

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 51 (1978)
Heft: 1

Artikel: Kernreaktionen mit ^9Be
Autor: Unternährer, J. / Hugi, M. / Lang, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114935>

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: 01.04.2025

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

Kernreaktionen mit ${}^9\text{Be}$

von **J. Unternährer, M. Hugi, J. Lang, R. Müller und E. Ungricht**

Laboratorium für Kernphysik, Eidg. Technische Hochschule, 8093 Zürich, Switzerland

L. Jarczyk, B. Kamys und A. Strzałkowski

Institut of Physics, Jagellonian University, 30059 Cracow, Poland

(27. IX. 1977)

Abstract. The elastic scattering of ${}^9\text{Be}$ ions on Mg, Al, Si, Ca, Ni, Ag and Au target nuclei has been studied at 14, 20 and 26 MeV projectile energy. A universal optical potential fitting all these angular distributions was found and the ambiguities of the parameters are discussed.

Angular distributions of the ${}^8\text{Be}$ ions from (${}^9\text{Be}$, ${}^8\text{Be}$) reactions on the target nuclei ${}^{28}\text{Si}$ and ${}^{40}\text{Ca}$ have been measured at an energy of 20 MeV. The products of the spectroscopic factors of ${}^9\text{Be}$ and several states of the residual nuclei ${}^{29}\text{Si}$ and ${}^{41}\text{Ca}$ were extracted from a DWBA analysis. Using known spectroscopic factors of ${}^{29}\text{Si}$ and ${}^{40}\text{Ca}$ levels, a spectroscopic factor of 0.42 ± 0.04 for ${}^9\text{Be}$ was found.

Measured cross sections for the break-up of ${}^9\text{Be}$ ions in the Coulomb field are found to be in disagreement with calculations based on a semiclassical model. A possible explanation for this discrepancy is presented.

1. Einleitung

Die Eigenschaften des ${}^9\text{Be}$ -Kernes kennen zu lernen, ist aus verschiedenen Gründen interessant. Neben den häufig untersuchten Kohlenstoff- und Sauerstoffkernen steht ${}^9\text{Be}$ als nahezu unbekannter Kern da. Die Gründe dafür liegen wohl vor allem in den Schwierigkeiten bei der Beschleunigung dieses Kernes [1].

Nur 1.665 MeV stehen dem Zerfall des ${}^9\text{Be}$ in ein Neutron und ein ${}^8\text{Be}$ entgegen, wobei das ${}^8\text{Be}$ selber instabil ist und in zwei Alphateilchen zerbricht. Diese schwache Bindung macht den ${}^9\text{Be}$ -Kern zu einem einmaligen Instrument für die Untersuchung von Teilchentransferreaktionen.

Von den inneren Eigenschaften des ${}^9\text{Be}$ harret vor allem der spektroskopische Faktor des Neutronzustandes einer exakten Bestimmung. Dieser Faktor wurde schon mehrmals mit Modellrechnungen und aus Experimenten bestimmt, doch schwanken die Resultate noch in weiten Grenzen.

In den im folgenden beschriebenen Messungen mit ${}^9\text{Be}$ als Projektil wurden einige dieser Probleme untersucht. Dabei zeigte es sich, dass die Wechselwirkung von ${}^9\text{Be}$ mit andern Atomkernen, die sich in den Wirkungsquerschnitten für die elastische Streuung offenbart, nur schwer mit dem Verhalten der übrigen schweren Ionen verglichen werden kann. Insbesondere sind die optischen Potentiale, die diese Wechselwirkung darstellen, verschieden von den üblichen Schwer-Ionen-Potentiale. Dies mag seinen Grund darin haben, dass ${}^9\text{Be}$ mit seiner recht kleinen Masse nur knapp zu den 'schweren' Ionen gezählt werden kann. Vielleicht ist auch die geringe

Bindungsenergie ein Grund dafür, dass sich die elastische Streuung von ${}^9\text{Be}$ nur schwerlich durch ein gemitteltes optisches Potential beschreiben lässt.

Die Messung der Wirkungsquerschnitte von Neutrontransferreaktionen zeigte, dass dieser Reaktionsmechanismus im Rahmen der DWBA-Theorie behandelt werden kann. Zwar reichte die mit dem Tandem van de Graaff Beschleuniger des Laboratoriums für Kernphysik der ETHZ erreichbare ${}^9\text{Be}$ -Energie nicht aus, um spektroskopische Information über unbekannte Zustände in den Endkernen zu gewinnen, doch konnte mit diesen Messungen der spektroskopische Faktor des Neutronzustandes im ${}^9\text{Be}$ bestimmt werden.

Der Vergleich der gemessenen und gerechneten Wirkungsquerschnitte für den Aufbruch des ${}^9\text{Be}$ im Coulombfeld schwerer Kerne ergab, dass die zur Verfügung stehenden Theorien noch nicht erlauben, präzise Wirkungsquerschnitte vorauszusagen. Diese Modelle, sehr erfolgreich im Falle des Aufbruchs des Deuterons, versagen hier, vermutlich wegen der komplizierteren Struktur des ${}^9\text{Be}$ -Kernes.

2. Elastische Streuung von ${}^9\text{Be}$

2.1. Einleitung

Der elastische Streuquerschnitt ist eine in der Kernphysik häufig gebrauchte Grösse: Sofern die elastische Streuung nicht nur durch das Coulombfeld verursacht wird, kann sie Aufschluss über die Stärke und Reichweite der Kernkräfte geben. Die aus der elastischen Streuung gewonnenen Potentiale werden verwendet, um die Wellenfunktionen der Relativbewegung bei der Berechnung von komplizierteren Reaktionen, zum Beispiel mit dem DWBA-Modell, zu erzeugen. Oft werden Messungen von Wirkungsquerschnitten auf die elastische Streuung normiert, um komplizierte Targetdickebestimmungen und die bei schweren Ionen problematischen Strommessungen umgehen zu können.

2.2. Die Messungen

Ueber das Verhalten von ${}^9\text{Be}$ bei der elastischen Streuung ist noch sehr wenig bekannt. Um einen Ueberblick zu erhalten, wurden die Wirkungsquerschnitte an einer über das ganze Periodensystem verteilten Auswahl von Targetkernen gemessen, nämlich an natürlichem Magnesium, an ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$ sowie an Silber und Gold. Diese Targets waren zwischen 100 und 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dick. Die meisten Targets konnten selbsttragend hergestellt werden. Nur die leicht oxidierenden Magnesium- und Kalziumfolien mussten auf einen Gold- oder Silberträger aufgedampft und mit einer dünnen Schicht des gleichen Materials bedeckt werden.

Die Messungen wurden bei 14, 20 und 26 MeV Strahlenergie durchgeführt. Bei den leichteren Targets wurden Winkelverteilungen in Schritten von 2.5° aufgenommen, während für die schwereren Targets Intervalle von 5° genügten. Der Winkelbereich erstreckte sich von 10° bis 170° bei 14 und 20 MeV. Bei 26 MeV waren die Wirkungsquerschnitte für sehr grosse Winkel aus Intensitätsgründen nicht mehr messbar. Ferner wurden für das Siliziumtarget Anregungsfunktionen unter vier Winkeln von 14 bis 20 MeV in Schritten von 200 keV gemessen. Die vier Winkel waren so gewählt, dass der erste in einem Bereich lag, wo reine Rutherfordstreuung stattfand,

während die unter den andern drei Winkeln gemessenen Wirkungsquerschnitte den zunehmenden Einfluss der Kernwechselwirkung wiedergaben.

2.3. Die Messanordnung

Bei kleinen Streuwinkeln ist die elastische Streuung der vorherrschende Prozess. Der Wirkungsquerschnitt ist sehr gross und die gestreuten Teilchen verlieren wenig Energie. Ein einfacher Halbleiterzähler genügte hier für den Nachweis. Schwierigkeiten können in diesem Winkelbereich auftreten, wenn das Target nicht selbsttragend ist: Die am Target und am Trägermaterial gestreuten Kerne können energetisch nicht getrennt werden. Diese Grenze für kleine Winkel ist jedoch nicht allzu einschränkend, da sie im Gebiet der reinen Rutherfordstreuung liegt, wo die Wirkungsquerschnitte bekannt sind und nicht gemessen werden müssen (vgl. jedoch die Bedeutung dieses Winkelbereiches für die Normierung, Kap. 2.4).

In einem anschliessenden Winkelbereich war die Intensität der ${}^9\text{Be}$ -Kerne nicht mehr so gross, ihre Energie reichte jedoch aus, dass sie in einem Transmissionszähler nicht gestoppt wurden. Deshalb konnten mit Erfolg $\Delta E - E$ Zählerteleskope eingesetzt werden. Es wurden ΔE -Zähler von 15 und 25 μm verwendet. Für die Bestimmung der Teilchenart wurde folgendes Verfahren angewandt: Ueber zwei Analog-Digital-Konverter (ADC) wurden die beiden Energiesignale ΔE und E an den für die Datenakquisition eingesetzten Computer geliefert. Für alle Ereignisse wurde mit einer im Kernspeicher gespeicherten Reichweitentabelle $R(E)$ für ${}^9\text{Be}$ die scheinbare Dicke des Transmissionszählers, $R(E + \Delta E) - R(E)$, berechnet. Für ${}^9\text{Be}$ stimmt diese scheinbare Dicke für alle Energien mit der wirklichen Dicke überein, während für leichtere Teilchen die scheinbare Dicke zu klein, für stärker abgebremste Kerne zu gross herauskommt. Damit können die gesuchten Teilchen von den parasitären Koinzidenzen getrennt werden. Dieses Verfahren kommt mit ganz wenigen elementaren Operationen pro Ereignis aus und ist daher auch bei recht grossen Stosszahlen im 'on-line' Betrieb anwendbar.

Bei grösseren Winkeln musste wegen der geringeren Energie der gestreuten Kerne auf die Teleskope verzichtet werden. Die Wirkungsquerschnitte wurden hier mit dem Transmissionszähler allein oder in Antikoinzidenz mit dem E -Zähler gemessen. Damit konnte immer noch eine beträchtliche Untergrundunterdrückung erreicht werden, wenn die Reichweite der ${}^9\text{Be}$ nur knapp kleiner als die Dicke des Transmissionszählers war, da die leichteren Teilchen dann auf jeden Fall einen kleineren Energieverlust im Zähler erleiden.

2.4. Die Normierung der Winkelverteilungen

Die Normierung der Winkelverteilungen auf absolute Werte wurde mit folgenden Verfahren erreicht:

Die Normierung auf den Rutherfordwirkungsquerschnitt konnte bei den kleineren Energien und schwereren Targets angewendet werden. Dazu wurde beim Anpassen der mit dem optischen Modell berechneten Werte an die experimentellen Daten ein gemeinsamer Faktor freigegeben und zusammen mit den übrigen Parametern bestimmt. Dieses Verfahren konnte ohne zusätzliche Mehrdeutigkeiten in den optischen Potentialen angewandt werden, solange der durch den Rutherford-

wirkungsquerschnitt dominierte Anteil an der Winkelverteilung genügend gross war. Wenn sich jedoch die reine Coulombstreuung nur auf wenige der vordersten Winkel beschränkte, wurde diese Art der Normierung aus zwei Gründen zu ungenau:

Die erste, mehr theoretische Ursache besteht darin, dass der Teil der Winkelverteilung, der durch die Kernkräfte stark beeinflusst wird, durch geeignete Wahl der optischen Potentiale leicht verändert werden kann, sodass die Normierung nicht eindeutig ist.

Der zweite, mehr experimentelle Grund ist folgender: Da der Rutherfordwirkungsquerschnitt bei kleinen Streuwinkeln sehr stark winkelabhängig ist, können durch kleine Fehler im Winkel grosse Fehler in der Normierung entstehen. Falsche Streuwinkel treten auf, wenn der Strahl nicht genau längs der Kammerachse auf das Target trifft. Diese 'Asymmetrie' wurde jeweils während der Messung durch zwei Monitorzähler, die symmetrisch zur Achse unter kleinen Winkeln aufgestellt waren, kontrolliert.

Wo die direkte Normierung auf den Rutherfordwirkungsquerschnitt nicht möglich war, wurde eine etwas abgewandelte Methode eingesetzt: Die Targets wurden mit einer dünnen Goldschicht bedampft, und die Streuung an dieser Schicht wurde zur Monitorierung des Strahles verwendet. Wenn T und G die Anzahl Target- bzw. Goldatome pro cm^2 sind, und N_p die Anzahl einfallende ${}^9\text{Be}$ -Kerne, dann ergibt sich für die Anzahl der am Target bzw. am Gold gestreuten Teilchen

$$N_T = \frac{d\sigma^T(\theta)}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot N_p \cdot T$$

$$N_G = \frac{d\sigma^G(\theta)}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot N_p \cdot G,$$

und daraus die gesuchte Grösse

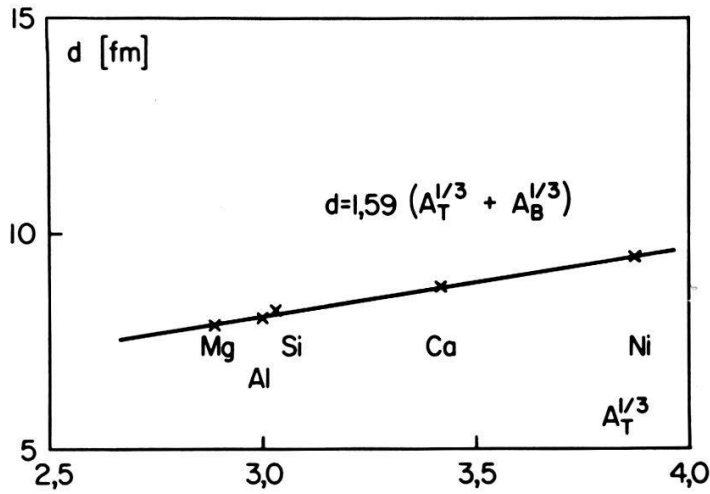
$$\frac{d\sigma^T(\theta)}{d\sigma_r^T(\theta)} = \frac{N_T}{N_G} \cdot \frac{d\sigma_r^G(\theta)}{d\sigma_r^T(\theta)} \cdot \frac{G}{T}.$$

Die Abhängigkeit vom Streuwinkel geht nun nur noch in stark abgeschwächter Form über die etwas verschiedene Umrechnung von den Labor- in die Schwerpunktskoordinaten für die Systeme Strahl – Target bzw. Strahl–Goldatome ein. Dafür tritt als neue Unbekannte das Verhältnis G/T auf. Diese Konstante wurde jeweils in einer speziellen Messung aus der reinen Rutherfordstreuung bei kleinen Energien bestimmt.

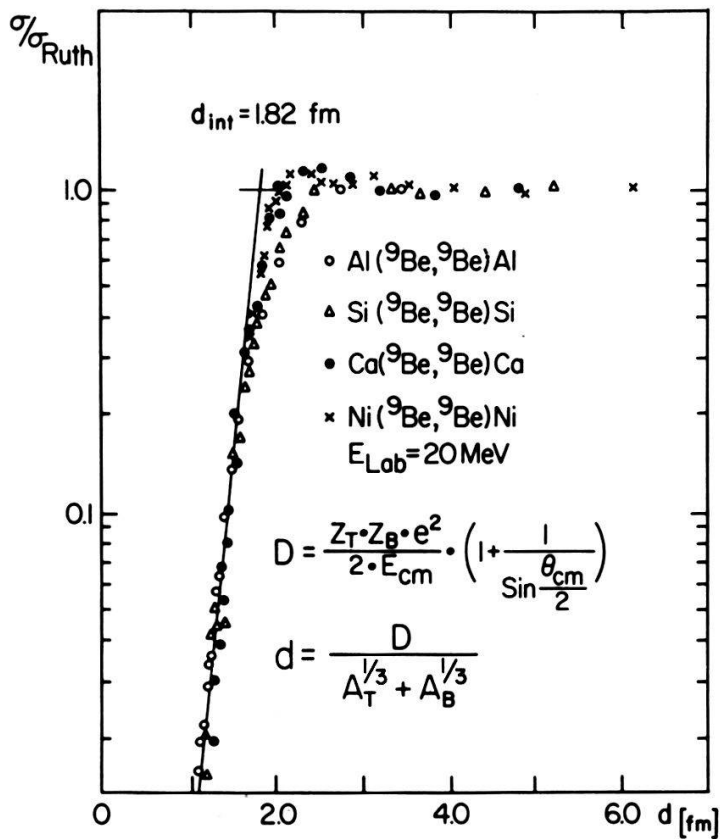
2.5. Der Wechselwirkungsradius von ${}^9\text{Be}$

Wenn geladene Teilchen bei der elastischen Streuung so nahe an den Targetkern herankommen, dass sie die Kernkräfte spüren, treten Abweichungen vom Rutherfordstreuquerschnitt auf. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, mit diesen Abweichungen eine Reichweite der Kernkräfte zu definieren.

Wenn die elastische Streuung als Fresnelstreuung betrachtet wird, so ist der 'Schattenwinkel' durch den Punkt gegeben, bei dem die Intensität auf $\frac{1}{4}$ der Intensität im beleuchteten Gebiet abgefallen ist [2]. Der Streuwinkel θ_c , der zu $\sigma_{e1}/\sigma_r = \frac{1}{4}$ gehört, kann aus den Winkelverteilungen herausgelesen und der dazugehörige



Figur 1
Die aus dem Schattenwinkel gewonnenen Wechselwirkungsabstände für ${}^9\text{Be}$ sind proportional zu $(A_T^{1/3} + A_B^{1/3})$.



Figur 2
Wegnerplot für die elastische Streuung von ${}^9\text{Be}$. Der exponentielle Ast erlaubt nur eine ungefähre Bestimmung des Wechselwirkungsabstandes.

klassische kürzeste Abstand der Stosspartner berechnet werden:

$$d(\theta_c) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{cm}} \left(1 + \frac{1}{\sin(\theta_c/2)} \right)$$

Die so bestimmten Distanzen für verschiedene Targetmassen A_T können als

$$d = d_0 \cdot (A_T^{1/3} + A_B^{1/3})$$

geschrieben werden, wobei A_B die Masse des gestreuten Teilchens ist. d_0 heisst reduzierter Wechselwirkungsabstand. Figur 1 rechtfertigt diese Parametrisierung. Im Falle des ${}^9\text{Be}$ ergibt sich der Wert $d_0 = 1.59 \pm 0.05$ fm. Auch für die übrigen schweren Ionen wird ein Wert um 1.5 fm angegeben [3].

Eine etwas andere Definition des Wechselwirkungsabstandes kann mit Hilfe des 'Wegnerplots' [37], Figur 2, gegeben werden. Damit lässt sich die elastische Streuung von schweren Ionen durch eine einigermassen universelle Funktion beschreiben. Diese Funktion setzt sich aus drei Teilen zusammen, nämlich einem horizontalen Ast, der reiner Coulombstreuung entspricht, einem Uebergangsbereich, in dem Absorption aufzutreten beginnt, und einem exponentiellen Ast, der zur starken Absorption im Kerninnern gehört. Aus dem Schnittpunkt des horizontalen und des exponentiellen Astes, das heisst aus der Extrapolation auf Wegstrecke Null im Innern des Kernes, kann der Radius der für die Absorption verantwortlichen Wechselwirkung bestimmt werden. Diese Methode hat den Nachteil, dass sie nicht sehr genau ist, da die gesuchte Grösse aus einer Extrapolation bestimmt werden muss. Für ${}^9\text{Be}$ ergibt sich ein reduzierter Wechselwirkungsradius von 1.82 ± 0.1 fm, während für ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$ 1.68 fm bestimmt wurde [4]. Es scheint also, dass der aus dem Wegnerplot abgelesene Wechselwirkungsabstand für ${}^9\text{Be}$ eher etwas grösser herauskommt.

2.6. Die Parameter des optischen Modells

Eines der Hauptziele der vorliegenden Arbeit war, optische Parameter zu finden, mit denen sich die elastische Streuung von ${}^9\text{Be}$ in konsistenter Weise beschreiben lässt. Dazu wurde das Programm ELASTIC [5] mit folgenden Aenderungen verwendet:

- Der Radius, bei dem die durch Integration gewonnenen radialen Wellenfunktionen an die äusseren Coulombwellenfunktionen angepasst werden, der sogenannte 'Matching-radius', ist in ELASTIC $r_0 A_T^{1/3} + 7a$. Dieser Wert erwies sich für schwere Ionen als zu klein. Er wurde auf $r_0(A_T^{1/3} + A_B^{1/3}) + 12a - R_1$ vergrössert. (Die Grössen r_0 , a und R_1 sind weiter unten definiert).
- Die Subroutine SEARCH wurde durch die Subroutine FIT [6] ersetzt. Dadurch konnten Fehlergrenzen für die gefundenen Parameter angegeben werden.
- ELASTIC wurde erweitert, so dass es möglich war, mehrere Winkelverteilungen, die von verschiedenen Targets und Energien stammten, miteinander zu behandeln. Dies war notwendig, um einen Parametersatz zu finden, der alle gemessenen Daten befriedigend wiedergab.
- Als Potential wurde ein komplexes Woods-Saxon - Potential und das Coulombpotential einer Punktladung im Feld einer homogen geladenen Kugel gewählt:

$$V(r) = \frac{V_0 + iW_0}{1 + e^{(r-R)/a}} + V_c(r)$$

$$R = r_0 \cdot (A_T^{1/3} + A_B^{1/3}) - R_1$$

$$V_c(r) = Z_B \cdot Z_T \cdot e^2 \cdot \begin{cases} (\frac{3}{2} - \frac{1}{2}(r/R_c)^2)/R_c & r < R_c \\ 1/r & r > R_c \end{cases}$$

$$R_c = r_{c0} A_T^{1/3}$$

Der Radius des ^9Be ist im Woods-Saxon Formfaktor explizite enthalten. Eine Energie- oder Targetabhängigkeit der Potentiale einzuführen, erwies sich als unnötig. Ebenso brachten getrennte Formfaktoren für den Real- und Imaginarteil des Potentials nur eine geringe Änderung, so dass der Einfachheit halber darauf verzichtet werden konnte. Der reduzierte Coulombradius wurde fest zu $r_{c0} = 1.2$ fm gewählt.

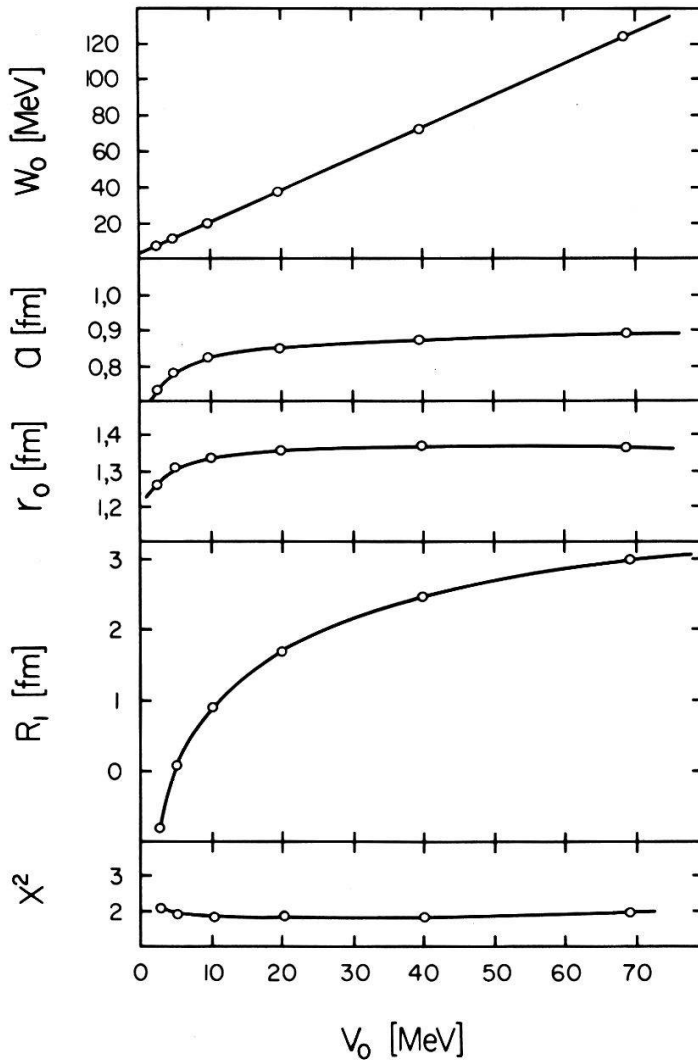
Die Parameter V_0 , W_0 , r_0 , R_1 und a wurden von der Subroutine FIT so bestimmt, dass die Grösse

$$\chi^2 = \frac{1}{N - m} \cdot \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i(\text{exp}) - \sigma_i(\text{theor})}{\Delta\sigma_i(\text{exp})} \right)^2$$

minimal wurde. Dabei ist N die Anzahl Datenpunkte und m die Zahl der Freiheitsgrade. Dieses χ^2 sollte für rein statistische Fehler einen Wert um eins erreichen.

Während es im allgemeinen kein Problem ist, zu einem gemessenen Wirkungsquerschnitt statistische Fehler anzugeben und in einem Fitprogramm gebührend zu berücksichtigen, sind systematische Fehler viel schwerer zu erfassen. Die Ursachen, die zu systematischen Fehlern führen können, sind vielfältiger Art: Ungenauigkeit in der Energie (Eichung des Beschleunigers, Targetdicke), falscher Streuwinkel (Asymmetrie des Strahles) und Raumwinkel, Fehler bei der Auswertung der Spektren (Abschätzung des Untergrundes), falsche absolute Normierung (Inhomogenitäten im Target), usf. Im allgemeinen sind Fit-Programme so gutmütig, dass sie trotzdem noch funktionieren, aber ein $\chi^2 > 1$ ergeben. Schwierigkeiten können auftreten, wenn mehrere Datensätze mit verschiedenen systematischen Fehlern miteinander verglichen werden sollen. In diesem Falle wird die Wahl der Parameter fast nur durch den Satz mit dem schlechtesten χ^2 bestimmt. Dieser Umstand wirkte sich bei der Behandlung der Daten der elastischen Streuung ungünstig aus. Deshalb wurde folgendes ad-hoc-Verfahren angewandt, um den Einfluss der nichtstatistischen Fehler zu verringern: Die Fehlerabschätzungen in jeder Winkelverteilung wurden mit einem gemeinsamen Faktor multipliziert, so dass jede Winkelverteilung allein ein χ^2 von eins ergab. Erst dann wurden alle Daten zusammengelegt und einem gemeinsamen Fit unterworfen.

Dabei zeigte es sich, dass verschiedene Parametersätze die experimentellen Daten gleich gut reproduzieren. Während diese Mehrdeutigkeit besonders gross und unübersichtlich ist, wenn die entsprechenden Parametersätze nur eine einzige Winkelverteilung wiedergeben müssen, reduziert sich die Anzahl Freiheitsgrade auf einen einzigen, wenn gleichzeitige Übereinstimmung mit allen gemessenen Winkelverteilungen verlangt wird. Figur 3 zeigt, dass in diesem Fall mit Vorteil die Tiefe des Realteils als 'freier' Parameter gewählt wird. Die Werte der übrigen Grössen können dann aus einfachen Kurven abgelesen werden. In Tabelle 1 sind einige der möglichen



Figur 3

Die elastische Streuung von ${}^9\text{Be}$ wird durch eine ganze Klasse von optischen Potentialen gleich gut beschrieben. Die besten Werte der verschiedenen Parameter können für ein beliebiges V_0 zwischen 5 und 70 MeV aus der Figur abgelesen werden.

Tabelle 1

Mögliche optische Parameter, die die elastische Streuung von ${}^9\text{Be}$ beschreiben.

V_0	W_0	r_0	R_1	a	χ^2
2.5	7.6 ± 0.3	1.26 ± 0.02	-0.83 ± 0.08	0.73 ± 0.01	2.13
5.0	11.8 ± 0.5	1.31 ± 0.02	0.06 ± 0.09	0.78 ± 0.01	1.90
10.0	20.4 ± 0.8	1.34 ± 0.02	0.91 ± 0.10	0.82 ± 0.01	1.83
20.0	37.5 ± 1.5	1.36 ± 0.02	1.71 ± 0.10	0.85 ± 0.01	1.83
40.0	72.7 ± 2.8	1.37 ± 0.02	2.45 ± 0.10	0.87 ± 0.01	1.84
69.0	130.0 ± 3.5	1.37 ± 0.02	3.00 ± 0.10	0.89 ± 0.01	1.90

Parametersätze explizite angegeben. Interessant ist in diesem Zusammenhang, dass ein gemittelttes Schwer-Ionen - Potential, wie es zum Beispiel in [7] angegeben wird,

$$V(r) = 50 \cdot \frac{R_A \cdot R_B}{R_A + R_B} \cdot e^{-(r - R_A - R_B)/0.63}$$

$$R_i = 1.233 \cdot A_i^{1/3} - 0.978 \cdot A_i^{-1/3} \quad (i = A, B)$$

mit keinem der für ${}^9\text{Be}$ erlaubten Sätze übereinstimmt und tatsächlich auch die gemessenen Wirkungsquerschnitte schlecht wiedergibt.

Der Grund für diese Mehrdeutigkeit der Parameter liegt in der Tatsache, dass für die elastische Streuung von schweren Ionen die Potentiale nur in einem beschränkten Bereich in der Nähe des Wechselwirkungsradius eine Rolle spielen. Deshalb ist es nicht verwunderlich, dass verschiedene Parametersätze die gleichen Streuquerschnitte erzeugen.

In den Figuren 4 bis 8 sind die gemessenen und mit dem angegebenen Parametersatz berechneten Winkelverteilungen miteinander verglichen.

Die Anregungsfunktionen mit dem Siliziumtarget zeigen einen strukturlosen Verlauf und können mit den gleichen Parametern reproduziert werden.

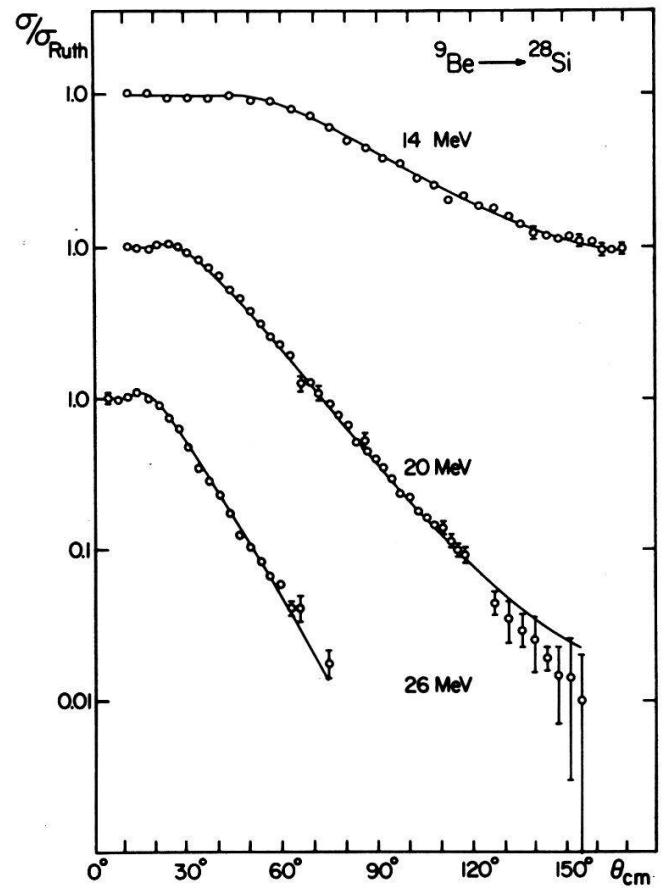
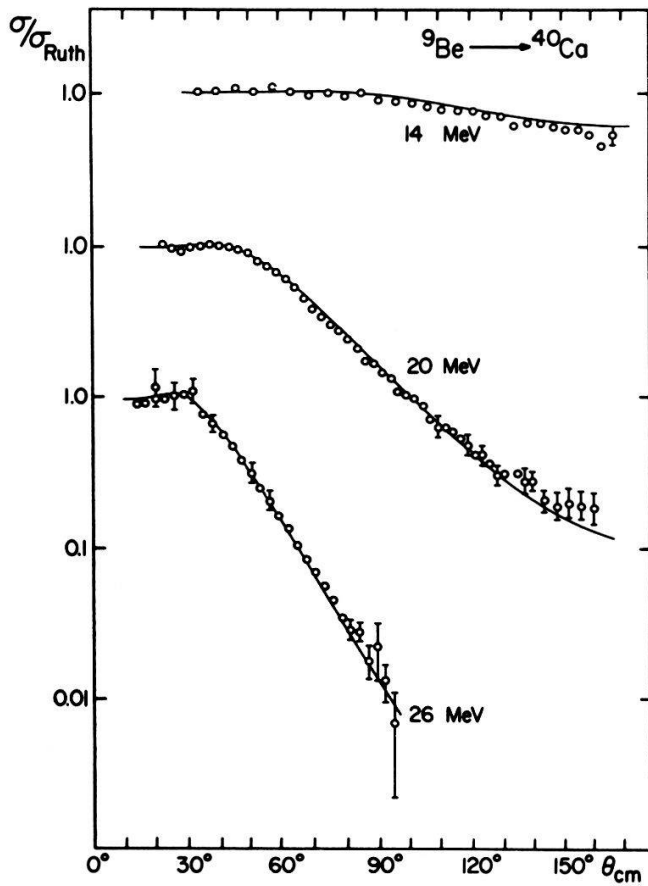
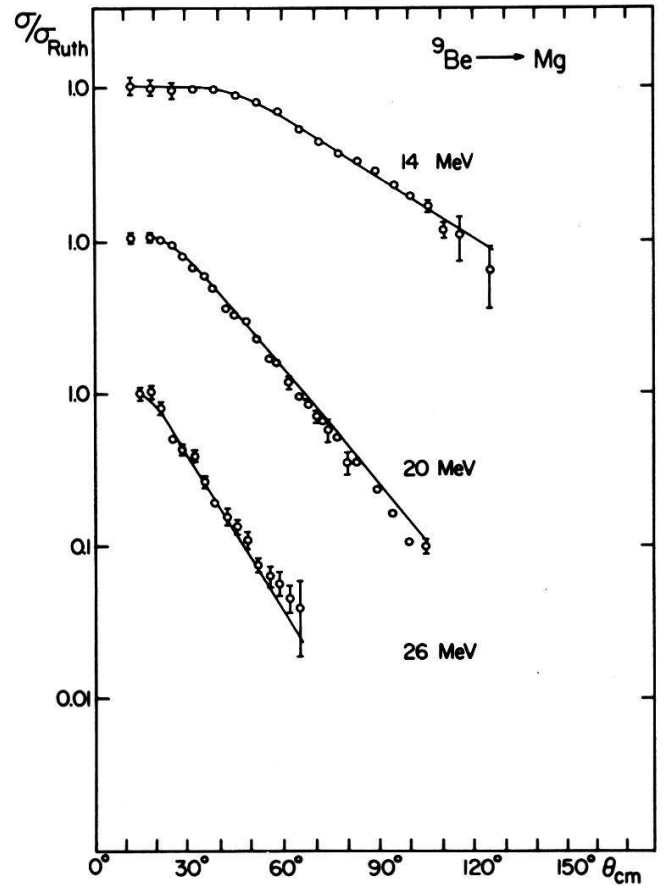
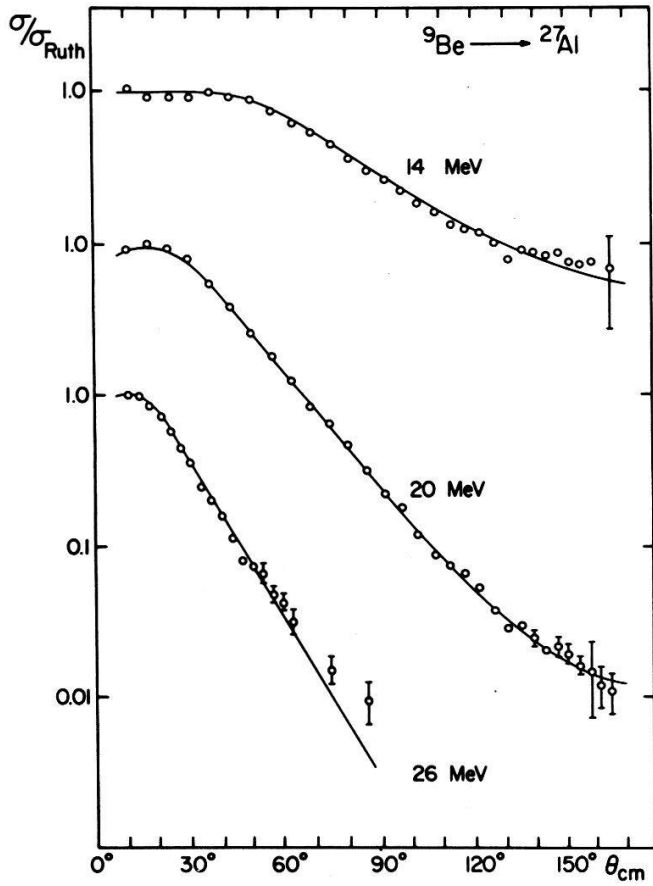
2.7. Der empfindliche Bereich der Potentiale

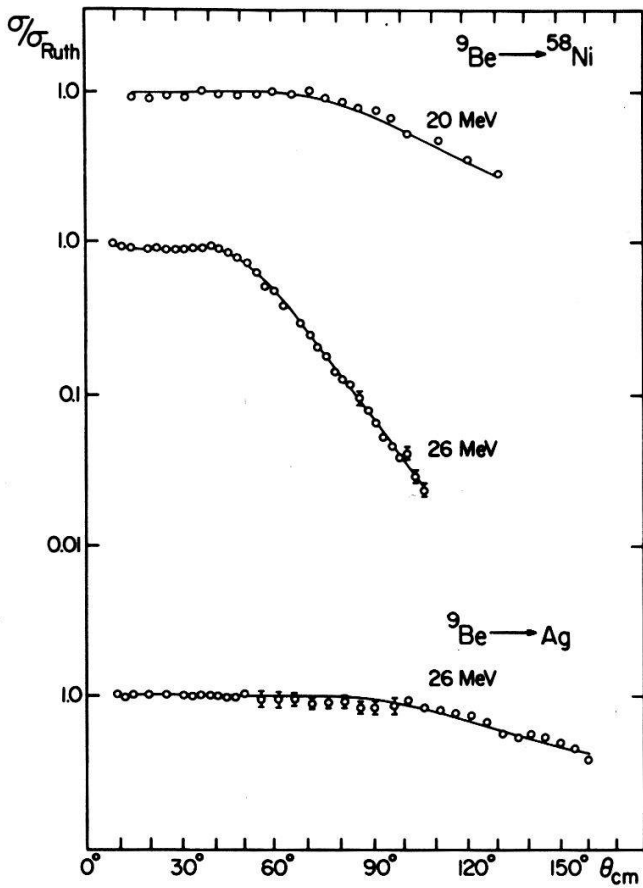
Schwere Ionen, die tief in einen Targetkern eindringen, werden meist durch Kernreaktionen aus dem elastischen Kanal entfernt. Deshalb geben die Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung keinen Aufschluss über den Verlauf der Potentiale im Innern der Kerne. Vielmehr findet die elastische Streuung nur an der Peripherie der Kerne statt, so dass der Verlauf der Potentiale nur gerade in diesem Gebiet erforscht werden kann. Um diesen 'empfindlichen Bereich' zu lokalisieren, wurden in verschiedenen Rechnungen mit dem optischen Modell die Kernpotentiale von innen oder aussen mit einer Fermifunktion der Diffusität 0.125 fm abgeschnitten. Dabei wurde die innere Grenze so weit nach aussen verschoben, bis sich die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten verschlechterte. Entsprechend wurde die äussere Grenze nach innen verlegt. Figur 9 illustriert, wie sich das χ^2 im Falle der 20 MeV Messung mit dem Siliziumtarget für die verschiedenen Abschneideradien verändert.

Der so eingeschränkte empfindliche Bereich erstreckt sich im Falle der Magnesium-, Aluminium- und Siliziumtargets für den Realteil des Potentials etwa von 5.5 bis 11.4 fm, während der Imaginärteil in einem beidseitig um etwa 0.5 fm vergrösserten Bereich (4.9 bis 11.9 fm) eine Rolle spielt. Der Realteil des Potentials am innern und äusseren Rand des empfindlichen Bereiches beträgt für ${}^{27}\text{Al}$ ungefähr 8 MeV, bzw. 13 keV.

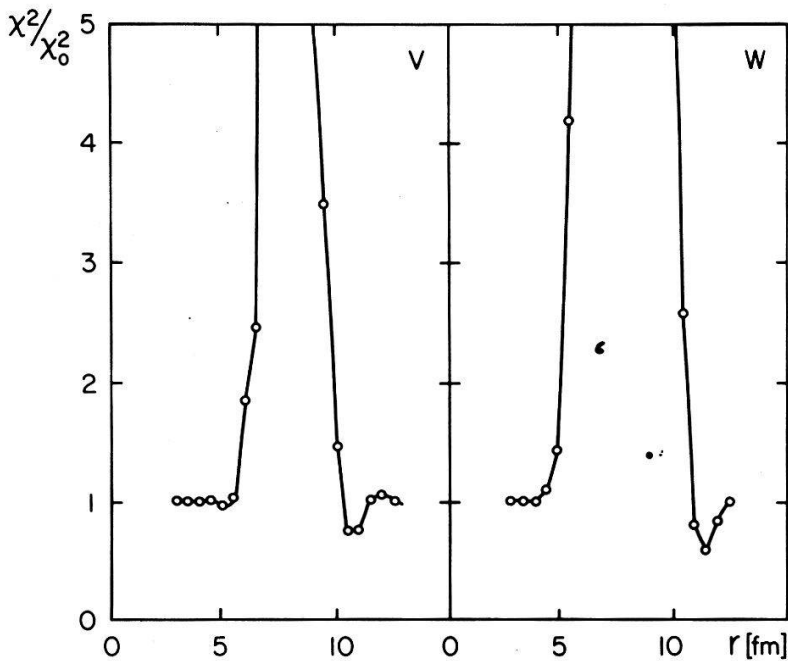
2.8. Zusammenfassung

Die vorliegende Analyse der elastischen Streuung von ${}^9\text{Be}$ zeigt, dass die Wirkungsquerschnitte nur durch die Stärke der Potentiale in einem nach aussen beschränkten Bereich beeinflusst werden. Diese Tatsache gestattet die Definition eines Wechselwirkungsabstandes. Andererseits spielen, bedingt durch die starke Absorp-





Figuren 4-8
 Vergleich aller gemessenen und mit dem optischen Modell berechneten Wirkungsquerschnitte. Die Parameter waren $V_0 = 10$ MeV, $W_0 = 20.35$ MeV, $r_0 = 1.34$ fm, $R_1 = 0.91$ fm und $a = 0.825$ fm. Die Übereinstimmung ist im allgemeinen sehr gut.



Figur 9
 Ein Abschneiden der Potentiale ausserhalb des empfindlichen Bereiches hat keinen Einfluss auf die Wirkungsquerschnitte. Dargestellt ist die Änderung des χ^2 , wenn die Potentiale bei verschiedenen Radien (Abszisse) von innen (linker Ast) oder aussen (rechter Ast) mit einer Fermifunktion abgeschnitten werden.

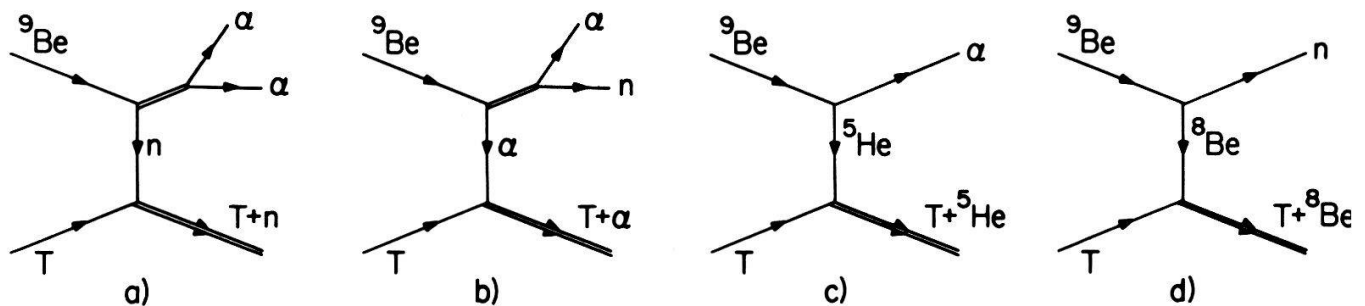
tion, die Potentialtiefen im Kerninnern ebenfalls keine Rolle, so dass die Potentiale, die die elastische Streuung korrekt beschreiben, nur gerade in einer 'Wechselwirkungsregion' wohlbestimmte Werte annehmen müssen. Diese Bedingung wird von einer ganzen Klasse von optischen Potentialen erfüllt, und es ist nicht möglich, einen bestimmten Parametersatz als den 'einzig richtigen' auszuzeichnen.

3. Neutrontransferreaktionen zu gebundenen Zuständen mit ${}^9\text{Be}$

3.1. Einleitung

Wegen seiner kleinen Bindungsenergie ist ${}^9\text{Be}$ ein interessanter Kern für die Untersuchung von Strippingreaktionen. Verschiedene Teilchen können zu gebundenen oder ungebundenen Zuständen transferiert werden. In Figur 10 sind die einfachsten Graphen für solche Reaktionen dargestellt.

In der vorliegenden Arbeit wurde der in Figur 10 (a) dargestellte Neutrontransfer untersucht.



Figur 10

Die einfachsten Graphen für die verschiedenen Transferreaktionen, die beim Beschuss eines Targets mit ${}^9\text{Be}$ stattfinden können.

3.2. Das ${}^8\text{Be}$ -Detektionssystem

${}^8\text{Be}$ zerfällt etwa 10^{-16}s nach seiner Entstehung mit einem Q -Wert von $94.1 \pm 1.7\text{ keV}$ in zwei Alphateilchen. Da die beiden Alphateilchen im ${}^8\text{Be}$ mit Bahndrehimpuls $l = 0$ auftreten, zerfallen sie im Schwerpunktsystem isotrop in allen Richtungen. Im Laborsystem werden die beiden Alphateilchen in einen Konus mit dem halben Öffnungswinkel

$$\tan \beta \simeq \sqrt{Q/E_{\text{Be}}}$$

emittiert, wobei E_{Be} die kinetische Energie des ursprünglichen ${}^8\text{Be}$ ist. Sie übernehmen dabei Energien, die je nach Zerfallswinkel zwischen den beiden Extremwerten

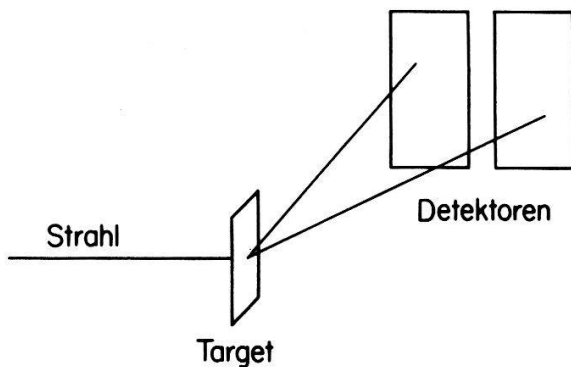
$$E_{\alpha} = (\sqrt{E_{\text{Be}}} \pm \sqrt{Q})^2/2$$

liegen. Wenn also nur ein Alphateilchen nachgewiesen würde, wäre weder die ursprüngliche Emissionsrichtung des ${}^8\text{Be}$, noch seine Energie genügend genau bestimmt. Ausserdem wäre damit die Möglichkeit, die ${}^8\text{Be}$ von den in andern Reaktionen erzeugten Alphateilchen zu separieren, verschert. Deshalb ist es unbedingt

notwendig, beide Teilchen zu registrieren. Für die vorliegenden Messungen wurde das in Figur 11 gezeigte Pärchen von zwei grossflächigen Halbleiterzählern eingesetzt [9].

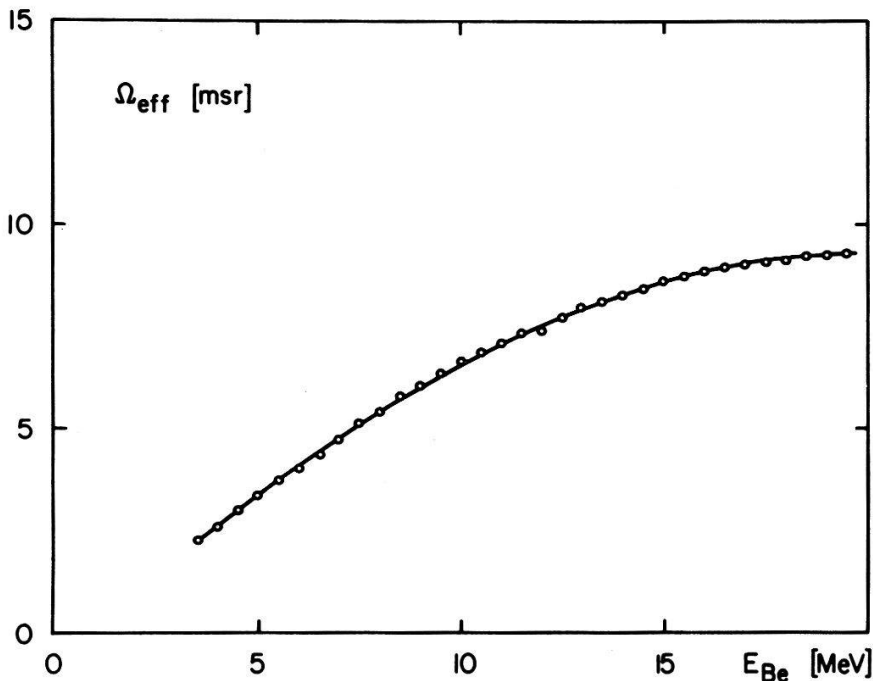
Die Abmessungen der beiden Zähler waren je 9×39 mm, und der gegenseitige Abstand war 3 mm. Die an der Goldschicht dieser Zähler abgenommenen Zeitsignale gewähren eine Zeitauflösung unter einer Nanosekunde. Die Auflösung der Energiesignale beträgt etwa 50 keV. Die Winkelauflösung ist durch die Zählerbreite von 9 mm gegeben. Die Höhe wirkt sich vor allem positiv auf die Ansprechwahrscheinlichkeit aus; auf die Winkelauflösung hat sie geringen Einfluss.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieser Anordnung oder, was direkt in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte eingeht, der effektive Raumwinkel wurde mit einem Monte-Carlo-Programm bestimmt und ist für einen Target-Detektoren-Abstand von 12 cm in Figur 12 dargestellt. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde der effektive Raumwinkel durch ein Polynom dritten Grades



Figur 11

Für den Nachweis des ^8Be wurden zwei Halbleiterdetektoren, die die beiden Alphateilchen in Koinzidenz registrierten, verwendet.



Figur 12

Die berechneten effektiven Raumwinkel des ^8Be -Detektionssystemes können im interessierenden Energiebereich durch ein Polynom dritten Grades (ausgezogene Kurve) approximiert werden.

approximiert. Die Werte, die diese Ersatzfunktion liefert, sind in Figur 12 durch die ausgezogene Kurve dargestellt.

Dieser effektive Raumwinkel kann angenähert auf andere Target-Detektoren-Abstände umgerechnet werden: Wenn $\Omega_d(E)$ der bekannte Raumwinkel bei festem Abstand d in Funktion der Energie E ist, dann gilt für einen Abstand d' und eine Energie E'

$$\Omega_{\text{eff}}(E', d') \simeq (d/d')^2 \cdot \Omega_d((d/d')^2 \cdot E')$$

Diese Formel gilt unter der Voraussetzung

$$\sqrt{Q/E_{Be}} \cdot |\cos \theta| \ll 1.$$

Dabei ist θ der Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem und E_{Be} die kleinere der beiden Energien E' und $(d/d')^2 \cdot E'$. Auch für nicht allzu grosse Energien kann die Näherung gültig sein, da Zerfallswinkel um $\theta \simeq 90^\circ$ am häufigsten auftreten (proportional zu $\sin \theta$ bei isotropem Zerfall) und somit am meisten beitragen zur Ansprechwahrscheinlichkeit.

Tabelle 2
Effektive Raumwinkel für verschiedene Abstände d bei einer Energie von 7 MeV. Die Bedeutung von $\Omega_{\text{eff}}(MC)$, $\Omega_{\text{eff}}(F)$ und Δ ist im Text erklärt.

$d[\text{cm}]$	$\Omega_{\text{eff}}(MC)[\text{msr}]$	$\Omega_{\text{eff}}(F)[\text{msr}]$	Δ
7	27047	27197	+0.5%
8	19411	19764	+1.8%
9	13668	13725	+0.4%
12	4787	4787	—
15	1887	1907	+1.1%
18	855	839	-1.9%

In Tabelle 2 sind die berechneten effektiven Raumwinkel bei einer Energie von 7 MeV für verschiedene Abstände angegeben. Die Werte in der mit $\Omega_{\text{eff}}(MC)$ überschriebenen Kolonne wurden aus den Ersatzfunktionen für die jeweiligen Abstände erhalten, während als $\Omega_{\text{eff}}(F)$ die mit der Näherungsformel aus der Ersatzfunktion für $d = 12$ cm berechneten Werte aufgeführt sind. Δ ist die relative Abweichung von $\Omega_{\text{eff}}(F)$ gegenüber $\Omega_{\text{eff}}(MC)$.

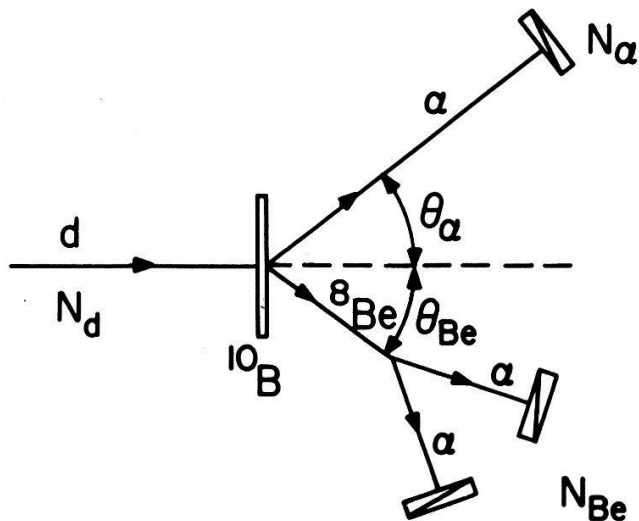
Die Rechnungen mit der Monte-Carlo-Methode wurden mit Hilfe der Reaktion $^{10}\text{B}(d, \alpha)^8\text{Be}$ experimentell geprüft (Figur 13).

Es gilt:

$$N_\alpha = N_d \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_\alpha} \cdot \Delta\Omega_\alpha \cdot d\xi$$

$$N_{Be} = N_d \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{Be}} \cdot \Omega_{\text{eff}} \cdot d\xi$$

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{N_{Be}}{N_\alpha} \cdot \frac{d\Omega_{Be}}{d\Omega_\alpha} \cdot \Delta\Omega_\alpha$$



Figur 13

Für die experimentelle Bestimmung des effektiven Raumwinkels der ^8Be -Zähler wurden die Zählraten der bei der Reaktion $^{10}\text{B}(d, \alpha)^8\text{Be}$ unter den assoziierten Winkeln emittierten ^8Be und Alphateilchen verglichen.

N_d ist die Anzahl einfallender Deuteronen, N_α und N_{Be} die Anzahl gezählter Alpha-, bzw. ^8Be -Kerne, $d\xi$ die Targetdicke, $\Delta\Omega_\alpha$ der Raumwinkel des Alphazählers und $d\Omega_{Be}/d\Omega_\alpha$ das kinematische Raumwinkelverhältnis für die beiden assoziierten Winkel θ_α und θ_{Be} . Die in der Reaktion erzeugten Alphateilchen konnten gut vom Untergrund der Deuteronen und der vom ^8Be -Zerfall stammenden Alphakerne getrennt werden, da sie wegen des Q -Wertes von 17.819 MeV sehr viel Energie hatten. Bei den ^8Be -Ereignissen konnte der Untergrund dank der guten Zeitauflösung dieser Zähler vernachlässigt werden. Das Resultat dieser Messungen ist in der Tabelle 3 zusammengefasst. Die angegebenen Fehler sind statistisch.

Tabelle 3

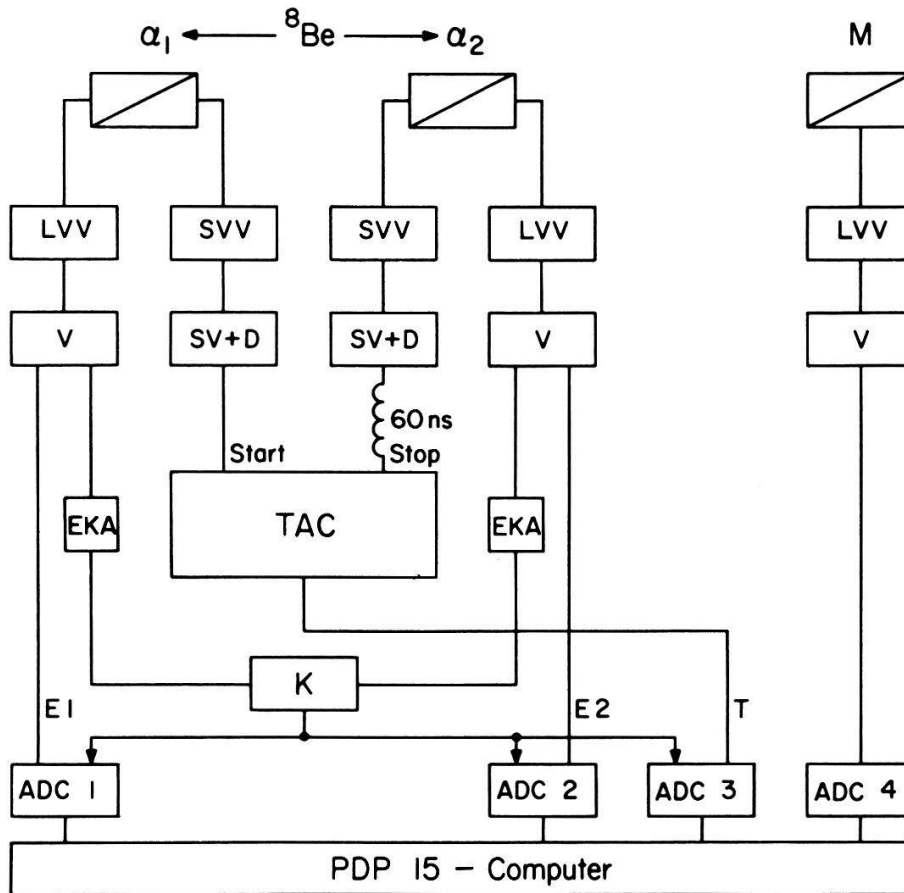
Vergleich von gemessenen und berechneten effektiven Raumwinkeln bei verschiedenen Abständen und Energien.

$d[\text{cm}]$	$E_{Be}[\text{MeV}]$	$\Omega_{\text{eff}}(\text{exp})[\text{msr}]$	$\Omega_{\text{eff}}(\text{theor})[\text{msr}]$
12	5.32	$3.722 \pm 2.5\%$	3.610
12	10.70	$6.927 \pm 3.0\%$	6.932
12	15.48	$8.897 \pm 4.5\%$	8.720
12	15.48	$8.911 \pm 5.0\%$	8.720
24	10.70	$0.415 \pm 3.2\%$	0.390
24	13.64	$0.546 \pm 3.6\%$	0.525

3.3. Die Messanordnung und Datenakquisition

Die Wirkungsquerschnitte der Neutrontransferreaktion wurden mit der in Figur 14 dargestellten Anordnung gemessen.

In ADC 1 und ADC 2 wurden die Energien der beiden Alphateilchen bestimmt, während die Zeitdifferenz zwischen den schnellen Signalen, mit dem TAC (Zeit-Pulshöhen-Konverter) in ein Analogsignal verwandelt, in ADC 3 digitalisiert wurde. Die Eingänge dieser drei ADC's wurden durch ein langsames Koinzidenzsignal, das



Figur 14

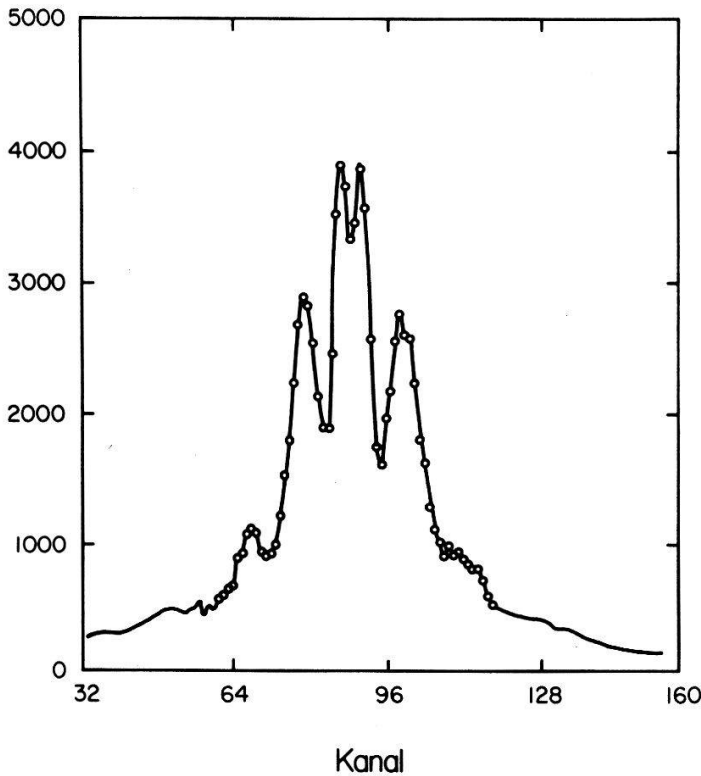
Bei der Untersuchung des Neutrontransfers wurden die Energien der beiden Alphateilchen und ihre Flugzeitdifferenz gemessen.

☐: Detektor, SVV: schneller Vorverstärker, SV + D: schneller Verstärker und Diskriminator, TAC: Zeit zu Pulshöhenkonverter, LVV: ladungsempfindlicher Vorverstärker, V: Pulsformer und Verstärker, EKA: Einkanal-Analysator, K: Koinzidenzstufe, ADC: Analog-Digital-Konverter.

mit zwei Einkanalanalysatoren aus den beiden Energien gewonnen wurde, geöffnet. Die Einkanalanalysatoren waren als Diskriminatoren eingestellt und hatten den Zweck, zufällige Koinzidenzen mit dem niederenergetischen Rauschen zu verhindern. Unabhängig davon wurden in einem vierten ADC die Pulse eines Monitordetektors gezählt.

Ein Beispiel für das Spektrum der Zeitdifferenzen (TAC-Spektrum) ist in Figur 15 zu sehen. Die Symmetrieachse ist der Zeitnullpunkt. Die Symmetrie um den Nullpunkt stammt daher, dass das beim Zerfall des ^8Be nach vorne emittierte Alpha-teilchen sowohl in den Start - als auch in den Stopp - Zähler gelangen kann. Die beiden grossen Spitzen nahe beieinander stammen von ^8Be im Grundzustand: Die Zerfallsenergie ist klein, und folglich auch die mögliche Zeitdifferenz. Die beiden Schultern etwas weiter aussen entsprechen einem grösseren Zeitunterschied: Hier wurde das ^8Be im ersten angeregten Zustand erzeugt. Ausserdem sind Ereignisse erkennbar, die von ^8Be in noch höheren Energiezuständen herrühren.

Mit Hilfe dieses Spektrums wurde das Zeitfenster für die Trennung der 'echten' von den zufälligen Koinzidenzen gewählt. Da dieses Fenster digital (im Akquisitionsprogramm) gesetzt wurde, konnten die ausserhalb liegenden Ereignisse trotzdem noch weiterverarbeitet werden. Sie hätten es sofort angezeigt, wenn durch eine falsche



Figur 15

Das Spektrum der Flugzeitdifferenzen zeigt, dass ^8Be nicht nur im Grundzustand, sondern auch in angeregten Zuständen erzeugt wird. Der Zeitmasstab (Abszisse) ist etwa 0.4 ns/Kanal.

Wahl der Zeitgrenzen echte Ereignisse verlorengegangen wären. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen ^8Be -Energien wurde die Zählrate in Funktion der Summe der beiden Alphaenergien aufgetragen. (Fig. 16). Die Spitzen in diesem Spektrum entsprechen den Energieniveaus, in die das transferierte Neutron eingefangen werden kann. Die Anzahl Ereignisse N , die zu den verschiedenen Endzuständen gehören, konnte aus diesen Spektren entweder durch Summieren oder durch Einpassen von Gausskurven bestimmt werden. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich daraus zu

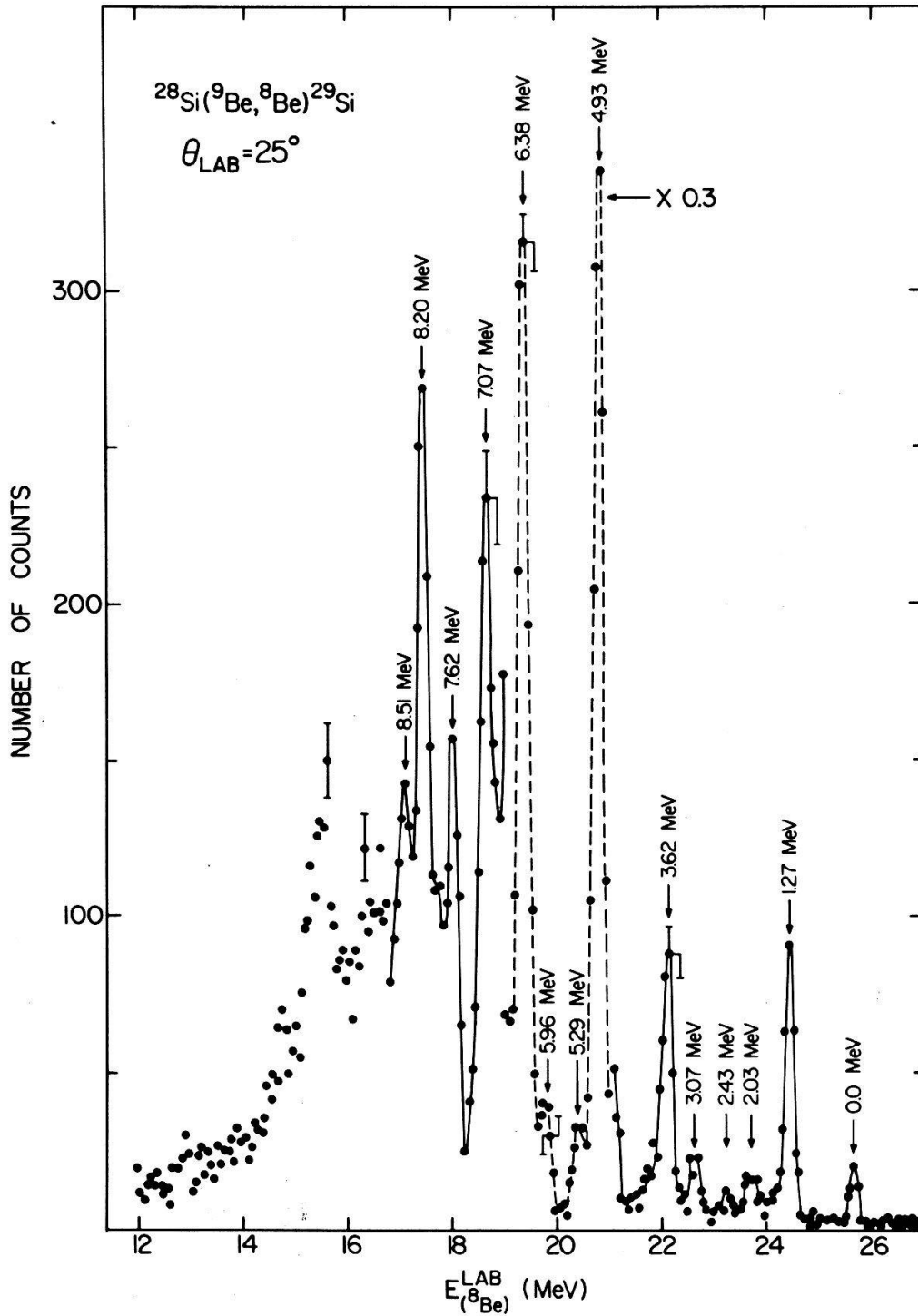
$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Be}}} = \frac{N}{M} \cdot \frac{\Delta\Omega_M}{\Omega_{\text{eff}}} \cdot \frac{Q_M}{Q_E} \cdot \frac{d\sigma_{e1}(\theta_M)}{d\Omega}$$

wobei M die Anzahl der vom Monitorzähler registrierten elastisch gestreuten ^9Be -Kerne ist, $d\sigma_{e1}(\theta_M)/d\Omega \cdot \Delta\Omega_M$ der dazugehörige Wirkungsquerschnitt und Raumwinkel, Q_M/Q_E das Verhältnis der totzeitkorrigierten Ladungen für den Monitor und die ^8Be -Zähler, und Ω_{eff} der effektive Raumwinkel des Zählerpaares. Für die elastische Streuung wurden die Wirkungsquerschnitte eingesetzt, die aus den im zweiten Kapitel beschriebenen Messungen folgen.

3.4. Resultate

Der Neutrontransfer zu gebundenen Zuständen wurde mit Hilfe der im zweiten Kapitel beschriebenen ^{28}Si und ^{40}Ca Targets untersucht. Beide Kerne haben im Grundzustand Spin 0.

Die Spektren der ^8Be -Kerne wurden beim Kalzium unter 25° bis 70° zur Strahl-

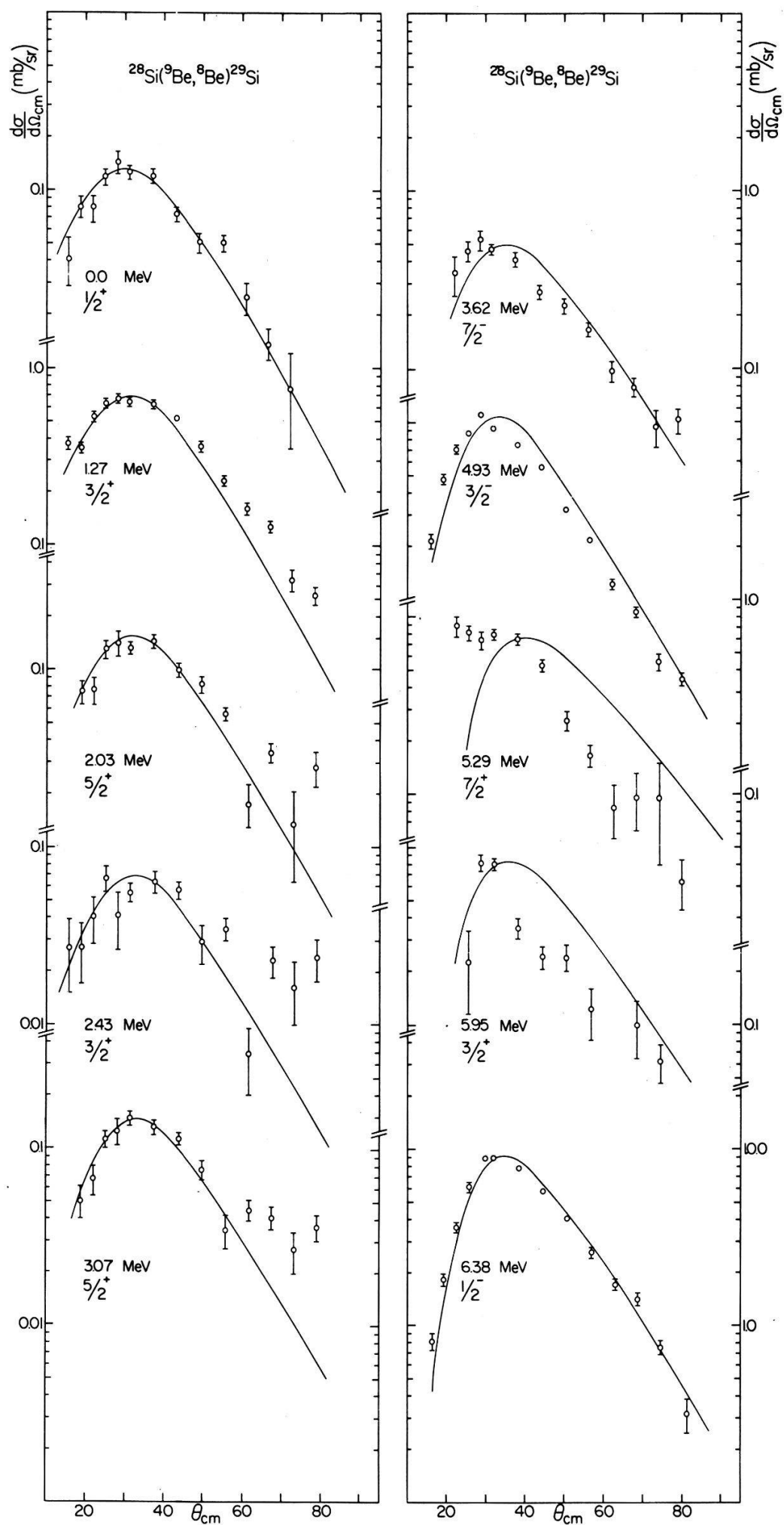


Figur 16

Aus den Spektren der ^8Be -Energien können die Wirkungsquerschnitte für den Neutrontransfer zu den verschiedenen Endzuständen berechnet werden. Dargestellt ist eine Messung mit dem Siliziumtarget. Der Peak ganz rechts entspricht dem Grundzustand im ^{29}Si .

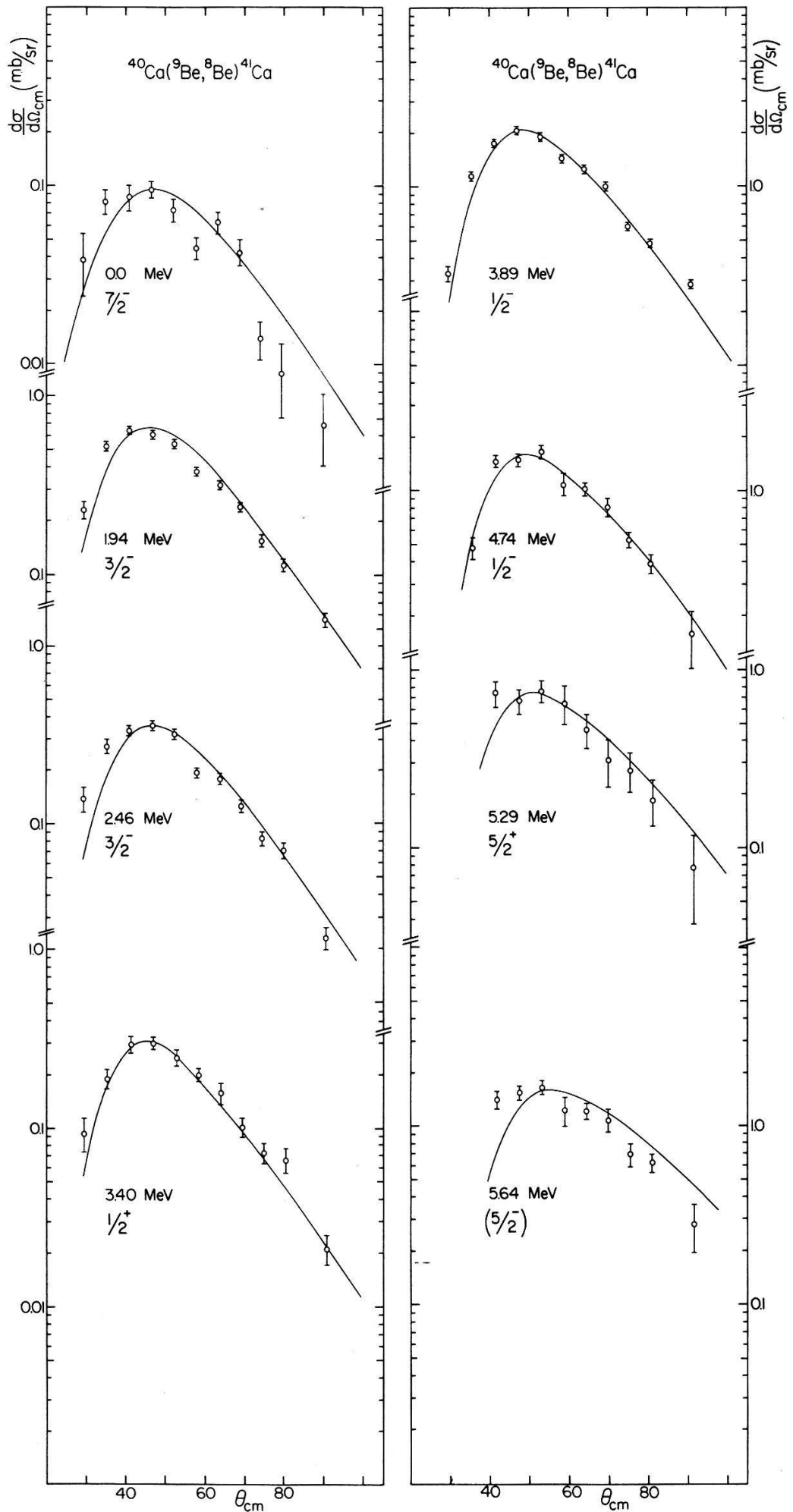
achse und beim Silizium von 10° bis 90° , jeweils in Schritten von 5° gemessen. Bis zu 14 Zustände in ^{29}Si konnten unterschieden werden. In Figur 17 sind die Wirkungsquerschnitte für die Niveaus, die ausgewertet werden konnten, aufgezeichnet.

Vom ^{41}Ca wurden 8 Niveaus beobachtet und ausgewertet. Figur 18 zeigt die Wirkungsquerschnitte für den Neutrontransfer zu diesen Zuständen.



Figur 17

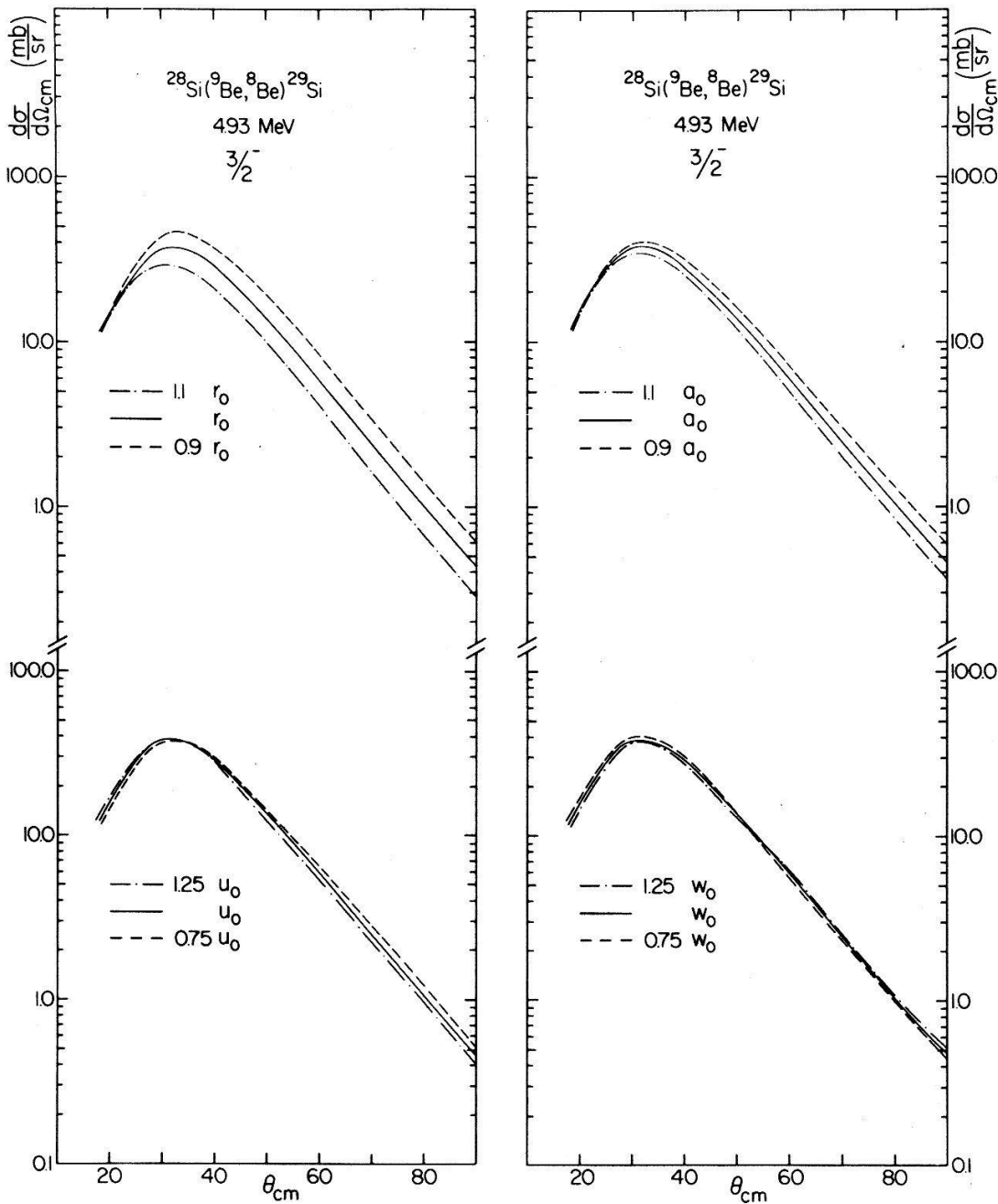
Gemessene und berechnete Winkelverteilungen der Reaktion $^{28}\text{Si}(^9\text{Be}, ^8\text{Be})^{29}\text{Si}^*$ für verschiedene Zustände im $^{29}\text{Si}^*$.



Figur 18
Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{40}\text{Ca}(^9\text{Be}, ^8\text{Be})^{41}\text{Ca}^*$ für verschiedene Zustände im $^{41}\text{Ca}^*$.

3.5. Die Analyse

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte wurden mit dem 'finite range' DWBA-Modell analysiert. Für die Rechnungen standen zwei Computerprogramme, MARS-SATURN [10] und LOLA [11], zur Verfügung. Die beiden Programme benutzen verschiedene numerische Methoden für die Integrationen. Deshalb benötigen sie recht unterschiedliche Rechenzeiten. Da sie in Testrechnungen Resultate mit befriedigender Übereinstimmung ergaben, wurde dem viel schnelleren MARS-SATURN-Programm für die eigentliche Analyse der Vorzug gegeben.



Figur 19
 Abhängigkeit der (^9Be , ^8Be)-Winkelverteilungen vom optischen Potential im Ausgangskanal. In dem in Abschnitt 3.5. angegebenen Potential (ausgezogene Kurve) wurden einzelne Parameter um 10% bzw. 25% verändert.

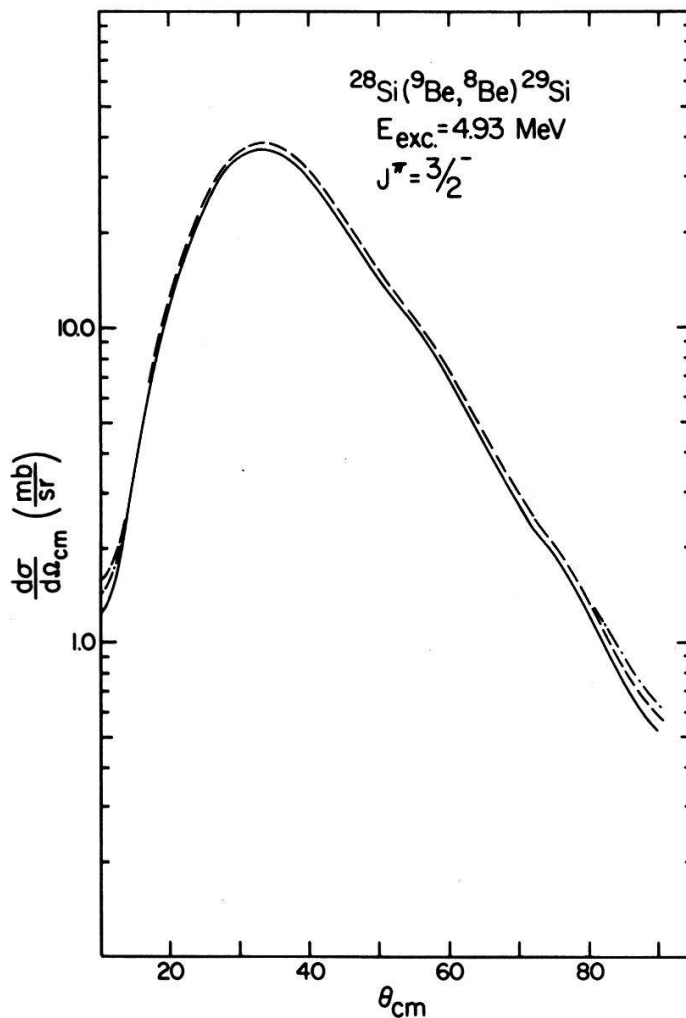
Für die Berechnung der gestörten Wellen wurde folgendes Potential verwendet:

$$\begin{aligned} V &= (5.17 + 0.15 \cdot E_{\text{cm}}) \text{ MeV für den Realteil,} \\ W &= (16.1 + 0.07 \cdot E_{\text{cm}}) \text{ MeV für den Imaginärteil,} \\ R &= (1.217 \cdot A_T^{1/3} + 2.46) \text{ fm und} \\ a &= 0.825 \text{ fm für den Woods-Saxon-Formfaktor.} \end{aligned}$$

Der Coulombradius war $R_c = 1.2 \cdot A_T^{1/3}$. Dieses Potential wurde aus der elastischen Streuung von ${}^9\text{Be}$ gewonnen (vgl. Kap. 2). Es wurde auch für den Ausgangskanal eingesetzt, da über die Wechselwirkung von ${}^8\text{Be}$ mit Atomkernen nichts bekannt ist.

Verschiedene Testrechnungen wurden durchgeführt, um den Einfluss der gewählten Parameter auf die Wirkungsquerschnitte zu untersuchen. Figur 19 zeigt einige dieser Rechnungen.

Die Tatsache, dass Änderungen in den optischen Parametern vor allem den Absolutwert der Wirkungsquerschnitte beeinflussen, die Form der Winkelverteilungen aber unangetastet lassen, bringt eine gewisse Unsicherheit in den Vergleich mit den experimentellen Daten. Diese Fehlerquelle ist jedoch relativ harmlos, da es sich gezeigt hat, dass die Änderung nur eines Parameters allein die Übereinstimmung



Figur 20

Die $({}^9\text{Be}, {}^8\text{Be})$ -Winkelverteilungen sind praktisch unabhängig von den optischen Potentialen im Eingang- und Ausgangskanal, sofern diese Potentiale die elastische Streuung korrekt beschreiben. Die ausgezogene Kurve stammt von dem in Abschnitt 3.5 angegebenen Potential, während die beiden andern Kurven mit zwei in Tabelle 1 aufgeführten Parametersätzen (Zeile 4 und 5) berechnet wurden.

mit den elastischen Streudaten wesentlich verschlechtert. Wenn jedoch die optischen Parameter gemeinsam so verändert werden, dass die gute Beschreibung der elastischen Streuung erhalten bleibt, so werden auch die Änderungen in den Wirkungsquerschnitten für die Neutrontransferreaktion vernachlässigbar. Figur 20 illustriert dies.

Die berechneten Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{28}\text{Si}(^9\text{Be}, ^8\text{Be})^{29}\text{Si}$ und $^{40}\text{Ca}(^9\text{Be}, ^8\text{Be})^{41}\text{Ca}$ sind in den Figuren 17 und 18 durch die ausgezogenen Kurven dargestellt. Die Form der Winkelverteilungen ist praktisch unabhängig vom Spin der Endkerne, während der Absolutwert der Wirkungsquerschnitte stark spinabhängig ist. Deshalb konnten nur Zustände ausgewertet werden, deren Spin von andern Experimenten her bekannt war.

3.6. Spektroskopische Faktoren

Das Verhältnis von gemessenen und berechneten Wirkungsquerschnitten liefert das Produkt der spektroskopischen Faktoren des Anfangs- und Endzustandes, $S_1 \cdot S_2$. Die Werte, die aus den hier beschriebenen Messungen folgen, sind in den Tabellen 4 und 5 aufgeführt. Durch Vergleich mit den aus (d, p) -Reaktionen bekannten und in der Kompilation von Endt und van der Leun [13] empfohlenen Werten für die Faktoren der Zustände in ^{29}Si und ^{41}Ca kann der spektroskopische Faktor von ^9Be bestimmt werden.

Tabelle 4
Spektroskopische Faktoren von Niveaus in ^{29}Si .

E_{ex} [MeV]	J^π	S_2 [30]	S_2 [31]	$S_1 \cdot S_2$ vorliegende Arbeit	S_2
0.00	$1/2^+$	0.53	—	0.20 ± 0.03	0.48 ± 0.08
1.27	$3/2^-$	0.74	1.21	0.29 ± 0.03	0.69 ± 0.10
2.03	$5/2^+$	0.12	0.28	0.021 ± 0.003	0.05 ± 0.008
2.43	$3/2^+$	—	0.053	0.016 ± 0.004	0.038 ± 0.01
3.07	$5/2^+$	0.058	0.082	0.012 ± 0.002	0.029 ± 0.005
3.62	$7/2^-$	0.38	0.31	0.16 ± 0.02	0.38 ± 0.06
4.93	$3/2^-$	0.56	0.60	0.30 ± 0.03	0.71 ± 0.10
5.29	$7/2^+$	—	—	0.24 ± 0.06	0.57 ± 0.15
5.95	$3/2^+$	0.063	0.14	0.057 ± 0.017	0.14 ± 0.04
6.38	$1/2^-$	0.53	0.50	0.25 ± 0.02	0.60 ± 0.07

Tabelle 5
Spektroskopische Faktoren von Niveaus in ^{41}Ca .

E_{ex} [MeV]	J^π	S_2 [32]	S_2 [33]	$S_1 \cdot S_2$ vorliegende Arbeit	S_2
0.00	$7/2^-$	1.00	0.95	0.30 ± 0.03	0.71 ± 0.10
1.94	$3/2^-$	0.95	0.70	0.33 ± 0.03	0.79 ± 0.10
2.46	$3/2^-$	0.28	0.25	0.11 ± 0.01	0.26 ± 0.04
3.40	$1/2^+$	0.016	—	0.038 ± 0.002	0.09 ± 0.01
3.89	$1/2^-$	0.70	0.67	0.30 ± 0.02	0.71 ± 0.08
4.74	$1/2^-$	0.21	0.19	0.14 ± 0.02	0.33 ± 0.06
5.29	$5/2^+$	0.02	0.01	0.048 ± 0.008	0.11 ± 0.02
5.64	$(5/2^-)$	0.25	—	(0.32 ± 0.05)	(0.76 ± 0.14)

Sein Wert aus dem Vergleich mit Zuständen in ^{29}Si ist 0.40 ± 0.05 und 0.37 ± 0.09 , entsprechend den in den Kolonnen 3 und 4 der Tabelle 4 angegebenen (d, p)-Daten. Die entsprechenden Werte für ^{41}Ca (Tabelle 5) sind 0.42 ± 0.06 und 0.48 ± 0.07 . Bei der Berechnung der Mittelwerte wurden die schwach angeregten Niveaus mit $S_2 < 0.1$ nicht berücksichtigt, da ihre spektroskopischen Faktoren beträchtliche Unsicherheiten aufweisen. Ebenso wurde das 5.64 MeV Niveau in ^{41}Ca weggelassen, weil seine Spinzuordnung nicht eindeutig ist. Für die gewichtete Mittelung dieser vier Werte wurde zu den Fehlern der Einzelwerte noch ein zusätzlicher Fehler von 10% für Unsicherheiten in der absoluten Normierung der Wirkungsquerschnitte und in der DWBA-Rechnung (quadratisch) addiert. Damit ergab sich für ^9Be ein spektroskopischer Faktor von

$$\langle S_1 \rangle = 0.42 \pm 0.04$$

Die verschiedenen bereits veröffentlichten Bestimmungen dieses Faktors mit andern experimentellen Methoden sind in Tabelle 6 zusammengestellt. In Modellrechnungen wurde der spektroskopische Faktor von ^9Be von Balashov, Boyarkina und Rotter [34] zu 0.37, von Barker [35] zu 0.53, sowie von Cohen und Kurath [36] zu 0.58 bestimmt.

Indem die aus dem Vergleich von Experiment und DWBA-Rechnung gewonnenen Produkte $S_1 \cdot S_2$ durch den Mittelwert $\langle S_1 \rangle$ dividiert werden, können die spektroskopischen Faktoren für die verschiedenen Anregungszustände in ^{29}Si und ^{41}Ca erhalten werden. Die so bestimmten Werte sind in der letzten Kolonne der Tabellen 4 und 5 aufgeführt.

Tabelle 6
Bisher experimentell bestimmte spektroskopische Faktoren für den Neutronzustand im ^9Be .

Reaktion	$E_{\text{LAB}}[\text{MeV}]$	S_1	Ref.
$^9\text{Be}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})$	11, 15, 18	0.84	[20]
$^9\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{13}\text{C})$	12, 15		
$^9\text{Be}(p, d)$	5–11	0.4	[21]
$^9\text{Be}(p, d)$	15	0.8	[22]
$^9\text{Be}(p, d)$	46,100	0.67 ± 0.14	[23]
$^9\text{Be}(p, d)$	156	0.50 ± 0.14	[24]
$^9\text{Be}(d, t)$	0.6 – 2.7	0.12	[25]
$^9\text{Be}(d, t)$	1.3 – 2.5	$0.35 - 0.66$	[26]
$^9\text{Be}(d, t)$	1.3 – 3.1	$0.43 - 0.78$	[27]
$^9\text{Be}(d, t)$	2.5 – 3.1	0.77	[28]
$^9\text{Be}(d, t)$	11.8	0.51	[29]
$^9\text{Be}(d, t)$	15	0.37	[22]

3.7. Diskussion

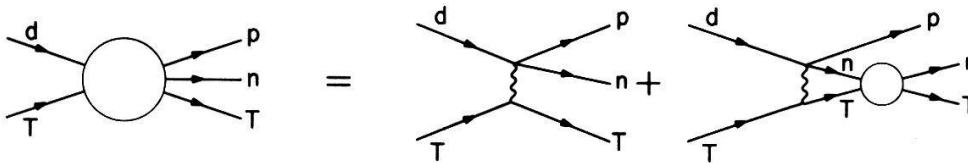
Die vorliegenden Messungen haben gezeigt, dass Neutron-Transfer-Reaktionen mit ^9Be mit dem 'finite range' DWBA-Modell beschrieben werden können. Bei den untersuchten Energien haben Spin und Parität der Endzustände zu wenig Einfluss auf die Gestalt der Winkelverteilungen, als dass diese Größen aus den experimentellen Daten gewonnen werden könnten. Jedoch erlaubt die ($^9\text{Be}, ^8\text{Be}$)-Reaktion, spek-

troskopische Faktoren von Zuständen mit bekanntem Spin zu bestimmen. Sie tritt damit als wichtige Alternativ-Methode an die Seite von (d, p) -Messungen.

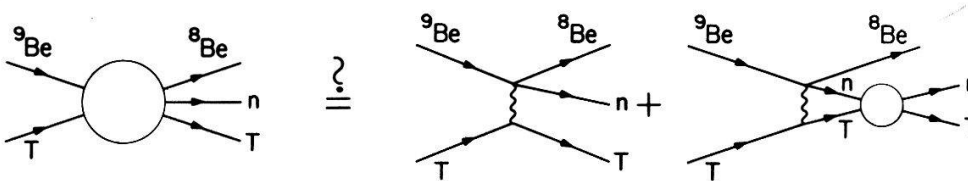
4. Der Aufbruch von ^9Be im Coulombfeld

4.1. Einleitung

Verschiedene Mechanismen sind dafür verantwortlich, dass ein beschleunigter Atomkern im elektrischen Feld der Targetkerne aufbrechen kann. Im Subcoulombbereich ist ein wesentlicher Beitrag zum Wirkungsquerschnitt nur vom direkten Aufbruch zu erwarten, wobei allerdings das ins Kontinuum transferierte Nukleon mit dem Targetkern noch eine Wechselwirkung haben kann. In Figur 21 sind diese beiden Graphen für den Fall des Deuteronaufbruchs dargestellt. Sie bildeten die Grundlage für eine semiklassische Theorie [14]. Diese Theorie lieferte Wirkungsquerschnitte, die in ausgezeichneter Uebereinstimmung mit gemessenen Werten waren [15]. Deshalb lag es nahe, dieses erfolgreiche Modell mit dem Aufbruch von andern Teilchen zu testen. Messbare Wirkungsquerschnitte sind vor allem mit ^9Be zu erwarten. Figur 22 zeigt die entsprechenden Graphen. Ausserdem sollte der Vergleich der gemessenen und gerechneten Wirkungsquerschnitte den spektroskopischen Faktor des Neutronzustandes im ^9Be ergeben.



Figur 21
Der Aufbruch des Deuterons kann durch die beiden angegebenen Graphen beschrieben werden.

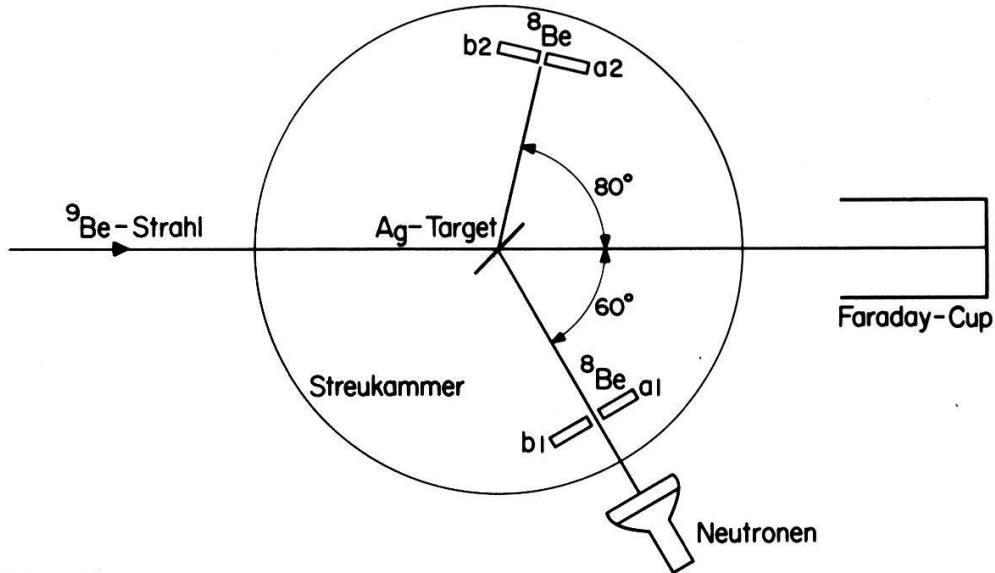


Figur 22
Genügen diese beiden Graphen, um den Aufbruch des ^9Be im Coulombfeld zu berechnen?

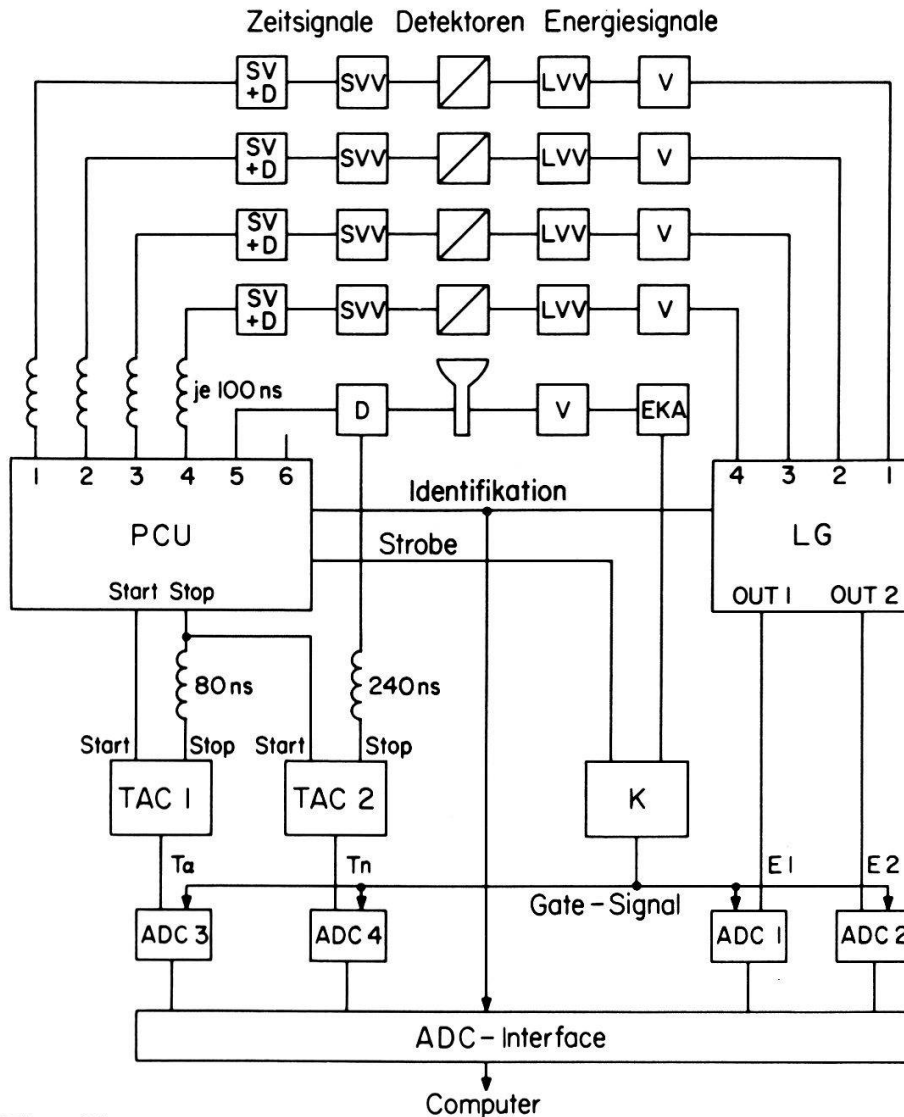
4.2. Messungen und Resultate

Für den Aufbruch des ^9Be im Coulombfeld wurden sowohl dreifach differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega_{\text{Be}}d\Omega_n dE_{\text{Be}}$, als auch über die Emissionsrichtung des Neutrons integrierte Querschnitte $d\sigma/d\Omega_{\text{Be}}dE_{\text{Be}}$ gemessen.

In den Experimenten, in denen nur das ausgehende ^8Be registriert wurde, konnte die im dritten Kapitel beschriebene Anordnung eingesetzt werden. Die Messungen wurden mit Goldtargets von etwa $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke durchgeführt. Die Strahlenergie betrug 18, 20, 23 und 26 MeV. Die Wirkungsquerschnitte wurden jeweils unter 140°



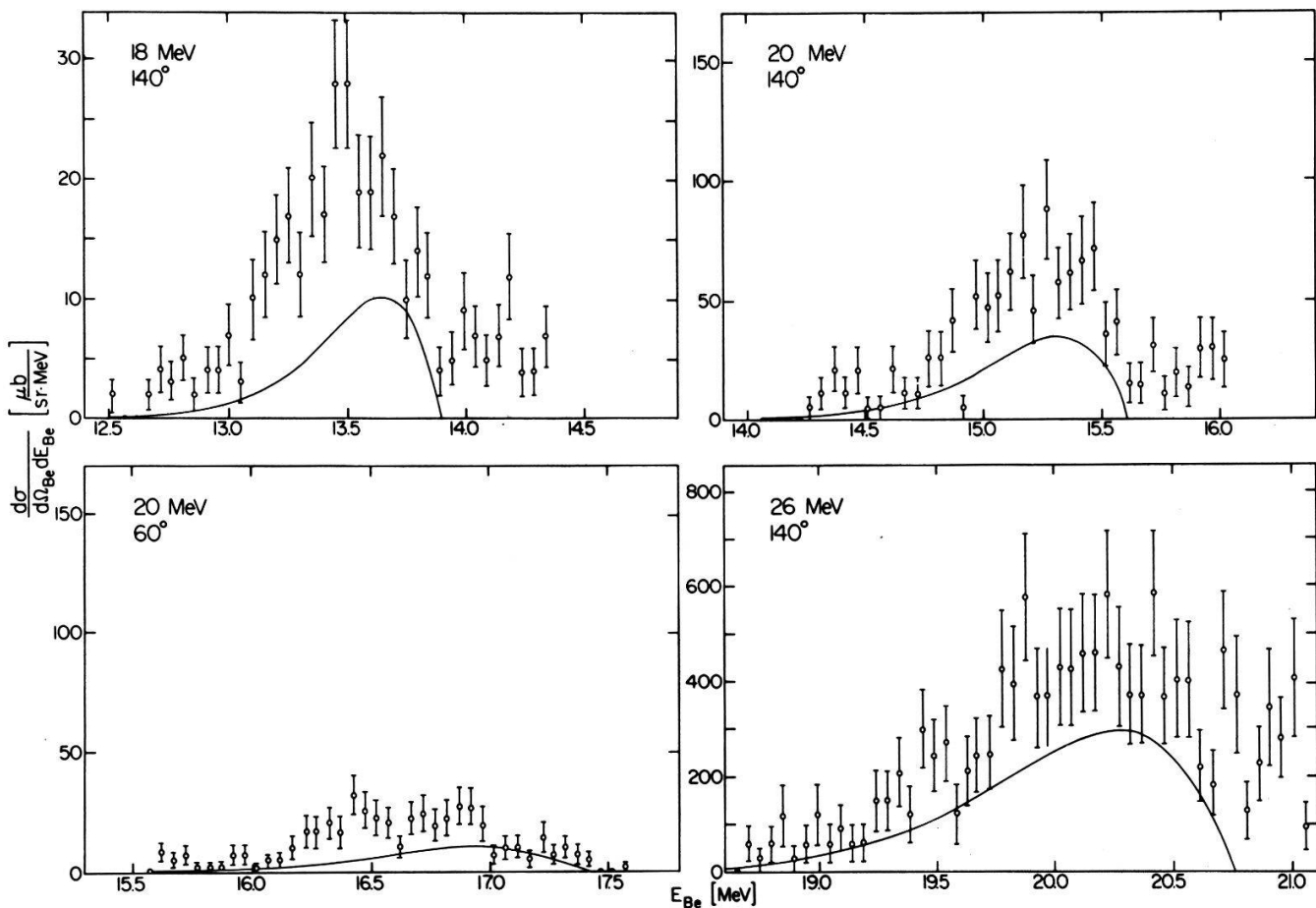
Figur 23
Die ^8Be -Neutron-Koinzidenzmessung wurde mit zwei ^8Be -Detektionssystemen und einem gemeinsamen Neutronendetektor durchgeführt.



Figur 24
Die Messanordnung erlaubte die Messung der Energien der beiden Alphateilchen, ihrer Flugzeitdifferenz und der Zeitdifferenz zwischen einem der Alphateilchen und dem Neutron. Die Bezeichnungen sind in Figur 14 und im Text erklärt.

zur Strahlachse gemessen. Bei 20 MeV wurde zusätzlich noch eine Winkelverteilung von 60° bis 160° in Schritten von 20° aufgenommen.

Die Messungen der dreifachdifferentiellen Wirkungsquerschnitte wurden mit einem Silbertarget der gleichen Dicke durchgeführt, da die Zählraten mit einem Goldtarget wegen der minimalen Wirkungsquerschnitte bei den zur Verfügung stehenden Strahlenergien zu klein gewesen wären. Die Anordnung der verschiedenen Detektoren für diese Messung ist in Figur 23 dargestellt. Da die Messzeiten sehr lang waren, wurden die ^8Be -Kerne mit den Halbleiterzählerpaaren a_1, b_1 und a_2, b_2 unter zwei Winkeln gleichzeitig gemessen. Der Neutronendetektor war jedoch für beide Paare gemeinsam. Die Signale von diesen Zählern wurden mit der in Figur 24 gezeigten elektronischen Apparatur verarbeitet. Registriert wurden für jedes Ereignis vier Parameter, nämlich die Energien der Alphateilchen aus dem Zerfall des ^8Be (E_1, E_2), ihre Flugzeitdifferenz (T_a), sowie die Flugzeitdifferenz zwischen einem der Alphateilchen (b -Zähler) und dem Neutron (T_n). Da nur vier ADC's zur Verfügung standen, wurde ein Multiplex-System eingesetzt [16], um Koinzidenzen mit dem Neutronendetektor von beiden Zählerpaaren behandeln zu können. Dieser Multiplexer bestand aus einer programmierbaren schnellen Koinzidenzeinheit (PCU) und den Linearen Gates (LG), die im Falle einer akzeptierten Koinzidenz die beiden Energiesignale an ADC 1 und ADC 2 gaben. Die Pulshörschwelle des Neutronendetektors wurde mit einem Einkanalanalysator (EKA) definiert und mit den Gammastrahlen einer ^{241}Am -Quelle auf 60 keV äquivalente Elektronenenergie eingestellt.



Figur 25

Vergleich von gemessenen und berechneten Wirkungsquerschnitten für den Aufbruch des ^9Be im Coulombfeld von Goldkernen. Gemessen wurden die ausgehenden ^8Be -Kerne.

Der Ausgang dieses Analysators wurde im Falle einer Koinzidenz (Strobe) verwendet, um die Eingangsdiskriminatoren der ADC's freizugeben (Gate-Signal). Mit der 'Identifikation' gab die Koinzidenzeinheit die Nummern der beiden Halbleiterzähler an die Linearen Gates weiter. Die gleiche Information wurde auch über das ADC-Interface an die Datenakquisitionsprogramme geliefert, damit die beiden ^8Be -Zählerpaare voneinander unterschieden werden konnten. Die Datenakquisition erfolgte im 'Event-Storage' - Verfahren. Damit blieb bei minimalem Speicherbedarf die volle Energie- und Zeitaufösung (E_1 , E_2 und T_n je 512 Kanäle, T_α 256 Kanäle) erhalten.

In Figur 25 sind einige Beispiele der Messungen mit dem Goldtarget dargestellt. Die vollständigen Resultate sind in der Tabelle 7 als über die ^8Be -Energie integrierte Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\text{exp})$ aufgeführt.

Die ^8Be -Neutron Koinzidenzmessungen wurden bei den Winkelpaaren $\theta_{\text{Be}} = \theta_n = 60^\circ$ und $\theta_{\text{Be}} = -80^\circ$, $\theta_n = 60^\circ$ durchgeführt. Die Wirkungsquerschnitte sind in Figur 26 dargestellt.

Table 7

Vergleich der gemessenen und mit der semiklassischen Theorie berechneten Wirkungsquerschnitte für den Aufbruch von ^9Be im Coulombfeld von Goldkernen. $\sigma(^9\text{Be}^*)$, der Wirkungsquerschnitt für die Coulombanregung des ^9Be -Kernes, ist in den theoretischen Querschnitten nicht enthalten.

Energie [MeV]	Winkel [Grad]	$d\sigma/d\Omega(\text{exp})$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$d\sigma/d\Omega(\text{theor})$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	exp/theor	$\sigma(^9\text{Be}^*)$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
20	140	$54.5 \pm 9\%$	22.0	2.47	50.1
23	140	$215.2 \pm 9\%$	106.0	2.03	274.1
26	140	$614.6 \pm 9\%$	312.0	1.97	1022.7
18	140	$15.6 \pm 10\%$	5.3	2.95	10.5
20	140	$54.7 \pm 10\%$	22.0	2.49	50.1
20	140	$49.8 \pm 8\%$	22.0	2.26	50.1
20	160	$56.3 \pm 10\%$	22.1	2.54	42.4
20	160	$47.2 \pm 10\%$	22.1	2.14	42.4
20	140	$50.3 \pm 8\%$	22.0	2.29	50.1
20	120	$54.9 \pm 8\%$	21.5	2.55	62.4
20	100	$51.8 \pm 6\%$	19.5	2.66	76.1
20	80	$38.3 \pm 6\%$	15.7	2.43	81.2
20	60	$23.4 \pm 7\%$	8.3	2.81	60.0
20	80	$37.4 \pm 5\%$	15.7	2.37	81.2
20	100	$47.9 \pm 6\%$	19.5	2.46	76.1
20	120	$51.3 \pm 7\%$	21.5	2.38	62.4

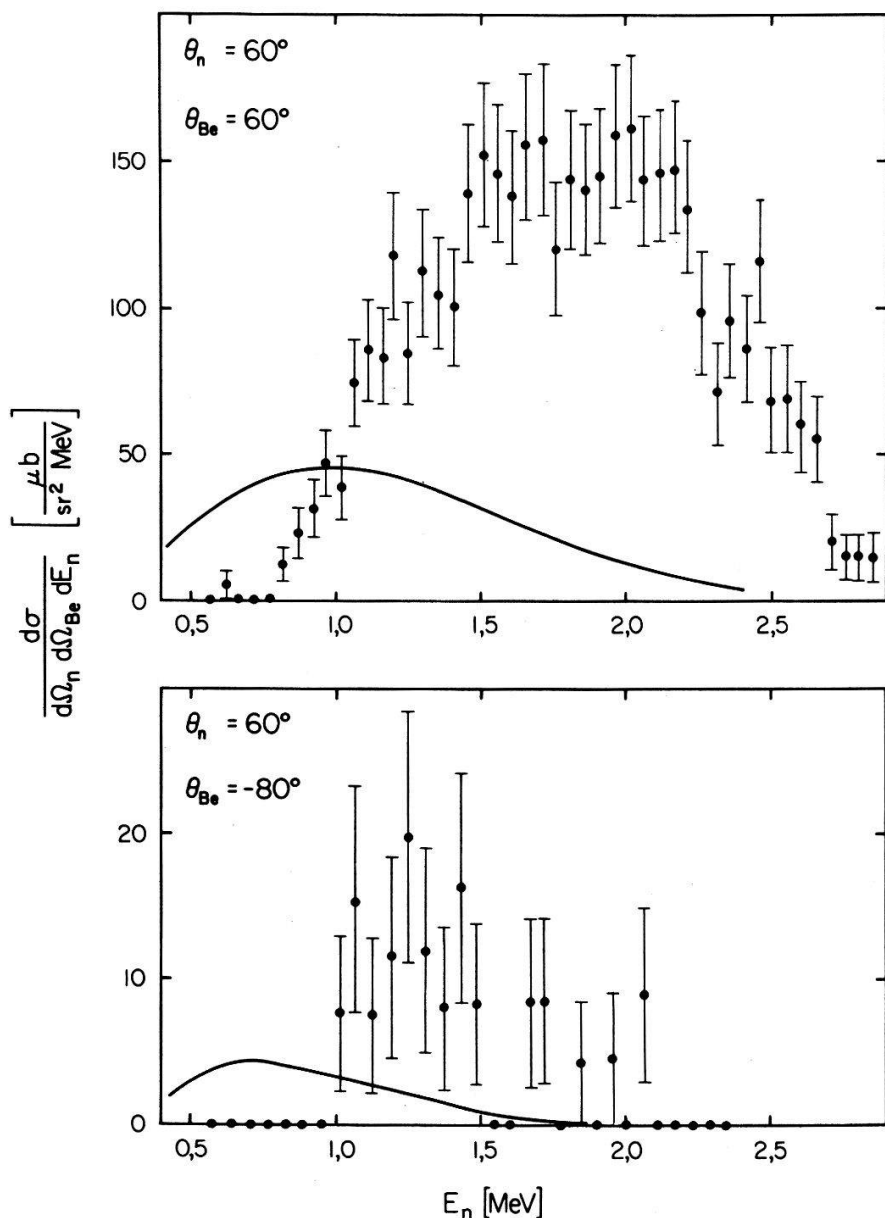
4.3. Diskussion

Die T -Matrix für den Aufbruch von ^9Be kann in der 'post'-Darstellung der DWBA wie folgt geschrieben werden [14]:

$$T(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_n, v, \mathbf{k}_i, m) = \sqrt{S} \langle \phi_{\mathbf{k}_n v}^-(\mathbf{r}_{nT}) \chi_{\mathbf{k}_f}^-(\mathbf{R}_f) | V_{nB}(\mathbf{r}_{nB}) | \chi_{\mathbf{k}_i}^+(\mathbf{R}_i) \phi_{jlm}(\mathbf{r}_{nB}) \rangle$$

(der Index B steht für ^8Be).

Im Subcoulombbereich können für die Streuwellenfunktionen im Eingangs- und Ausgangskanal, $\chi_{\mathbf{k}_i}^+(\mathbf{R}_i)$ und $\chi_{\mathbf{k}_f}^-(\mathbf{R}_f)$, Coulombwellen eingesetzt werden. Der Neutronzustand im ^9Be ist durch die Wellenfunktionen $\phi_{jlm}(\mathbf{r}_{nB})$ und den spektroskopischen



Figur 26

Auch die beiden Messungen des dreifachdifferenziellen Wirkungsquerschnittes stimmen mit den theoretischen Werten nicht überein.

Faktor S beschrieben, während die Wellenfunktion des Neutrons im Endzustand, $\phi_{\mathbf{k}_n \nu}^-(\mathbf{r}_{nT})$, nach Partialwellenzerlegung ausserhalb der Kernwechselwirkung als Summe einer freien (ebenen) und einer gestreuten Welle (Kugelwelle) gegeben ist:

$$f_{JL}(k_n r_{nB}) = j_L(k_n r_{nB}) + ie^{i\delta_{JL}} \sin \delta_{JL} \cdot h_L^+(k_n r_{nB}).$$

In der semiklassischen Näherung werden für die Coulombwellen die WKB-Ausdrücke eingesetzt und die Summe über die Partialwellen wird in ein Integral verwandelt. Dazu werden die Clebsch-Gordan Koeffizienten und sphärischen Kugelfunktionen durch ihre asymptotischen Ersatzfunktionen für grosse l -Werte ersetzt.

Diese Approximationen sind um so genauer, je grösser der Coulombparameter

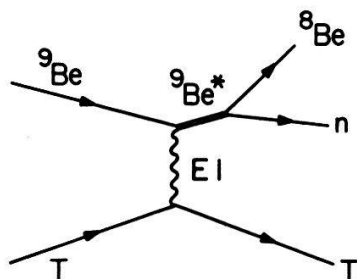
$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar \cdot v}$$

ist. Im Falle des Systems ${}^9\text{Be}-{}^{197}\text{Au}$ erreicht η für 20 MeV Energie den Wert 33.3. Dies gewährleistet, dass die semiklassischen Resultate praktisch als exakt betrachtet werden können.

In den Figuren 25 und 26, sowie in der Tabelle 7 sind ausser den gemessenen Daten auch die mit dem semiklassischen Modell berechneten Wirkungsquerschnitte aufgeführt. Da für die Rechnungen der spektroskopische Faktor von ${}^9\text{Be}$ gleich eingesetzt wurde, sollte sich aus dem Verhältnis von experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitten dieser gesuchte Faktor ergeben. Der Mittelwert der Quotienten in Tabelle 7 ist jedoch 2.4.

Folgende mögliche Ursachen für diese Diskrepanz wurden untersucht:

- Die Messanordnung wurde sehr sorgfältig getestet und auch variiert, ohne dass sich eine Inkonsistenz in den Messresultaten ergab. Ausserdem sprechen die mit der gleichen Anordnung gemessenen Neutrontransfer-Wirkungsquerschnitte, die einen vernünftigen spektroskopischen Faktor ergeben, für die Richtigkeit der experimentellen Resultate.
- Formelle Fehler im Programm, das die theoretischen Wirkungsquerschnitte berechnet, können ausgeschlossen werden, da dieses Programm für den Deuteronenaufbruch die richtigen Querschnitte berechnet.
- Die einzige wesentliche Eingangsgrösse, die dieses Programm benötigt, ist die S-Matrix für die Streuung der Neutronen am Targetkern. Sie wurde aus dem Becchetti-Greenless Potential [17] gewonnen. Es hat sich gezeigt, dass diese S-Matrix den elastischen und totalen Wirkungsquerschnitt für kleine Neutronenenergien schlecht wiedergibt. Jedoch reicht ihr Einfluss auf den Aufbruchquerschnitt nicht aus, um die mangelhafte Übereinstimmung mit dem Experiment zu erklären.
- Als möglicher anderer, in der Rechnung nicht berücksichtigter Mechanismus wurde die Coulombanregung des ${}^9\text{Be}$ -Kernes mit anschliessendem Zerfall betrachtet (Fig. 27). Dabei könnte vor allem das 1.68 MeV ($1/2^+$) Niveau mit einem $E1$ -Übergang bevölkert werden. Mit einem reduzierten Matrixelement von $2.42 \cdot 10^{-3} e^2$ barn [18] bringt dieser Mechanismus einen wesentlichen Beitrag zu den Wirkungsquerschnitten [19]. Diese Zugabe, die kohärent addiert werden müsste, ist in Tabelle 7 in der mit $\sigma({}^9\text{Be}^*)$ überschriebenen Kolonne aufgeführt.



Figur 27

Die Coulombanregung des ${}^9\text{Be}$ gibt einen wesentlichen Beitrag zum Aufbruchquerschnitt.

4.4. Zusammenfassung

Eine Bestimmung des spektroskopischen Faktors für den Neutronzustand im ${}^9\text{Be}$ aus den experimentellen Wirkungsquerschnitten für den Aufbruch im Coulomb-

feld ist zur Zeit noch nicht möglich. Die auf den Aufbruch des Deuterons zugeschnittene Theorie kann die gemessenen Wirkungsquerschnitte nicht erklären, da sie die Resonanzen im ungebunden (^8Be -Neutron) – System, die einen wesentlichen Einfluss auf die Wirkungsquerschnitte haben, nicht berücksichtigt.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] R. BALZER, *Proc. Europ. Conf. on Nuclear Physics with Heavy Ions*, Caen, 184 (1976).
- [2] W. E. FRAHN, 'Wave Mechanics of Heavy-Ion Collisions', in *Heavy Ion, High Spin States and Nuclear Structure*, Vol. I (International Atomic Energy Agency, Vienna 1975).
- [3] G. R. SATCHLER, *Proc. Int. Conf. on Reactions between Complex Nuclei*, Nashville, 2, 171 (1974).
- [4] P. R. CHRISTENSEN, V. I. MANKO, F. D. BECCHETTI and R. J. NICKLES, *Nucl. Phys. A207*, 33 (1973) and *A203*, 1 (1973).
- [5] W. R. SMITH, *Computer Physics Communications 1*, 198 (1969).
- [6] J. LANG and R. MÜLLER, *Computer Physics Communications 2*, 79 (1971).
- [7] P. R. CHRISTENSEN and A. WINTHER, *Phys. Lett. 65B*, 19 (1976).
- [8] J. LANG, A. BUTA, R. MÜLLER and J. UNTERNÄHRER, *Nucl. Instr. and Meth. 131*, 385 (1975).
- [9] J. UNTERNÄHRER, R. MÜLLER und P. EBERHARDT, *Laboratorium für Kernphysik ETHZ, Jahresbericht*, 257 (1976).
- [10] T. TAMURA and K. S. LOW, *Computer Physics Communications 8*, 349 (1974).
- [11] R. M. DEVRIES, *Phys. Rev. C8*, 951 (1973).
- [12] G. R. SATCHLER, *Some Topics in the Theory of Direct Nuclear Reactions*, Colorado Lectures, Boulder (1966).
N. AUSTERN, *Direct Nuclear Reaction Theories* (John Wiley and Sons, New York 1970).
T. TAMURA, *Phys. Reports 14*, 59 (1974).
J. LANG, *Vorlesung Kernphysik IV*, ETHZ.
- [13] P. M. ENDT and C. VAN DER LEUN, *Nucl. Phys. A214*, 1 (1973).
- [14] G. BAUR, M. PAULI and D. TRAUTMANN, *Nucl. Phys. A224*, 477 (1974).
- [15] L. JARCZYK, J. LANG, R. MÜLLER, D. BALZER, P. VIATTE and P. MARMIER, *Phys. Rev. C8*, 68 (1973).
- [16] J. UNTERNÄHRER and R. MÜLLER, *Nucl. Instr. and Meth. 128*, 373 (1975).
- [17] F. D. BECCHETTI and G. W. GREENLESS, *Phys. Rev. 182*, 1190 (1969).
- [18] B. L. BERGMAN, R. L. VAN HERMERT and C. D. BOWMAN, *Phys. Rev. 163*, 958 (1967).
- [19] K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON and A. WINTHER, *Rev. of Mod. Phys. 28*, 432 (1956).
- [20] P. H. BARKER, A. HUBER, H. KNOTH, U. MATTER, A. GOBBI and P. MARMIER, *Nucl. Phys. A155*, 415 (1971).
H. KNOTH, P. H. BARKER, A. HUBER, U. MATTER, P. M. COCKBURN and P. MARMIER, *Nucl. Phys. A172*, 25 (1971).
P. H. BARKER, P. M. COCKBURN, A. HUBER, H. KNOTH, U. MATTER, H. P. SEILER and P. MARMIER, *Ann. of Phys. 66*, 705 (1971).
- [21] G. M. HUDSON, G. B. CRINEAN, D. T. KELLEY and B. M. SPICER, *Nucl. Phys. A184*, 175 (1972).
- [22] S. E. DARDEN, G. MURILLO and S. SEN, *Nucl. Phys. A266*, 29 (1976).
- [23] J. L. SCHOONOVER, T. Y. LI and S. K. MARK, *Nucl. Phys. A176*, 567 (1971).
- [24] I. S. TOWNER, *Nucl. Phys. A126*, 97 (1969).
- [25] E. FRIEDLAND, H. W. ALBERTS and J. C. VAN STADEN, *Z. Phys. 267*, 97 (1974).
- [26] I. I. BONDOUK, F. ASFOUR and F. MACHALI, *Ann. der Phys. 32*, 255 (1975).
- [27] A. SAGANEK, I. ŚLEDZIŃSKA, Z. WILHELMI and B. ZWIĘGLIŃSKI, *Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure*, Munich, 436 (1973).
- [28] B. ZWIĘGLIŃSKI, A. SAGANEK, I. ŚLEDZIŃSKA and Z. WILHELMI, *Nucl. Phys. A250*, 93 (1975).
- [29] W. FITZ, R. JAHR and R. SANTO, *Nucl. Phys. A101*, 449 (1967).
- [30] M. C. MERMAZ, C. A. WHITTEN JR., J. W. CAMPLIN, A. J. HOWARD and D. A. BROMLEY, *Phys. Rev. C4*, 1178 (1971).
- [31] M. BETIGERI, R. BOCK, H. H. DUHM, S. MARTIN, R. STOCK, *Z. Naturf. 21A*, 980 (1966).
- [32] T. A. BELOTE, A. SPERDUTO and W. W. BUECHNER, *Phys. Rev. 139*, B80 (1965).
- [33] D. C. KOCHER and W. HAEBERLI, *Nucl. Phys. A172*, 652 (1971) and *A196*, 225 (1972).
- [34] V. V. BALASHOV, A. N. BOYARKINA and J. ROTTER, *Nucl. Phys. 59*, 417 (1965).
- [35] F. C. BARKER, *Nucl. Phys. 83*, 418 (1966).
- [36] S. COHEN and D. KURATH, *Nucl. Phys. A101*, 1 (1967).
- [37] H. E. WEGNER, R. M. EISBERG and G. IGO, *Phys. Rev. 99*, 825 (1955).