

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

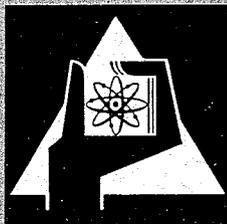
Oktober 1966

KFK 504

Zyklotron-Laboratorium

Untersuchung von Deuteron-break-up-Neutronen mit einer
Flugzeitmethode bei 50 MeV

G. W. Schweimer



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt.

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor.

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H.

Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Oktober 1966

K F K 504

Zyklotron-Laboratorium

Untersuchung von Deuteron-break-up Neutronen mit einer
Flugzeitmethode bei 50 MeV

G.W. Schweimer

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
 2. Meßverfahren
 3. Messung der Energieverteilung
 4. Aufbau der Einzelteile für die Messung der Energieverteilung
 - 4.1 Targetanordnung im Zyklotron
 - 4.2 Neutronenstreuer
 - 4.3 Neutronendetektor
 - 4.4 Elektronikteil
 5. Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutronen
 6. Aufnahme und Auswertung der Zählraten
 7. Messung der Winkelverteilung
 8. Diskussion der Meßergebnisse
- Anhang
- Literaturverzeichnis
- Tabellen
- Abbildungen

1. Einleitung

Das Karlsruher sektorfokussierende Zyklotron hat auf dem ersten Umlauf ein Blendensystem, welches die Phasenakzeptanz auf ca. 10° einschränkt. Diese geringe Phasenakzeptanz hat außer einigen Nachteilen auch einen Vorteil: die zeitliche Ausdehnung der Ionenimpulse beträgt weniger als 3% der Periode der Beschleunigungsspannung. Die Beschleunigung der Ionen mit der 3. Harmonischen der Umlauffrequenz begünstigt diesen Vorteil wesentlich. Die Ionenimpulse erhalten hierdurch eine Halbwertsbreite unter 1 ns. Zur Ausnutzung dieser kurzen Ionenimpulse wurden Flugzeitexperimente für Deuteronen ⁽¹⁾ und für Neutronen ⁽²⁾ aufgebaut. Bei den erstgenannten Experimenten werden hauptsächlich dünne Targets bestrahlt, so daß einzelne von Deuteronen ausgelöste Direkt-Reaktionen beobachtet werden können. Bei den Flugzeitexperimenten mit Neutronen werden hauptsächlich dicke Targets bestrahlt, um hohe Neutronenflüsse zu erzielen. Mit dem in Referenz ⁽²⁾ erwähnten Laufkanal für Neutronen werden im wesentlichen Flugzeitexperimente bei Neutronen-Energien um 1 MeV durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit wird das intensive Neutronenkontinuum zwischen 10 und 40 MeV mit Hilfe einer speziellen Flugzeitmethode untersucht. Dazu wird anhand der Abb. 1 die schematische Energieverteilung der Neutronen gezeigt, die bei der Bestrahlung von dünnen Targets mit 50 MeV Deuteronen entsteht.

Die Energieverteilung der Verdampfungsneutronen kann annähernd berechnet werden ⁽³⁾ aus dem Bildungsquerschnitt des Compoundkerns ⁽⁴⁾ und aus dessen "Temperatur" ⁽⁵⁾. Die Energieverteilung der break-up-Neutronen entsteht in erster Näherung aus der Überlagerung der internen Impulsverteilung der Neutronen im Deuteron und dem Schwerpunktimpuls des Deuterons ⁽⁶⁾. Die scharfen Linien der Direkt-Reaktionen entstehen durch Zwei-Teilchen-Reaktionen zwischen diskreten Energieniveaus. Die Deuteron-break-up-Neutronen und die aus Direkt-Reaktionen sind um die Vorwärtsrichtung gebündelt, während die Verdampfungsneutronen eine einigermaßen isotrope Winkelverteilung aufweisen.

Diese schematische Zerlegung des Energiespektrums trifft bei den gemessenen Spektren nur angenähert zu. In dem Energieintervall von 10 bis 40 MeV überlagern sich die drei Neutronengruppen. Die Intensität der Neutronen aus Direkt-Reaktionen ändert sich sprunghaft mit der Massenzahl A der Targets, im Gegensatz zu den break-up- und Verdampfungsneutronen. Eine Messung der Intensitätsabhängigkeit von A ermöglicht also eine Aussage über den Anteil

der Neutronen aus Direkt-Reaktionen in dem Energiebereich von 10 bis 40 MeV. Zu diesem Zweck wurden Messungen an den Elementen um die magische Protonenzahl 28 durchgeführt.

Zur Beschreibung des break-up-Prozesses wird zunächst das Coulombfeld des Targetkerns vernachlässigt. Das Deuteron wird an dem Kernpotential aufgespalten. Die beiden Bruchstücke - Proton und Neutron - sind wegen der Symmetrie der Kernkräfte gleichberechtigt. Das heißt, sie haben die gleiche Energie- und Winkelverteilung. Diese Verteilungen ergeben sich aus der Überlagerung der internen Impulsverteilung im Deuteron mit dem Schwerpunktimpuls des Deuterons. Die Energieverteilung ist demnach symmetrisch um die halbe Deuteronenenergie oder genauer um $(E_d - B)/2$, wo B die Bindungsenergie des Deuterons ist. Das Maximum der Energieverteilung liegt bei $(E_d - B)/2$.

Fügt man nun zum Kernpotential des Targetkerns das Coulombpotential zu, dann werden die Energie- und Winkelverteilung der Protonen anders beeinflusst als die der Neutronen. Die Neutronenverteilungen werden beeinflusst durch die Abbremsung und Ablenkung des Deuterons bevor dieses das Kernpotential erreicht. Die Protonenverteilungen werden zusätzlich durch die Beschleunigung der Protonen im Coulombfeld verändert. In dieser Näherung wird das Maximum der Energieverteilung der Neutronen bei $(E_d - B - E_c)/2$ erwartet, wobei E_c die Coulombenergie an der Kernoberfläche ist. Die Winkelverteilung der Neutronen wird verbreitert und zwar um so mehr je stärker das Coulombpotential ist. Die Energieverteilung der Protonen ist zu höheren Energien verschoben mit einem Maximum bei $(E_d - B + E_c)/2$. In der Winkelverteilung der Protonen entsteht ein Minimum bei 0° , weil das Coulombfeld die Protonen aus der Vorwärtsrichtung treibt.

Das Coulombpotential beeinflusst nicht nur die Energie- und Winkelverteilung, sondern auch den Wirkungsquerschnitt. Das Coulombpotential wirkt nur auf das Proton im Deuteron, während die Trägheitskräfte auch auf das Neutron im Deuteron wirken. Dadurch kann das Deuteron im Coulombfeld aufspalten. Dieser Coulomb-break-up, der außerhalb des Kernpotentials stattfindet, hat eine andere Energieverteilung als die des vorher erwähnten Kern-break-up an einem Kern mit Coulomb- und Kernpotential. Die Verschiebung des Maximums der Energieverteilung der Neutronen muß kleiner sein als $-E_c/2$, weil das Deuteron ja nicht immer bis zur Kernoberfläche gelangt. An dieser

kleineren Energieverschiebung lässt sich der Coulomb-break-up im Prinzip erkennen, nur im Prinzip, denn es könnte ja auch eine Polarisation der Deuteronen im Coulombpotential auftreten und damit ein Effekt zum Tragen kommen, bei dem das Deuteron bevorzugt dann aufspaltet, wenn sein interne Impuls parallel und nicht antiparallel zum Schwerpunktimпульs steht. Solch ein Effekt hat eine Verschiebung des Maximums in der Energieverteilung der Neutronen zu höheren Energien zur Folge.

Es erhebt sich jetzt die Frage: "Was kann man aus den Energie- und Winkelverteilungen der Neutronen im Energieintervall von 10 bis 40 MeV lernen"?

Die Antwort ist:

- a) Eine eventuelle Änderung der Neutronenverteilung benachbarter Elemente würde eine Beimischung von Neutronen aus Direkt-Reaktionen zu denen aus break-up-Prozessen zeigen.
- b) Die Kenntnis des systematischen Verlaufs der Position des Maximums der Energieverteilungen bezüglich der Kernladung ermöglicht Aussagen über Kern- oder Coulomb-break-up.
- c) Aus dem Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte mit den Voraussagen der Theorien für Kern- und Coulomb-break-up erhält man Aufschlüsse über die Beschreibungsmöglichkeit des Neutronenkontinuums.
- d) Und nicht zuletzt ermöglicht die systematische Kenntnis der Neutronenflüsse die Herstellung eines Neutronenstrahls mit bekannten Energieeigenschaften.

2. Meßverfahren

Der von einem Target emittierte Neutronenfluß ist eine von Energie, Winkel und einigen Parametern abhängende Funktion. Das heißt, für jeden Winkel θ zwischen der Richtung des Deuteron- und Neutronimpulses hat der Neutronenfluß eine Energieverteilung. Die Parameter sind die Deuteronen-Energie E_d , die Massenzahl A und die Ladungszahl Z der Targetkerne, sowie die Targetdicke ΔE . Der Neutronenfluß kann also dargestellt werden durch

$$I = f (E_n, \theta, E_d, \Delta E, A, Z) \quad (1)$$

In der vorliegenden Arbeit werden folgende Einschränkungen auf die Variablen gemacht:

- a) Es wurden nur einige, d.h. 14 natürliche Elemente bestrahlt. Die bestrahlten Elemente können in zwei Gruppen unterteilt werden. Die eine stellt einen repräsentativen Querschnitt über Z bezüglich der Neutronenemission dar. Die andere besteht aus benachbarten Elementen und soll zeigen, ob eine sprunghafte Änderung der Neutronenemission von Targets mit der Ladungszahl Z zu solchen mit der Ladungszahl $Z + 1$ im Energiebereich um $E_d/2$ vorhanden ist.
- b) Aus meßtechnischen Gründen wurden nur dicke Targets bestrahlt. Die Targetdicke ΔE ist also gleich der Deuteronen-Energie.
- c) Die Targets wurden mit 2 Deuteronen -Energien bestrahlt und zwar mit 53,8 und 40,0 MeV.
- d) Für den Winkel $\theta = 0^\circ$ wurde das Neutronenspektrum mit einer Flugzeitmethode aufgenommen.

Für den Winkel $\theta > 0^\circ$ wurde das Integral des Neutronenspektrums mit Aktivierungssonden gemessen. In diesen Sonden wurden die Neutronen über die Reaktion $^{55}\text{Mn} (n, 2n) ^{54}\text{Mn}$ nachgewiesen. Diese Reaktion hat einen negativen Q -Wert von 11 MeV. Die Aktivität der Mn-Sonden gibt also das Integral des Neutronenspektrums von 11 MeV bis E_d wieder.

Die am Ende der Einleitung gestellte Frage setzte Meßergebnisse von dünnen Targets voraus. Es wurden aber nur dicke Targets bestrahlt. Die gewünschte

Information läßt sich aber erhalten, denn die Differenz der Neutronenspektren dicker Targets, die bei 53,8 und 40,0 MeV bestrahlt wurden, ist gleich dem Neutronenspektrum eines 13,8 MeV "dünnen" Targets, das mit 53,8 MeV Deuteronen bestrahlt wird. Die Neutronenspektren dieser äquivalenten 13,8 MeV "dünnen" Targets werden mit den Voraussagen der Theorien für den Deuteron-break-up verglichen. Die äquivalenten Targets sind gerade noch dünn genug, um die Position der Maxima der Energieverteilungen hinreichend genau zu bestimmen. Die Abweichung der Position der Maxima von $(E_d - B)/2$ ermöglicht eine Aussage über Kern- oder Coulomb-break-up. Zur Auswertung der mit Mn-Sonden aufgenommenen Winkelverteilungen wird folgende Annahme zur Formel (1) gemacht:

$$I = f(E_n, \theta) \simeq g(E_n) \cdot h(\theta) \quad \text{für } E_n > 10 \text{ MeV} \quad (2)$$

Es wird also angenommen, daß für jeden Winkel θ die schnellen Neutronen die gleiche Energieverteilung haben. Diese Annahme wird mit der starken Vorwärtsbündelung der break-up-Neutronen begründet. In dieser Näherung läßt sich der Wirkungsquerschnitt für den break-up-Prozeß aus dem Produkt von 2 Integralen berechnen: dem Integral über die Neutronenenergie E_n und dem Integral über den Winkel θ . Die zugehörigen Funktionen $g(E_n)$ und $h(\theta)$ werden mit der Flugzeitmessung und mit der Aktivität der Mn-Sonden erhalten.

3. Messung der Energieverteilung

Die Neutronen entstehen in Targets, die in den internen Strahl des Zyklotrons gebracht werden. Die Neutronen werden mit 2 Szintillatoren außerhalb des Zyklotrons bunkers nachgewiesen. In Abb. 2 ist die Anordnung der Flugstrecken dargestellt. Bevor auf die Einzelheiten der Detektoren eingegangen wird, soll die Flugzeitmessung erklärt werden.

Die Targets, im folgenden Neutronenquelle genannt, senden nur dann Neutronen aus, wenn ein Deuteronenimpuls sie trifft. In dem sektorfokussierendem Zyklotron ist die Impulsfrequenz der Ionen gleich der Frequenz der Beschleunigungsspannung. Sie beträgt 33,050 MHz. Die Halbwertsbreite der Ionenimpulse ist, wie bereits in der Einleitung erwähnt, in diesem Zyklotron besonders klein. Daraus ergibt sich die Zeitstruktur der Neutronenstrahlung bei der Neutronenquelle: die Neutronenquelle sendet jede 30,257 ns einen Neutronenimpuls mit knapp 1 ns Halbwertsbreite aus.

Diese Zeitstruktur ist ungünstig für eine einfache Flugzeitmessung. Die 30 ns Zeitabstand zwischen den Startzeiten der Neutronenbündel ist so kurz, daß 50 MeV Neutronen die langsameren 10 MeV-Neutronen des vorherigen Neutronenimpulses bereits nach 2,7 m Flugstrecke überholen. Daraus wird klar, daß nach einem Flugweg von 20 m kein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Signal des Neutronendetektors und der Flugzeit des betreffenden Neutrons besteht.

Es soll hier nochmals betont werden, daß für eine Zeitmessung immer ein Start- und ein Stoppsignal nötig sind. Das Startsignal läßt die Uhr anlaufen, das Stoppsignal hält sie an. Die Uhr ist dann eine Zeit T (groß geschrieben) gelaufen, die genau die Zeit zwischen den Ankünften des Start- und Stoppsignals bei der Uhr ist. Die Zeit T ist aber nicht das, was man messen möchte. Gesucht ist die Zeit t (klein geschrieben), die ein Neutron braucht, um von der Neutronenquelle über den Neutronenstreuer zum Neutronendetektor zu fliegen. Die Umrechnung von T auf t ist möglich, wenn die Laufzeiten der Signale von den Meßköpfen (Neutronendetektor, Target) zur Uhr bekannt sind. Diese Laufzeiten sind in erster Näherung unabhängig von t und müssen mit einem "Eich - Experiment" bestimmt werden. Im Nanosekundenbereich können diese Laufzeiten der Signale nicht vernachlässigt werden, denn sie betragen einige 100 ns.

Die Laufzeiten sind nur in erster Näherung unabhängig von t , denn bei der Umsetzung des Szintillationsblitzes in ein logisches Signal am Ausgang des Fotovervielfachers gibt es außer statistischen Laufzeit-schwankungen auch solche Änderungen, die von der Höhe des Szintillationsblitzes abhängen.

Zur Namensgebung wird betont, daß die Bezeichnungen Start- und Stopp-Signal sich auf die Uhr und die Bezeichnungen Start- und Ankunftszeit sich auf die Neutronen beziehen. Dieses ist wichtig, denn aus meßtechnischen Gründen wird bei der Ankunft eines Neutrons ein Startsignal erzeugt und bei den Startzeiten der Neutronen die Stoppsignale. Mit diesem Trick wird erreicht, daß die Uhr nur dann anläuft, wenn ein Neutron den Neutronendetektor erreicht hat.

Und nun zurück zu der Meßmöglichkeit der Flugzeit t der Neutronen. Wenn die Startsignale mit den Ankunftszeiten der Neutronen gekoppelt sind und die Stoppsignale mit den Startzeiten bei der Neutronenquelle, dann ist

$$t = n \cdot T - T_2 + t_0 \quad (3)$$

mit

n = ganze positive Zahl

T = Zeitabstand zwischen den Startzeiten oder den Stoppsignalen

T_2 = Anzeige der Uhr $0 \leq T_2 < T$

t_0 = Differenz der Laufzeiten der Signale zur Uhr.

Die Laufzeitdifferenz t_0 wird mit einer Eichmessung bestimmt. Da diese Eichmessung zum Verständnis der Flugzeitmessung für Neutronen nebensächlich ist, wird sie im Anhang behandelt. Es bleibt eine weitere Unbekannte, nämlich n . Wenn die Neutronenquelle die Neutronenbündel in größeren Zeitabständen ausstrahlt als die Flugzeit der langsamsten Neutronen, die noch vom Neutronendetektor nachgewiesen werden, kann n nur den Wert 1 annehmen. Das bedeutet aber, daß die Ionenimpulsfrequenz im Zyklotron auf einige kHz reduziert werden muß. Das ist nicht einfach zu erreichen, und es wird hier vorgezogen, die normale Impulsfrequenz von 33,050 MHz des Zyklotrons beizubehalten. Daher muß n aus einer zusätzlichen Information für jedes nachgewiesene Neutron bestimmt werden. Diese zusätzliche Information kann aus verschiedenen Meßmöglichkeiten entnommen werden. In der vorliegenden Arbeit wird eine 2. Flugzeitmessung gemacht, und zwar die Messung der Flugzeit t , des Neutrons vom Neutronenstreuer zum Neutronendetektor (Abb. 2).

Für die 2. Flugzeitmessung ist eine 2. Uhr notwendig. Das am Neutronendetektor erzeugte Startsignal wird auch für das Starten dieser 2. Uhr benutzt. Der Grund ist derselbe wie bei der ersten Uhr: die 2. Uhr läuft nur dann an, wenn ein Neutron den Neutronendetektor erreicht hat. In dem Neutronenstreuer -einem Plastiksziintillator- werden durch die von den Neutronen angestoßenen Protonen Szintillationen ausgelöst, die in Stoppsignale umgewandelt werden. Mit diesen Stoppsignalen wird die 2. Uhr gestoppt. Weil die Uhr nur positive Zeiten messen kann, muß die Laufzeit der Stoppsignale zur Uhr größer als die der Startsignale sein. Die Anzeige dieser Uhr ist dann

$$T_1 = \Delta T - \delta T - t_1 \quad (4)$$

mit

- ΔT = Länge eines Zusatzkabels in der Stoppleitung
- δT = Differenz der Laufzeiten der Start- und Stoppsignale zur 2. Uhr, ohne dem Zusatzkabel in der Stoppleitung
- t_1 = Flugzeit der Neutronen vom Neutronenstreuer zum Neutronendetektor.

Hier tritt wieder eine Unbekannte auf, nämlich δT , die mit einer ähnlichen Eichmessung wie t_0 in (3) gemessen wird. Siehe Anhang.

Die Flugzeit t_1 ist durch die Kinematik der n,p-Streuung mit der Flugzeit t verknüpft. Die Beziehung zwischen t_1 und t ist am einfachsten, wenn der Streuwinkel $\theta = 0$ (Abb. 2). Dann ist

$$t/t_1 = L_2 / L_1 \quad (5)$$

Für $\theta = 0$ ist aber die Rückstoßenergie der Protonen im Neutronenstreuer $E_p = 0$. Der Winkel $\theta = 0$ ist also meßtechnisch unbrauchbar. Für $\theta > 0$ ist die Neutronen-Energie nach der Streuung kleiner als vor der Streuung. In der in (5) definierten Zeit t_1 wird daher ein kürzerer Weg als L_1 zurückgelegt. Die gestrichelte Kurve in Abb. 2 verbindet die Punkte für die die Flugzeit vom Neutronenstreuer zum Neutronendetektor unabhängig von θ ist. Für die elastische n,p-Streuung ist diese Kurve ein Kreis. Bei den Messungen wurde $\theta = 47^\circ$ gewählt. Bei diesem Winkel ist die Rückstoßenergie des Protons etwas größer als die der in Richtung Neutronendetektor fliegenden Neutronen.

Mit den Gleichungen (3), (4) und (5) und den vorher gemessenen Parametern L_1 , L_2 , t_0 , ΔT und δT kann nun für jedes Datenpaar (T_1, T_2) die gesuchte genaue Flugzeit t eindeutig berechnet werden.

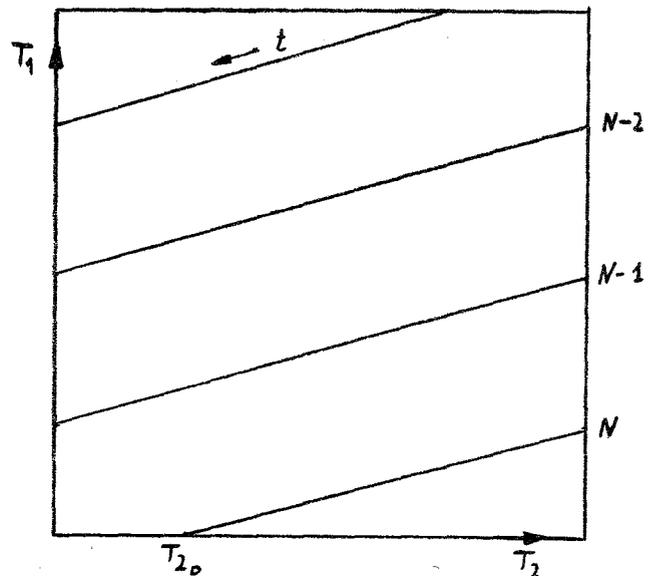
Die Datenspeicherung muß 2-dimensional sein, nämlich mit den Achsen für die T_1 - und für die T_2 - Daten. Diese Speicherung erfolgt mit einem 64 x 64 Kanal Impulshöhenanalysator.

Wegen der Bedingung der Ganzzahligkeit von n in (3), werden nicht alle Kanäle der (T_1, T_2) -Matrix gefüllt. Die Ereignisse häufen sich auf parallelen Linien, wie sie in der nebenstehenden Skizze gezeigt werden.

Der Abstand der Linien in der T_1 -Richtung ergibt sich aus den Perioden der Beschleunigungsspannung des Zyklotrons. Aus (3) und (5) erhält man diesen Abstand

$$\Delta T_1 = \frac{L_1}{L_2} \cdot T$$

Die Zahl N ist der Maximalwert von n . Mit dem Zusatzkabel ΔT in (4) wird der Energiebereich der Messung eingestellt, weil $T_1 \geq 0$.



(T_1, T_2) -Matrix des Impulshöhen-Analysators

Diese 2-dimensionale Flugzeitmessung hat 2 Vorteile gegenüber der konventionellen Flugzeitmessung:

- a) Weil die Periode T der Beschleunigungsspannung des Zyklotrons genau bekannt ist, ist der absolute Fehler von t in (3) nur durch die Fehler von t_0 und T_2 gegeben. Diese beiden Fehler betragen zusammen ca. 1 ns. Die Flugzeit t betrug bei den Messungen 250 bis 450 ns.
- b) Weil der Untergrund die Bedingung der Ganzzahligkeit von n nicht erfüllt, kann er aus dem Gebiet zwischen den Linien (siehe Skizze) direkt abgelesen werden. Der Untergrund wird also zusätzlich unter denselben Bedingungen wie die gesuchten Ereignisse getrennt gespeichert.

Abb. 3 zeigt eine Fotografie einer dreidimensionalen Darstellung der gemessenen Häufung der Ereignisse auf der (T_1, T_2) -Ebene bei der Bestrahlung von Be.

Aufbau der Einzelteile für die Messung der Energieverteilung

4.1 Targetanordnung im Zyklotron

Die Targets für die Erzeugung des Neutronenstrahls (Abb. 4) bestehen aus massiven Klötzen von $4 \times 10 \times R \text{ mm}^3$ Größe, wobei R die Reichweite von 60 MeV Deuteronen ist ⁽⁷⁾. Diese Klötze sind in eine Cu-Halterung hart eingelötet und werden in einen wassergekühlten Klemmtargetkopf eingespannt. Ein Thermopaar im Zentrum des Neutronenquellgebietes ermöglicht eine dauernde Überwachung der Targettemperatur. Zur Kontrolle der Strahlposition, d.h. daß der Deuteronenstrahl auch wirklich auf das $4 \times 10 \text{ mm}^2$ große Target trifft und zur Kontrolle des Strahlstromintegrals wurden $50 \mu\text{m}$ Al- oder $20 \mu\text{m}$ Ta-Folien vor das Target geklemmt. Auf diese Weise konnten zuverlässige Targets erhalten werden. Für eine eingehende Beschreibung wird auf Referenz (8) hingewiesen.

4.2 Neutronenstreuer

Für die Flugzeitmessung bei der normalen Impulsfrequenz des Zyklotrons ist - wie bereits erwähnt - ein Neutronenstreuer außerhalb des Bunkers nötig (Abb. 2). Es wird ein $50 \text{ mm } \varnothing \times 50 \text{ mm}$ NE 102 Plastik-Szintillator mit einem 56 AVP Fotovervielfacher verwendet. Dieser Plastik besteht aus 52,5 % H-Atomen und 47,5 % C-Atomen. Die Szintillationen, die durch Neutronen ausgelöst werden, stammen von Rückstoßprotonen und geladenen Reaktionsprodukten von $C + n$ - Prozessen. Die C-Rückstöße liefern keinen Szintillationsimpuls, der die Höhe von 1 MeV Rückstoßprotonen erreicht ⁽⁹⁾ und werden deshalb nicht registriert. Die Mehrteilchenprozesse aus dem Kohlenstoff, bei denen ein Neutron den Neutronendetektor erreicht und ein Szintillationsimpuls eine Höhe von 2 MeV_p erreicht, sind selten und liefern auf der (T_1, T_2) -Ebene ein breites Kontinuum, welches als Untergrund aufgefaßt wird. Die an Protonen gestreuten Neutronen liefern Ereignisse auf der (T_1, T_2) -Ebene wie sie Abb. 3 zeigen.

Der Spannungsteiler des 56 AVP wurde für große Anodenströme ausgelegt, weil die mittlere Impulsrate bei den Bestrahlungen 10^6 Impulse pro Sekunde betrug. Dafür wurden die letzten drei Stufen des Spannungsteilers mit 120 V-Zehnerdioden ausgelegt.

4.3 Neutronendetektor

Der Neutronendetektor besteht aus einem NE 213 Flüssigkeitszintillator mit den Abmessungen 119 mm \varnothing x 123 mm Dicke, auf einem Fotovervielfacher XP 1040. Dieser Szintillator besteht aus 54,8 % H-Atomen und 45,2 % C-Atomen. Er ist besonders geeignet zur Trennung von Neutronen- und Gamma-Strahlung mittels der Impulsformdiskriminierung. Um eine reproduzierbare Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors zu erhalten, wird zusätzlich zu dem Zeitsignal ein energieproportionales Signal aus dem Spannungsteiler an der 11. Dynode abgenommen. Mit diesem Signal wird ein Koinzidenzsignal erzeugt, wenn der Impuls der Form nach von einem Rückstoßproton stammt und seine Höhe größer als die der Compton-Kante eines ^{137}Cs -Präparats ist. Diese Schwelle für die Impulshöhe entspricht 1,7 MeV_p.

4.4 Elektronikteil

Für die zweifache Flugzeitmessung ist eine nicht einfache elektronische Meßeinrichtung erforderlich. Abb. 5 zeigt ein vereinfachtes Blockschema. Nicht enthalten sind die Impulszähler zur Kontrolle der Koinzidenzen. Die speziell für die hohe Beschleunigungsfrequenz des Zyklotrons entwickelten Zeit-zu-Impulshöhe-Konverter wurden schon früher beschrieben⁽¹⁰⁾. Sie bestehen aus schnellen Tunnelnioden-Univibratoren und -Impulsformern. Die erreichbare Zeitauflösung wird nicht von den Zeit-zu-Impulshöhe-Konvertern gegeben, sondern von der Genauigkeit der Zeitbeziehung zwischen dem Ereignis und dem Zeitimpuls des Fotovervielfachers. Bei dem großen Neutronendetektor ist die Zeitgenauigkeit durch die Flugzeit der Neutronen durch den Szintillator begrenzt. Diese Flugzeit beträgt 2 bis 4 ns für Neutronen-Energien von 20 bis 5 MeV. Diese Energien entsprechen 40 bis 10 MeV vor der Streuung der Neutronen im Neutronenstreuer. Die Phasenkonstanz der Ionen im Zyklotron während der Meßperioden von einigen Stunden ist $\pm 7^\circ$. Das hat eine Ungenauigkeit der Startzeiten von $\pm 0,6$ ns zur Folge. Damit ist die Zeitauflösung auf 3 bis 5 ns für Neutronen mit 40 bis 10 MeV begrenzt.

Der Impulsformdiskriminator zur Unterdrückung des durch Gammastrahlen erzeugten Untergrundes ist notwendig, weil die Ansprechwahrscheinlichkeit des Flüssigkeits-Szintillators etwa gleich groß für Neutronen und Gammastrahlen ist. Der Impulsformdiskriminator wurde schon früher beschrieben⁽¹¹⁾. Er verarbeitet das energieproportionale Signal von der

11. Dynode des XP 1040 durch unvollständige Integration und Differentiation zu einem Impuls, der eine formabhängige nulldurchgangszeit hat. Die nulldurchgangszeit wird mit einem Tunnelioden-Univibrator zu einer Impulshöhe umgewandelt, die ein Maß für die ursprüngliche Impulsform ist.

Die zweifache Koinzidenz-Antikoinzidenz-Stufe ist zur Erfüllung der Bedingungen notwendig:

- a) Der Impuls des Neutronendetektors soll der Form nach von einem Neutron stammen,
- b) das Rückstoßproton soll mehr als 1,7 MeV gehabt haben, damit die Ansprechwahrscheinlichkeit definiert ist,
- c) die Zeit T_1 soll kleiner als eine vorgewählte $T_1 \text{ max.}$ sein. Mit dieser Bedingung wird eine unnötige Totzeit des Impulshöhenanalysators vermieden.

Etwa 90 % der Impulse des Neutronendetektors erfüllen diese drei Bedingungen nicht.

Der elektronische Stromintegrator für den Strahlstrom liefert genormte Impulse, deren Zahl proportional zum Strahlstromintegral ist. Diese Impulse werden über einen ähnlichen Kanal wie die T_1 - und T_2 -Impulse dem Gedächtnis des Impulshöhenanalysators zugeführt. Damit wird erreicht, daß im Uhrkanal das totzeitkorrigierte Strahlstromintegral gespeichert wird.

5. Nachswahrscheinlichkeit der Neutronen

Es sind hier zwei Begriffe zu unterscheiden: die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors und die Nachswahrscheinlichkeit eines Neutrons, in der alle Verluste auf dem Weg von der Neutronenquelle bis zur elektronischen Meßeinrichtung zu berücksichtigen sind.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron, das durch den Szintillator fliegt, eine Szintillation auslöst, deren Höhe die eingestellte Nachweisschwelle überschreitet. Diese Ansprechwahrscheinlichkeit hängt von der Neutronenenergie E , der Nachweisschwelle E_S , den Abmessungen des Szintillators und von der atomaren Zusammensetzung des Szintillatormaterials ab. In der Literatur sind Messungen zu finden ^(12,13,14,15), aus denen sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des hier verwendeten Neutronendetektors berechnen läßt.

Für den Energiebereich $1,7 \text{ MeV} \leq E < 10 \text{ MeV}$ wurde die Formel

$$\varepsilon(E) = \frac{E - 1,7 \text{ MeV}}{E} e^{-N_0 \cdot \sigma_{np} \cdot d} \quad (6)$$

benutzt, mit

N_0 = Dichte der H-Atome im Szintillator des Neutronendetektors

σ_{np} = totaler Wirkungsquerschnitt der n,p-Streuung ⁽¹⁴⁾

d = Dicke des Szintillators

Für den Energiebereich $18 \text{ MeV} \leq E < 70 \text{ MeV}$ wurden die Meßwerte für einen 150 mm dicken Plastik-Szintillator ⁽¹²⁾ auf die Abmessung des hier benutzten Szintillators umgerechnet, unter Berücksichtigung der H- und C-Beiträge aus Referenz ⁽¹³⁾.

Der Energiebereich $10 \text{ MeV} \leq E < 18 \text{ MeV}$ wurde durch stetigen Anschluß an beide Kurvenstücke überbrückt.

In Abb. 6 ist das Ergebnis dieser Rechnung dargestellt.

Die Nachswahrscheinlichkeit ist, im Gegensatz zur Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors, eine Größe, die von der gesamten Meßeinrichtung bestimmt ist. Sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Neutron aus der Neutronenquelle von der Meßeinrichtung registriert wird.

Diese Nachweiswahrscheinlichkeit ist

$$W(E) = \frac{N_s \cdot \sigma_{np}(\theta, E)_{\text{Lab}}}{(L_2 - L_1)^2} \Omega \cdot a(E, \theta) \cdot k(E, \theta) \cdot \xi(E, \theta) \quad (7)$$

mit

- E = Neutronen-Energie bei der Neutronenquelle,
- θ = Streuwinkel der Neutronen im Neutronenstreuer (Abb. 2),
- $L_2 - L_1$ = Abstand Neutronenquelle-Neutronenstreuer, (Abb. 2)
- N_s = Zahl der H-Atome im Neutronenstreuer,
- $\sigma_{np}(\theta, E)_{\text{Lab}}$ = Differentieller Wirkungsquerschnitt der n-p-Streuung im Laborsystem (16),
- Ω = Raumwinkel vom Neutronenstreuer zum Neutronendetektor,
- $a(E, \theta)$ = Transmission der Neutronen durch den Neutronenstreuer,
- $k(E, \theta)$ = Transmission der Neutronen auf den Luftstrecken von der Neutronenquelle zum Neutronendetektor,
- $\xi(E, \theta)$ = Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors

Die Faktoren a, k und ξ hängen von E und θ ab, weil nach der Streuung der Neutronen die Energie von E auf $E \cdot \cos^2 \theta$ sinkt.

Die Transmission der Neutronen durch den Neutronenstreuer $a(E, \theta)$ wurde mit einer Rechenmaschine IBM 7074 numerisch erhalten. Die dafür notwendigen Wirkungsquerschnitte wurden aus Referenz (20) und (21) entnommen.

In Abb. 7 ist die erhaltene Nachweiswahrscheinlichkeit dargestellt. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit ist die Grundlage für die Absoluteichung der gemessenen Neutronenflüsse. Der relative Fehler von W(E) ist ca. 10 %.

6. Aufnahme und Auswertung der Zählraten

Zur Messung der Energieverteilung der Neutronen wurden dicke Targets mit 53,8 und 40 MeV Deuteronen 3 bis 4 Stunden lang bestrahlt. Die Strahlstromstärke wurde so eingestellt, daß die Impulsrate am Neutronenstreuer $1,2 \cdot 10^6$ /sek. betrug. Dafür waren je nach Target 1,5 bis $15 \mu\text{A}$ notwendig. Das verwendete Exemplar eines 56 AVP zeigte bei diesen Zählraten noch keine störenden Ermüdungserscheinungen. Das Deuteronenstromintegral wurde mit einem elektronischen Stromintegrator gemessen und mit der Aktivität von $50 \mu\text{m}$ Al-Folien oder $20 \mu\text{m}$ Ta-Folien kontrolliert⁽⁸⁾. Die Standardabweichung zwischen den Stromintegralen und den spezifischen Aktivitäten der Folien betrug 1 %.

In Abschnitt 3 wurde die Flugzeitmethode beschrieben, mit der die Energieverteilung der von der Neutronenquelle emittierten Neutronen aufgenommen wurde. Wie sich die Ereignisse auf der (T_1, T_2) -Ebene häufen wurde in Abb. 3 gezeigt. Die 4096 Zahlenpaare (Kanaladresse und Kanalinhalt) sind zu viele, um sinnvoll per Hand ausgewertet zu werden. Es wurde deshalb ein Rechenprogramm für die IBM 7074 geschrieben, mit dem die Umrechnung der Kanalinhalt auf Neutronenfluß pro Energieintervall durchgeführt werden konnte.

Das Rechenprogramm kann in einige Abschnitte unterteilt werden:

- a) Suche nach den Talpositionen und Talhöhen,
- b) Summe der Kanalinhalt mit gleichen T_2 von einem Tal zum nächsten,
- c) Untergrund-Korrektur der erhaltenen Summen,
- d) Flugzeit- und Energie-Zuordnung der korregierten Summen,
- e) Summe über 1 MeV breite Energie-Intervalle,
- f) Berechnung der Neutronenflüsse aus den erhaltenen Summen und der eingegebenen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die Untergrundkorrektur ließ sich mit Hilfe einer Annahme programmieren: die Form der Linien auf den Schnitten parallel zur T_1 -Achse (Abb. 3) wird als konstant angenommen. Das hat zur Folge, daß die Talhöhe zwischen zwei Linien aus dem Untergrund und der Überlappung der auf dem Untergrund stehenden Linien zusammengesetzt gedacht werden kann, wobei die Überlappungshöhe proportional zum geometrischen Mittel der Linienhöhen ist. Das Untergrund-Korrektur-Programm legt also fest, wie weit die Linien unter die Talhöhe fortgesetzt werden. Es wird hier noch einmal betont,

daß dieses Verfahren auf der Periodizität der Linien beruht. Die Korrektur betrug etwa 5 %. Der Fehler in dieser Korrektur ist schwer abzuschätzen. Er ergibt sich hauptsächlich aus dem statistischen Fehler der Talhöhen. Wegen diesem statistischen Charakter, addiert er sich zu dem gesamten statistischen Fehler, der am Ende der Rechnung aus der Schwankung der einzelnen Neutronenflußpunkte erhalten wird.

Die Zuordnung der Flugzeiten (Programmabschnitt d) erfolgt nach Formel (3) mit Hilfe folgender Daten:

dem Maximalwert von n , der Periode der Beschleunigungsspannung T und der Laufzeitdifferenz t_0 . Die Zeiten $T_2(i)$ werden durch ein Hilfsprogramm und einem statistischen Eichspektrum ⁽¹⁰⁾ den Kanälen i auf der T_2 -Achse zugeordnet. Dieses Verfahren ist identisch mit der Eingabe der Eichkurve $T_2(i)$ des Zeit-zu-Impulshöhe-Konverters.

Die Berechnung einer Energieverteilung mit diesem Programm erfordert 3 min. Rechenzeit der IBM 7074.

7. Messung der Winkelverteilung

In Abschnitt 2 wurde erwähnt und teilweise begründet, daß die Winkelverteilung der Neutronen mit Aktivierungs sondens ausgemessen werden. Mit diesen Sonden wird nur das Integral des Neutronenflusses über die Energie erhalten. Das ist nicht störend, wenn angenommen wird, daß die Energieverteilung in erster Näherung nicht vom Winkel θ zwischen dem Deuteronen- und Neutronenimpuls abhängt.

Es wird darauf hingewiesen, daß dieser Winkel ein anderer als der in Abb. 2 ist.

Die Targetanordnung wird in Abb. 8 gezeigt. Die dort eingetragenen Mn-Sonden sind Klötze aus metallisch Mn-reinst mit einer Masse von ca. 0,1 g. Über die Reaktion $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$ werden Neutronen mit Energien über 11 MeV nachgewiesen. Das erzeugte ^{54}Mn kann nach 7 Tagen Abkühlzeit über die 835 keV Gammastrahlung gut ausgemessen werden. In dieser Zeit klingen alle anderen erzeugten Radionuklide so weit ab, daß ihre Strahlung weniger als 3% der gesamten Strahlung ausmacht. Mit einem 4" x 4" NaI(Tl)-Kristall wurde der Photopeak der 835 keV Gamma linie aufgenommen. Mit Hilfe der Tabellen von Heath⁽¹⁷⁾ und dem für diesen Kristall gemessenen Peak-to-total-Verhältnis⁽¹⁸⁾, kann der absolute Gehalt von ^{54}Mn in den Sonden auf 8% bestimmt werden.

In den Cu-Sonden (Abb. 8) wird bei Bestrahlung mit Deuteronen ^{65}Zn gebildet. Dieses Isotop kann nicht durch Bestrahlung von Kupfer mit Neutronen erzeugt werden. Deshalb kann mit Sonden aus Elektrolyt-Kupfer geprüft werden, ob und wieviel Deuteronen auf die Mn-Sonden gelangen. Die Nachweisempfindlichkeit für 50 MeV-Deuteronen mit den Cu-Sonden ist 1 nC-Deuteronen. Weil die Targets mit ca. 1 mC-Deuteronen bestrahlt wurden, kann mit den Cu-Sonden ein Anteil von 10^{-6} des gesamten Strahls noch nachgewiesen werden.

Mit den Cu-Sonden wurde gefunden, daß auf die Mn-Sonden Deuteronen gelangen und zwar so viele, daß vergleichbar viele ^{54}Mn -Isotope durch Neutronen und Deuteronen gebildet wurden. Das Verhältnis von Deuteronen auf die Mn-Sonden zu Deuteronen auf das Target ist dabei ca. 10^{-4} . Ob dieser Deuteronenanteil von Randeffekten am Target oder von einer Streustrahlung im Zyklotron herrührt, wurde nicht untersucht. Zur Abschirmung dieser unerwünschten Deuteronen wurde die Pb-Abschirmung eingebaut (Abb.8)

Es wurde Blei gewählt, weil bei diesem Material die Zahl der erzeugten Neutronen mit $E_n > 10$ MeV pro eingestrahltetes Deuteron am kleinsten ist.

Die Auswertung der Mn-Aktivität liefert, außer der Winkelverteilung der Neutronen, eine Kontrollmöglichkeit für systematische Fehler bei der Messung der Energieverteilung in Vorwärtsrichtung, weil der Wirkungsquerschnitt der $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$ als Funktion der Neutronen-Energie bekannt ist⁽¹⁹⁾. Die Zahl der gebildeten ^{54}Mn -Atome ist

$$N = k \cdot \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot I(E) \cdot dE \quad (8)$$

mit

$\sigma(E)$ = Wirkungsquerschnitt der $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$ -Reaktion

$I(E)$ = Neutronenfluß pro Energieintervall in Vorwärtsrichtung

k = Geometriefaktor, in dem die Masse der Mn-Sonden, der Abstand Target-Mn-Sonden usw. enthalten sind.

N und $I(E)$ wurden in dieser Arbeit gemessen. Der Vergleich der aus σ und I berechneten Zahl der ^{54}Mn -Atome und der Messung mit den Mn-Sonden gibt einen Hinweis auf systematische Fehler, weil die Neutronenmessung (I) und die Gammamessung (N) unabhängig sind.

8. Diskussion der Meßergebnisse

In der Einleitung wurden die Fragen formuliert, die mit der vorliegenden Arbeit beantwortet werden können:

- a) Wird die Neutronenemission mit $E > 10$ MeV von Targets die mit 50 MeV Deuteronen bestrahlt werden, hauptsächlich durch Deuteron-break-up-Neutronen erzeugt ?
- b) Wenn ja, brechen die Deuteronen am Kernpotential, am Coulombpotential oder an beiden Potentialen auf ?

Zur Beantwortung der ersten Frage wurden Targets aus benachbarten Elementen bestrahlt. Benachbarte Elemente haben nämlich ein fast gleiches, nur von A und Z abhängendes mittleres Kernpotential, das für den break-up-Prozeß maßgebend ist, und unterschiedliche spezifische Kerneigenschaften, wie Spin, Parität, Bindungsenergie eines zusätzlichen Nukleons, usw., die für Direkt-Reaktionen maßgebend sind.

Die Meßergebnisse (Tabelle 1, Abb. 9) lassen innerhalb der Fehlergrenzen keinen Unterschied der Neutronenspektren in Vorwärtsrichtung erkennen. In der Gruppe Fe - Co - Ni - Cu wird eine Protonen-Schale bei $Z = 28$ gefüllt. In den Paaren (Nb, Mo), (Pd, Ag), (Pt, Au) ist der "odd-even"-Effekt in der Bindungsenergie vorhanden. Dieses Meßergebnis zeigt, daß die Neutronenemission eine monotone Funktion von A und Z ist, und das deutet auf break-up-Neutronen hin.

Damit wäre die erste Frage beantwortet. Zur Beantwortung der zweiten Frage ist die Abhängigkeit der Neutronenspektren von A und Z zu untersuchen. Weil nur Elemente in ihrer natürlichen Isotopenmischung bestrahlt wurden, wird im folgenden nur noch von der Z-Abhängigkeit gesprochen. Die Meßergebnisse (Tabelle 1 und 2, Abb. 10 und 11) zeigen zunächst eine Abnahme des Neutronenflusses in Vorwärtsrichtung um den Faktor 10, wenn Z von 4 (Be) auf 79 (Au) steigt. Diese Abnahme wurde schon von anderen Autoren gefunden (22,23,24,25). Die Ursache liegt in der Zahl der Targetkerne pro cm^2 , die in der Reichweiten-Schicht des Targets liegen. Die Reichweite R von 50 MeV Deuteronen ist 1,6 bis $3,2 \text{ g/cm}^2$ für die Elemente von

Beryllium bis Gold. Die Zahl der Atome pro cm^2 N ist proportional zu R/A. Folglich ist

$$\frac{N(\text{Be})}{N(\text{Au})} = \frac{1,6}{9} \cdot \frac{197}{3,2} = 11$$

Ein 50 MeV Deuteron sieht also 11 mal mehr Be - Atome als Au - Atome, wenn es in einem Be-oder Au - Target abgebremst wird. Der Wirkungsquerschnitt pro Atom ändert sich nicht so stark, um diesen Reichweiten - Effekt aufheben zu können.

In Abb. 12 ist die Differenz der Neutronenemission in Vorwärtsrichtung von dicken Targets dargestellt, die mit 53,8 und 40 MeV bestrahlt wurden. Diese Differenz - Spektren sind gleich der Neutronenemission von 13,8 MeV "dünnen" Targets, die mit 53,8 MeV Deuteronen bestrahlt würden.

In der Abb. 12 ist eine deutliche Verschiebung der Position der Maxima der Neutronenemission zu kleineren Energien sichtbar, für eine Z - Änderung von 4 bis 79. Solche Verschiebungen wurden auch von anderen Autoren ^(25,26) gefunden. Die break - up - Protonen zeigen eine Verschiebung zu höheren Energien ^(27,28,29). Diese Energieverschiebung in Abhängigkeit von Z wird durch die Abbremsung der Deuteronen im Coulombfeld des Targetkerns hervorgerufen.

Mit der Annahme, daß die Deuteronen an der Kernoberfläche aufbrechen und daß die mittlere Geschwindigkeit der Neutronen und Protonen in der Nähe der Kernoberfläche gleich ist, erhält man den reinen Kern - break - up.

$$\left. \begin{aligned} E_d - B - E_c &= T_n + T_p \\ T_n &= T_p \end{aligned} \right\} \text{ an der Kernoberfläche} \quad (9)$$

mit E_d = Deuteronenenergie
 B = Bindungsenergie der Deuteronen
 E_c = Coulombenergie der Deuteronen
 $T_{n,p}$ = Kinetische Energie der Neutronen und Protonen

Die Protonen nehmen nach der Aufspaltung die Coulombenergie E_c auf und damit wird

$$\begin{aligned} E_n &= (E_d - B) / 2 - E_c/2 \\ E_p &= (E_d - B) / 2 + E_c/2 \end{aligned} \quad (10)$$

In Tabelle 3 sind die gemessenen Verschiebungen und die nach Formel (10) erwarteten zusammengestellt. Die gemessenen Verschiebungen sind alle kleiner als die für den Kern - break - up erwarteten. Sie können nicht mit der Vorstellung vereinbart werden, die zur Aufstellung der Formel (9) führt.

In Abb. 13 sind die mit Mn - Sonden gemessenen Winkelverteilungen wiedergegeben. Eine semiempirische Funktion

$$\begin{aligned} h(\theta) &= (1 + x^2)^{-3/2} \\ x &= 1,533 \cdot \theta / \Delta\theta \end{aligned} \quad (11)$$

mit $\Delta\theta$ = Halbwertswinkel, so daß $h\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) = 0,5$

wurde den Meßpunkten angepaßt.

Diese semiempirische Funktion, mit dem angepaßten Parameter $\Delta\theta$ ergibt sich aus der Überlagerung der Impulsverteilung im Deuteron mit dem Schwerpunktimpuls des Deuterons (6,30). Serber⁽⁶⁾ berechnete den Halbwertswinkel

$$\Delta\theta = 1,533 \left(\frac{B}{Ed}\right)^{1/2} \quad (12)$$

für Targetkerne ohne Coulombfeld. Wenn das Coulombfeld des Targetkerns berücksichtigt wird, wird $\Delta\theta$ etwas größer. Setzt man Zahlenwerte ein, so ist nach (12) für $Ed = 50$ MeV

$$\Delta\theta = 0,324 \text{ rad} = 18,6^\circ \text{ für } Ed = 50 \text{ MeV}$$

Die gemessenen Halbwertswinkel der Neutronenemission von Beryllium bis Kupfer liegen im Bereich von $\pm 10\%$ um den Wert von $18,6^\circ$. Diese Übereinstimmung ist zufällig, denn die Halbwertswinkel wurden mit dicken Targets gemessen und in Formel (12) wurde die Einschüßenergie den Deuteronen eingesetzt.

Die gemessenen Halbwertswinkel der Neutronenemission von Silber und Gold sind größer als die anderen. Hier macht sich das Coulombfeld bemerkbar. Die gute Übereinstimmung der gemessenen Winkelverteilungen mit der Formel (11) und (12) zeigt, daß die Winkelverteilung der Neutronen unempfindlich auf die Deuteronenenergie und auf die Coulombenergie der Targetkerne ist. Aus der Winkelverteilung allein kann keine Aussage bezüglich Kern- oder Coulomb - break - up gemacht werden.

Die Formel (11) läßt sich zur Berechnung des Integrals des Neutronenflusses über den Raumwinkel verwenden. Man erhält

$$\Omega = \int_{4\pi} h(\theta) d\Omega = 2,67 \cdot \Delta\theta^2 \quad (13)$$

Die Messungen mit den Mn-Sonden können mit den Messungen der Energieverteilung verglichen werden, denn aus der Aktivität der Mn-Sonden kann die Zahl der gebildeten ^{54}Mn -Atome erhalten werden. Diese Zahl läßt sich auch aus dem Neutronenspektrum und dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{55}\text{Mn} (n, 2n) ^{54}\text{Mn}$ berechnen. Für diesen Vergleich sind alle notwendigen Zahlen bekannt. Daher gibt die Abweichung beider Resultate einen Hinweis für systematische Fehler. In Tabelle 4 sind die umgerechneten Meßwerte zusammengestellt. Die Abweichungen zwischen den Gamma- und Neutronenmessungen betragen -1 % bis 37 %. Die erwarteten Fehler ± 20 %. Die Gamma-messungen geben systematisch kleinere Neutronenflüsse als die gemessenen.

Zur weiteren Auswertung der Meßdaten werden die Wirkungsquerschnitte berechnet. Diese können mit den Ergebnissen der Theorien für Kern- und Coulomb-break-up verglichen werden. Die Wirkungsquerschnitte werden wie folgt berechnet:

Aus der Differenz der Neutronenemission dicker Targets bei Bestrahlungen mit 53,8 und 40,0 MeV Deuteronen (Abb. 12) erhält man die Neutronenemission einer 13,8 MeV dicken Targetschicht, die mit einer mittleren Deuteronenenergie von 47 MeV bestrahlt wird. Das Integral der Differenzspektren über die Deuteronen-Energie ist proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma(0^\circ)$ für die Erzeugung eines Neutrons in Vorwärtsrichtung. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus $\sigma = \Omega \cdot \sigma(0^\circ)$, wobei Ω der mit Formel (13) berechnete Raumwinkel ist. In Abb. 14 und 15 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Diese Meßwerte wurden mit den Voraussetzungen von Serber (Kern-break-up) und von Gold und Wong ⁽³¹⁾ (Coulomb-break-up) verglichen.

Im folgenden wird die Aufspaltung der Deuteronen im Kern- und Coulomb-Potential kurz skizziert. Für Einzelheiten wird auf die Originalarbeiten ^(6,31) und auf den Übersichtsartikel von Breit ⁽³⁰⁾ verwiesen.

Serber macht in seiner Theorie die Näherungen und damit verbundene Einschränkungen auf dem Gültigkeitsbereich:

- a) die interne Bewegung der Nukleonen im Deuteron wird vernachlässigt. Das ist möglich, wenn die Deuteronenenergie hinreichend groß ist. Hinreichend bedeutet:

$$E_d \gg 2 \cdot B \cdot R/R_d = 2,7 \text{ MeV} \cdot A^{1/3} = 6 \text{ bis } 16 \text{ MeV}$$

für Be bis Au

mit $B =$ Bindungsenergie des Deuterons $= 2,225 \text{ MeV}$

$R =$ Kernradius $= 1,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \cdot A^{1/3}$

$R_d =$ Deuteronradius $= 2,16 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$

- b) $\sin \theta = \theta$. Diese Näherung gilt, wenn $\theta \leq 30^\circ$. Aus der Coulomb - Ablenkung des Deuterons, bevor es den Kern erreicht, ergibt sich aus der Bedingung $\theta c \leq 30^\circ$

$$E_d \gg 1,5 \cdot E_c = 1,6 \text{ MeV} \cdot Z/A^{1/3} = 3,3 \text{ bis } 26 \text{ MeV}$$

für Be bis Au

Diese Näherung ist der ersten bezüglich des Energiebereiches ähnlich.

- c) Die interne Wellenfunktion wird durch das Coulombfeld des Kerns nicht beeinflusst.
- d) Das Deuteron spaltet immer dann auf, wenn nur eines der beiden Nukleonen des Deuterons in den Bereich der Kernkraft kommt.

In dieser Näherung wird der Wirkungsquerschnitt des break - up - Prozesses mit dem Integral einer Wahrscheinlichkeit über eine Fläche berechnet. Die Fläche ist der geometrische Querschnitt des Kernes. Die Wahrscheinlichkeit ist durch die Wellenfunktion des Deuterons und durch den Kern - Deuteron Abstand gegeben ⁽⁶⁾. Das Resultat der Rechnung ist

$$\sigma = (\pi/2) \cdot R \cdot R_d = 44 \text{ mb} \cdot A^{1/3} \quad (14)$$

Mit dieser Formel wurde die mit Serber bezeichnete Kurve in Abb. 15 erhalten.

Die Energie- und Winkelverteilung wird aus der Überlagerung der internen Impulsverteilung im Deuteron mit dem Schwerpunktimpuls des Deuterons berechnet. Mit den Annahmen a) bis d) ist

$$P(\theta) \cdot d\Omega = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \cdot (1 + y^2)^{-3/2} \cdot d\Omega;$$
$$y = \theta \cdot (B/E_d)^{1/2} \quad (15)$$

$$P(E) \cdot dE = (1/2) \cdot (1 + x^2)^{-3/2} \cdot dx$$

$$x = (E - Ed/2) / (B \cdot Ed)^{1/2}$$

Die Wahrscheinlichkeiten $P(E)$ und $P(\theta)$ sind so normiert, daß ihr Integral über die nebenstehende Variable gleich 1 ist. Mit Berücksichtigung des Winkels, den die Coulomb - Bahn des Deuterons am Kernrand mit der Einschubrichtung bildet, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Neutrons im Energieintervall dE in Vorwärtsrichtung

$$\sigma(0^\circ, E) \cdot d\Omega \cdot dE = (R \cdot Rd/8) \cdot ((1 + x^2) \cdot (1 + z^2))^{-3/2} \cdot d\Omega \cdot dx$$

$$x = E - (Ed - B - Ec)/2 \quad (16)$$

$$z = (Ec/2) / (B \cdot Ed)^{1/2}$$

Hiermit kann die Neutronenemission in Vorwärtsrichtung durch Integration über die Reichweite der Deuteronen in den dicken Targets berechnet werden. Für die Targetschicht 53,8 MeV bis 0 MeV wurde der Integrationsbereich auf $1,43 Ec \leq Ed \leq 53,8 \text{ MeV}$ begrenzt.

In Abb. 16 sind die mit (16) berechneten Neutronenspektren wiedergegeben. Die Maxima der Spektren sind wesentlich niedriger als die in Abb. 10 und 12 und die Position der Maxima liegt bei kleineren Neutronenenergien. Das sind die wesentlichen Unterschiede.

In Abb. 14 ist das Integral von $\sigma(0^\circ, E)$ über die Neutronenenergie dargestellt. Auch hier liegen die Meßwerte um den Faktor 3 bis 8 über den Erwartungswerten für den Kern - break - up.

Einen weiteren Vergleich gibt der gesamte Wirkungsquerschnitt nach Formel (14). Abb. 15 zeigt, daß auch hier die Meßwerte größer sind.

Es scheint deshalb die Annahme gerechtfertigt zu sein, daß außer dem Kern - break - up auch der Coulomb - break - up zu berücksichtigen ist.

Gold und Wong haben die Aufspaltung des Deuterons im Coulombfeld des Targetkerns berechnet. Dazu waren folgende Vereinfachungen nötig, um die Aufgabe noch analytisch lösen zu können:

- a) Das Deuteron kommt nicht in den Bereich der Kernkräfte.
Dann können diese gleich null gesetzt werden und die Kernladung als punktförmig betrachtet werden. Damit ist eine Grenze für den Gültigkeitsbereich der Theorie gegeben:

$$E_d < E_c$$

- b) Die Reichweite der Kernkräfte im Deuteron ist null. Daraus ergibt sich die einfache Wellenfunktion des Deuterons

$$\psi(\rho) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{e^{-\alpha\rho}}{\rho}$$

mit $\alpha = (m_d \cdot B/2)^{1/2} / \hbar$ (17)

ρ = Neutron - Proton Abstand

- c) Die Wellenfunktion des Deuterons wird durch das Coulombfeld nicht verzerrt.
- d) Weil das Coulombfeld auf das Ladungszentrum des Deuterons wirkt, die Trägheitskraft aber auf das Massenzentrum, wird das Coulomb - Potential des Deuterons nach Multipolen entwickelt. Diese Entwicklung wird nach dem Dipolterm abgebrochen. Dieselbe Reihenentwicklung wird für das nicht gebundene auslaufende Neutron - Proton - System benutzt. Hieraus ergibt sich die Bedingung

$$\rho/(2r) \approx (\mathcal{E}/(E_d - B - \mathcal{E}))^{1/2} < 1 \quad (18)$$

\mathcal{E} = Relativenergie des Neutron - Proton - Systems

r = Abstand zwischen den Schwerpunkten des
Kerns und des Neutron - Proton - Systems.

Das Ergebnis der Theorie ist, daß $\mathcal{E} \leq 3$ MeV ist. Aus Forderung a) und (18) erhält man eine Einschränkung auf die Kernladung: $Z > 10$.

In dieser Dipolnäherung läßt sich die Gesamt - Wellenfunktion in Anteile von ρ und r separieren. Dadurch fällt jede Polarisation weg, weil zwischen Proton und Neutron nicht unterschieden wird. Die Störungsrechnung erster Näherung liefert das Übergangs - Matrixelement, gebildet aus der Wellenfunktion für das einlaufende Deuteron, für das auslaufende nicht gebundene Neutron - Proton - System und dem Dipolterm des Coulomb - Potentials.

Das Matricelement und damit der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich in dieser Theorie durch allgemeine hypergeometrische Funktionen ausdrücken. Diese wurden mit einem System von Rechenprogrammen für die IBM 7074 programmiert. Die Gleichung (39) der Referenz (31), einschließlich dem dort erwähnten Faktor 1,4, wurde für die Berechnung der Kurve in Abb. 15 benutzt. Mit der Koordinatentransformation von (ρ, r) auf die Relativ- und Neutron-Koordinaten (ρ, r_n) und der erwähnten Gleichung (39) wurden die Kurven in Abb. 17 und 18 berechnet. Durch Integration der Emissionswerte der 13,8 MeV dicken Targets (Abb. 17,18) über die Neutronenenergie wurde die Kurve in Abb. 14 erhalten.

Der Vergleich der Kurven von Abb. 17, 18 und 10, 12 zeigt, daß die Energieverteilung der Neutronen anders ist als die vom Coulomb-break-up erwarteten. Der steile Abfall unter 18 und über 30 MeV wird vom Experiment nicht bestätigt. Auch nimmt die Neutronenemission der Targets aus Beryllium bis Kupfer nicht zu, sondern das Experiment zeigt eine Abnahme. Dieses ist auf die Überschreitung des Gültigkeitsbereiches der Theorie zurückzuführen.

Der Kurvenverlauf in Abb. 15 deutet auf Überwiegen des Kern-break-up für Kerne mit $Z < 24$ und auf Überwiegen des Coulomb-break-up für Kerne mit $Z > 24$. Andere Autoren (28,29,32) haben statt der Neutronen- die Protonenkontinua ausgemessen und schließen daraus auf Coulomb-break-up für Targets aus Kupfer und Gold.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß bei der Bestrahlung von Targets mit 50 MeV Deuteronen ein breites Neutronenspektrum mit einer maximalen Intensität bei ca. 25 MeV entsteht. Dieses Neutronenspektrum wird hauptsächlich aus Deuteronen-break-up-Neutronen gebildet. Zur theoretischen Beschreibung des Neutronenspektrums ist ein nur von A und Z abhängiges Potential (Optisches Kernpotential und Coulombpotential) einzusetzen. Die Schalenstruktur der Targetkerne macht sich in den Neutronenspektren im Bereich um die halbe Deuteronen-Energie nicht bemerkbar.

Bei den leichten Kernen ($Z < 24$) trägt hauptsächlich das Kernpotential zum break-up bei, dagegen für schwere Kerne ($Z > 24$) überwiegt der Beitrag des Coulombpotentials.

Danken möchte ich hier Herrn Professor Dr. H. Schopper
für die wertvollen Anregungen,

Herrn Dr. H.-J. Langmann für die Diskussionen beim Aufbau
des Experimentes,

Herrn Dr. G. Schatz für das ständige Interesse an der
Arbeit.

Herrn B. Feurer danke ich für die Herstellung der Targets
und für die Hilfe bei der Aufnahme der Meßdaten

und der Betriebsgruppe des Zyklotron-Laboratoriums für ihre
Bemühungen während der Strahlzeiten.

Anhang

Formeln zur Meßmöglichkeit von t_0 und N in der (T_1, T_2) - Matrix des Impulshöhenanalysators

$$t = n \cdot T + t_0 - T_2$$

$$t_1 = \Delta T - \delta T - T_1$$

t = Flugzeit vom Zyklotron-Target zum Neutronendetektor bei $\theta = 0^\circ$

t_1 = Flugzeit vom Neutronenstreuer zum Neutronendetektor bei $\theta = 0^\circ$

T = Periode der Beschleunigungsspannung des Zyklotrons = 30,257 ns

n = Ganze Zahl definiert durch $(n-1) \cdot T \leq t < n \cdot T$

T_1 = Ausgang des Zeit-zu-Impulshöhe-Konverter 1, gestartet vom Neutronendetektor, gestoppt vom Neutronenstreuer

T_2 = Ausgang des Zeit-zu-Impulshöhe-Konverter 2, gestartet vom Neutronendetektor, gestoppt von einer konstanten Phase der Beschleunigungsspannung des Zyklotrons

ΔT = Zusatzkabel in der Stoppleitung des Zeit-zu-Impulshöhe-Konv. 1

δT = Differenz der Laufzeiten der Impulse durch die Kabel

t_0 = Konstante Zeit, die sich aus der Phase der Beschleunigungsspannung des Zyklotrons ergibt, bei der die Stopp 2-Impulse erzeugt werde.

t_0 und δT sind experimentell zu bestimmen.

Messung von δT

$$t_1 + \delta T_{ND} + T_1 = \delta T_{NS} + \Delta T$$

oder

$$\delta T = \delta T_{ND} - \delta T_{NS} = \Delta T - T_1 - t_1$$

Mit einem ^{60}Co - Präparat auf dem Neutronenstreuer (NS) wird T_1 gemessen und t_1 erhält man aus der Lichtgeschwindigkeit.

Messung von t_0

$$t + \delta T_{ND} + T_2 = n \cdot T + \delta T_{\text{Zykl}}$$

oder

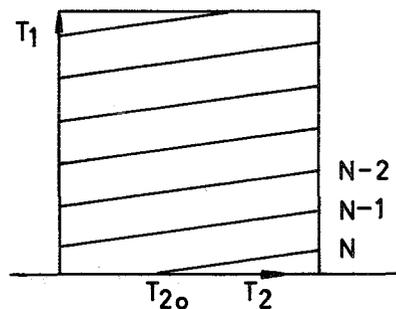
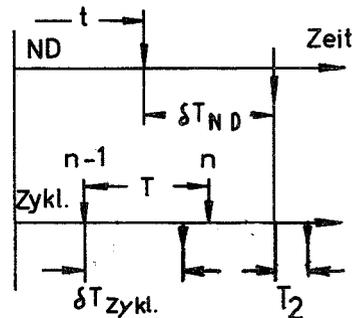
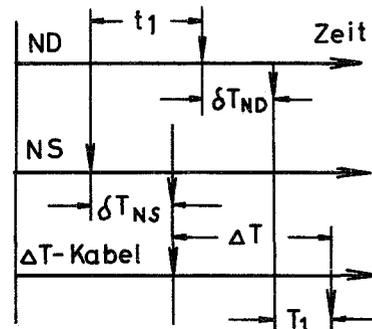
$$-t_0 = \delta T_{ND} - \delta T_{\text{Zykl}} = n \cdot T - T_2 - t$$

Mit der prompten γ -Strahlung der Neutronenquelle wird T_2 gemessen, und t erhält man aus der Lichtgeschwindigkeit.

Berechnung von N

Mit dem ΔT - Kabel wird das größtmögliche t_1 festgelegt, weil $T_1 \geq 0$. Aus der Bedingung $t_1/t = L_1/L_2$ (s. Abb. 2) ergibt sich das größtmögliche t und damit

$$N = \frac{1}{T} \left[\frac{L_2}{L_1} (\Delta T - \delta T) + T_2 - t_0 \right]$$



(T_1, T_2) -Matrix des Impulshöhenanalysators

L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

- 1) H. Brückmann Habilitationsschrift T.H. Karlsruhe 1966
- 2) S. Cierjacks, P. Forti, L. Kropp, H. Unsöld AEC-ENEA Seminar on Intense Neutron Sources, Santa Fe N.M. USA Sept. 1966
- 3) D. M. Skyrme Nuc. Phys. 35 (1962) 177
- 4) M.M. Shapiro Phys. Rev. 90 (1953) 171
- 5) K.J. Le Couteur Proc. Phys. Soc. A 65 (1952) 718
- 6) R. Serber Phys. Rev. 72 (1947) 1008
- 7) C. Williamson, J.P. Boujot CEA-Rapport 2189 (1962)
- 8) G.W. Schweimer, B. Feurer Arbeitsbericht Nr. 15 Zyklotronlaboratorium (1966)
- 9) R. Batchelor, W. B. Gilboy, J. B. Parker, J. H. Towle Nuc. Inst. Meth. 13 (1961) 70
- 10) G.W. Schweimer Nuc. Instr. Meth. 32 (1965) 190
- 11) G. W. Schweimer Nuc. Instr. Meth. 39 (1966) 343
- 12) C. E. Wiegand, T. Elioff, W. B. Johnson, L. B. Auerbach, J. Lach, T. Ypsilantis Rev. Sci. Instr. 33 (1962) 526
- 13) P. H. Bowen, G. C. Cox, G. B. Huxtable, A. Langsford, J.P. Scanlon, G. H. Stafford, J. J. Thresher Nuc. Instr. Meth. 17 (1962) 117
- 14) J. J. Schmidt KFK-Report 120 (1962)
- 15) G. Gatti, P. Hillmann, W. C. Middelkoop, T. Yamagata, E. Zavattini Nuc. Instr. Meth. 29 (1964) 77
- 16) P. H. Bowen, G. C. Cox, G. Huxtable, A. Langsford, J. P. Scanlon, G. Stafford, J. J. Thresher Nuc. Phys. 41 (1963) 401
- 17) R. L. Heath IDO - Report 16880 - 1 (1964)
- 18) G. Christaller private Mitteilung
- 19) P. Jessen, M. Bormann, F. Dreyer, H. Neuert Nuc. Data 1 A (1966) 172
- 20) P. H. Bowen, J. P. Scanlon, G. H. Stafford, J. J. Thresher Nuc. Phys. 22 (1961) 640
- 21) D. J. Hughes, R. B. Schwartz, BNL-Report 325 (1958)
- 22) A. J. Allen, J. F. Nechaj, K.H. Sun, B. Jennings Phys. Rev. 81 (1951) 536
- 23) L. W. Smith, P. G. Kruger Phys. Rev. 83 (1951) 1137

- 24) W. E. Crandall, G. P. Millburn, L. Schechter J. Appl. Phys. 28
(1957) 273
- 25) I. Heertje, A. H. W. Aten Physica 30 (1964) 978
- 26) G. F. Bogdanov, N. A. Vlasov, S. P. Kalinin, B. V. Rybakov,
V. A. Sidorov Sovjet Physics J.E.T.P. 3 (1956) 793
- 27) E. W. Hamburger, B. L. Cohen, R. E. Price Phys. Rev. 121
(1961) 1143
- 28) F. Udo, H. R. E. Tjin A Djie, L. A. Ch. Koerts Nuc. Phys.
63 (1965) 657
- 29) F. Udo, L. A. C. Koerts, Nuc. Phys. 70 (1965) 145
- 30) G. Breit Hand. Phys. 41 (1959) 304
- 31) R. Gold, C. Wong Phys. Rev. 132 (1963) 2586
- 32) L. Schänzler private Mitteilung

Tabelle 2: Gemessene Neutronenemission von dicken Targets in Vorwärtsrichtung bei Beschuß mit 40 MeV Deuteronen, in $10^8 \text{ n}/(\mu\text{C}\cdot\text{MeV}\cdot\text{sr})$. Der Fehler der Emissionswerte setzt sich zusammen aus einem statistischen Fehler SF und einem systematischen Fehler in der Absolutskala von 10 %.

E(MeV)	Be	C	Al	Cu	Ag	Au
11,5	106	86	57	32,2	22,6	25,8
12,5	117	90	61	36,2	24,8	26,0
13,5	121	93	65	38,7	25,9	24,7
14,5	148	110	76	45,5	27,2	25,1
15,5	145	104	73	45,2	27,8	21,5
16,5	130	92	64	38,4	21,3	16,2
17,5	132	91	62	37,4	20,9	13,2
18,5	134	89	60	35,8	19,6	11,0
19,5	124	81	56	34,6	19,5	10,4
20,5	108	70	43	26,4	14,5	7,1
21,5	95	60	37	22,2	11,5	5,7
22,5	81	51	30	17,9	9,2	4,3
23,5	68	42	23	12,0	5,9	3,2
24,5	54	35	17	9,3	5,5	2,4
25,5	45	30	19	10,9	7,7	
26,5	38	24	10	5,5		
27,5	31	22	10	4,8		
28,5	30	18	10			
29,5	24	17	7			
30,5	19	13	6			
31,5	14	11	4			
32,5	13		4			
33,5	14					
34,5	12					
35,5	10					
SF	2,4	2,3	2,2	1,7	0,9	0,5

Tabelle 3: Gemessene und erwartete Verschiebung der Position der Maxima der Energieverteilungen aus Abb. 12 für eine Aufspaltung der Deuteronen an der Kernoberfläche, in MeV.

$$\Delta E = 23,5 \text{ MeV} - E(I_{\text{max}})$$

Target	Be	C	Al	Cu	Ag	Au
ΔE_{exp}	-0,4	-0,2	0,2	1,0	1,1	3,2
ΔE_{erw}	2,2	2,6	3,5	5,1	6,1	8,7
$\Delta E_{\text{erw}} - \Delta E_{\text{exp}}$	2,6	2,8	3,3	4,1	5,0	5,5

Tabelle 4: Gemessene σI_{γ} und σI_n in $10^{10} \text{ n} \cdot \text{barn}/(\mu\text{C} \cdot \text{sr})$. Die $\sigma I_n(50)$ sind Interpolationswerte zwischen den gemessenen $\sigma I_n(40)$ und $\sigma I_n(53,8)$.

$$\sigma_{n,2n}(E) = \text{Wirkungsquerschnitt der Reaktion } {}^{55}\text{Mn}(n,2n){}^{54}\text{Mn} \quad (19)$$

$$I_n(E) = \text{Neutronenemission aus den Tabellen 1 und 2}$$

$$I_{\gamma}(0^{\circ}) = \text{Spezifische Aktivität der Mn-Sonde für die Vorwärtsrichtung}$$

$$\sigma I_n = \int_0^{\infty} \sigma_{n,2n}(E) \cdot I_n(E) \cdot dE \quad \text{für Bestrahlung mit einer Deuteronenenergie } E_d$$

$$\sigma I_{\gamma} = \left(\frac{A \cdot Z}{N_A \cdot \epsilon_{\text{PM}}} \right) {}^{54}\text{Mn} \cdot I_{\gamma}(0^{\circ})$$

Target	Be	C	Al	Cu	Ag	Au	Fehler
$\sigma I_{\gamma}(50)$	33,3	20,1	11,7	6,0	4,5	3,4	10 %
$\sigma I_n(50)$	33,0	22,9	14,8	9,6	6,4	5,3	15 %
$\sigma I_n(53,8)$	40,4	28,0	18,1	12,0	8,4	7,1	12 %

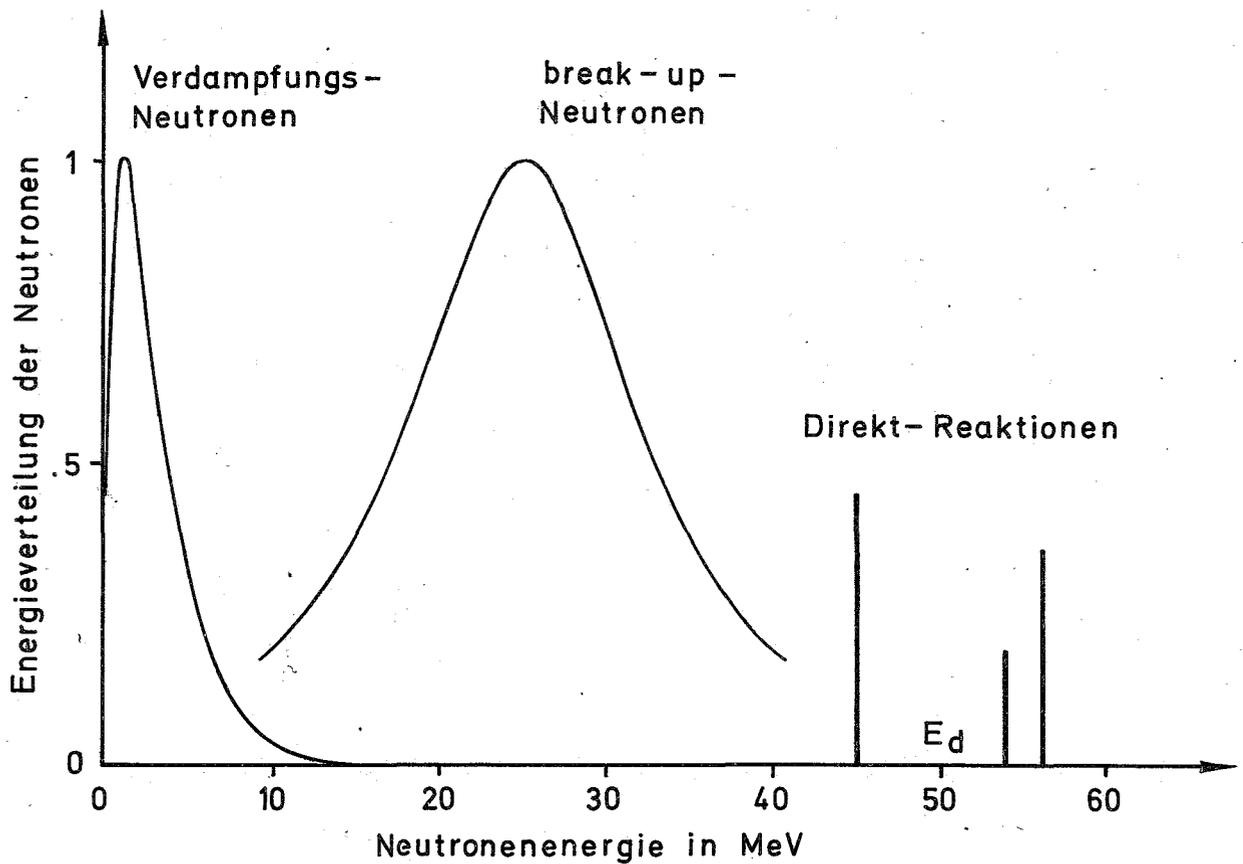


Abb. 1: Drei Neutronengruppen die bei der Bestrahlung von dünnen Targets mit Deuteronen entstehen.

Die Energieverteilung der Verdampfungs- und break-up-Neutronen wird annähernd wiedergegeben durch:

Verdampfungsneutronen $\left(\frac{E}{n \cdot a}\right)^n e^{n-E/a}$ mit $a \approx 2 \text{ MeV}$
 $n \approx 0,5$

break-up-Neutronen $\left[\frac{B \cdot E_d}{(E - 0,5 \cdot E_d)^2 + B \cdot E_d} \right]^{3/2}$ mit $B = 2,225 \text{ MeV}$

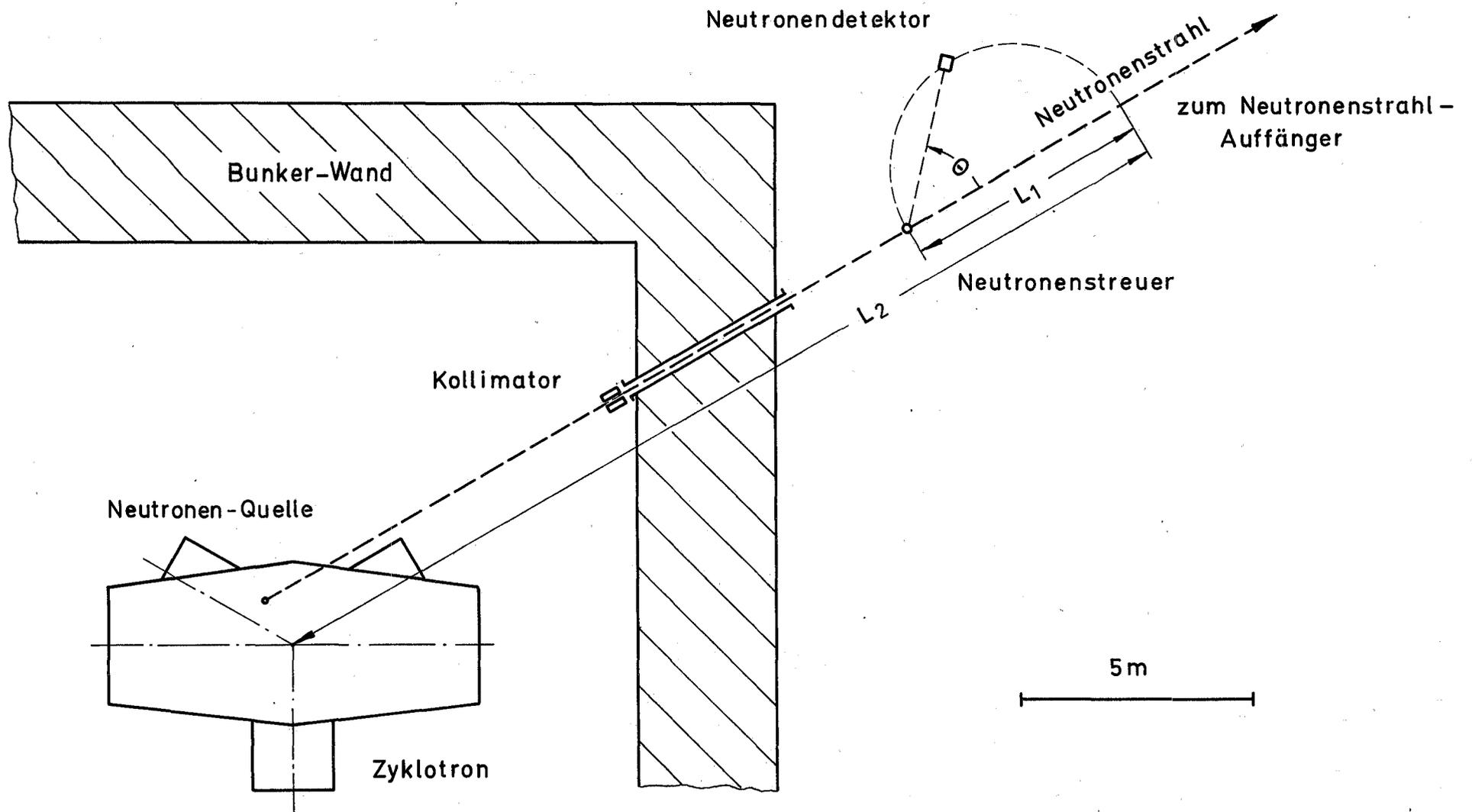


Abb. 2: Anordnung der Neutronenflugstrecken

Der Kollimator ist ein Eisenwürfel mit 25 cm Kantenlänge und mit einem Loch von $26 \times 40 \text{ mm}^2$ Querschnitt.
 Der Neutronenstreuer ist ein $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ Plastikszintillator NE 102.
 Der Neutronendetektor ist ein $119 \text{ mm} \times 123 \text{ mm}$ Flüssigkeitsszintillator NE 213.
 Der Neutronenstrahl verläuft durch die Luft.

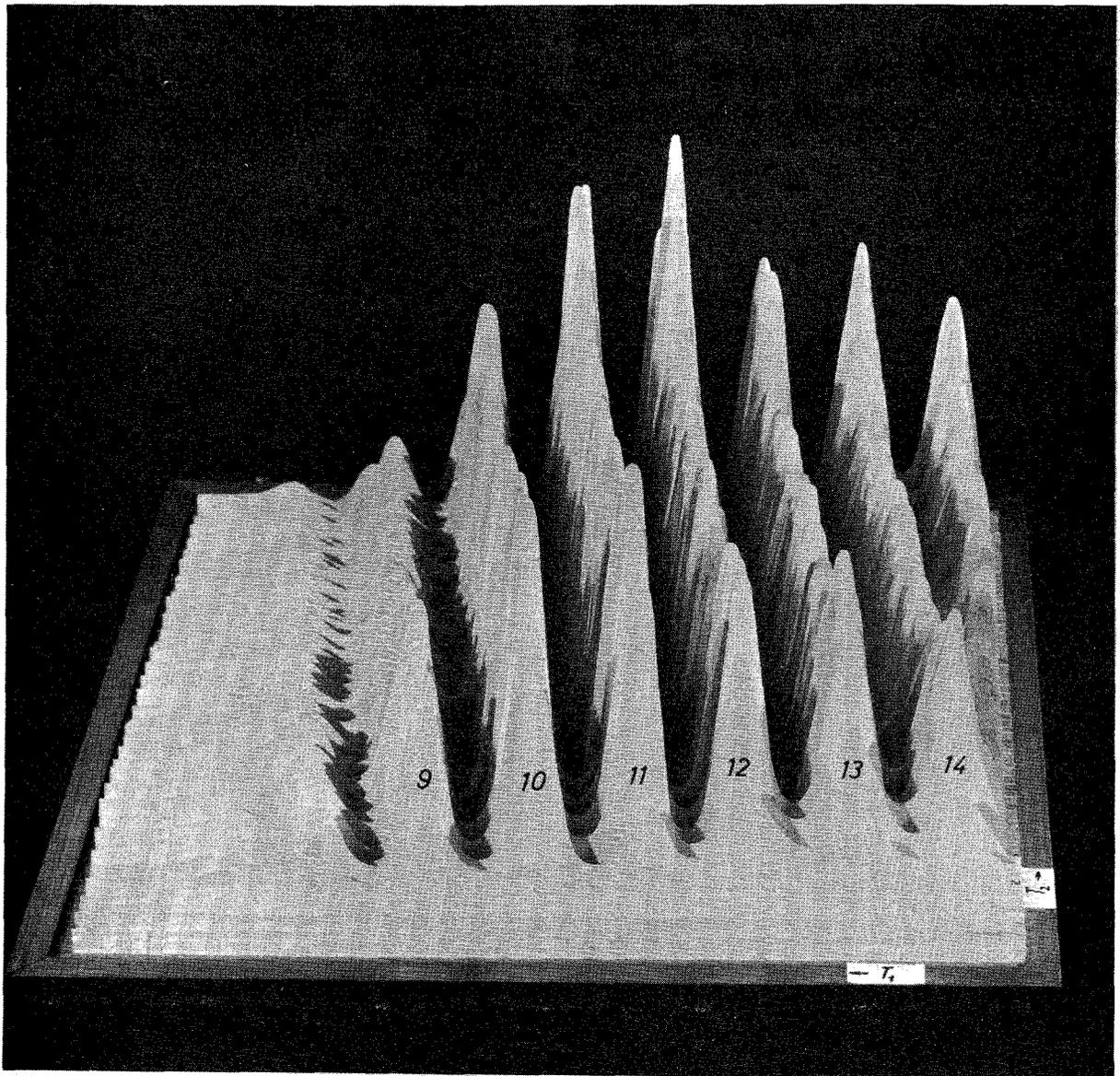


Abb. 3; Verteilung der Neutronenereignisse auf der (T_1, T_2) -Ebene des 2-dimensionalen Impulshöhenanalysators. Es wurde kein Untergrund abgezogen.

Für die Bezeichnungen siehe Text. Die Neutronenenergie steigt entlang der Berge in Richtung von T_1 und T_2 von 10 bis 50 MeV.

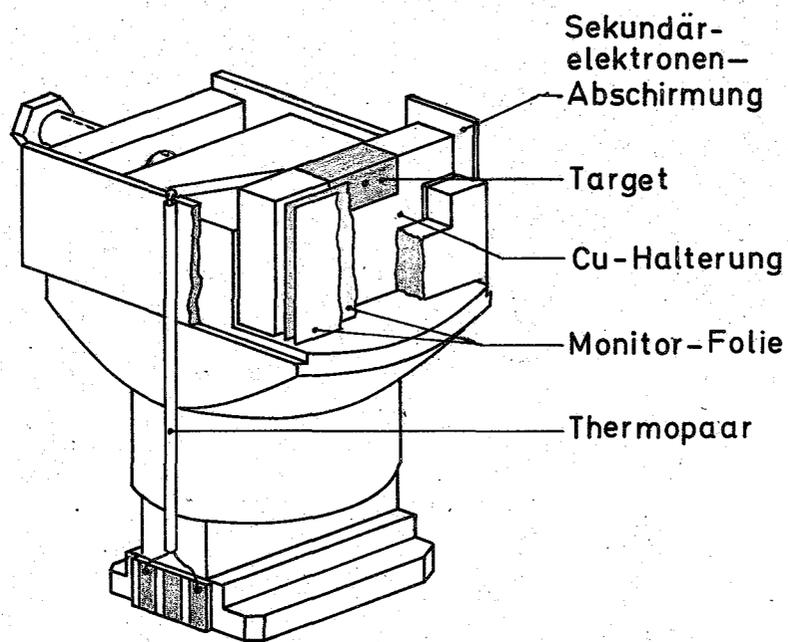


Abb. 4: Technische Ausführung der Targets für die Messung der Energieverteilung der Neutronen.

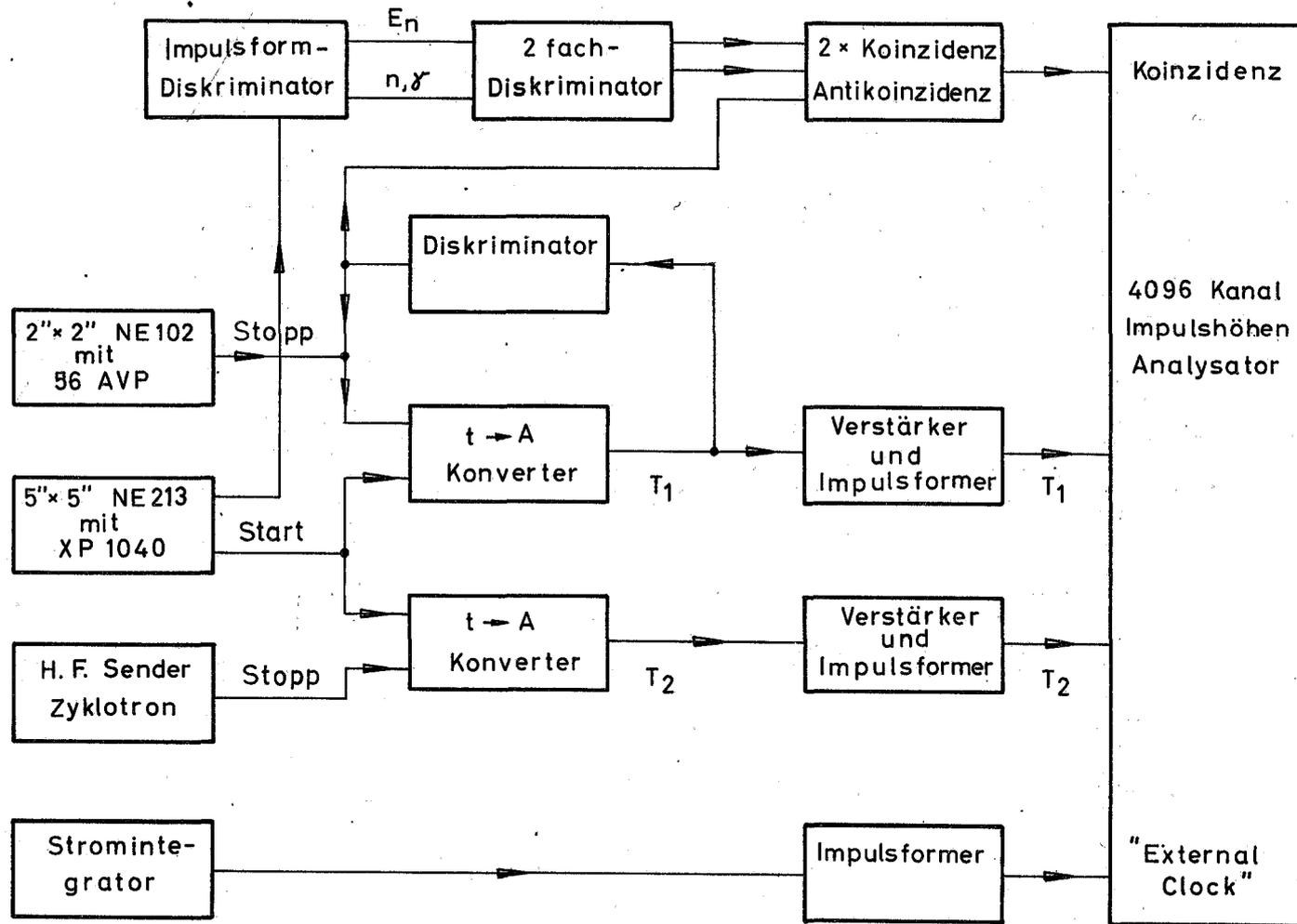


Abb. 5: Blockscheema der Elektronik für das 2-dimensionale Flugzeitexperiment.

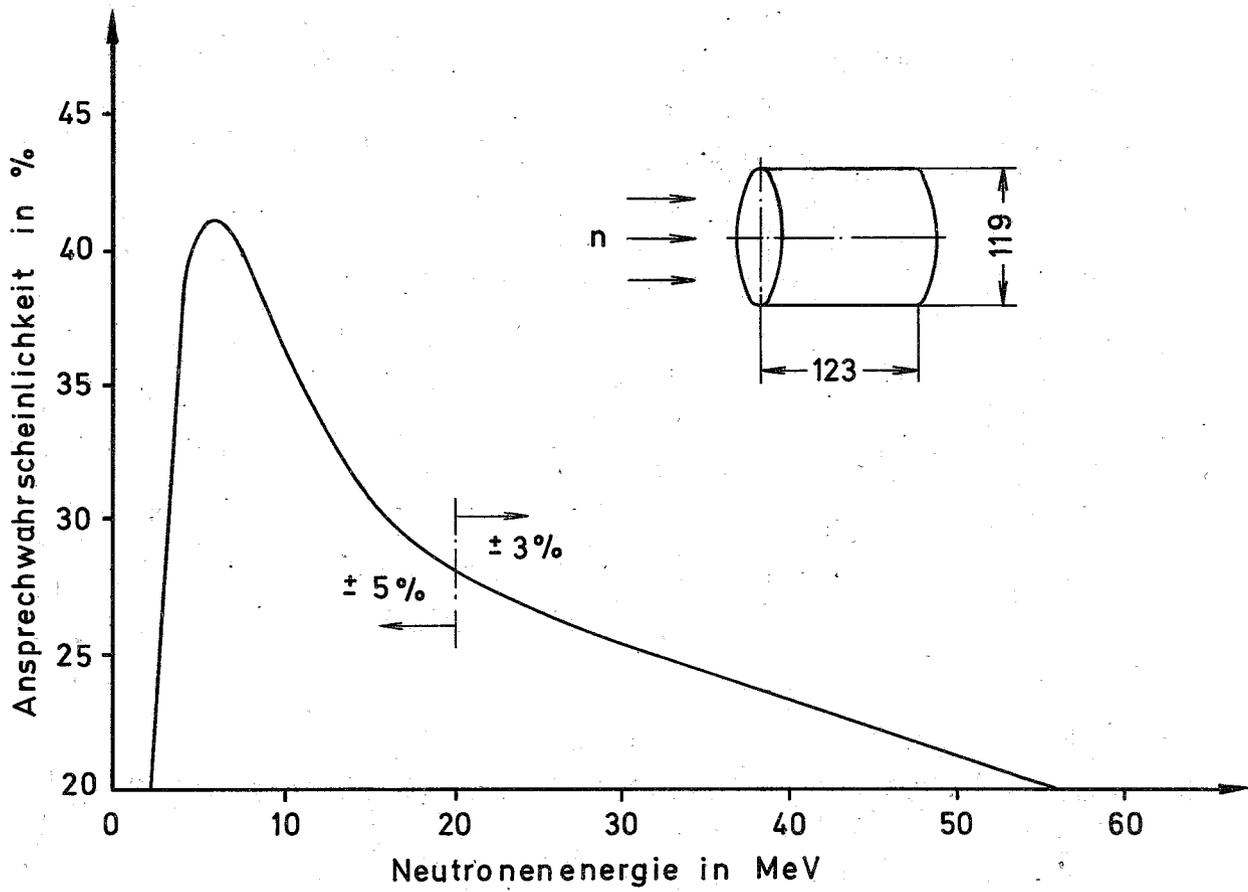


Abb. 6: Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors.

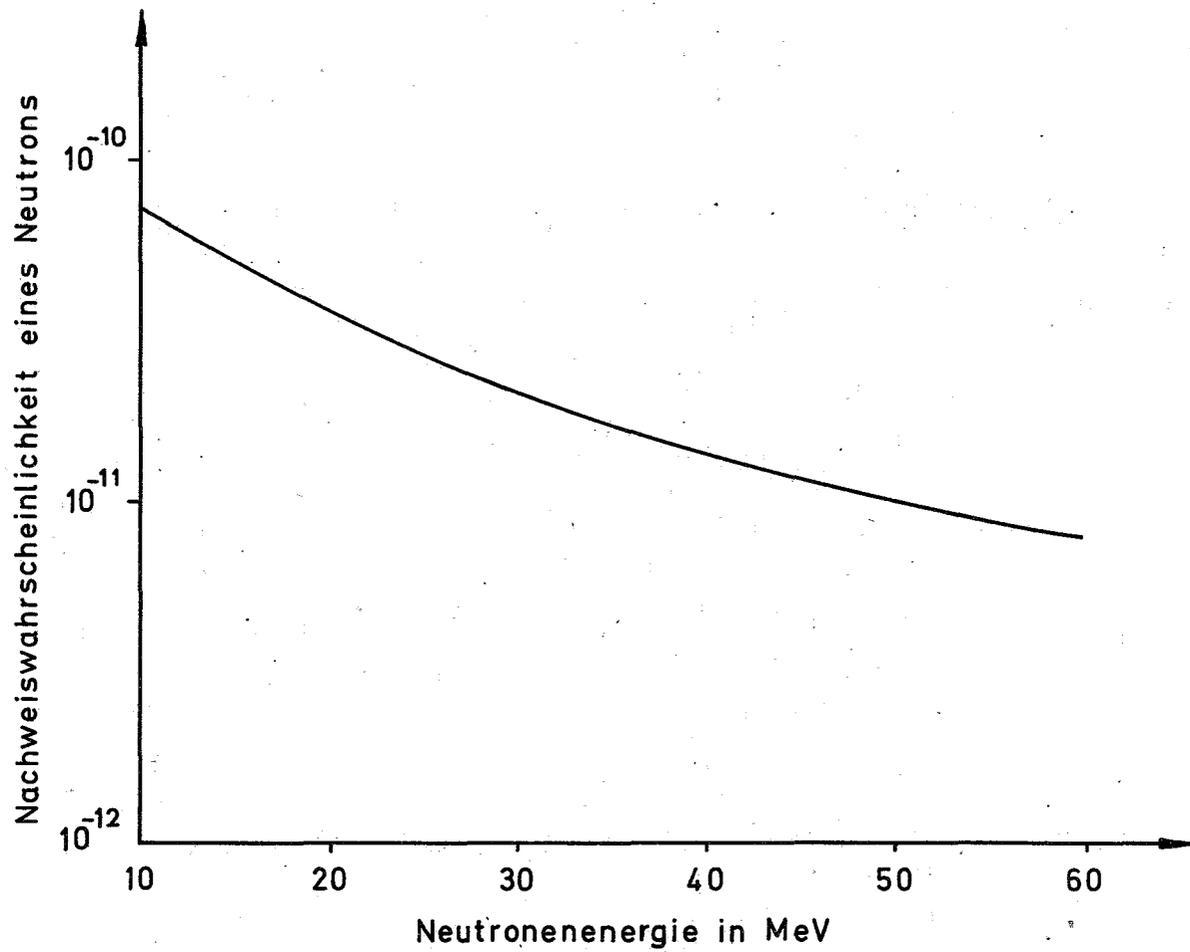


Abb. 7: Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Neutron mit Energie E , das aus der Neutronenquelle stammt.

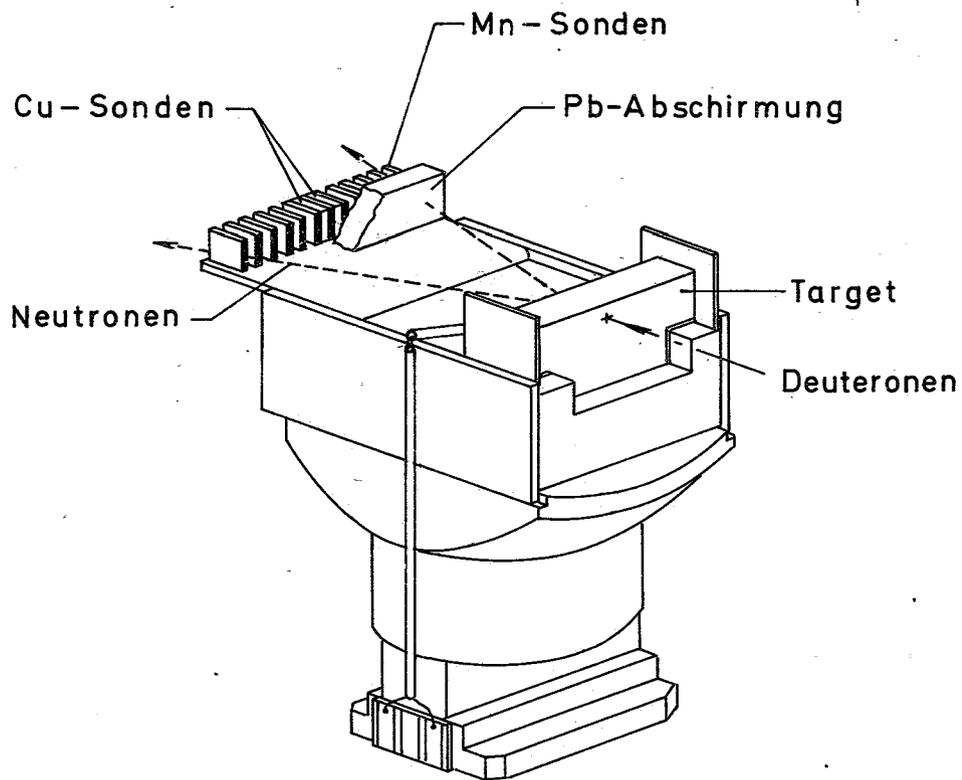


Abb. 8: Anordnung der Mn-Sonden auf dem Targetkopf für die Messung der Winkelverteilung der Neutronen. Die Einzelheiten am Target sind in Abb. 4 dargestellt.

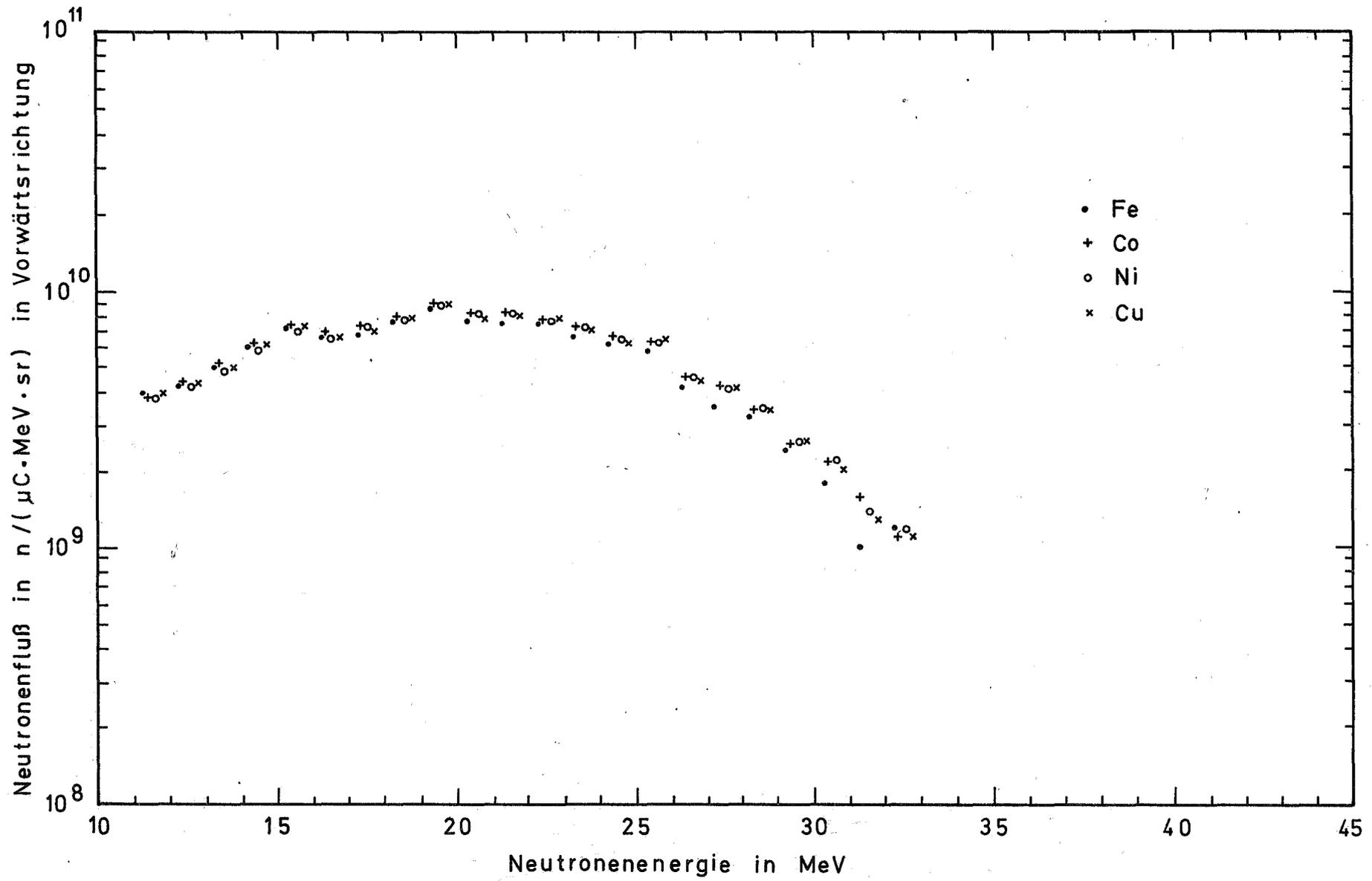


Abb. 9: Gemessene Neutronenemission von dicken Fe-, Co-, Ni-, und Cu-Targets bei Bestrahlung mit 53,8 MeV γ

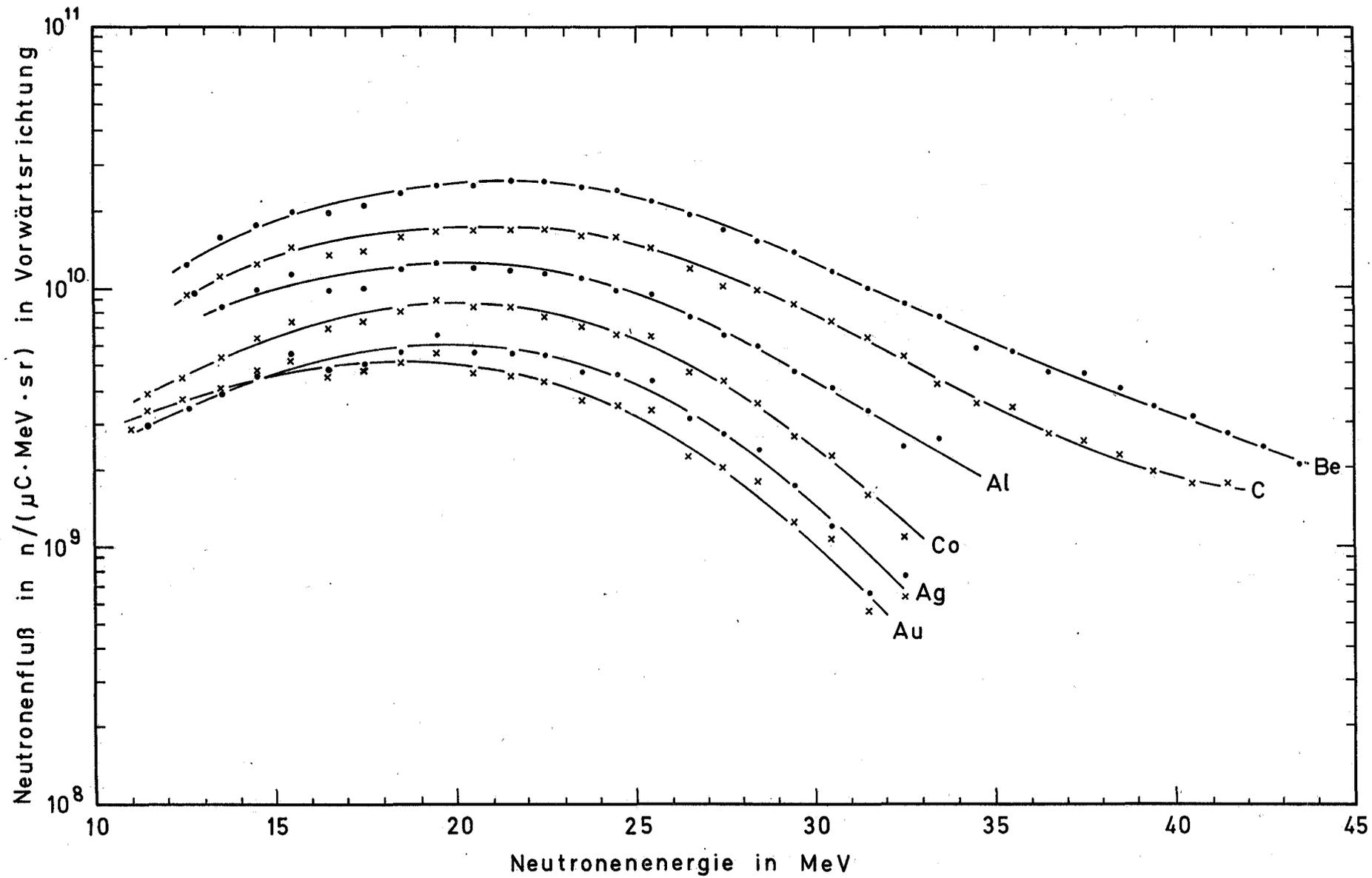


Abb. 10; Gemessene Neutronenemission von dicken Be-, C-, Al-, Co-, Ag- und Au-Targets bei Bestrahlung mit 53,8 MeV_d

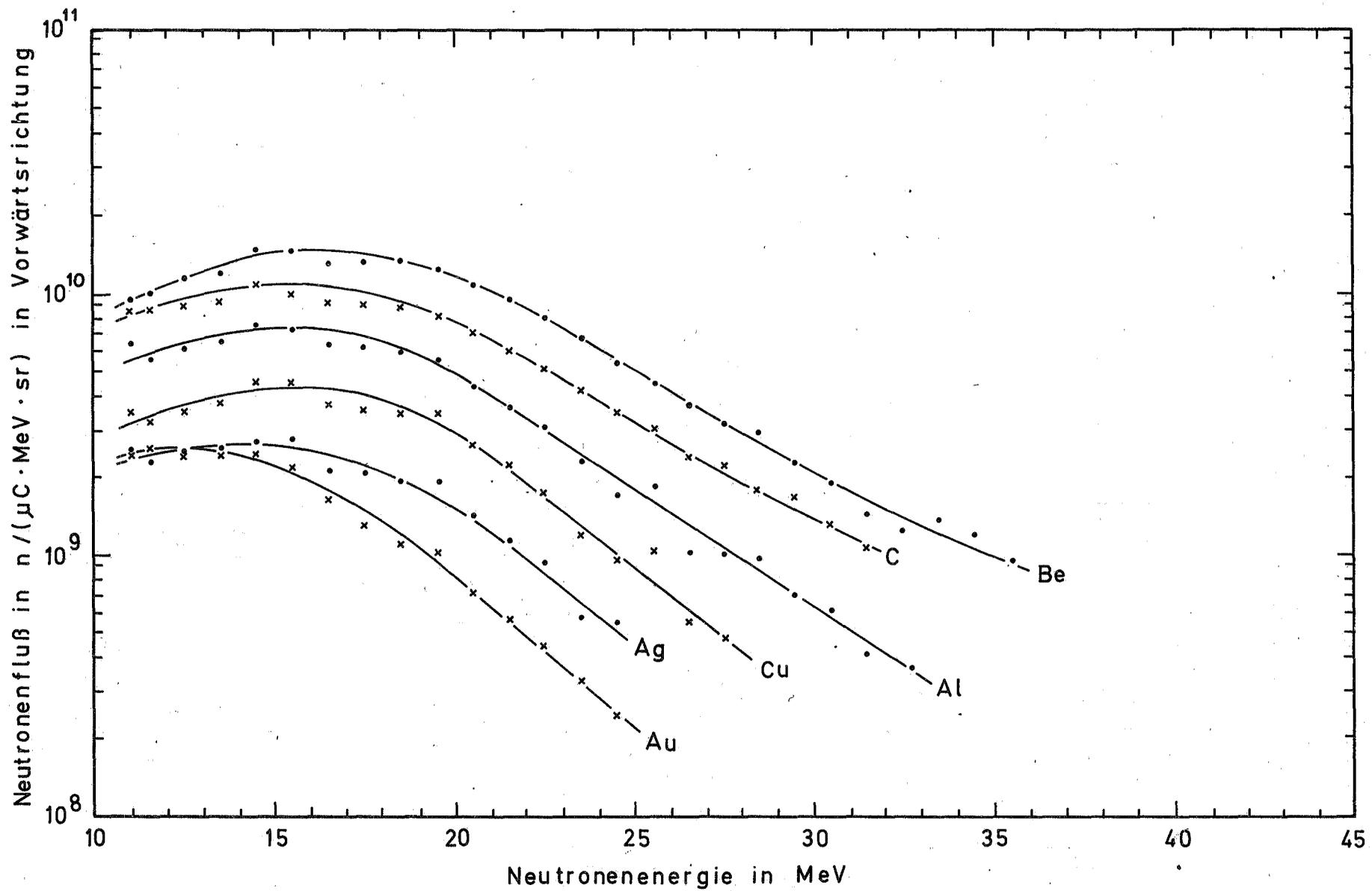


Abb. 11: Gemessene Neutronenemission von dicken Be-, C-, Al-, Cu-, Ag- und Au-Targets bei Bestrahlung mit 40 MeV_d

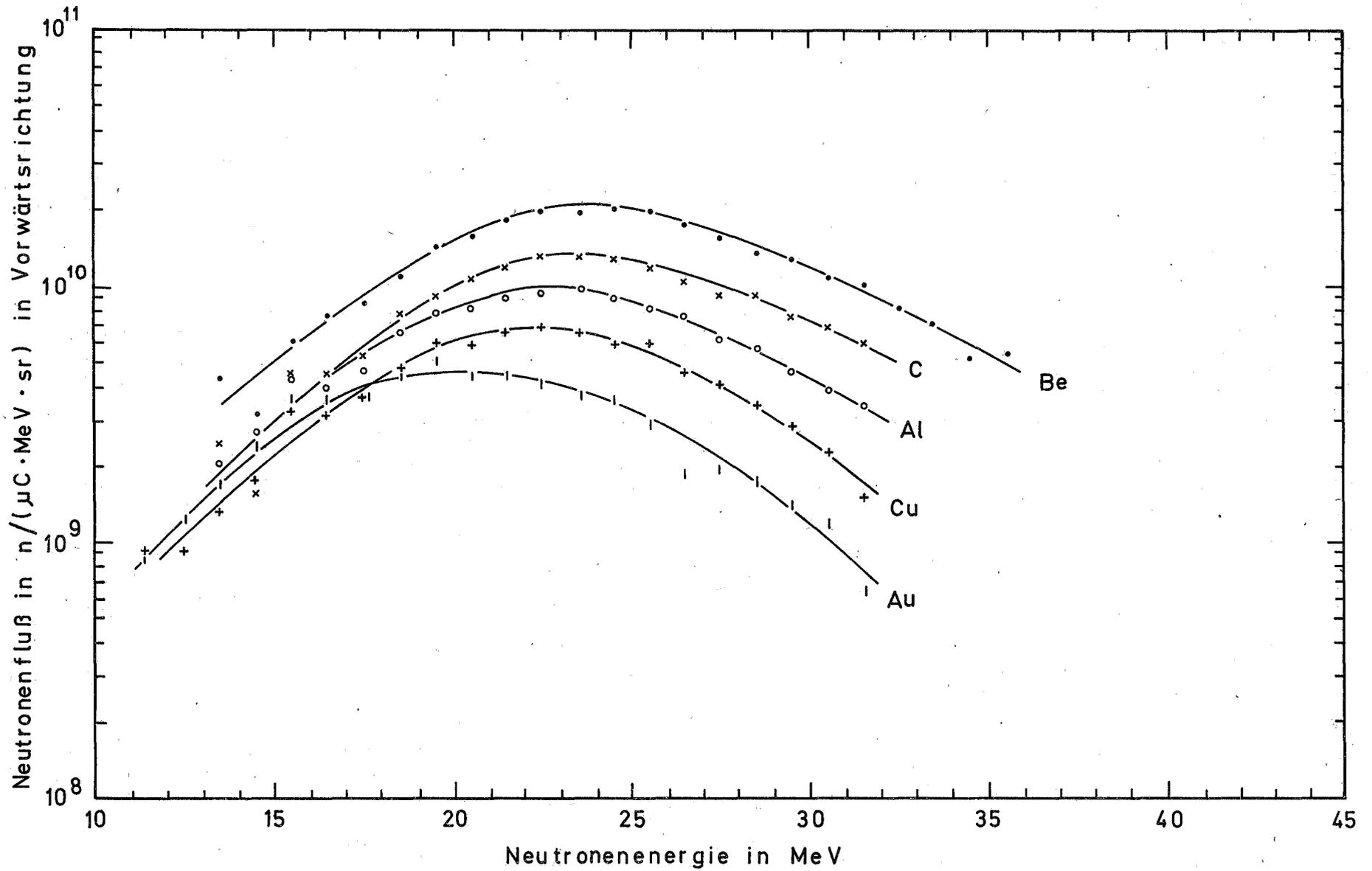


Abb. 12: Differenz der Neutronenemission dicker Targets bei Bestrahlung mit 53,8 und 40 MeV_d

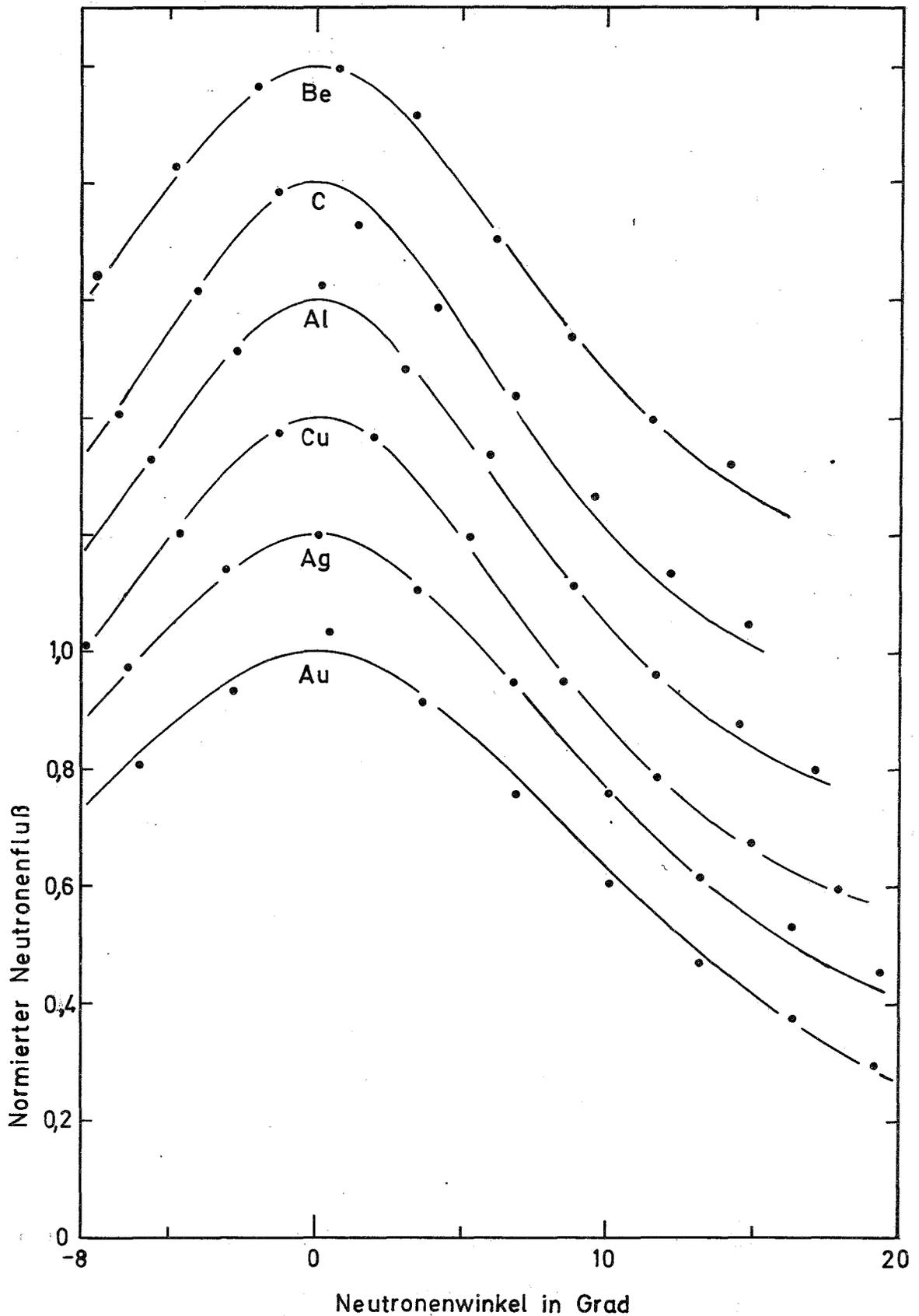


Abb. 13: Winkelverteilung der Neutronenflüsse mit Neutronenenergien über 11 MeV. Die Meßpunkte wurden mit der Schwellwert-Reaktion $^{55}\text{Mn}(n,2n)^{54}\text{Mn}$ bei Bestrahlung von dicken Targets mit 50 MeV Deuteronen erhalten. Die Kurven sind angepaßte Werte der Funktion $(1+x^2)^{-3/2}$ mit $x = 1,533 \theta / \Delta\theta$. Zur anschaulichen Darstellung wurden die einzelnen Kurven jeweils um 0,2 Einheiten versetzt.

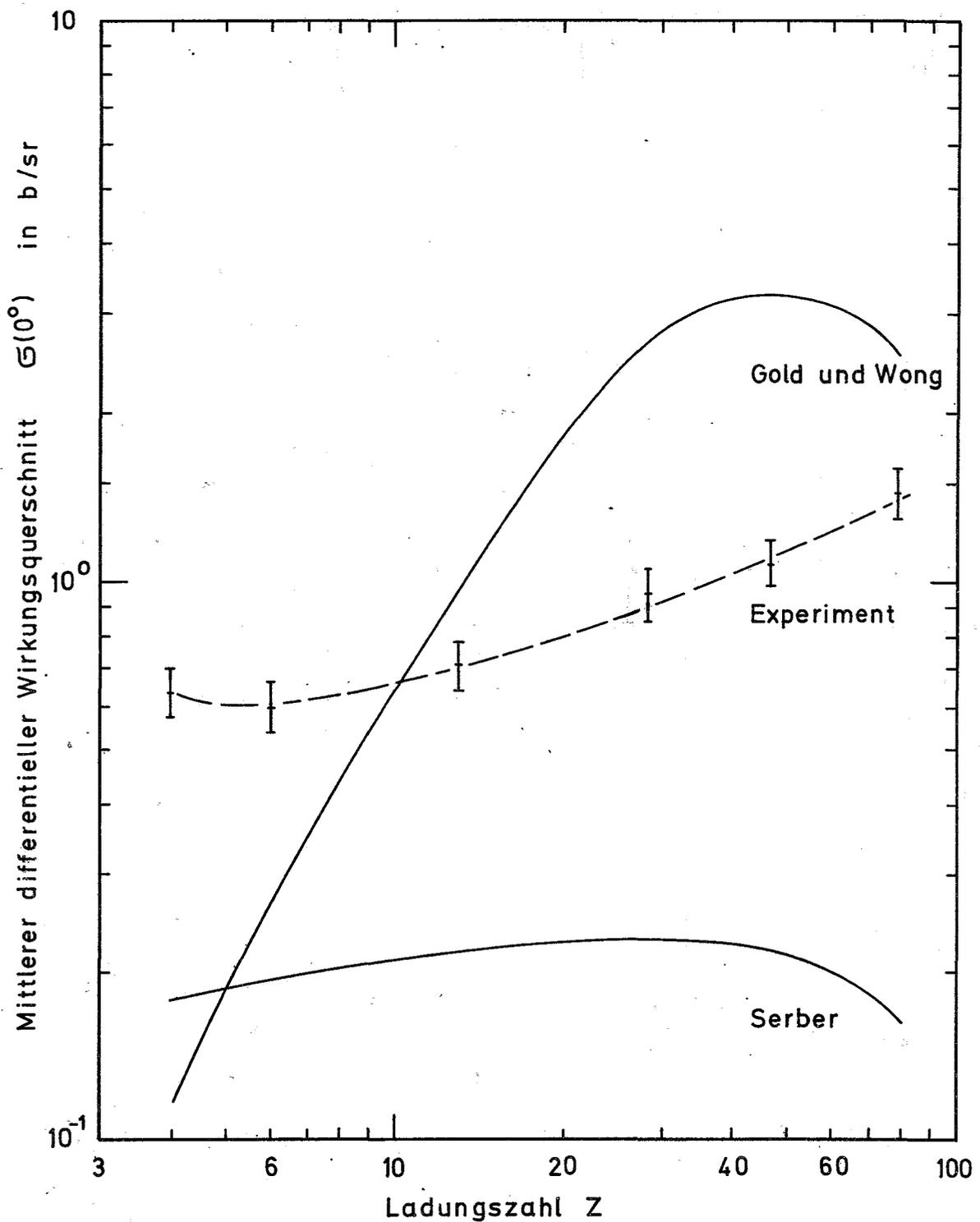


Abb. 14: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Neutrons mit Energie über 11 MeV pro sterad in Vorwärtsrichtung, bei Bestrahlung von 13,8 MeV dicken Targets mit 53,8 MeV Deuteronen. Die mit Serber und mit Gold und Wong bezeichneten theoretischen Kurven wurden mit Hilfe von Referenz 6 und 31 berechnet.

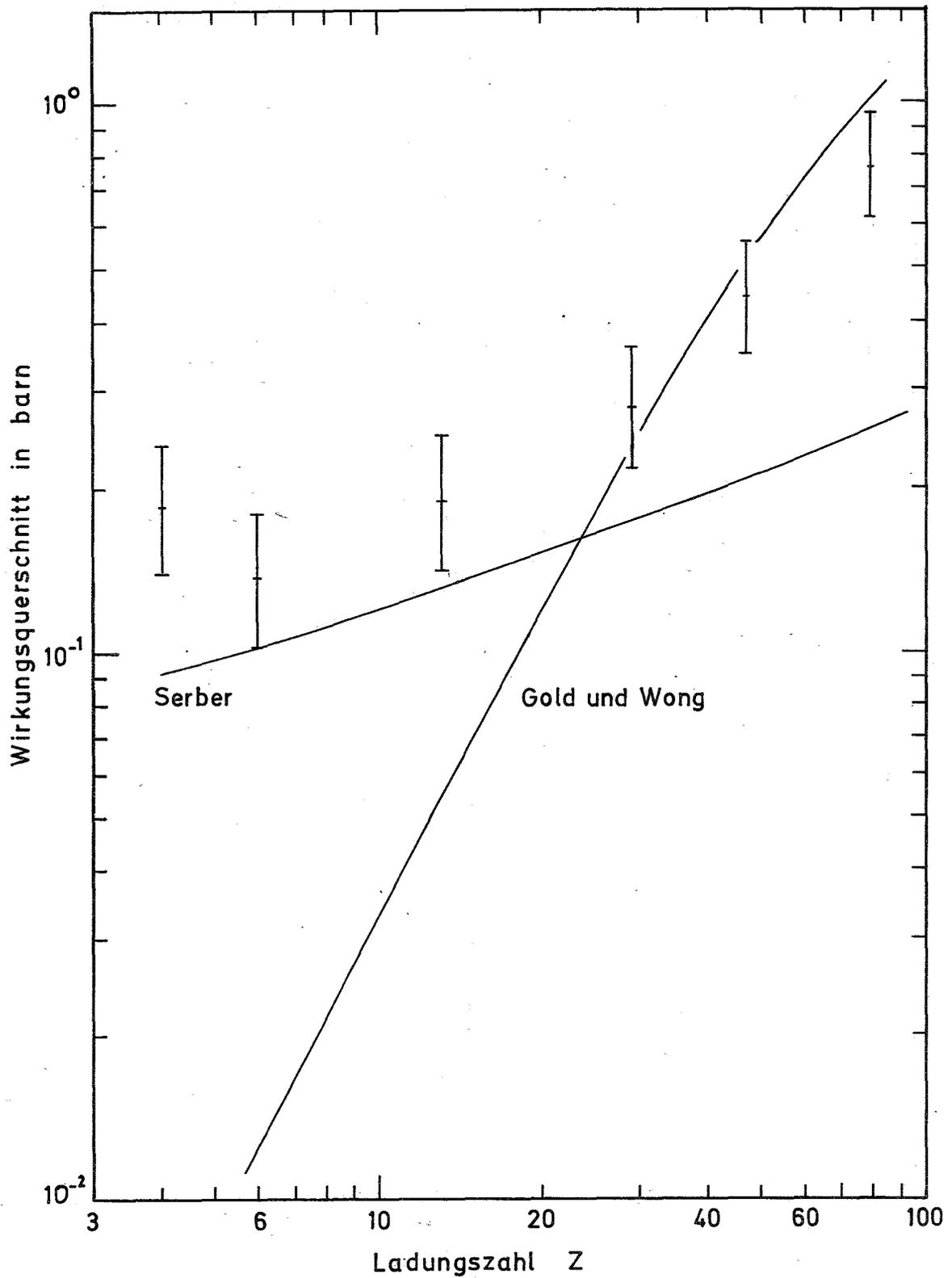


Abb. 15: Wirkungsquerschnitt für den break-up Prozess bei 47 MeV Deuteronen. Die mit Serber und mit Gold und Wong bezeichneten Kurven sind theoretische Werte nach Referenz (6) und (34). Die Meßpunkte wurden aus dem Produkt der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abb. 14 mit den Raumwinkeln in Abb. 13 erhalten.

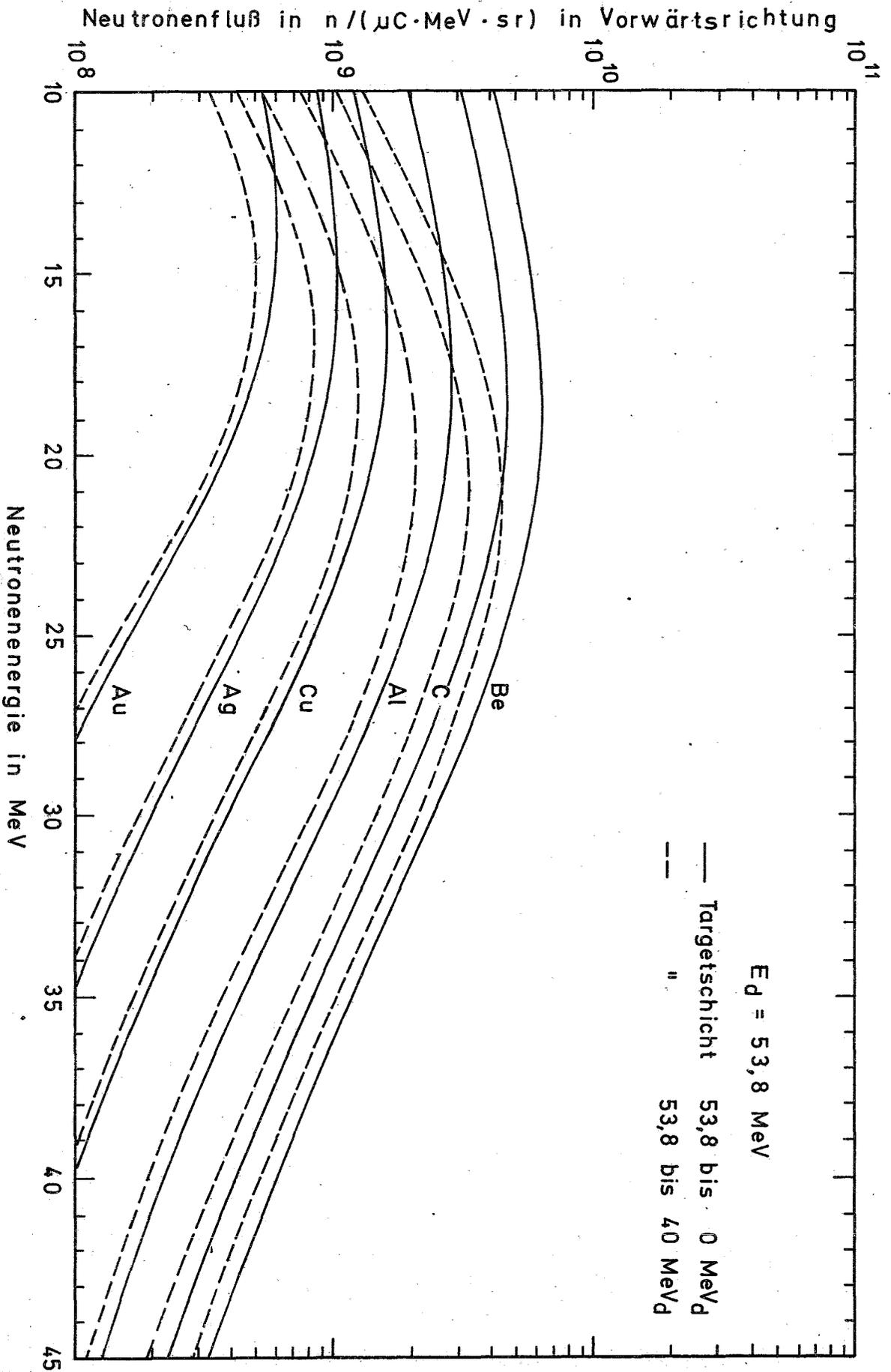


Abb. 16: Neutronenemission dicker Targets, berechnet mit der Theorie von Serber (6)

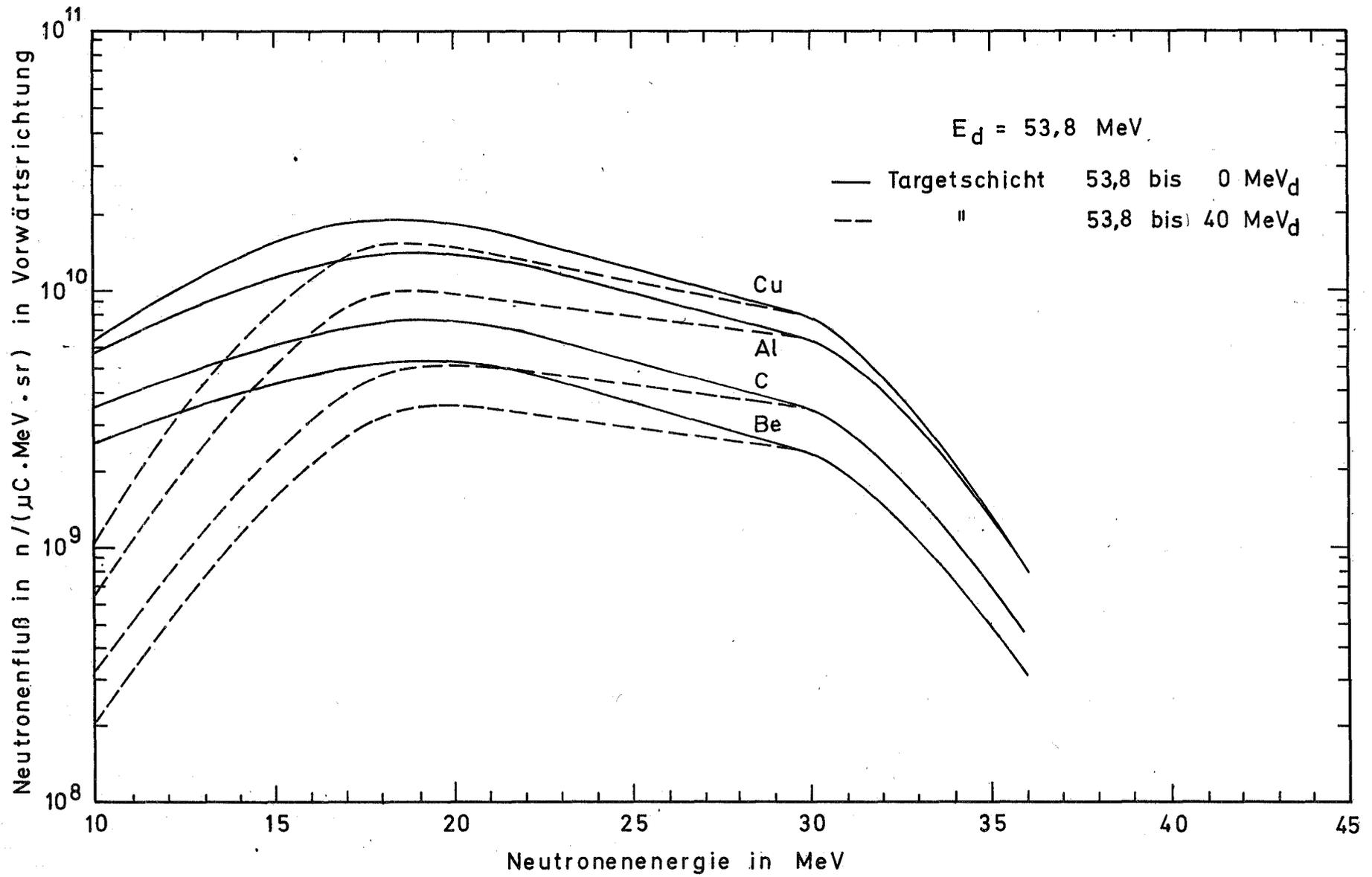


Abb. 17; Neutronenemission dicker Targets, berechnet mit der Theorie von Gold und Wong⁽³¹⁾

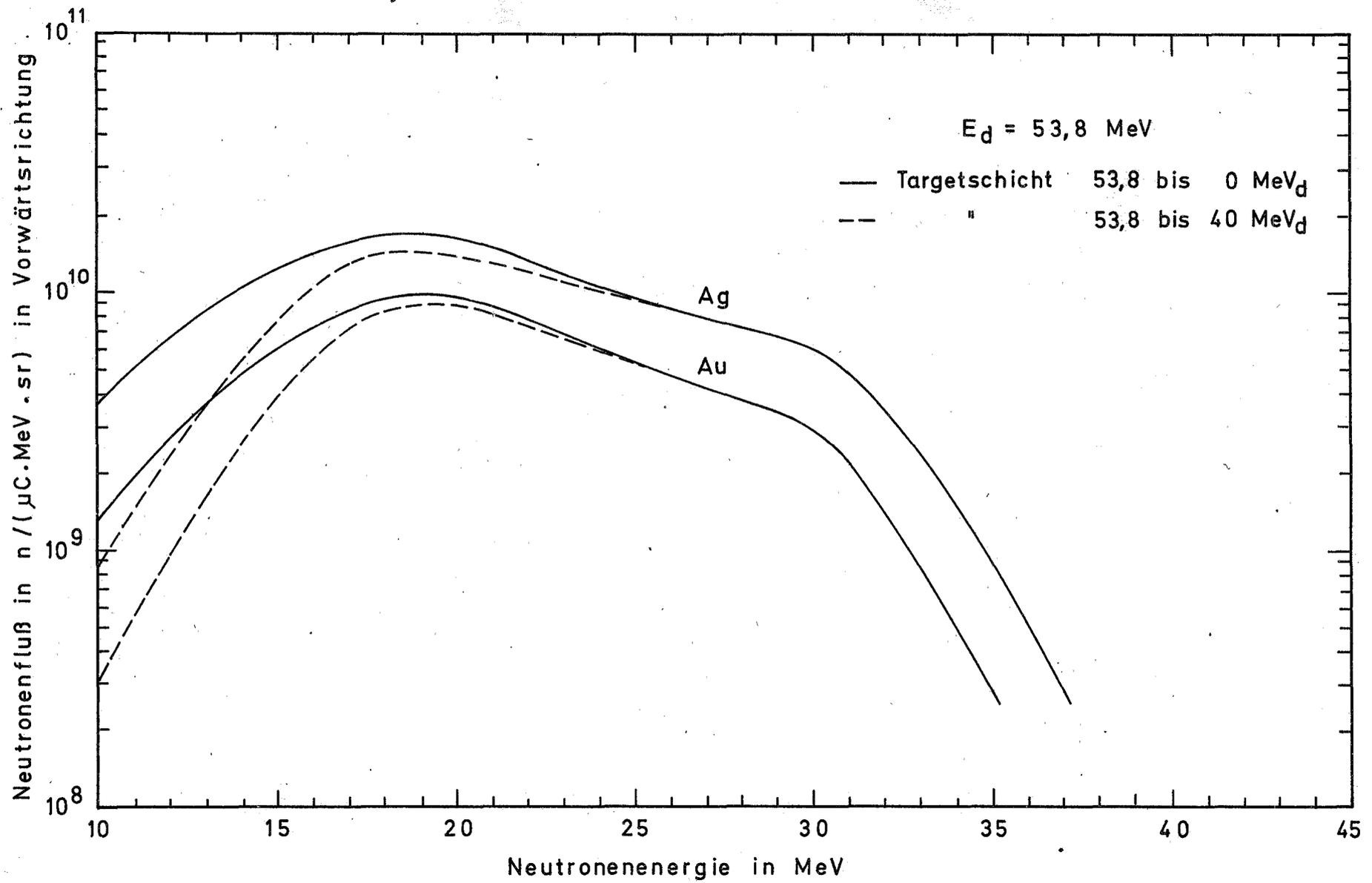


Abb. 18: Neutronenemission dicker Targets, berechnet mit der Theorie von Gold und Wong⁽³¹⁾