

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 25 (1952)  
**Heft:** I-II

**Artikel:** Untersuchung der Reaktion  $B^{10}(n,\gamma)Li^7$  mit Neutronen verschiedener Energien  
**Autor:** Bichsel, H. / Hälg, W. / Huber, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112304>

### **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:** 14.03.2025

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

# Untersuchung der Reaktion $B^{10}(n, \alpha)Li^7$ mit Neutronen verschiedener Energien

von H. Bichsel, W. Hälg, P. Huber und A. Stebler

Physikalische Anstalt der Universität Basel.

(5. IX. 1951.)

## 1. Einleitung.

In der vorliegenden Arbeit wurde das Verzweigungsverhältnis  $K$  der  $B^{10}(n, \alpha)Li^7$  Reaktion für den Übergang in den Grundzustand bzw. in das 478,5 keV-Niveau\*) des Lithiumendkernes im Energiegebiet 0—4 MeV gemessen. Für thermische Neutronen ist das Verzweigungsverhältnis bereits mehrfach bestimmt worden<sup>1)</sup>. Seine Abhängigkeit von der Neutronenenergie zu kennen ist für das Verständnis von Kernubergangen wertvoll.

Sodann befasst sich die Arbeit mit der Bestimmung von Energietonungen. Es wird dabei eingegangen auf die Genauigkeit der Ionisationskammermethode für die Messung von  $Q$ -Werten.

## 2. Registriereinrichtung.

Die Registrierung der Kernreaktionen erfolgt im wesentlichen mit der früher beschriebenen Einrichtung<sup>2)</sup>.

Die Reaktionen werden im Füllgas einer Ionisationskammer ausgeführt. Die durch Ionisation des Gases erzeugten Ladungen werden in einem elektrischen Feld von maximal 12 kV/cm gesammelt, proportional verstärkt und in einem Impulsspektrographen nach Grösse und Anzahl sortiert. Verstärkungsgrad und Linearität des Verstärkers werden durch Influenzladungen kontrolliert.

### 2.1. Impulsspektrograph.

In den Publikationen über den photographischen Impulsspektrographen<sup>3)4)</sup> wurde bisher nichts über die Genauigkeit der Energiemessung ausgeführt, weshalb es hier angebracht ist, darauf einzutreten.

Im Impulsspektrographen erzeugt der verstärkte Ionisationskammerimpuls eine ihm proportionale horizontale Ablenkung des

---

\*) Angeregte Kerne seien mit \* bezeichnet, z. B.  $Li^*$ .

Elektronenstrahles einer Braunschen Röhre. Es folgt eine von der Impulsgrösse unabhängige vertikale Ablenkung, so dass jeder Impuls als ein vertikaler Strich auf dem Schirm der Röhre erscheint. Der zentrale Teil des Leuchtschirms (ungefähr die halbe Fläche) wird mit einem Graukeil abgedeckt, und der ganze Leuchtschirm optisch auf eine Photoplatte abgebildet. Die Änderung der Schwärzung auf der Photoplatte ist ungefähr proportional dem Logarithmus der Anzahl Impulse und der Dichte des Graukeils. Mit Testversuchen wurde der genaue Zusammenhang zwischen Impulszahl und Schwärzung bestimmt. Ihre Auswertung ergibt, dass absolute Impulszahlen mit einem mittleren quadratischen Fehler von  $\pm 15\%$  bestimmt werden können (er rührt vor allem von der Reproduzierbarkeit der Plattenentwicklung her).

Das Verhältnis der Impulszahlen von zwei Impulsgruppen auf derselben Platte wird vor allem durch die Ungleichmässigkeit der Plattenentwicklung beeinflusst. Die Messung mit Testgruppen ergibt dafür einen Fehler von  $\pm 10\%$ .

Vor der Photoplatte wird zu beiden Seiten des Spektrums eine horizontale, 5 mm breite Blende angebracht, wodurch ein Teil der Platte während der Messung unbelichtet bleibt. Am Anfang und Ende der Messung werden auf diese unbelichteten Stellen mit Hilfe von Influenzladungen Eichmarken gegeben. Die Verbindungsgeraden dieser Eichmarken geben den Lauf des Elektronenstrahles der Braunschen Röhre, und durch lineare Interpolation zwischen diesen Geraden lassen sich die Ladungen der gemessenen Impulsgruppen bestimmen (Figur 1)\*).

Als Dispersion lässt sich wie in der Spektroskopie die Grösse Ladungsmenge pro Längeneinheit  $D = \delta Q / \delta l$  definieren. Sie hängt von der Verstärkung ab.

Die Genauigkeit der Ladungsmessung wird experimentell für verschiedene Dispersionen bestimmt:

a) Die Reaktion  $B(n, \alpha)Li$  wird mit Neutronen der Energie  $E_n = 2,9$  MeV bei der Dispersion  $D_1 = 5 \cdot 10^{-15}$  Coulomb/cm gemessen. Es werden 16 Aufnahmen mit je 100 Impulsen gemacht. Der mittlere Fehler des Maximums der Einzelaufnahme beträgt  $\pm 0,45\%$ .

b) Die Reaktion  $B(n, \alpha)Li^*$  mit thermischen Neutronen ergibt bei  $D_2 = 2 \cdot 10^{-15}$  Coulomb/cm aus 20 Messungen mit je 500 Impulsen als mittleren Fehler der Einzelaufnahme  $\pm 0,23\%$ .

c) Die Alphateilchen von  $U^{238}$  in Stickstoff gemessen mit je 400 Impulsen ergeben bei  $D_3 = 10^{-15}$  Coulomb/cm als mittleren Fehler der Einzelmessung  $\pm 0,1\%$ .

\*) Für die Bildkrümmungsfehler wird korrigiert.

Diese Fehler werden durch die Inkonstanz der gesamten Apparatur, durch statistische Schwankungen der Impulsgruppen, die Ungenauigkeit der Plattenvermessung und durch Verzerrungen des photographischen Bildes beim Entwickeln und Kopieren erzeugt. Für absolute Ladungsmessungen kommt noch der Fehler der Influenzladungen dazu (0,6%).

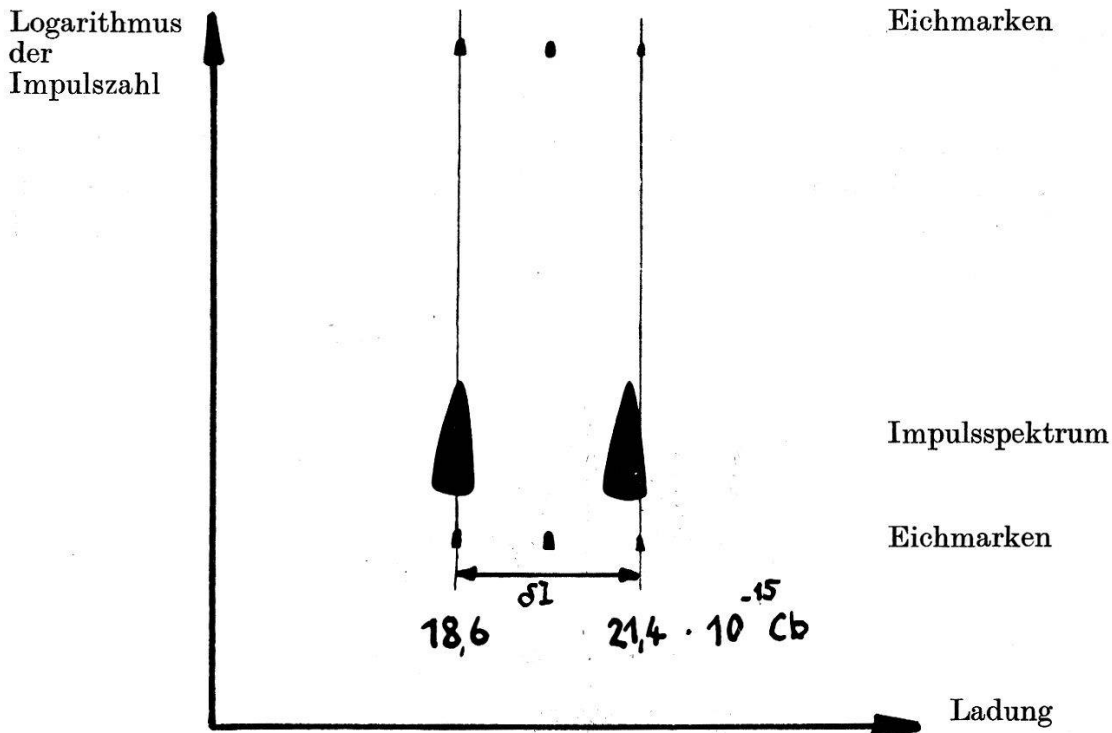


Fig. 1.

Impulsspektrum der Alphateilchen von  $U^{238}$  und  $U^{234}$ . Die Figur ist die zweite Kopie einer Aufnahme. Es sind die Verbindungsgeraden der Eichmarken eingezeichnet und die zugehörigen Ladungen angeschrieben.

## 2.2. Verstärker.

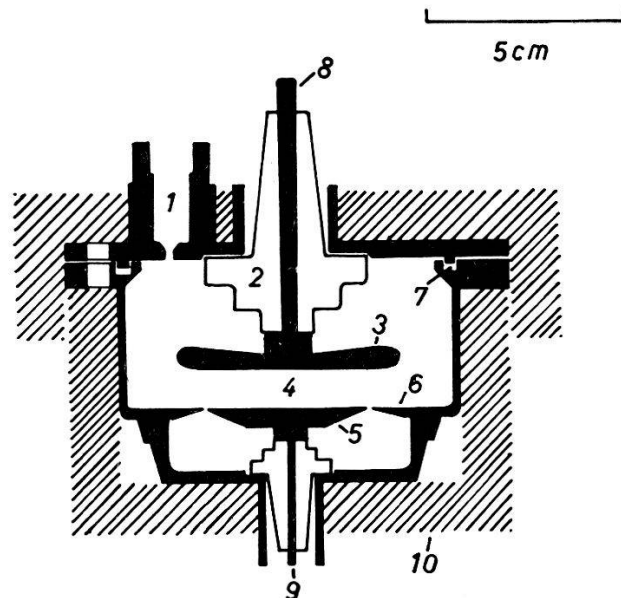
Es wird der schon früher beschriebene Verstärker mit einigen Verbesserungen verwendet<sup>5)</sup>. Um stabileres Arbeiten zu erreichen, wird auch die erste Stufe gegengekoppelt; ihre Speisespannungen werden aus Netzgeräten entnommen. Die Schwankungen des Verstärkungsgrades überschreiten während Wochen 1% nicht. Der Verstärker enthält zwei  $RC$ -Filter, von denen das eine die tiefen und das andere die hohen Frequenzen beschneidet. Sind beide Filter geöffnet, so ist die untere Grenzfrequenz ungefähr 5 Hz, die obere zirka 8000 Hz. Das beste Verhältnis von Nutzsignal und Verstärkeruntergrund wird erreicht, wenn die Zeitkonstanten der beiden Filter einander gleich sind<sup>6)</sup>. Bei ballistischer Messung muss

die Laufzeit  $t_s$  der positiven Ionen\*) klein sein gegenüber dieser Zeitkonstanten. Da  $t_s$  der Ionen, die im Füllgas der Kammer entstehen, im Mittel etwas grösser ist als diejenige der Ionen, die durch eine Reaktion aus einer Schicht auf der negativen Platte entstehen, werden die Ausgangsimpulse der Reaktion im Gas bei einer Verkleinerung von  $RC$  etwas schneller abnehmen, als diejenigen der Schichtreaktion. Die experimentelle Untersuchung zeigt, dass dieser Effekt weniger als 0,1% Einfluss hat.

### 2.3. Ionisationskammer.

Als Ionisationskammer dient ein Parallelplattenkondensator mit Schutzring. Dimensionen und Einzelheiten sind in Fig. 2 angegeben.

Die Plattendistanz ändert sich nach mehrmaligem öffnen und Schliessen um weniger als 1%.



Figur 2.

#### Ionisationskammer.

- |  |  |
|--|--|
| 1. Nadelventil.  | 6. Schutzring.   |
| 2. Hochspannisolator aus Steatit (mit Araldit gekittet). | 7. Bleidichtung.   |
| 3. Hochspannungsplatte (positiv).                        | 8. Hochspannungsdurchfuhrung (mit aufschraubbarem Stecker). |
| 4. Zählvolumen.   | 9. Durchführung zum Verstärker.                            |
| 5. Auffangerplatte.                                     | 10. Bormantel.   |

Da die keramischen Isolatoren durch  $BF_3$  angegriffen werden und die Isolation auf  $10^9$  Ohm absinkt, werden sie mit Plicene\*\*) überzogen, wodurch die Isolation  $10^{12}$  Ohm bleibt.

Die Korrosion des Eisens bei  $BF_3$ -Füllung wird durch Vergoldung der Ionisationskammer vermieden.

\*) Die negativen Ladungen sind zur Hauptsache Elektronen, deren Laufzeit rund tausendmal kleiner ist als  $t_s$ .

\*\*) Ein Pizein-ähnlicher Stoff der Central Scientific Company.

#### 2.4. Bormantel.

Um die Reaktion schneller Neutronen mit Bor zu messen, müssen vor allem die thermischen Neutronen vom Zählvolumen ferngehalten werden. Für Bor ist der Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen  $10^4$  mal grösser als für Neutronen mit der Energie 3 MeV. Wenn also nur 1% thermische Neutronen neben den schnellen Neutronen auftreten, ist es bei Ionensammlung und vernünftiger Aufnahmedauer (z. B. 1 h) bereits sehr schwierig, schnelle Neutronenreaktionen zu registrieren. Im vorliegenden Fall wird ein Bormantel mit einer Dicke von  $1,2 \text{ g/cm}^2$  rund um die Ionisationskammer angebracht, wodurch die Zahl der thermischen Neutronen zwanzigmal reduziert wird.

#### 2.5. Füllungen der Ionisationskammer.

Die Füllung der Ionisationskammer muss folgenden Bedingungen genügen:

a) Die Reichweite  $r_0$  der Reaktionsprodukte muss genügend klein sein, so dass die Impulsgruppen durch den Randeffekt nicht stark verschmiert werden.

b) Die Ladungsverluste zufolge Rekombination und Laufzeit der Ionen (Sättigungsdefizite) dürfen nicht zu gross werden; im vorliegenden Fall ist bei der höchsten auftretenden elektrischen Feldstärke zirka 10% noch zulässig.

Das Zählvolumen der Ionisationskammer ist ein Zylinder von  $R = 2 \text{ cm}$  Radius und  $d = 1 \text{ cm}$  Höhe. Nach ROSSI und STAUB<sup>7)</sup> ergibt sich als Näherung für den Randeffekt in Prozent die Formel

$$\varrho = 100 r_0 \left( \frac{1}{2d} + \frac{1}{R} \right).$$

Der erste Summand bedeutet den Anteil der parallelen Platten, der zweite gibt den Anteil durch die Zylinderwand an.

Bei einer Gesamtenergie von 6,6 MeV der Endprodukte der Reaktion  $B(n, \alpha) Li$  (Neutronenenergie 3,9 MeV) beträgt die Summe der Reichweiten der Bruchstücke in Normalluft 4,3 cm. Damit  $\varrho \leq 40\%$ , d. h.  $r_0 \leq 0,4 \text{ cm}$  ist, muss ein Gas verwendet werden, dessen Bremsvermögen demjenigen von 10 ata Luft entspricht. Für reines  $BF_3$  gibt dies eine Füllung von 6 ata. Experimentell wurde nun festgestellt, dass bei einem so hohen  $BF_3$ -Druck das Sättigungsdefizit etwa 30% beträgt. Dadurch werden die Impulsgruppen von Uranalphateilchen bereits so stark verschmiert, dass eine genaue Messung unmöglich wird (Fig. 3a).

Zum Vergleich gibt Figur 3b die Messung in 5 ata  $N_2$ , wo nur ein Sättigungsdefizit von 0,5% auftritt.

Es ist also notwendig zur Verkleinerung der Reichweite dem  $\text{BF}_3$  ein Edelgas als Bremssubstanz beizumischen.

Verwendet wurden Mischungen von 1 ata  $\text{BF}_3$  + 9 ata A und 0,5 ata  $\text{BF}_3$  + 4,5 ata Kr. Der Randeffekt beträgt für die erste Füllung ( $40 \pm 15\%$ ), für die zweite ist er etwas höher. Die vom Randeffekt berührten Impulse verteilen sich unter der Annahme, dass die Ionendichte entlang der Spur homogen ist, gleichmässig auf das ganze Intervall von 0–6,6 MeV. Bei einer Halbwertsbreite der Impulsgruppe von 0,3 MeV wird somit die mittlere Höhe der durch



Fig. 3a.

Fig. 3b.

Impulsspektrum der Alphateilchen von  $\text{U}^{238}$  und  $\text{U}^{234}$  bei einer Ionisationskammerfullung von

a) 5 ata  $\text{BF}_3$

b) 5 ata  $\text{N}_2$ .

den Randeffekt überdeckten Fläche nur 3% der Höhe der Impulsgruppe. Die Beeinflussung der Impulzzahlmessungen durch den Randeffekt kann vernachlässigt werden, da ihre Genauigkeit stets schlechter als 10% ist.

Bei den Impulsgruppen mit kleineren Energien wird der Randeffekt pro Energieintervall noch kleiner, da die Reichweite schneller abnimmt als die Energie.

Die Sattigungseigenschaften wurden genauer untersucht. Im 6. Abschnitt werden folgende Verhältnisse von Ladungen gebraucht:

$$\frac{s}{q} \quad \frac{p}{q}$$

$s$  ist die durch die Endprodukte der Reaktion  $\text{B}(n, \alpha)\text{Li}$  mit schnellen Neutronen erzeugte Ladung,  $p$  diejenige der Alphateilchen des  $\text{U}^{238}$  und  $q$  entsteht durch die Reaktion  $\text{B}(n, \alpha)\text{Li}^*$  mit thermischen Neutronen.

$s$  und  $q$  werden bei sonst gleichen Bedingungen und konstantem Durchlassbereich des Verstärkers in der mit 1 ata  $\text{BF}_3$  + 9 ata A

gefüllten Ionisationskammer mit variabler elektrischer Feldstärke  $E$  gemessen. Das Resultat ist in Figur 4 dargestellt. Die Ladungen, in einem relativen Maßstab, sind als Funktion von  $1/E$  aufgetragen.

In erster Näherung kann nach der Jafféschen Theorie angenommen werden, dass die Ladungen zu  $1/E$  proportional sind, so dass für die Feldstärke unendlich die Werte der Ladungen durch

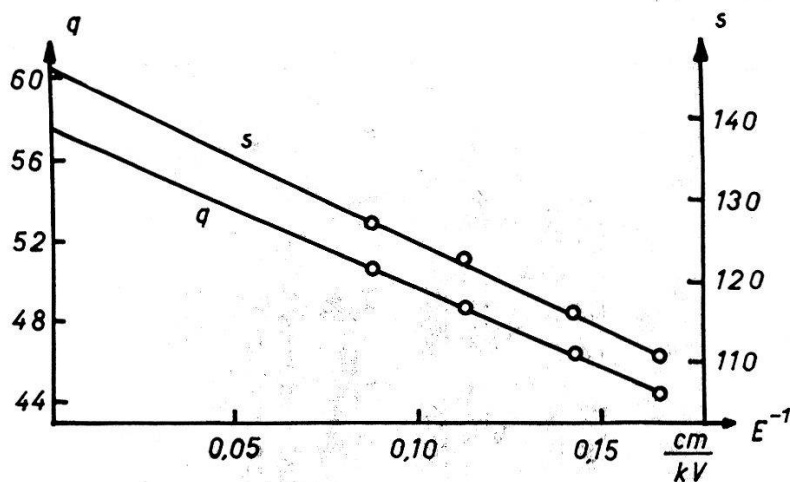


Fig. 4.

Sättigungskurve: Ladung (in relativem Maßstab) in Funktion der Feldstärke  $E$ .  $q$  ist die Ladung, die durch die Reaktion  $B(n, \alpha) Li^*$  mit thermischen Neutronen,  $s$  diejenige, die durch  $B(n, \alpha) Li$  mit schnellen Neutronen erzeugt wird.

eine Gerade extrapoliert werden können. Figur 4 zeigt, dass diese Näherung der Jafféschen Theorie hier zutreffend ist. Beim extrapolierten Wert ist  $s/q$  um  $(1,2 \pm 0,4\%)$  grösser als bei  $E = 11$  kV/cm.

Die Ladungen  $p$  und  $q$  werden bei einer Füllung von 0,5 ata  $BF_3 + 4,5$  ata A auf gleiche Weise wie oben gemessen. Das Sättigungsdefizit beträgt bei einer Feldstärke von 11 kV/cm nur 0,4%. Eine Änderung des Verhältnisses für Feldstärken von 4–11 kV/cm ist nicht messbar.

Das  $BF_3$  wird einer Druckflasche entnommen (Produkt der Ohio Chemical and Mfg. Co.) und durch mehrmalige fraktionierte Destillation gereinigt.

### 3. Die Hochspannungsanlage.

Für die Beschleunigung der Deuteronen benutzten wir einen Kaskadengenerator von 1 MV. Da solche Anlagen bereits mehrfach beschrieben worden sind, sollen hier nur einige spezielle Daten unserer Maschine wiedergegeben werden. Die Apparatur besteht aus dem Hochspannungsgleichrichter, dem Beschleunigungsrohr, der Ionenquelle, dem Pumpsystem und der Steueranlage (Fig. 5).



### 3.1. Der Hochspannungsgleichrichter\*).

Er ist aus sechs Spannungsverdopplungsstufen aufgebaut, unter Verwendung von Quecksilberdampfventilen von Philips für 200 kV Sperrspannung. Die benötigte Heizleistung wird in jeder Stufe durch Wechselstromgeneratoren mit permanenten Magnetankern erzeugt; diese sind über eine isolierte Welle durch einen auf Erdpotential

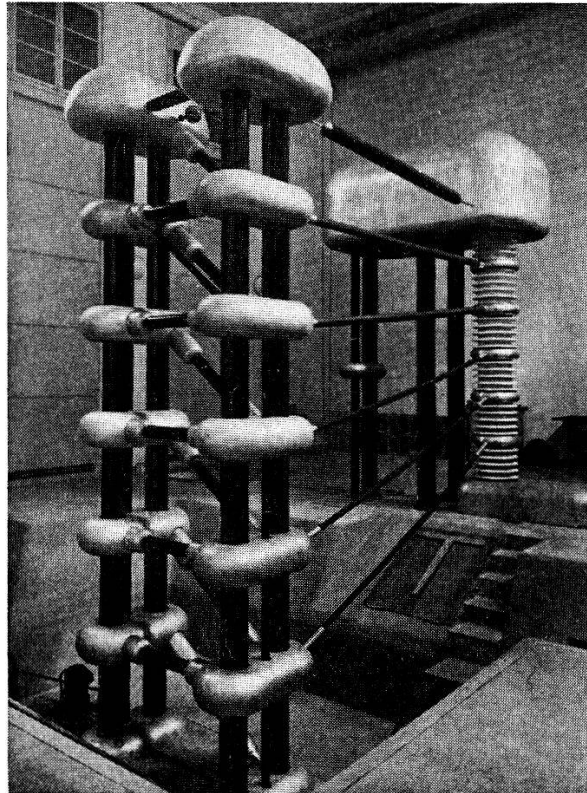


Fig. 5.

Hochspannungsanlage für 1 MV.  
Gleichrichter vorne links, Kanalstrahlrohr rechts hinten,  
Ionenquelle in der oberen, hinteren Abschirmung.

stehenden Motor angetrieben. Die Primärspannung besitzt die Frequenz 400 Hz, so dass bei gleicher Welligkeit die Kapazitäten wesentlich kleiner gehalten werden können als bei 50 Hz. Die maximal erreichbare Spannung beträgt 1050 kV.

Der Gleichrichter liefert bei 1 MV einen Strom von 7 mA, mit einer Welligkeit von 5%. Die Hochspannungsmessung geschieht durch einen mit Öl isolierten Hochohmwiderstand (IRC-Widerstände von total  $1,145 \cdot 10^{10}$  Ohm) und wurde mit der Li(p,  $\gamma$ )-Resonanz bei 441 keV<sup>8)</sup> kontrolliert<sup>9)</sup>.

\*) Der Gleichrichter wurde von der Firma E. Haefely & Co., Basel, geliefert.

### 3.2. Das Beschleunigungsrohr.

Dieses ist mit den einzelnen Stufen des Gleichrichters durch Widerstände von zirka 80 kOhm verbunden und besteht dementsprechend aus sechs Beschleunigungsstufen mit Porzellanisolatoren von 345 mm Innendurchmesser und einem Meter Länge. Die Beschleunigungselektroden haben 102 mm Durchmesser und tragen an den dem höheren Potential zugekehrten Seiten einen Permanentmagneten. Dadurch werden die durch Streuionen in der betreffenden Elektrode ausgelösten Elektronen an die Wand abgelenkt, bevor sie durch das Feld zur nächsten Stufe hin beschleunigt werden. Schnelle Elektronen, welche gegen die Ionenquelle fliegen, sind äusserst unerwünscht, da sie nicht nur Wärme und eine starke Röntgenbremsstrahlung erzeugen, sondern den Gleichrichter zusätzlich belasten. Das System der Beschleunigungselektroden wirkt gleichzeitig als Ionenlinse. Die Linse bildet den 2,2 mm breiten Strahl in die zirka vier Meter entfernte Targetebene vergrössert ab. Die Vergrösserung beträgt etwa 3,5. Ein Elektromagnet lenkt den Strahl um  $30^\circ$  aus der direkten Richtung ab. Die Quelle liefert zur Zeit 400  $\mu A$  Totalstrom an Deuteriumionen, wovon ca. 50% Atomionen sind. Als Ionenquelle dient eine Hochspannungsgasentladung<sup>10</sup>).

### 3.3. Pumpsystem und Steueranlage.

Das Beschleunigungsrohr ist über ein Ventil mit 35 cm Durchlassöffnung an sechs Öldiffusionspumpen mit wassergekühlten Baffles angeschlossen. Als Pumpmedium dient Silikonöl. Eine Vorvakuumpumpe mit einer Saugleistung von 3 m<sup>3</sup>/h erzeugt den notwendigen Vorvakuumdruck. Als totale Pumpgeschwindigkeit wurde am Eingang zum Beschleunigungsrohr 600 l/sec Luft bei einem Druck von  $10^{-4}$  Torr gemessen.

Die ganze Anlage ist durch Verwendung von Wasserdurchflussanzeigern, Relais und Schützen automatisch gesichert gegen Ausbleiben des Kühlwassers, Lufteinbrüche in das Vakuumsystem und Überströme in den Gleichrichtern.

## 4. Neutronenspektrum.

Da für eine Neutronenenergie stets die beiden Reaktionen  $B(n, \alpha) Li$  und  $B(n, \alpha) Li^*$  auftreten, gibt es im Impulsspektrum zwei Gruppen im Abstand von 0,48 MeV, die sich bei breiten Neutronenspektren überlagern.

Die Neutronen werden mit der Reaktion  $C(d, n)$  für die Energie 0,5 MeV, für alle andern Energien mit der Reaktion  $D(d, n)$  erzeugt.

Das Neutronenspektrum, das durch den Bormantel nach kleineren Energien verschmiert wird, ist nur bei 3,5 und 3,9 MeV so breit, dass sich die beiden Impulsgruppen stark beeinflussen. Es wird im folgenden Abschnitt angegeben. Bei den andern Energien werden die Korrekturen bei der Auswertung der gemessenen Impulsspektren angegeben.

#### 4.1. Neutronenspektrum der Energien 3,5 und 3,9 MeV.

Die mittlere Energie der auffallenden Deuteronen ist  $E_d = 0,83$  MeV für  $E_n = 3,9$  MeV und  $E_d = 0,53$  MeV für  $E_n = 3,5$  MeV. Das Neutronenspektrum unter  $0^\circ$  nach einer dicken  $D_2O$ -Target wurde von Herrn Hürlimann für 3,9 MeV mit Ruckstossprotonen in Photoplatten untersucht; seine Form ist in Figur 6 dargestellt.

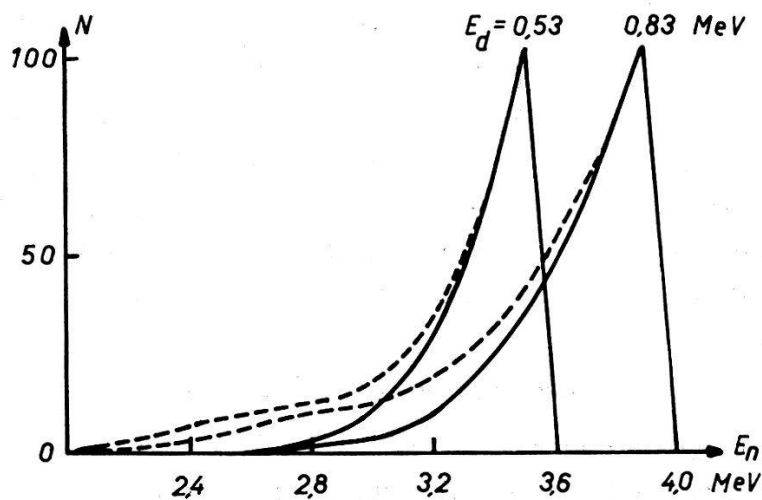


Fig. 6.

Neutronenspektrum nach der Target ——— und in der Ionisationskammer - - -  
 $N$  = Neutronenzahl pro Energieintervall.  
 $E_n$  = Energie der Neutronen.

Die Form des Spektrums für 0,53 MeV-Deuteronen ist darin ebenfalls enthalten: Es ist der Teil des Spektrums unterhalb der Neutronenenergie 3,5 MeV. Der Abfall des Spektrums nach höheren Energien wird als gleich angenommen wie für die 0,83 MeV Deuteronen, da er im wesentlichen durch das Gasentladungsspektrum bedingt ist. Das Spektrum der Neutronen nach dem Bormantel ist approximativ berechnet worden (Fig. 6).

#### 5. Messung des Verzweungsverhältnisses.

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung des Verhältnisses  $K$  der beiden Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  und  $\sigma^*$  der Reaktionen  $B(n, \alpha)Li$  und  $B(n, \alpha)Li^*$  für verschiedene Neutronenenergien angegeben. Beide Reaktionen werden gleichzeitig in der Ionisationskammer

ausgeführt und registriert. Der Neutronenfluss ist also für beide Reaktionen derselbe, ebenso die geometrische Anordnung, so dass  $K$  allein durch das Verhältnis der Impulszahlen bestimmt ist.

Die Impulsspektren  $B_a$  und  $B_a^*$ , die den Reaktionen  $B(n_a, \alpha) Li$  und  $B(n_a, \alpha) Li^*$  entsprechen (der Index  $a$  bedeute die Neutronenenergie in MeV), überlappen sich bei thermischen Neutronen und bei  $E_n = 0,5$  MeV nicht.

Bei den andern Energien sind die gemessenen Impulsspektren in die einzelnen Gruppen zu zerlegen. Das Verhältnis der Maxima  $b$  und  $b^*$  der so erhaltenen Impulsspektren ist gleich demjenigen  $K$ , das der Neutronenenergie des Maximums zugeordnet ist. Die gesamten Messfehler können quadratisch aus den Einzelfehlern addiert werden, da diese statistisch voneinander unabhängig sind.

### 5.1. Thermische Neutronen.

Hier wurden die Impulszahlen sowohl mit dem 19-Kanalspektrographen<sup>11)</sup> als auch mit dem photographischen Impulsspektrographen gemessen. Die Impulszahlen der Gruppen sind folgende:

$$B^* = 1407, B = 99 \text{ (Figur 7 a, 7 b).}$$

Der Randeffekt kann vollständig vernachlässigt werden, da er  $B^*$  höchstens um 0,4% erhöht.  $K$  wird damit:

$$K = B/B^* = 0,070 \pm 0,007.$$

Der Wert stimmt mit dem Verhältnis der Maxima  $b/b^*$  überein. Der Fehler ist hier nur statistisch bedingt.

### 5.2. Neutronenenergie 0,5 MeV.

Das Impulsspektrum weist drei Gruppen auf (Figur 8):  $A$  enthält die  $B(n_0, \alpha) Li^*$ -Reaktion,  $B$  besteht aus den beiden Anteilen  $B(n_0, \alpha) Li$  und  $B(n_{0,5}, \alpha) Li^*$ , die gerade zusammenfallen und  $C$  umfasst die  $B(n_{0,5}, \alpha) Li$ -Impulse.

Die beiden in  $B$  zusammenfallenden Impulse sind bei andern Neutronenenergien aufgelöst: Figur 9 zeigt eine Aufnahme mit 0,26 MeV-Neutronen.

Das Maximum der Gruppe  $B$  in Figur 8 wird von der Gruppe  $C$  nicht beeinflusst, da sich diese Gruppen nur sehr wenig überdecken.  $K$  ist deshalb das Verhältnis der Maxima  $c$  von  $C$  und  $b''$ , das den Anteil von  $B(n_{0,5}, \alpha) Li^*$  an  $B$  bedeutet. Es wird

$$K = 0,31 \pm 0,04.$$

Der gesamte Fehler von 13% setzt sich zusammen aus 10% Auswertefehler und 8% statistischem Fehler.

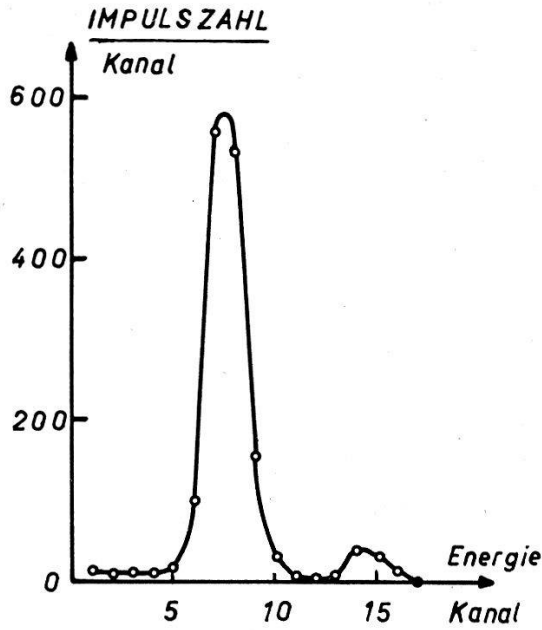


Fig. 7a.



Fig. 7b.

Impulsspektrum der Reaktionen  $B(n, \alpha) Li^*$  und  $B(n, \alpha) Li$  mit thermischen Neutronen.

- a) mit 19-Kanalspektrograph,  
 b) mit photographischem Impulsspektrograph registriert.  
 Füllung der Ionisationskammer: 8 ata A + 1 ata  $BF_3$ .

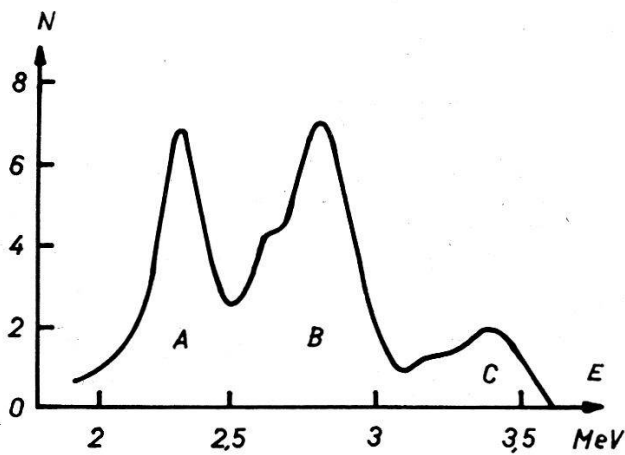


Fig. 8.

Impulsspektrum für die Reaktionen

$B(n_0, \alpha) Li^*$  ..... A.

$B(n_0, \alpha) Li + B(n_{0,5}, \alpha) Li^*$  ..... B.

$B(n_{0,5}, \alpha) Li$  ..... C.

$N$  = relative Impulszahl pro Energieintervall.

$E$  = Gesamtenergie der Reaktionsprodukte.

Füllung der Ionisationskammer:

4,5 ata Kr + 0,5 ata  $BF_3$ .



Fig. 9.

Impulsspektrum für thermische Neutronen (erstes und drittes Maximum) und 0,26 MeV Neutronen (zweites und viertes Maximum).

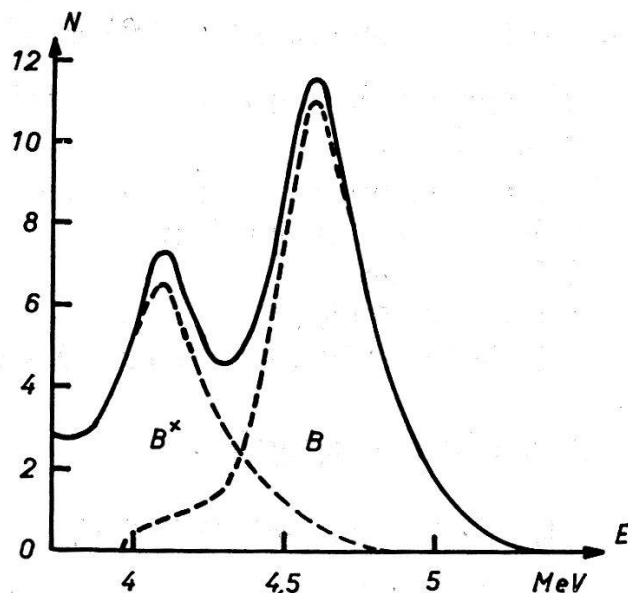


Fig. 10.

Impulsspektrum der Reaktion  $B(n, \alpha)Li$  und  $B(n, \alpha)Li^*$  für die Neutronenenergie 1,80 MeV. Die zugehörigen Impulsgruppen sind mit  $B$  und  $B^*$  bezeichnet.

$$K = 1,7 \pm 0,3.$$

$N$  und  $E$  wie in Fig. 8. Füllung der Ionisationskammer: 4,5 ata Kr + 0,5 ata  $BF_3$ .

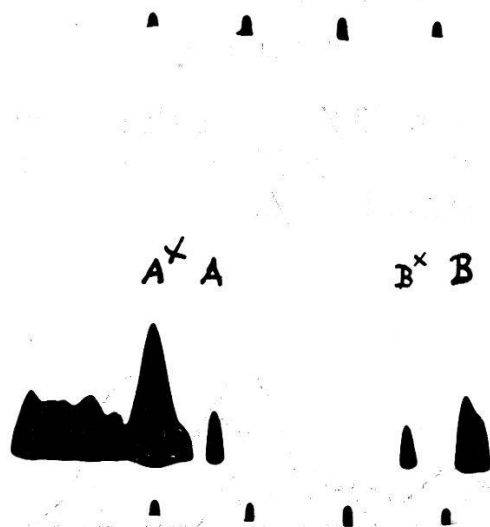


Fig. 11.

Die Aufnahme zeigt die beiden Reaktionen mit thermischen Neutronen ( $A^*$  und  $A$ ) und mit Neutronen der Energie 2,10 MeV ( $B^*$  und  $B$ ).

Zur Verminderung der Zahl der thermischen Neutronen wurde hier Cadmium verwendet, wodurch weniger Streuneutronen als beim Bormantel in Erscheinung treten und die Resonanz bei 1,8 MeV nicht merklich auftritt. Diese Abschirmung ist nur in den Fällen zweckmässig, wo der Wirkungsquerschnitt für die schnellen Neutronen relativ gross ist; bei den andern Energien würden die thermischen Neutronen zu stark überwiegen.

Füllung der Ionisationskammer: 4,5 ata Kr + 0,5 ata  $BF_3$ .

## 5.3. Neutronenenergien 1,80–2,95 MeV.

Es werden Impulsspektren bei folgenden Energien registriert: 1,80, 2,10, 2,55 und 2,95 MeV.

Durch das Auftreten von Einfangsresonanzen des  $B^{10}$  im Gebiet von 1,8 bis 2,1 MeV<sup>12)13)</sup> treten hier neben den gesuchten Hauptgruppen mehrere Nebengruppen auf, die sich alle überlagern. Deshalb ist nur bei 1,80 und 2,95 MeV eine sichere Bestimmung von  $K$  möglich, während sie bei 2,10 und 2,55 MeV einen größeren Fehler aufweist.

$K$  ist bei den Figuren 10–13 angegeben.

## 5.4. Neutronenenergie 3,5 MeV.

Das Impulsspektrum (Fig. 14) zeigt die Gruppen  $B$ ,  $B^*$  und nach tieferen Energien anschliessend den Anstieg der mit aufgenommenen  $U^{234}$ -Alphaeteilchen. Die berechneten Impulsspektren sind gestrichelt eingetragen. Die Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Impulsspektrum ist als schraffierte Fläche eingezeichnet. Sie beträgt zirka 10% der Fläche von  $B$  und zeigt damit, dass die Annahmen über das berechnete Impulsspektrum ziemlich zutreffend sind.  $K$  berechnet sich zu

$$1,4 \pm 0,3.$$

Der gesamte Fehler von 20% setzt sich zusammen aus Auswertefehler 10%, Fehler durch die Korrektur für die Streuneutronen 15% und statistischer Fehler 6%.

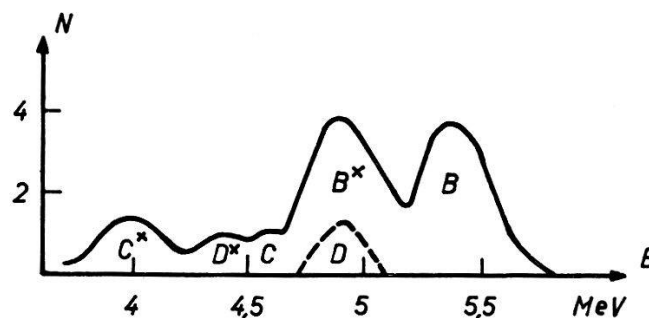


Fig. 12.

Neutronenenergie 2,55 MeV, Kadmiumblech zur Verminderung der Zahl der thermischen Neutronen.

$C^*$ ,  $C$  gehören zu  $B(n_{1,3}, \alpha)Li^*$ ,  $Li$

$D^*$ ,  $D$  gehören zu  $B(n_{2,1}, \alpha)Li^*$ ,  $Li$

$B^*$ ,  $B$  gehören zu  $B(n_{2,5}, \alpha)Li^*$ ,  $Li$ .

$$K = 1,5 \pm 0,4.$$

$N$  und  $E$  wie in Fig. 8. Füllung der Ionisationskammer: 4,5 ata  $Kr$  + 0,5 ata  $BF_3$ .

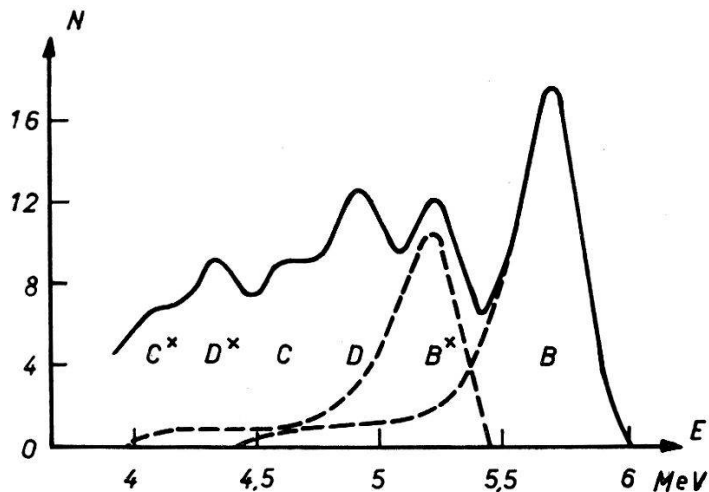


Fig. 13.

Neutronenenergie 2,95 MeV. Die Gruppenbezeichnung ist gleich wie bei Fig. 12.  
*D* überdeckt den Abfall der Gruppe *B\**.

$$K = 1,8 \pm 0,3.$$

*N* und *E* wie in Fig. 8. Füllung der Ionisationskammer: 9 ata A+1 ata  $BF_3$ .

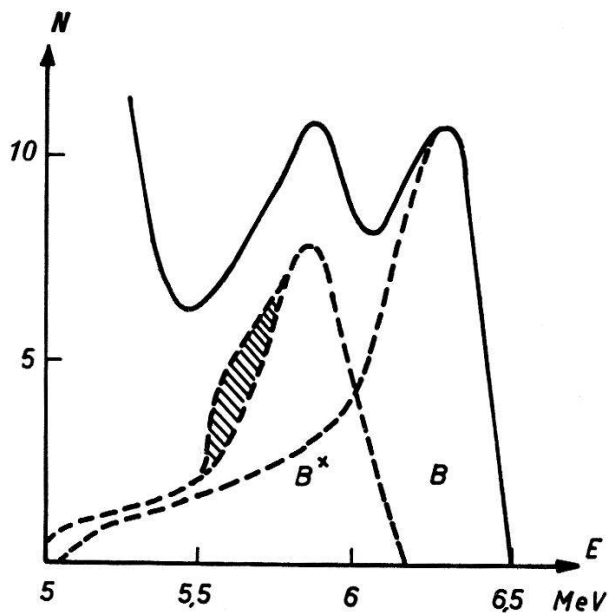


Fig. 14.

Impulsspektrum für die Neutronenenergie 3,5 MeV.

Die Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Impulsspektrum ist als schraffierte Fläche eingezeichnet.

*N* und *E* wie in Figur 8. Füllung der Ionisationskammer: 5 ata Kr+0,4 ata  $BF_3$ .



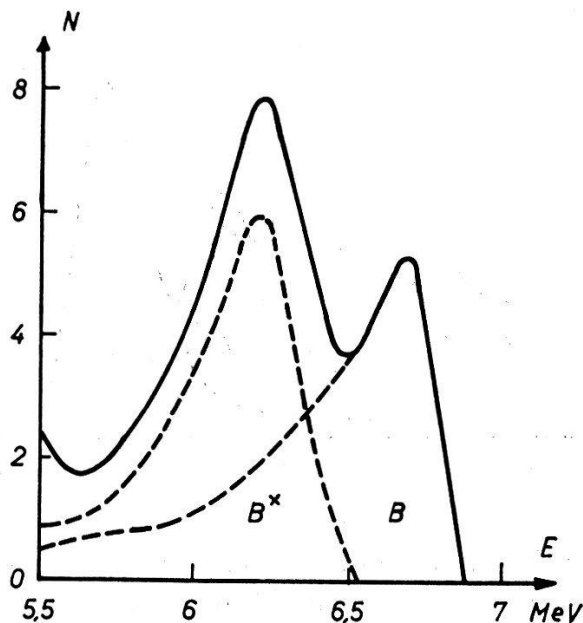


Fig. 15.

Impulsspektrum für die Neutronenenergie 3,9 MeV.

Der Unterschied zwischen gemessenem und berechnetem Impulsspektrum ist kleiner als 5%.

$N$  und  $E$  wie in Figur 8. Füllung der Ionisationskammer: 5 ata Kr+0,4 ata  $\text{BF}_3$ .

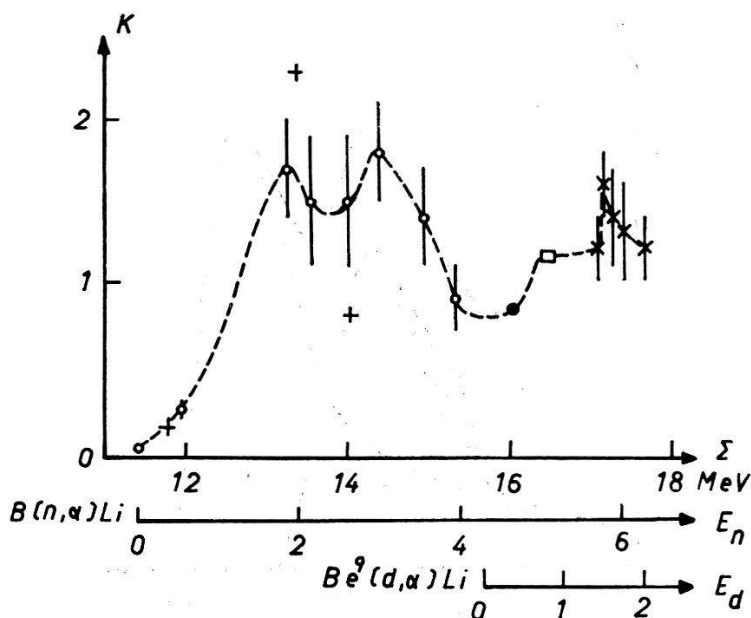


Fig. 16.

$K$  als Funktion der Anregungsenergie  $\Sigma$  des Zwischenkerns  $\text{B}^{11}$ .

○ Vorliegende Messung. • GRAVES. + MILLER<sup>16</sup>). □ INGLIS. × BUECHNER.  
Die Energieskalen  $E_n$  bzw.  $E_d$  beziehen sich auf die benutzte Neutronenenergie in der Reaktion  $\text{B}(n, \alpha)\text{Li}$  respektive Deuteronenenergie in der Reaktion  $\text{Be}^9(d, \alpha)\text{Li}$ .

## 5.5. Neutronenenergie 3,9 MeV.

Für die Darstellung des Impulsspektrums (Fig. 15) gilt das gleiche, das bei 3,5 MeV gesagt wurde. Die Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Impulsspektrum beträgt hier höchstens 5% von  $B$ , was zeigt, dass die angebrachte Korrektur für die Streuneutronen wahrscheinlich besser als auf 15% stimmt (was als Fehler angenommen wird).  $K$  berechnet sich zu

$$0,9 \pm 0,2.$$

## 5.6. Ergebnis.

In Figur 17 sind — mit Resultaten anderer Autoren — unsere Messungen der Grösse

$$K = \frac{\sigma[B(n, \alpha) Li]}{\sigma^*[B(n, \alpha) Li^*]}$$

graphisch dargestellt.

Einige Werte wurden bereits früher publiziert<sup>14)</sup>. Mit thermischen Neutronen hat HANNA<sup>1)</sup> das Verzweigungsverhältnis  $K = 0,062 \pm 0,001$  bestimmt. Der in der vorliegenden Arbeit gefundene Wert steht im Einklang mit dieser Bestimmung. Auf die theoretische Deutungsmöglichkeit dieses Verzweigungsverhältnisses wurde von INGLIS<sup>15)</sup> hingewiesen.

Mit Neutronenenergien von 0,35 bis 2,6 MeV wurde  $K$  von MILLER et al.<sup>16) 17)</sup> gemessen. Die Ergebnisse bis 1,8 MeV stimmen im wesentlichen mit denjenigen der vorliegenden Arbeit überein, dagegen ergibt sich ein Unterschied in der Interpretation des Resultates bei 2,6 MeV. Die Impulsspektren (vgl. Figur 4 der Veröffentlichung von MILLER<sup>17)</sup> mit Figur 12 der vorliegenden Arbeit) sehen praktisch gleich aus,  $K$  ist aber verschieden, da wir die angegebene Korrektur anbringen.

Als Ergänzung sind nun die Messungen der Reaktion  $Be^9(d, \alpha) Li$ , die den gleichen angeregten Zwischenkern  $B^{11}$  aufweist, interessant. Zum Vergleich mit der vorliegenden Messung wird  $K$  zweckmässig als Funktion der Anregungsenergie  $\Sigma$  des  $B^{11}$  angegeben. In der Literatur finden sich folgende Messungen:

GRAVES<sup>18)</sup> misst die Reaktion mit der Deuteronenenergie 0,326 MeV und aus ihren Messungen erhält man  $K = 0,85$ .

INGLIS untersucht die gleiche Reaktion mit einem magnetischen Spektrographen<sup>19)</sup> bei  $E_a = 0,6$  MeV und aus Figur 2 (p. 106) ergibt sich aus dem Vergleich der Maxima  $K = 1,16$ .

BUECHNER et al.<sup>20) 21) 22)</sup> haben verschiedene Arbeiten publiziert. In einem Briefe wurden uns  $K$ -Werte für Deuteronenenergien von 1,36 bis 1,81 MeV mitgeteilt.

### 6. Messung der Energietonung von $B(n, \alpha)Li$ und $D(d, n)He^3$ .

Werden  $Q$ -Werte mit Hilfe der Ionisationskammer bestimmt, so ist zu beachten, dass in der Ionisationskammer Ladungen  $q$  gemessen werden. Die Energie der Reaktionsprodukte berechnet sich aus der Zahl der Ionenpaare  $q/e$  und der Arbeit  $W$ , die aufgewendet werden muss, um ein Ionenpaar zu erzeugen:

$$E = W q/e.$$

Die Ladungen werden wie üblich<sup>2)</sup> durch Influenzladungen, die über eine Eichkapazitat gegeben werden, geeicht. Die Influenzladungen können relativ zueinander mit einer Genauigkeit von 0,1% bestimmt werden. Der Vergleich der gemessenen Ladungen mit den Influenzladungen ergibt eine weitere Ungenauigkeit, die in 2.1. besprochen wurde.

Ungünstiger liegen die Verhältnisse bei  $W(E)$ . Nach den in der Literatur angegebenen Resultaten ist noch nicht sichergestellt, wie  $W$  von der Energie der Teilchen abhängig ist. Nach CRANSHAW und HARVEY<sup>23)</sup> soll für Argon gelten:

$$W(E) = 27,5 + 1,9 E^{-1/2} \quad (\text{eV}),$$

wobei  $E$  in MeV einzusetzen ist.

JESSE et al.<sup>24)</sup> finden dagegen für Argon einen konstanten  $W$ -Wert.

#### 6.1. Energietonung der Reaktion $B^{10}(n, \alpha)Li$ .

Bei Reaktionen, die mit thermischen Neutronen verlaufen, lässt sich die Energietonung besonders gut bestimmen: sie ist gleich der Energie der Reaktionsprodukte.

Zur Energiebestimmung werden zwei verschiedene Vergleichsenergien verwendet: die Energie des angeregten Zustandes von Lithium und die Energie der Alphateilchen von  $U^{238}$ . Bei der ersten Methode werden die beiden Reaktionen  $B(n, \alpha)Li$  und  $B(n, \alpha)Li^*$  mit langsamen Neutronen in der Ionisationskammer erzeugt. Es wird das Verhältnis der Ladungen  $q_1$  und  $q$  gemessen:

$$q_1/q = 1,215 \pm 0,002.$$

Der Wert ist für Sättigung korrigiert,

Für den Fall von konstanter Arbeit pro Ionenpaar gilt für dieses Ladungsverhältnis

$$q_1/q = Q/(Q - E^*)$$

wobei  $Q$  die Energietonung der Reaktion und  $E^*$  die Anregungsenergie des  $Li^*$  von 478,5 keV<sup>8)</sup> ist.

Daraus berechnet sich  $Q = 2,70 \pm 0,02$  MeV.

Dabei wird angenommen, dass  $W$  für ein Alpha- und ein Lithiumteilchen dasselbe ist.

Wenn die Arbeit pro Ionenpaar nach CRANSHAW energieabhängig angenommen wird, heisst die Gleichung

$$q_1/q = \frac{\frac{E_\alpha}{W_\alpha} + \frac{E_{Li}}{W_{Li}}}{\frac{E_{\alpha^*}}{W_{\alpha^*}} + \frac{E_{Li^*}}{W_{Li^*}}} \quad (1)$$

Ausserdem ist

$$Q = E_\alpha + E_{Li} = E_{\alpha^*} + E_{Li^*} + E^* \quad (2)$$

und

$$E_\alpha/E_{Li} = E_{\alpha^*}/E_{Li^*} = m_{Li}/m_\alpha. \quad (3)$$

Es bedeuten  $E_k$  die Energie des  $k$ -ten Produktes der Reaktion und  $W_k$  die zugehörige Arbeit pro Ionenpaar.

Wir wollen nun annehmen, dass die Arbeit pro Ionenpaar für ein Lithiumteilchen und ein Alphateilchen gleicher Geschwindigkeit dieselbe ist.

Weiter nehmen wir an, dass für das betrachtete Gemisch 10%  $BF_3$  + 90% Argon für  $W$  eine ähnliche Formel wie für reines Argon gelten soll:

$$W_\alpha(E) = k(27,5 + 1,9 E^{-\frac{1}{2}}). \quad (4)$$

Diese Annahme wird gestützt durch den experimentellen Befund, wonach das Verhältnis der Ladungen, die von Uran-Alphateilchen und von der Reaktion  $B(n, \alpha) Li^*$  erzeugt werden, gleich ist für reines  $BF_3$  und das hier verwendete Gemisch. Gleichung (1) lässt sich mit Gleichung (2) und (3) umformen zu

$$q_1/q = \frac{Q \left( \frac{7}{W_\alpha} + \frac{4}{W_{Li}} \right)}{(Q - E^*) \left( \frac{7}{W_{\alpha^*}} + \frac{4}{W_{Li^*}} \right)}$$

Die Energietönung wird nun durch sukzessive Approximation unter Annahme von Gleichung (4) für  $W_\alpha$  und  $W_{Li}$  berechnet und ergibt sich zu

$$Q = 2,78 \pm 0,02 \text{ MeV.}$$

Die zweite Methode wird experimentell folgendermassen ausgeführt: Auf der negativen Elektrode der Ionisationskammer (Aufhängerplatte) wird elektrolytisch eine Uranschicht niedergeschlagen.

Die Füllung der Ionisationskammer besteht aus 0,5 ata  $\text{BF}_3$  und 4,5 ata A. Durch Einstrahlen von thermischen Neutronen ergibt sich die Reaktion  $\text{B}(n, \alpha)\text{Li}^*$ . Zwischen zwei Messungen der Reaktion werden die Uranalphateilchen registriert, wobei ein allfälliger Gang der Apparatur durch die gleichzeitige Registrierung der Eichimpulse herausfällt.

Das auf Sättigung korrigierte Verhältnis  $p/q$  (s. p. 11) ergibt sich zu  $1,879 \pm 0,005$ . Wir haben daran eine Korrektur anzubringen, die von der Absorption der Alphateilchen in der Uransicht selbst und in einer  $\text{BF}_3$ -schicht auf der Uransicht herrührt. Sie wird experimentell bestimmt, und es wird damit

$$p/q = 1,891 \pm 0,010.$$

Zur Kontrolle der Messanordnung wird das Verhältnis der Ladungen  $p$  und  $p_1$  der Uranalphateilchen von  $\text{U}^{238}$  und  $\text{U}^{234}$  gemessen. Das Verhältnis der Energien stimmt mit den Messungen von SEABORG und PERLMANN<sup>25)</sup> überein.

Der  $Q$ -Wert mit konst.  $W$  ergibt sich zu

$$Q = 2,69 \pm 0,02 \text{ MeV},$$

und mit energieabhangigem  $W$  nach CRANSHAW

$$Q = 2,77 \pm 0,02 \text{ MeV}.$$

Als Mittelwert von beiden Bestimmungen folgt für

$$W \text{ konstant} \quad Q = 2,695 \pm 0,02 \text{ MeV}.$$

$$W \text{ energieabhängig nach CRANSHAW} \quad Q = 2,775 \pm 0,02 \text{ MeV}.$$

Der erste Wert weicht um den fünffachen Betrag des Messfehlers von der Messung im magnetischen Spektrographen von LAURITSEN et al.<sup>26)</sup>:  $2,794 \pm 0,006 \text{ MeV}$  ab, während der zweite gut damit übereinstimmt.

## 6.2. *Energietonung der Reaktion $D(d, n)\text{He}^3$ .*

Der  $Q$ -Wert der (d,d)-Reaktion lässt sich berechnen, wenn die Energie des Deuterons und des Neutrons bekannt sind<sup>27)</sup>.

Die Neutronenenergie wird folgendermassen gemessen: Führt man die Reaktion  $\text{B}(n, \alpha)\text{Li}$  gleichzeitig mit thermischen und schnellen Neutronen aus, so wird die Differenz der Energien der Endprodukte gleich der Neutronenenergie. Zur vorliegenden Mes-

sung wird ein Neutronenspektrum mit dem Maximum der Intensität bei ca. 2,9 MeV benützt (siehe<sup>2)</sup>). Die Auswertung wird auf Grund von 16 Aufnahmen (Fig. 17) mit je 100 Impulsen in der Hauptgruppe nach der gleichen Methode wie in 6.1. ausgeführt, wobei  $W_\alpha$  und  $W_{Li}$  nach Gleichung (4) des vorhergehenden Abschnittes berechnet werden.

Es ergibt sich als Neutronenenergie

$$E'_n = 2,94 \pm 0,03 \text{ MeV.}$$

Daran ist noch eine Korrektur anzubringen, die davon herrührt, dass die Ionisationskammer einen Winkelbereich von  $14^\circ$  überdeckt. Die mittlere registrierte Neutronenenergie ist dadurch um zirka 10 keV kleiner als die Energie der Neutronen in der Vorwärtsrichtung (bei  $14^\circ$  ist die Neutronenenergie 2,933 MeV, wenn sie in Vorwärtsrichtung 2,950 MeV beträgt). Diese Differenz ist zu  $E'_n$  zu addieren, um die Energie  $E_n$  der Neutronen in der Vorwärtsrichtung zu erhalten:

$$E_n = 2,95 \pm 0,03 \text{ MeV.}$$

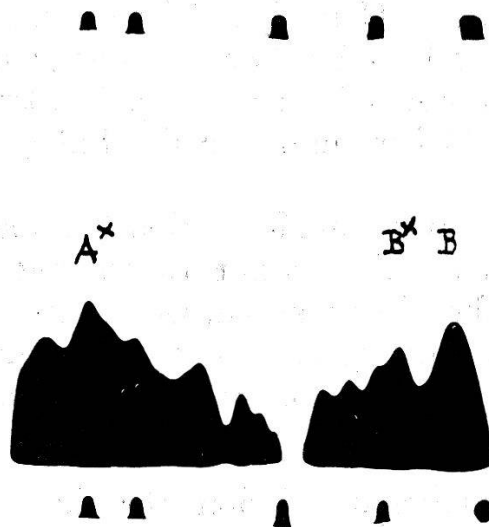


Fig. 17.

Aufnahme der bei der Neutronenenergie 2,9 MeV auftretenden Reaktionen.  
Bezeichnung wie bei den vorigen Figuren.

Die Beschleunigungsspannung wird nach drei verschiedenen Methoden mit grosser Genauigkeit bestimmt:

- a) Bestimmung des Einsatzpunktes der Reaktion  $B^{11}(p, \gamma)C$ ;
- b) ballistische Eichung;
- c) Unterteilung der Hochspannung mit einem unter Belastung genau geeichten Potentiometer und Messung der Teilspannung mit einem Präzisionsvoltmeter.

Die Energie des Maximums des Deuteronenspektrums wird damit zu  $0,157 \pm 0,005$  MeV bestimmt. Die Unsicherheit rührt vor allem von der Unbestimmtheit des Gasentladungsspektrums her. Damit ist es nun möglich, die Energietonung der Reaktion  $D(d, n)He^3$  zu berechnen:

$$Q = 3,24 \pm 0,04 \text{ MeV.}$$

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit der Messung von TOLLESTRUP et al.<sup>28)</sup>:  $3,256 \pm 0,016$  MeV mit einem magnetischen Spektrographen und von LIVESSEY:  $3,25 \pm 0,02$  MeV<sup>29)</sup>, wobei Ruckstossprotonen in Photoplatten gemessen wurden.

### 6.3. Diskussion.

Die Bestimmung von Energietonungen in diesem Kapitel liefert das Material zu einer kritischen Betrachtung der Ionisationskammermethode für die Bestimmung von Teilchenenergien. Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Methode gestattet, Verhältnisse von Ladungen mit einer Genauigkeit von 0,2% zu bestimmen, sofern genügend grosse Impulszahlen gemessen werden können.

Zur Einhaltung dieser Genauigkeit ist es weiterhin erforderlich, die Abhängigkeit der Impulsgrosse von der primär erzeugten Ladung sorgfältig zu untersuchen: die Impulsgrosse hängt vom Frequenzgang des Verstärkers und von der Sättigung in der Ionisationskammer ab.

Das grösste Hindernis der Ionisationskammermethode scheint die Unsicherheit in der Arbeit zur Erzeugung eines Ionenpaares zu sein. Es könnte behoben werden, wenn genügend gut bekannte Eichsubstanzen zur Energiemessung verwendet werden. Dazu dürfte die thermische Neutronenreaktion  $B(n, \alpha)Li$  aus dünner Schicht sehr gut geeignet sein.

Der Schweiz. Studienkommission für Atomenergie und dem E. W. Basel danken wir für die Finanzierung der Hochspannungsanlage.

### Literaturverzeichnis.

- 1) G. C. HANNA, Phys. Rev. **80**, 530, 1950 (gibt auch ältere Literatur).
- 2) A. STEBLER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **21**, 59 (1948).
- 3) D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **20**, 139 (1947).
- 4) D. MAEDER, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **20**, 230 (1947).
- 5) E. BALDINGER, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **19**, 423 (1946).
- 6) W. C. ELMORE, NUCLEONICS, Vol. **2**, Heft 2—5, 1948.
- 7) B. B. ROSSI und H. H. STAUB, Ionization Chambers and Counters, p. 228ff, McGraw Hill Book Company, New York, 1949.

- 8) W. F. HORNYAK, T. LAURITSEN, P. MORRISON and W. A. FOWLER, *Revs. mod. Phys.* **22**, 311 (1950).
- 9) P. HUBER, E. BALDINGER und W. G. PROCTOR, *Helv. Phys. Acta* **24**, 302 (1951).
- 10) O. HIRZEL und H. WÄFFLER, *Helv. Phys. Acta* **20**, 375 (1947).
- 11) E. BALDINGER und R. CASALE, *Helv. Phys. Acta* **21**, 172 (1948).
- 12) R. K. ADAIR, *Revs. mod. Phys.* **22**, 258 (1950).
- 13) A. STEBLER, H. BICHSEL und P. HUBER, *Helv. Phys. Acta* **23**, 511 (1950).
- 14) H. BICHSEL, W. HÄLG, P. HUBER, A. STEBLER, *Phys. Rev.* **81**, 456 (1951).
- 15) D. R. INGLIS, *Phys. Rev.* **82**, 181, 1951.
- 16) D. W. MILLER, B. PETREE and C. H. JOHNSON, *Bull. Am. Phys. Soc.* **3**, 20 (1951).
- 17) B. PETREE, C. H. JOHNSON and D. W. MILLER, *Phys. Rev.* **83**, 1148 (1951).
- 18) E. R. GRAVES, *Phys. Rev.* **57**, 855 (1940).
- 19) D. R. INGLIS, *Phys. Rev.* **78**, 104 (1950).
- 20) W. W. BUECHNER, E. N. STRAIT, C. G. STERGIPOULUS, A. SPERDUTO, *Phys. Rev.* **74**, 1572 (1948).
- 21) W. W. BUECHNER, E. N. STRAIT, *Phys. Rev.* **76**, 1548 (1949).
- 22) E. N. STRAIT, D. M. VAN PATTER, W. W. BUECHNER, A. SPERDUTO, *Phys. Rev.* **81**, 752 (1951).
- 23) T. E. CRANSHAW and J. A. HARVEY, *Can. Journ. Res. A* **26**, 243 (1948).
- 24) W. P. JESSE, H. FORSTAT, J. SADAUSKIS, *Phys. Rev.* **77**, 782 (1950).
- 25) G. T. SEABORG and I. PERLMANN, *Revs. mod. Phys.* **20**, 637 (1948).
- 26) C. Y. CHAO, C. C. LAURITSEN, A. V. TOLLESTRUP, *Phys. Rev.* **76**, 586 (1949).
- 27) A. O. HANSON, R. F. TASCHEK and J. H. WILLIAMS, *Revs. mod. Phys.* **21**, 648 (1949).
- 28) A. V. TOLLESTRUP, F. A. JENKINS, W. A. FOWLER and C. C. LAURITSEN, *Phys. Rev.* **76**, 181 (1949).
- 29) D. L. LIVESEY and D. H. WILKINSON, *Proc. Roy. Soc. A* **195**, 123 (1948).