allen Arbeiten zeigt es sich, dass dem abgestreiften Proton der Bahndrehimpuls  $l_p = 1$  zukommt. Für den Bahndrehimpulstransfer  $\Delta l_{12}$  ergibt sich aus den bekannten Drehimpulsen und Paritäten der Reaktionspartner für die Reaktion:



$$J^\pi, l: \quad 1^+, 0 \quad 1^+, l_1 \quad 1/2^-, 0 \quad 1/2^+, l_2$$

Mit dem Satz von der Erhaltung des Drehimpulses erhält man sofort, dass  $\Delta l_{12} \leq 3$ , während der Paritätserhaltungssatz die geraden  $\Delta l_{12}$  verbietet. Somit erhält man:  $\Delta l_{12} = 1, 3$ . Dabei bedeuten  $l_1$  und  $l_2$  die Bahndrehimpulse des einfallenden Deuterons bzw. des emittierten Neutrons. Für  $l_1 = 0$  bzw.  $l_1 = 1$  erhält man somit  $l_2 = 1, 3$  bzw.  $l_2 = 0, 2, 4$ .

Die vorliegende Arbeit berichtet über die Winkelverteilungen der  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Neutronen mit polarisierten Deuteronen. Aus der Polarisationsempfindlichkeit dieser Verteilungen lassen sich der Betrag des totalen Bahndrehimpulstransfers und die Grösse allfälliger spinabhängiger Störungen abschätzen.

## 2. Theorie

### 2.1. Beschreibung der Polarisation des Deuteronenstrahls

Wie in den früheren Arbeiten von H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN und P. HUBER [6] und von W. TRÄCHSLIN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, G. MICHEL und H. R. STRIEBEL [7] wird die Polarisation des Deuteronenstrahls durch den Vektor  $\mathbf{P}$  und den symmetrischen Tensor  $P_{ij}$

$$\mathbf{P} = \langle s \rangle \quad P_{ij} = 3/2 (\langle s_i s_j \rangle + \langle s_j s_i \rangle) - \delta_{ij} \quad (2.1)$$

beschrieben, wobei  $s_i$  die Paulischen Spinmatrizen für  $s = 1$  bedeuten. Die Komponenten des Polarisationsvektors bzw. -tensors beziehen sich auf das früher [7] angegebene kartesische Koordinatensystem, dessen z- bzw. 3-Achse mit dem Wellenvektor  $\mathbf{k}_d$  der einfallenden Deuteronen zusammenfällt. Die Einstellung der gewünschten Polarisation erfolgt durch geeignete Wahl der Richtung des schwachen Magnetfeldes am Ionisierungsort des Atomstrahls.

### 2.2. Stripping-Reaktionen mit polarisierten Deuteronen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma_p(\vartheta, \varphi)$  für polarisierte Deuteronen lässt sich allgemein durch den Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen  $\sigma_0(\vartheta)$ , die Vektor- und Tensorpolarisation  $\mathbf{P}$  bzw.  $P_{ij}$  des einfallenden Strahls sowie die zugehörigen Polarisationsempfindlichkeiten der Reaktion  $\mathbf{P}^a$  und  $P_{ij}^a$  beschreiben [5]:

$$\begin{aligned} \sigma_p(\vartheta, \varphi) = \sigma_0(\vartheta) [1 + 3/2 \mathbf{P} \mathbf{P}^a + 1/2 P_{33} P_{33}^a + 2/3 (P_{13} P_{13}^a + P_{32} P_{32}^a + P_{21} P_{21}^a) \\ + 1/6 (P_{11} - P_{22}) (P_{11}^a - P_{22}^a)] . \end{aligned} \quad (2.2)$$

Ein Teilchenstrahl hat eine von null verschiedene Tensorpolarisation, wenn es mindestens eine räumliche Achse gibt, bezüglich der die Besetzungszahl mit der magnetischen Quantenzahl  $m_s = 0$  von  $1/3$  verschieden ist (z.B. Ausrichtung der

Kerne parallel *und* antiparallel zur Strahlrichtung). Von Vektorpolarisation spricht man, wenn die Besetzungszahl der Kerne mit Spin parallel einer Quantisierungsachse nicht gleich derjenigen der Kerne mit Spin antiparallel zur Achse ist.  $(d, n)$ -Stripping-Reaktionen werden am besten mit Hilfe einer gestörten Bornschen Näherungsrechnung (DWBA) beschrieben. Vernachlässigt man in dieser Rechnung die spinabhängigen Störungen sowohl im Eingangskanal als auch im Ausgangskanal, so erhält man weder Vektorpolarisations- noch Tensorpolarisationseffekte. Für den Fall, dass diese Störungen nur im Ausgangskanal auftreten, ist die Reaktion nur auf die Vektorpolarisation empfindlich [5].

Ist die Reaktion nur auf die Vektorpolarisation empfindlich, dann vereinfacht sich der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt mit polarisierten Deuteronen zu

$$\sigma_p = \sigma_0 (1 + 3/2 \mathbf{P} \mathbf{P}^a) . \quad (2.3)$$

Andererseits lässt sich dieser Querschnitt auch durch

$$\sigma_p = \sigma_0 (1 + 3 \mathbf{P} \mathbf{P}_n) \quad (2.4)$$

ausdrücken [8–10], wobei  $\mathbf{P}_n$  die Polarisation des emittierten Neutrons bei unpolarisiert einfallendem Deuteron ist. Die beiden Ausdrücke (2.3) und (2.4) ergeben sich aus der Invarianz unter Zeitumkehr, und man erhält sofort:

$$\mathbf{P}^a = 2 \mathbf{P}_n . \quad (2.5)$$

Nach G. R. SATCHLER [11] kann die Neutronenpolarisation – je nach dem totalen Spintransfer  $J$  – folgende extreme Werte annehmen:

$$\mathbf{P}_n (\text{max}) = 1/3 \frac{l}{l+1}, \quad J = l + 1/2 \quad \mathbf{P}_n (\text{min}) = -1/3, \quad J = l - 1/2,$$

wobei  $l = l_p$  dem Bahndrehimpuls des abgestreiften Protons entspricht. Mit Gleichung (2.5) und  $l_p = 1$  ergibt sich:

$$P_2^a (\text{max}) = +1/3, \quad J = 3/2 \quad P_2^a (\text{min}) = -2/3, \quad J = 1/2.$$

Der allgemeine Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei polarisiert einfallenden Deuteronen [8] zeigt, dass  $\mathbf{P}^a$  den Querschnitt mit unpolarisierten Deuteronen als Faktor im Nenner enthält. Man entwickelt deshalb direkt die Grösse

$$\sigma_0 P_2^a(\vartheta, \varphi) / \cos \varphi = \sum_{n=1}^{2l_2 (\text{max})} a_n L_{n1}(\vartheta) \quad (2.6)$$

nach den ersten zugeordneten Legendre-Polynomen (Jahnke und Emde:  $L_{n1} = P_n^1$ ). Die Ordnung der Polynome, die man zur Darstellung dieser Winkelverteilung benötigt, gibt gemäss der Beziehung

$$2l_2 (\text{max}) = n (\text{max})$$

Aufschluss über den Bahndrehimpuls des emittierten Neutrons.

Die in Gleichung (2.2) gegebenen Empfindlichkeiten  $P^a$  und  $P_{ij}^a$  einer Kernreaktion für Vektor- bzw. Tensorpolarisation sind von den Winkeln  $\vartheta$  und  $\varphi$  abhängig. Wegen der Paritätserhaltung liegt der Vektor  $P^a$  in Richtung des Vektors

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_n}{|\mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_n|}, \quad (2.7)$$

wobei  $\mathbf{k}_d$  bzw.  $\mathbf{k}_n$  die Richtungen der einfallenden Deuteronen bzw. emittierten Neutronen sind. Wählt man die  $y$ -Achse als Spinausrichtungsachse, so erhält man mit  $D_2(\vartheta)$  als  $\varphi$ -unabhängiger Empfindlichkeit der Reaktion auf die Vektorpolarisation,

$$\sigma_p = \sigma_0 (1 + 3/2 P_2 P_2^a(\vartheta, \varphi)) = \sigma_0 (1 + 3/2 P_2 D_2(\vartheta) \cos \varphi), \quad (2.8)$$

wenn  $\varphi$  der Winkel zwischen  $\mathbf{n}$  und  $y$ -Richtung ist. Die  $\varphi$ -Abhängigkeiten der Tensorpolarisationsempfindlichkeiten lassen sich ebenfalls nach [5] [10] mit elementaren rein geometrischen Betrachtungen berechnen:

$$\begin{aligned} P_{13}^a(\vartheta, \varphi) &= D_{13}(\vartheta) \cos \varphi & P_{23}^a(\vartheta, \varphi) &= D_{23}(\vartheta) \sin \varphi & P_{12}^a(\vartheta, \varphi) &= D_{12}(\vartheta) \sin 2\varphi \\ P_{11}^a(\vartheta, \varphi) - P_{22}^a(\vartheta, \varphi) &= [D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)] \cos 2\varphi. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Weiter gelten ebenso aus geometrischen Überlegungen die Beziehungen

$$D_{13}(\vartheta) = D_{23}(\vartheta) \quad \text{und} \quad D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta) = D_{12}(\vartheta). \quad (2.10)$$

Die Grösse  $P_{33}^a$  ist vom Winkel  $\varphi$  unabhängig, so dass die Beziehung

$$P_{33}^a(\vartheta) = D_{33}(\vartheta) \quad (2.11)$$

gilt. Eine Bestimmung der drei Empfindlichkeiten  $D_{33}$ ,  $D_{13}$  und  $D_{11} - D_{22}$  genügt also, um die Tensorpolarisationsempfindlichkeit der Kernreaktion vollständig zu kennen.

Die im vorliegenden Experiment angewendete Messmethode macht davon Gebrauch, dass die  $\gamma$ -Strahlung, die beim Zerfall des ersten angeregten Zustandes des  ${}^7\text{Be}$  entsteht, im ganzen Bereich der Winkel  $\vartheta$  und  $\varphi$  isotrop ist. Das  ${}^7\text{Be}$  geht dabei vom angeregten Zustand  $1/2^-$  in den Grundzustand  $3/2^-$  über. G. R. SATCHLER und W. TOBOCMÁN [12] haben gezeigt, dass für den Ausgangszustand  $1/2^-$  auf Grund der Paritätserhaltung zwischen der Neutronen- und der  $\gamma$ -Strahlung keine Winkelkorrelation besteht. Die Argumentation von [12] gilt für polarisiert und unpolarisiert einfallende Deuteronen in gleicher Weise, denn die Neutronen und die  ${}^7\text{Be}$ -Restkerne sind in beiden Fällen polarisiert. Den experimentellen Nachweis, dass die  $\gamma$ -Strahlung bei unpolarisiert einfallenden Deuteronen isotrop ist, erbrachten G. C. NEILSON und J. B. WARREN [3].

### 3. Experimentelle Anordnung

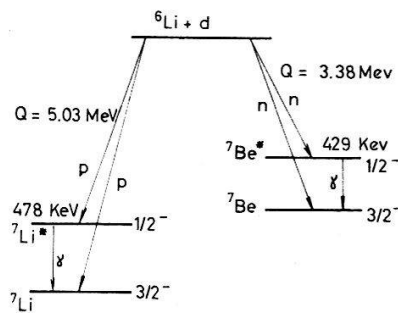
#### 3.1. Die Quelle polarisierter Deuteronen

Die Quelle polarisierter Deuteronen und der 600 keV Kaskadengenerator wurden in früheren Arbeiten beschrieben [6] [7] [13]. Zwei kleine seither vorgenommene Änderungen seien hier erwähnt: Die indirekt geheizte Bariumoxydkathode der Elektronenkanone wurde durch einen Wolframdraht von 0,4 mm Durchmesser ersetzt,

und die beiden Ionengetterpumpen, die als Atomstrahlauffänger bzw. als Pumpe für das Ionisierungsgehäuse dienten, wurden gegen zwei Öldiffusionspumpen von 120 l/s bzw. 600 l/s Pumpleistung ausgetauscht. Beide Pumpen sind mit Wasser-Baffles und mit flüssiger Luft gekühlten Fallen versehen. Die Wolframkathode besitzt eine Lebensdauer von 400 bis 600 Betriebsstunden gegenüber 100 bis 150 für die Vorratskathode. Letztere erforderte überdies eine Zeit von 6 bis 10 Stunden für die Formierung, was beim Wolframdraht wegfällt. Durch den Ersatz der Ionengetterpumpen wird die Zeitdauer für das Auspumpen des Ionisationsgehäuses nach Einlass von Deuterium etwa auf den fünften Teil reduziert. Die langen Auspumpzeiten mit den Ionengetterpumpen rühren von der Desorption des am Titan adsorbierten Gases her. Für die Ausführung des ganzen Experimentes resultierte aus dem Wegfallen der langen Pumpzeiten eine Zeitersparnis von ca. 50%.

### 3.2. Die Zähleranordnung

Die  ${}^6\text{Li}(d, n)$ -Reaktion kann zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand des  ${}^7\text{Be}$ -Kerns führen, der unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung in den Grundzustand zerfällt. Figur 1 zeigt das Schema der Reaktion und der Spiegelreaktion. Die Anordnung der Neutronen- und der  $\gamma$ -Zähler ist in Figur 2 dargestellt. Als Neutronenzähler wurden zylindrische  $2 \times 2$  inch Ne 102 Plastikszintillatoren<sup>4)</sup> und als  $\gamma$ -Zähler  $1,5 \times 1,5$  inch NaI-Kristalle verwendet.

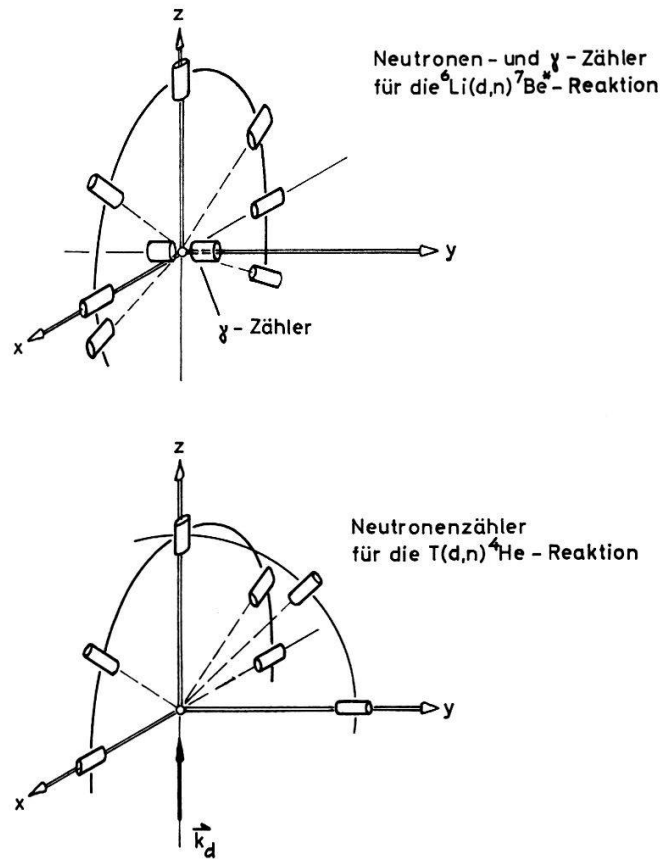


Figur 1

Energieschema der  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$ -, der  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion und der Spiegelreaktionen

Beide Zähler haben die Eigenschaft, auch die andere Strahlung, wenn auch mit kleinerer Empfindlichkeit, zu registrieren. Neben den  $\gamma - n$  Koinzidenzen treten daher auch unerwünschte Koinzidenzen auf. Um die  $\gamma - n$  von den störenden  $n - \gamma$  und  $\gamma - \gamma$  Koinzidenzen zu trennen, wird zwischen Target und Ne 102-Detektoren eine geeignete Flugstrecke eingeführt. Für die benützten Winkel variiert die Neutronenenergie für alle verwendeten Deuteronenenergien zwischen 2,46 und 3,47 MeV, was einer Neutronengeschwindigkeit von 2,28 und 2,59 cm/ns entspricht. Das zeitliche Auflösungsvermögen der Koinzidenzanordnung war besser als 10 ns. Die gewünschten Koinzidenzen lassen sich daher mit einer Neutronenflugstrecke von 40 cm und einem Laufzeitkabel von 12 bis 14 ns am Ausgang des  $\gamma$ -Zählers aussondern.  $\gamma$ -Strahlen benötigen zur Zurücklegung einer Strecke von 40 cm 1,33 ns, während die Neutronen dazu kürzestens 12,4 ns benötigen.

<sup>4)</sup> Nuclear Enterprises Ltd., Edinburgh, Scotland.



Figur 2

Koordinatensystem und Anordnung der Neutronen- und  $\gamma$ -Zähler

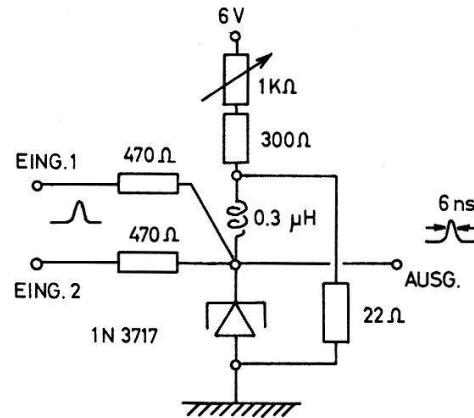
### 3.3. Das Target

Das Target bestand aus  ${}^6\text{Li}$  von 99,6% Reinheit und wurde mit einer Dicke von ca. 100 keV für 600 keV Deuteronen auf einen Molybdänträger aufgedampft. Molybdän als Träger wurde verwendet, damit die Targetdicke mit der Zeit nicht zunimmt, wie es – auf Grund unserer Erfahrungen – beispielsweise mit Tantal der Fall ist. Nach jeder Meßserie wurde ein neues Target hergestellt, um die Bildung einer störenden Kohleschicht sowie einen wesentlichen Lithiumverlust auf dem Target zu vermeiden. Das Targetrohr hatte am Ende nur einen Querschnitt von  $12 \times 17 \text{ mm}^2$ , und die Wandstärke betrug maximal 1 mm. Dies hatte zum Zweck, störendes Streumaterial fernzuhalten und es zu ermöglichen die NaI-Zähler so nahe an das Target zu montieren, dass der Raumwinkel nahezu  $4\pi$  betrug. Dieser grosse Raumwinkel bewirkte hohe Stosszahlen und verhinderte gleichzeitig eine Empfindlichkeit der Anordnung auf kleine Strahlverschiebungen.

### 3.4. Die Elektronik

Die bei A. WHETESTONE und S. KOUNOSU [14] angegebene Schaltung einer schnellen Koinzidenzanordnung mit Tunneldioden fand im Prinzip Verwendung. Die schnellen Impulse der NaI- und Ne 102-Detektoren werden durch je einen Univibrator diskriminiert, linear addiert und einem dritten Univibrator zugeführt, dessen Arbeitspunkt so gewählt ist, dass die Germanium-Tunneldiode bei Koinzidenz der beiden

Eingangsimpulse über das Maximum der Strom-Spannungscharakteristik springt und damit einen Ausgangsimpuls auslöst. Figur 3 zeigt das prinzipielle Schema eines als Koinzidenz- oder als Diskriminatorelement verwendeten Univibrators.



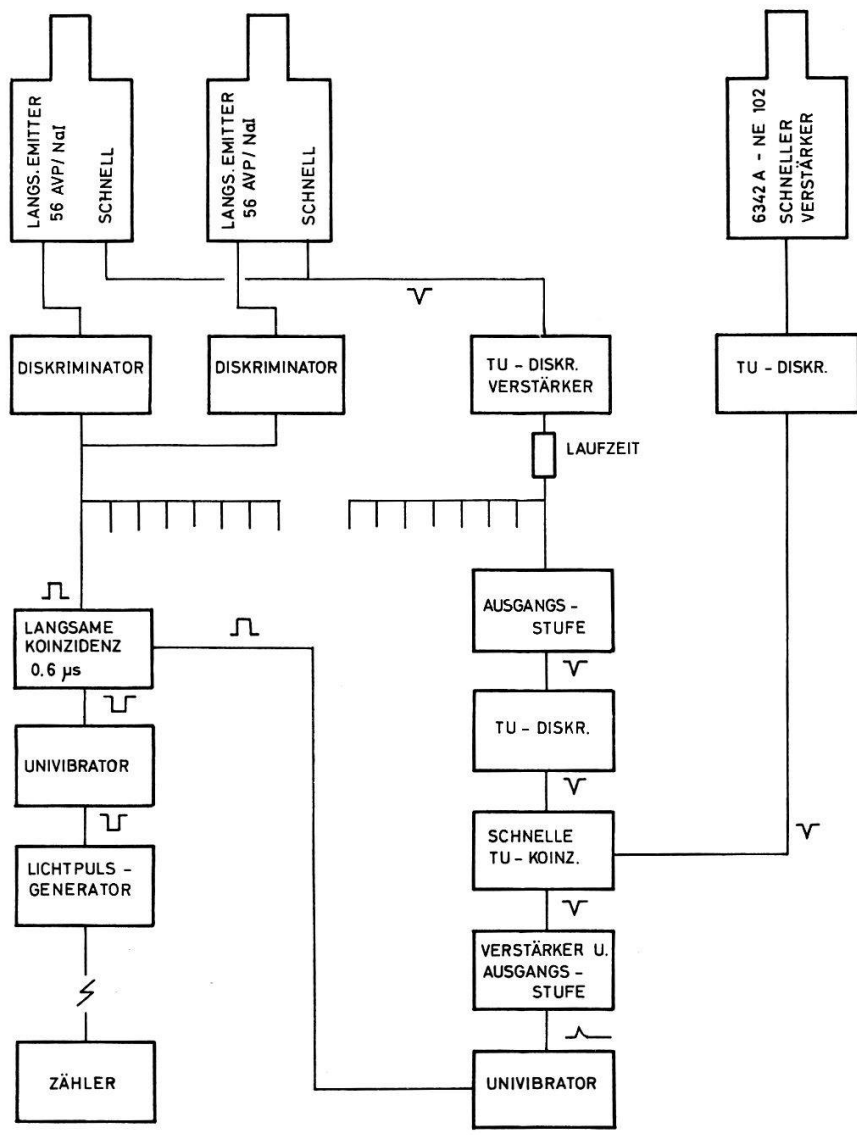
Figur 3

Prinzipschaltung des schnellen Univibrators

Für den Betrieb einer schnellen Koinzidenzanordnung muss die Dauer der Eingangsimpulse kürzer als das zeitliche Auflösungsvermögen der Schaltung sein. Die ca. 250 ns langen Lichtimpulse des NaI-Kristalls sind etwa 30 mal länger als die genannte Auflösungszeit ( $\leq 10$  ns). Der elektrische Impuls wird im 56 AVP (RCA) Photomultiplier  $10^4$  bis  $10^5$  fach verstärkt und über einem kleinen Anodenwiderstand abgenommen. Man erhält so zusammen mit der Schaltkapazität der Anode ein RC-Glied mit sehr kleiner Zeitkonstante, das vom stark übersteuerten Impuls an der Anode nur die Anstiegsflanke überträgt und so einen genügend kurzen Ausgangsimpuls liefert. Die Ne 102-Plastikszintillatoren erzeugen Impulse von 2 bis 3 ns Dauer, die, verstärkt und diskriminiert, direkt in die schnelle Koinzidenzschaltung eingegeben werden können. Um trotz der stark übersteuerten Impulse an der Anode des 56 AVP Photomultipliers eine  $\gamma$ -Energiediskriminierung der schnellen Koinzidenzen zu erreichen, nimmt man die Impulse auch an der letzten Dynode ab und verstärkt sie linear. Diese der  $\gamma$ -Energie proportionalen Impulse werden diskriminiert und zusammen mit den Ausgangsimpulsen der schnellen Koinzidenzstufe auf eine langsame Koinzidenzschaltung gegeben.

Zur Kontrolle der Strahlpolarisation wurde in regelmässigen Abständen die Winkelverteilung der  $T(d, n){}^4\text{He}$ -Neutronen gemessen. Dazu diente ein zweites System von acht Messkanälen. Hinter der letzten Dynode jedes 6342 A (RCA) Photomultipliers ist ein zweiter Emitterfolger eingebaut, der die Impulse direkt an einen Verstärker-Diskriminator weiterleitet, von wo aus sie auf Lichtleiter übertragen werden. Wie aus dem Blockschema Figur 4 ersichtlich ist, befindet sich die ganze Schaltung auf Hochspannung, und es können gleichzeitig für 8 verschiedene Neutronenzählerpositionen 8 derartige schnell-langsam Koinzidenzen auf Erdpotential übermittelt werden und dort registriert werden. Zur Kontrolle der Strahlintensität auf dem Target zählte man die einzelnen  $\gamma$ -Impulse eines NaI-Zählers und integrierte sie gleichzeitig mit Hilfe eines Counting-rate-meters.





Figur 4

Blockschema der elektronischen Anordnung

### 4. Messungen

#### 4.1. Messmethode

Zur Bestimmung der Tensorpolarisationsempfindlichkeiten  $P_{ij}^a$  der  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion legt man die Polarisationsachse der Deuteronen in die durch die beiden Wellenvektoren  $\mathbf{k}_d$  und  $\mathbf{k}_n$  aufgespannte Reaktionsebene und erreicht damit das Verschwinden der Vektorpolarisationsempfindlichkeit. Nach Gleichung (2.2) wird das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte für einfallende polarisierte und unpolarisierte Deuteronen bestimmt. Die Basler Quelle liefert nach [7] Deuteronen in einem zum Magnetfeld am Ionisierungsort rotations-symmetrischen Polarisationszustand. Wählt man die Polarisationsrichtung in Flugrichtung der Deuteronen ( $z$ -Richtung) so verschwinden ausser  $P_{33}$  alle weiteren Tensorkomponenten, wenn  $P_{11} - P_{22}$  als eine Komponente aufgefasst wird [7]. Diese Einstellung ist deshalb geeignet,  $D_{33}$  zu bestimmen:

$$\sigma_p/\sigma_0 = 1 + 1/2 P_{33} D_{33}(\vartheta) \tag{4.1}$$

Aus dem bei TRÄCHSLIN et al. [7] ausführlich dargestellten Verhalten der Vektor- und Tensorkomponenten bei Drehung der Ausrichtungsachse geht hervor: Bei einem Winkel zwischen Ausrichtungsachse und Flugrichtung von  $54,7^\circ$  ergibt sich ein Deuteronenstrahl mit  $P_{33} = 0$ . Fällt überdies die Richtung der Polarisation in die  $x, z$ -Ebene, so ist  $P_{12} = P_{23} = P_2 = 0$ , während  $P_{13}$  und  $P_{11} - P_{22}$  von null verschieden sind. Durch Zählerpaare in der  $x, z$ -Ebene ( $\varphi = 0, \varphi = \pi$ ) lassen sich die Grössen  $D_{13}(\vartheta)$  und  $D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)$  messen. Das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit polarisierten und unpolarisierten Deuteronen lautet hier:

$$\sigma_p/\sigma_0 = 1 + 2/3 P_{13} D_{13}(\vartheta) \cos\varphi + 1/6 (P_{11} - P_{22}) [D_{11}(\vartheta) - D_{22}(\vartheta)] \cos 2\varphi. \quad (4.2)$$

Gemessen werden die Stosszahlenverhältnisse (normiert auf 1)

$$V(\vartheta_i) = \frac{N_p(\vartheta_i)}{N_0(\vartheta_i)} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{N_0(\vartheta_i)}{N_p(\vartheta_i)}. \quad (4.3)$$

Die Zahlen  $N_p$  und  $N_0$  bedeuten die Anzahl Koinzidenzen mit polarisiertem bzw. unpolarisiertem einfallendem Strahl. Weil sich Zählerempfindlichkeiten und die Anzahl der einfallenden polarisierten und unpolarisierten Deuteronen im Strahl herausheben, kann hier auch

$$V(\vartheta_i) = \frac{\sigma_p(\vartheta_i)}{\sigma_0(\vartheta_i)} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_0(\vartheta_i)}{\sigma_p(\vartheta_i)} \quad (4.4)$$

geschrieben werden. Legt man die Ausrichtungsachse in die beiden oben beschriebenen Richtungen der Reaktionsebene, dann müssen, bei Verschwinden der winkelabhängigen Tensorempfindlichkeiten der Reaktion, die Grössen  $V(\vartheta_i)$  identisch gleich 1 sein.

Zur Bestimmung der Vektorpolarisationsempfindlichkeit der Reaktion legt man wegen Gleichung (2.8) die Ausrichtungsachse genau in die  $y$ -Richtung. Die  $D_2(\vartheta)$  können aus den Rechts-Links-Verhältnissen ( $\varphi = \pi, \varphi = 0$ ) der  $\gamma - n$  Koinzidenzen mit positivem und negativem  $P_2$  bestimmt werden. Mit  $N_+$  bzw.  $N_-$  als Stosszahlen bei Polarisation in der positiven bzw. negativen  $y$ -Richtung misst man das Rechts-Links-Verhältnis

$$R/L = Z(\vartheta) = \sqrt{\frac{N_+(\vartheta, \varphi = \pi)}{N_+(\vartheta, \varphi = 0)} \cdot \frac{N_-(\vartheta, \varphi = 0)}{N_-(\vartheta, \varphi = \pi)}}. \quad (4.5)$$

Lineare zeitliche Schwankungen der Zählerempfindlichkeiten wurden durch je 15 Minuten dauernde Teilmessungen mit dem Polarisationsvektor abwechselnd in der positiven und negativen  $y$ -Achse eliminiert. Nach drei derartigen Messpaaren bestimmte man den Untergrund, indem man Gasentladung und Gaseinlass an der Quelle abstellte. Nach je neun Messpaaren wurde ein langes Laufzeitkabel in den  $\gamma$ -Kanal der Koinzidenzschaltung eingeführt, und man registrierte die zufälligen Koinzidenzen mit dem totalen Deuteronenstrahl auf dem Target. Untergrund und zufällige Koinzidenzen, die 10 bzw. 4% der Bruttostosszahlen ausmachten, wurden abgezogen, um die Nettostosszahlen  $N$  zu erhalten. Bei abgestelltem Atomstrahl konnten während ca. 100 Minuten keine zufälligen Koinzidenzen registriert werden, so dass sicher ist, dass der gemessene Untergrund nur aus wahren Koinzidenzen bestand.

Ist die Reaktion auf die Tensorpolarisation unempfindlich, so ergibt sich für das Rechts-Links-Verhältnis  $Z(\vartheta)$

$$Z(\vartheta) = \frac{1 - 3/2 P_2 D_2(\vartheta)}{1 + 3/2 P_2 D_2(\vartheta)}. \quad (4.6)$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zähler, das Verhältnis der Anzahl der Deuteronen im einfallenden polarisierten und unpolarisierten Strahl sowie die differentiellen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Deuteronen haben sich auch hier herausgehoben. Aus den gemessenen Werten  $Z(\vartheta)$  und den bekannten  $P_2$  können die Grössen  $D_2(\vartheta)$  direkt zu

$$D_2(\vartheta) = \frac{2}{3 P_2} \frac{1 - Z(\vartheta)}{1 + Z(\vartheta)} \quad (4.7)$$

berechnet werden.

Um die Polarisationsempfindlichkeiten der Lithium-Reaktion zu bestimmen, muss man den Polarisationszustand des Deuteronenstrahls kennen. Dieser wird mit Hilfe der  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion in der bei TRÄCHSLIN et al. [7] beschriebenen Art gemessen. Die  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion und die Polarisationskontrolle wurden nicht gleichzeitig durchgeführt. Dieses Verfahren war erlaubt, weil sich nach den bisherigen Erfahrungen die Polarisierung des Strahls über Tage innerhalb der angegebenen Fehlergrenzen als konstant erwies. Zunächst bestimmte man die Strahlpolarisation. Hierauf wurden bei Deuteronenenergien von 500 und 600 keV jeweils gleichzeitig für die Li-Reaktion bei drei Winkeln die  $D_2(\vartheta)$  gemessen, und darauf folgte wieder eine Polarisationskontrolle.

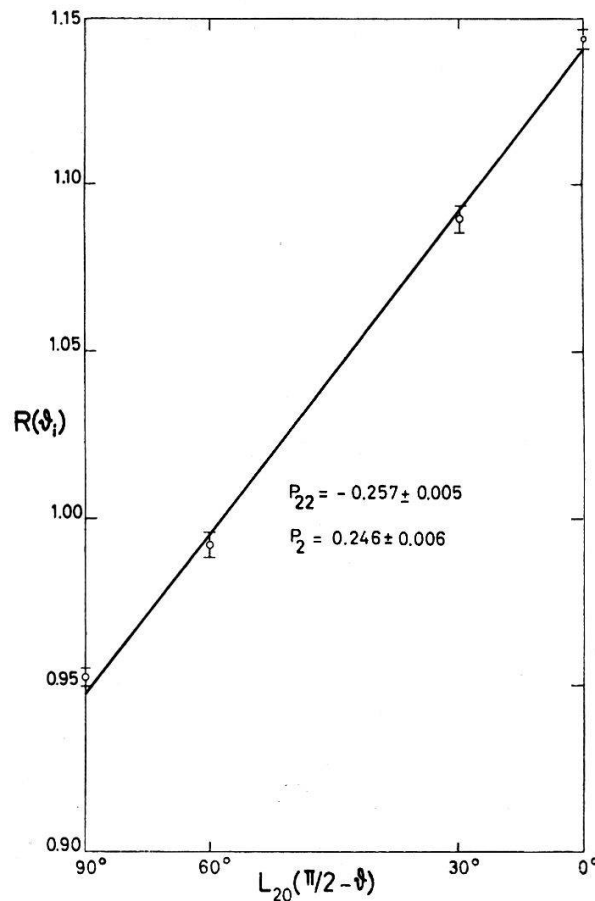
Da die  $T(d, n)^4\text{He}$ -Reaktion bei 200 keV Deuteronenenergie ein reines s-Wellenverhalten zeigt, ist die Verteilung der emittierten Neutronen um die Spinausrichtungsachse rotationssymmetrisch. Dreht man diese Achse in die  $y$ -Richtung, so müssen sich die Stosszahlen der Zähler in der  $y, z$ -Ebene wie die Grössen  $P_{22} L_{20}(\pi/2 - \vartheta)$  verhalten, wobei  $(\pi/2 - \vartheta)$  die Winkel zwischen der Ausrichtungsachse und der Neutronenflugrichtung sind, während die Zähler in der  $x, z$ -Ebene alle gleich viel wie der unter  $\vartheta = 0$  zählen müssen. Der Winkel zwischen der Ausrichtungsachse und der Neutronenflugrichtung ist bei allen diesen Zählern gleich  $\pi/2$  wegen der Rotationssymmetrie. Zur Polarisationskontrolle wurden deshalb jeweils 4 Zähler in die  $x, z$ - und die  $y, z$ -Ebene montiert. Trägt man die normierten Stosszahlenverhältnisse

$$R(\vartheta_i) = \frac{N_p(\vartheta_i)}{N_0(\vartheta_i)} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{N_0(\vartheta_i)}{N_p(\vartheta_i)} \quad (4.8)$$

als Funktion der Legendrepolynome  $L_{20}(\pi/2 - \vartheta)$  auf, so erhält man eine Gerade, wenn das Magnetfeld am Ionisierungsort so gewählt ist, dass die Ausrichtungsachse und die  $y$ -Achse zusammenfallen. In Figur 5 ist eine solche Gerade aufgetragen, aus der die Grösse  $P_{22}$  eindeutig bestimmbar ist.

Unter der Annahme, dass der vorhandene Deuteronenstrahl eine Mischung aus ideal polarisiertem und unpolarisiertem Strahl ist, kann man die Vektorkomponenten aus den gemessenen Tensorkomponenten bestimmen, sofern Richtung und Betrag des schwachen Magnetfeldes am Ionisierungsort bekannt sind [6]. Bei einer Feldstärke von  $H_y = 5,9 \pm 0,3$  Oerstedt und  $H_x = H_z = 0$  hat der ideal polarisierte Strahl die Tensorkomponente  $P_{22} = -0,3321 \pm 0,0001$  während der ideale Polarisationsvektor

$P_2 = 0,3183 \pm 0,0008$  beträgt. Aus dem gemessenen Wert für  $P_{22}$  lässt sich der unpolarisierte Anteil des Deuteronenstrahls und damit der reale Wert der Vektorpolarisation berechnen.



Figur 5

$R(\vartheta_i)$  als Funktion der Legendrepolynome  $L_{20}(\pi/2 - \vartheta)$

#### 4.2. Messergebnisse

Die  $\text{T}(d, n){}^4\text{He}$ -Messungen haben innerhalb der statistischen Fehler immer den gleichen Wert  $P_{22}$  ergeben. Als Mittelwert wurde

$$P_{22} = -0,257 \pm 0,005$$

bestimmt, und daraus die Vektorkomponente

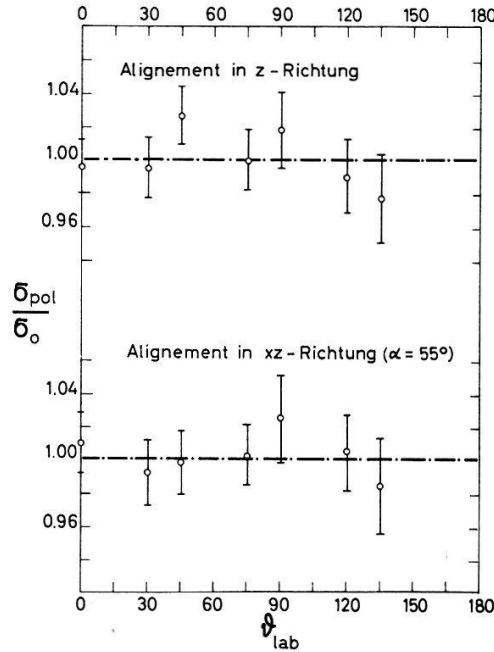
$$P_2 = 0,246 \pm 0,006$$

berechnet. Figur 6 zeigt die Winkelverteilung der  $V(\vartheta_i)$  mit der Ausrichtungsachse in der Flugrichtung bzw. in der  $x, z$ -Ebene, mit der Flugrichtung einen Winkel von  $55^\circ$  einschliessend.

In Figur 7 sind die Winkelverteilungen der  $D_2(\vartheta)$  bei den Deuteronenenergien 270, 500 und 600 keV aufgezeichnet

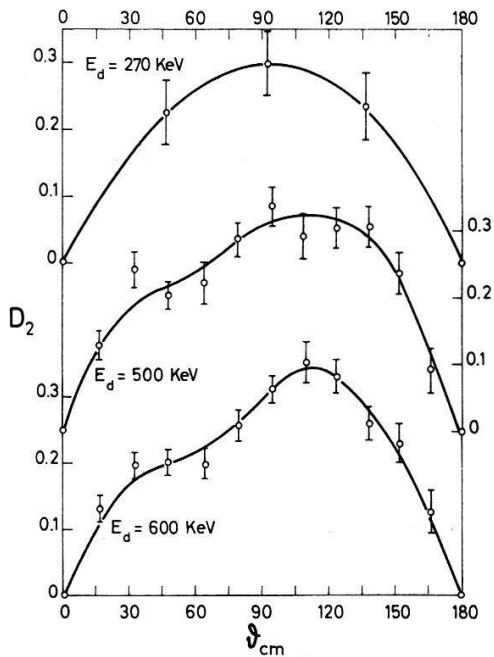
Die für die Entwicklung nach Legendrepolynomen [Gleichung (2.6)] geeigneten Grössen sind in Figur 8 dargestellt.

Aus der Figur 6 geht hervor, dass die Verhältnisse  $\sigma_p/\sigma_0$ , welche durch die  $V(\vartheta_i)$  direkt ausgedrückt werden, innerhalb der Fehlergrenzen von 2% eins sind. Das bedeutet eine Unempfindlichkeit der Reaktion auf alle winkelabhängigen Tensor-komponenten. Als erstes Ergebnis des Experimentes erhält man also, dass die spin-abhängigen Störungen im Eingangskanal vernachlässigt werden können [5].



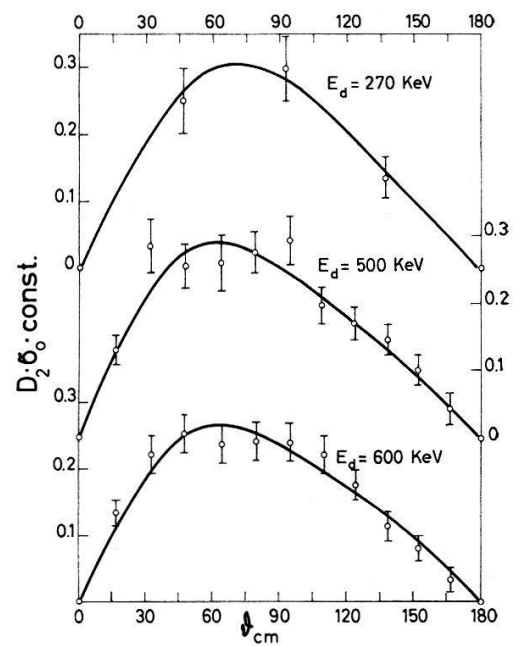
Figur 6

Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte mit polarisierten und unpolarisierten Deuteronen (Ausrichtungsachse in der Reaktionsebene)



Figur 7

Winkelverteilungen der Vektorpolarisationsempfindlichkeiten



Figur 8

Differentielles Analysatorvermögen der  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}^*$ -Reaktion für die Vektorpolarisation

Das Analysatorvermögen der Reaktion für die Vektorpolarisation ist bei allen Neutronenemissionswinkeln positiv und erreicht bei allen drei gemessenen Deuteroneneinfallsenergien das Maximum  $1/3$ . Nach SATCHLER [11] kann man als zweites Resultat deshalb aussagen, dass der Spin und der Bahndrehimpuls des abgestreiften Protons parallel sind, d.h. der totale Drehimpuls  $J$  des Protons mit  $3/2$  angegeben werden kann.

Die «differentiellen Analysatorvermögen» wurden gemäss Gleichung (2.6) nach den ersten zugeordneten Legendrepolyomen entwickelt:

$$\text{const } \sigma_0(\vartheta) D_2(\vartheta) = \sum_{n=1}^{2l_2(\text{max})} a_n L_{n1}(\vartheta)$$

Da der differentielle Wirkungsquerschnitt mit unpolarisierten Deuteronen nicht absolut gemessen wurde, ist es nötig, eine Konstante einzuführen, die so gewählt wurde, dass der erste Koeffizient  $a_1$  gleich 1 ist. In der folgenden Tabelle sind die Entwicklungskoeffizienten für die drei verschiedenen Deuteronenenergien angegeben:

$E_d$	270 keV	500 keV	600 keV
$a_1$	$1,000 \pm 0,048$	$1,000 \pm 0,048$	$1,000 \pm 0,036$
$a_2$	$0,132 \pm 0,028$	$0,160 \pm 0,028$	$0,136 \pm 0,024$
$a_3$	–	$0,024 \pm 0,016$	$0,040 \pm 0,020$
$a_4$	–	$0,000 \pm 0,012$	$0,000 \pm 0,016$

Bei den Messergebnissen  $E_d = 270$  keV ist es wegen der kleinen Anzahl Messpunkte und der grossen statistischen Fehler nicht möglich die Koeffizienten  $a_3$  und  $a_4$  zu berechnen, jedoch steht fest, dass sie nicht grösser sind als die entsprechenden Zahlen bei den 500 und 600 keV Messungen. Aus der Grösse der Koeffiziente  $a_i$  geht als drittes Resultat klar hervor, dass bei allen drei Einfallsenergien der Bahndrehimpuls des emittierten Neutrons  $l_2 = 1$  ist. Möglicherweise ist ein kleiner Anteil von  $l_2 = 2$  vorhanden, aber man kann mit Sicherheit sagen, dass  $l_2 = 1$  bei weitem überwiegt. Mit einfallenden  $s$ - oder  $p$ -Wellen-Deuteronen ist der totale Bahndrehimpuls-transfer der Kernreaktion  $\Delta l_{12} = 1$ , und dieser wird allein vom abgestreiften Proton übertragen.

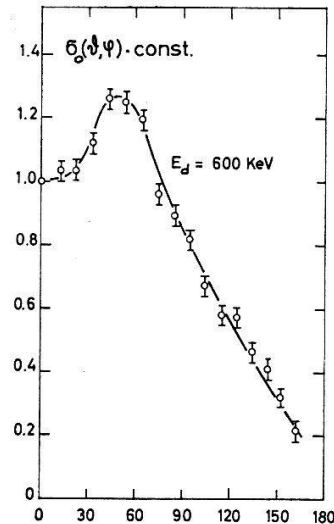
## 5. Diskussion

Die gemessenen Stosszahlen bei der Lithium-Reaktion variierten ziemlich genau entsprechend dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Deuteronen (Figur 9) zwischen 20 und 5 Koinzidenzen pro Minute.

Die Fehler der angegebenen Messresultate wurden aus den reinen statistischen Fehlern der Einzelmessungen ermittelt. Die zur Fehlerberechnung vorhandenen Stosszahlen schwankten bei den 500 und 600 keV Messungen zwischen etwa 6000 und 1500, während man bei den 270 keV Messungen nur etwa 1000 zur Verfügung hatte.

Der angewendete Schluss von SATCHLER [11], dass positives Analysatorvermögen bei einem totalen Drehimpulstransfer von  $J = 3/2$  angenommen werden kann und negatives bei  $J = 1/2$ , kann mit Messungen der Polarisation der emittierten Protonen oder Neutronen bei Deuteronen-Stripping-Reaktionen mit unpolarisiert einfallenden

Deuteronen nachgeprüft werden. An der  $^{58}\text{Ni}(d, p)^{59}\text{Ni}$ -Reaktion haben J. X. SALADIN, A. A. ROLLEFSON und P. F. BROWN [15] diese Messungen vorgenommen und die Richtigkeit des Schlusses für diese Reaktion gezeigt.



Figur 9

Winkelverteilung der Neutronen aus der  $^6\text{Li}(d, n)^7\text{Be}^*$ -Reaktion

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

### Literatur

- [1] M. BIRK, G. GOLDRING, P. HILLMAN und R. MOREH, Nucl. Phys. *41*, 58 (1963).
- [2] L. CRANBERG, A. JAQUOT und H. LISKIEN, Nucl. Phys. *42*, 608 (1963).
- [3] G. C. NEILSON und J. B. WARREN, Phys. Rev. *103*, 1758 (1956).
- [4] W. A. SCHIER, R. E. BENENSON und G. MICHEL, wird in Nucl. Phys. veröffentlicht.
- [5] L. J. B. GOLDFARB und R. C. JOHNSON, Nucl. Phys. *18*, 353 (1960).
- [6] H. RUDIN, H. R. STRIEBEL, E. BAUMGARTNER, L. BROWN und P. HUBER, Helv. phys. Acta *34*, 58 (1961).
- [7] W. TRÄCHSLIN, H. BÜRGISSER, P. HUBER, G. MICHEL und H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta *38*, 523 (1965).
- [8] L. J. B. GOLDFARB, Nucl. Phys. *7*, 622 (1958).
- [9] G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. *6*, 543 (1958).
- [10] R. C. JOHNSON, Nucl. Phys. *35*, 654 (1962).
- [11] G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. *55*, 1 (1964).
- [12] G. R. SATCHLER und W. TOBOCMAN, Phys. Rev. *118*, 1566 (1960).
- [13] F. SEILER, E. BAUMGARTNER, W. HAEERLI, P. HUBER und H. R. STRIEBEL, Helv. phys. Acta *35*, 385 (1962).
- [14] A. WHETSTONE und S. KOUNOSU, Rev. Sc. Instr. *33*, 423 (1962).
- [15] J. X. SALADIN, A. A. ROLLEFSON und P. F. BROWN, erscheint in Proceedings of the international Conference on Polarization Phenomena of Karlsruhe. Herausgeber: P. Huber und H. Schopper.