Institut für Kernphysik

Westfälische Wilhelms-Universität
Münster

Messung der (d,d')-Reaktion mit dem EUROSUPERNOVA-Detektor und Siebschlitz-Analyse der ^{12}C(p,p')-Reaktion

Diplomarbeit
vorgelegt von

Andreas Korff

Januar 2004

Experimentelle Physik

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Arbeitsgruppe, in der diese Arbeit angefertigt wurde, beschäftigt sich im Zuge der EUROSUPERNOVA-Kollaboration mit der Messung von Gamow-Teller-Übergangsstärken durch die $(d,^2\mathrm{He})$-Reaktion. Diese Messungen werden am *Kernfysisch Versneller Instituut* (KVI) in Groningen/NL durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dort Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts für elastische und inelastische Deuteronenstreuung gemessen. Diese Messungen dienen der Bestimmung von Parametern des Optischen Modells, welche als Eingangsgröße für DWBA-Rechnungen zur Analyse der $(d,^2\mathrm{He})$-Reaktionen benötigt werden.

Die $(d,^2\mathrm{He})$-Reaktion ist eine Ladungsaustauschreaktion. Beim Deuteron im Eingangskanal ($\mathrm{T}_z = 0$) sind der Spin von Proton und Neutron parallel (S = 1). Beim ungebundenen ^{2}He im Ausgangskanal ($\mathrm{T}_z = 1$) haben die Protonen aufgrund des Pauli-Prinzips antiparallele Spins (S = 0). Unter der Annahme einer Ein-Stufen-Reaktion ist die (d,^{2}He)-Reaktion ein Filter auf (ΔS = 1, ΔT = 1)-Übergänge. Die Verwendung der $(d,^2\mathrm{He})$-Reaktion erlaubt die Bestimmung von Matrixelementen des β^+-Zerfalls, die aufgrund der kinematischen Bedingungen nicht über den natürlichen β-Zerfall gemessen werden können, d.h. sie erzwingt eine endotherme Reaktion, die über denselben Operator vermittelt wird wie der β-Zerfall. Die Untersuchung dieser Übergänge ist u.a. astrophysikalisch relevant, da die im Vorfeld einer Supernova ablaufenden Elektroneneinfangprozesse (EC) durch die GT$^+$-Übergangsstärken beschrieben werden [1, 2]. Die zur Simulation von Supernova-Explosionen aus Schalenmodellrechnungen erhaltenen GT$^+$-Stärken sollten mit den experimentell ermittelten Stärken verträglich sein, um weitere Aussagen machen zu können.

Zusätzlich erlaubt uns diese Probe die Messung des doppelten β-Zerfalls. Beim doppelten β-Zerfall geht der Mutterkern über einen intermediären Kern in einen Tochterkern über. Das Matrixelement des doppelten β-Zerfalls setzt sich dabei aus den Matrixelementen des ersten und des zweiten Übergangs zusammen. Das erste Matrixelement kann durch Reaktionen vom (p,n)-Typ bestimmt werden, für das zweite Matrixelement nimmt man die Gegenrichtung und verwendet eine Reaktion vom (n,p)-Typ. Hierfür ist auch die $(d,{}^2\mathrm{He})$-Reaktion geeignet.

Allgemein hat die $(d,{}^2\mathrm{He})$-Reaktion den Vorteil, dass Deuteronenstrahlen mittlerer Energie mit guter Energieauflösung produziert werden können. Zusätzlich kommt die exklusive Anregung isovektorieller Spin-Flip-Übergänge durch die $(d,{}^2\mathrm{He})$-Reaktion zum Tragen. Im Gegenzug erschwert der kompliziertere Reaktionsmechanismus die Ermittlung von Kernmatrixelementen, und die koinzidente Detektion der zwei Protonen im Ausgangskanal stellt zusätzliche Anforderungen an den Detektor. Weitere Informationen zur $(d,{}^2\mathrm{He})$-Reaktion findet man z.B. in [3, 4, 5, 6, 7].

Zur Extraktion der Gamow-Teller-Stärken werden die experimentellen Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts mit DWBA[1]-Rechnungen [8] verglichen. Für diese Rechnungen wird eine theoretische Beschreibung der Distorsion der Deuteron-Wellenfunktion im Eingangskanal der Reaktion sowie der Protonen-Wellenfunktion im Ausgangskanal benötigt. Zu diesem Zweck wird das Optische Modell herangezogen, welches die elastische Streuung eines Teilchens an einem Kern beschreibt, indem es den Kern durch reale und imaginäre Potenziale modelliert. Die Analogie zur Optik gibt dem Modell seinen Namen. Dabei entsprechen die realen Potenziale einer Streuung in einem dispersiven Medium, die imaginären Potenziale einer Absorption. Der Distorsionsfaktor N_D, der den Wirkungsquerschnitt bei verschwindendem Impulsübertrag mit der Gamow-Teller-Übergangsstärke verknüpft, wird durch die Potenziale des Optischen Modells gegeben und ist abhängig vom verwendeten Modell [9].

Für Protonenstreuung sind für viele Kerne und Energien die Parameter des Optischen Modells bestimmt und globale Potenziale generiert worden. Nur wenige Ergebnisse wurden für das Optische Modell für Deuteronenstreuung bei mittleren Energien publiziert. Nguyen *et al.* [10] untersuchten Deuteronenstreuung an ^{16}O bei 200, 400 und 700 MeV. Van de Wiele *et al.* [11] ermittelten Parameter des Optischen Modells für Streuung von 200 MeV Deuteronen an ^{116}Sn zur Analyse ihrer $(\vec{d},t)$-Messung. Okamura *et al.* [12] veröffentlichten Parameter für Deuteronenstreuung an ^{90}Zr bei 140 und 270 MeV; bei 270 MeV sind diese jedoch nicht gemessen, sondern zur Analyse ihrer (d,pn)-Messungen aus Optischen Potenzialen für Protonen- und Neutronenstreuung zusammengesetzt worden. Zur konsistenten Extraktion von Parametern des Optischen Modells werden die Deuteronenstreuexperimente zusammen mit den $(d,{}^2\mathrm{He})$-Experimenten am KVI

[1]Distorted-Wave Born Approximation

durchgeführt. Um das Optische Potenzial eines Kerns zu bestimmen, werden die Ergebnisse von Modellrechnungen an die experimentellen Winkelverteilung des differenziellen Wirkungsquerschnitts für elastische Streuung angepasst.

Für ^{12}C, ^{24}Mg und ^{58}Ni sind die (d,d')-Reaktionen bei Energien von 170 MeV untersucht und die zugehörigen Optischen Potenziale ermittelt worden [13]. Nun wurden auch (d,d')-Reaktionen an ^{16}O, ^{50,51}V bei einer Einschussenergie von 171 MeV und an ^{90}Zr und ^{116}Sn bei 183 MeV gemessen, um die Parameter des Optischen Modells für diese Kerne zu bestimmen. Weitere Kerne, an denen diese Reaktion gemessen wurde, sind ^{6}Li, ^{32}S und ^{70,72}Ge [14].

Dabei ist die Untersuchung von ^{16}O als doppelt-magischem Kern besonders für das Schalenmodell und die Kernstruktur von Interesse. ^{50,51}V sind für die astrophysikalische Modellierung von Supernova-Prozessen interessant. ^{116}Sn wurde zum Verständnis des doppelten β-Zerfalls untersucht. Zur gleichmässigen Abdeckung des Massenbereichs zwischen $A = 72$ und $A = 116$ wurde noch ^{90}Zr studiert.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit soll die Ermittlung der Parameter des Optischen Modells beschrieben werden. Nach einer kurzen Erläuterung der verwendeten theoretischen Grundlagen kommen wir zu der eigentlichen Messung und dem Aufbau des Detektors. Dann folgt die Analyse der Messdaten und die daraus resultierende Ermittlung der Winkelverteilungen. Schließlich wird die Methode zur Bestimmung der Parameter des Optischen Modells erläutert und die Ergebnisse dieser Untersuchungen präsentiert.

Im zweiten Teil wird die Auswertung einer Siebschlitzmessung erläutert. Es wurde Protonenstreuung an ^{12}C bei einer Einschussenergie von 190 MeV gemessen. Dabei wurde eine spezielle, im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Siebschlitzblende verwendet, die Aufschluss über die Zusammenhänge zwischen Koordinaten vor dem verwendeten Spektrometer (siehe Kap. 3), sog. Targetkoordinaten, und Detektorkoordinaten gibt. Diese Messung wird durch das Vorliegen einer instrumentellen Asymmetrie motiviert, welche sich durch eine Anisotropie des Azimuthalwinkels ϕ äußert. Aufgrund der Kugelsymmetrie des Streuproblems mit durch den Primärstrahl ausgezeichneter Rotationsachse sollte die Verteilung der Ereignisse von ϕ unabhängig sein. Dies ist jedoch nicht der Fall. Deshalb wird in Kapitel 6 diese Messung ausführlich analysiert.

Kapitel 2

Theorie

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die verwendeten theoretischen Zusammenhänge gegeben. Dies beinhaltet eine Einführung in die Streutheorie sowie eine Einführung in das Optische Modell. Ausserdem werden die kollektiven Kernmodelle umrissen. Die Ausführungen in diesem Kapitel folgen größtenteils dem Buch von T. Mayer-Kuckuk [15].

2.1 Streutheorie

Die Aufgabenstellung besteht darin, die Winkelverteilung von elastisch gestreuten Teilchen für ein gegebenes Streupotenzial zu berechnen. Dieses Potenzial soll ein kurzreichweitiges Zentralpotenzial sein, was für Kernkräfte eine realistische Annahme ist. Die in z-Richtung einfallenden Teilchen sollten eine scharf definierte Energie haben, so dass die Ausdehnung des Wellenpakets in z-Richtung auf Grund der Unschärferelation groß wird. Dann können wir den Streuvorgang als stationär betrachten. Ist außerdem $p_x = p_y = 0$, so ist die Wellenlänge senkrecht zur Einfallsrichtung sehr groß und das Teilchen kann als einfallende ebene Welle betrachtet werden. Vom Streuzentrum läuft dann eine stationäre Kugelwelle aus. Die in z-Richtung einlaufende stationäre Welle wird durch

$$\Psi = e^{i\vec{k}\cdot\vec{z}} = e^{ikz}$$

beschrieben. Für die auslaufende Kugelwelle gilt entsprechend

$$\Psi = \frac{e^{ikr}}{r}.$$

Da die Amplitude der auslaufenden Welle i. A. vom Streuwinkel abhängt, schreibt man für die totale Wellenfunktion

$$\Psi_T = A\left[e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}\right],$$

wobei $f(\theta)$ die Streuamplitude und A einen Normierungsfaktor darstellen. Diese Wellenfunktion muss der zeitunabhängigen Schrödingergleichung genügen, in welche das Streupotenzial eingesetzt wird. Kennen wir die Streuamplitude, so kennen wir auch die Winkelverteilung, da

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = |f(\theta)|^2.$$

Eine Lösungsmethode stellt die Bornsche Näherung dar. Hier wird auch die auslaufende Welle durch eine ebene Welle dargestellt. Man sucht die Übergangsrate $W(\vec{k},\vec{k'})$ für den Übergang vom Anfangszustand mit dem Wellenvektor $\vec{k}$ in den Endzustand mit dem Wellenvektor $\vec{k'}$. Da es sich um elastische Streuung handelt, ändert sich nur die Richtung des Wellenvektors und es ist $k = -k'$. Das einfallende und auslaufende Teilchen wird beschrieben durch

$$\Psi_{ein} = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r})}$$

und

$$\Psi_{aus} = \frac{1}{\sqrt{\tau}} e^{i(\vec{k'}\cdot\vec{r})}$$

Die Wellenfunktionen sind dabei auf das Volumen τ normiert, damit die Normierungsbedingung $\int |\Psi|^2 d\tau = 1$ erfüllt ist, das Teilchen sich also sicher innerhalb dieses Volumens aufhält. Die Übergangsrate ergibt sich aus der zeitabhängigen Störungsrechnung erster Ordnung und lautet

$$W(\vec{k},\vec{k'}) = \frac{2\pi}{\hbar} \left|U(\vec{k},\vec{k'})\right|^2 \frac{dn}{dE_0}.$$

Dabei ist $U(\vec{k},\vec{k'})$ das Übergangsmatrixelement und dn/dE_0 die Zahl der möglichen Endzustände pro Energieintervall. Bezeichnen wir mit $W_\theta(\vec{k},\vec{k'})$ die Übergangsrate in ein Raumwinkelelement $d\Omega$, so erhalten wir den differenziellen Wirkungsquerschnitt durch Division von Übergangsrate und Stromdichte j der einfallenden Teilchen:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \frac{W_\theta(\vec{k},\vec{k'})}{j}.$$

Das Übergangsmatrixelement $U(\vec{k},\vec{k'})$ ist gegeben als

$$U(\vec{k},\vec{k'}) = \frac{1}{\tau}\int V(r) e^{i(\vec{k}-\vec{k'})\cdot\vec{r}} d\tau.$$

Für die Dichte dn/dE_0 der möglichen Endzustände findet sich

$$\left(\frac{dn}{dE_0}\right)_\theta = \frac{\tau p^2}{(2\pi\hbar v)}^3.$$

Beachtet man nun noch $j = v/\tau$, so erhält man schliesslich

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\theta = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4}|\int V(r)e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{r}}d\tau|^2.$$

Dies ist die Bornsche Näherung für ebene Wellen (PWBA).

2.2 Das Optische Modell

Das Optische Modell ist eine einfache Methode, die komplizierten Vorgänge bei Kernreaktionen, wie Verzerrung und Abschwächung der Projektilwellenfunktion, zu beschreiben. Der Kern wird dabei durch ein komplexes Potenzial modelliert, dessen Realteile die Verzerrung, die Imaginärteile die Abschwächung der einfallenden Welle wiedergeben. Über die genauen Reaktionsabläufe kann das Modell keine Aussagen machen. Aus seiner Analogie zur Streuung und Absorption von Licht in einem diffraktiven Medium erhält dieses Modell seinen Namen. Üblicherweise wird das Potenzial phänomenologisch ermittelt, indem man eine allgemeine Potenzialform vorgibt, deren Parameter man durch Anpassung an die gemessenen Daten bestimmt. Dabei ist es auf Grund der großen Zahl freier Parameter möglich, dass verschiedene Parametersätze die Streudaten gleich gut beschreiben. Die Beschreibung durch das Optische Modell ist besonders für Kerne mit vielen Nukleonen geeignet, da die Näherung durch ein von allen Nukleonen erzeugtes Kernpotenzial besser erfüllt ist. Sind nur wenige Nukleonen im Kern vorhanden, sind größere Abweichungen von den gemessenen Daten zu erwarten.

Das Potenzial besteht aus einem Real- und einem Imaginärteil:

$$U(r) = V(r) + iW(r)$$

Die Radialabhängigkeit wird analog zum Schalenmodell in der Woods-Saxon-Form ausgedrückt:

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a})}}.$$

Dabei bezeichnet r_0 den reduzierten Radius, A die Nukleonenzahl und a die Randunschärfe des Potenzials. Die Verläufe der verwendeten Radialabhängigkeiten (siehe unten) sind in Abb. 2.2 graphisch dargestellt. Die Potenzialtiefe des Zentralteils bezeichnet man mit V_0. Aus dem Schalenmodell und experimentellen Beobachtungen folgt, dass zusätzlich ein Spin-Orbit-Anteil benötigt wird. Dieser beschreibt die induzierte Polarisation gestreuter Teilchen. Die Potenzialtiefe wird mit V_{LS} bezeichnet und die Radialabhängigkeit in der Thomas-Form verwendet.

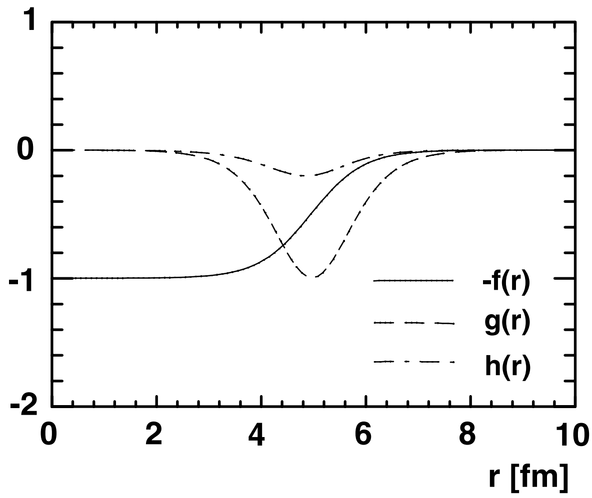


Abbildung 2.1: Die Verläufe der drei Radialabhängigkeiten bei einem Kernradius von $R = r_0 A^{1/3} = 5\ fm$ und einer Randunschärfe von $a = 0,5\ fm$.

Diese lautet

$$h(r) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{df(r)}{dr}.$$

Dabei wird die für die Reichweite der Kernkräfte charakteristische Pion-Comptonwellenlänge $\hbar/m_\pi c \approx 1.414\ fm$ als Längenparameter benutzt. Der Realteil lautet also

$$V(r) = -V_0 f(r) + V_{LS} h(r)(\vec{L}\cdot\vec{S}).$$

Durch den Imaginärteil werden Volumenabsorption (dominant bei hohen Energien) und Oberflächenabsorption (dominant bei niedrigen Energien) beschrieben. Für die Volumenabsorption wird $f(r)$ als Formfaktor verwendet und die Potenzialtiefe mit W_S angegeben. Als Radialabhängigkeit des Oberflächenabsorptionsterms wird die Funktion

$$g(r) = 4a\frac{df(r)}{dr}$$

gewählt. Dadurch wird $g(r_0) = 1$, W_D gibt dabei die Potenzialtiefe am Kernrand an. Zusammengefasst ergibt sich für den Imaginärteil

$$W(r) = -W_S f(r) + W_D g(r).$$

Zusätzlich kommt für geladene Projektile das Coulomb-Potenzial

$$V_C = \begin{cases} Z_1 Z_2 e^2/r & \text{für } r \geq R_C \\ \frac{1}{2} Z_1 Z_2 e^2 (3 - \frac{r}{R_C}^2)/R_C & \text{für } r < R_C \end{cases}$$

hinzu, welches das Potenzial einer gleichmäßig geladenen Kugel mit dem Radius $R_C = r_C A^{1/3}$ ist. Es hat sich eingebürgert, für die Absorptionsterme, den

Spin-Orbit-Term und den Zentralteil unterschiedliche geometrische Parameter anzunehmen. Somit ergibt sich für das Optische Potenzial:

$$U(r) = V_C \;-\; V_0 f(r, r_0, a_0) \;-\; iW_S f(r, r_I, a_I) \;+\; i4a_I W_D \frac{d}{dr} f(r, r_I, a_I)$$

$$+\, V_{LS} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 (\vec{L}\cdot\vec{S}) \frac{1}{r}\frac{d}{dr} f(r, r_{LS}, a_{LS}).$$

Der Verlauf des reellen und imaginären Potenzialteils unter realistischen Bedingungen für ^{16}O und ^{90}Zr ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt. Deutlich zu sehen sind der kleinere Kernradius sowie der geringere Einfluss des Coulomb-Potenzials beim ^{16}O.

Eine Erweiterung des Optischen Modells, welche auch im Folgenden verwendet wird, besteht darin, die Reaktionskanäle nicht pauschal im Absorptionsterm zusammenzufassen, sondern die totale Wellenfunktion nach Wellenfunktionen einzelner Kanäle zu entwickeln. Nur die restlichen Reaktionskanäle werden dann im Absorptionsterm zusammengefasst. Das resultierende System gekoppelter Differenzialgleichungen kann gelöst werden, wenn die explizit betrachteten Reaktionskanäle zu einfachen kollektiven Anregungen führen. Diese Methode der gekoppelten Kanäle versetzt das Optische Modell in die Lage, auch einzelne Anregungen korrekt zu beschreiben.

Die zu lösende Gleichung lautet

$$[T + V - E]\Psi = 0,$$

wobei T die kinetische Energie und V das verallgemeinerte Optische Potenzial darstellen. Im Schrödingerformalismus wird die totale Wellenfunktion als

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{r} \sum_{l,j,I,J} f_{ljIJ} Y_{lsjIJM}$$

geschrieben, wobei die Y_{lsjIJM} Target-Spin-Winkelfunktionen sind. Bei Projektion der totalen Gleichung auf alle Funktionen Y_{lsjIJM} erhält man ein System gekoppelter Differenzialgleichungen 2. Ordnung:

$$\frac{\hbar^2}{2m_i}\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{2\eta_i k_i}{r} - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} + k^2\right] f_i(r) = \sum_{i'} \left\{ \sum_{\lambda} G^{\lambda}_{ii'} V^{\lambda}(r) \right\} f_{i'}(r)$$

wobei i und i' für beliebige Sätze der Quantenzahlen (l, j, I, J) stehen, k_i und η_i die Wellenzahl und der Coulomb-Parameter der Gleichung i sind und $G^{\lambda}_{ii'}$ einen geometrischen Koeffizienten für den Übergangsformfaktor $V^{\lambda}(r)$ darstellt. Ist n die Zahl der betrachteten Kanäle, s_i der Projektilspin, I_i der Targetspin

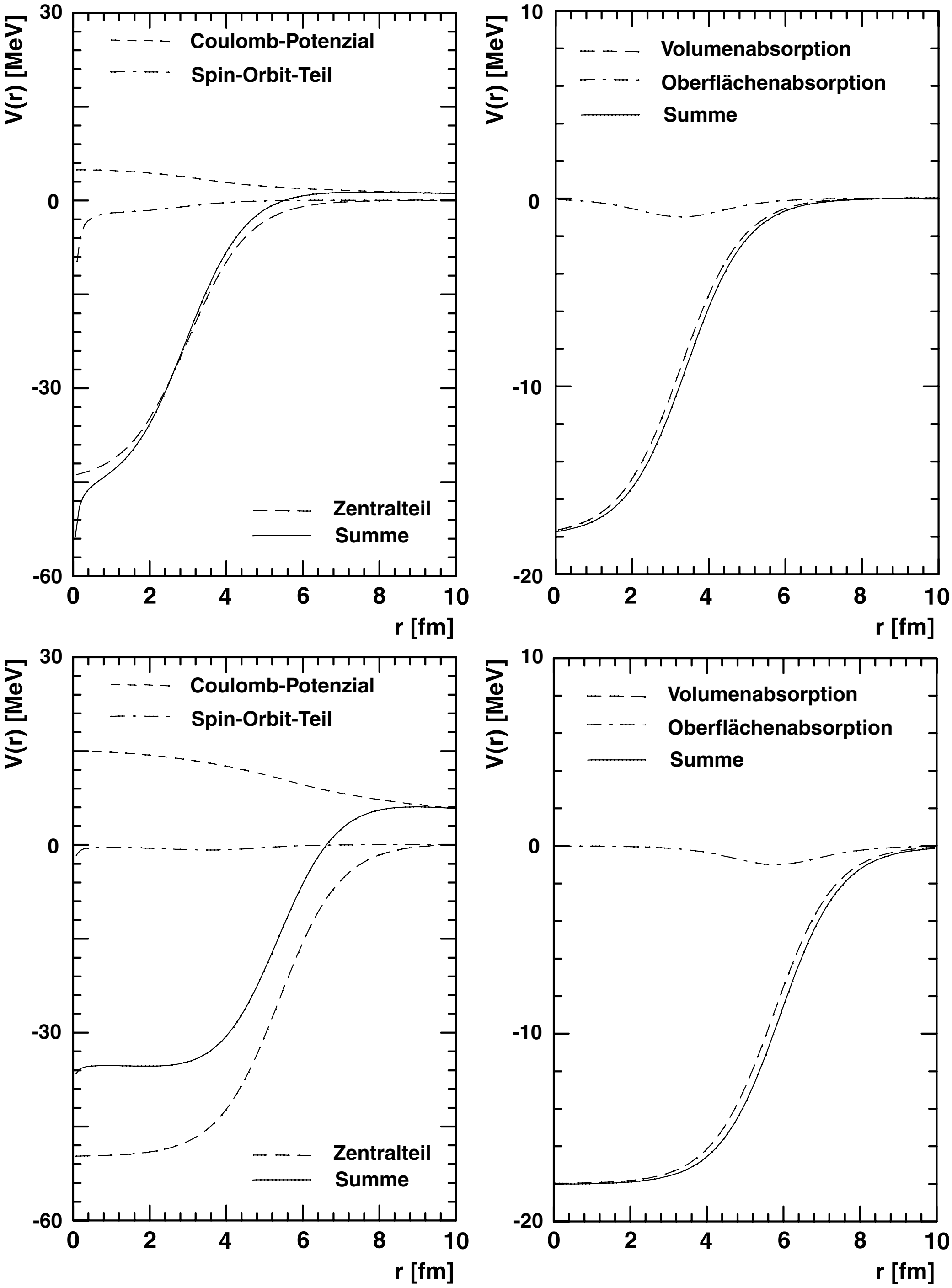


Abbildung 2.2: Die Verläufe des reellen (links) und imaginären (rechts) Potenzialteils bei realistischen Bedingungen. Es ist oben $A = 16$, $Z = 8$, $V_0 = 45$ MeV und unten $A = 90$, $Z = 40$, $V_0 = 50$ MeV. Bei allen Abb. gilt $r_0 = 1.2$ fm, $a_0 = 0.8$ fm, $W_S = 18$ MeV, $W_D = 1$ MeV, $r_I = 1.3$ fm, $a_I = 0.8$ fm, $V_{LS} = 6$ MeV, $r_{LS} = a_{LS} = 0.9$ fm.

und η_i das Produkt der inneren Paritäten für den Kanal i, so ist die Anzahl der gekoppelten Gleichungen

$$N = \sum_{i=1}^{n} N_i = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2}[(2I_i + 1)(2s_i + 1) + (-1)^{J+\eta}\epsilon_i'].$$

Dabei ist $\epsilon_i' = 0$, falls I_i oder s_i halbzahlig sind, und $\epsilon_i' = \epsilon_i(-1)^{I_i+s_i}$, falls I_i und s_i ganzzahlig sind [16].

2.3 Kernmodelle

Die nummerische Lösung der gekoppelten Differenzialgleichungen erfordert Modelle für die kollektiven Anregungen des Kerns. Zu den einfachsten inelastischen Reaktionen gehört der Übergang vom 0^+-Grundzustand zum tiefstliegenden 2^+-Zustand in gg-Kernen. Zur Beschreibung dieses Übergangs stehen das Rotations- und das Vibrationsmodell zur Verfügung.

Die Nukleonen einer abgeschlossenen Schale besetzen gleichmäßig alle verfügbaren Unterzustände und erzeugen dadurch eine kugelsymmetrische Dichteverteilung des Kerns. Die einzige kollektive Bewegung, die solche Kerne ohne Valenznukleonen ausführen können, besteht im Auftreten von Oberflächenvibrationen. Erhöht man die Anzahl der Valenznukleonen, so behält der Kern zunächst seine Kugelgestalt, wird aber leichter deformierbar. Schließlich wird die Kugelform instabil und ein elliptisch deformierter Gleichgewichtszustand tritt ein. Der Kern kann nun Rotationen ausführen.

Die Energie der Rotationszustände ist gegeben durch

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}[I(I+1) - K^2].$$

Hier steht I für den Gesamtdrehimpuls, $\mathcal{J}$ für das Trägheitsmoment und K für die Komponente des inneren Drehimpulses in Richtung der Symmetrieachse. Für jeden Wert K, zu dem die inneren Drehimpulse koppeln können, existiert eine eigene Rotationsbande. Aufgrund des Spiegelverhaltens von Kugelflächenfunktionen sind nur gerade Drehimpulse erlaubt. Da sich die Parität eines Zustands zu $P = (-1)^I$ ergibt, können deshalb nur positive Paritäten auftreten. Die Anordnung angeregter Zustände im Rotationsmodell ist schematisch in Abb. 2.3 rechts dargestellt.

Die Oberfläche eines schwingenden Kerns kann durch

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda,\mu} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu *}(\vartheta, \varphi) \right]$$

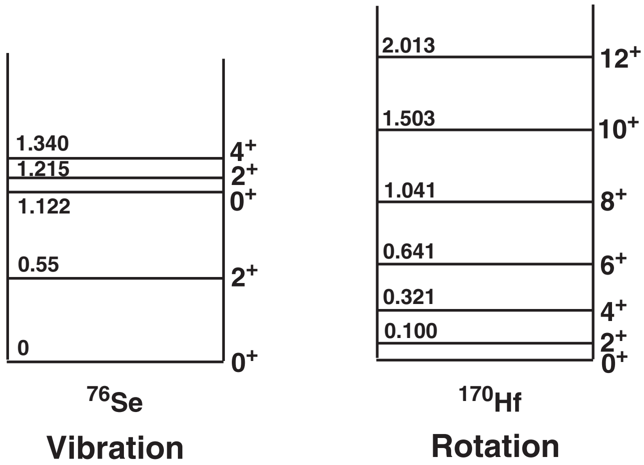


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Anregungsenergien im Vibrations- bzw. Rotationsmodell am Beispiel von ^{76}Se und ^{170}Hf. Nach [15].

beschrieben werden. Dabei sind Y_λ^μ Kugelflächenfunktionen und R_0 der mittlere Radius. λ bezeichnet man als die Multipolarität der Schwingung und μ entspricht der Projektion von λ auf eine physikalisch ausgezeichnet Achse. Die niedrigste interessierende Ordnung dieser Entwicklung ist die Quadrupolschwingung mit $\lambda = 2$, da $\lambda = 0$ eine kugelsymmetrische Vibration und $\lambda = 1$ eine Translationsbewegung beschreibt. Zusätzlich müssen die $a_{\lambda\mu}$ die Bedingung

$$a^\star_{\lambda\mu} = (-1)^\mu a_{\lambda-\mu}$$

erfüllen, damit $R(\vartheta, \varphi)$ reell ist. Geht man von kleinen Schwingungen aus, so sind die Zustände in einer Serie äquidistanter Niveaus mit dem Abstand $\hbar\omega$ angeordnet. Jedes Phonon einer Quadrupolschwingung besitzt einen Drehimpuls von $2\hbar$. Da es sich bei Phononen um Bosonen handelt, sind nur Zustände mit geradem Drehimpuls erlaubt. Ist die Schwingung anharmonisch, so wird die Entartung dieser Zustände aufgehoben und die Energieniveaus spalten sich auf. Dies ist schematisch in Abb. 2.3 links dargestellt.

Oberflächenschwingungen können auch in statisch deformierten Kernen auftreten. Zu ihrer Beschreibung führt man die Parameter β und γ ein:

$$a_{20} = \beta cos\gamma$$

und

$$a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta sin\gamma.$$

Die übrigen $a_{\lambda\mu}$ beschreiben die Orientierung des Kerns im Raum. Die Kernoberfläche lässt sich so durch

$$R(\vartheta,\varphi) = R_0[1 + \beta cos\gamma Y_2^0(\vartheta,\varphi) + \frac{1}{\sqrt{2}}\beta sin\gamma Y_2^2]$$

beschreiben, wobei γ die Form der Deformation und β ihre Stärke darstellt. Man bezeichnet β als Deformationsparameter. Für den Fall einer axialsmmetrischen zigarrenförmigen Deformation ist $\gamma = 0$, und obige Gleichung vereinfacht sich zu

$$R(\vartheta,\varphi) = R_0[1 + \beta Y_2^0(\vartheta,\varphi)].$$

Dieses entspricht der Quadrupoldeformation eines statisch deformierten Kerns.

Das Rotations- und das Vibrationsmodell dienen vornehmlich der Beschreibung von kollektiven Anregungszuständen. Bei der Beschreibung elastischer Streuung sind die Unterschiede zwischen den Modellen klein. Für ^{90}Zr und ^{116}Sn wird das Vibrationsmodell verwendet, da die Kerne nahezu undeformiert sind. Dies gilt zwar auch für ^{16}O, dort hat der erste $J^\pi = 2^+$ eine deutliche Deformation und wird als Teil einer Rotationsbande angesehen, daher wurde für die Analyse von ^{16}O das Rotationsmodell verwendet.

Kapitel 3

Aufbau des Experiments

Die Teilchenstrahlen für die Streuversuche werden vom supraleitenden Zyklotron AGOR auf die gewünschte Energie beschleunigt. Bei den (d,d')-Experimenten betrug diese 171 MeV bzw. 183 MeV. Als Quellen stehen die CUSP- (unpolarisierte leichte Teilchen), die POLIS- (polarisierte Protonen und Deuteronen) und die ECRIS-3-Quelle (hochgeladene schwere Ionen) zur Verfügung. Für die (d,d')- und (p,p')-Reaktionen wird die CUSP-Quelle verwendet.

Isotop	Massenbelegung [mg/cm^2]	Isotopenreinheit [%]	Chemische Zusammensetzung	Art des Targets
^{16}O	5.1	nat. (99.8)	V_2O_5	P
^{50}V	6.4	55.4	V_2O_5	P
^{51}V	4.3	nat. (99.8)	V metallisch	S
^{90}Zr	4.1	94.2	Zr metallisch	S
^{116}Sn	5.0	91.4	Sn metallisch	S

P : gepresstes Target

S : selbsttragendes Target

Tabelle 3.1: Die Eigenschaften der verschiedenen Targets.

Die Teilchen werden über die Strahlführungen in die Experimentierhalle geleitet. Abbildung 3.1 zeigt den Bodenplan der kernphysikalischen Experimentierbereiche am KVI mit dem Zyklotron AGOR, den Strahlführungen mit dem *In Beam Polarimeter* (IBP), und den Detektoren. Eine kleine Halle wird für strahlenbiologische Experimente verwendet, während in der großen Halle der SALAD- bzw. TAPS-Detektor und das BBS mit dem ESN-Detektor stehen. Die Strahlführungen können dispersionsoptimiert betrieben werden, was in einer verbesserten Impulsauflösung resultiert. In der Streukammer treffen die Teilchen auf das Target.

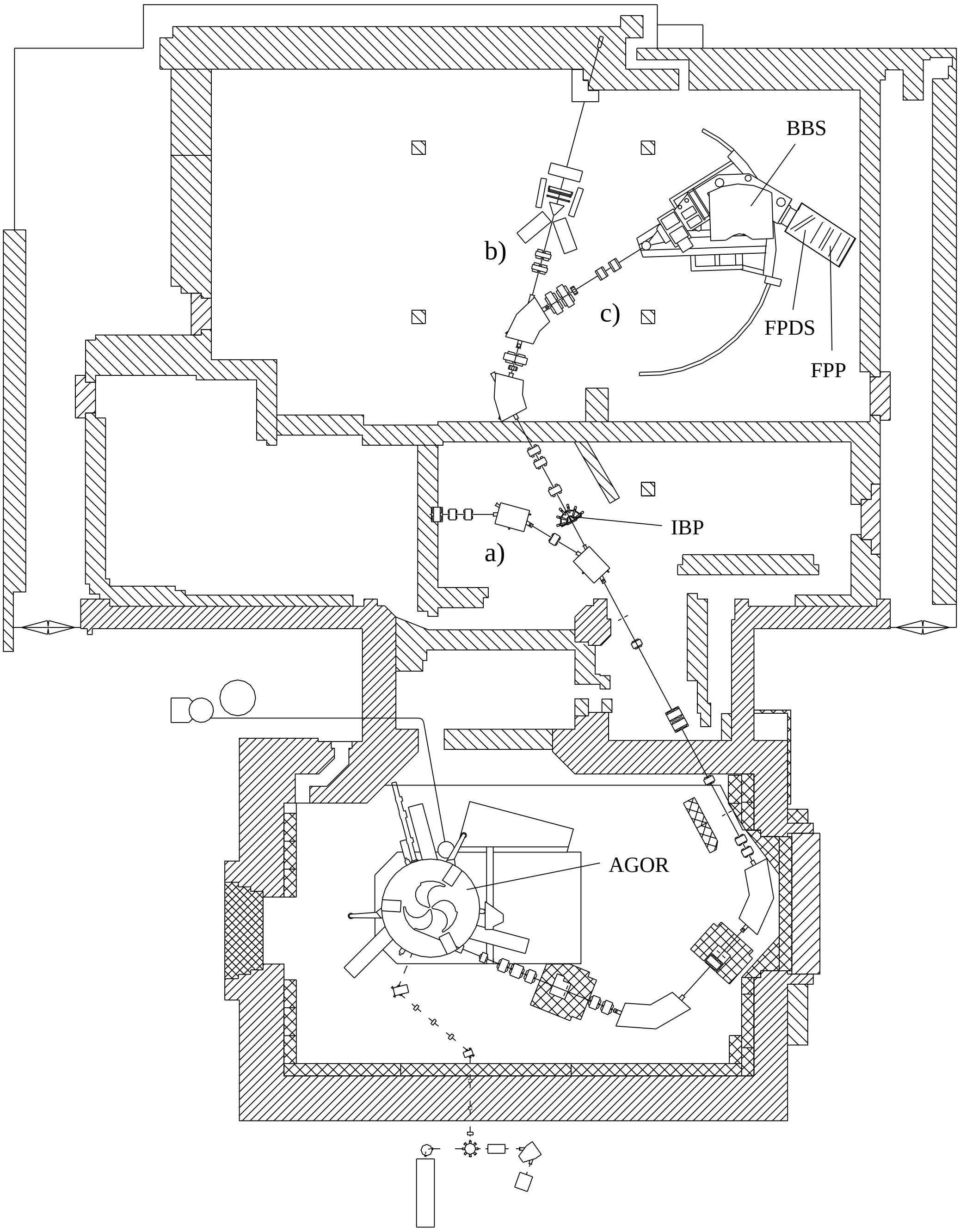


Abbildung 3.1: Der Grundriss der kernphysikalischen Experimentieranlagen am KVI. Zu sehen sind das Zyklotron AGOR, die Position des IBPs, sowie die Strahlführungen zur Radiobiologie (a), zum SALAD-Detektor (b) und zum BBS mit ESN-Detektor. Nach [20].

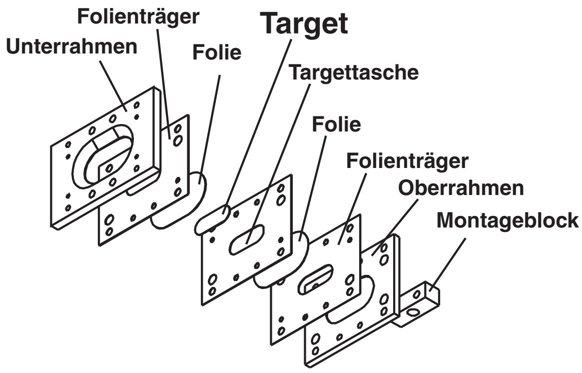


Abbildung 3.2: Der spezielle Targetrahmen für das Oxidtarget. Nach einer Zeichnung von H. Baumeister.

Die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Targets sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Für das Divanadiumpentoxidtarget V_2O_5wurde eine spezielle Targethalterung benutzt, da das Target recht brüchig ist. Eine Skizze dieser Targethalterung zeigt Abb. 3.2. Dabei wird das eigentliche Target in ein Loch in der Targettasche gegeben und auf beiden Seiten mit einer dünnen Kunststofffolie bedeckt, welche dann durch die Folienträger an der Targettasche befestigt werden. Die Folienträger besitzen ebenfalls jeweils ein Loch in Form des Targets, um den Strahl passieren zu lassen. Schliesslich wird diese Konstruktion noch durch Ober- und Unterrahmen verstärkt und montiert. Diese Rahmen sorgen für die mechanische Festigkeit der Vorrichtung und sind für den Einbau in die Targetleiter in der Streukammer ausgelegt.

3.1 Das Spektrometer

			A	B	B*	C
Impulsakzeptanz	$\Delta p/p$	[%]	13	19	19	25
Raumwinkel	$\Delta\Omega$	[msr]	13.0	9.2	6.6	6.7
Horizontale Akzeptanz	$\Delta\theta$	[mrad]	72	66	66	60
Vertikale Akzeptanz	$\Delta\phi$	[mrad]	180	140	100	112

Tabelle 3.2: Die Impuls- und Winkelakzeptanz des BBS bei verschiedenen Betriebsmodi.

Die Teilchen werden am Target in das BBS gestreut und impulsanalysiert auf der Fokalebene des BBS abgebildet. Das BBS ist vom Quadrupol-Quadrupol-Dipol-Typ und kann in drei Modi mit verschiedenen Positionen des

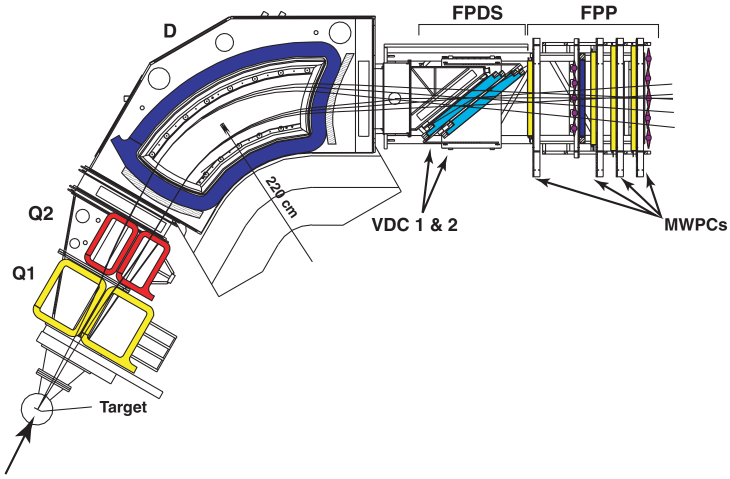


Abbildung 3.3: Schematische Aufsicht auf das Big-Bite-Spektrometer mit angeschlossenem ESN-Detektor. Zu sehen sind die Streukammer vor dem Spektrometer, die Quadrupole Q1 und Q2, der Dipol D, das FPDS mit den VDCs 1 und 2, sowie das FPP mit den vier MWPCs, den Szintillatorebenen S1 und S2 und dem Graphitanalysator. Eine Anzahl möglicher Teilchentrajektorien ist ebenfalls eingezeichnet. Nach [17].

Quadrupol-Paares relativ zum Target betrieben werden. Bei kleinerem Abstand erhöht sich die Raumwinkelakzeptanz und verkleinert sich die Impulsakzeptanz, während ein größerer Abstand diesen Effekt umkehrt. Die genauen Daten sind in Tab. 3.2 aufgelistet. In diesen Experimenten wurde der Modus B* verwendet, bei dem die Feldstärke des ersten Quadrupols um 5% erhöht wird, um die Abbildungseigenschaften zu verbessern. Durch diese Änderung wird der Fokuspunkt des Spektrometers, in dessen Nähe die Rekonstruktion des Targetwinkels φ unmöglich ist, an den Rand der Fokalebene verlagert. Die Impulsakzeptanz wird bestimmt, indem man die Impulsverteilung der Protonen im Ausgangskanal der $(d,{}^2\mathrm{He})$-Reaktion betrachtet. Das Verhältnis der Breite dieser Verteilung zum maximalen Impuls gibt die Impulsakzeptanz des BBS an. Durch die Verteilung des Deuteronenimpulses auf zwei Ejektile können die Impulse eizelner Protonen größer als der halbe Deuteronenimpuls sein, wodurch diese Methode erst ermöglicht wird. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Aufsicht des BBS mit angeschlossenem ESN-Detektor.

Das BBS ist auf Schienen gelagert und kann auf Streuwinkel zwischen 0° und 50° gedreht werden. Der Strahlstrom wird über einen isoliert aufgehängten Beam-Blocker gemessen. Er betrug zwischen 0.1 nA bei kleinen Winkeln und 1.6 nA bei großen Winkeln. Der Beam-Blocker befindet sich bei Winkeln größer als 12° in der Streukammer hinter dem Target (BS1), bei kleineren Winkeln wird er ausgebaut und ein Beam-Blocker (BS2), der sich im BBS selbst befindet, wird verwendet. Dieser befindet sich zwischen dem Quadrupol-Paar und dem Dipol und wird unter Verwendung eines Schrittmotors in den Primärstrahl gefahren. Er deckt einen Streuwinkelbereich von 3° bis 8° ab. Zusätzlich befindet sich im Dipol-Magnet ein Beam-Blocker (BS0) für Messungen unter 3° und im Streuwinkelbereich von 8° bis 12°. Dazu wird das BBS geöffnet und der BS0 manuell positioniert [18].

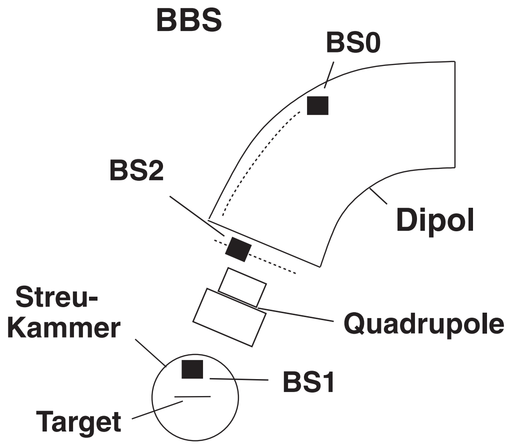


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Positionen der Beam-Blocker BS1, BS2 und BS0.

Abbildung 3.4 stellt die Positionen der Beam-Blocker am BBS dar. Die genauen Positionswerte des BS2 bei verschiedenen Winkeln sind in Tab. 3.3 aufgeführt. Weitere Informationen zum BBS finden sich in [19].

Θ_{BBS} $[deg.]$	Position BS2 $[mm]$	Dipol-Magnetfeld [T]
4	582	1.2364
5	700	1.2856
7	842	1.2364
8	890	1.2856

Tabelle 3.3: Position des BS2 bei verschiedenen Laborwinkeln und entsprechenden Magnetfeldstärken des Dipols unter Verwendung eines Deuteronenstrahls.

Es ist wichtig, die Targetgrößen vor dem Spektrometer aus Detektorgrößen hinter dem Spektrometer zu berechen. Für die Wirkungsquerschnittsberechnung werden die Streuwinkel θ und ϕ benötigt (siehe Kapitel 4), welche sich aus den Targetwinkeln ϑ_t und φ_t berechnen. Abbildung 3.5 soll den Zusammenhang zwischen den verschiedenen Winkeln erläutern. Mathematisch lautet der Zusammenhang:

$$\theta = arccos(z \cdot r) = arccos[cos(\Theta_{BBS} + \vartheta_t) \cdot cos\varphi_t]$$
$$\phi = arctan\left(\frac{tan\varphi_t}{sin(\Theta_{BBS} + \vartheta_t)}\right).$$

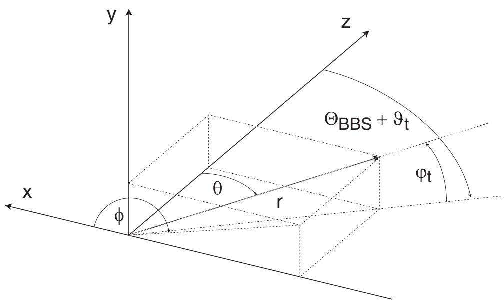


Abbildung 3.5: Zusammenhang zwischen den Targetwinkeln φ_t und ϑ_t und den Streuwinkeln ϕ und θ. Der Primärstrahl verläuft entlang der z-Achse und trifft im Koordinatenursprung auf das Target. Ein gestreutes Teilchen bewege sich entlang des Ortsvektors r.

Eine Methode stellt die Siebschlitz-Messung dar, bei der eine Platte mit regelmäßig angeordneten Löchern vor dem Spektrometer angebracht wird. Die Targetkoordinaten φ_t und ϑ_t der Löcher in der Siebschlitzplatte sind *a priori* bekannt. An den Koordinaten der Detektorgrößen x'_f, y_d und ϑ_d, die zu diesen Targetkoordinaten gehören, häufen sich die Ereignisse, die die Löcher passieren (siehe Abb. 6.2 in Kap. 6). Ein empirisch ermittelter Fit verbindet dann diese Detektorkoordinaten mit den Targetkordinaten. Ein solches Vorgehen wurde von Hannen [20] unter Verwendung von Protonen, die bei E_p=150 MeV an ^{12}C gestreut wurden, erfolgreich angewandt.

Die Rückrechnung beschreibt die Transformation der Detektorkoordinaten in die Targetkoordinaten unter Verwendung von Polynomen dritter Ordnung:

$$\alpha = \sum_{i,j,k}^{i+j+k\leq 3} C_{ijk}\, x_f'^{i}\, y_d^{j}\, \vartheta_d^{k},$$

wobei α entweder δ, ϑ_t oder φ_t sein kann. Nicht alle Koeffizienten C_{ijk} müssen von Null verschieden sein. Die Variable δ dient der Impulsbestimmung. Ein Teilchen, welches sich im Zentrum des BBS entlang des Zentralstrahls bewegt, hat den Impuls

$$p_o = qB\rho_0.$$

Dabei ist q die Ladung, B das Dipolmagnetfeld und ρ_0 der Krümmungsradius des Zentralstrahls. Für Teilchen, die einen anderen Impuls haben, sich also nicht auf dem Zentralstrahl bewegen, gibt δ die relative Impulsänderung an:

$$p = (1 + \delta) \cdot qB\rho_0.$$

Aus den Detektorkoordinaten lässt sich durch die Rückrechnung der Wert von δ und damit der Impuls des entsprechenden Teilchens ermitteln. Die Energie der Teilchen hängt mit δ über [20]

$$E = -m_0 c^2 + \sqrt{m_0^2 c^4 + \left(\frac{qB\rho_0(1+\delta)}{3.3356 \text{ kG} \cdot \text{cm}} \right)^2}$$

zusammen. Dadurch lässt sich die Energie der Ejektile bestimmen.

3.2 Der ESN-Detektor

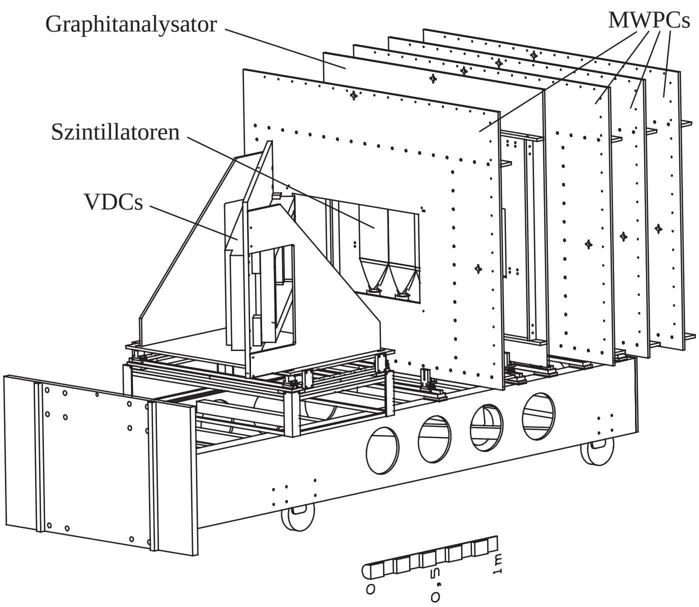


Abbildung 3.6: Der ESN-Detektor auf seiner Trägerkonstruktion.

An das BBS ist der EUROSUPERNOVA-Detektor, bestehend aus dem Fokalebenendetektionssystem (FPDS) und dem Fokalebenenpolarimeter (FPP), angeschlossen. Abbildung 3.6 zeigt den ESN-Detektor auf seiner Trägerkonstruktion, welche am BBS angebracht ist.

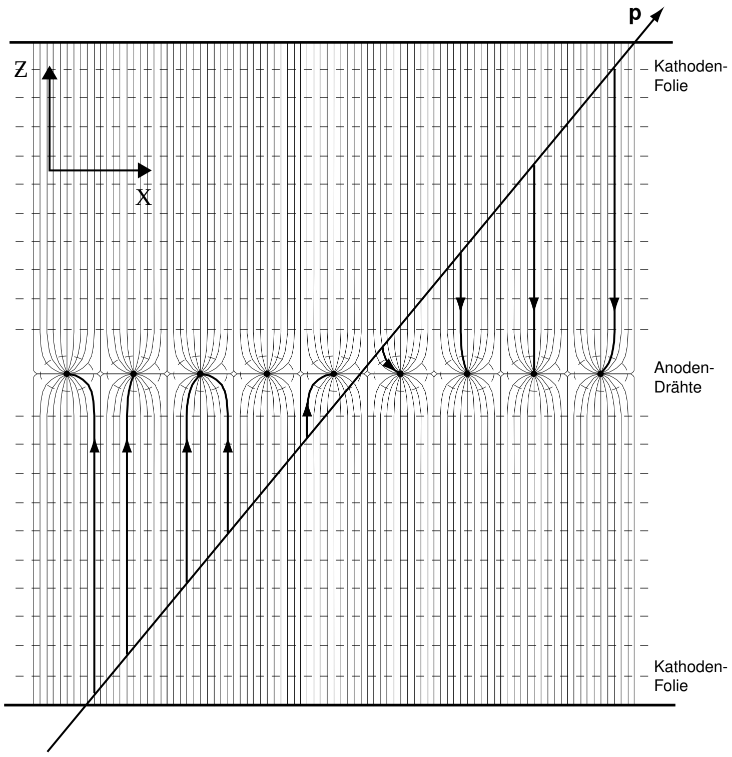


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der elektrischen Feldlinien in einer VDC. Das ionisierende Teilchen sowie einige exemplarische Driftbahnen sind dick eingezeichnet. Die gestrichelten Linien stellen die Äquipotenziallinien dar. Es sind keine Feldformungsdrähte eingezeichnet. Aus [5].

3.2.1 Fokalebenendetektionssystem

Das FPDS besteht aus zwei Vertikalen Driftkammern (VDCs) [21]. VDCs gehören als Spezialfall von Vieldrahtkammern zur Klasse der Gasdetektoren. Jede VDC besteht aus einer Zahl dünner Drähte, die parallel zueinander zwischen zwei Kathodenfolien eingespannt sind. An den Folien liegt eine negative, and den Drähten eine positive Hochspannung an (siehe Abb. 3.7). Das elektrische Feld wird dabei umso homogener, je geringer der Abstand der Drähte ist. Aus diesem Grund befinden sich in den Kammern zusätzliche Drähte, die nur die Homogenität des Feldes verbessern sollen.

Die Kammern sind mit einem Gasgemisch aus 50% Argon und 50% Isobutan gefüllt. Beim Durchgang eines Teilchen werden Atome des Zählgases (hier Argon) ionisiert. Die Elektronen driften entlang der Feldlinien zu den Drähten und ionisieren dabei weitere Atome (sog. *Townsend*-Lawinen). So gelangt eine große Zahl von Ladungsträgern zu den Drähten und induziert dort ein messbares

Signal. Je weiter der Ort der Ionisation vom Anodendraht entfernt ist, desto länger brauchen die Elektronen, um diesen zu erreichen. Diese Driftzeiten sind proportional zu den zurückgelegten Driftstrecken. Die bei der Rekombination der Argon-Ionen entstehenden Photonen können überall in der Kammer weitere Ionisationslawinen auslösen. Um dieses zu vermeiden, wird ein Löschgas (hier Isobutan) eingesetzt. Dieses absorbiert die Photonen und gibt die Energie durch Stöße oder Dissoziation ab, ohne dass weitere Ladungsträger erzeugt werden. Die hier verwendeten VDCs bestehen aus je einer X-Ebene, deren Drähte vertikal verlaufen, und einer U-Ebene, deren Drähte um ca. 33° gegen die Drähte der X-Ebene geneigt sind. Die Kammern selbst sind um 39° gegen den Zentralstrahl geneigt. Dadurch werden Signale immer in *clustern* von Drähten induziert. Auf diese Weise lässt sich aus den Driftzeiten der Durchgangspunkt des ionisierenden Teilchens durch die Drahtebene genau bestimmen. Die Ortsauflösung beträgt ca. 45 μm in der X-Ebene und 84 μm in der U-Ebene [5]. Aus diesem Grund verlaufen die Drähte der U-Ebene auch nicht horizontal, da sonst bei einem Teilchendurchgang nur ein einzelner Draht statt einem *cluster* ein Signal liefern würde und so die hochauflösende Durchstoßpunktsbestimmung nicht möglich wäre. Da die X- und U-Ebenen nicht orthogonal zueinander sind, lässt sich eine Y-Koordinate nicht direkt messen, sondern muss durch die Werte der X- und U-Ebenen rekonstruiert werden. Insgesamt werden im FPDS zwei VDCs eingesetzt. Die erste liegt in der Fokalebene des Spektrometers, ist jedoch aus Platzgründen um ca. 4° gegen diese geneigt. Die zweite ist um 23 cm entlang des Zentralstrahls nach hinten versetzt. Durch diese Anordnung können nicht nur die Positionen der Teilchendurchgänge durch die Fokalebene bestimmt werden, es ist auch möglich, durch Verbindung der Durchgangsorte durch VDC1 und VDC2 die Winkel der Teilchenbahnen zu berechnen. Außerdem kann durch die Driftzeitmessung die Richtung der Trajektorie nicht eindeutig bestimmt werden. Erst das Hinzuziehen der zweiten VDC versetzt die Spurrekonstruktionssoftware [22] in die Lage, diese Mehrdeutigkeiten aufzulösen.

3.2.2 Fokalebenenpolarimeter

An das FPDS anschließend befindet sich das FPP. Es besteht aus 4 Vieldrahtproportionalkammern (MWPCs), welche senkrecht zum Zentralstrahl stehen. Jede Kammer besteht aus einer X-Ebene und einer Y-Ebene, wobei die Drähte vertikal bzw. horizontal angeordnet sind. Die MWPCs werden über ein mit den VDCs geteiltes Gassystem mit demselben Gasgemisch versorgt. Bei einem Teilchendurchgang liefert nur der dem Durchgang am nächsten liegende Draht ein Signal. Dies begrenzt die Ortsauflösung der Kammern auf einen halben Drahtabstand, also 1.25 mm. Andererseits müssen keine Draht*cluster* betrachtet werden, was die Auslese schnell und einfach macht. Das FPP ist primär zur Bestimmung der Polarisation von Protonen gedacht. Diese wird über Sekundärstreuung an einem Graphitanalysator bestimmt. Der Analysator befindet sich vor der zweiten MWPC. Die Kammern des FPP dienen dabei der Echtzeit-Spurrekonstruktion vor und nach dem Analysator und damit der Bestimmung des sekundären Streuwinkels. Bei der (d,^{2}He)-Reaktion werden die Kammern des FPPs zur Spurrekonstruktion der beiden korrelierten Protonen im Ausgangskanal der Reaktion verwendet. Da auch unkorrelierte Protonen aus dem Deuteronenaufbruch (d,pn), welche dieselbe magnetische Steifigkeit wie Protonen aus dem ^{2}He haben, in den Detektor gelangen, müssen diese durch entsprechende Maßnahmen erkannt werden. Dies wird vom DSP-System (siehe unten) übernommen. Abb. 3.8 gibt eine schematische Übersicht über diese Detektormodi. Für die in dieser Arbeit betrachteten elastischen und inelastischen Streureaktionen spielt das FPP keine Rolle und wird daher in der weiteren Analyse nicht weiter betrachtet.

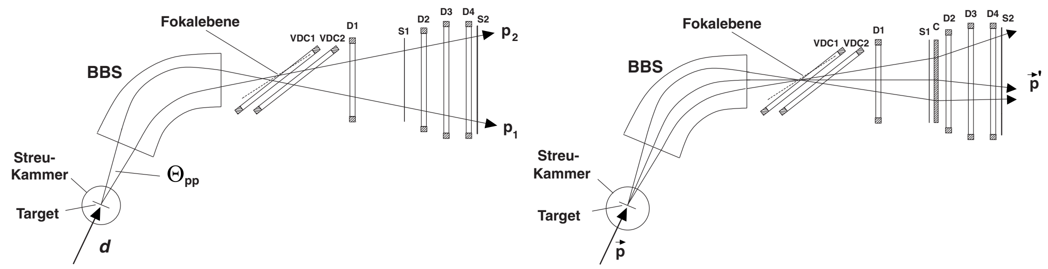


Abbildung 3.8: Schematische Aufsicht auf das BBS mit ESN-Detektor. Links ist der (d,^{2}He)-Modus mit Detektion der korrelierten Protonen im Ausgangskanal dargestellt. Rechts findet sich der ($\vec{p}$,$\vec{p}'$)-Modus mit Sekundärstreuung der Protonen am Graphitanalysator. Für diesen Modus sind verschiedene mögliche Teilchendurchgänge eingezeichnet.

3.2.3 Szintillatoren

Als Trigger der Ausleseelektronik dienen zwei Szintillatorebenen vor dem Graphitanalysator und hinter der letzten MWPC. Zusätzlich stellen die Szintillatoren Energie-Verlust- und Zeitreferenz-Daten zur Verfügung. Jede Ebene besteht aus je fünf überlappenden *paddles* aus dem Szintillatormaterial NE102A. Die Szintillationsphotonen werden am oberen und unteren Ende der *paddles* von Phillips XP2262 Photomultipliern ausgelesen. Die erste Ebene hat die Abmessungen 1010 x 414 mm und ist nur 2 mm dünn, um die Streuung der Teilchen zu reduzieren. Die zweite Ebene ist 1343 x 1040 mm groß und hat eine Dicke von 6 mm. Bei einem koinzidenten Teilchendurchgang durch beide Szintillatorebenen wird die Datenauslese gestartet. Der Mittelwert der Detektionszeitpunkte des oberen und unteren Photomultipliers in S1 wird dabei als Referenzzeitpunkt für

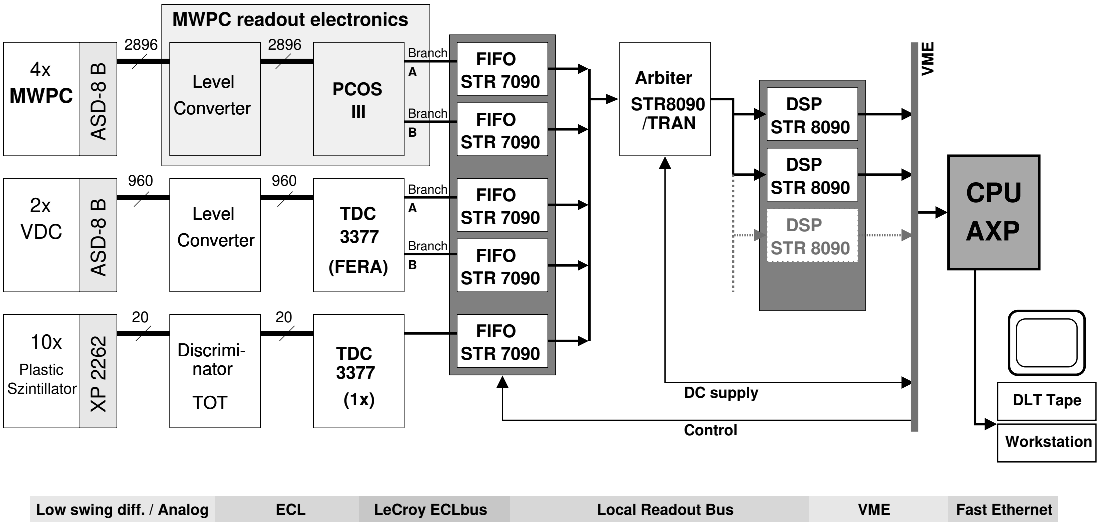


Abbildung 3.9: Schematische Übersicht über den Aufbau der Ausleseelektronik. Aus [5].

die Driftzeitmessung der VDCs verwendet. Die Signale der zweiten Ebene können zur Energieverlustbestimmung und damit zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Zusätzlich können noch Flugzeitdaten aus den Szintillatorsignalen bestimmt werden.

Zusätzlich befindet sich in der Ebene des Graphitanalysators der Szintillator S3. Bei diesem handelt es sich um ein einzelnes, waagerecht orientiertes Szintillator*paddle*, welches an den horizontalen Enden von Photomultipliern ausgelesen wird. Es wird normalerweise nicht eingesetzt, fand jedoch in der in Kapitel 6.1 beschriebenen Siebschlitz-Messung Verwendung.

3.3 Elektronik

Abbildung 3.9 gibt eine schematische Übersicht über die Ausleseelektronik des Detektors. Kammerseitig sind Vorverstärkerkarten an den VDCs und MWPCs angebracht. Auf jeder Karte befinden sich zwei ASD-8B-Chips mit je acht Vorverstärker-*Shaper*-Diskriminator-Kanälen. Die Schwellenspannungen für die Diskriminatoren werden über spezielle Digital-Analog-Wandler (DAC) bereitgestellt. Die Ausgangssignale der Karten sind differenzielle logische Signale niedriger Amplitude und werden über 12.5 m lange *twisted-pair*-Kabel zu Pegelwandlern geleitet, die diese auf Standard-ECL[1]-Pegel anheben. Über diese Kabel

[1]Emitter Coupled Logic

werden die Vorverstärkerkarten auch mit den Schwellenspannungen versorgt. Die VDCs werden über LeCroy 3377 *Time-to-Digital Converter*-Module (TDCs) ausgelesen. Jedes Modul beinhaltet 32 Kanäle und kann mehrere hintereinander eintreffende Signale speichern. Das TDC-System ist in zwei Zweige für die zwei VDCs aufgeteilt. Für die Szintillatorebenen steht ein weiteres TDC-Modul zur Verfügung. Für die Auslese der MWPCs wird das PCOS-III System von LeCroy verwendet. Das System ist ebenfalls in zwei parallele Zweige (Branch A und Branch B) aufgeteilt. Da bei den MWPCs keine Zeitinformationen vorliegen, sondern nur die Positionen getroffener Drähte ermittelt werden, ist dieses System relativ schnell und ermöglicht die Verarbeitung der Daten in Echtzeit. Durch den Einsatz mehrerer Auslesezweige wird die Parallelität des System deutlich erhöht, was die Verwendung hoher Zählraten ermöglicht.

Nach Eingang eines Triggersignals werden alle fünf Zweige ausgelesen und die Daten in fünf FIFO[2]-Speicher geschrieben. Dadurch wird der Eingangsdatenstrom vom Ausgangsdatenstrom zeitlich entkoppelt. Die Ereignisdaten werden von einem *Arbiter*-Modul über die VME-*Backplane* ausgelesen und über eine *Front-End*-Verbindung an die DSP[3]-Module weitergereicht. Dort erfolgt die Voranalyse und Filterung der eingehende Ereignisdaten auf Basis der MWPC-Daten. Dies dient der Reduzierung der weiter zu verarbeitenden Datenmenge, welche über das hausinterne *Ethernet* zu den *Workstations* im Kontrollraum weitergeleitet werden muss. Je nach untersuchter Reaktion stehen verschiedene DSP-Programme zur Verfügung, die die Daten auf Konsistenz und Erfüllung gewisser Bedingungen untersuchen. Für die $(d,^2\mathrm{He})$-Reaktion ist die Echtzeit-Unterscheidung der zwei Protonen im Ausgangskanal von den unkorrelierten Protonen aus dem Deuteronenaufbruch, dessen Wirkungsquerschnitt den der $(d,^2\mathrm{He})$-Reaktion um bis zu sechs Größenordnungen übersteigt, essentiell. Es wird überprüft, ob in mindestens zwei der vier Kammern mindestens drei Treffer erzielt wurden. Man würde zwar vier Treffer (zwei pro Ebene) erwarten, aber es kann vorkommen, dass ein defekter Draht getroffen wurde.

Bei der $(\vec{p},\vec{p})$-Reaktion kommt es auf den Ausschluss der Kleinwinkelstreuung an, die aus multiplen Coulomb-Streuungen besteht und keine Analysierstärke trägt. Es werden also auf Grund der MWPC-Daten die Trajektorien vor und nach dem Graphitanalysator bestimmt und Ereignisse verworfen, deren Streuwinkel kleiner als ein bestimmter Grenzwinkel ist. Da sich vor dem Graphitanalysator nur die MWPC-Ebene D1 befindet, wird die Ausgangstrajektorie durch die Ebenen D2 und D4 auf die Ebene des Analysators extrapoliert und dieser Durchstoßpunkt mit dem Durchgangspunkt durch die D1-Ebene zur Eingangstrajektorie konstruiert.

[2] First In First Out

[3] Digital Signal Processor

Für einfache Streureaktionen sind keine weiteren Bedingungen außer Konsistenz der Ereignisdaten gefordert.

Ereignisdaten, die die Voranalyse passieren, werden an den Datenaufnahmerechner weitergegeben. Es handelt sich dabei um eine Alpha AXP-VME 4/288 *Workstation*, die VxWorks als Betriebssystem verwendet. Zusätzlich zur Weiterleitung der Daten dient dieser Rechner der Initialisierung der Elektronik. Der Datentransfer von den DSPs zum Rechner erfolgt dabei über die VME-*Backplane*. Über das hauseigene *Ethernet* werden die Daten an die Linux-PCs weitergeleitet. Dort werden sie auf DLT Magnetbänder geschrieben. Ein lastabhängiger Anteil wird an eine weitere *Workstation* zur Online-Analyse weitergeleitet.

Weitere Informationen zum Aufbau des Detektors finden sich in Arbeiten, die am Detektor erstellt wurden ([4, 20, 23, 5] und dortige Referenzen).

Kapitel 4

Winkelverteilung des differenziellen Wirkungsquerschnitts

Aus den am KVI gemessenen Ereignisdateien müssen nun die physikalischen Größen extrahiert und die Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts ermittelt werden. Diese Prozedur soll in diesem Kapitel beschrieben werden.

4.1 Vorbereitende Schritte

Zur Analyse der Ereignisse werden *run*-spezifische Größen wie Dipolmagnetfeld und kinematischer Faktor, sowie *run*-übergreifende Größen wie vertikale Strahlabweichung, Massen und Ladungen von Projektil und Targetkern benötigt.

Bei Streuprozessen wird ein Teil der Projektilenergie vom Restkern aufgenommen. Trägt man ϑ_t gegen die horizontale Fokalebenenposition auf, so sind die Linien, welche zu Zuständen der Restkerne gehören, geneigt. Diese Neigung wird für Zustände leichterer Kerne größer, da aufgrund der Kinematik mehr Energie vom Restkern aufgenommen wird und die Ejektile weniger Impuls erhalten, als dies bei schweren Kernen der Fall ist. Eine Projektion dieser Linien auf die Energieachse führt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung, der sogenannten kinematischen Verbreiterung. Durch eine virtuelle Verschiebung der Fokalebene um die Strecke

$$\Delta L = -K \frac{s_{11} s_{16}}{1 + K s_{11} s_{26}},$$

welche vom kinematischen Faktor K und drei Elementen der Transportmatrix [3] des Spektrometers abhängt, kann diese kinematische Verbreiterung korrigiert

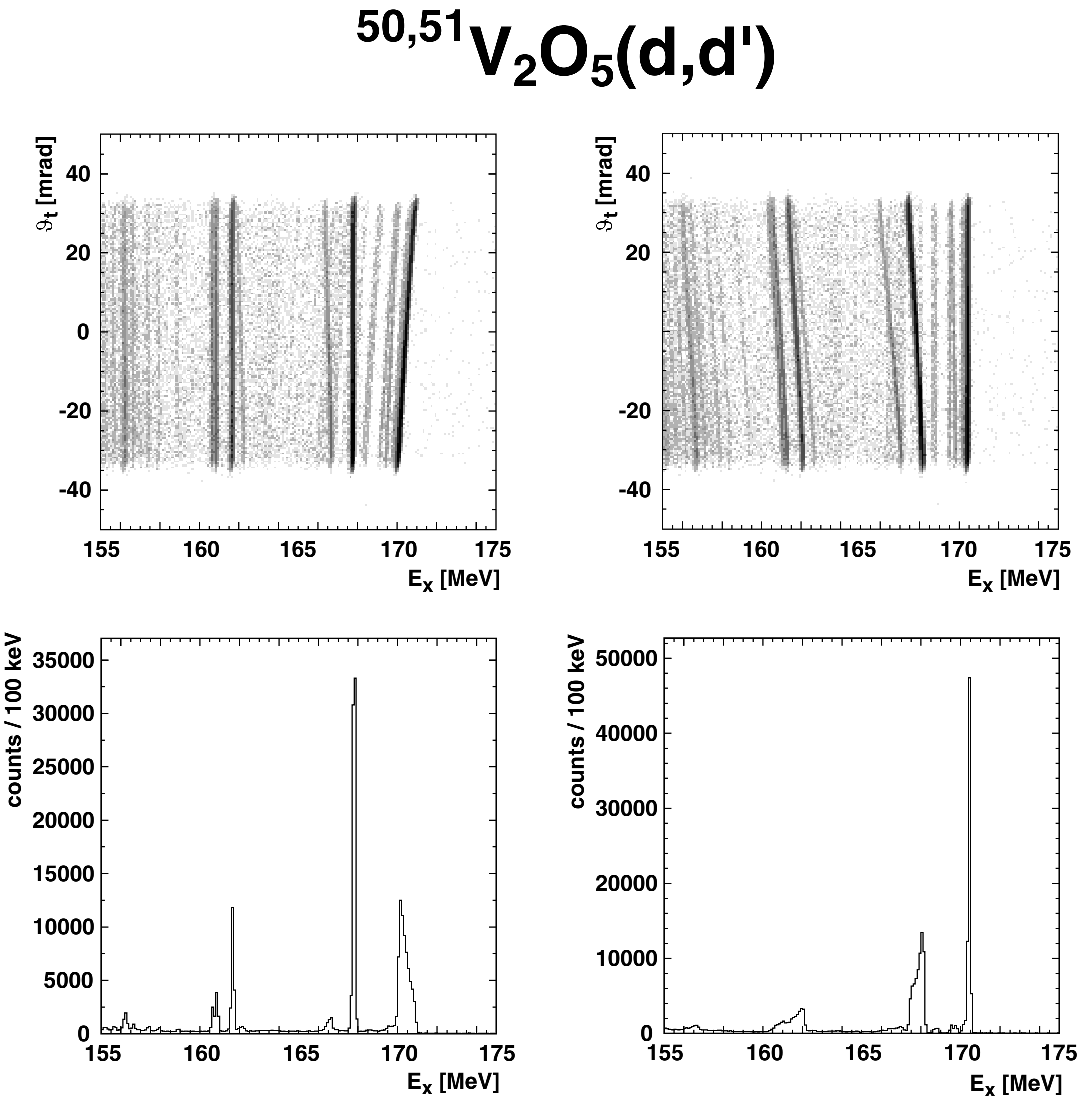


Abbildung 4.1: Die Diagramme von ϑ_d gegen die kinetische Energie sowie ihre Projektionen auf die Energieachse. Links wurde der kinematische Faktor von ^{16}O verwendet, rechts der von ^{50}V. Die den jeweiligen Isotopen zugehörigen Linien stehen dadurch im Diagramm vertikal. Die Projektionen entsprechender Linien sind schärfer als die Projektionen von Linien der anderen Isotope.

werden [24]. Der kinematische Faktor ist definiert als

$$\begin{aligned} K &= -\frac{1}{p}\frac{dp}{d\Theta} \\ &= \frac{\sqrt{M_P M_E E_P/E_E} \cdot sin\Theta}{M_E + M_R - \sqrt{M_P M_E E_P/E_E} \cdot cos\Theta}. \end{aligned}$$

Dabei bezeichnen P, E und R Projektil, Ejektil und Restkern. Θ ist der mittlere Streuwinkel. In Abb. 4.1 ist die Wirkung der Verschiebung beispielhaft dargestellt. Der kinematische Faktor kann mit dem Programm Kinema [25] relativistisch berechnet werden.

Der *y-offset* beschreibt die vertikale Abweichung des Teilchenstrahls vom Sollstrahl. Die Asymmetrie der Verteilung der y_d-Werte, also der vertikalen Position auf der Fokalebene, wird zur Bestimmung des *y-offsets* herangezogen. In Abb. 4.2 ist eine solche Verteilung dargestellt. Dieser *offset* wird für die Rückrechnung der Streuwinkel benötigt. Bei korrekter Bestimmung ist die φ-Verteilung um 0 mrad zentriert.

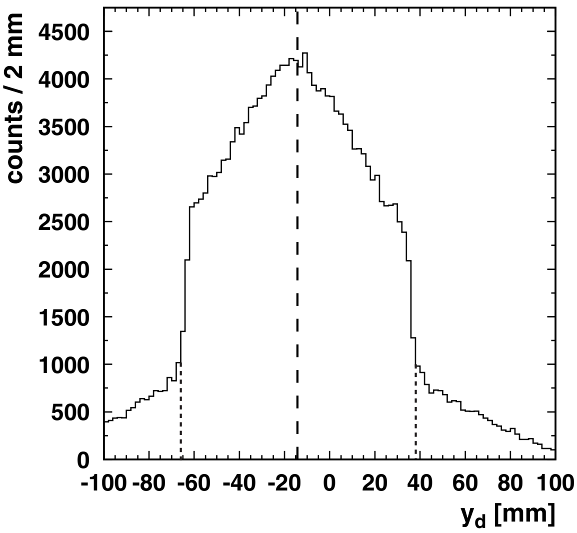


Abbildung 4.2: Die Verteilung der y_d-Werte der ^{51}V(d,d') Reaktion bei 21°. Die Verteilung ist nicht um 0 mm zentriert, sondern um den *y-offset*, welcher durch die gestrichelte Linie angedeutet wird. Die Ereignisse ausserhalb der gepunkteten Linien stellen Untergrund dar.

Das Dipolmagnetfeld wird den während der Messung gemachten Aufzeichnungen im Logbuch entnommen.

Bei Kenntnis aller Werte werden nun die Ereignisse analysiert und die physikalischen Detektorwerte in Hbook-Dateien [26] geschrieben, die mit dem Programm Paw++ [27] dargestellt werden können.

4.2 Die Anregungsspektren

Von allen *runs* lassen sich Verteilungen der Deuteronenenergie der Ejektile erzeugen. Bei Kenntnis der winkelabhängigen Maximalenergie lassen sich daraus Spektren der Anregungsenergie der Restkerne generieren. Einzelne Zustände können identifiziert und mit bekannten Zuständen aus der Literatur [28, 29, 30, 31, 32] verglichen werden. Diese Vergleiche sind in Abb. 4.3 und 4.4 zusammengestellt. Dabei wurde ^{50}V ausgelassen, da auf Grund der schon bei niedrigen Anregungsenergien einsetzenden hohen Zustandsdichte eine eindeutige Zustandszuweisung nicht möglich ist. In den Abb. 4.5-4.9 sind die Anregungsspektren der gemessenen Kerne bei ausgesuchten Laborwinkeln dargestellt. Besonders in Abb. 4.6 ist zu erkennen, wie die zu Zuständen leichter Kerne gehörenden *peaks* bei größeren Winkeln zu höheren Anregunsgenergien verschoben werden und auseinanderlaufen. Dies liegt an der Kinematik. Auf diese Weise können Verunreinigungen im Target erkannt und aufgrund der Energieverschiebung auch die Masse des verursachenden Kerns bestimmt werden.

4.3 Die Winkelverteilungen

Anhand der Spektren können die *peaks* der gesuchten Zustände identifiziert und integriert werden. Daraus berechnet sich der differenzielle Wirkungsquerschnitt wie folgt:

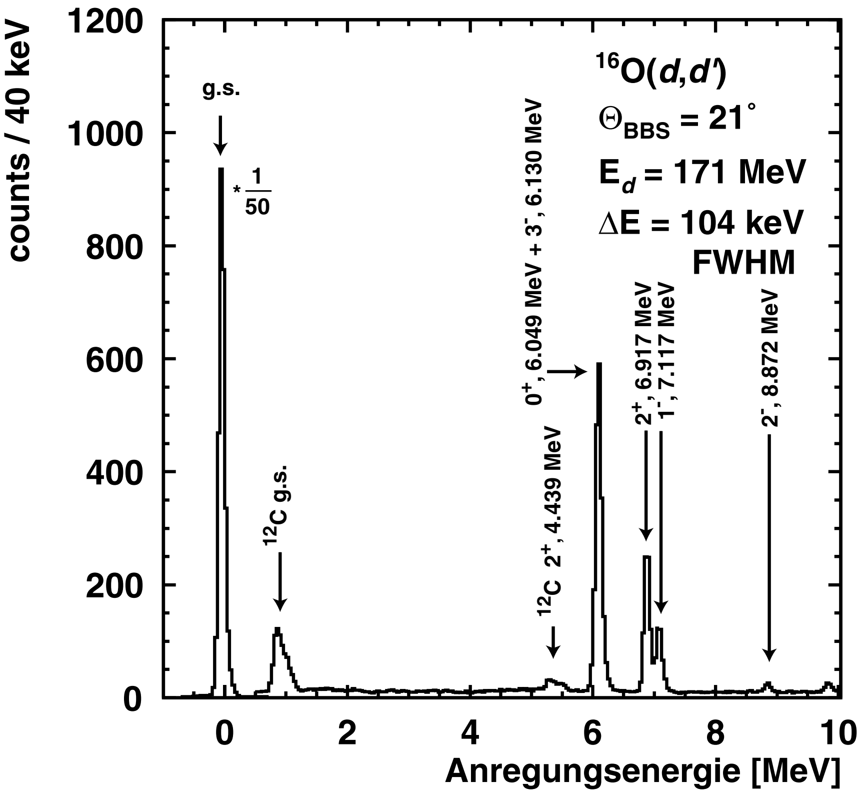
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = 0.266\frac{dN}{d\Omega[\mathrm{msr}]} \cdot \frac{1}{C_{eff} \cdot (1 - T_{tot}) \cdot Q_d[\mathrm{nC}]} \cdot \frac{M}{d[\mathrm{mg/cm^2}]}$$

Dabei bezeichnet C_{eff} die Detektor-Effizienz, T_{tot} die relative Totzeit, Q_d den integrierten Strahlstrom, d die effektive Massenbelegung des Targets und M die Molmasse des Isotops.

Der statistische Fehler des differenziellen Wirkungsquerschnitts ergibt sich aus dem statistischen Fehler der Ereignisanzahl N

$$\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \cdot \frac{\sqrt{N}}{N}.$$

Der systematische Fehler wird für die selbsttragenden Targets zu ungefähr 10% abgeschätzt, wobei der größte Anteil aus der Unsicherheit der Targetdickenbestimmung resultiert, aber auch Unsicherheiten in der Bestimmung



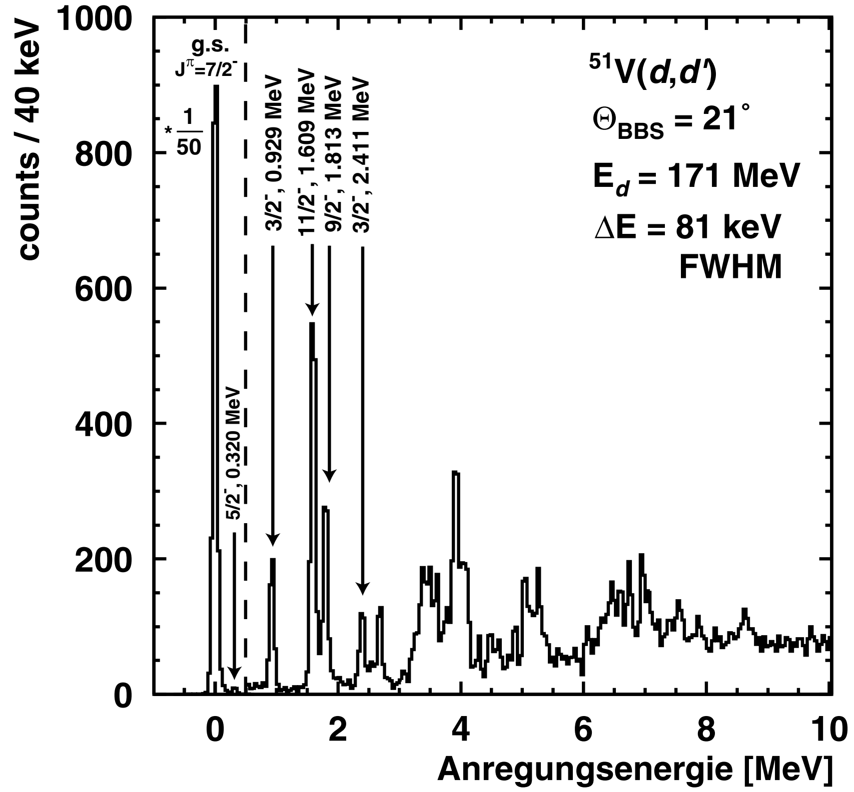


Abbildung 4.3: Spektren der Anregungsenergie von ^{16}O und ^{51}V. Der Übersichtlichkeit halber wurden die elastischen Linien um den Faktor 50 unterdrückt.

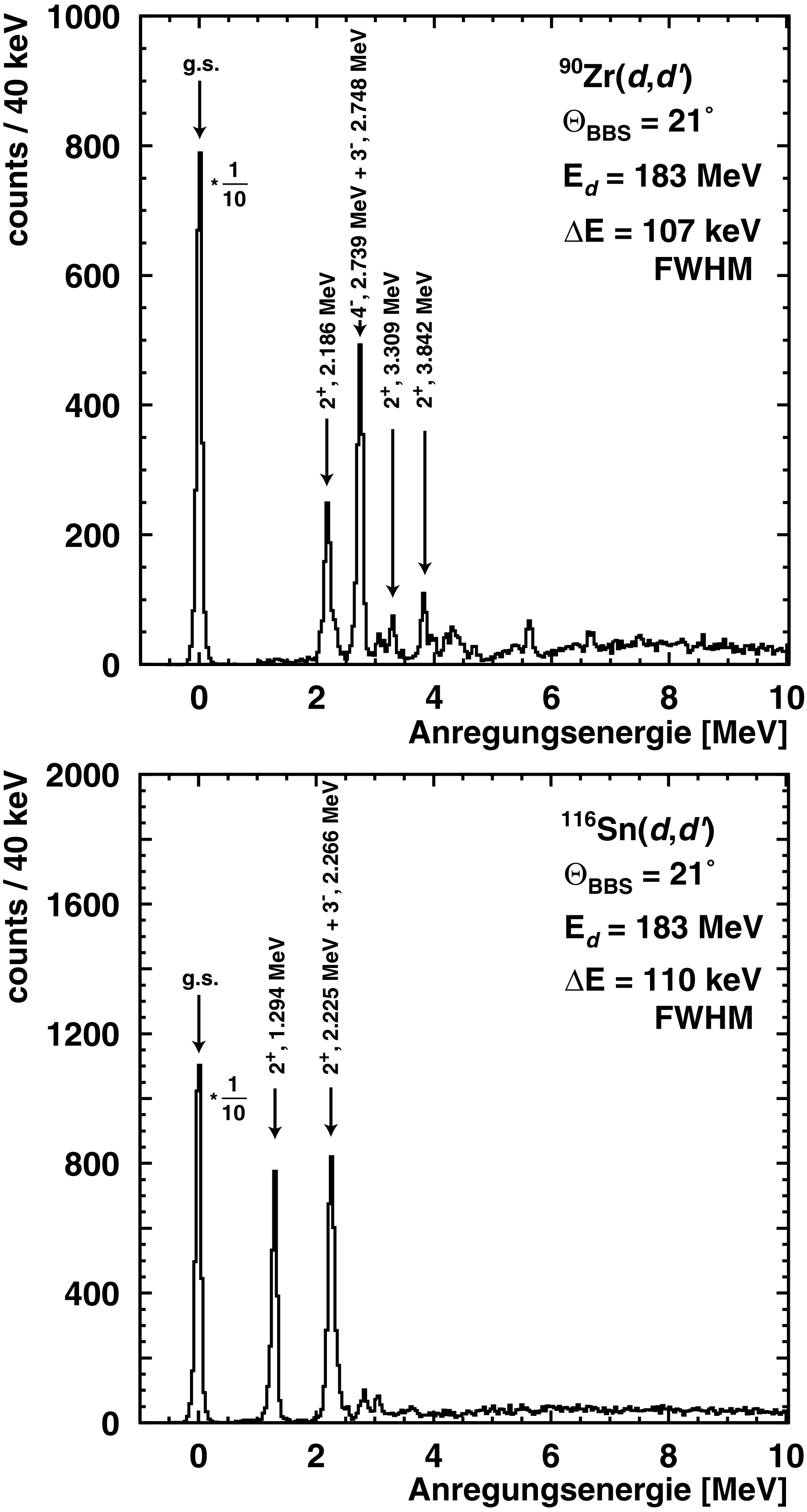


Abbildung 4.4: Spektren der Anregungsenergie von ^{90}Zr und ^{116}Sn. Der Übersichtlichkeit halber wurden die elastischen Linien um den Faktor 10 unterdrückt.

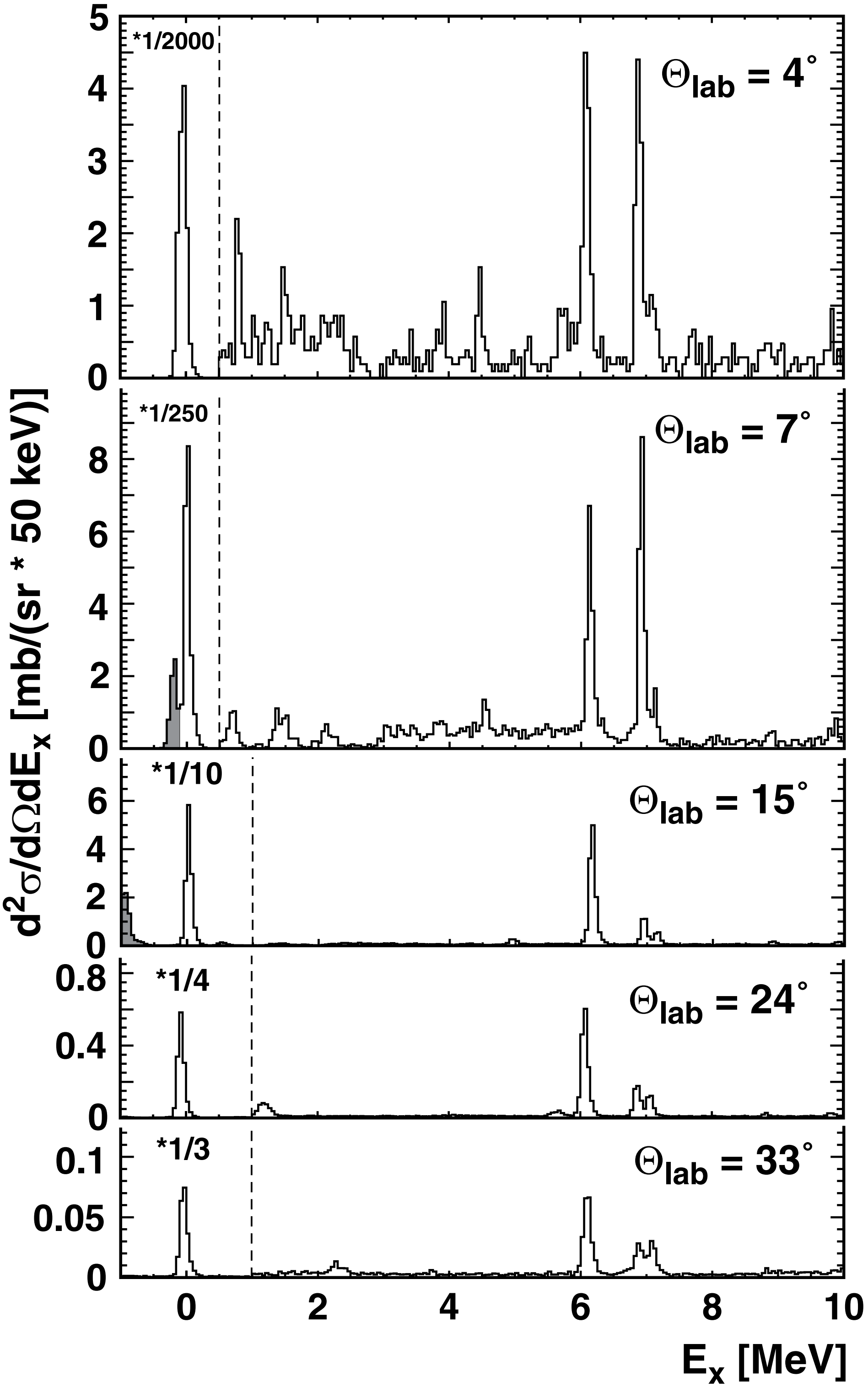


Abbildung 4.5: Spektren der Anregungsenergie von ^{16}O bei verschiedenen Laborwinkeln. Der Übersichtlichkeit halber wurde die elastische Linie um den jeweils angegebenen Faktor unterdrückt. Der grau unterlegte *peak* ist die elastische Linie von $^{50,51}V$.

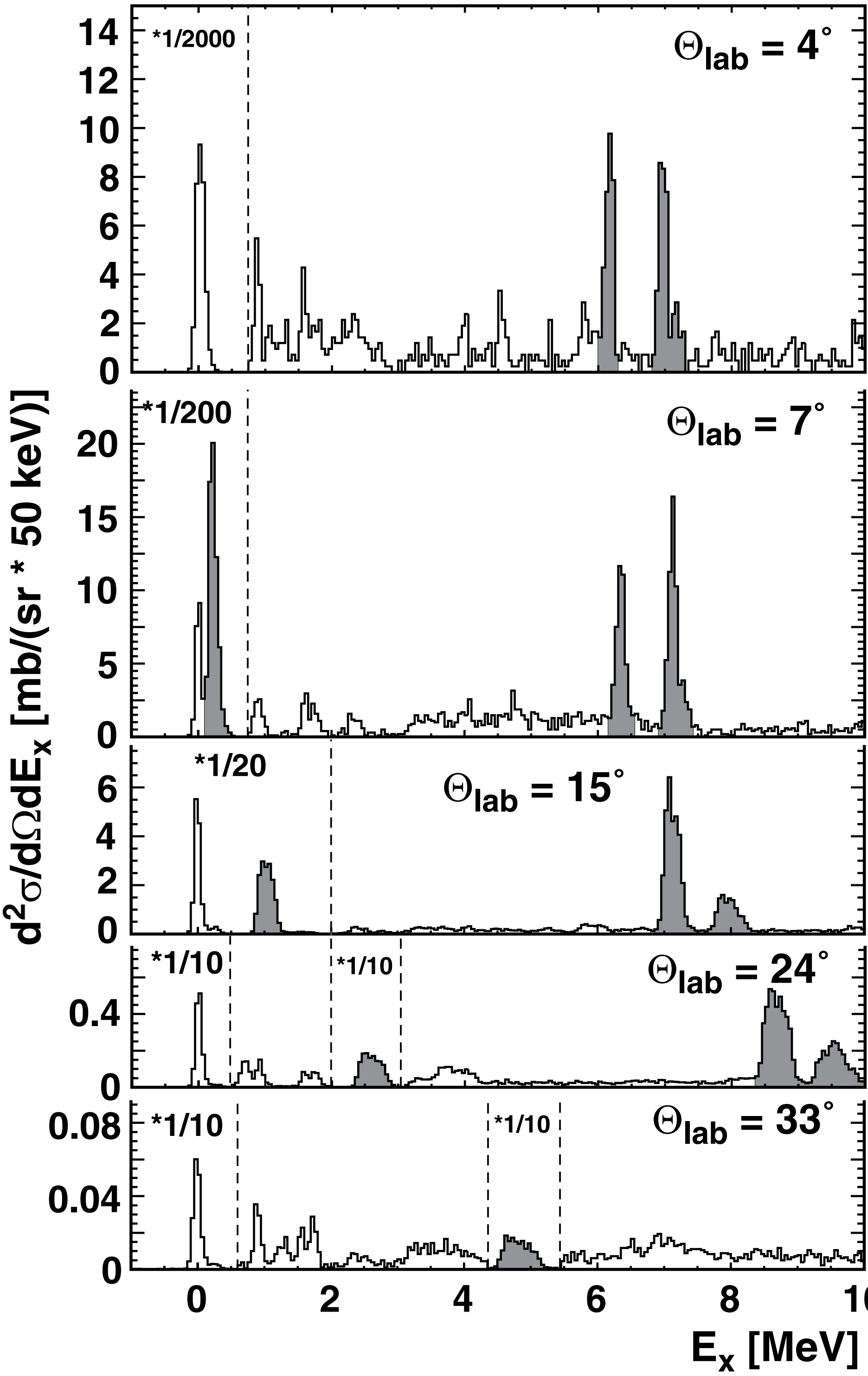


Abbildung 4.6: Spektren der Anregungsenergie von ^{50,51}V bei verschiedenen Laborwinkeln. Der Übersichtlichkeit halber wurden die elastischen Linien um den jeweils angegebenen Faktor unterdrückt. Die durch die ^{16}O-Beimischung verursachten *peaks* sind grau unterlegt. Bei 4° können die elastischen Linien nicht getrennt werden.

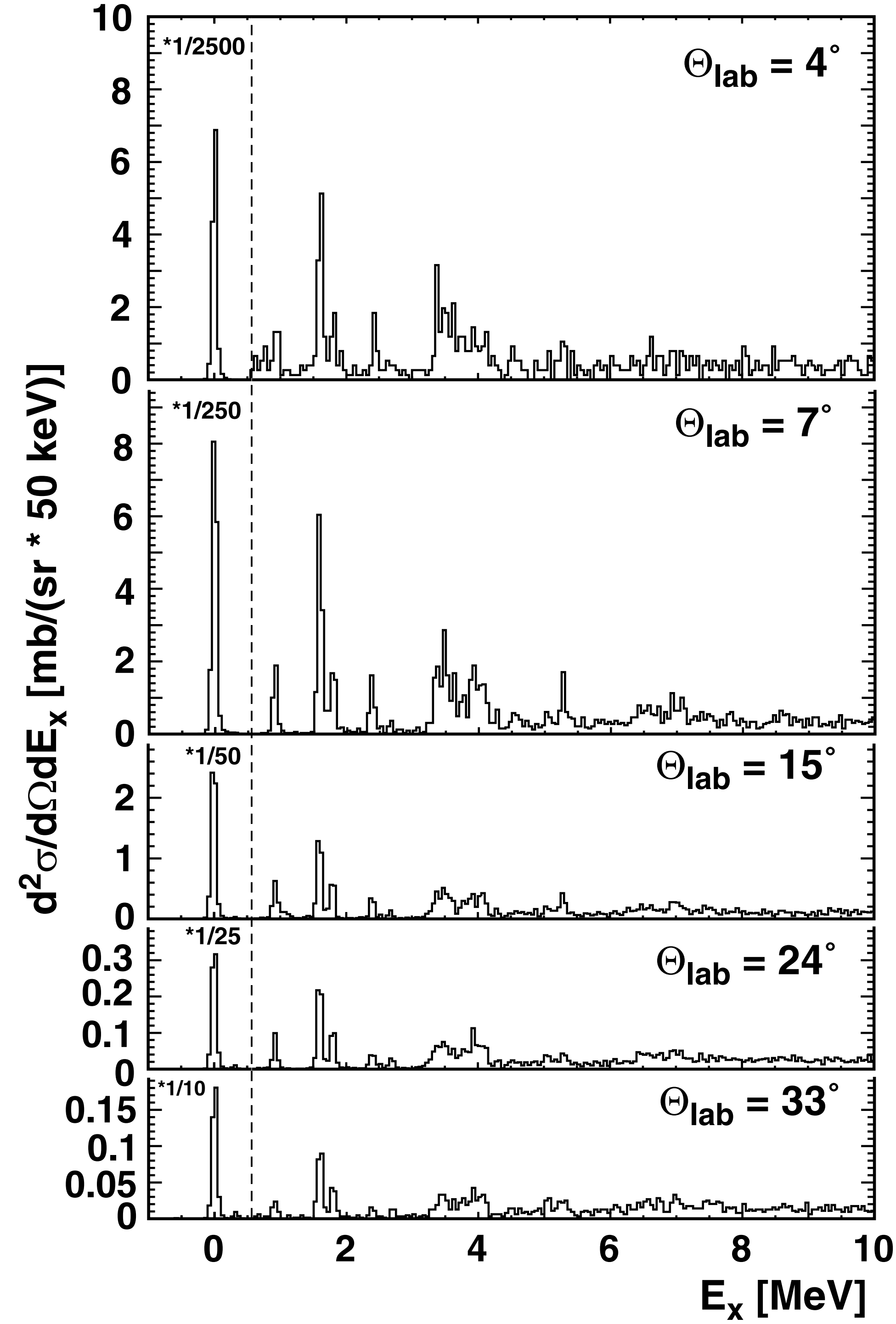


Abbildung 4.7: Spektren der Anregungsenergie von ^{51}V bei verschiedenen Laborwinkeln. Der Übersichtlichkeit halber wurde die elastische Linie um den jeweils angegebenen Faktor unterdrückt.

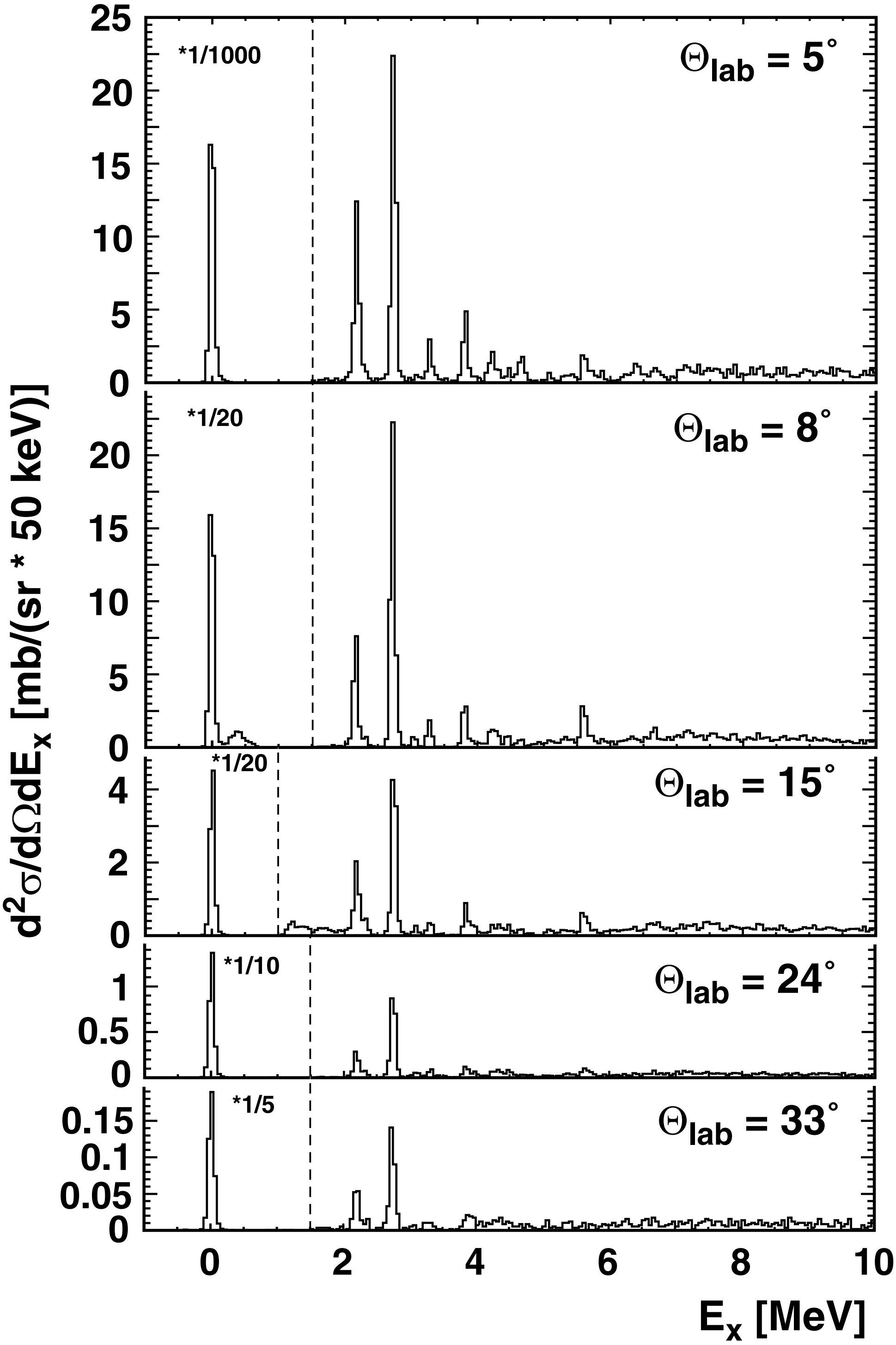


Abbildung 4.8: Spektren der Anregungsenergie von ^{90}Zr bei verschiedenen Laborwinkeln. Der Übersichtlichkeit halber wurde die elastische Linie um den jeweils angegebenen Faktor unterdrückt.

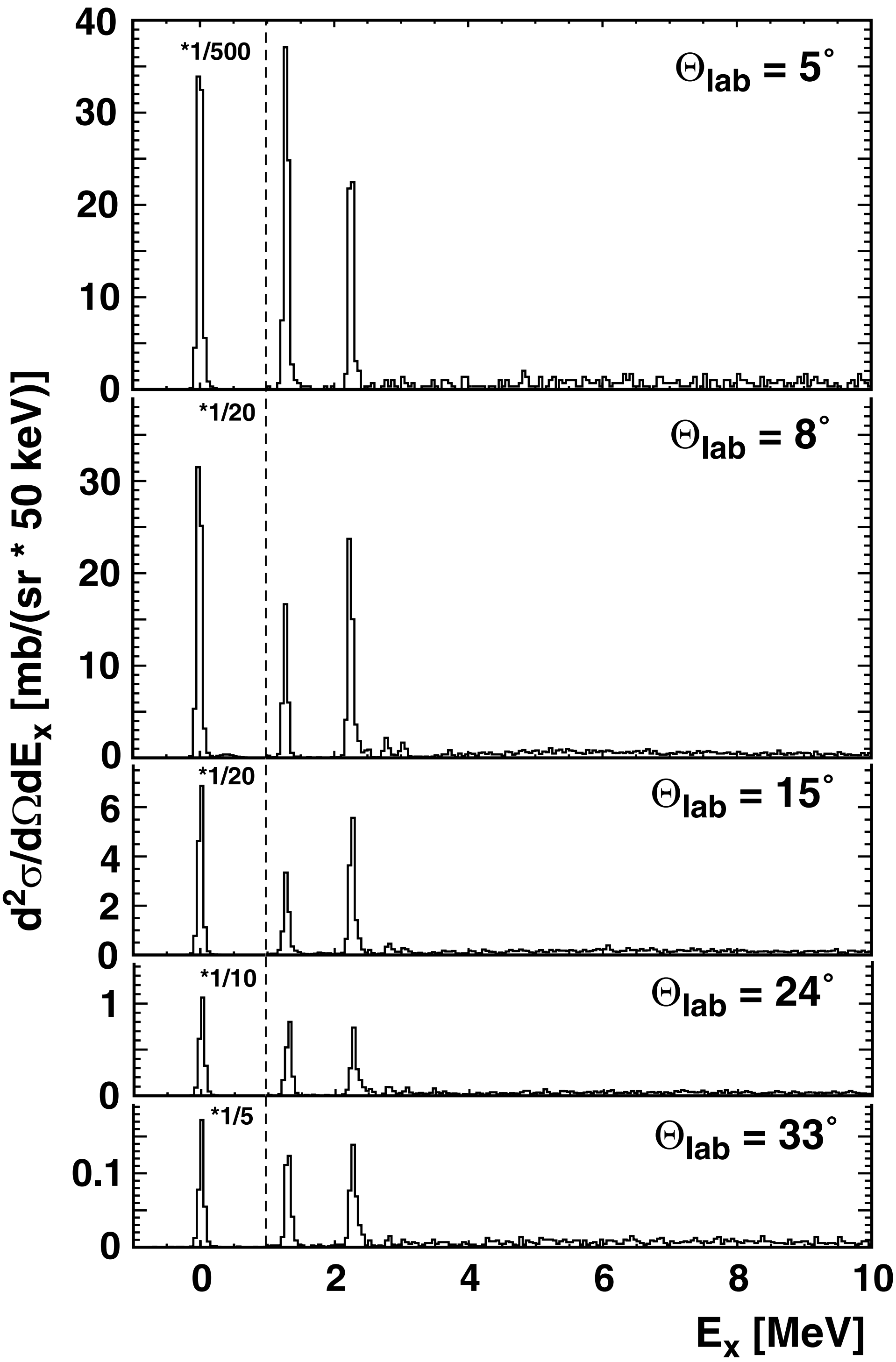


Abbildung 4.9: Spektren der Anregungsenergie von ^{116}Sn bei verschiedenen Laborwinkeln. Der Übersichtlichkeit halber wurde die elastische Linie um den jeweils angegebenen Faktor unterdrückt.

von Strahlstrom, Totzeit, Detektor-Effizienz u.a. werden berücksichtigt. Das gepresste Divanadiumpentoxid-Target hatte eine besonders große Unsicherheit der Targetdicke, was den systematischen Fehler für dieses Target auf 20% erhöht.

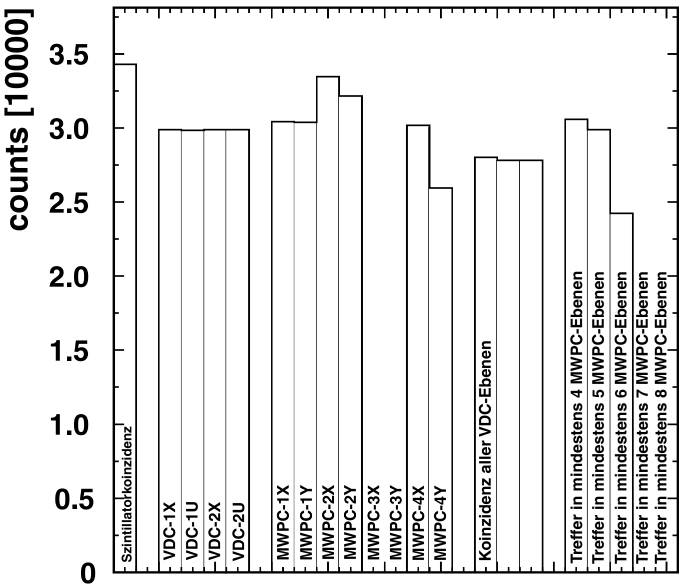


Abbildung 4.10: Das Histogramm der interpretierten Zählraten.

Die Detektor-Effizienz gibt das Verhältnis der detektierten zu analysierbaren Ereignissen an. Die erfolgreiche Analyse der Ereignisse erfordert einen Treffer in jeder VDC-Ebene. Die Effizienz der MWPCs wird dabei als Normierung verwendet. Es wird angenommen, das bei einem tatsächlichen Ereigniss Treffer in einer gewissen Anzahl vom MWPC-Ebenen vorliegt. Bei der Analyse wird ein Histogramm angelegt, welches die Zahl der Treffer in den verschiedenen Ebenen angibt. Ein solches Histogramm ist in Abb. 4.10 gezeigt. Das Verhältnis der Anzahl der Koinzidenzen aller VDC-Ebenen zur Trefferanzahl in mindestens 4 von 6 MWPC-Kammern gibt die Detektor-Effizienz an. Sind alle MWPC-Kammern aktiviert, so wird eine Koinzidenz von 6 der 8 Ebenen gefordert. Bei der Bestimmung der Detektor-Effizienz muss beachtet werden, dass bei Spektrometerwinkeln über 12° der Beam-Blocker BS1 in der Streukammer Neutronen in die MWPCs streut, ohne die VDCs zu treffen. Dies verfälscht die Effizienzbestimmung in Richtung kleinerer Effizienzen. Diese Effizienzverringerung nimmt bei größeren Winkeln zu, da zur Senkung der benötigten Messzeit der Strahlstrom höher eingestellt wird, was zur verstärkten Einstreuung von Neutronen führt. Will man die Effizienz korrekt bestimmen, muss man sich auf Winkel unterhalb von 12° beschränken. Der bei kleinen Winkeln verwendete Beam-Blocker BS2 befindet sich im Spektrometer (siehe Kap. 3), wodurch der

Isotop	Effizienz [%]	E_d [MeV]
^{16}O	95,6	171
^{50}V	95,6	171
^{51}V	95.6	171
^{90}Zr	91,9	183
^{116}Sn	91,9	183

Tabelle 4.1: Die Detektor-Effizienz bei den Messungen der verschiedenen Isotope.

Detektor von Neutronen dieses Beam-Blockers abgeschirmt wird. In Tab. 4.1 sind die Detektor-Effizienzen für die gemessenen Kerne angegeben.

Die Totzeit und die integrierte Ladung werden von der Datenaufnahmesoftware (FPPDAQ) automatisch aufgezeichnet und stehen nach der Analyse der Ereignisdateien ohne Weiteres zur Verfügung.

In einem weiteren Schritt werden die Raumwinkelelemente festgelegt. Abbildung 4.11 zeigt eine solche Einteilung. Die Binbreite in θ-Richtung beträgt in diesem Fall 0.5°. In ϕ-Richtung ist die Binbreite i. A. von Bin zu Bin verschieden. Die Begrenzung des Raumwinkelelements darf die Ereignisverteilung nicht verlassen, da sonst der Wirkungsquerschnitt fälschlich unterschätzt wird. Jedoch sollte man die Begrenzung auch nicht zu klein wählen, da sonst der relative statistische Fehler der resultierenden Wirkungsquerschnitte auf Grund der sinkenden Zahl von Ereignissen wächst.

Auf diese Weise werden für jeden Lauf die Größe der Raumwinkelelemente bestimmt und die in jedem Raumwinkelelement enthaltenen Ereignisse integriert, wobei nur die in dem gewünschten *peak* enthaltenen Ereignisse berücksichtigt werden. Unter Verwendung der für jeden Lauf unterschiedlichen Werte von Totzeit und Ladung sowie der Detektoreffizienz wird nun für jedes Streuwinkelelement der differenzielle Wirkungsquerschnitt ermittelt. Bei Targets mit Beimischungen müssen bei kleinen Winkeln evtl. die elastischen Peaks der verschiedenen Isotopensorten getrennt werden. Diese Trennung erfolgte unter Verwendung des Programms FIT [33] und ist in diesem Fall nur bei den ^{50}V- und ^{16}O-Daten erforderlich, da diese mit demselben Vanadiumoxidtarget gemessen wurden. In Abb. 4.12 ist ein solcher Fit beispielhaft für ein Winkelbin dargestellt. Zu sehen sind die gemessene Verteilung der Deuteronenenergie sowie die gaußförmigen Fits für die *peaks* von ^{16}O und ^{50,51}V und deren Summe. Die Skalierung der doppelt-differenziellen Wirkungsquerschnitte gilt in diesem Fall für ^{16}O.

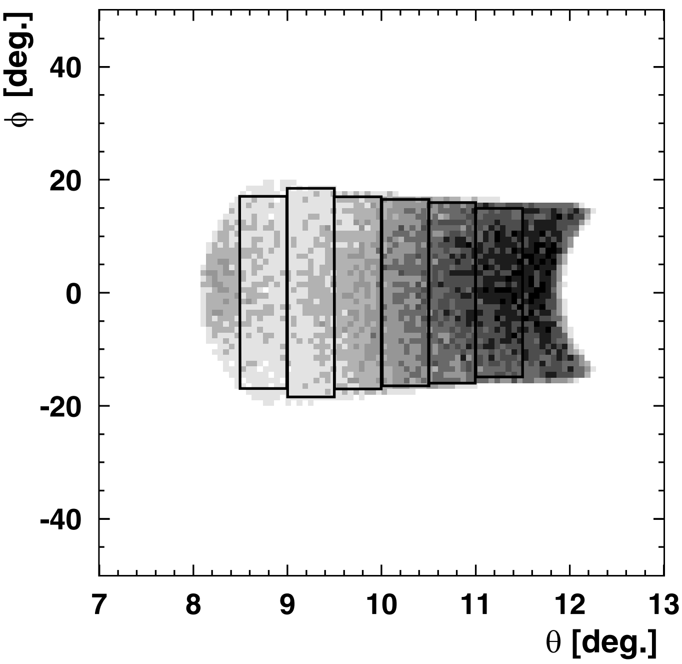


Abbildung 4.11: Die Streuwinkelverteilung ϕ gegen θ für die ^{51}V(d,d)-Reaktion bei einem Laborwinkel von 10°. Die schwarz umrandeten Rechtecke geben die für die Wirkungsquerschnittsbestimmung verwendeten Raumwinkelelemente wieder.

Der differenzielle Wirkungsquerschnitt von ^{50}V lässt sich aus den Ergebnissen des ^{50,51}V-Gemischs und des metallischen ^{51}V gewinnen. Da im Vanadiumoxid das Verhältnis von ^{50}V zu ^{51}V etwa 55:45 beträgt, gilt für den differenziellen Wirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^{50}V} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^{50,51}V} - 0.45 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{^{51}V}}{0.55}$$

Trägt man den differenziellen Wirkungsquerschnitt gegen den Streuwinkel im Massenschwerpunktssystem auf, so erhält man die Winkelverteilung des differenziellen Wirkungsquerschnitts. In den Abb. 4.13-4.17 sind diese Winkelverteilungen für die betrachteten Kerne dargestellt, wobei die Fehlerbalken nur den statistischen Fehler wiedergeben. Der systematische Fehler ist nicht dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass für die beiden schweren Isotope der Winkelbereich zwischen 9° und 14° aus Zeitmangel nicht gemessen wurde, da der Umbau des benötigten Beam-Blockers das Öffnen des Spektrometers erfordert (siehe Kap. 3). Diese Winkelverteilungen müssen nun von Modellrechnungen reproduziert werden. Dies wird im nächsten Kapitel beschrieben.

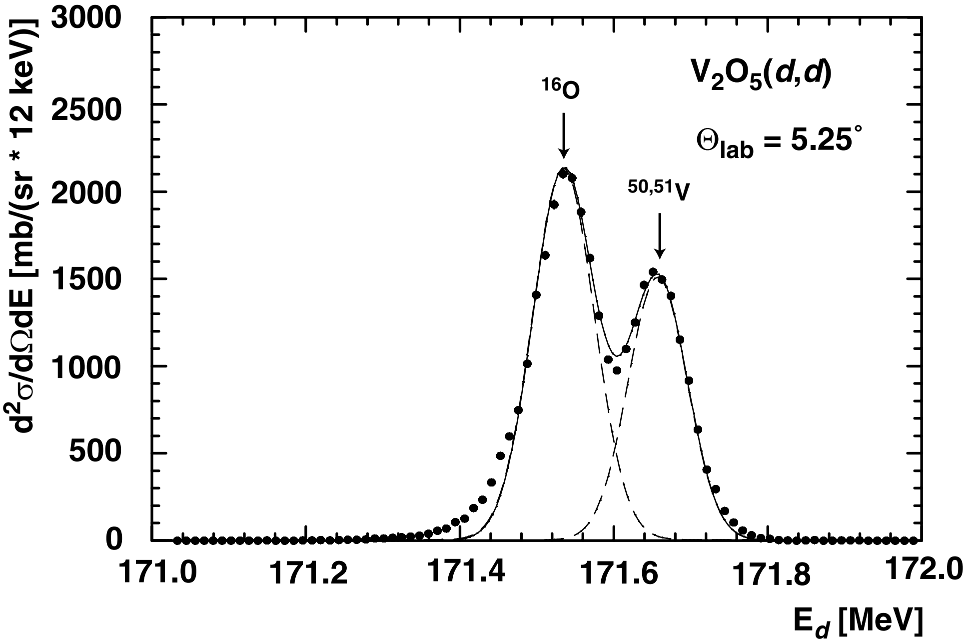


Abbildung 4.12: Ein Fit der sich überlappenden elastischen *peaks* von ^{16}O und ^{50,51}V bei einem Laborwinkel von 5.25°. Die gestrichelten Linien sind die einzelnen gaußförmigen Fits, die durchgezogene Linie deren Summe.

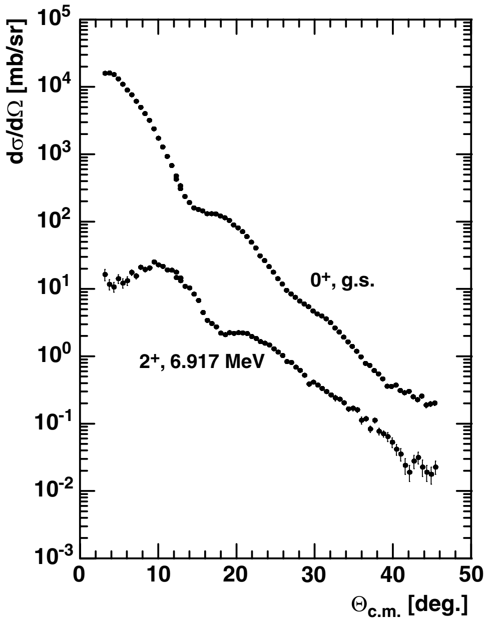


Abbildung 4.13: Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts für elastische (oben) und inelastische (unten) Deuteronenstreuung an ^{16}O.

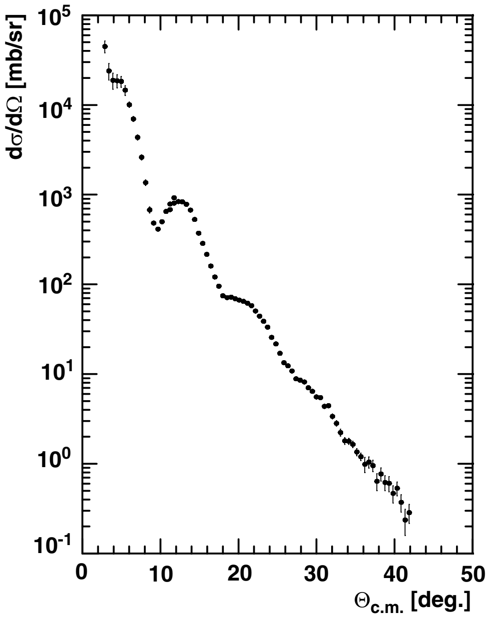


Abbildung 4.14: Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts für elastische Deuteronenstreuung an ^{50}V.

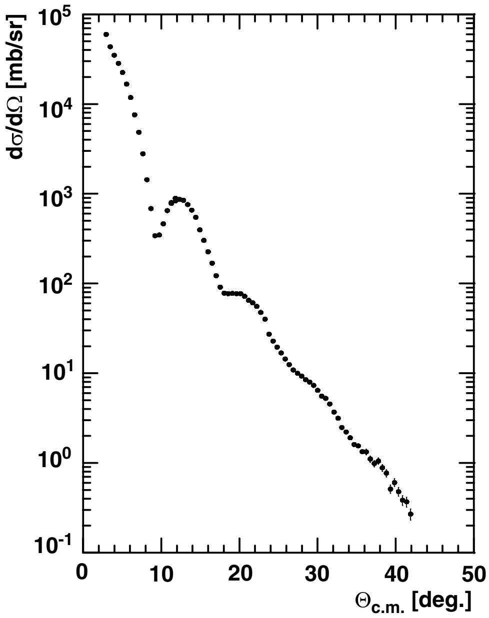


Abbildung 4.15: Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts für elastische Deuteronenstreuung an ^{51}V.

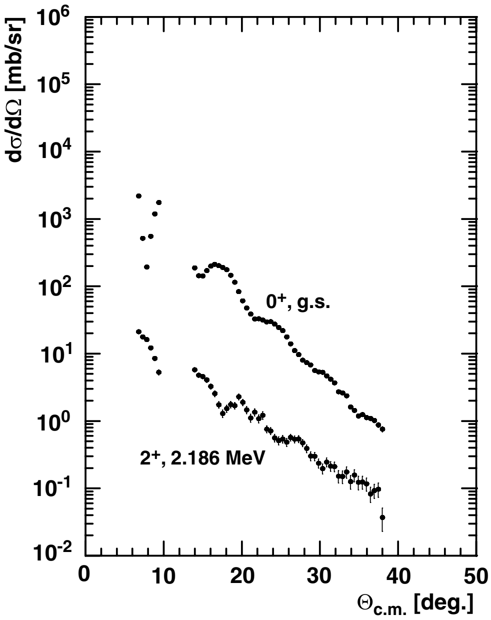


Abbildung 4.16: Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts für elastische (oben) und inelastische (unten) Deuteronenstreuung an ^{90}Zr.

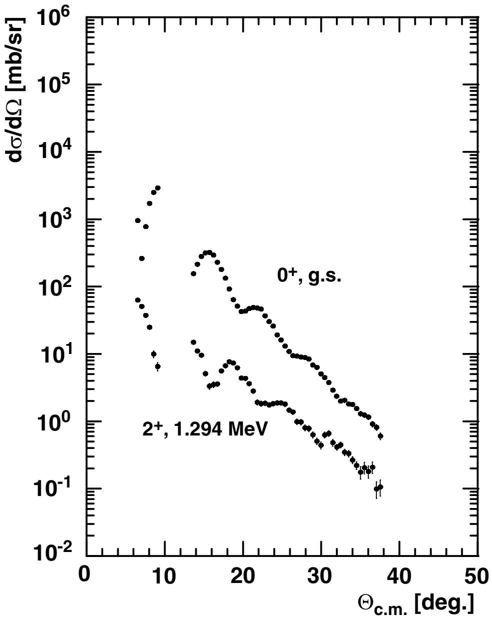


Abbildung 4.17: Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts für elastische (oben) und inelastische (unten) Deuteronenstreuung an ^{116}Sn.

Kapitel 5

Parameter des Optischen Modells

Die experimentell ermittelten Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts werden nun mit Modellrechnungen verglichen. Diese Rechnungen werden mit dem Programm ECIS97 [34] ausgeführt, in welchem die Methode der gekoppelten Kanäle implementiert ist. Die Parameter des Optischen Potenzials, welche aus vier Potenzialtiefen und sechs geometrischen Parametern bestehen, werden für jedes Isotop gesucht. Als Parameter-Startwerte dieser Suche, die im Folgenden ausführlich erläutert werden soll, finden globale Optische Potenziale Verwendung, die auf die vorliegenden Werte für Energie und Massenzahl extrapoliert wurden.

5.1 Die globalen Optischen Potenziale

Um bei der Suche nach geeigneten Parametern des Optischen Potenzials zu physikalisch sinnvollen Parametersätzen zu gelangen, ist es sinnvoll, als Startpunkte der Suche Vorraussagen globaler Potenziale zu verwenden. Diese werden bei vielen Energien und Massen ermittelt und sind daher in einem weiten Bereich gültig. Es existieren zwei globale Optische Potenziale für Deuteronenstreuung bei mittleren Energien. Daehnick *et al.* [35] verwendeten Datensätze mit Massenzahlen von 27 bis 238 und Einschussenergien von 11.8 bis 90 MeV. Die ermittelten Parameter hatten folgende Form:

$$
\begin{aligned}
V_0 &= 88,5 - 0.26E + 0.88ZA^{-1/3}\ MeV \\
r_0 &= 1.17\ fm \\
a_0 &= 0.717 + 0.0012E\ fm \\
W_S &= (12 + 0.031E)(1 - e^{\beta})\ MeV \\
W_D &= (12 + 0.031E)e^{\beta}\ MeV \\
r_I &= 1.376 - 0.01\sqrt{E}\ fm \\
a_I &= 0.52 + 0.07A^{1/3} - 0.04\sum_i e^{-\mu_i}\ fm \\
V_{LS} &= 7.20 - 0.032E\ MeV \\
r_{LS} &= 1.07\ fm \\
a_{LS} &= 0.66\ fm \\
\beta &= -(E/100)^2 \\
\mu_i &= [(M_i - N)/2]^2
\end{aligned}
$$

Dabei bezeichnet A die Massenzahl, Z die Protonen- und N die Neutronenzahl, E ist die Einschussenergie in MeV und M_i steht für die Magischen Zahlen (8, 20, 28, 50, 82, 126). Die Variable μ_i dient der Modellierung einer Absenkung von a_I bei Abschlüssen der Neutronenschalen. Auffällig ist, dass nur V_0 und a_I überhaupt von A abhängen. Alle anderen Parameter sind Konstanten oder Funktionen der Einschussenergie E.

Für das von Bojowald *et al.* [36] ermittelte Potenzial wurden Datensätze mit Massenzahlen von 27 bis 208 bei Einschussenergien von 58.7 und 85 MeV verwendet. Die resultierende Parametervorschrift lautet:

$$
\begin{aligned}
V_0 &= 81.32 + 1.43ZA^{-1/3} - 0.24E\ MeV \\
r_0 &= 1.18\ fm \\
a_0 &= 0.636 + 0.035A^{1/3}\ fm \\
W_S &= 0.132(E - 45)MeV, E \geq 45\ MeV \\
W_D &= 7.80 + 1.04A^{1/3} - 0.712W_S\ MeV \\
r_I &= 1.27\ fm \\
a_I &= 0.768 + 0.021A^{1/3}\ fm \\
V_{LS} &= 6\ MeV \\
r_{LS} &= a_{LS} = 0.78 + 0.038A^{1/3}\ fm
\end{aligned}
$$

Hier sind r_0, r_I und V_{LS} Konstanten, während alle anderen Parameter von A abhängen. Die Energieabhängigkeit ist hier auf V_0, W_S und W_D beschränkt.

Es ist zu beachten, dass beide Potenziale für Einschussenergien unter 100 MeV ermittelt wurden und daher für die hier verwendeten Energien von 171 bzw. 183 MeV nur bedingt Gültigkeit besitzen. Es werden Extrapolationen auf diese Energien verwendet. Aufgrund der Unterschiede in den Parametervorschriften der beiden globalen Potenziale ergeben sich für jeden Kern zwei unterschiedliche Startpunkte. Diese werden im Folgenden durch die Bezeichner D und B unterschieden.

Als alternative Startpunkte kämen auch Parametersätze in Frage, die für ähnliche Kerne bei ähnlichen Einschussenergien ermittelt wurden. Aus Gründen der Systematik ist aber auf ein solches Vorgehen verzichtet worden.

5.2 Die Suchmethode

Mit Hilfe eines geeigneten Suchalgorithmus, welcher im Nachfolgenden beschrieben wird, sollen für jeden Kern Parametersätze gefunden werden, welche die Größe

$$\chi^2 = \sum_i^N \left(\frac{\sigma^{th} - \sigma_i^{exp}}{\Delta\sigma_i^{exp}} \right)^2$$

minimieren. Ein experimenteller Datenpunkt wird durch $\sigma_i^{exp} \pm \Delta\sigma_i^{exp}$ bezeichnet, wobei $\Delta\sigma_i^{exp}$ den statistischen und systematischen Fehler dieses Datenpunktes beinhaltet. Die Summe läuft über alle Datenpunkte.

Eine Maßnahme zur Einschränkung von Mehrdeutigkeiten ist die Verwendung der experimentellen Ergebnisse für inelastische Streuung in den ersten angeregten $J^\pi = 2^+$-Zustand. Es gibt weniger Parametersätze, die sowohl die elastische als auch die inelastische Streuung korrekt beschreiben. Die Einbeziehung weiterer inelastischer Zustände würde diese Zahl noch weiter einschränken, jedoch steht diesem Vorhaben die zusätzliche Rechendauer im Wege, welche quadratisch mit der Anzahl der explizit berechneten Zustände ansteigt. Zusätzlich zu den Parametern des Optischen Modells wird der Deformationsparameter β der angeregten Zustände, welcher quadratisch in die Größe des differenziellen Wirkungsquerschnitts eingeht, mitgefittet. Ausgehend von einem Startwert, welcher der Literatur entnommen ist, wird jeder Deformationsparameter um bis zu 10% variiert, um die Genauigkeit der Anpassung zu verbessern. Diese Maßnahmen können nur für solche Kerne ausgeführt werden, deren angeregte Zustände durch kollektive Modelle zu beschreiben sind. Dies ist nur für die gg-Kerne der Fall. Für die Vanadium-Isotope, für die das nicht zutrifft, können deshalb keine angeregten Zustände berücksichtigt werden.

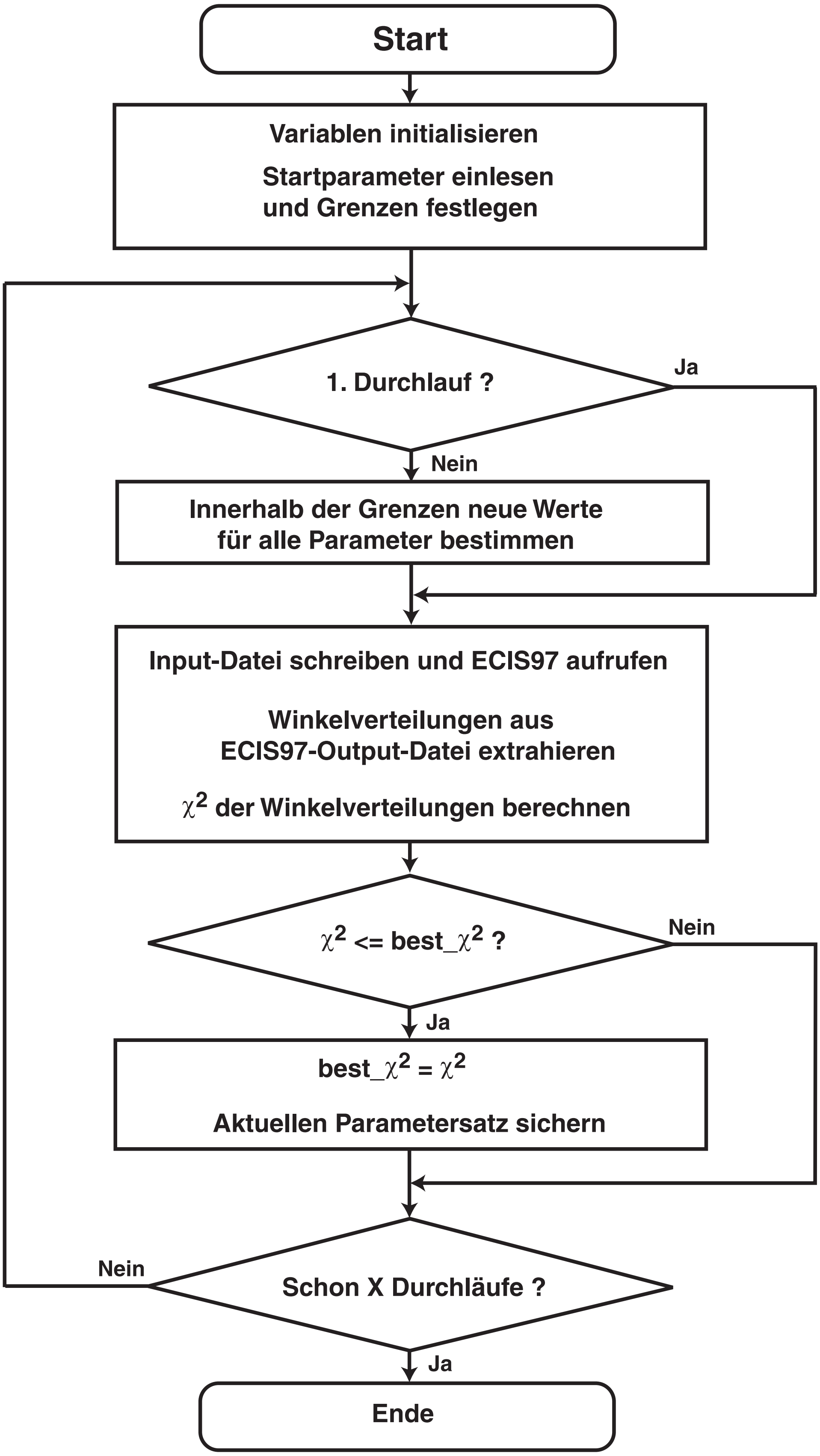


Abbildung 5.1: Flussdiagramm des Monte-Carlo-Fitalgorithmus.

Die systematische Überprüfung des Parameterraums ist zeitaufwändig, da bei einer Einteilung des Wertebereichs jedes Parameters in z.B. 10 Punkte eine Überprüfung von 10^{11} Parameterkoordinaten durchgeführt werden müsste, was bei einer Rechnerleistung von ca. 70000 Punkten/Tag ungefähr 4000 Jahre dauern würde. Bei einer Reduktion auf 4 Punkte pro Koordinate wäre dies zwar schon in 60 Tagen zu schaffen, aber eine so grobe Einteilung wäre zu ungenau. Aus diesem Grund wird zur Parametersuche eine Monte-Carlo-Prozedur verwendet. Dabei wird eine endliche Anzahl zufällig ausgewählter Parametersätze bezüglich ihrer Übereinstimmung mit den experimentellen Daten verglichen. Mit hoher Wahrscheinlichkeit befinden sich einer oder mehrere dieser Parametersätze in einem Minimum bezüglich χ^2. So können innerhalb kurzer Zeit Parametersätze ermittelt werden, die zur Beschreibung der untersuchten Kerne geeignet sind.

Jeder Suchvorgang besteht nun aus zwei Schritten:

Im ersten Schritt, dem eigentlichen Monte-Carlo-Schritt, werden zufällig aus dem Parameterraum ausgewählte Koordinaten auf ihre Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, also auf ihr χ^2, überprüft. Ein Flussdiagramm dieser Prozedur zeigt Abb. 5.2. Zuerst werden die Startwerte aus einer Datei eingelesen und die Grenzen des Parameterraums festgelegt. Anschließend wird in einer Schleife die eigentliche Auswertung ausgeführt. Dazu wird bis auf den ersten Durchlauf ein neuer Parametersatz zufällig innerhalb der Grenzen ausgewählt, eine Eingabe-Datei für den ECIS97-Code geschrieben, dann dieser Code ausgeführt und das Ergebnis der Berechnung aus der Ausgabedatei extrahiert. Anschließend wird für jeden berücksichtigten Zustand das χ^2 der berechneten Winkelverteilung mit den entsprechenden experimentellen Ergebnissen berechnet und addiert. Ist die resultierende Übereinstimmung besser als die bisher gefundene beste Übereinstimmung, so wird der aktuelle Parametersatz gespeichert und das aktuelle χ^2 gilt nun als Vergleichswert. Nach einer festgesetzten Anzahl von Schleifendurchläufen wird der Prozess beendet und der Parametersatz mit der besten gefundenen Übereinstimmung liegt vor. Dieser Parametersatz wird nun als Startpunkt für einen zweiten Schritt verwendet.

In diesem Schritt wird jeder Parameter in Richtung kleineren χ^2 hin verändert. Dazu wird erst in positiver, dann in negativer Richtung der Parameter sukzessive um die gewählte Schrittweite verändert, bis das χ^2 grösser als das vorhergehende ist, oder die Grenzen des Parameterraums verlassen werden. Dann ist der nächste Parameter an der Reihe. Sind alle Parameter so in ein Minimum geführt worden, beginnt die Prozedur wieder beim ersten Parameter. Ist bei einem Durchgang für keinen der Parameter eine Veränderung nötig gewesen, befindet sich der gesamte Parametersatz in einem Minimum und der Prozess terminiert. Diese als Approximationsschritt bezeichnete Prozedur soll sicherstellen, dass ein im ersten Schritt nur gestreiftes Minimum auch tatsächlich

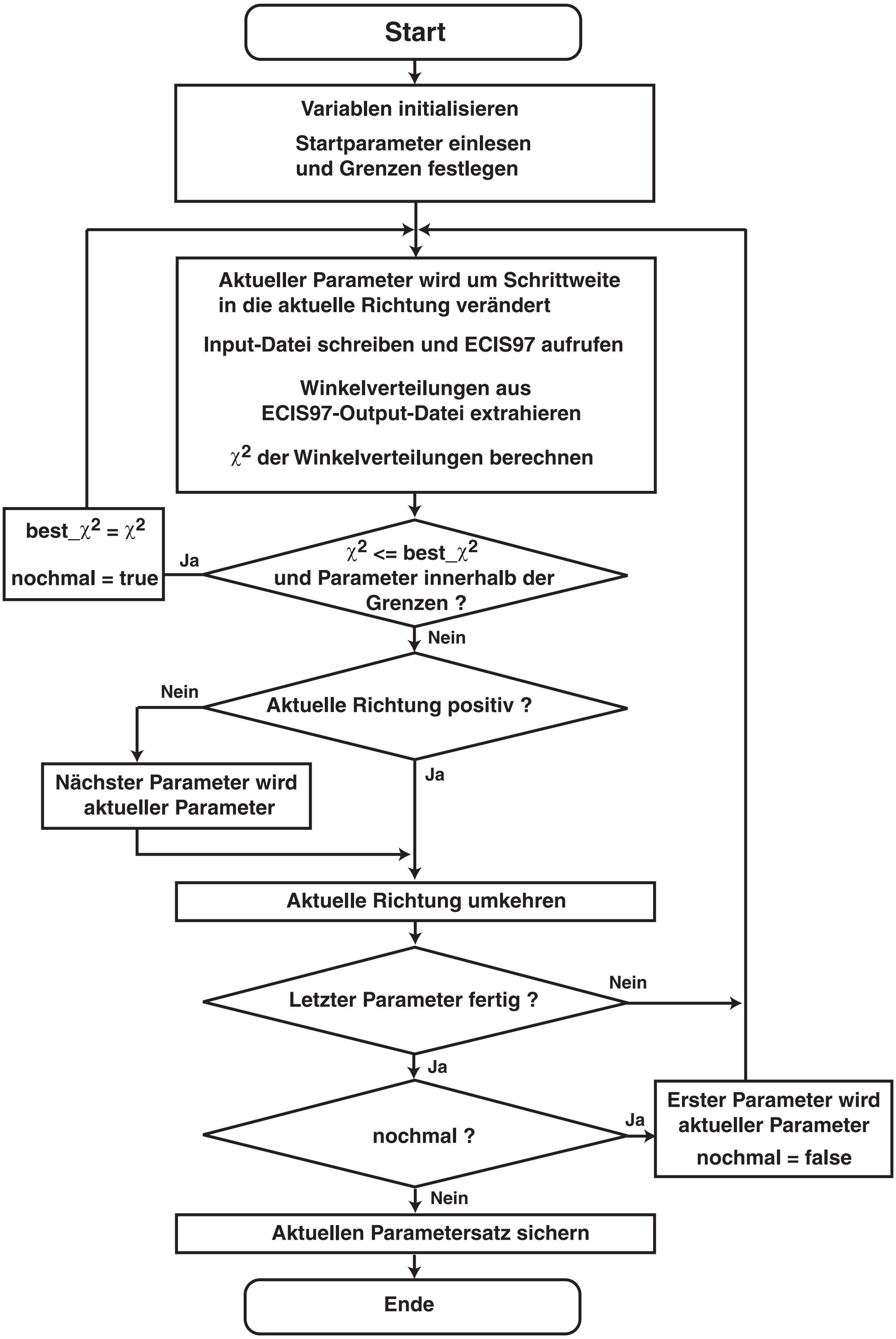


Abbildung 5.2: Flussdiagramm des Approximations-Fitalgorithmus.

Isotop	Modell	Deform. (Fit)	Deform. (Lit.)	Quelle
^{16}O	R	0.22	0.250	[37]
^{90}Zr	V	0.08	0.087	[38]
^{116}Sn	V	0.11	0.130	[39]

Tabelle 5.1: Kollektive Anregungsmodelle und Deformationsparameter der tiefstliegenden 2^+-Zustände der untersuchten Kerne. R steht für das Rotationsmodell, V für das Vibrationsmodell.

erreicht wird. Ein entsprechendes Flussdiagramm ist in Abb. 5.2 dargestellt.

Für jeden Startpunkt wird nun ein erster Suchvorgang durchgeführt, bei dem die elastische und inelastische Streuung berücksichtigt werden. Ausnahmen bilden die Potenzialtiefe des Spin-Orbit-Terms V_{LS} sowie bei Startpunkten des globalen Potenzials von Bojowald *et al.* die Potenzialtiefe der Oberflächenabsorption W_D. Für diese Parameter werden beim ersten Durchlauf feste Grenzen gesetzt, um akzeptable Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten erzielen zu können. Der beste Parametersatz dieses Suchvorgangs wird nach Herkunft des Startpunktes mit BC-fit bzw. DC-fit bezeichnet und als Startpunkt eines zweiten Suchvorgangs verwendet. In Tab. 5.1 sind die für die gg-Kerne verwendeten kollektiven Kernmodelle sowie die besten Deformationsparameter des ersten 2^+-Zustands aufgelistet.

Im zweiten Suchvorgang wird nur noch der Datensatz für die elastische Streuung berücksichtigt. Da der durch den Imaginäranteil beschriebene allgemeine Absorptionskanal nun auch die vorher explizit berechneten inelastischen Kanäle enthält, werden sich dessen Parameter geändert haben. Sie werden weiterhin variiert, wohingegen die Parameter des Realteils festgehalten werden. Auch der Deformationsparameter wird nicht weiter variiert, da er ohne explizite Behandlung inelastischer Kanäle keinen Einfluss auf die elastische Winkelverteilung hat. Der beste Parametersatz dieses zweiten Suchvorgangs wird nun mit B-fit bzw. D-fit bezeichnet.

Für die Vanadium-Isotope, deren angeregten Zustände Ein-Teilchen-Zustände sind und nicht durch einfache kollektive Kernmodelle beschrieben werden, läuft der Vorgang etwas anders ab. Es wird im ersten Suchvorgang nur der elastische Wirkungsquerschnitt berücksichtigt. Außerdem fällt der zweite Suchvorgang weg, da ja der allgemeine Reaktionskanal nicht um die explizit betrachteten inelastischen Reaktionskanäle erweitert wird.

Es wurden für alle Kerne verbesserte Parametersätze gefunden, welche den Verlauf der Winkelverteilung besser als die extrapolierten Optischen Potenzia-

	Target	V_0	r_0	a_0	W_S	W_D	r_I	a_I	V_{LS}	r_{LS}	a_{LS}	$J_R/2A$	$J_I/2A$	$J_{LS}/2A$	σ_R	χ^2/N
		[MeV]	[fm]	[fm]	[MeV]	[MeV]	[fm]	[fm]	[MeV]	[fm]	[fm]		[MeV fm^3]		[mb]	
D	^{16}O	47.50	1.170	0.923	16.39	0.92	1.245	0.620	1.72	1.070	0.660	314	102	3.7	462	2.18
D-fit	^{16}O	45.70	1.218	0.869	16.23	0.77	1.421	0.687	4.78	1.016	0.770	310	145	9.7	623	0.32
DC-fit	^{16}O	45.70	1.218	0.869	18.02	0.87	1.375	0.723	4.78	1.016	0.770	310	154	9.7	643	0.66[1]
B	^{16}O	44.76	1.180	0.724	16.67	0.00[2]	1.270	0.821	6.00	0.876	0.876	244	118	11	557	4.67
B-fit	^{16}O	44.86	1.222	0.816	16.39	0.75	1.345	0.855	6.91	0.925	0.967	291	150	13	671	0.33
BC-fit	^{16}O	44.86	1.222	0.816	18.21	0.70	1.273	0.921	6.91	0.925	0.967	291	156	13	701	0.44[1]
D	^{50}V	49.47	1.170	0.923	16.39	0.92	1.245	0.747	1.72	1.070	0.660	241	92	1.7	1010	1.29
D-fit	^{50}V	49.00	1.218	0.844	15.99	1.04	1.360	0.694	3.41	1.066	0.758	250	110	3.4	1123	0.34
B	^{50}V	49.15	1.180	0.765	16.67	0.00[2]	1.270	0.845	6.00	0.920	0.920	221	95	5.2	1066	8.29
B-fit	^{50}V	48.08	1.224	0.802	15.66	0.26	1.309	0.910	2.68	0.913	0.843	242	103	2.3	1173	0.38
D	^{51}V	49.43	1.170	0.923	16.39	0.92	1.245	0.740	1.72	1.070	0.660	240	91	1.7	1016	7.48
D-fit	^{51}V	49.00	1.225	0.819	15.99	1.04	1.373	0.701	3.42	1.113	0.754	249	113	3.5	1159	0.35
B	^{51}V	49.09	1.180	0.766	16.67	0.00[2]	1.270	0.846	6.00	0.921	0.921	220	94	5.1	1079	25.96
B-fit	^{51}V	48.08	1.233	0.770	15.66	0.32	1.321	0.916	2.67	0.909	0.927	242	106	2.2	1215	0.44
D	^{90}Zr	48.77	1.170	0.937	17.05	0.62	1.241	0.794	1.34	1.070	0.660	215	86	0.9	1426	15.82
D-fit	^{90}Zr	47.28	1.212	0.809	14.50	0.58	1.320	0.744	2.94	1.145	0.791	215	85	2.1	1456	1.11
DC-fit	^{90}Zr	47.28	1.212	0.809	15.92	0.58	1.279	0.823	2.94	1.145	0.791	215	89	2.1	1497	1.18[1]
B	^{90}Zr	50.16	1.180	0.793	18.22	0.00[2]	1.270	0.862	6.00	0.950	0.950	211	96	3.6	1528	6.10
B-fit	^{90}Zr	45.72	1.215	0.786	16.36	0.20	1.294	0.809	4.41	1.118	0.986	207	90	3.1	1489	0.84
BC-fit	^{90}Zr	45.72	1.215	0.786	17.19	0.50	1.261	0.839	4.41	1.118	0.986	207	92	3.1	1506	0.95[1]
D	^{116}Sn	49.94	1.170	0.937	17.05	0.62	1.241	0.861	1.34	1.070	0.660	212	86	0.8	1718	9.37
D-fit	^{116}Sn	52.99	1.186	0.802	15.46	0.14	1.355	0.807	2.79	1.052	0.784	221	94	1.6	1822	0.94
DC-fit	^{116}Sn	52.99	1.186	0.802	16.38	0.13	1.332	0.854	2.79	1.052	0.784	221	96	1.6	1857	1.08[1]
B	^{116}Sn	56.75	1.180	0.807	18.22	0.00[2]	1.270	0.870	6.00	0.965	0.965	233	93	3.1	1778	120.58
B-fit	^{116}Sn	52.62	1.179	0.802	15.88	0.17	1.339	0.814	5.36	0.901	1.130	215	94	2.6	1808	0.70
BC-fit	^{116}Sn	52.62	1.179	0.802	17.02	0.18	1.313	0.858	5.36	0.901	1.130	215	96	2.6	1839	1.00[1]

[1] Diese Werte enthalten die elastischen und die inelastischen Datensätze.
[2] Das globale Potenzial von Bojowald ergibt einen negativen Wert.

Tabelle 5.2: Die ermittelten Parameter des Optischen Potenzials, dazu Volumenintegrale für den zentralen, den imaginären und den Spin-Orbit-Teil des Optischen Potenzials, der totale Wirkungsquerschnitt σ_R, der mit dem Ecis97-Code berechnet wurde, und das relative χ^2 des jeweiligen Parametersatzes.

le wiedergeben. Diese Werte sind in Tab. 5.2 aufgelistet. Die Ergebnisse der *coupled-channels*-Berechnungen unter Verwendung der mit B-fit bezeichneten Parametersätze werden in den Abb. 5.2 und 5.2 mit den experimentell ermittelten Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts verglichen.

5.3 Diskussion

In Abb. 5.5-5.7 sind die experimentellen Ergebnisse als Verhältnis des differenziellen Wirkungsquerschnitts zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt zusammen mit den Ergebnissen einiger Rechnungen dargestellt. Die Unterschiede der verschiedenen Parametersätze und ihre Eignung zur Beschreibung der experimentellen Daten lassen sich so besser erkennen.

Die Vorhersagen der globalen Optischen Potenziale geben die Strukturen der

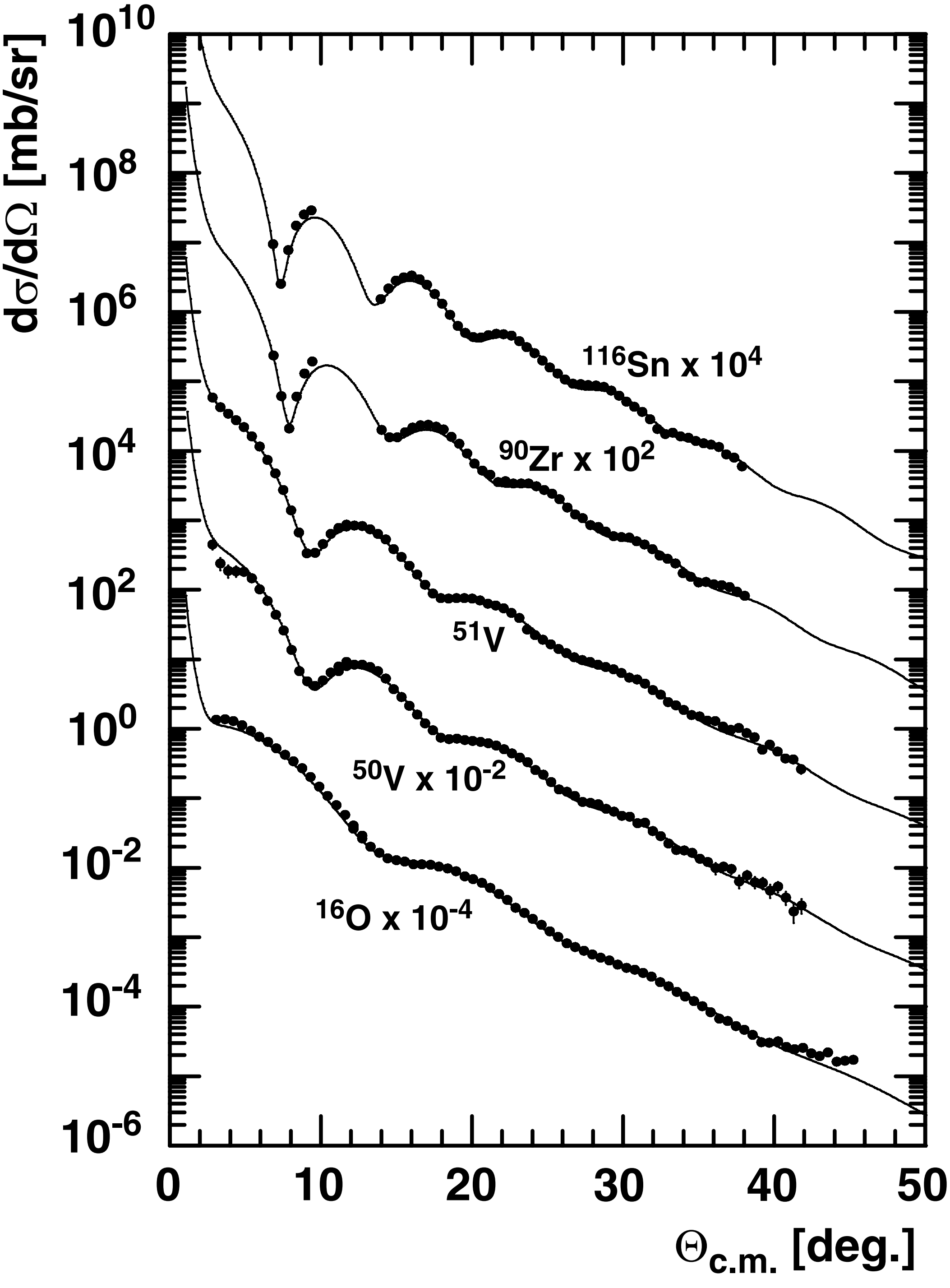


Abbildung 5.3: Vergleich der *coupled-channels*-Berechnungen mit den gemessenen Winkelverteilungen für elastische Deuteronenstreuung. Es wurden die Parametersätze B-fit verwendet.

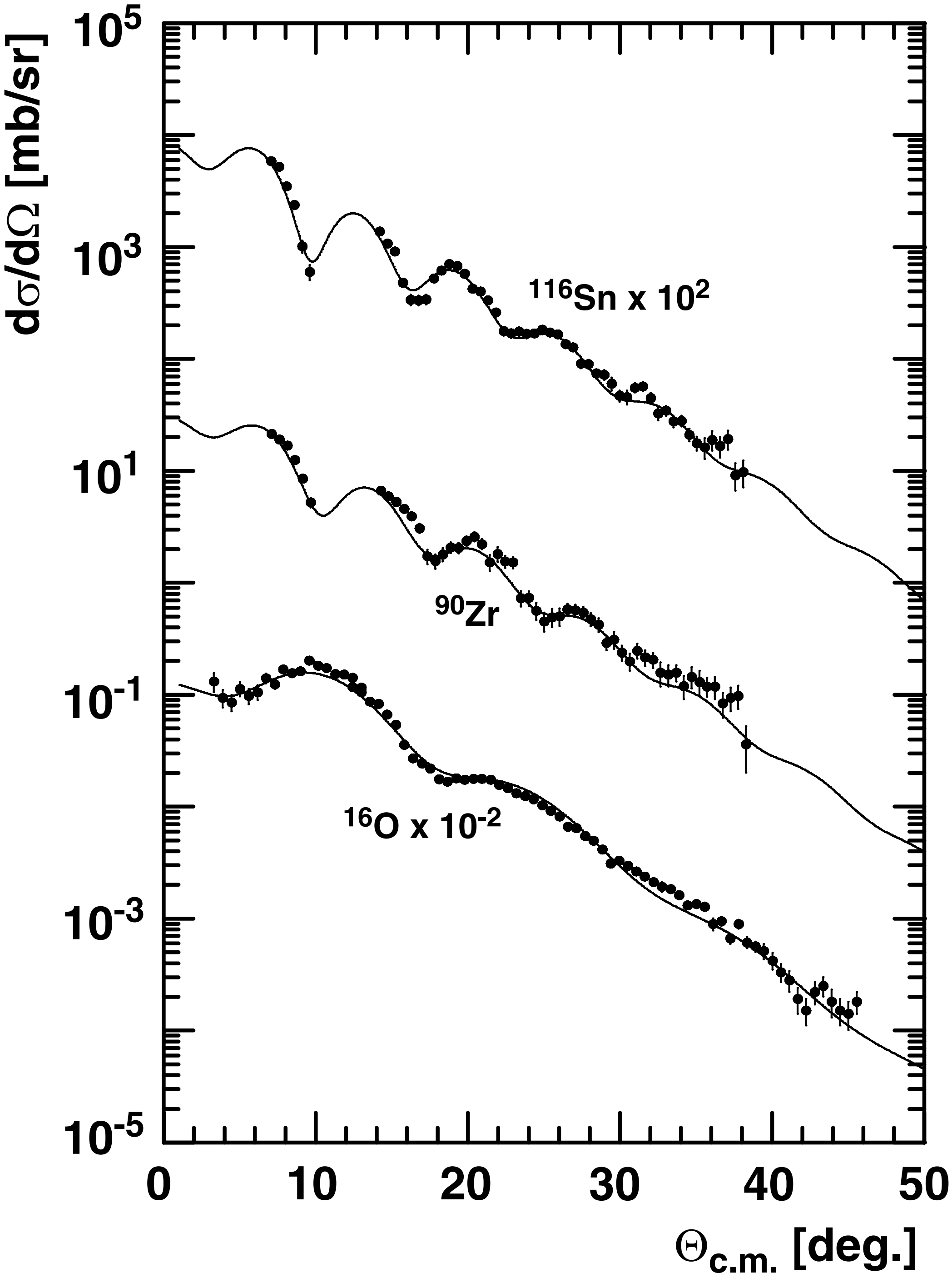


Abbildung 5.4: Vergleich der *coupled-channels*-Berechnungen mit den gemessenen Winkelverteilungen für inelastische Deuteronenstreuung. Es wurden die Parametersätze BC-fit verwendet.

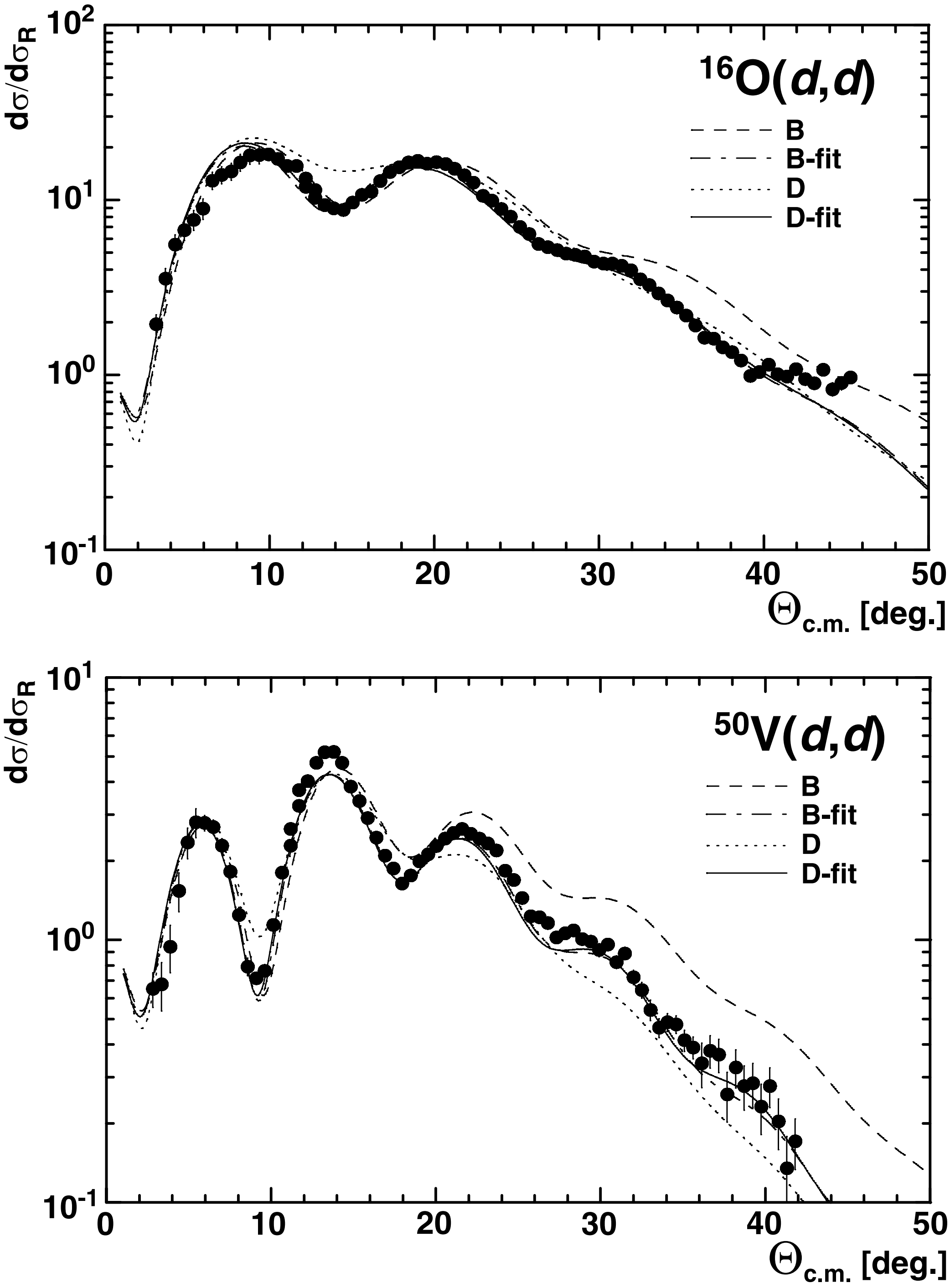


Abbildung 5.5: Die Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts als Verhältnis zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt von ^{16}O und ^{50}V.

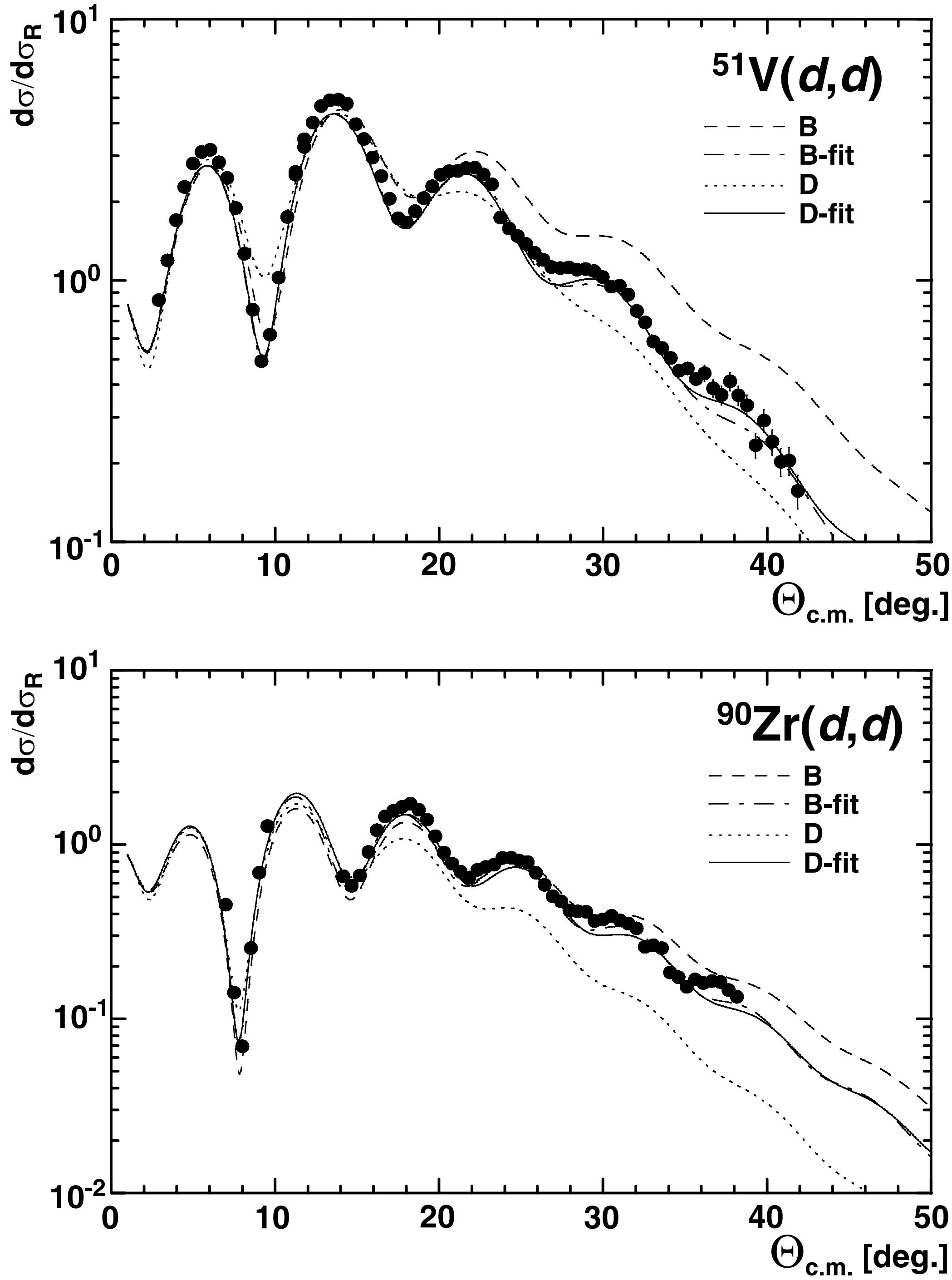


Abbildung 5.6: Die Winkelverteilungen des differenziellen Wirkungsquerschnitts als Verhältnis zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt von ^{51}V und ^{90}Zr.

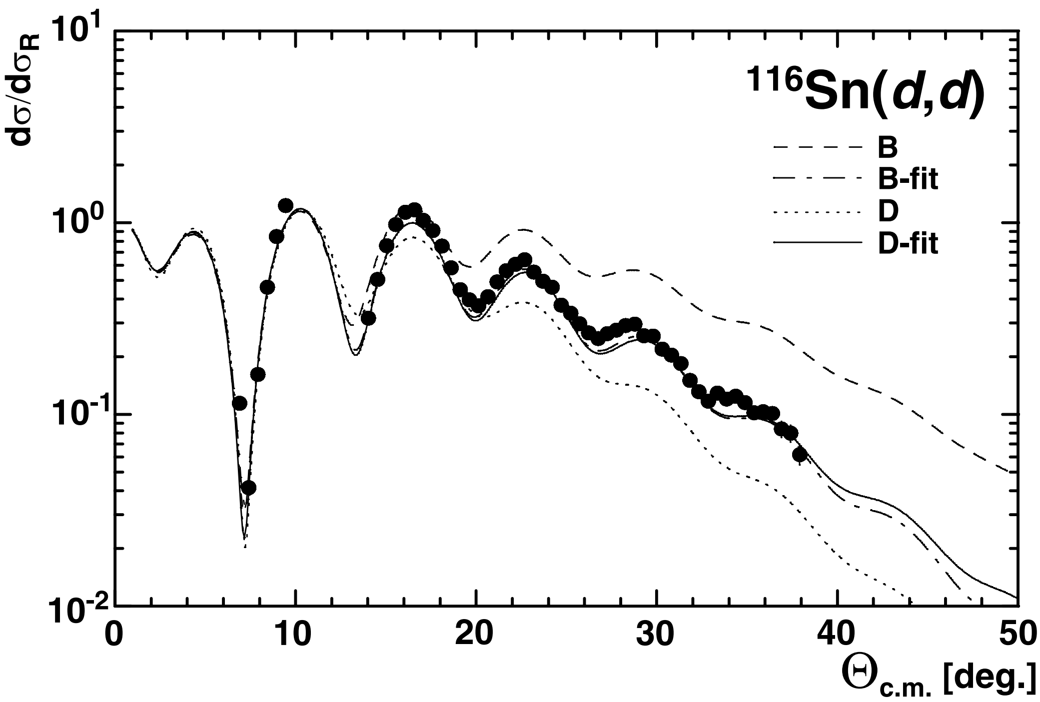


Abbildung 5.7: Die Winkelverteilung des differenziellen Wirkungsquerschnitts als Verhältnis zum Rutherford-Wirkungsquerschnitt von ^{116}Sn.

Winkelverteilungen wieder, wenn auch die Höhen- und Phasenbeziehungen nicht korrekt reproduziert werden. Diese Unterschiede sind bei kleinen Winkeln gering, werden jedoch zu größeren Winkeln beträchtlich. Dies scheint am Einfluss der Spin-Orbit-Wechselwirkung zu liegen, da sich dort die beiden globalen Potenziale am stärksten unterscheiden. Tatsächlich überschätzt der Parametersatz B bei großen Winkeln die Wirkungsquerschnitte, während der Parametersatz D sie unterschätzt. Einzig beim leichtesten Kern ^{16}O liegen die Vorhersagen der beiden Parametersätze dichter zusammen und geben den Verlauf des differenziellen Wirkungsquerschnitts recht gut wieder. Der Parametersatz D überschätzt bei leichten Kernen die Tiefe des zweiten Minimums deutlich, diese Überschätzung nimmt zu schwereren Kernen hin ab und ist bei ^{116}Sn fast verschwunden.

Abhängig vom Startpunkt ergeben sich zwar leicht unterschiedliche Parametersätze B-fit und D-fit, die Unterschiede in der Beschreibung der experimentellen Daten sind jedoch gering. In einigen Bereichen ist die Anpassung nicht so gut, besonders lässt sich eine Unterschätzung der meisten Maxima beobachten. Die experimentellen Daten bei größeren Winkeln werden beim Fit durch ihren größeren relativen Fehler weniger stark gewichtet. Daher sollten die Anpassungen bei kleinen Winkeln besonders gut sein. Dies ist bei ^{16}O und ^{50}V nicht

Target	Quelle	E_d	V_0	r_0	a_0	W_S	W_D	r_I	a_I	V_{LS}	r_{LS}	a_{LS}	$J_R/2A$	$J_I/2A$	$J_{LS}/2A$
		[MeV]	[MeV]	[fm]	[fm]	[MeV]	[MeV]	[fm]	[fm]	[MeV]	[fm]	[fm]		[MeV fm^3]	
^{6}Li	[14]	171	42.07	1.214	0.721	17.40	0.82	1.381	0.841	2.21	1.051	0.679	325	228	18
^{6}Li	[14]	171	40.91	1.178	0.701	18.02	0.57	1.348	0.986	6.20	0.789	0.810	290	265	41
^{12}C	[40]	80	76.28	1.05	0.767	11.1	—	0.964	0.892	2.82	1.55	0.773	372	55	21
^{12}C	[41]	110	60.17	1.12	0.75	9.12	8.68	1.36	0.74	5.44	0.92	0.90	327	229	25
^{12}C	[41]	120	55.48	1.16	0.78	6.99	3.85	1.33	0.79	4.14	1.42	0.83	337	129	28
^{12}C	[12]	140	54.80	1.29	0.70	6.99	3.85	1.48	0.60	—	—	—	383	123	—
^{12}C	[13]	170	44.00	1.201	0.801	18.04	0.95	1.356	0.766	4.52	1.007	0.820	294	169	11
^{12}C	[13]	170	44.16	1.210	0.700	18.05	0.17	1.363	0.857	3.92	0.974	0.917	267	171	9.3
^{12}C	[12][1]	270	25.5	1.37	0.59	45.1	0	0.84	0.73	—	—	—	185	137	—
^{16}O	D-fit	171	45.70	1.218	0.869	16.23	0.77	1.421	0.687	4.78	1.016	0.770	310	145	9.7
^{16}O	B-fit	171	44.86	1.222	0.816	16.39	0.75	1.345	0.855	6.91	0.925	0.967	291	150	13
^{16}O	[10]	200	45.92	1.131	0.893	23.72	—	1.373	0.747	5.62	0.887	0.656	275	188	20
^{16}O	[11][2]	200	39.9	1.24	0.85	15.5	—	1.47	0.78	7.15	1.00	0.65	276	148	28
^{16}O	[10]	400	10.76	1.559	0.58	41.78	—	1.032	0.89	4.84	0.87	0.70	104	209	17
^{24}Mg	[42]	90	61.5	1.25	0.70	13.5	—	1.13	0.79	—	—	—	345	65	—
^{24}Mg	[13]	170	42.15	1.264	0.765	16.91	1.46	1.328	0.766	2.38	1.075	0.790	256	135	3.9
^{24}Mg	[13]	170	46.28	1.245	0.744	18.10	0.35	1.366	0.887	2.00	0.900	0.890	266	151	2.8
^{32}S	[14]	171	52.06	1.188	0.807	15.00	0.25	1.377	0.777	2.51	1.165	0.902	266	111	7.3
^{32}S	[14]	171	45.43	1.235	0.786	15.02	0.90	1.312	0.792	5.03	0.987	1.136	250	107	13
^{50}V	D-fit	171	49.00	1.218	0.844	15.99	1.04	1.360	0.694	3.41	1.066	0.758	250	110	3.4
^{50}V	B-fit	171	48.08	1.224	0.802	15.66	0.26	1.309	0.910	2.68	0.913	0.843	242	103	2.3
^{51}V	D-fit	171	49.00	1.225	0.819	15.99	1.04	1.373	0.701	3.42	1.113	0.754	249	113	3.5
^{51}V	B-fit	171	48.08	1.233	0.770	15.66	0.32	1.321	0.916	2.67	0.909	0.927	242	106	2.2
^{58}Ni	[41]	120	59.11	1.14	0.84	12.24	3.42	1.28	0.82	6.36	1.18	0.89	249	101	13
^{58}Ni	[13]	170	46.60	1.240	0.815	16.45	1.31	1.337	0.759	3.20	1.010	0.790	239	112	2.7
^{58}Ni	[13]	170	49.87	1.197	0.793	16.48	0.59	1.317	0.895	3.30	0.927	0.917	231	109	2.6
^{58}Ni	[11][2]	200	41.1	1.24	0.82	13.2	—	1.44	0.73	6.55	1.08	0.69	211	97	12
^{58}Ni	[43]	200	41.6	1.24	0.82	13.3	—	1.45	0.69	3.9	1.08	0.77	214	98	7.1
^{58}Ni	[43]	400	14.5	1.35	0.74	30.5	—	1.11	0.93	3.12	1.02	0.74	90	128	5.3
^{58}Ni	[43]	700	35.9	1.02	0.62	43.5	—	1.1	0.83	2.13	1.02	0.73	99	167	3.7
^{70}Ge	[14]	171	47.28	1.202	0.810	15.88	0.37	1.309	0.755	3.64	1.309	0.949	217	92	7.1
^{70}Ge	[14]	171	48.85	1.182	0.859	16.68	0.19	1.299	0.788	5.51	1.030	1.030	221	95	8.4
^{72}Ge	[14]	171	53.97	1.095	0.849	17.22	0.44	1.273	0.963	6.32	1.057	1.025	199	103	9.7
^{72}Ge	[14]	171	51.28	1.115	0.799	15.16	0.45	1.355	0.905	7.67	0.998	1.029	192	104	11
^{89}Y	[40]	80	85.73	1.05	0.952	14.55	—	1.14	0.884	12.26	1.18	0.844	293	59	18
^{90}Zr	[12]	140	77.10	1.19	0.75	11.76	8.52	1.23	0.76	—	—	—	325	113	—
^{90}Zr	D-fit	183	47.28	1.212	0.809	14.50	0.58	1.320	0.744	2.94	1.145	0.791	215	85	2.1
^{90}Zr	B-fit	183	45.72	1.215	0.786	16.36	0.20	1.294	0.809	4.41	1.118	0.986	207	90	3.1
^{90}Zr	[12][1]	270	46.5	1.25	0.78	17.5	0	1.32	0.72	—	—	—	227	97	—
^{116}Sn	D-fit	183	52.99	1.186	0.802	15.46	0.14	1.355	0.807	2.79	1.052	0.784	221	94	1.6
^{116}Sn	B-fit	183	52.62	1.179	0.802	15.88	0.17	1.339	0.814	5.36	0.901	1.130	215	94	2.6
^{116}Sn	[11][2]	200	41.1	1.24	0.82	14.3	—	1.38	0.81	5.5	1.15	0.70	194	90	6.7

[1] Diese Parametersätze wurden von Optischen Potenzialen für Nukleonen abgeleitet.

[2] Es kommt noch ein imaginärer Spin-Orbit-Teil und ein kleiner imaginärer Tensor-Teil hinzu.

Tabelle 5.3: Parameter des Optischen Modells für Deuteronenstreuung an den angegebenen Kernen. Zusätzlich sind Parameter des Optischen Modells bei verschiedenen Energien aus der Literatur angegeben.

der Fall, da auf Grund der Separation der elastischen *peaks* die Fehler größer sind.

Die Winkelverteilungen für die angeregten Zustände werden, wie in Abb. 5.2 dargestellt, zufriedenstellend wiedergegeben.

Die Volumenintegrale des zentralen und imaginären Teils sind in unseren besten Fits größer als bei den extrapolierten globalen Potenzialen, ausgenommen der Parametersatz B für ^{90}Zr. Auch stimmen diese Volumenintregale in den besten Fits gut überein. Dies gilt nicht für die Volumenintegrale des Spin-Orbit-Teils, die weiter verteilt sind. Solches findet man aber auch schon bei den globalen Potenzialen, so dass die hier ermittelten Volumenintregrale zwar weiter gestreut sind, aber bis auf ^{16}O immer zwischen den Volumenintegralen der globalen Potenziale liegen. Die totalen Wirkungsquerschnitte, welche anhand der Parameter vom ECIS97-Code berechnet werden, sind bei den besten Fits größer als bei den Parametersätzen B und D. Auch hier ist der Parametersatz B für ^{90}Zr die Ausnahme.

Zum Vergleich sind in Tab. 5.3 aus der Literatur entnommene Parameter des Optischen Modells für Deuteronenstreuuung an den von dieser Arbeitsgruppe bearbeiteten Kernen aufgelistet. Die Verteilungen der zehn Parameter als Funktionen der Massenzahl A und der Einschussenergie E sind in Abb. 5.8 und 5.9 zusammen mit den Vorhersagen der globalen Optischen Potenziale aufgetragen, wobei die Datenpunkte in Abb. 5.8 der Übersichtlichkeit halber auf Energien zwischen 170 und 183 MeV beschränkt wurden.

Systematische Zusammenhänge lassen sich sofort für die Potenzialtiefe des Zentralpotenzials, V_0, erkennen, welche mit steigender Einschussenergie abnimmt, ein Minimum bei ca. 200 MeV/u erreicht und dann wieder ansteigt. Umgekehrt steigt der relative Radius r_0 erst an, erreicht dann bei derselben Energie ein Maximum und fällt wieder ab. Dies verhält sich analog zur Protonenstreuung, wo dieser Effekt auch auftritt. Die Tiefe des Oberflächenabsorptionsterms, W_D, nimmt mit steigender Einschussenergie ab, während W_S zunimmt. Dies ist zu erwarten, da bei höherer Energie die Eindringtiefe der Deuteronen ins Kerninnere zunimmt und die Volumenabsorption die Oberflächenabsorption übersteigt. Oberhalb von 200 MeV sollte fast keine Oberflächenabsorption mehr auftreten. Für die anderen Parameter lässt sich nur schwer eine Energieabhängigkeit feststellen.

Die Abhängigkeit der Parameter von der Massenzahl ist eher gering. Wo die Parameter des Zentralteils (V_0, r_0 und a_0) bei leichteren Kerne kleiner sind, so ist es für die Parameter des Imaginärteils (W_S, r_I und a_I) umgekehrt. Sie sind bei leichten Kernen etwas größer. Für die anderen Parameter lässt sich kaum eine Abhängigkeit feststellen, da sie breiter verteilt sind.

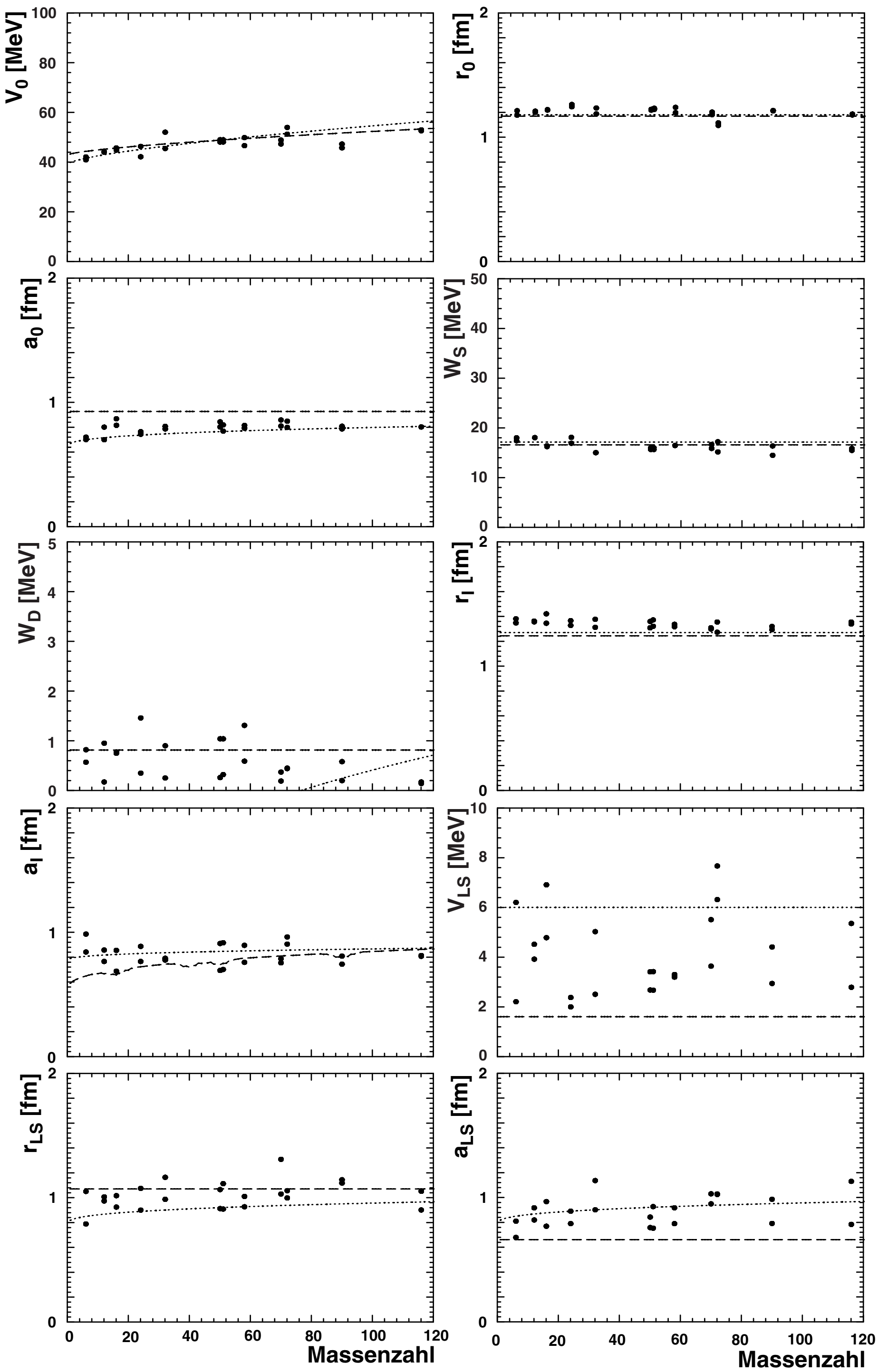


Abbildung 5.8: Die zehn Parameter des Optischen Modells als Funktionen der Massenzahl A bei einer Einschussenergie zwischen 170 und 183 MeV. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Vorhersagen des Potenzials von Daehnick *et al.*, die gepunktete Linie die des Potenzials von Bojowald *et al.*. Diese Vorhersagen wurden für eine Einschussenergie von 175 MeV berechnet.

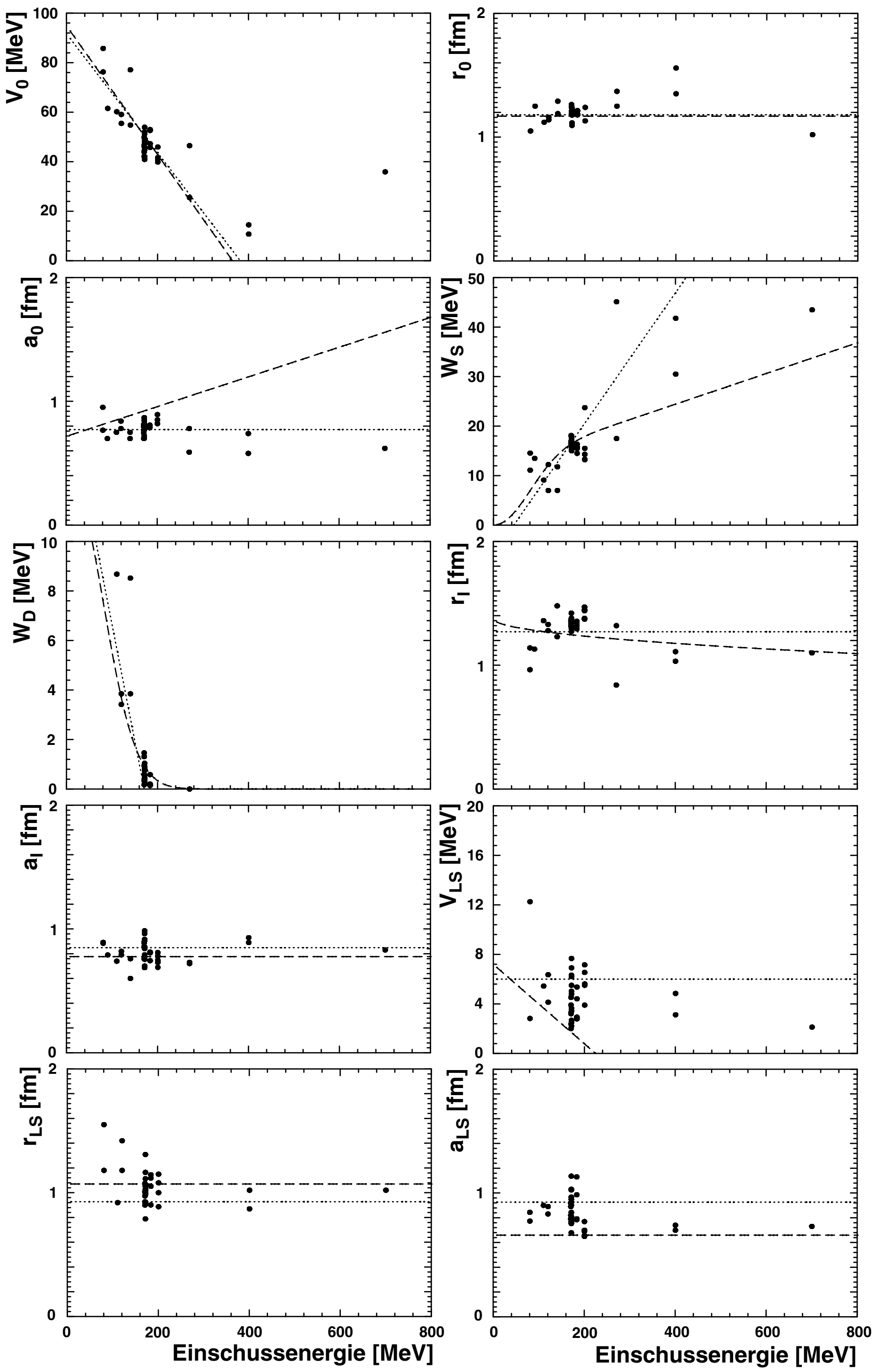


Abbildung 5.9: Die zehn Parameter des Optischen Modells als Funktionen der Einschussenergie E. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Vorhersagen des Potenzials von Daehnick *et al.*, die gepunktete Linie die des Potenzials von Bojowald *et al.*. Diese Vorhersagen wurden für einen Kern der Massenzahl 58 berechnet.

Kapitel 6

Siebschlitz-Messung

In diesem Kapitel wird die Siebschlitzmessung erläutert, bei der Protonen mit einer Energie von 190 MeV an ^{12}C gestreut werden und auf eine Siebschlitzplatte treffen, die vor dem Spektrometer angebracht ist. Diese Messung dient der Untersuchung einer möglichen experimentellen Asymmetrie bezüglich des azimuthalen Streuwinkels ϕ, welche durch die Triggerszintillatoren verursacht werden könnte.

Es besteht ein Verdacht [44], dass die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillatoren von der y-Position des Teilchendurchgangs abhängt. Es wurden die Koinzidenzraten der an den Enden der Szintillator*paddles* angebrachten Photomultiplier in Abhängigkeit von der vertikalen Position einer Strahlungsquelle ermittelt. Diese Untersuchung ergab, dass diese Raten zu den Enden der *paddles* hin abnehmen. Es ist also zu erwarten, dass die Verteilung des Targetwinkels φ_t nicht homogen ist, sondern mit der Ansprechwahrscheinlichkeit skaliert, also zu größeren Beträgen von φ_t hin abnimmt. Betrachten wir noch einmal die in Kapitel 3.1 aufgeführte Rückrechnung der Detektorgrößen auf Targetgrößen. Es ist

$$\alpha = \sum_{i,j,k}^{i+j+k\leq 3} C_{ijk}\, x_f'^{i}\, y_d^{j}\, \vartheta_d^{k},$$

wobei α entweder δ, ϑ_t oder φ_t sein kann. Sieht man sich Abb. 6.2 oder die durch den Fit bestimmten Faktoren C_{ijk} an, so ergeben sich ein paar einfache Zusammenhänge. So wird δ hauptsächlich durch x_f' bestimmt, ϑ_t zu gleichen Teilen durch x_f' und ϑ_d, und φ_t hängt hauptsächlich von y_d und geringfügig von x_f' ab. Da der vertikale Austrittswinkel φ_d linear mit y_d skaliert, hängen so der Targetwinkel φ und die y-Position des Teilchendurchgangs durch die Szintillatorebene zusammen.

Um zu überprüfen, ob dies die einzige Ursache für die Detektorasymmetrie ist, oder ob etwa eine unverstandene Abbildungeigenschaft des BBS eine Rolle

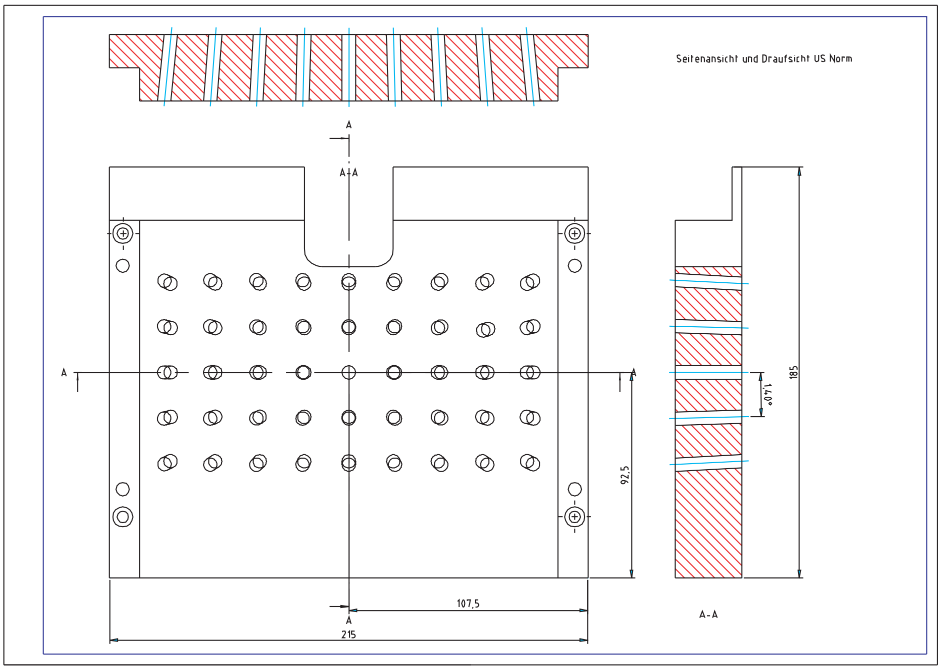


Abbildung 6.1: Die Siebschlitzplatte. Die Aussparung an der Oberseite dient dem Durchlass des Primärstrahls bei kleinen Streuwinkeln. Nach einer Konstruktionszeichnung von H. Baumeister.

spielt, ist eine Siebschlitzmessung erforderlich, damit die Intensität, die in einen bestimmten Raumwinkel gestreut wird, genau bestimmt werden kann. Eine Siebschlitzmessung ist von V. Hannen [20] durchgeführt worden, jedoch wurde dabei eine Siebschlitzplatte benutzt, bei der die Löcher senkrecht in die Plattenoberfläche gebohrt wurden. Dadurch wird die Intensität, die ein Loch passiert, jedoch von der Position desselben abhängig, da die Bahnen der Teilchen nicht mehr parallel zum Loch verlaufen. Somit können die Intensitäten der Teilchenstrahlen durch die Löcher nicht mehr untereinander verglichen werden. Auch können Oberflächeneffekte auftreten, deren Stärke wieder von Loch zu Loch verschieden ist. Statt diese Einflüsse aufwändig mit Monte-Carlo-Rechnungen zu simulieren, wurde eine neue Siebschlitzmessung durchgeführt, für die eine Siebschlitzplatte mit korrekt geneigten Löchern hergestellt wurde.

6.1 Experimentelle Methode

Es wurde der in Kapitel 3 beschriebene Aufbau verwendet. Vom AGOR-Zyklotron wurden Protonen mit einer Energie von 190 MeV bereitgestellt. Als Target diente eine Polyethylen-Folie, welche hauptsächlich aus ^{12}C besteht. Das Spektrometer wurde auf einen Streuwinkel von 27° eingestellt, so dass im Spektrum kein Wasserstoff mehr zu sehen ist. Eine Siebschlitzplatte wurde vor dem Spektrometereingang platziert. Diese Platte hatte die Maße 185x215x30 mm und bestand aus Kupfer. Sie war in regelmäßigen Abständen von 20 mm mit Löchern versehen. Zusätzlich waren die Löcher dermaßen geneigt, dass sie parallel zu den Bahnen der am Target gestreuten Teilchen standen, damit die Intensitäten der in die verschiedenen Löcher gestreuten Protonen nicht von deren Position beeinflusst wird. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 6.1 abgebildet. Der Abstand vom Targethalter in der Streukammer zur Vorderseite der Siebschlitzplatte betrug 817 mm. Bei einem Abstand der Löcher von 20 mm ergibt dies einen Winkel von 24.4 mrad. Die Winkelabweichung des Primärstrahls von der Ideallinie in den Strahlführungen spielt dabei keine Rolle, da die Lochgeometrie nur über die Positionen des Strahlpunktes auf dem Target und der Siebschlitzplatte bestimmt wird. Mehrere Messungen bei verschiedenen Einstellungen des Dipolmagnetfelds wurden vorgenommen, so dass die Kohlenstofflinien an verschiedenen Positionen der Fokalebene abgebildet werden. Der berechnete δ-Wert der elastischen Linie wurde dabei von -6% bis 6% in 2%-Schritten variiert. Anschließend wurde ein Messung bei $\delta = 0$ durchgeführt, bei der der Trigger nicht durch die aus vertikal angeordneten Szintillatorplatten bestehenden Szintillatorebenen S1 und S2 gegeben wird, sondern durch den horizontal liegenden Szintillator S3. Dieser besonders hochwertige Szintillator ist nicht segmentiert und wird an den horizontalen Enden von Photomultipliern ausgelesen. Dadurch besteht vertikal homogene Detektioneffizienz. Sollte bei Verwendung dieses Szintillators weiterhin eine Inhomogenität bezüglich φ_t auftreten, so ist diese nicht nur durch die Variation der Detektionseffizienzen der S1- und S2-Ebenen zu erklären.

6.2 Die φ_t-Abhängigkeit

Die Analyse der Ereignisdateien gestaltet sich ähnlich wie in Kapitel 4.1 beschrieben. Auf die Betrachtung von Anregungspektren sowie die Extraktion von Wirkungsquerschnitten wird verzichtet.

Zuerst wird die durch den S3-Szintillator getriggerte Messung analysiert. In Abb. 6.2 sind *plots* der Detektorkoordinaten x'_f, y_d und ϑ_d gegeneinander aufgetragen. Zusätzlich werden die aus der Rückrechnung resultierenden Targetkoordinaten gezeigt. Deutlich sind die Löcher der Siebschlitzplatte zu erkennen. Die hauptsächlich interessierende Darstellung ist der *plot* von y_d gegen ϑ_d. Setzt man einen *cut* auf x'_f, z.B. auf eine Linie bekannter Anregungsenergie, so treten die Löcher der Siebschlitzplatte hervor. Setzt man nun noch *cuts* auf diese Löcher, kann man durch Integration die Zahl der durch das jeweilige Loch gestreuten Protonen ermitteln.

In Abb. 6.3 sind beispielhaft die Zahl der Protonen für die beiden Trig-

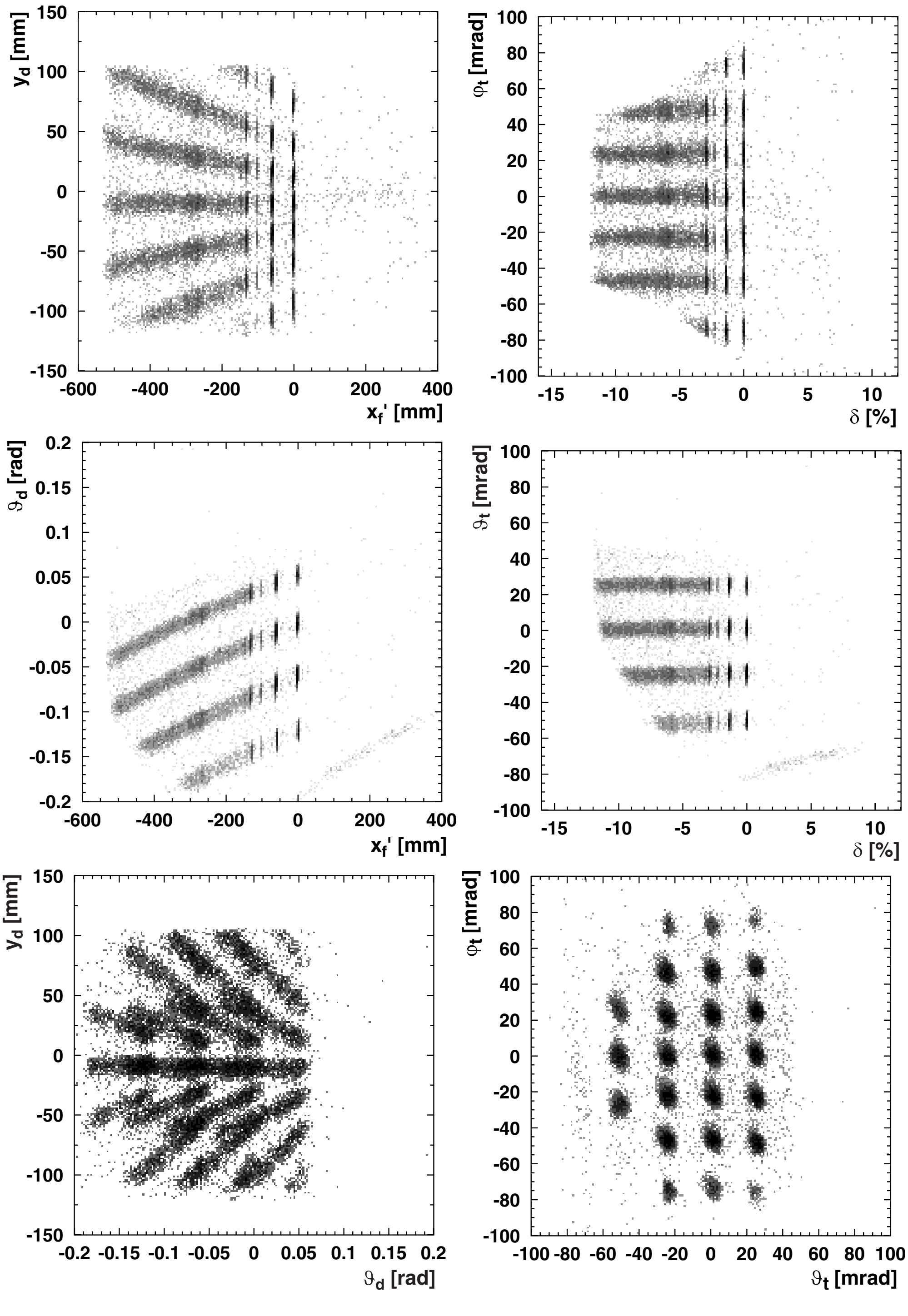


Abbildung 6.2: *Plots* der drei Detektorgrößen x'_f, y_d und ϑ_d (links) sowie der drei Targetkoordinaten δ, φ_t und ϑ_t (rechts). Die Streifen in der ersten bzw. zweiten Zeile entsprechen horizontalen bzw vertikalen Lochreihen in der Siebschlitzplatte. Es wurde der S3-Szintillator als Trigger verwendet.

gerkonfigurationen gezeigt, die eine horizontale bzw. vertikale Lochreihe der Siebschlitzplatte durchdringen. Der Abfall in Richtung größerer Werte von ϑ_t ist durch die Änderung des Wirkungsquerschnitts mit dem Azimuthalwinkel zu verstehen. Die Ereignisanzahl der Löcher mit verschiedenen φ_t-Werten sollten erwartungsgemäss gleich sein. Dabei ist zu beachten, dass dies für Löcher mit identischen Werten von θ gilt, die Löcher der Siebschlitzplatte jedoch in Reihen gleicher Werte von ϑ_ts angeordnet sind, wodurch der Einfluss des θ-abhängigen Wirkungsquerschnitts wieder hereingebracht wird. Dies sollte bei einem Streuwinkel von 27° jedoch nur zu vernachlässigbaren Unterschieden führen.

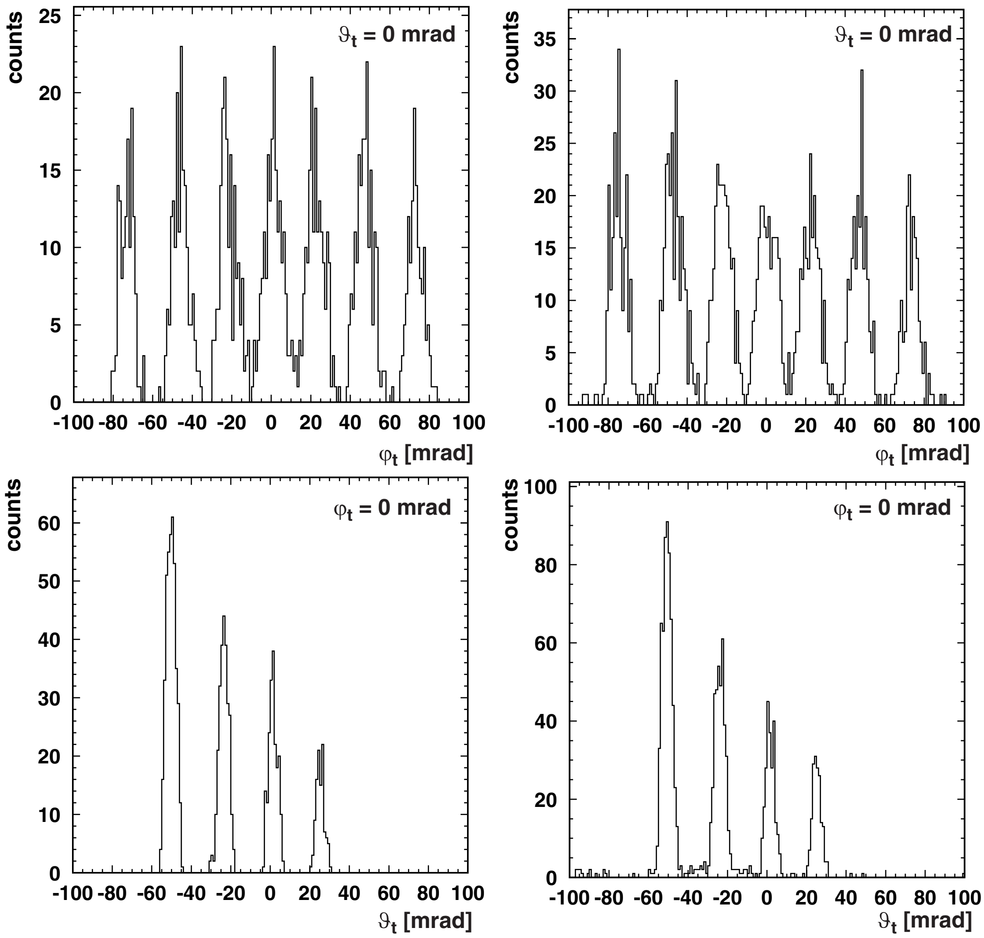


Abbildung 6.3: Histogramme der Ereignisse in einer Lochreihe mit konstantem ϑ_t (oben) bzw. konstantem φ_t (unten). Links diente der S3-Szintillator, rechts die S1-S2-Kombination als Trigger. Deutlich zu erkennen ist die schlechtere Auflösung in φ_t gegenüber ϑ_t.

In Abb. 6.4 sind die integrierten Ereignisse gegen das φ_t des entsprechenden

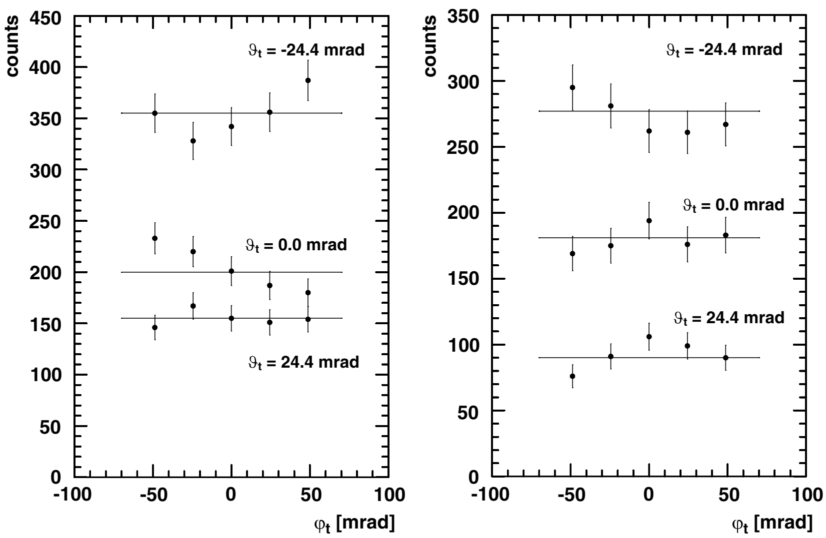


Abbildung 6.4: Integrierte Zahl der Ereignisse als Funktion der φ_t-Position des betrachteten Loches bei Verwendung des regulären S1-S2-Szintillatorpaares (links) und des S3-Szintillators (rechts). Die Fehlerbalken repräsentieren den statistischen Fehler. Die vertikalen Linien stellen keinen Fit dar, sondern dienen der Übersichtlichkeit.

Loches aufgetragen, um die Unterschiede bei Verwendung der verschiedenen Szintillatoren zu verdeutlichen. Der Übersichtlichkeit halber beschränkt sich diese Darstellung auf die elastische Linie.

Es wurden solche für je drei vertikale Lochreihen und je drei Linien bei $-6\% \leq \delta \leq 2\%$ aufgenommen. Diese Linien waren der Grundzustand, der 2^+-Zustand bei $E_x = 4.438$ MeV und der 3^--Zustand bei $E_x = 9.641$ MeV. Für $\delta \geq 4\%$ wurden keine Ereignisverteilungen bestimmt, da sich die Linien auf Grund der Nähe zum Fokuspunkt nicht mehr zuverlässig trennen ließen. Es wurde mittels der Fitroutine des Programms Physica [45] versucht, jede Verteilung mit einer flachen Akzeptanz zu beschreiben, so dass die Größe

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{5} \frac{(N_i - K)^2}{N_i}$$

minimiert wird. Die Gewichtung rührt von der statistischen Verteilung der Zählereignisse, da $(\Delta N_i)^2 = \sqrt{N_i}^2 = N_i$. In Tab. 6.1 sind die Qualitäten dieser Fits zusammengefasst. Deutlich ist zu erkennen, dass die mit der S1-S2-Szintillatorkombination als Trigger gemessenen Verteilungen ein deutlich höheres χ^2 pro Freiheitsgrad aufweisen, als es bei der mit dem S3-Szintillator gemessenen Verteilung der Fall ist. Die Übereinstimmung dieser Daten mit einer Konstanten ist schlechter.

E_x [MeV]	0.000			4.438			9.641		
ϑ_t [mrad]	-24.4	0.0	24.4	-24.4	0.0	24.4	-24.4	0.0	24.4
$\delta = -6\%$	1.610	1.201	6.419	5.176	1.311	5.784	2.624	1.415	1.363
$\delta = -4\%$	1.968	0.401	6.587	0.743	1.757	2.965	4.278	1.060	7.429
$\delta = -2\%$	3.039	2.764	2.199	1.566	1.934	19.21	3.250	1.025	3.467
$\delta = 0\%$	1.360	2.045	0.406	0.961	3.060	2.624	0.340	2.011	5.770
$\delta = 2\%$	6.319	5.716	2.626	4.042	6.334	2.390	0.493	2.292	1.120
$\delta = 0\%$[1]	0.754	0.495	1.434	0.360	0.624	0.206	1.487	1.115	1.173

[1] Es wurde der S3-Szintillator als Trigger verwendet.

Tabelle 6.1: Das χ^2 pro Freiheitsgrad für die Fits der verschiedenen Ereignisverteilungen.

6.3 Diskussion

Wie in Abb. 6.4 zu sehen ist, sind die mit dem S3-Szintillator gemessenen Verteilungen (rechts) besser durch eine Konstante zu beschreiben als die mit dem S1-S2-Szintillator gemessenen (links). Auch die in Tab. 6.1 aufgelisteten χ^2/n sind für die S3-Messungen durchschnittlich viel kleiner als die der S1-S2-Messungen. Das durchschnittliche χ^2/n beträgt für die S3-Messung 0.85, für die S1-S2-Messungen 3.17. Dennoch sind nicht alle mit S3 gemessenen Verteilungen innerhalb des statistischen Fehlers mit einer Konstanten verträglich. Dies lässt den Schluss zu, dass die instrumentelle Asymmetrie hauptsächlich vom Szintillatoraufbau herrührt, es jedoch noch weitere Einflüsse gibt, deren Ursache weiter unbekannt ist.

Das seltsam unsystematische Verhalten lässt sich ansatzweise durch die Detektorgeometrie erklären. In Ref. [44] wurde nur das Verhalten der Szintillatorebene S2 ausgemessen. Die totale Effizienz eines Detektionsvorgangs ergibt sich aber aus dem Produkt der Effizienz des getroffenen Szintillatorpaddles in S1 und der des Paddles in S2. Die bei verschiedenen Targetwinkeln ϑ_t gestreuten Protonen treffen aber auf verschiedene Kombination von S1- und S2-Paddles. Daher können sehr unterschiedliche Effizienzkurven für zu verschiedenen ϑ_t-Werten gehörenden Verteilungen auftreten.

Für die Wirkungsquerschnitte, welche durch Mittelung über einen Bereich des azimuthalen Streuwinkels ϕ ermittelt werden, hat dies zur Folge, dass die Absolutwerte unterschätzt werden können. Insbesondere ist die Bestimmung einer Akzeptanzfunktion $A(\theta, \phi)$ nicht ohne weiteres möglich, da einerseits keine absolute Normierung vorliegt, und andererseits die Verteilungen in φ für die verschiedenen Zustände unsystematisch variieren.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde Deuteronenstreuung an ^{16}O und ^{50,51}V bei einer Einschussenergie von 171 MeV und an ^{90}Zr und ^{116}Sn bei einer Einschussenergie von 183 MeV untersucht. Es wurden elastische Streuuung und für die Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl auch die inelastische Streuung in den ersten angeregten 2^+-Zustand berücksichtigt, um Parameter des Optischen Modells für die untersuchten Kerne durch Anpassung an die Streudaten zu finden. Als Startpunkte der Suchprozesse wurden Vorhersagen der globalen Optischen Potentiale von Daehnick *et al.* [35] und von Bojowald *et al.* [36] verwendet. Die Berechnungen wurden mit dem ECIS97-Code [34] durchgeführt. Für alle Kerne wurden Parametersätze in zufriedenstellender Übereinstimmung mit dem experimentellen Daten gefunden. Diese können in der Beschreibung von $(d,^2\mathrm{He})$-Reaktionen verwendet werden.

Anhand des vorhandenen Datensatzes könnte versucht werden, ein globales Optisches Potenzial herzuleiten, welches die Abhängigkeiten der Parameter auch bei höheren Energien beschreibt. Dieses globale Potenzial könnte bis 300 MeV und für $A \leq 116$ Gültigkeit besitzen. Um aber über weite Bereiche der Massenzahlen und Einschussenergien gültig zu sein, müssen noch mehr Parametersätze ermittelt werden. Insbesondere wäre es hilfreich, wenn für viele Kerne Parametersätze bei verschiedensten Energien ermittelt werden könnten, wie es z.B. für ^{58}Ni der Fall ist.

Die Streuung von Protonen an ^{12}C unter Verwendung einer Siebschlitzplatte wurde in Hinblick auf eine Asymmetrie des azimuthalen Streuwinkels φ analysiert. Durch Einsatz verschiedener Szintillatorkonfigurationen zur Triggergenerierung wurde deren Einfluss auf diese Asymmetrie untersucht und eine erhebliche, wenn auch nicht ausschließliche, Beteiligung der Szintillatorebenen S1 und S2 ermittelt.

Literaturverzeichnis

[1] H. A. Bethe *et al.*, *Equation of State in the Gravitational Collapse of Stars*, Nucl. Phys. **A324**, 487 (1979).

[2] K. Langanke, *Nuclear Astrophysics*, Nucl. Phys. **A654**, 330 (1999).

[3] F. Ellinghaus, *Studie zur Durchführbarkeit der (d,^{2}He)-Reaktion am Big-Bite Spektrometer des KVI*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, 1999.

[4] H. J. Wörtche, *Instrumentation for and first results on nuclear responses for supernova explosions*, Nucl. Phys. **A687**, 321 (2001).

[5] S. Rakers, *Messung der Gamow-Teller-Übergangsstärken in ^{12}C und ^{24}Mg mit der (d,^{2}He)-Reaktion*, Dissertation, Institut für Kernphysik Münster, 2002.

[6] S. Rakers *et al.*, *Measuring the (d,^{2}He) reaction with the focal-plane detection system of the BBS magnetic spektrometer at AGOR*, Nucl. Instr. and Meth. **A481**, 253 (2002).

[7] S. Rakers *et al.*, *Gamow-Teller matrix elements from the ^{12}C(d,^{2}He)and ^{12}C(d,^{2}He) reactions at 170 MeV*, Phys. Rev. C **65**, 044323 (2002).

[8] H. Okamura, *Three-body treatment of the (d,^{2}He) reaction on the basis of the adiabatic approximation*, Phys. Rev. C **60** 064602 (1999).

[9] T. N. Tadeucci *et al.*, *THE (p,n) REACTION AS A PROBE OF BETA DECAY STRENGTH*, Nucl. Phys. **A469**, 125 (1987).

[10] Nguyen V. S. *et al.*, *ELASTIC SCATTERING OF POLARISED DEUTERONS FROM ^{16}O AT 200, 400 AND 700 MEV**, Nucl. Phys. **A464**, 717 (1987).

[11] J. van de Wiele *et al.*, *experimental survey of the ($\vec{d}$,t) reaction at E_d=200 MeV*, Phys. Rev. C **50**, 2935 (1994).

[12] H. Okamura *et al.*, *Mechanism of the forward-angle (d,pn) reaction at intermediate energies*, Phys. Rev. C **58**, 2180 (1998).

[13] C. Bäumer *et al.*, *Deuteron elastic and inelastic scattering from ^{12}C, ^{24}Mg and ^{58}Ni at 170 MeV*, Phys. Rev. C **63**, 037601 (2001).

[14] P. Haefner, Diplomarbeit, in Vorbereitung.

[15] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Verlag B. G. Teubner, 1994.

[16] J. Raynal, *Notes on ECIS94*, (1994).

[17] A. M. van den Berg, D. Frekers, H. J. Wörtche, Nucl. Phys. News 11, 35 (2001).

[18] A. M. van den Berg, Private Mitteilung (2004).

[19] A. M. van den Berg, *The Big-Bite spectrometer for AGOR*, Nucl. Instr. and Meth. **B99**, 637 (1995).

[20] V. A. Hannen, *A high-precision study of polarized proton scattering to low-lying states in ^{11}B*, Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, 2001.

[21] W. Bertozzi *et al.*, *Focal plane instrumentation: a very high resolution MWPC system for inclined tracks*, Nucl. Instr. and Meth. **141**, 457 (1977).

[22] R. Schmidt, *$VESNA^n$ - Spurrekonstruktion für den ESN-Detektor*, Diplomarbeit, IKP Münster (2001).

[23] C. Bäumer, *Messung der (d,d')-Reaktion mit dem EUROSUPERNOVA-Detektor und Designstudie für ein neues MWPC-Auslesesystem*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, 2001.

[24] D. L. Hendrie, *Magnetic Detection of Charged Particles, in: Nuclear Spectroscopy and Reactions*, Hrsg. J. Cerny, Academic Press, New York, S. 365 (1974).

[25] Programm KINEMA, KVI Program Library, portiert in C von M. de Huu, in Bibliothek umgewandelt von S. Rakers (2001).

[26] Programm HBOOK, CERN Program Library Q121 (1995).

[27] Programm PAW, CERN Program Library Y250 (1995).

[28] D. R. Tilley, H. R. Weller, Nucl. Phys. **A564**, 1 (1993).

[29] T. W. Burrows, Nucl. Data Sheet **42**, 369 (1984).

[30] Chunmei Zhou, Nucl. Data Sheet **48**, 111 (1986).

[31] L. P. Ekström, J. Lyttkens-Linden, Nucl. Data Sheet **67**, 579 (1992).

[32] J. Blachot, G. Marguier, Nucl. Data Sheet **59**, 333 (1991).

[33] Programm FIT 3.03, S. Strauch and F. Neumeyer, TU Darmstadt (1995).

[34] Programm ECIS97, J. Raynal, unveröffentlicht.

[35] W. W. Daehnick *et al.*, *Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV*, Phys. Rev. C **21**, 2253 (1980).

[36] J. Bojowald *et al.*, *Elastic deuteron scattering and optical model parameters at energies up to 100 MeV*, Phys. Rev. C **38**, 1153 (1988).

[37] E. Fabrici *et al.*, *Proton elastic scattering on light nuclei. II. Nuclear structure effects*, Phys. Rev. C **21**, 844 (1980).

[38] L. Kurth *et al.*, *Dirac coupled channels calculations for proton inelastic scattering from spherically symmetric nuclei for projectile energies of 362, 500, and 800 MeV*, Phys. Rev. C **49**, 2086 (1994).

[39] B. Bonin *et al.*, *ALPHA-NUCLEUS ELASTIC SCATTERING AT INTERMEDIATE ENERGIES*, Nucl. Phys. **A445**, 381 (1985).

[40] G. Duhamel *et al.*, *DIFFUSION ÉLASTIQUE ET INÉLASTIQUE DE DEUTONS DE 80 MeV*, Nucl. Phys. **A174**, 485 (1971).

[41] A. C. Betker *et al.*, *Deuteron elastic scattering at 110 and 120 MeV*, Phys. Rev. C **48**, 2085 (1993).

[42] A. Kiss *et al.*, *THE (d,d) AND (d,d') SCATTERING ON ^{24}Mg AT ENERGIES BETWEEN 60 AND 90 MeV*, Nucl. Phys. **A262**, 1 (1976).

[43] Nguyen V. S. *et al.*, *ELASTIC SCATTERING OF POLARIZED DEUTERONS FROM 40CA AND 58NI AT INTERMEDIATE ENERGIES*, Phys. Lett. **B156**, 185 (1985).

[44] V. Hamelbeck, F. Jüttemann und J. Wennekers, Wahlfachpraktikum Kernphysik, Institut für Kernphysik Münster, 2001.

[45] Computerprogramm PHYSICA 2.49, J. L. Chuma, TRIUMF (2001).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich jenen danken, die diese Arbeit ermöglicht und zu ihrem Gelingen beigetragen haben.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Dieter Frekers, der mir eine Diplomarbeit in einer internationalen Kollaboration sowie die Teilnahme an einer DPG-Tagung ermöglichte.

Ich danke Dr. Sven Rakers für die hervorragende Betreuung und die vielen Anregungen und Ideen, die diese Arbeit begleiteten.

Weiterhin danke ich Christian Bäumer für die zahlreichen Ratschläge und Diskussionen.
Für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die interessanten Gespräche danke ich auch den anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, insbesondere Dr. Nicola Bruski, Eike-W. Grewe, Petra Haefner und Björn C. Junk.

I would also like to thank Dr. Ad van den Berg, Dr. Heinrich J. Wörtche, Barry Davids, Alexandru Negret and Lucia Popescu for the pleasant work at the KVI. Thanks are also due to Dr. Sytze Brandenburg and the AGOR operators for producing the particle beams.
Helmut Baumeister und Rainer Ulber danke ich für Konstruktion und Bau der Siebschlitzplatte.

Ganz besonders danke ich meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mich in vielfacher Hinsicht unterstützt haben, sowie meiner Lebensgefährtin Susanne, die mir stets zur Seite stand.

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, den