
**Messung und Analyse von
diffraktiver und refraktiver Streuung
im $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ System bei hohen Energien**

Dissertation

**zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften**

**der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen**

vorgelegt von

**Friedemann Nuoffer
aus Herrenberg**

2002

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Mai 2002

Dekan: Prof. Dr. H. Müther
1. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Clement
2. Berichterstatter: Prof. Dr. W. von Oertzen, HMI Berlin

Zusammenfassung

Refraktive (Regenbogen-) Phänomene sind bei der Streuung leichter Schwerionen eine wichtige Quelle von Informationen über das Wechselwirkungspotenzial bei kleineren Abständen. Eine genaue Vermessung von Stärke und Lage des nuklearen Regenbogens in den gemessenen Winkelverteilungen erlaubt Rückschlüsse auf die den Streuprozess beschreibenden Kern-Kern-Potenziale.

Ziel dieser Arbeit ist es die Energieabhängigkeit der Entwicklung der refraktiven Strukturen im $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei den Energien von 704 MeV und 1.12 GeV zu untersuchen. Die Messung erfolgte am GANIL mit Hilfe des hochauflösenden Magnetspektrometers SPEG.

Die präzisen refraktiven Streudaten werden mit phänomenologischen Woods-Saxon-Potenzialen und modellunbeschränkten Potenzialen analysiert. Die erhaltenen Ergebnisse werden mit einem mikroskopischen Potenzial verglichen, das aus einer Doppelfaltung in „finite range exchange“ mit einer Nukleon-Nukleon Wechselwirkung mit intrinsischer Energie- und Dichteabhängigkeit (TUE3Y) erhalten wird. Die extrahierten Potenziale weisen die für Schwerionenstreuung typischen Eigenschaften auf.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Zusammenhang mit denen bei niedrigeren Energien (250 MeV - 480 MeV) systematisch dargestellt.

Die 1n-Transfer Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O})^{15}\text{O}$ weist in dem Energiebereich von 250 MeV bis 1.12 GeV ebenfalls refraktive Strukturen auf, die von den aus der elastischen Streuung erhaltenen Potenzialen reproduziert werden.

Eine Nearside-Farside Zerlegung der Streuamplitude zeigt, dass die Beiträge zum nuklearen Regenbogen aus refraktiven Streuprozessen stammt, mithin also aus dem Dichteüberlappbereich der Stosspartner.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Experiment	4
2.1	Die Anlage GANIL und der Beschleuniger	4
2.2	Das Spektrometersystem SPEG	5
2.2.1	Aufbau	5
2.2.2	Strahlparameter und Transportmatrix	5
2.2.3	Strahleinstellung	9
2.3	Die Targets	11
2.4	Das Detektorsystem	12
2.5	Experimentdurchführung	15
3	Die Auswertung	16
3.1	Ejektidentifizierung und Isotopenvorsortierung	16
3.2	Impulseichung	19
3.3	Winkleichung, effektiver Streuwinkel ϑ_{eff}	21
3.3.1	Eichung der Winkleinstellung θ_{SPEG}	21
3.3.2	Eichung der Ortssignale, Berechnung der Streuwinkel	21
3.3.3	Absolutwinkleichung mit Kinematik	24
3.3.4	Absolutwinkleichung mit Beugungsringen	24
3.4	Spektren, Entfaltung, Untergrund	30
3.5	Der Wirkungsquerschnitt	36
3.5.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	36
3.5.2	Die Absolutnormierung des Wirkungsquerschnittes	37
3.6	Die 704 MeV Daten	38
3.6.1	Die bisher vorliegenden Ergebnisse	38
3.6.2	Änderung der Aberrationskorrektur für die 704 MeV Daten	38
3.6.3	Revision der 704 MeV Daten	41
4	Experimentelle Daten	42
4.1	Die Daten bei $E = 1.12$ GeV	42
4.2	Die Daten bei $E = 704$ MeV	42
4.3	Diskussion der Winkelverteilungen, Vergleich mit Ergebnissen bei anderen Energien	45
5	Theoretische Grundlagen der Analysen	52
5.1	Elastische Streuung und direkte Reaktionen	52
5.2	Das optische Modell	56
5.2.1	Woods–Saxon Potenziale	57
5.2.2	Modellunabhängige Potenziale	57
5.2.3	Faltungspotenziale	58
5.3	Nukleon–Nukleon Wechselwirkung	60
5.3.1	M3Y Parametrisierung	61
5.3.2	Dichteabhängige M3Y Parametrisierung	62
5.3.3	TUE3Y Wechselwirkung	63
5.4	Refraktive Streuung	64

5.4.1	Nearside-Farside Streuung	64
5.4.2	Ablenkungsfunktion	65
6	Analyse und Ergebnisse der refraktiven $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung	67
6.1	Analysen der Ergebnisse für $E = 1.12$ GeV und 704 MeV	67
6.1.1	Woods-Saxon Potenziale	68
6.1.2	Modellunabhängige Potenziale	70
6.1.3	Faltungspotenziale	71
6.2	Transparenzeigenschaften opt. Potenziale	73
6.2.1	Allgemeine Eigenschaften der Potenziale	73
6.2.2	Airy-Strukturen und Potenzialvieldeutigkeiten	77
6.3	Optische Modell-Rechnungen im gesamten Energiebereich	78
6.3.1	Fehlerbänder, Potenzialintegrale	78
6.3.2	Nearside-Farside-Zerlegung bei $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	82
6.3.3	Kernregenbogenstrukturen bei der elast. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung	84
6.4	Analyse des 1n-Transfers	86
7	Zusammenfassung	95

Abbildungsverzeichnis

1.1 Ablenkungsfunktion	2
2.1 Übersichtsplan von GANIL	4
2.2 Ansicht des SPEG	6
2.3 Referenztrajektorie	7
2.4 Kinematische Korrektur	10
2.5 Kinematik von $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ bei 1.12 GeV	12
2.6 Detektorenanordnung (schematisch)	13
2.7 Seitenansicht einer Driftkammer	13
2.8 Elektronik der Driftkammern	15
3.1 Korrekturen für Ejektile	17
3.2 2d-Isotopenplot	18
3.3 Winkelverteilung, kinematisch korrigiert	19
3.4 $B\rho$ -Eichung	20
3.5 Abbildung der Eichblende	22
3.6 Effektiver Streuwinkel	23
3.7 Korrigierter Streuwinkel	23
3.8 2d-Plot einer Winkelverteilung	25
3.9 Prinzip der Absolutwinkeleichung	26
3.10 Beugungsstruktur, GANIL – und abgeänderte Aberr.korr.	28
3.11 Streuwinkelkorrigierte Beugungsstruktur, GANIL – und abgeänderte Aberr.korr.	29
3.12 Streuwinkelkorrigierte Beugungsstruktur, GANIL und abgeänderte Aberr.korr. für ^{40}Ca	30
3.13 Profil der abgeänderten Aberrationskorrektur für $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	31
3.14 Profil der abgeänderten Aberr.korr. für $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ ($\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$ und 6°)	32
3.15 Profil der abgeänderten Aberr.korr. für $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ ($\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$)	32
3.16 Energiespektren, elast. Streuung und In-Transfer	33
3.17 Winkelabhängiges Zählratenspektrum von $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$	34
3.18 Linienform eines angeregten Zustandes	35
3.19 Entfaltung des Summenzustandes	35
3.20 Absolutnormierung für $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ bei $E_{\text{Lab}} = 1.12$ GeV	37
3.21 Absolutwinkeleichung der 704 MeV Daten	39
3.22 Strahlschwankung bei den 704 MeV Daten	40
4.1 Winkelverteilung der elast. und inelast. Streuung bei 1.12 GeV	43
4.2 Winkelverteilungen des In-Transfer bei 1.12 GeV	44
4.3 Vergleich der Erstauswertung mit neuer Auswertung (704 MeV)	46
4.4 Vergleich der Auswertungen, 704 MeV Daten	47
4.5 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ bei 704 MeV und 1.12 GeV	48
4.6 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ g.s. von 250 MeV bis 1.12 GeV	49
4.7 $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ von 250 MeV bis 1.12 GeV (diffraktiver Bereich).	50
5.1 Koordinaten der Doppelfaltung	59

5.2	Near- Farside Trajektorien	65
5.3	Ablenkungsfunktion	66
6.1	WS2 und MUA Rechnungen zu ^{16}O g.s. für 704 MeV und 1120 MeV	69
6.2	Fehlerbänder und Potenziale aus MUA bei 704 MeV und 1120 MeV	70
6.3	Faltungsrechnungen zu ^{16}O g.s. bei 704 MeV und 1120 MeV	72
6.4	Faltungsrechnungen zu ^{16}O g.s. bei 704 MeV und 1120 MeV	73
6.5	WS2-Potenziale für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ bei 704 MeV und 1120 MeV	75
6.6	$w(r)$ der WS2 Potenziale bei 250 MeV bis 1120 MeV	76
6.7	Vergleich der Potenziale der verschiedenen Daten bei 704 MeV	76
6.8	Optische Modellrechnungen für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ von 250 – 1120 MeV	79
6.9	Fehlerbänder aus MUA für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ von 250 – 1120 MeV	80
6.10	Volumenintegrale und rms Radien für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ von 250 – 1120 MeV	81
6.11	Nearside Farsidezerlegung für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ g.s. bei 350 MeV und 1120 MeV	83
6.12	Energieabhängigkeit der Airyminima	84
6.13	$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ g.s. von 250 MeV bis 1.12 GeV	85
6.14	Ablenkungsfunktionen (WS2-Potenziale)	86
6.15	Analyse 1n-Transfer (Grundzustandsübergang) mit WS2-Potenzialen	88
6.16	Analyse 1n-Transfer (Grundzustandsübergang) mit DF-Potenzialen	89
6.17	Analyse 1n-Transfer (Übergang in $^{15}\text{O}_{6.18}$) mit WS2-Potenzialen	90
6.18	Analyse 1n-Transfer (Übergang in $^{15}\text{O}_{6.18}$) mit DF-Potenzialen	91
6.19	Radiale Verlauf des Imaginärpotenzials, Vergleich el. Streuung mit Transfer	93
6.20	Verhältnis WQ Grundzustandsübergang zu Übergang in $^{15}\text{O}_{6.18}^*$	94

Einleitung

Die elastische Streuung, als einfachste Form der hadronischen Wechselwirkung zwischen einem Projektil und einem Target, ist trotz ihrer Einfachheit eine wichtige Quelle für Informationen über Kerneigenschaften. Die Beschreibung der elastischen Streuung erfolgt im Allgemeinen durch die Angabe eines Potentials, das idealerweise die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Streuung reproduziert. Diese Potentiale bilden die Basis für detailliertere Rechnungen, wie z.B. für inelastische Prozesse. Die elastische Streuung stellt sich als „Grundreaktion“ für weitergehende, meist inelastische, physikalische Reaktionen dar, die von einem System durchlaufen werden muss. Eine genaue Kenntnis dieser elastischen Streuung und der sie beschreibenden Potentiale ist deshalb von großem Nutzen.

Bei einem Kontakt zweier hadronischer Stoßpartner kommt es auf Grund der starken Wechselwirkung zwischen den Kernen (bzw. eines Nukleons mit einem Kern) im Allgemeinen zu heftigen Reaktionen. In einer optischen Sichtweise entspricht das einer starken Absorption, die einen wesentlichen Einfluss auf das Streugeschehen hat. Die Streuung ereignet sich hauptsächlich an der Oberfläche und wird von den dortigen Verhältnissen bzw. Eigenschaften bestimmt. Als Oberfläche kann man hier den Bereich etwas außerhalb des Massenradius definieren. Meist manifestiert sich die starke Absorption, bevor es zu einem größeren Überlapp der Massenverteilungen zweier Stoßpartner kommt. In diesem Fall ist es nicht möglich, Informationen aus dem Bereich, in dem sich die Kerne merklich überlappen, aus der elastischen Streuung zu gewinnen. Dies ist der Fall für die meisten elastischen Schwerionenstöße (speziell für mittelschwere bis schwere Kerne). Andererseits bedarf es einer tieferen Eindringung in die inneren Regionen eines Kerns um Informationen aus diesem Bereich zu erlangen. Bereits bei einer kleinen Abweichung von totaler Absorption können die transmittierten Anteile genügen, um refraktive Effekte beziehungsweise nukleare Regenbögen zu beobachten (s. z.B. [Bra96]).

In einer Winkelverteilung, in dem ein nuklearer Regenbogen enthalten ist, müssen die die elastische Streuung beschreibende Potentiale sowohl die Streuung an der Oberfläche („diffraktiver“ Bereich) als auch die Streuung in der inneren Region („refraktiver“ Bereich) widerspiegeln. Insofern bietet refraktive Streuung zusätzliche Kriterien bzw. Forderungen an die Potentiale. Eine präzise Messung der Lage und der Intensität eines nuklearen Regenbogens erlaubt dann im Rahmen der Untersuchung der Winkelverteilung im Optischen Modell Rückschlüsse auf die „optischen“ Potentiale.

Das Phänomen des (nuklearen) Regenbogens soll hier erläutert werden. Die Streuung bei Schwerionenstreuung kann in einer semiklassischen Betrachtung mit Hilfe von Trajektorien erläutert werden (die Wellenlängen wie sie bei Schwerionenstreuung in dem betrachteten Energiebereich auftreten sind klein genug, so dass die Anzahl der involvierten Partialwellen groß genug ist). In unteren Teil der Abb. 1.1 ist in einer klassischen Betrachtungsweise das Zustandekommen eines Regenbogens illustriert. Für große Stoßparameter b ist der Ablenkungswinkel θ klein. Bei diesen Abständen spüren die Projektile ausschließlich die repulsive Coulombkraft. Bei kleiner werdendem Stoßparameter beginnt die attraktive Kernkraft zu wirken. In einem gewissen Bereich um b_C sind die abstoßende Coulomb- und die anziehende Kernkraft ungefähr gleich groß. Eine Variation in dem Stoßparameter zieht in diesem Bereich nur eine kleine Änderung in dem Ablenkungswinkel nach sich. Es resultiert eine Überhöhung im Wirkungsquerschnitt,

die in Form des sog. Coulombregenbogens sichtbar ist. Dieser tritt bei ganz kleinen Streuwinkeln (entsprechend einem kleinen Ablenkungswinkel) auf, und besitzt nur eine kleine Breite. Mit kleiner werdendem b beginnen sich die Oberflächen von Target und Projektil zu berühren. Die stark attraktiven Kernkräfte verursachen einen negativen Ablenkungswinkel, der nach Durchlaufen eines Maximalwertes dann zu zentralen Stößen ($b \sim 0$) hin wieder abnimmt. Dazwischen bildet sich der nukleare Regenbogen aus (siehe oberer Teil der Abb. 1.1). Das heißt es gibt einen Stoßparameter b_N bei dem der Ablenkungswinkel maximal ist. Dies ist der Regenbogenwinkel θ_N , der der maximalen Ablenkung auf Grund des mit dem reellen Wechselwirkungspotenzial verknüpften Brechungsindex entspricht.

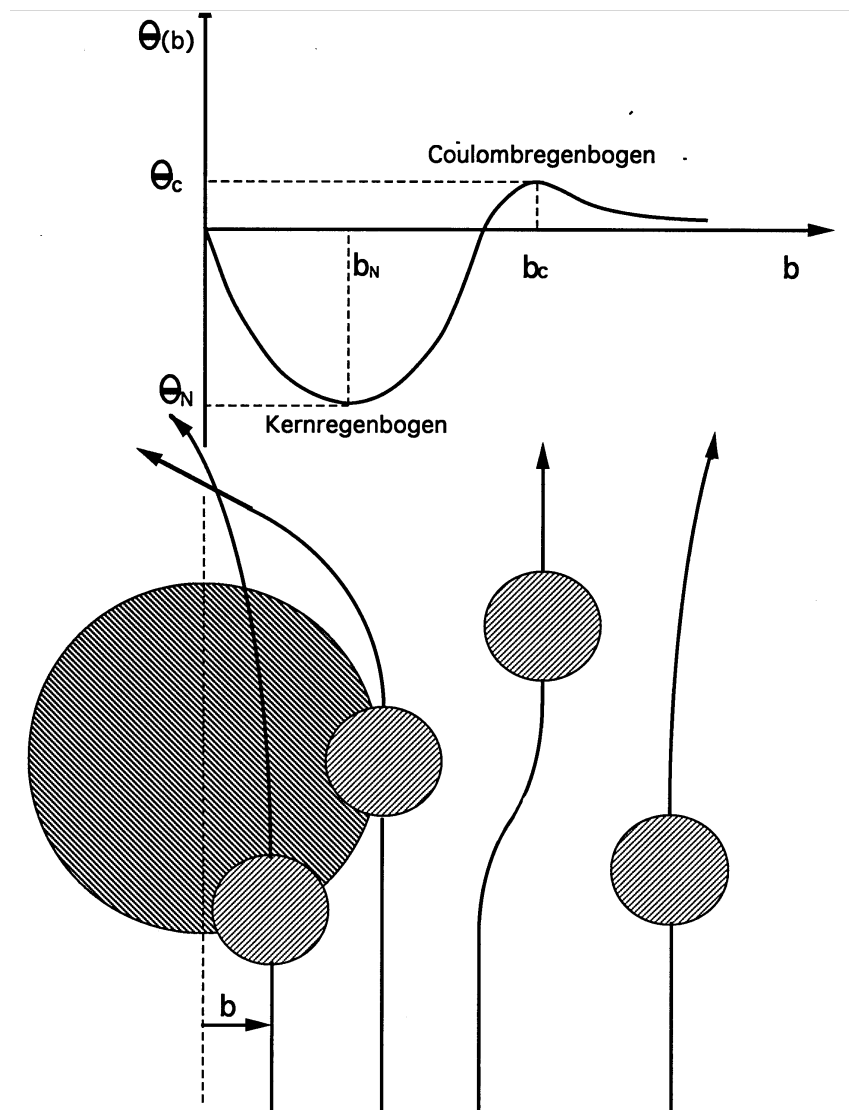


Abbildung 1.1: Illustrierung des Zustandekommens eines (nuklearen) Regenbogens in Abhängigkeit vom Stoßparameter b und der Ablenkungsfunktion.

Die in dem nuklearen Regenbogen enthaltenen Informationen stammen im allgemeinen aus einer Region, in der sich die Massendichten der Streupartner deutlich überlappen. Solche Daten können daher auch zur Untersuchung von Größen dienen, die von der Kerndichte abhängen. Als Beispiel sei hier insbesondere eine Beschreibung einer (mikroskopischen oder phänomenologischen) effektiven Nukleon-Nukleon Wechselwir-

kung angeführt, oder die Beschreibung der Zustandsgleichung für kalte Kernmaterie (cold Equation of State, EOS) und dem damit verknüpften Inkompressibilitätsmodul.

Refraktive Effekte bzw. nukleare Regenbögen wurden zuerst bei der Streuung von α Teilchen beobachtet [Gol74], später auch in Leichtionenstreusystemen ([Erm90],[Erm91]) sowie in Schwerionenstreusystemen. Die Streuung leichter Schwerionen war in den letzten Jahren Gegenstand zahlreicher Experimente. Einige Winkelverteilungen dieser Daten zeigen bemerkenswerte refraktive Eigenschaften. Die allermeisten vorliegenden Daten stammen von der Streuung identischer Teilchen, hier hauptsächlich $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, aber auch von $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, bei Energien von E/A oberhalb 6 MeV/ N . In [Sti89] wurde das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei $E_{\text{Lab}} = 350$ MeV präzise vermessen. In dieser Winkelverteilung war ein ausgeprägter und markanter nuklearer Regenbogen beobachtet worden, und belegte das Auftreten von Regenbogenphänomenen auch in der Schwerionenstreuung.

In einer Kooperation des HMI Berlin und der Universität Tübingen wurde das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei den weiteren Energien von 250 MeV, 480 MeV und 704 MeV gemessen, um die Energieabhängigkeit dieser refraktiven Effekte zu untersuchen. Um den untersuchten Energiebereich auszuweiten, wurde im Rahmen dieser Arbeit das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei einer Einschussenergie von $E_{\text{Lab}} = 1.12$ GeV gemessen und analysiert. Mit den bei dieser Auswertung gewonnenen Erkenntnissen wurden die Daten bei 704 MeV neu ausgewertet.

Wie bereits bei den 704 MeV Daten erfolgte die Messung bei 1.12 GeV am GANIL am hochauflösenden Magnetspektrometer SPEG. Neben den Auswertungen dieses Streusystems soll in dieser Arbeit die elastische Streuung im Zusammenhang mit den Ergebnissen bei den anderen Energien dargestellt werden.

Die Analyse der experimentellen elastischen Streudaten erfolgt mit verschiedenen Ansätzen im Rahmen des Optischen Modells. Für die Form der Potentiale, die die Streuung beschreiben, werden häufig phänomenologische Ansätze verwendet. Hier sind vor allem das Woods–Saxon Potenzial, aber auch die Methode der modellunbeschränkten Analyse zu nennen. Weiter werden mikroskopische Potentiale verwendet. Hierfür benötigt man eine Beschreibung der effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung in Abhängigkeit von dem Abstand, der Relativenergie, als auch von der Umgebungsdichte der beiden in einem Kern gebundenen, wechselwirkenden Nukleonen. Die eigentlichen Potentiale werden dann in einem Doppelfaltungsformalismus berechnet, in denen bekannte Kern-dichteverteilungen mit einer effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung gefaltet werden. Ein Vergleich der Beschreibung der Daten mit mikroskopischen und phänomenologischen Potenzialen läßt dann Rückschlüsse auf eine dem mikroskopischen Potenzial unterliegende, effektive Nukleon–Nukleon Wechselwirkung und deren Energieabhängigkeit zu.

Das Experiment

2.1 Die Anlage GANIL und der Beschleuniger

Das Experiment wurde an der Beschleunigeranlage GANIL ((Grand Accelérateur National Ion Lourde) in Caén (Frankreich)) durchgeführt. Abbildung (2.1) zeigt einen schematischen Überblick über die gesamte Anlage.

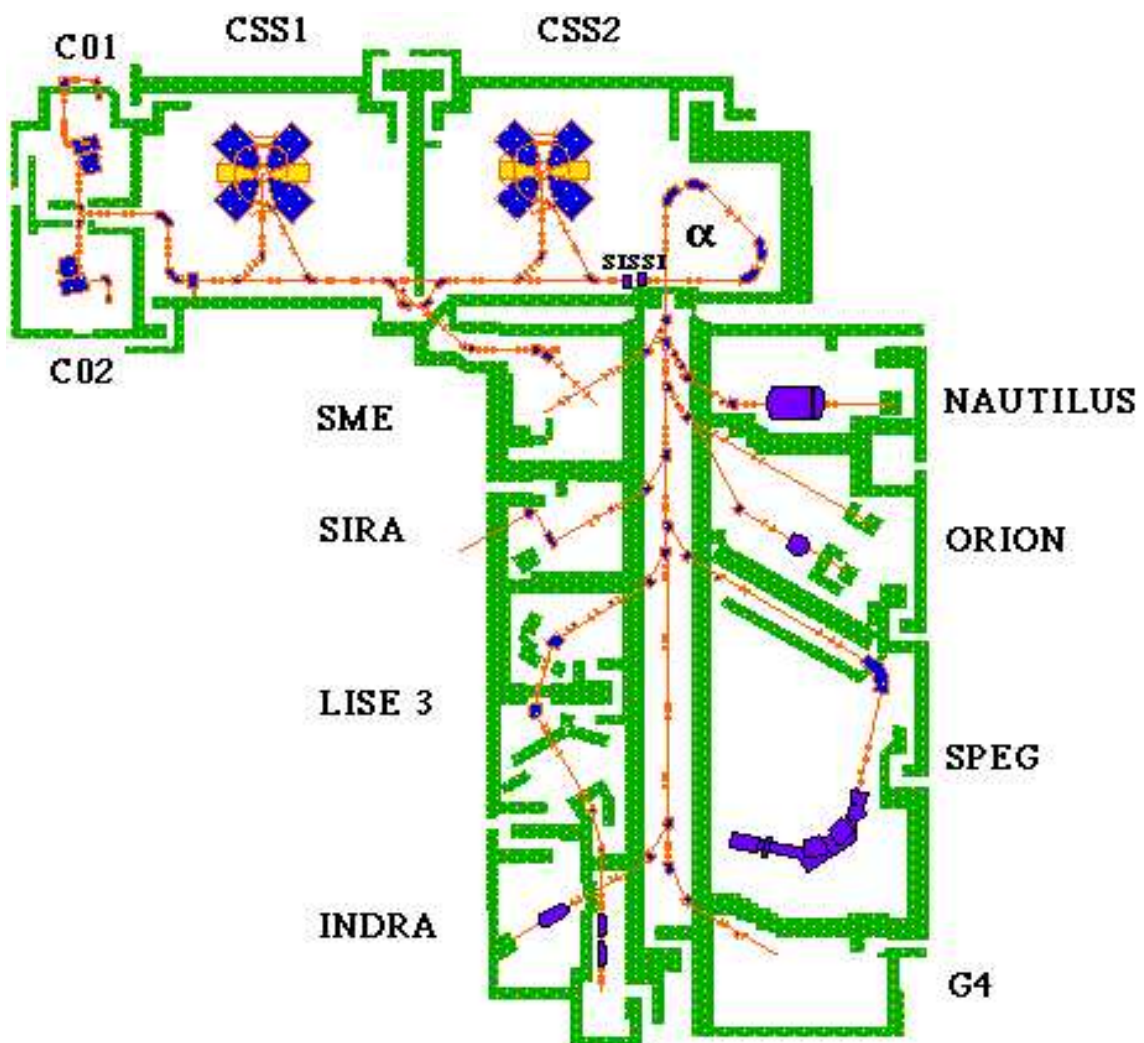


Abbildung 2.1: Die GANIL Anlage im schematischen Überblick. C01 bzw C02 sind Injektorzyklotrone mit ECR-Ionenquellen. An die Sektorzyklotrone CSS1 und CSS2 schließt sich die α -Schleife an. Danach wird der Strahl zu den Experimentierhallen geführt, wo sich die Messplätze befinden.

Die Beschleunigeranlage besteht aus mehreren Teilen: zunächst werden die Strahlteilchen, also die ^{16}O Ionen, aus einer Elektron-Cyclotron-Resonanz-Quelle extrahiert und in einem kleinen Kompaktzyklotron (s. Abb. 2.1, C01 bzw. C02) vorbeschleunigt, und darauffolgend im ersten Sektorzyklotron CSS1 auf maximal 15 MeV/N beschleunigt. Anschließend passieren sie eine Stripperfolie in der sie weiter ionisiert werden. Im zweiten Sektorzyklotron CSS2 werden die Ionen dann auf ihren Endwert auf bis zu 100 MeV/N beschleunigt. Darauffolgend durchlaufen sie eine 270° Schleife, die mit Blenden und optischen Elementen versehen ist. Diese sogenannte α -Schleife dient zur Verbesserung der Energiedispersion $D = \Delta x / \Delta E$ des Strahls sowie zur weiteren Fokussierung. Die Schleife bildet den Strahl auf einen Objektpunkt ab, der sich vor dem Spektrometer, genauer der Analysiereinheit, befindetet. Die Ionenoptik von GANIL ist so gestaltet, dass der Strahl bis in die Fokalebene achromatisch geführt wird.

2.2 Das Spektrometersystem SPEG

2.2.1 Aufbau

SPEG besteht aus drei voneinander unabhängigen, funktionellen Gruppen, welche in der Abbildung 2.2 dargestellt sind:

- ❶ der Analysierstrecke, Q01 - SA2
- ❷ dem eigentlichen Spektrometer, Q1 - Q2
- ❸ und dem Detektorsystem

Das Target ist zwischen der Analysierstrecke und dem eigentlichen Spektrometer, genauer zwischen den Bauelementen SA2 und Q1 plaziert. Die Analysierstrecke besteht aus zwei Quadrupolmagneten Q01 und Q02, einem Dipolmagneten DA, zwei weitere Quadrupolmagneten Q03 und Q04 und zwei Sextupolmagneten SA1 und SA2. Das Target ist im Zentrum der mit rund einem Meter Radius umfassenden Targetkammer installiert. In der Kammer sind noch verschiedene drehbare Arme montiert, die für die Aufnahme von Detektoren vorgesehen sind. Der Targethalter ist direkt mit dem Boden verbunden. Der Rahmen der als Bandenkammer ausgelegten drehbaren Targetkammer ist auf einem Sockel montiert und mit dem Spektrometer verbunden. Auf diese Weise lässt sich das gesamte Spektrometer mitsamt den Detektoren relativ zum Target drehen.

Das eigentliche Spektrometer besteht aus folgenden Hauptkomponenten: dem Eingangsquadrupol Q1, den zwei Dipolen D1 und D2 sowie dem Ausgangsquadrupol Q2. Zusätzlich befindet sich zwischen Q1 und D1 noch ein Sextupolmagnet S1. Das Detektorsystem wird in Abschnitt (2.4) ausführlich besprochen.

2.2.2 Strahlparameter und Transportmatrix

Um den Einfluss der Einstellungen sämtlicher Magnete entlang des gesamten Strahlgangs auf die Qualität des Strahls darstellen zu können, benötigt man Parameter, die die Eigenschaften des Strahls beschreiben. Die Änderung dieser Strahlparameter zwischen Eingangspunkt- und Ausgangspunkt des Spektrometers gibt Aufschluss über dessen Abbildungseigenschaften. Sie können durch die Transportmatrix dargestellt werden.

Um das Verhalten eines Ensembles von geladenen Teilchen mit Hilfe von Strahltrajektorien durch das Spektrometer zu beschreiben, definiert man als erstes eine Referenztrajektorie. Sie ist definiert als „Solltrajektorie“, d.h. als Trajektorie der Teilchen mit dem Sollimpuls p_0 , die sich bei gerade eben geöffneten Eingangsschlitzen des eigentlichen Spektrometers entlang der optischen Achse des Spektrometers bewegen. Die Tangente an diese Trajektorie definiert für jeden Ort der Bahn die \vec{z} -Achse eines Koordinatensystems, dessen \vec{y} -Achse senkrecht zur Ebene steht, die durch die gekrümmte Bahn der Solltrajektorie gegeben ist, und dessen \vec{x} -Achse senkrecht auf \vec{y} und \vec{z} steht. Die drei Vektoren \vec{x} , \vec{y} und \vec{z} bilden ein rechtshändiges Koordinatensystem (s. Abb. 2.3).

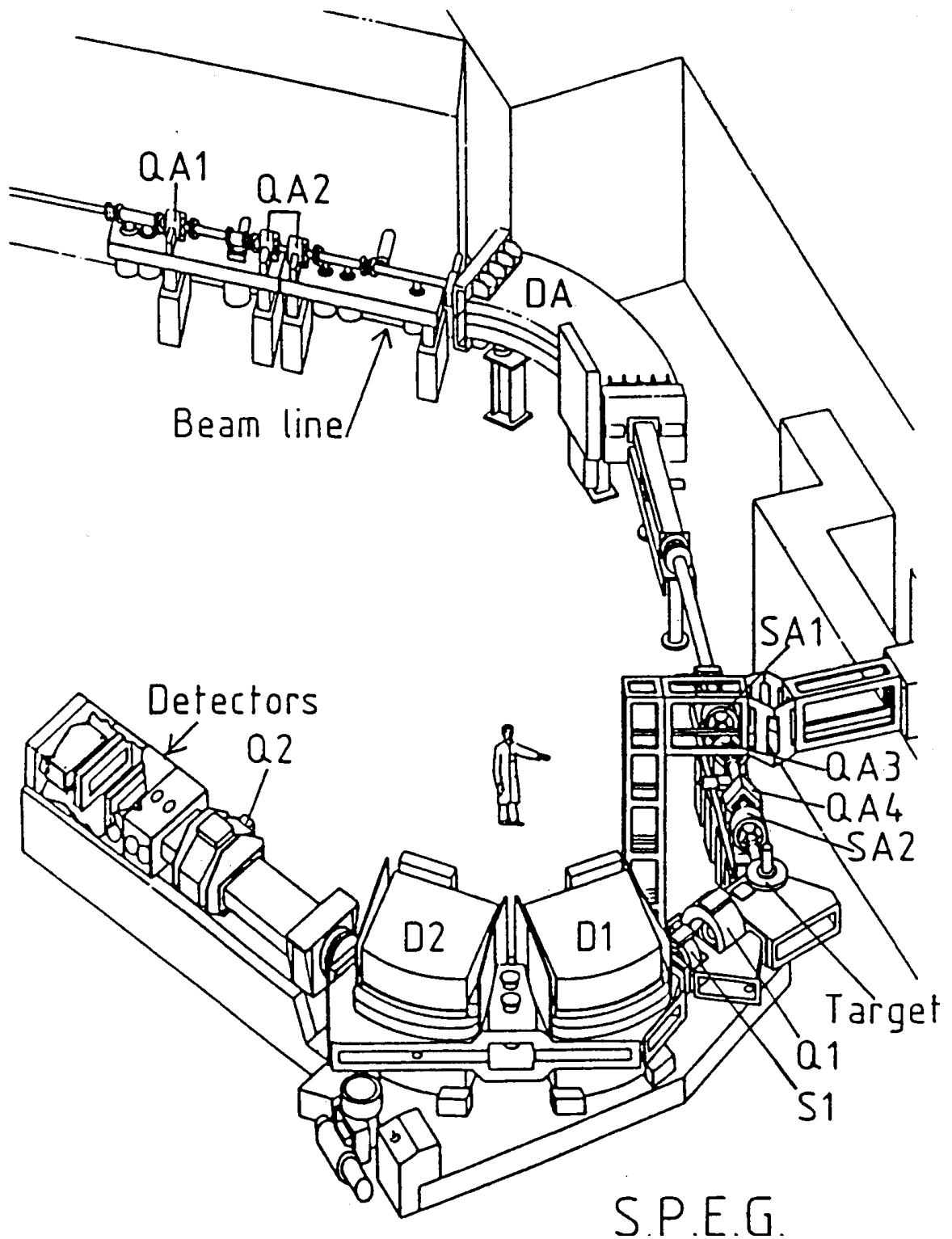


Abbildung 2.2: Skizze des Spektrometers am GANIL .
 Die Analysierstrecke erstreckt sich von QA1 bis SA2, das eigentliche Spektrometer von Q1 bis Q2. Daran anschließend das Detektorsystem.

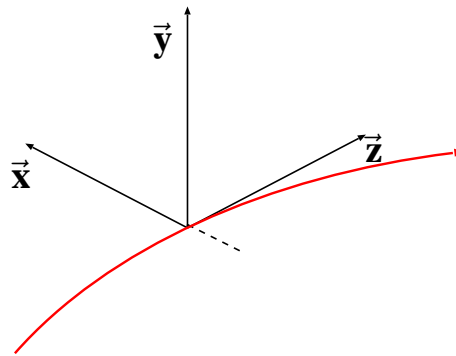


Abbildung 2.3: Parametrisierung einer Trajektorie

Zur Beschreibung der Abbildungseigenschaften genügt es, sich auf zwei Punkte der Trajektorie zu beschränken, den Anfangspunkt A (dem Eingangspunkt in das eigentliche Spektrometer) und dem Endpunkt E in der Fokalebene des Spektrometers.

Es werden sechs Parameter eingeführt, die die Abweichung einer beliebigen Teilchentrajektorie von den Idealwerten der Solltrajektorie am Anfangs- und Endpunkt beschreibt. Der Bezug auf diese beiden Punkte A und E wird durch Indizes an den Parametern angezeigt. Hierbei bedeuten:

- x: Ortsabweichung in x-Richtung
- y: Ortsabweichung in y-Richtung
- θ : Winkelabweichung in xz-Ebene gegen Solltrajektorie
- ϕ : Winkelabweichung in yz-Ebene gegen Solltrajektorie
- δ : Abweichung des Teilchenimpulses p vom Sollimpuls p_0 , $\delta = (p - p_0)/p_0$
- l : Längendifferenz zwischen einer betrachteten Trajektorie und der Solltrajektorie

Von einem formalen Standpunkt aus, kann man eine Endkoordinate als eine Funktion f_r dieser sechs Anfangskoordinaten betrachten:

$$r_E = f_r(x_A, \theta_A, y_A, \phi_A, l_A, \delta_A) \quad \begin{array}{l} r_E = \{x_E, \theta_E, y_E, \phi_E, l_E, \delta_E\} \\ f_r = \{f_x, f_\theta, f_y, f_\phi, f_l, f_\delta\} \end{array} \quad (2.1)$$

Die Funktionen f_r sind durch die Bewegungsgleichung zwischen den Punkten A und E bestimmt, die im Einzelnen durch die ionenoptischen Elemente dazwischen bestimmt ist.

Wenn man nur geringe Abweichungen von der Solltrajektorie betrachtet, kann man die Funktion f_r in eine Reihe entwickeln. Berücksichtigt man bei dieser Entwicklung nur die erste Ordnung, erhält man für einen bestimmten Parameter (z.B. x_E):

$$x_E = \left(\frac{\partial f_x}{\partial x}\right)_E x_A + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \theta}\right)_E \theta_A + \left(\frac{\partial f_x}{\partial y}\right)_E y_A + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \phi}\right)_E \phi_A + \left(\frac{\partial f_x}{\partial l}\right)_E l_A + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \delta}\right)_E \delta_A \quad (2.2)$$

Diese Entwicklung kann für jeden Parameter durchgeführt werden. Die Beziehung zwischen den Anfangs- und Endparametern lässt sich dann in Matrixschreibweise dar-

stellen:

$$\begin{pmatrix} x_E \\ \theta_E \\ y_E \\ \phi_E \\ l_E \\ \delta_E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \cdots & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & \ddots & & & R_{26} \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ R_{51} & & & \ddots & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & \cdots & R_{65} & R_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_A \\ \theta_A \\ y_A \\ \phi_A \\ l_A \\ \delta_A \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Die Matrixelemente

$$R_{jk} = \left(\frac{\partial f_j}{\partial k} \right) \quad (2.4)$$

stellen die partiellen Ableitungen von f_j nach der k -ten Variable dar, $j, k \in \{x, \theta, y, \phi, l, \delta\}$. Diese Matrix R ist die Transportmatrix in erster Ordnung. Sie beinhaltet die charakteristischen und wichtigsten Eigenschaften der Ionenoptik. Die Wirkungsweise eines Spektrometers kann durch eine solche Transportmatrix in erster Ordnung dargestellt werden.

Die Fokalebene eines Spektrometers ist die Ebene, in der die geladenen Teilchen hinsichtlich ihrer Impulse von der Ionenoptik abgebildet werden. Die Fokalebene ist auch definiert über eine durch die Kinematik bedingte Impulsvariation $\Delta p(\theta)$ (s. Abb. 2.4) die in demselben Fokalebeneort x_{foc} fokussiert wird. Um diese Ebene zu veranschaulichen, betrachtet man zuerst die Projektion einer Trajektorie in den Unterraum (x, θ) . Durch die Bedingung

$$R_{12} = \left(\frac{\partial f_x}{\partial \theta} \right)_E \equiv: \left(\frac{x}{\theta} \right) = 0 \quad (2.5)$$

wird der Fokalfunkt in Punkt E definiert (für die Matrixelemente aus Gl. 2.4 sollen analoge Definitionen wie für R_{12} in Gl. 2.5 gelten). Anders ausgedrückt bedeutet dies, dass in E der Wert für x_E nicht mehr von Anfangswert von θ abhängt. Das bedeutet, dass alle Teilchen mit demselben Impuls p , und mit nichtverschwindendem Winkel θ , in denselben Punkt der Fokalebene abgebildet werden. Bleibt man weiterhin in dem Unterraum (x, θ) , kann man die Gl. 2.2 folgendermaßen vereinfachen:

$$x_E = \left(\frac{\partial f_x}{\partial x} \right)_E x_A + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \theta} \right)_E \theta_A \quad (2.6)$$

In der Fokalebene gilt dann:

$$x_E = \left(\frac{\partial f_x}{\partial x} \right)_E x_A \equiv: \left(\frac{x}{x} \right) x_A \quad (2.7)$$

Die Größe $\left(\frac{x}{x} \right)$ ist die Änderung der Koordinate x zwischen den Punkten A und E und ist die horizontale Vergrößerung.

Von besonderem Interesse sind neben dem o.a. Matrixelement R_{12} auch die Elemente R_{14} für die Unabhängigkeit von x_E von ϕ_A , sowie R_{16} für die Invarianz der Abbildung des Impuls in der Fokalebene. Um die Elemente der Transportmatrix anzuführen, betrachtet man den gesamten Raum der 6x6-Matrix. Einige interessante Matrixelemente sollen im Speziellen vorgestellt werden:

- R_{11} (R_{33}) ist die horizontale (vertikale) Vergrößerung
- R_{12} (R_{34}) ist die horizontale (vertikale) Fokussierung
- R_{21} (R_{43}) ist der inverse Abstand der Fokalebene

- R_{22} (R_{44}) ist die horizontale (vertikale) Winkelvergrößerung
- R_{16} (R_{36}) ist die horizontale (vertikale) Ortsdispersion
- R_{26} (R_{46}) ist die horizontale (vertikale) Winkeldispersion

Die Matrixelemente R_{jk} sind durch den apparativen Aufbau vorgegeben. Für den Fall, dass Korrekturen höherer Ordnung in der Transportmatrix benötigt werden, um eine bessere Korrektur der Aberrationen zu erreichen, wurde eine Computerroutine von GANIL angeboten, die eine Rekonstruktion in den Streuwinkeln θ und ϕ anwendet. Diese Routine korrigiert die Aberration in zweiter Ordnung. Da für hohe Energien die vertikale Fokalebene schlecht definiert ist ([Bia89]), wird in den Rechnungen statt des vertikalen Streuwinkels ϕ die Koordinate y benutzt. Diese Routine löst die folgenden Transportgleichungen:

$$\begin{aligned}
x_E &= \left(\frac{x}{\theta}\right) \theta_A + \left(\frac{x}{\theta^2}\right) \theta_A^2 + \left(\frac{x}{\phi^2}\right) \phi_A^2 + \left(\frac{x}{\delta^2}\right) \delta^2 + \left(\frac{x}{\delta\theta}\right) \theta_A \delta \\
\theta_E &= \left(\frac{\theta}{\theta}\right) \theta_A + \left(\frac{\theta}{\delta}\right) \delta + \left(\frac{\theta}{\theta^2}\right) \theta_A^2 + \left(\frac{\theta}{\phi^2}\right) \phi^2 + \left(\frac{\theta}{\delta^2}\right) \delta^2 + \left(\frac{\theta}{\theta\delta}\right) \theta_A \delta \\
y_E &= \left(\frac{y}{\phi}\right) \phi + \left(\frac{y}{\phi\theta}\right) \phi_A \theta_A + \left(\frac{y}{\phi\delta}\right) \phi_A \delta + \left(\frac{y}{\phi\theta^2}\right) \phi_A \theta_A^2 + \left(\frac{y}{\phi\delta^2}\right) \phi_A \delta^2 \\
&\quad + \left(\frac{y}{\phi\theta\delta}\right) \phi_A \theta_A \delta + \left(\frac{y}{\phi\theta^2\delta}\right) \phi_A \theta_A^2 \delta + \left(\frac{y}{\phi\theta\delta^2}\right) \phi_A \theta_A \delta^2 + \left(\frac{y}{\phi\theta^2\delta^2}\right) \phi_A \theta_A^2 \delta^2 \\
\phi_E &= \left(\frac{\phi}{\phi}\right) \phi_A + \left(\frac{\phi}{\phi\theta}\right) \phi_A \theta_A + \left(\frac{\phi}{\phi\delta}\right) \phi_A \delta + \left(\frac{\phi}{\phi\theta^2}\right) \phi_A \theta_A^2 + \left(\frac{\phi}{\phi\delta^2}\right) \phi_A \delta^2 \\
&\quad + \left(\frac{\phi}{\phi\theta\delta}\right) \phi_A \theta_A \delta + \left(\frac{\phi}{\phi\theta^2\delta}\right) \phi_A \theta_A^2 \delta + \left(\frac{\phi}{\phi\theta\delta^2}\right) \phi_A \theta_A \delta^2 + \left(\frac{\phi}{\phi\theta^2\delta^2}\right) \phi_A \theta_A^2 \delta^2
\end{aligned}$$

Die Ausdrücke in den runden Klammern entsprechen den (höheren) partiellen Ableitungen im Sinne von Gl. (2.5). Die Bestimmung der Koeffizienten wurde von J.M. Casandjian vorgenommen ([Cas94]). Dazu wurde ein $^{112}\text{Sn}^{43+}$ Strahl mit einer Energie von 58 MeV/A auf ein dünnes ^{208}Pb Target geschossen. Kurz hinter dem Target wurde eine Lochblende in den Strahlengang gebracht. Das Abbild dieser Eichblende in der Fokalebene wurde benutzt, um die Koeffizienten zu ermitteln.

2.2.3 Strahleinstellung

Die beiden ersten Quadrupolmagnete QA1 und QA2 des Analysators bilden ein Zwischenbild des Objektschlitzes vor dem ersten Dipol DA, und fokussieren den Strahl horizontal und vertikal. Dies erlaubt kinematische Effekte auf Grund der Winkeldivergenz des Strahls auf dem Target zu verringern. Am Ausgang des Dipols DA befinden sich die Quadrupole QA3 und QA4, die das Bild in horizontaler und vertikaler Ebene auf dem Target justieren. Sie sind ebenfalls verantwortlich für die Dispersionsanpassung des Strahls. Mit ihnen wird am Targetort der Strahl mit der inversen Dispersion des Spektrometers eingestellt. Dies bewirkt, dass die Auflösung unabhängig von der Impulsunschärfe des Strahls wird. Andernfalls wäre die Auflösung der Gesamtapparatur durch die Impulsunschärfe des Strahls limitiert. Mit den beiden Sextupolen SA1 und SA2 werden, zusammen mit den Trimmspulen des Dipols, die Aberrationen (x/θ^2) und (x/ϕ^2) auf dem Target minimiert. Der Quadrupol Q1 des eigentlichen Spektrometers fokussiert die Ejektile in der vertikalen Ebene, um die Teilchen parallel zur Mittelebene des Spektrometers auszurichten. Der Sextupol S1 minimiert die Aberrationen (x/θ^2) und $(y/\theta\phi)$. Die Austrittskante des Dipol D1 korrigiert zusätzlich die (x/θ^2) Aberration. Der Ausgang des zweiten Dipols D2 legt die Neigung der Fokalebene bezüglich der Strahlrichtung fest. Da die (x/θ^2) Aberration, und, besonders in der Nähe um 0° , die (y/ϕ^2) Aberration von den kinematischen Bedingungen abhängen, kann in zweiter Ordnung diese Aberration mit den in dem Dipol D1 befindlichen Trimmspulen korrigiert werden. Eine

Korrektur in dritter Ordnung kann nährungsweise durch verschiedene Krümmungsradien auf entgegengesetzten Bahnen der optischen Achse am Dipol D1 erreicht werden. Mit Quadrupol Q2 kann eine variable Ortsdispersion in der Fokalebene eingestellt werden. Weitere Details sind dazu in [Bia89] zu finden.

Bei Schwerionenreaktionen treten große kinematische Effekte auf die in Abb. 2.5 dargestellt sind. Besonders bei einer erhohnten Winkelakzeptanz $\Delta\theta$ des Spektrometers muss dies berücksichtigt werden. Für einen gegebenen Winkel θ des Spektrometers treten die Teilchen mit einem Impuls p_0 unter dem Winkel $\theta_0 + \Delta\theta$ und $\theta_0 - \Delta\theta$ ein (siehe Abb. 2.4). Die Teilchentrajektorien verlaufen auf verschiedenen Bahnen und werden in

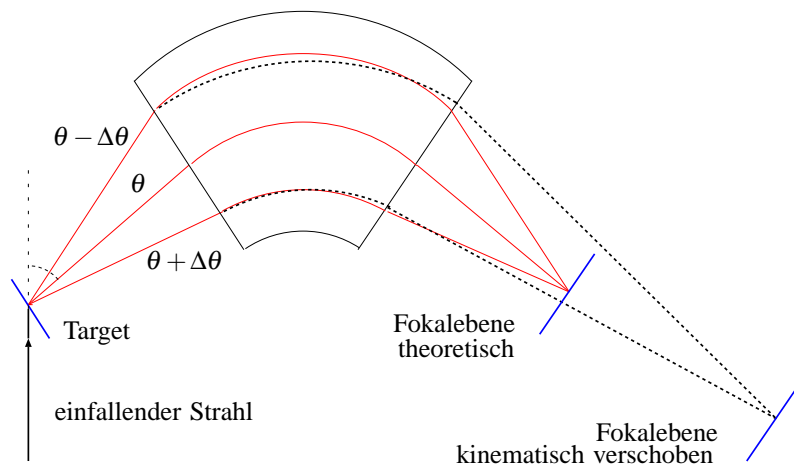


Abbildung 2.4: Korrektur der durch die endliche Winkelakzeptanz des Spektrometers kinematisch verschobenen Fokalebene

einem Punkt der Fokalebene fokussiert. Auf Grund der Kinematik gibt es Teilchen, die unter dem Winkel $\theta - \Delta\theta$ mit einem Impuls $p_1 > p_0$ eine weniger stark gekrumnte Trajektorie aufweisen, und in einen Punkt hinter der Fokalebene fokussiert werden. Analoges gilt für Teilchen mit dem Winkel $\theta + \Delta\theta$ und einem Impuls $p_2 < p_0$, deren Trajektorien stärker gekrümmt sind.

Bei einer kleinen Abweichung $\Delta\theta$ von θ kann man δ entwickeln:

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{1}{p} \left[\frac{dp}{d\theta} \Delta\theta + \frac{d^2p}{2d\theta^2} \Delta\theta^2 \right] \\ &= K\Delta\theta + K'\Delta\theta^2\end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned}K &= \frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta} \quad \text{und} \\ K' &= \frac{1}{2p} \frac{d^2p}{d\theta^2}\end{aligned}$$

die kinematischen Faktoren erster bzw. zweiter Ordnung sind.

Die kinematische Korrektur besteht in der Kompensation von defokussierenden Effekten in den Größen $\Delta\theta$ und $\Delta\theta^2$. Die Korrektur von $\Delta\theta^2$ kann auch mit den Trimmspulen der Dipole vorgenommen werden. Für den Fall dass die kinematischen Effekte in der ersten Ordnung nicht korrigiert werden, kann sich die Fokalebene um bis zu 70 cm nach hinten verschieben, wenn K um den Wert 0.1 variiert. In Tabelle 2.2.3 sind einige Kenngrößen von SPEG festgehalten.

Es soll an dieser Stelle hervorgehoben werden, dass die Abbildungseigenschaften zusammen mit den kinematischen Korrekturen die hervorragende Energieauflösung am SPEG ermöglichen.

Nominale Dispersion	8.1 m
Horizontale Vergrößerung	0.8
Vertikale Vergrößerung	4.7
Horizontale Akzeptanz	± 35 mrad
Vertikale Akzeptanz	± 35 mrad
Mittlerer Krümmungsradius	2.4 m
Analysierbarer Impulsbereich	7%
Neigung Fokalebene	8°
Winkelbereich	-10° bis $+105^\circ$

Tabelle 2.1: Einige charakteristische Kenngrößen des Spektrometers SPEG ([Bia89]).

2.3 Die Targets

Für die Messung der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung kamen eine Reihe von verschiedenen Targets zum Einsatz. Allgemein wurden Festkörpertargets in Form von Oxiden verwendet. Die Massenbelegung war so gewählt worden, dass zum einen Stragglingeffekte im Target die Linienbreite nicht unnötig vergrößern, und dass zum anderen eine möglichst gute kinematische Trennung der an den verschiedenen in einem Target enthaltenen Kernen gestreuten Ejektile erfolgte. Es wurden Sauerstofftargets in drei verschiedenen Verbindungen verwendet: ein V_2O_5 , $\text{Li}_2\text{O}+^{12}\text{C}$ und ^{40}CaO , ausserdem ein reines ^{12}C - und ^{51}V -Target.

Das V_2O_5 -Target dient zur Ermittlung der Winkelverteilung der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung. Dieses Target ist temperaturstabil, was für Schwerionenstreuung nicht selbstverständlich ist. Außerdem besitzt es ein festes stöchiometrisches Verhältnis, da diese Verbindung die stabilste Oxidationsstufe von Vanadium ist. Dies wurde in vorangegangenen Experimenten durch eine Analyse des Targets nach mehreren Strahlzeiten verifiziert. Ein Nachteil dieses Targets ist, dass eine kinematische Trennung der ^{16}O Streuung an ^{51}V und an ^{16}O erst bei verhältnismäßig großen Winkeln erfolgt, so dass die Winkelverteilung im vorderen Winkelbereich mit diesem Target nicht vermessen werden kann (siehe Abb. 2.5).

Die Daten, die am reinen, freitragenden ^{51}V -Target vermessen werden, können bis hin zu ganz kleinen Vorwärtswinkeln erhalten werden. Mit diesen Daten der $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung von diesem Target lassen sich die Wirkungsquerschnitte in ihrer absoluten Höhe normieren (s. Kap. 3.5.2).

Für die Messung bei kleinsten Vorwärtswinkeln wird ein $\text{Li}_2\text{O}+^{12}\text{C}$ -Target verwendet. Hier sind die kinematischen Verhältnisse zwischen der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und der $^{16}\text{O} + ^6\text{Li}$ Linie günstiger als beim Vanadiumoxidtarget. Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch den Rutherfordquerschnitt, der bei kleinen Winkeln proportional zum Ladungsquadrat ist. In diesem Bereich dominiert die Zählrate der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung, im Unterschied zum Vanadiumoxidtarget, bei dem die Zählrate der $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung vorherrschend ist. Das $^6\text{Li}_2\text{O}$ -Target kann nicht freitragend hergestellt werden. Es wird daher ein ^{12}C -Backing verwendet. Damit handelt man sich den Nachteil ein, dass sich die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und die $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Linie bei kleinen Winkeln im Rahmen der experimentellen Energieauflösung der Gesamtapparatur nicht trennen lassen.

Die an dem reinen ^{12}C -Target gemessenen Zählratenspektren werden zur Subtraktion des Summenspektrums von ^{16}O und ^{12}C aus dem Lithiumoxidtarget verwendet (s. Kap. 3.4). Dieses Target stammt aus demselben Produktionsakt wie das Lithiumoxidtarget, um eventuelle Unterschiede in der Massenbelegung zu vermeiden.

Schließlich wurde noch zwei ^{40}CaO -Targets unterschiedlicher Dicke verwendet. Für die vorderen Winkel wird ein Target mit geringer, und für die Messung bei großen Winkeln auf Grund der kleinen Zählrate ein Target mit hoher Massenbelegungsdichte verwendet.

Für die Ermittlung der $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ Streuung bei den vorderen SPEG-Einstellungen

waren Messungen an allen fünf verschiedenen Targets erforderlich, während für die Messungen bei größeren Winkeln ausschließlich das dicke ^{40}CaO Target zum Einsatz kam.

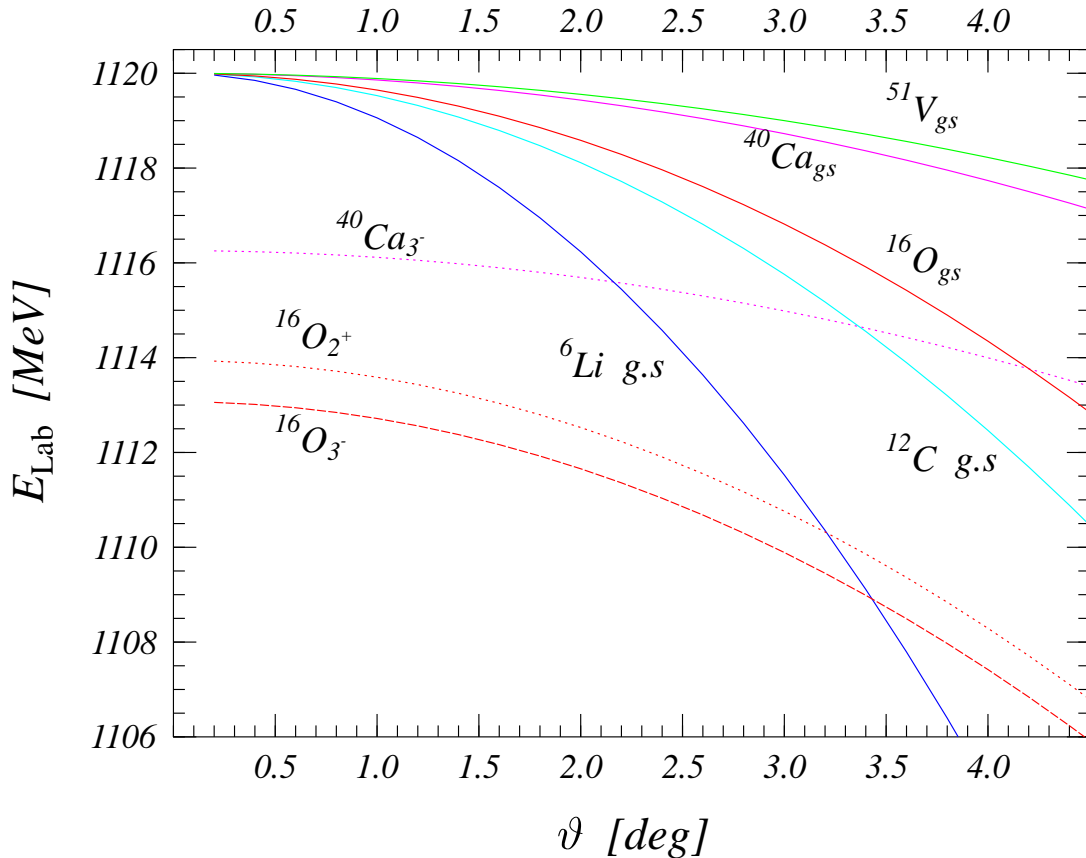


Abbildung 2.5: Die Kinematik der Streuung von ^{16}O an den verschiedenen Targetisotopen, zum Teil mit angeregten Zuständen der Rückstoßkerne. Die Laborenergie der gestreuten ^{16}O Teilchen ist als Funktion des Streuwinkels ϑ aufgetragen.

2.4 Das Detektorsystem

Es wurden unterschiedliche Detektorarten zur Messung verschiedener Messgrößen verwendet. Beim vorliegenden Experiment kamen folgende Detektoren zum Einsatz (siehe Abb. 2.6):

- Zwei Driftkammern, die jeweils eine Proportionalkammer enthalten. Sie messen die Position der Teilchen und erlauben so, durch eine Bahnrückkonstruktion die Lage der Fokalebene des SPEG zu bestimmen. Auf diese Weise lassen sich der Impuls p und der Streuwinkel θ ermitteln.
- Eine Ionisationskammer, die ein Signal proportional zu dem Energieverlust ΔE eines Teilchens in dieser Kammer liefert.
- Ein Plastiksintillator, in dem die Teilchen vollständig gestoppt werden. Das Signal ist ein Maß für die Restenergie E_{res} eines Teilchens. Zusammen mit dem Energieverlust ΔE lassen sich die Isotope identifizieren.

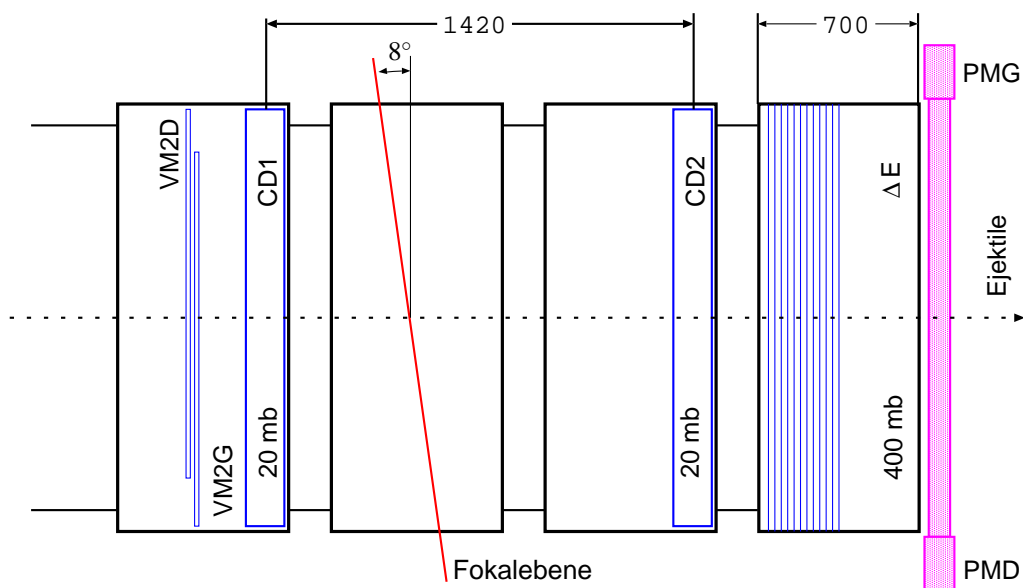


Abbildung 2.6: Schematische Ansicht des verwendeten Detektorsystems. CD1 bzw. CD2 sind Driftkammern, dazwischen befindet sich eine Vakuunkammer, in der die geneigte Fokalebene verläuft. Am Ende des Systems befindet sich eine Ionisationskammer (ΔE) und ein Plastikszintillator, der von zwei Photomultipliern PMG und PMD ausgelesen wird.

Die Driftkammern

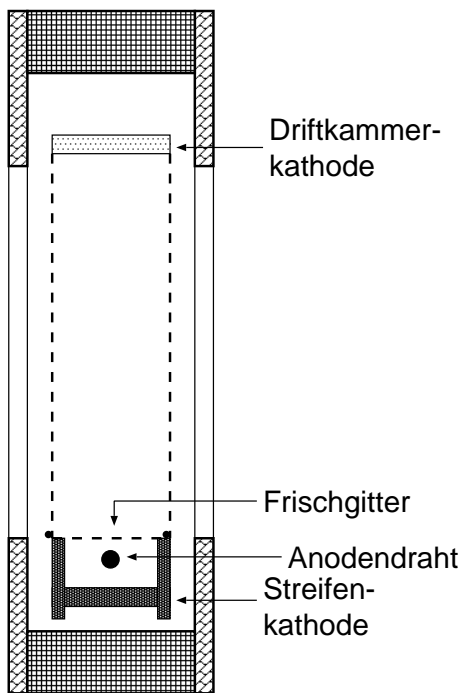


Abbildung 2.7: Seitenansicht des Detektors für die Ortsmessung

Die beiden Driftkammern sind vor und hinter der mit 8° geneigten Fokalebene in einem Abstand von 1.42 m positioniert. Sie sind 80 cm lang, 12 cm hoch und 10 cm breit. Mit diesen Kammern kann eine Anzahl an verschiedenen Ionensorten nachgewiesen werden ([Vil89]). Die Eintrittsfenster bestehen aus einer $2.5 \mu\text{m}$ dünnen Mylarfolie. Als Gas wird Isobutan mit einem Druck von 15 mbar verwendet.

Eine Driftkammer besteht aus zwei verschiedenen Teilen (s. Abb. 2.7). Der obere Teil ist die eigentliche Driftkammer, die wie eine Ionisationskammer arbeitet, und im unteren Teil befindet sich ein Proportionalzähler, bestehend aus einem Anodendraht und einer mit einer Delay-line verbundenen Streifenkathode. Im oberen Teil dieses Detektors befindet sich die Driftstrecke, die von der (oberen) Kathode bis zum Frischgitter reicht. Die durchfliegenden Ionen ionisieren das Zählgas. Die dadurch freigesetzten Elektronen werden nach unten beschleunigt auf Grund der Potenzialdifferenz zwischen der Driftkammerkathode und dem Frischgitter. Die auf den Ein- bzw. Austrittsfenstern horizontal gespannten Drähte homogenisieren

das elektrische Feld entlang der Driftstrecke. Das Frischgitter hat die Aufgabe, den Anodendraht gegen den Driftraum abzuschirmen. Nach dem Passieren dieses Gitters werden die Elektronen auf die Anode hin beschleunigt. Die dadurch einsetzende Sekundärionisation verursacht einen starken Anstieg von Ladungsträgern. Dieser Ladungsschauer wird an der Anode registriert. Durch Influenz verursacht dieser Ladungsschauer eine Spannung auf der Kathode. Diese besteht aus 2 mm breiten Streifen mit einem Abstand von 2.5 mm. Diese Streifen sind über eine Delay-line miteinander verbunden und ermöglichen eine Ortsbestimmung der Stelle an der die influenzierte Spannung aufgetreten ist. Mit dieser Driftkammer können eine Reihe von Informationen gewonnen werden:

- Die Position des einfliegenden Teilchens in der vertikalen Ebene ist gegeben durch eine Messung der Driftzeit der Elektronen in der Kammer. Da die Driftgeschwindigkeit sehr viel kleiner ist, als die Geschwindigkeit des gestreuten Ejektils, wird als Startsignal die Ankunftszeit des Ejektils im dahinterliegenden Plastikszintillator verwendet. Die Driftzeit wird dann durch Messung der Zeitdifferenz zwischen dem Signal des Plastikszintillators und dem Signal am Anodendraht ermittelt.
- Die horizontale Position eines einfliegenden Teilchens ist entlang der Streifenkathode durch die Zeitdifferenz der Signale an den beiden Enden der Delay-line bestimmt.
- Die durch den Anodendraht gesammelte Ladung dient zur Messung des Energieverlustes eines Teilchens in der Driftkammer. Dieses Signal ist allerdings auf Grund des geringen Druckes nicht so genau wie das Signal der Ionisationskammer, es wurde deshalb nicht weiter verwendet.

Die Ionisationskammer

Der Druck in der Kammer beträgt 400 mbar. Die Eintrittsfenster bestehen aus 7.5 μm dicken Kaptonfolien. Die Ionisationskammer besteht aus einer mit Isobutan gefüllten Gaskammer. In ihr sind ein Ensemble aus parallel angeordneten, aluminisierter Mylarfolien angebracht, die jeweils ein Energieverlustsignal eines durchfliegenden Teilchens liefern. Die Summe dieser Signale, der totale Energieverlust, wird in diesem Experiment als ΔE -Signal verwendet.

Der Plastikszintillator

Der Szintillator misst die Restenergie eines Teilchens. Das in den Szintillator tretende Teilchen wird in dem Szintillatormaterial vollständig gestoppt und deponiert dort seine gesamte Energie. Diese Energie wird in den an den Enden des Szintillators befindlichen Photomultipliern registriert. Wenn ein Teilchen vollständig gestoppt wird, ist die Restenergie E_{res} proportional zu $\sqrt{E_{\text{PMG}} * E_{\text{PMD}}}$. E_{PMG} und E_{PMD} sind dabei die Signalhöhen die in dem rechten und linken Multiplier gemessen werden (s. Abb. 2.6). E_{res} ist die Energie des Teilchens nach dem Passieren der Driftkammern und der Ionisationskammer.

Die Elektronik

Die verwendete Elektronik des Datenaufnahmesystems ist in Abb 2.8 dargestellt. Sie zeigt ein Schema der Schaltung, wie es während des Experiments für die Driftkammern verwendet worden ist. Die Signale am linken Ende (X11G, X12G) und am rechten Ende (X11D, X12D) der Verzögerungsleitung werden nach einer Vorverstärkung (PA) zusammengefasst (DS). Nach einer weiteren Verstärkung (AFR) werden die Signale nach dem Passieren eines Constant Fraction Discriminator (CFD) und für den unteren Zweig noch zusätzlich eines Delay Gate Generators (DGG), zur Ermittlung des horizontalen Position X11 eines Ereignisses verwendet. Diese Position ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen den Signalen am linken und rechten Ende der Verzögerungsleitung. Die horizontale Position X11G relativ zum linken Ende der Verzögerungsleitung ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen dem Signal des Anodendrahtes (Zweig mit FIL1) und dem Signal des linken Ende der Verzögerungsleitung. Die vertikale Position Y1 ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen dem Startsignal des Plastikszintillators (TPL) und

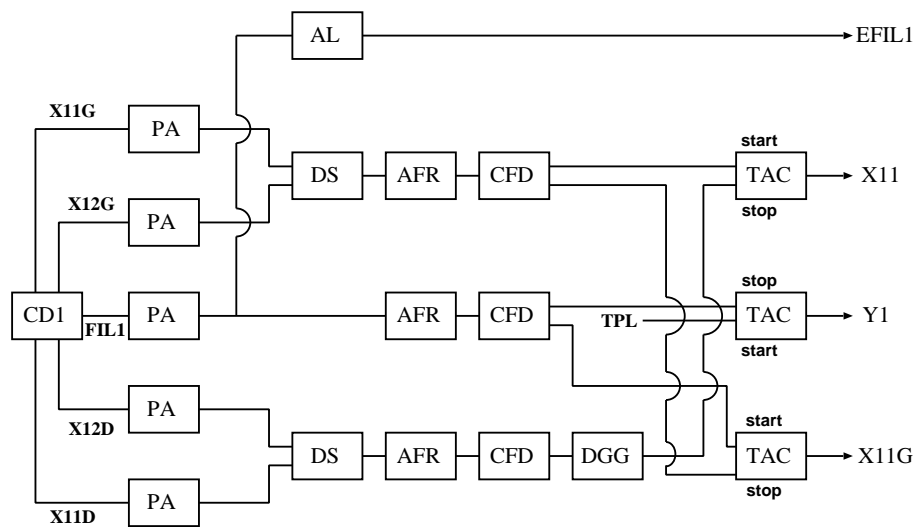


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der verwendeten Elektronik der Driftkammern.

einem Stoppsignal des Anodendrahtes. Eine völlig analoge Schaltung für die zweite Driftkammer CD2 liefert entsprechend die Signale X22, X22G, Y2. Für die Berechnung der Aberrationskorrektur werden die Signale X11, Y1, X22 und Y2 verwendet. Die anderen Signale finden keine unmittelbare Anwendung.

2.5 Experimentdurchführung

Der auf 70 MeV/N beschleunigte ^{16}O Strahl wurde auf die verschiedenen Targets mit Massenbelegungen zwischen $57 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $7 \text{mg}/\text{cm}^2$ geschossen. Die Winkelverteilungen wurden bei 6 verschiedenen SPEG-Einstellungen mit insgesamt 5 unterschiedlichen Magnetfeld-Einstellungen ermittelt, um den Energiebereich der Ejektile abdecken zu können. Die vorderste Spektrometereinstellung wurde mit drei unterschiedlichen horizontalen Öffnungswinkeln für alle Targets vermessen. Der vermessene Winkelbereich überdeckt $0.4^\circ - 16.5^\circ$ im Laborsystem. Der Strahlstrom betrug 10 - 60 nA.

Hier werden noch einmal die Messparameter für jedes Teilchen, das den Szintillator am Ende des Detektorsystems erreicht, zusammengefasst:

- ❶ der Energieverlust des Ejektils ΔE (in der Ionisationskammer),
- ❷ die Restenergie des Ejektils (im Plastiksintillator),
- ❸ die Flugzeit des Ejektils (time of flight, TOF) zwischen Zyklotronfrequenz und Szintillatorzähler,
- ❹ die Ortskoordinaten x_1 und y_1 in der Driftkammer CD1
- ❺ die Ortskoordinaten x_2 und y_2 in der Driftkammer CD2

Aus diesen Koordinaten der beiden Driftkammern lassen sich die Koordinaten x_{foc} und y_{foc} des Punktes in der Fokalebene berechnen (s. entsprechende Linie in Abb. 2.6). Während die ersten drei Messgrößen ΔE , E_{res} und TOF zur Teilchenidentifizierung benötigt werden, enthält das Datenpaar x_{foc} , y_{foc} zusammen mit dem eingestellten Winkel θ_{SPEG} , unter dem das Spektrometer gegen die Projektionsrichtung steht, die gesamte Information über Streuwinkel und Impuls des Ejektils.

Die Auswertung

In der vorliegenden Arbeit wird die Reaktion $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ bei $E_{\text{Lab}} = 1.12 \text{ GeV}$ untersucht.

Zur Auswertung der mit SPEG gemessenen Daten wurde das Programm DATA8M verwendet. Dieses Programm stand nur in einer älteren Version unter dem Betriebssystem VMS auf einer μVAX zur Verfügung. Unter dem Aspekt einer mittel- und längerfristigen Nutzung wurde eine aktuelle Version ([Wil96]) dieses Programms auf moderner, leistungsfähiger Hardware für die Betriebssysteme DIGITAL UNIX und LINUX portiert. Für die graphische Benutzeroberfläche wird Xview¹ unter dem X-Windows System benutzt, das ebenfalls für das Betriebssystem DIGITAL UNIX unter X11 R5 und X11 R6 portiert werden musste.

Beim hier durchgeführten Experiment werden die Projektile am Target unter anderem elastisch und inelastisch gestreut. Dies gilt auch für Prozesse mit kleinen Stoßparametern, d.h. für Prozesse, bei denen sich die Massendichten der beteiligten Streupartner merklich überlappen. In die Detektoren gelangt also eine Vielzahl unterschiedlicher Isotope. Deshalb müssen als erstes die nicht interessierenden Teilchen abgesondert werden.

Die bei einer kernphysikalischen Reaktion auftretenden Teilchen werden durch die Ionenoptik in die Fokalebene abgebildet und anschließend in dem darauffolgenden Detektorsystem registriert. Die Identifikation und damit eine Unterscheidung der Ejektile lässt sich über die Bestimmung ihrer Massenzahl A und ihrer Ordnungszahl Z vornehmen. Durch die Messung der experimentell zugänglichen Größen wie der Flugzeit (time of flight, TOF), des Energieverlusts ΔE und der Restenergie E_{res} eines Ejektils ist dies möglich. Daran anschließend kann für dieses Ejektil eine Bestimmung des Impulses und des Streuwinkels durch Ortsmessungen vorgenommen werden.

Im folgenden soll auf die Teilchenidentifizierung sowie deren Impuls- und Streuwinkelbestimmung näher eingegangen werden.

3.1 Ejektilidentifizierung und Isotopenvorsortierung

Um die verschiedenen Teilchen identifizieren und unterscheiden zu können, werden ihre Masse A und Kernladung Z ermittelt. Prinzipiell gibt es mehrere Möglichkeiten der Identifikation. In diesem Experiment wurde das Energieverlustsignal ΔE der Ionisationskammer sowie das Zeitsignal (TOF) des Plastikszintillators verwendet. Diese beiden Größen stehen im Zusammenhang sowohl mit der Massen- und Ordnungszahl als auch mit dem Ladungszustand.

Die Primärdaten ΔE und TOF zeigen eine Abhängigkeit vom Einfallsort x_{foc} in der Fokalebene, die Größe TOF zeigt ausserdem eine Abhängigkeit vom Streuwinkel θ , da der zurückgelegte Weg eines Teilchens je nach Eintrittswinkel in das Spektrometer sich um bis zu 5 % für einen voll geöffneten Winkel unterscheidet. Diese Abhängigkeiten wurden in einem ersten Auswerteschritt off-line korrigiert, Abb. 3.1 illustriert diese Korrekturen. Diese Korrekturen transformieren diese Parameter auf die magnetische Steifigkeit $B\rho$ in der Mitte der Fokalebene für alle Teilchen. Die Bestimmung des Winkels ϑ wird in Abschn. 3.3 erläutert.

¹ © SunSoft, Sun Microsystems

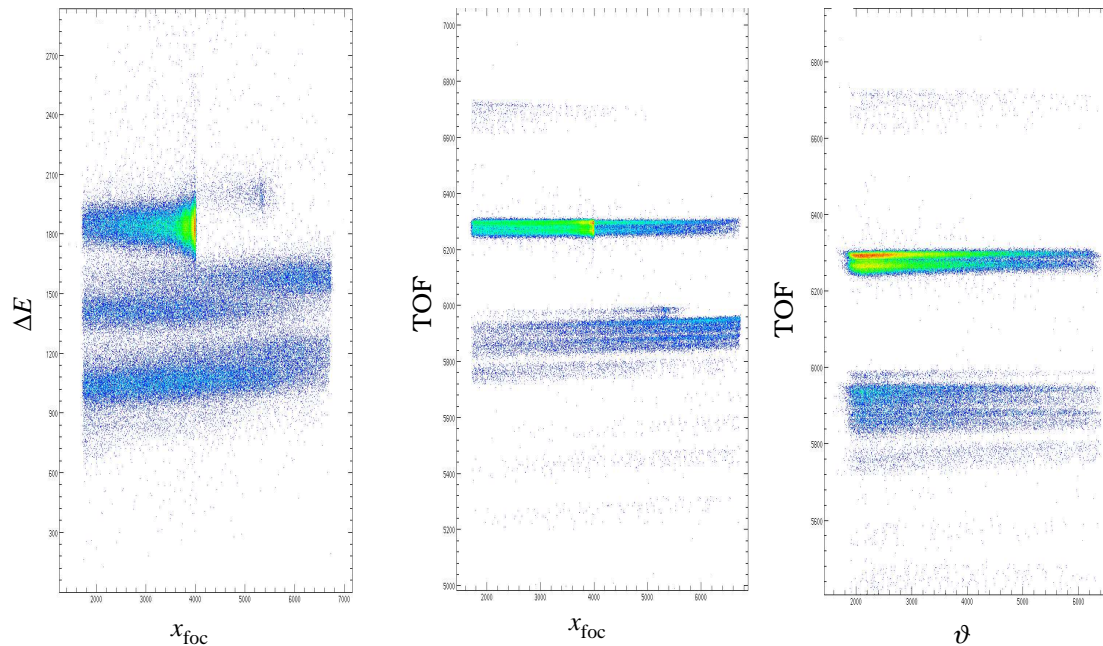


Abbildung 3.1: Zweidimensionale Darstellung der Korrekturen für die Größen ΔE und TOF. Mit diesen Korrekturen werden diese Größen unabhängig vom Fokalebeneort x_{foc} und vom Streuwinkel ϑ .

Im Magnetfeld des Spektrometers werden die Ejektile gemäß ihrem Impuls \vec{p} abgelenkt. Auf Grund der Lorentzkraft durchlaufen die Teilchen das Magnetfeld auf kreisförmigen Bahnen mit Radius ρ . Aus dem Kräftegleichgewicht von Zentrifugal- und Lorentzkraft lässt sich die Spektrographengleichung, bei konstanter Magnetfeldstärke \vec{B} , ableiten:

$$\frac{m \cdot v}{q} = B\rho \quad (3.1)$$

Nachdem die Ortsabhängigkeit der Teilchenidentifizierungsparameter ΔE und T korrigiert wurde, ist $B\rho = \text{const.}$ anzusetzen und damit $v \sim \frac{q}{A}$ (m bzw. A ist die Masse, v die Geschwindigkeit und q der Ladungszustand eines Ejektils; bei den verwendeten hohen Einschussenergien ist $q = z$).

Für die Flugzeit T gilt dann

$$T \sim \frac{1}{v} \sim \frac{A}{Z}. \quad (3.2)$$

Für den Energieverlust eines Teilchens in einem Medium gilt die Bethe-Bloch-Gleichung:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} n z \left[\frac{\log 2m_e v^2}{I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.3)$$

Hierbei bedeuten Z die Ordnungszahl des Ejektils, e die Elementarladung, m_e die Elektronenmasse, n die Dichte der Atome im Zählgas, z die Ordnungszahl des Zählgases, und nz somit die Elektronendichte des Zählgases. I ist das Ionisierungspotenzial der Zählgasatome, und $\beta = v/c$. Der Energieverlust in der Ionisationskammer ergibt sich aus Gl. 3.1 und 3.3 damit näherungsweise zu:

$$\Delta E \sim \frac{A^2 Z^2}{q^2} \sim A^2 \quad (3.4)$$

Im Szintillator werden die Teilchen vollständig gestoppt. Die dort deponierte Energie ist näherungsweise gleich der ursprünglichen Energie, da der Energieverlust ΔE in der Ionisationskammer klein ist:

$$E_{\text{rest}} \sim \frac{p^2}{2m} \sim \frac{q^2}{A} \sim \frac{Z^2}{A} \quad (3.5)$$

Zusammen mit 3.4 folgt für die Kernladung

$$Z \sim \sqrt{E_{\text{rest}} \sqrt{\Delta E}} \quad (3.6)$$

Durch einen Plot der Kernladung Z gegenüber der Flugzeit T lassen sich die verschiedenen Teilchensorten in getrennten Gruppen erkennen (s. Abb. 3.2). Die Identifizierung

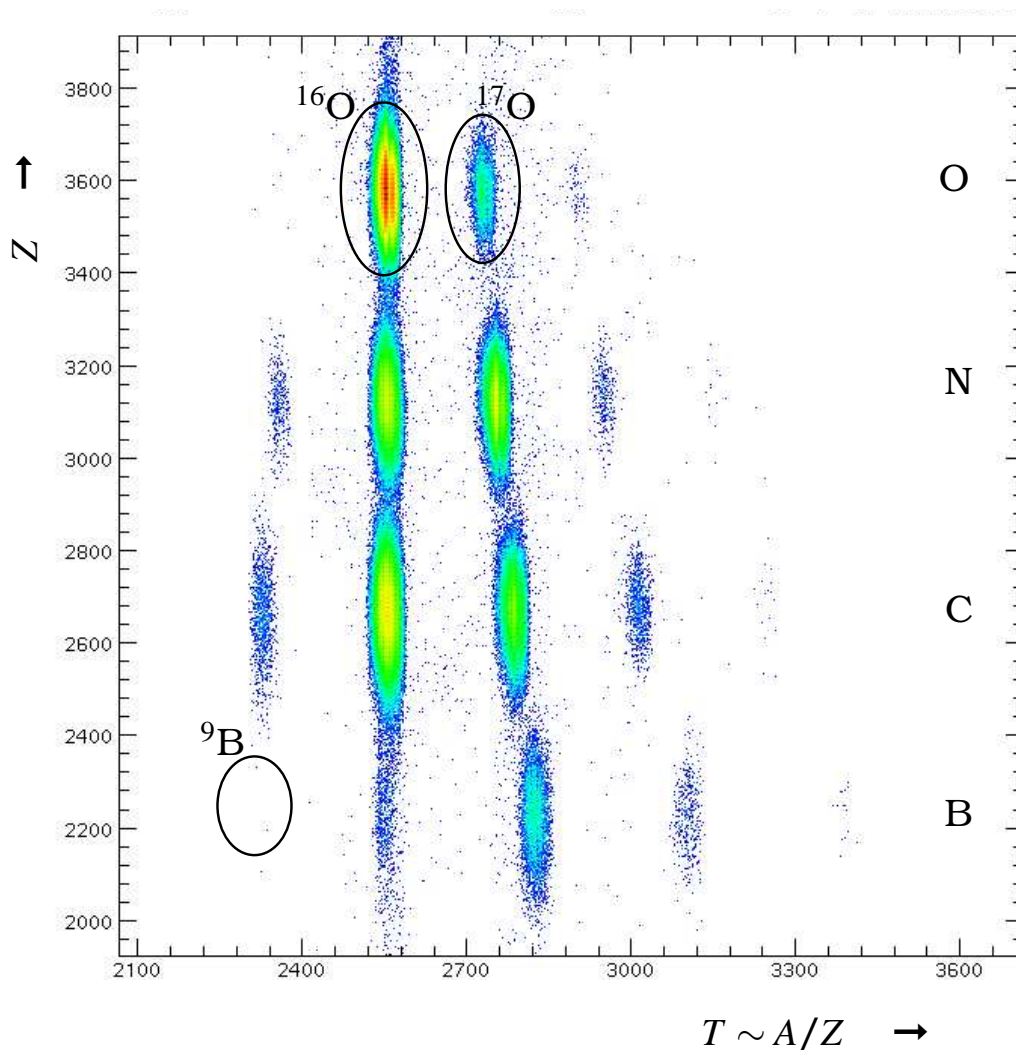


Abbildung 3.2: Isotopenplot der Ejektile, aufgetragen ist die Kernladung Z über A/Z . Die Isotope ^{16}O und ^{17}O sind gekennzeichnet.

der Isotope erfolgt über das Fehlen des ^9B Isotops, das instabil gegen Protonenzerfall ist und auf Grund seiner sehr kurzen Lebensdauer bereits zerfallen ist, bevor es die Detektoren erreichen kann.

Die gewünschten Isotope (hier ^{16}O und ^{17}O aus der $1n$ pick-up Reaktion) sind mit Ellipsen gekennzeichnet. Eine Isotopenvorsortierung ist durch Setzen einer entsprechenden Fensterbedingung auf die Ereignisgruppe möglich.

3.2 Impulseichung

Für die Impulseichung werden die Streuereignisse in einem Plot des Fokalebeneortes über dem Streuwinkel, korrigiert auf die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -Kinematik, aufgetragen. Die senkrechten, parallel zur Winkelachse verlaufenden Linien entsprechen dann angeregten Zuständen in ^{16}O (s. Abb. 3.3). Durch anschließende Projektion dieser Linien, auf die Abszissenachse (x_{foc}) erhält man das über die ganze Winkelbreite aufsummierte Spektrum des $^6\text{Li}_2\text{O}$ -Targets bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4^\circ$ (s. Abb. 3.4). Deutlich sind hier neben der elasti-

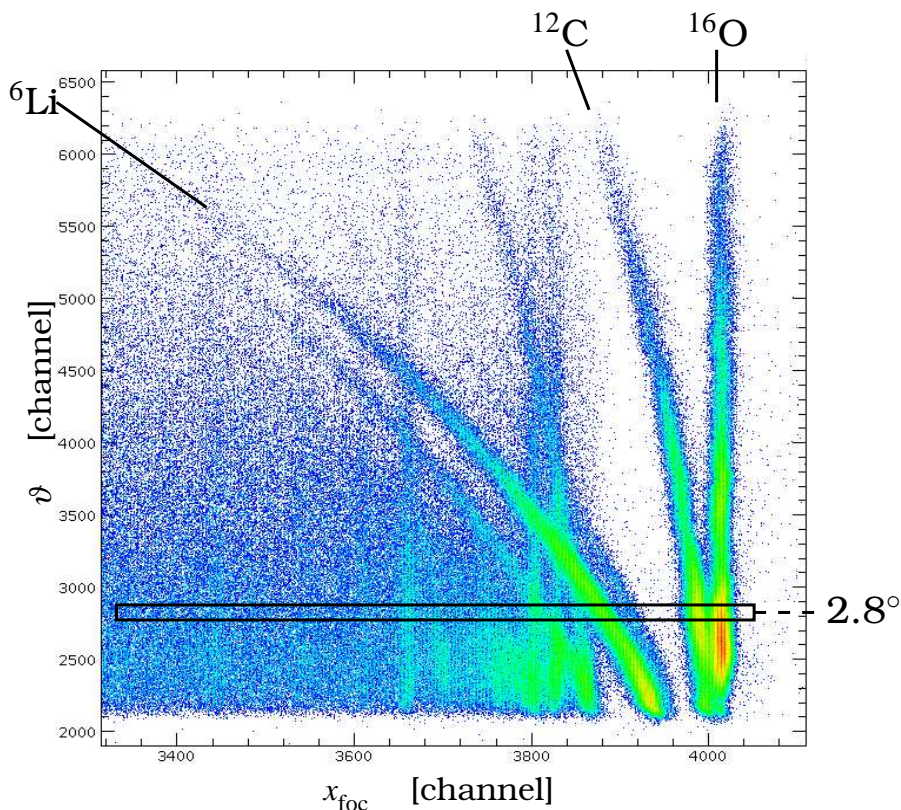


Abbildung 3.3: Ereignisse in der Fokalebene x_{foc} aufgetragen über dem Streuwinkel ϑ , korrigiert auf die Kinematik der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung (Linie ganz rechts, dazu parallele Linien sind angeregte ^{16}O -Zustände). Zusätzlich ist das Fenster für einen Streuwinkel von 2.8° eingezeichnet (s. Abb. 3.16) Die Trajektorien der elastischen Ereignisse sind eingezeichnet.

schen Streuung auch Linien inelastischer Anregungen sichtbar. Die Identifizierung dieser inelastischen Linien erfolgte über die Anregungsenergie, da diese Zustände bereits bekannt sind. Die ^{12}C - und ^6Li -Linien sind sehr breit, da sie in Abb. 3.3 als gekrümmte Linien erscheinen und damit bei der Projektion eine große Breite erhalten. Die Eichung der Abszisse in Einheiten der magnetischen Steifigkeit $B\rho$ erfolgt über eine Normierung des $(B\rho)_0$ -Wertes an den Wert der elastischen Streuung über Gl. 3.1. Über den Ausdruck

$$B\rho = (B\rho)_0 \cdot (d_0 + d_1 \cdot x_{\text{foc}}) \quad (3.7)$$

lassen sich die Koeffizienten d_0 und d_1 anpassen. Damit wird eine Eichung der Fokalebene und damit des Impulses erreicht. Die untere Hälfte der Abb 3.4 zeigt das Ergebnis der Eichung ($d_0 = 0.9394$, $d_1 = 1.515 \cdot 10^{-5}/\text{Kanal}$). Gut ist die lineare Abhängigkeit des Impulses bzw. von $B\rho$ vom Fokalebeneort zu erkennen.

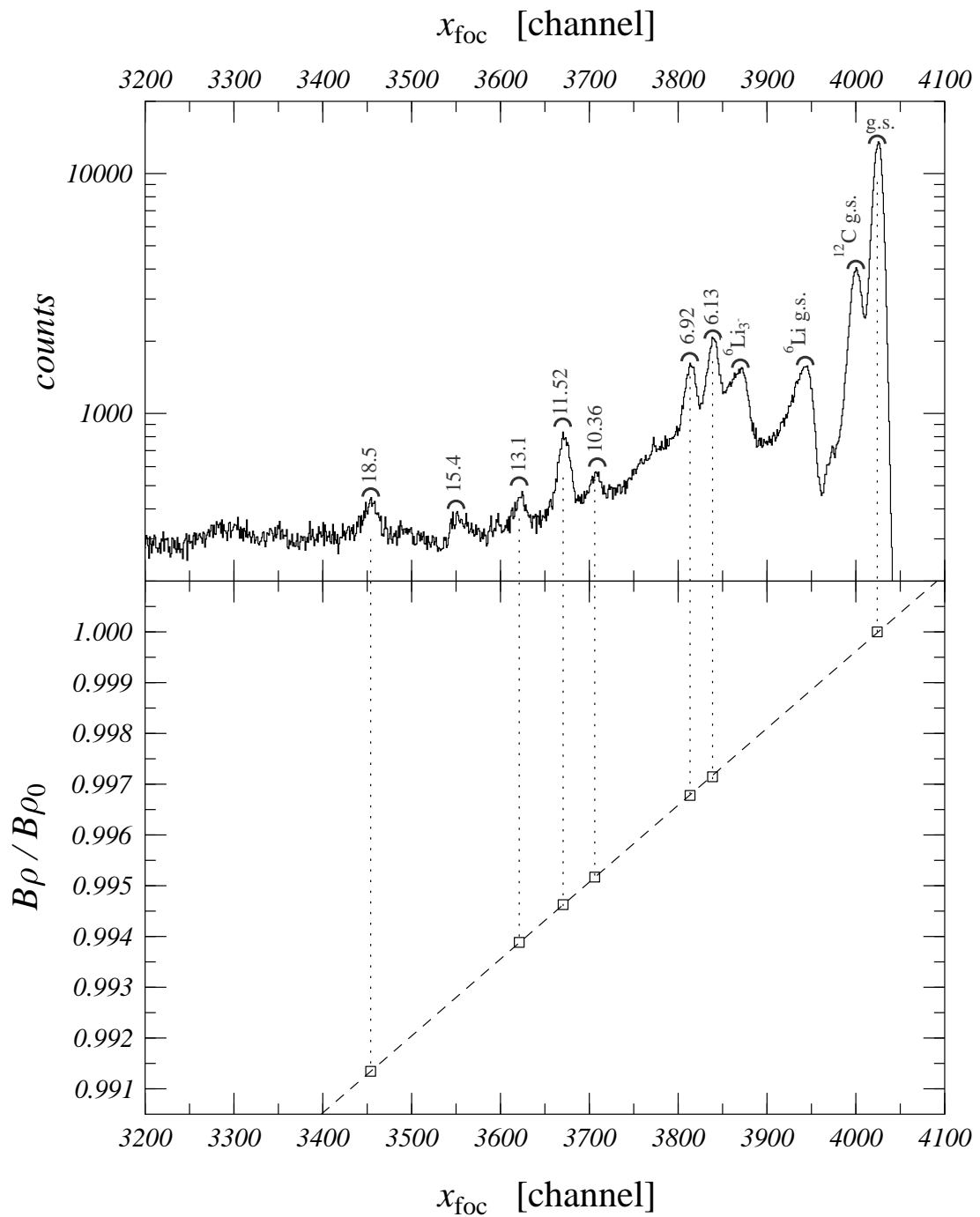


Abbildung 3.4: $B\rho$ -Eichung an einem ${}^6\text{Li}_2\text{O}$ -Target bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$. In der oberen Hälfte ist das über die volle Winkelakzeptanz aufintegrierte und auf die Kinematik der ${}^{16}\text{O}$ -Streuung korrigierte Spektrum abgebildet (Anregungsenergien in MeV). In der unteren Hälfte ist die eigentliche Eichung abgebildet. Die quadratischen Punkte sind die theoretischen $B\rho$ -Werte für den entsprechenden angeregten Zustand (auf den $B\rho$ -Wert des Grundzustands normiert). Die gestrichelte Linie ist die angepasste Ausgleichsgerade nach Gl. 3.7.

3.3 Winkeleichung, effektiver Streuwinkel ϑ_{eff}

Die primären Mess-Signale zur Bestimmung des Streuwinkels sind die Driftkammersignale in Form von Spannungsimpulsen. Diese Messparameter müssen in Längeneinheiten geeicht werden. Außerdem kann die Einstellung des Spektrometerwinkels θ_{SPEG} anhand der vorgegebenen Winkelskala auf 0.01° genau vorgenommen werden. Eine Absolutbestimmung der Streuwinkelskala ist außerdem notwendig.

3.3.1 Eichung der Winkeleinstellung θ_{SPEG}

Die absolute Winkeleichung von SPEG erfolgt über eine Messung des Strahlstrommaximums unter 0° bei nahezu vollständig geschlossenen Raumwinkelschlitzen. Durch Vergleich der Einstellung des Eingangsschlitzes mit der nominalen Einstellung lässt sich die Winkeleinstellung der Spektrometerachse festlegen. Wichtig bei diesem Verfahren (insbesondere um 0°) ist die Zentrierung des Strahls auf 0° , da eine Verstellung bei dieser Methode nicht festgestellt werden kann. Die obige Vorgehensweise legt den Winkel zwischen der Spektrometereinstellung und der *realen* Strahlage fest, die nicht notwendigerweise mit der *nominalen* Strahlachse übereinstimmen muss.

3.3.2 Eichung der Ortssignale, Berechnung der Streuwinkel

Die Ortsmessung wird in den Driftkammern in horizontaler Richtung durch Zeitmessung an einer der Streifenstruktur angeschlossenen Verzögerungsleitung durchgeführt. Die Zeitmessung kann in erster Näherung mit dem Verhältnis Streifenbreite zu Verzögerung pro Streifen in den Ort x umgerechnet werden. Der Winkel wird dann aus den Orten der beiden Driftkammern berechnet.

Die Eichung der Driftkammersignale erfolgt mit Hilfe einer Eichblende, die aus einem regelmässigen, flächigen Raster rechteckiger Einzelblenden besteht. Am Target gestreute Teilchen zeigen ein Abbild dieser Blende in der Fokalebene. Ein Ergebnis ist in Abb. 3.5 (obere Hälfte) dargestellt. Die Abbildungsfehler der Ionenoptik sind deutlich zu erkennen. Vom Auswerteprogramm, das die in Abschn. 2.2.2 erläuterte Transportmatrix R enthält, wird dieses Bild zurückgerechnet auf die interessierenden Streuwinkel ϑ und φ am Target. Die Eichung der Driftkammersignale besteht darin, das zurückgerechnete Bild der Blende (s. Abb. 3.5, untere Hälfte) mit der Blende selbst zur Deckung zu bringen. Es ist ersichtlich, dass sich bei diesem Verfahren Aberrationskorrektur und Relativwinkeleichung gegenseitig bedingen. Man unterstellt, dass die Aberrationskorrektur die Abbildungsfehler der Ionenoptik richtig korrigiert, um so zu einer korrekten Winkelbestimmung zu gelangen. Die Eichung des relativen Winkels ist in Form der Aberrationskorrektur vom GANIL zur Verfügung gestellt worden. Aus Abb. 3.5 erkennt man, dass das zurückgerechnete Abbild der Eichblende Abweichungen von einer regelmäßigen Geometrie (insbesondere in φ Richtung) aufweist.

Bei korrekter Bestimmung der horizontalen und vertikalen Streuwinkel ϑ und φ in der Targetebene erwartet man, wenn man die Ereignisse eines elastischen Streuprozesses mit Diffraktionsstruktur in einem zweidimensionalen Plot in der ϑ, φ -Ebene aufträgt, eine Verteilung, die schematisch in Abb. 3.7 (linke Hälfte) wiedergegeben ist: Die Maxima und Minima liegen auf *kreisförmigen Ringen mit der Strahlachse im Zentrum*.

Der horizontale Streuwinkel ϑ ist gegeben (s. Abb. 3.6) durch die Winkeleinstellung von SPEG, θ_{SPEG} , und dem Winkel ϑ_{rel} innerhalb der Spektrometerakzeptanz des Spektrometers: $\vartheta = \theta_{\text{SPEG}} + \vartheta_{\text{rel}}$. Der vertikale Winkel φ ist als Winkel gegen die horizontale Achse des Spektrometers definiert. Der effektive Streuwinkel ϑ_{eff} hängt sowohl von ϑ als auch von φ ab:

$$\begin{aligned} \cos(\vartheta_{\text{eff}}) &= \cos(\vartheta)\cos(\varphi) \\ &= \cos(\theta_{\text{SPEG}} + \vartheta_{\text{rel}})\cos(\varphi) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Nach der Berechnung des wahren Streuwinkels ϑ_{eff} lassen sich die Ereignisse, deren

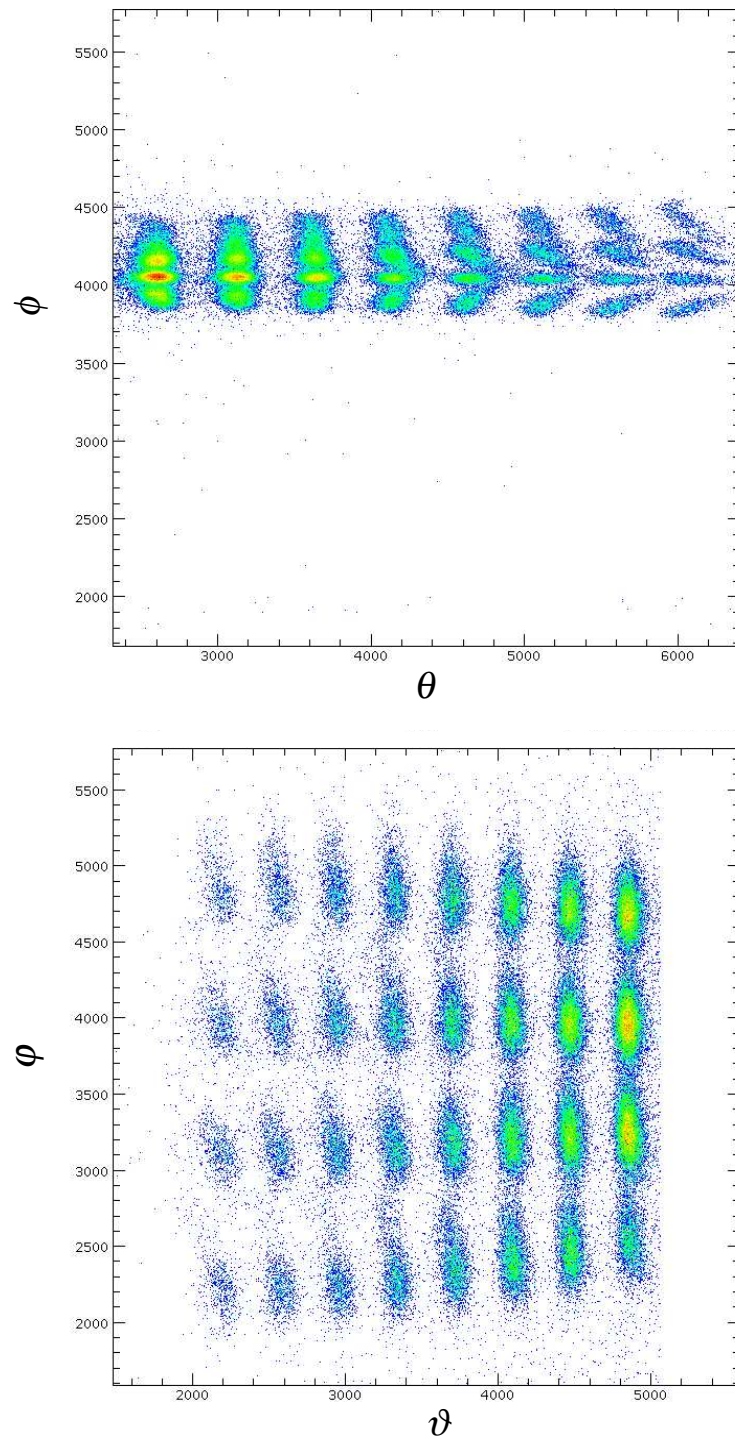


Abbildung 3.5: Im oberen Teil ist die Abbildung der gemessenen Signale mit einer Eichblende in der Fokalebene aufgetragen über den gemessenen Streuwinkeln θ (horizontaler Winkel) und ϕ (vertikaler Winkel). Im unteren Teil ist das Ergebnis der Rückrechnung der Streuwinkel ϑ und ϕ am Targetort unter Berücksichtigung der Aberrationskorrekturen dargestellt.

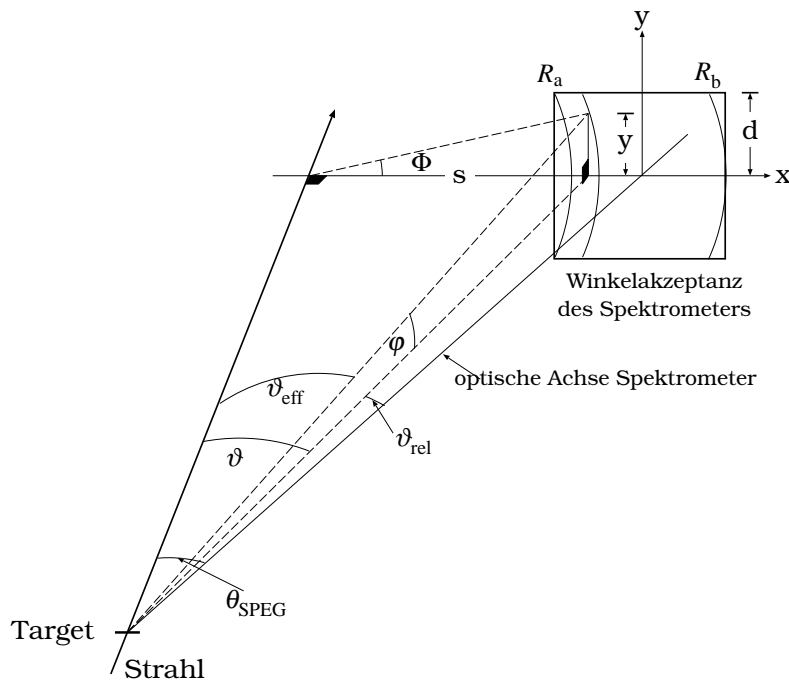


Abbildung 3.6: Berechnung des effektiven Streuwinkels ϑ_{eff} unter Berücksichtigung der rechteckigen Winkelakzeptanz des Spektrometers. (Die Größen R_a , R_b , d , s und Φ werden in Abschn. 3.5.1 zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts benötigt.)

Verteilung über der ϑ, φ -Ebene auf der linken Seite von Abb. 3.7 schematisch dargestellt ist, nun über ϑ_{eff} , φ aufragen. Man erwartet jetzt ein System paralleler Streifen, da ϑ_{eff} unabhängig vom vertikalen Streuwinkel φ sein muss. Bei der von GANIL gelieferten

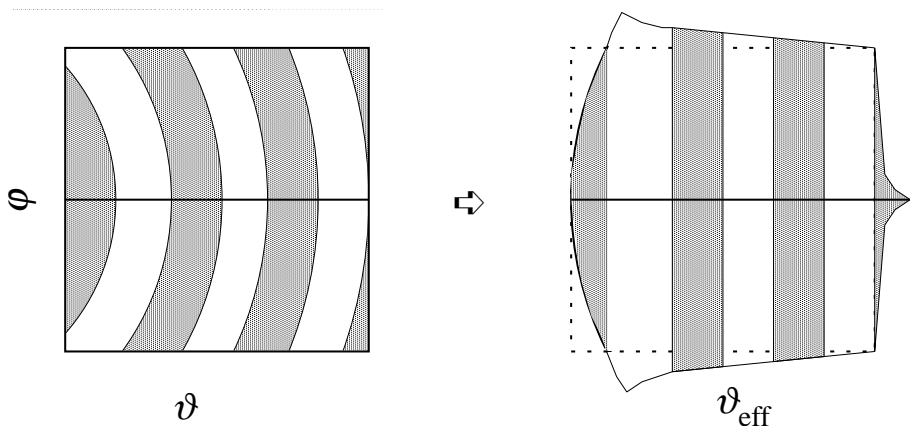


Abbildung 3.7: Auswirkung der Aberrationskorrektur auf die Beugungsstruktur einer Diffraktionswinkelverteilung beim Übergang, von den Winkeln ϑ, φ in der Fokalebene auf die Winkel $\vartheta_{\text{eff}}, \varphi$ hinter dem Target (schematisch).

Aberrationskorrektur stellte sich jedoch nach der damit durchgeführten Eichung heraus, dass weder zentrierte Kreise im (ϑ, φ) -Plot, noch senkrechte Streifen im $(\vartheta_{\text{eff}}, \varphi)$ -Plot erhalten wurden. Außerdem zeigte ein weiterer einfacher Test keine Übereinstimmung: die ausgeprägte Diffraktionsstruktur in der Winkelverteilung der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} -$

Streuung wurde im Überlappbereich von zwei Messungen der vordersten Spektrometereinstellungen von θ_{SPEG} nicht zur Deckung gebracht. Ein ähnliches Bild ergibt sich auch bei den Winkelverteilungen für die Überlappbereiche der nächsten Spektrometereinstellungen. Dieses unbefriedigende Ergebnis war auch bei anderen Streusystemen zu beobachten ($^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ und $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$). Qualitativ dieselbe Beobachtung wurde auch schon bei der Analyse der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei $E_{\text{Lab}} = 704$ MeV gemacht ([Bla94]). Bei einer richtigen Korrektur der Aberrationen hätte eine genaue Überlappung erreicht werden müssen. Die Winkeleichungsmethode wurde deshalb geändert, so dass alle Testkriterien erfüllt werden. Das Verfahren wird ausführlich im folgenden Abschnitt beschrieben.

3.3.3 Absolutwinkeleichung mit Kinematik

Je nach Impuls p durchlaufen die Teilchen das Magnetspektrometer auf unterschiedlichen Bahnen, die der Spektrographengleichung 3.1 genügen. Teilchen mit kleinerem Impuls bzw. geringerer Energie passieren das Spektrometer auf Bahnen mit kleinerem Radius und schneiden die Fokalebene an einem anderen Ort. Trägt man in einer zweidimensionalen Darstellung (Streuwinkel ϑ_{eff} gegen Fokalebeneort x_{foc}) alle beobachteten Ereignisse ein, so ergibt sich für die ^{16}O -Streuung an einem $^6\text{Li}_2\text{O}$ -Target ein Bild, das in Abb. 3.8 dargestellt ist. In dieser Abbildung sind die Streuungen des Projektils an den verschiedenen im Target enthaltenen Kernen in Form von Linien zu erkennen. Diese Linien entsprechen den Linien aus den Kinematikrechnungen in Abb. 2.5. Die Auswertungen dieser Darstellungen (für die einzelnen SPEG-Einstellungen und für verschiedene Targets) gestattet eine absolute Winkeleichung. Dazu bedient man sich der unterschiedlichen Kinematik der Streuung desselben Projektils an unterschiedlichen Targetkernen. Da sich die Kinematik mit der Masse des Targetkerns ändert, verwendet man am Besten zwei Targets mit möglichst großer Massendifferenz. Hier bietet sich das V_2O_5 -Target an, da es den besten Kompromiss zwischen einem möglichst hohen Gradienten in der Kinematik (s. Abb. 2.5) und einem über die gesamte Winkelöffnung einer Spektrometereinstellung auszuwertender Energiespektren bietet. An Abb. 3.9 ist ein Ergebnis dieses Verfahrens dargestellt. In Abb. 3.8 wurden Fensterbedingungen mit einer festen Winkelbreite gesetzt. Deren Projektion auf die Fokalebene liefert das Spektrum der zu bestimmenden Linien sowie deren Energiedifferenzen. Eines dieser Spektren ist im oberen Teil der Abb. 3.9 gezeigt. Im unteren Teil ist der aus der Kinematik folgende Zusammenhang zwischen Energie und Streuwinkel dargestellt (gekrümmte Kurven). Damit lässt sich für diese Spektrometereinstellung ein Zusammenhang zwischen der Energiedifferenz zweier Linien und dem an der Ordinate von Abb. 3.8 abgelesenen Streuwinkel ϑ_{eff} herstellen. Das Verfahren besteht darin, dass die Energiedifferenz ΔE sehr sensitiv von ϑ_{eff} abhängt. Die ϑ_{eff} -Eichung ist dadurch sehr genau. Ein stellvertretendes Ergebnis einer Winkeleichung mit Hilfe der Kinematik ist in Abb. 3.13 gezeigt und wird im Zusammenhang mit dem folgenden Abschnitt erörtert.

3.3.4 Absolutwinkeleichung mit Beugungsringen

Beugungsringe unter Verwendung der GANIL-Aberrationskorrektur

Bei einer Einschussenergie von 1.12 GeV beobachtet man für die elastische $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung eine sehr enge Oszillationsstruktur im Fraunhofer-Bereich des differentiellen Wirkungsquerschnittes, der Abstand zweier Maxima beträgt nur etwa 2° im C.M.-System, was 1° im Laborsystem entspricht.

In Abschnitt 3.3.2 wurde anhand der schematischen Abb. 3.7 gezeigt, welche Darstellung der gemessenen Ereignisse einer Diffraktionsstruktur man nach Durchführung der Aberrationskorrektur erwartet. Stellt man die beobachteten Ereignisse über der ϑ, φ -Ebene dar, so müssen die beobachteten Maxima und Minima bei korrekter Bestimmung der (horizontalen und vertikalen) Streuwinkel ϑ und ϕ in der Targetebene auf kreisförmigen Ringen um die Richtung des einfallenden Strahles liegen. Geht man zu einer

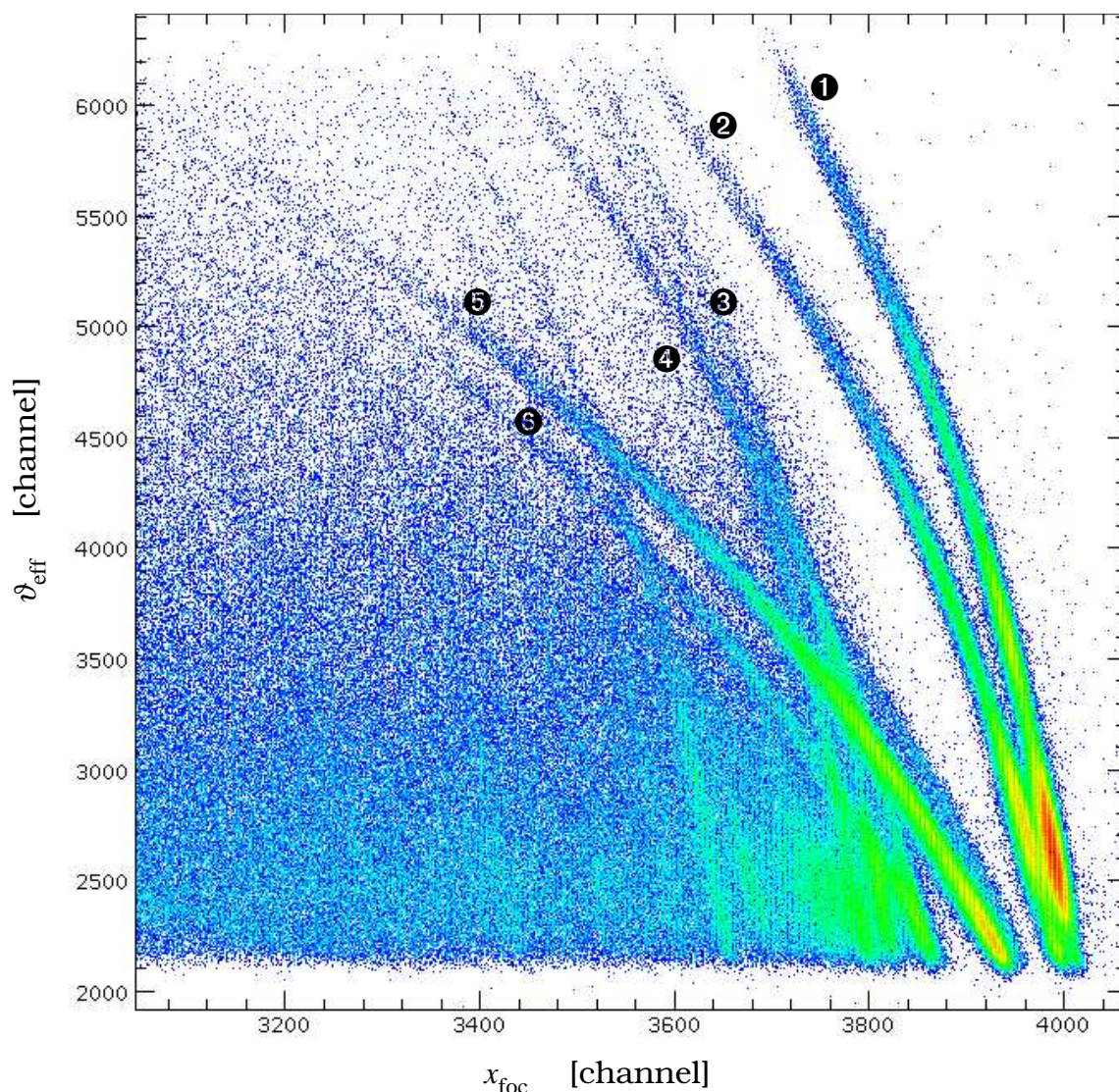


Abbildung 3.8: Zweidimensionale Darstellung von Ereignissen der Streuung von ^{16}O an einem $^6\text{Li}_2\text{O}$ -Target bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$. Die Zahlen bezeichnen die Linien folgender Streuungen: ① ^{16}O g.s., ② ^{12}C g.s., ③ $^{16}\text{O}_{2+,3-}$, ④ $^{12}\text{C}_{2+}$, ⑤ ^6Li g.s., ⑥ $^6\text{Li}_{3-}$.

Darstellung in der $\vartheta_{\text{eff}}, \varphi$ -Ebene über, so müssen sich zur φ -Achse parallele Streifen ergeben.

Sieht man sich die Ereignisse für die elastische ^{16}O -Streuung an den vier untersuchten Kernen ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca und ^{51}V an (jeweils aufgenommen bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$, mit $\Delta\theta = \pm 2^\circ$ und $\Delta\varphi = \pm 1.5^\circ$), so kann man verschiedene Beobachtungen machen. In der oberen Hälfte von Abb. 3.10 sind die beobachteten Streueignisse über der ϑ, φ -Ebene aufgetragen. Deutlich sind die Beugungsringe zu erkennen. Bedingt durch die begrenzte vertikale Spektrometerakzeptanz ist die Darstellung auf Ringsegmente beschränkt. Bei genauerer Analyse zeigt sich, dass es sich bei den Segmenten nicht um Kreisausschnitte handelt, sondern dass die Ringe eine leicht elliptische Form aufweisen. Die Betrachtung der streuwinkelkorrigierten Beugungsstruktur in der oberen Hälfte von Abb. 3.11 mit ϑ_{eff} als Abzisse bestätigt diesen Eindruck. Die einzelnen Streifen verlaufen nicht parallel

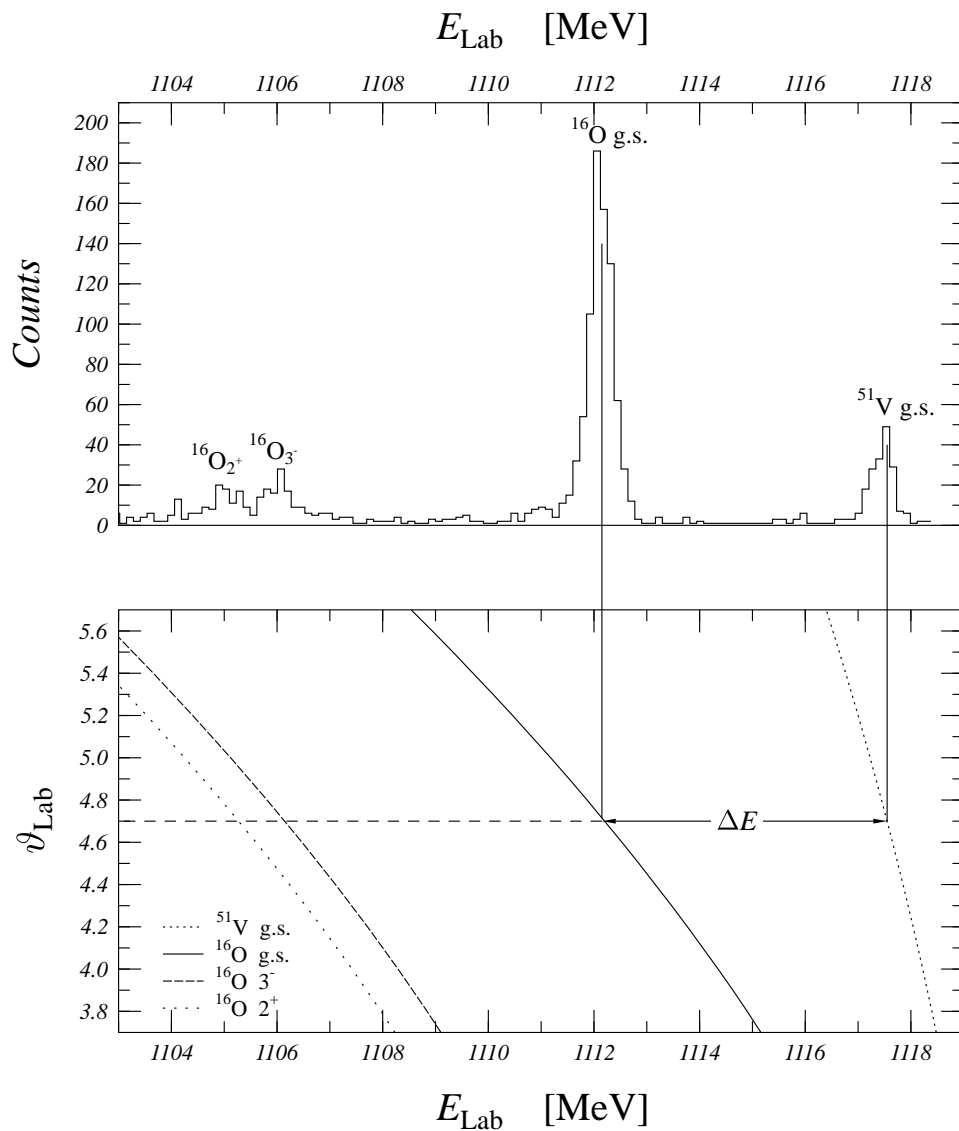


Abbildung 3.9: Das Verfahren der Absolutwinkeleichung:

Oben: Energiespektrum in der Fokalebene bei fester Winkelbreite.

Unten: Zusammenhang zwischen der Energiedifferenz ΔE und dem Streuwinkel (s.a. Abb. 2.5).

Die Energiedifferenz zweier Maxima ändert sich mit dem Streuwinkel ϑ .

zur φ -Achse sondern sind leicht gekrümmt. Diese Ergebnisse zeigen, dass die Aberrationskorrektur inkorrekt ist. Insbesondere legen diese Ergebnisse eine nachträgliche Streckung der φ -Achse nahe.

Eine Bestätigung für eine Korrekturbedürftigkeit der bisherigen Aberrationskorrektur ergibt sich auch aus der in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen und in Abb. 3.13 dargestellten absoluten Winkeleichung. Deutlich kann man erkennen, dass bei den kleineren Winkeln die experimentellen Energiedifferenzen größer als die theoretischen Werte (durchgezogene Linie) sind, während bei den grösseren Winkeln die experimentellen Werte kleiner als die theoretischen Werte sind. In der Mitte der Spektrometereinstellung schneiden sich die beiden Kurven. Dies lässt den qualitativen Schluss zu, dass die Aberrationskorrektur in der Spektrometereinstellung korrekt ist, der Skalenfaktor in der Winkeleichung aber zu groß ist.

Aus beiden Beobachtungen, Form der Beugungsringe (Abb. 3.10 und 3.11) und Absolutwinkeleichung (Abb. 3.13) muss man den Schluss ziehen, dass die Streuwinkelgleichungen für ϑ und φ korrigiert werden müssen. Zur Beurteilung der Wirksamkeit einer solchen Korrektur kann man deren Einfluss auf die Beugungsstruktur und auf die Form der Winkeleichungskurve benutzen. Da zur Ermittlung der Energiedifferenz ΔE in Abb. 3.9 alleine die Lage x_{foc} der Ejektile in der Fokalebene maßgeblich und der Wert x_{foc} unabhängig von der Streuwinkelbestimmung ist, kann man die Winkeleichungskurve als „Profil“ der Aberrationskorrektur ansehen.

Durchführung der exakten Streuwinkelgleichung mit Beugungsringen und Kinematik

Die Ergebnisse des vorherigen Abschnitts führen zum Schluss, dass mit der Transportmatrix einschliesslich der Korrekturterme höherer Ordnung die Streuwinkelberechnung für dieses Experiment noch nicht richtig funktioniert. Es galt nun, die Aberrationskorrektur so abzuändern, dass der Streuwinkel korrekt ermittelt wird.

Auf die Aberrationskorrektur wurde deshalb eine weitere lineare Eichung angewandt:

$$\begin{aligned}\vartheta &\mapsto t_1 \cdot \vartheta + t_0 \\ \varphi &\mapsto p_1 \cdot \varphi + p_0\end{aligned}\tag{3.9}$$

Auf eine Einbeziehung höherer Terme wurde verzichtet, da in der ursprünglichen Aberrationskorrektur in zweiter Ordnung nur die führenden Terme verwendet werden.

Die vier Koeffizienten t_0 , t_1 , p_0 und p_1 wurden nun so optimiert, dass die in Abb. 3.11 und 3.12 dargestellten Beugungsstrukturen konsistent korrigiert werden. Es stellte sich als schwierig heraus, dass eine einzige Korrektur für alle vier Streusysteme ($^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ und $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$) zufriedenstellende Ergebnisse liefert. Da sowohl die Streuung am schwersten Targetkern ^{51}V als auch am leichtesten Targetkern ^{12}C eine wichtige Rolle bei der Auswertung spielen (s. Abschn. 3.5.2 über die Absolutnormierung und Abschn. 2.3 über das Subtraktionsverfahren), ist es notwendig, dass eine abgeänderte Aberrationskorrektur die Beugungsstrukturen *aller* relevanten Streusysteme gleichzeitig gut korrigiert. Dadurch wird auch sichergestellt, dass die Kinematikeichung mit einer abgeänderten Aberrationskorrektur, die typischerweise für das $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ und $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ System geeicht wird, auf das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem übertragen werden kann. Die Koeffizienten t_0, t_1 und p_0, p_1 wurden auf diese Weise bestimmt zu:

$$\begin{aligned}t_0 &= 0 & p_0 &= 1.3 \\ t_1 &= 0.9 & p_1 &= -1.15\end{aligned}$$

(t_0 und p_0 sind in mrad angegeben. t_1 und p_1 sind dimensionslos.) In den unteren Hälfte der Abb. 3.10 sind die mit der abgeänderten Aberrationskorrektur erhaltenen Beugungsstrukturen und in Abb. 3.11 sowie in Abb. 3.12 die streuwinkelkorrigierten Beugungsstrukturen abgebildet. Insbesondere die streuwinkelkorrigierten Beugungsstrukturen weisen die Form auf, wie sie sie theoretisch besitzen sollten. In Abb. 3.13 ist das Kinematikprofil der abgeänderten Aberrationskorrektur für das Streusystem $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ bei $\theta_{\text{SPeG}} = 6^\circ$ abgebildet. Diesem Profil ist zu entnehmen, dass die abgeänderte Aberrationskorrektur in der vorderen Hälfte dieser Spektrometereinstellung (von Spektrometernormierung bis zum linken Rand der Winkelakzeptanz), eine gute Rekonstruktion des Streuwinkels aufweist. In der rechten Hälfte (von Spektrometernormierung bis zum rechten Rand der Winkelakzeptanz) nimmt die Güte der Streuwinkelrekonstruktion ab (6.5° durch die abgeänderte Aberrationskorrektur ab (maximal 0.06° im Laborsystem), sie ist aber immer noch besser als mit der GANIL – Aberrationskorrektur. Die verminderte Güte des Profils auf der Großwinkelseite stellt aber in der Praxis keine wesentliche Einschränkung dar, weil es im allgemeinen möglich war, den Teil der Großwinkelseite einer Spektrometereinstellung durch die Kleinwinkelseite der darauffolgenden Spektrometereinstellung zu ersetzen (d.h. im Überlappbereich benachbarter Spektrometereinstellungen ist jeweils der Kleinwinkelseite der Vorzug gegeben worden). Bei der eingangs erwähnten engen Diffraktionsstruktur ist diese Vorgehensweise angezeigt, um eine Winkelverteilung mit möglichst hoher Winkelgenauigkeit zu erhalten. In Abb. 3.14 sind die Profile

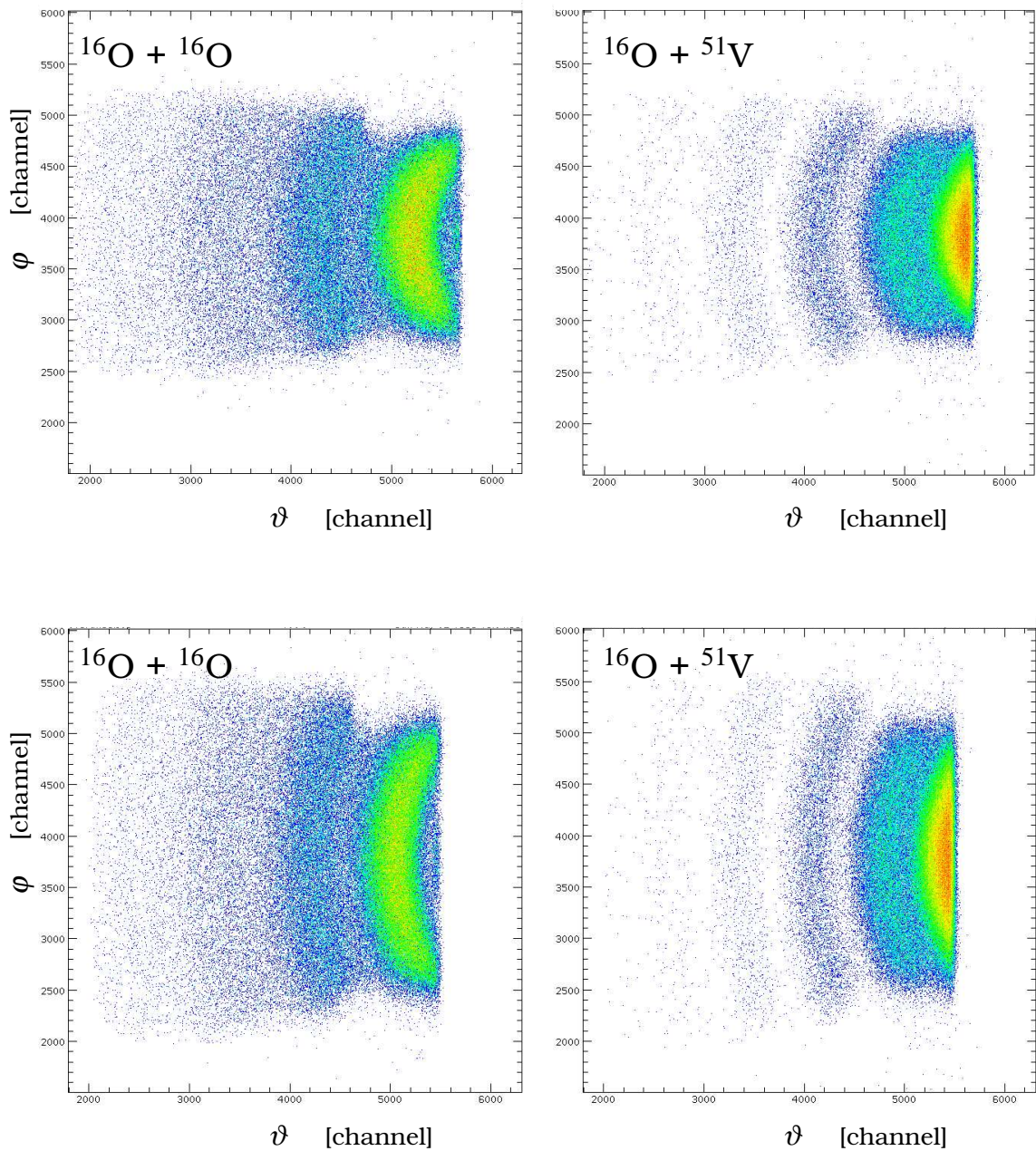


Abbildung 3.10: Die Beugungsstrukturen für die Streusysteme $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$. In der oberen Hälfte sind die Beugungsringe abgebildet wie sie mit der GANIL Aberrationskorrektur erhalten wurden. In der unteren Hälfte sind dieselben Beugungsringe abgebildet wie sie sich unter Verwendung der abgeänderten Aberrationskorrektur ergeben.

der abgeänderten Aberrationskorrektur für das $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streusystem bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$ und 6.0° festgehalten. Das Profil der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Streuung bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$ ist in Abb. 3.15 abgebildet. Dieses Profil ist insbesondere für den vordersten Winkelbereich wichtig, da man hier das Zählratenspektrum für den $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Wirkungsquerschnitt aus der Subtraktionsmethode erhält. Eine unterschiedliche Rekonstruktion des Streuwinkels in den beiden Streusystemen $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ und $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ würde in dem Subtraktionsspektrum zu einer Verschmierung der Zählratenverteilung für die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Winkelverteilung führen. Insbesondere wären hiervon mögliche tiefe Minima in der Diffraktionsstruktur betroffen.

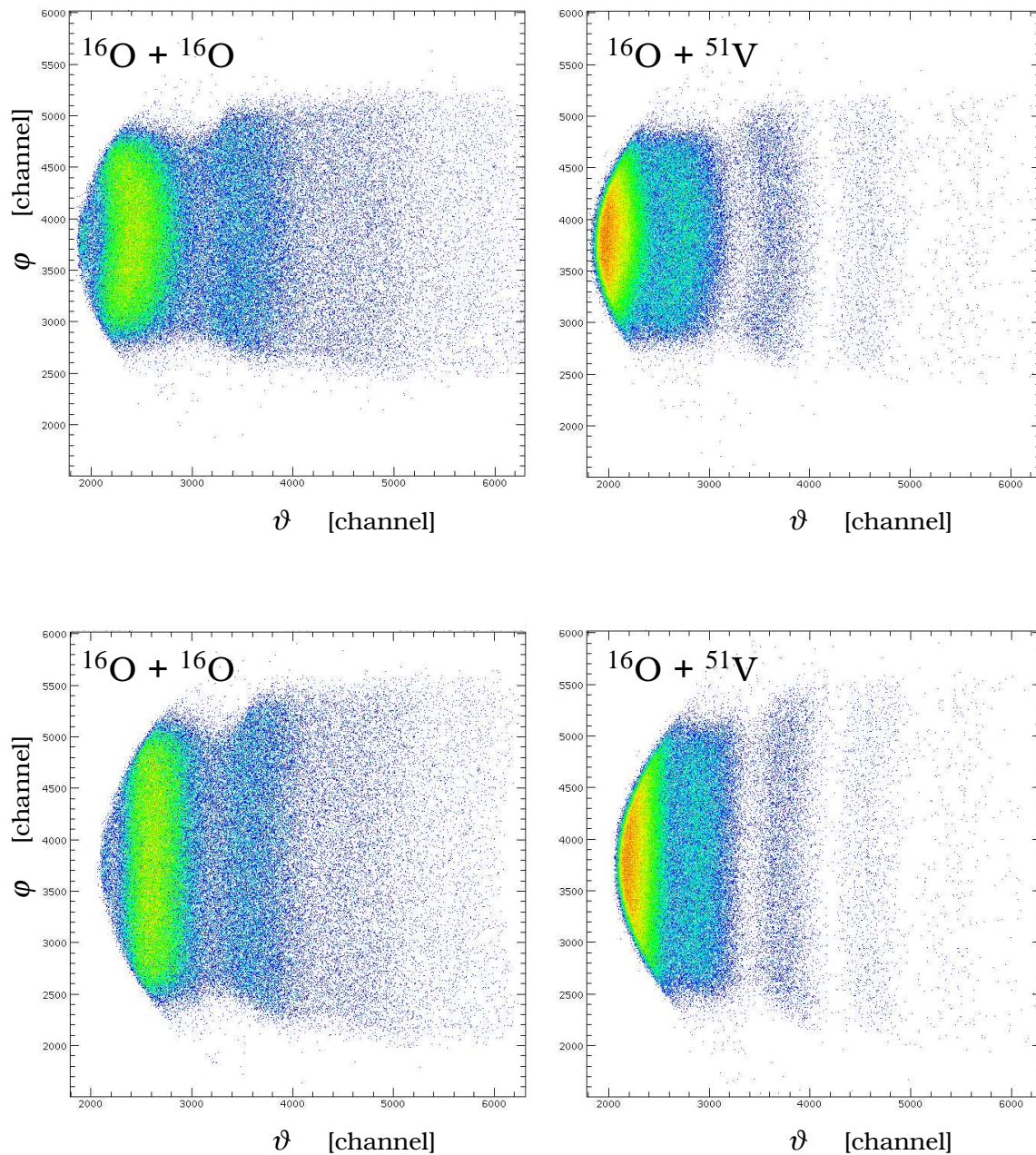


Abbildung 3.11: Die streuwinkelkorrigierten Beugungsstrukturen für die Streusysteme $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$. In der oberen Hälfte sind die Ergebnisse abgebildet wie sie mit der GANIL Aberrationskorrektur erhalten wurden. In der unteren Hälfte sind dieselben Strukturen abgebildet wie sie sich unter Verwendung der abgeänderten Aberrationskorrektur ergeben.

Die Aberrationskorrektur wurde mit den obigen Koeffizienten gemäß Gl. 3.9 abgeändert. Damit wurde der effektive Streuwinkel berechnet, wie er für die Ermittlung der Zählratenspektren (s. z.B. Abb.3.8) der elastischen und inelastischen Streuung als auch des In-Transfers verwendet wurde. Mit der abgeänderten Aberrationskorrektur konnte für die Winkelverteilungen der verschiedenen Streusysteme ein guter Überlapp benachbarter Spektrometereinstellungen erzielt werden. In den folgenden Abbildungen sind die

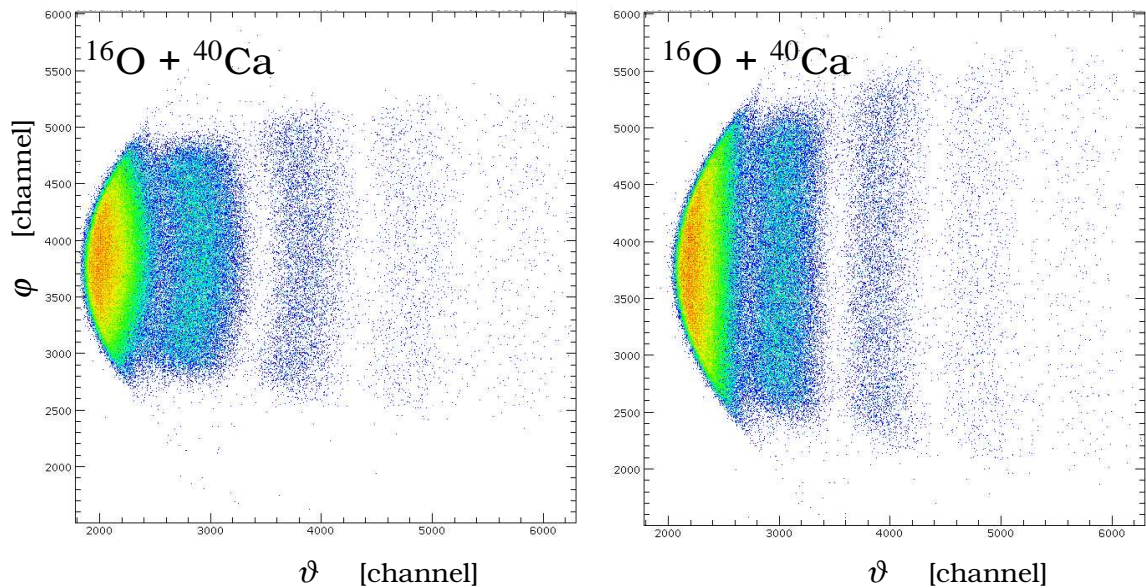


Abbildung 3.12: Mit der GANIL – (links) und der abgeänderten Aberrationskorrektur (rechts) erhaltenen streuwinkelkorrigierten Beugungsstrukturen für das Streusystem $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$.

Ergebnisse der Auswertung festgehalten.

3.4 Spektren, Entfaltung, Untergrund

Die Energiespektren für ein kleines Winkelintervall ($\Delta\theta = 0.1^\circ$) der elastischen Streuung und des 1n-Transfers sind in Abb. 3.16 zu sehen. In der oberen Bildhälfte ist das Spektrum abgebildet, wie es durch Projektion der Fensterbedingung auf die Fokalebene in Abb. 3.3 erhalten wird. Die experimentelle Energieauflösung beträgt typischerweise $\delta E \approx 400$ keV. Zu erkennen sind neben der Linie der elastischen Streuung auch Linien inelastischer Streuung. Bei dem Neutrontransfer sind neben dem Grundzustandsübergang auch angeregte Lochzustände von ^{15}O zu sehen. Die ^{50}V Linie stammt aus dem Neutrontransfer am ^{51}V und verursacht Untergrund, der durch ein Spektrum, das an einem reinen ^{51}V Target gemessen wurde, abgezogen werden kann.

Die winkelabhängigen Zählratenverteilungen können durch entsprechende Fensterbedingungen z.B. in Abb. 3.8 und anschließender Projektion auf die ϑ_{eff} -Achse gewonnen werden. Abb. 3.17 zeigt die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Winkelverteilung des $^6\text{Li}_2\text{O}$ -Targets bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4^\circ$.

Die Winkelverteilungen der einzelnen ^{16}O -Anregungszustände lassen sich durch Projektion der Ereignisse in den senkrechten Linien von Abb. 3.3 auf die Ordinate (ϑ_{eff} -Achse) gewinnen.

Die Ereignisse, die Übergängen in die beiden ersten in diesem Experiment angeregten Zustände von ^{16}O ($E_x = 6.13$ MeV (3^-) und $E_x = 6.92$ MeV (2^+)) entsprechen, lassen sich auf Grund der geringen Energiedifferenz zunächst nicht als einzelne Zustände, sondern nur als gemeinsame Summenlinie auswerten. Um dennoch eine separate Winkelverteilung für diese Zustände zu erhalten, müssen die Spektren der Summenlinie entfaltet werden. Zu diesem Zweck werden in Abb. 3.8 Schnitte mit konstanter Winkelbreite gesetzt und auf die Fokalebene projiziert. Die so erhaltenen Spektren werden dann entfaltet. Eine weitere Komplikation entsteht dadurch, dass in der Streuung von identischen Teilchen ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$) die Anregungszustände von Projektil und Target bei der gleichen Anregungsenergie liegen, jedoch die Projektilanregung durch die γ -Emission im Fluge Dopplerverbreitert ist. Bei der Entfaltung muss diese besondere Linienform berücksichtig

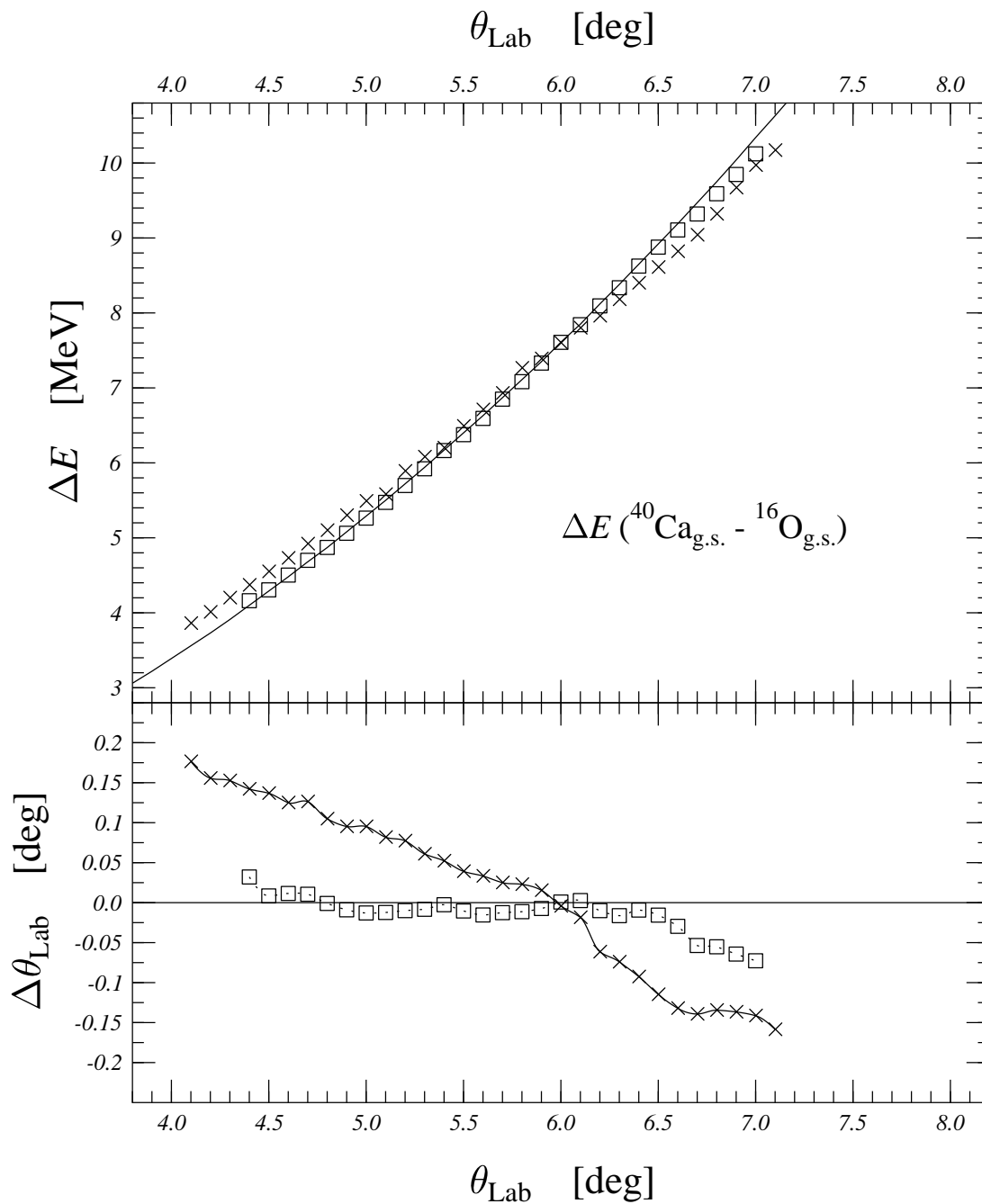


Abbildung 3.13: Das Profil der Energieabstände ΔE für die abgeänderte Aberrationskorrektur für das Streusystem $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ bei $\theta_{\text{SPEG}} = 6.0^\circ$. In der oberen Hälfte ist das Ergebnis einer absoluten Winkeleichung abgebildet, zum einem unter Verwendung der GANIL – (Kreuze) und der abgeänderten Aberrationskorrektur (Quadrate). In der unteren Hälfte ist das Profil der obigen Kurven abgebildet. Hier ist die Energiedifferenz als Winkeldifferenz ausgedrückt. Die waagrechte Linie entspricht einer exakten Abbildung der Kinematik. Deutlich ist die Verbesserung in der Rekonstruktion des Streuwinkels mit der abgeänderten Aberrationskorrektur zu erkennen.

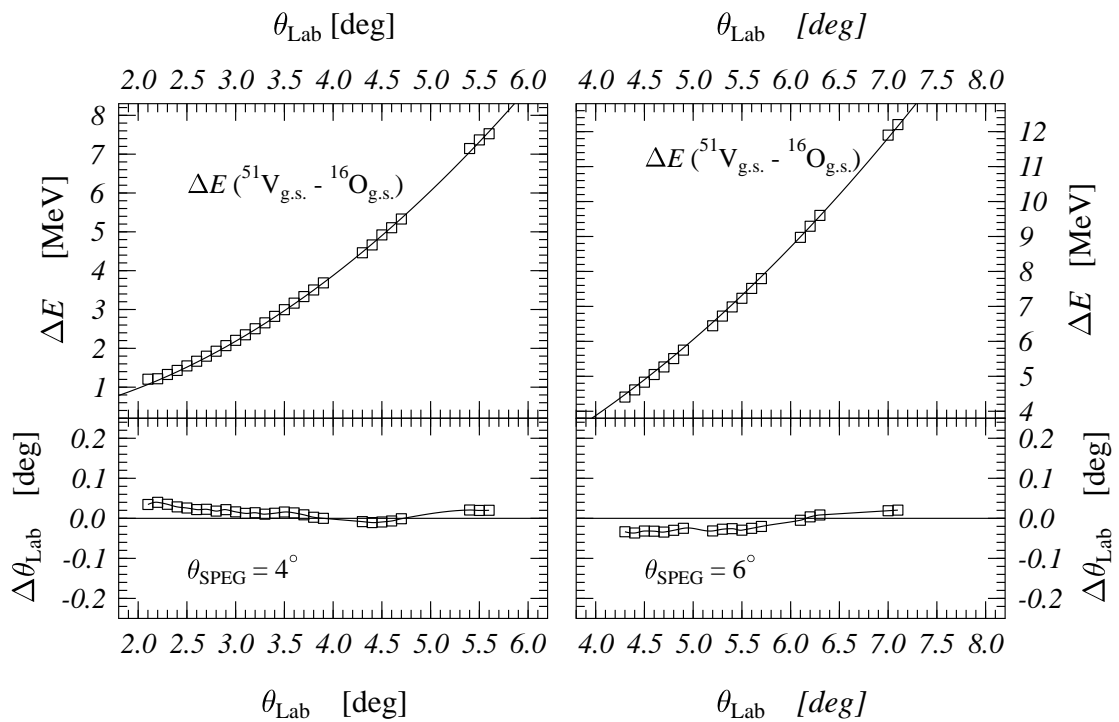


Abbildung 3.14: Das Profil der Energieabstände ΔE der abgeänderten Aberrationskorrektur für das Streusystem $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$ und 6° (s. Abb. 3.13).

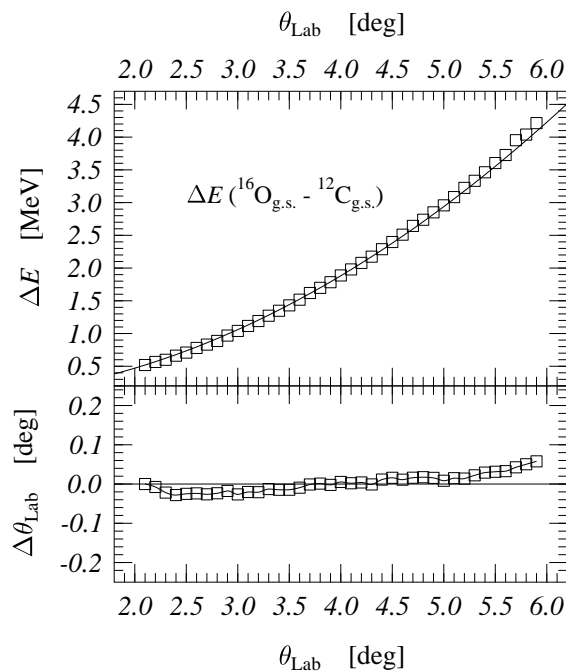


Abbildung 3.15: Das Profil der Energieabstände ΔE für die abgeänderte Aberrationskorrektur für das Streusystem $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4.0^\circ$.

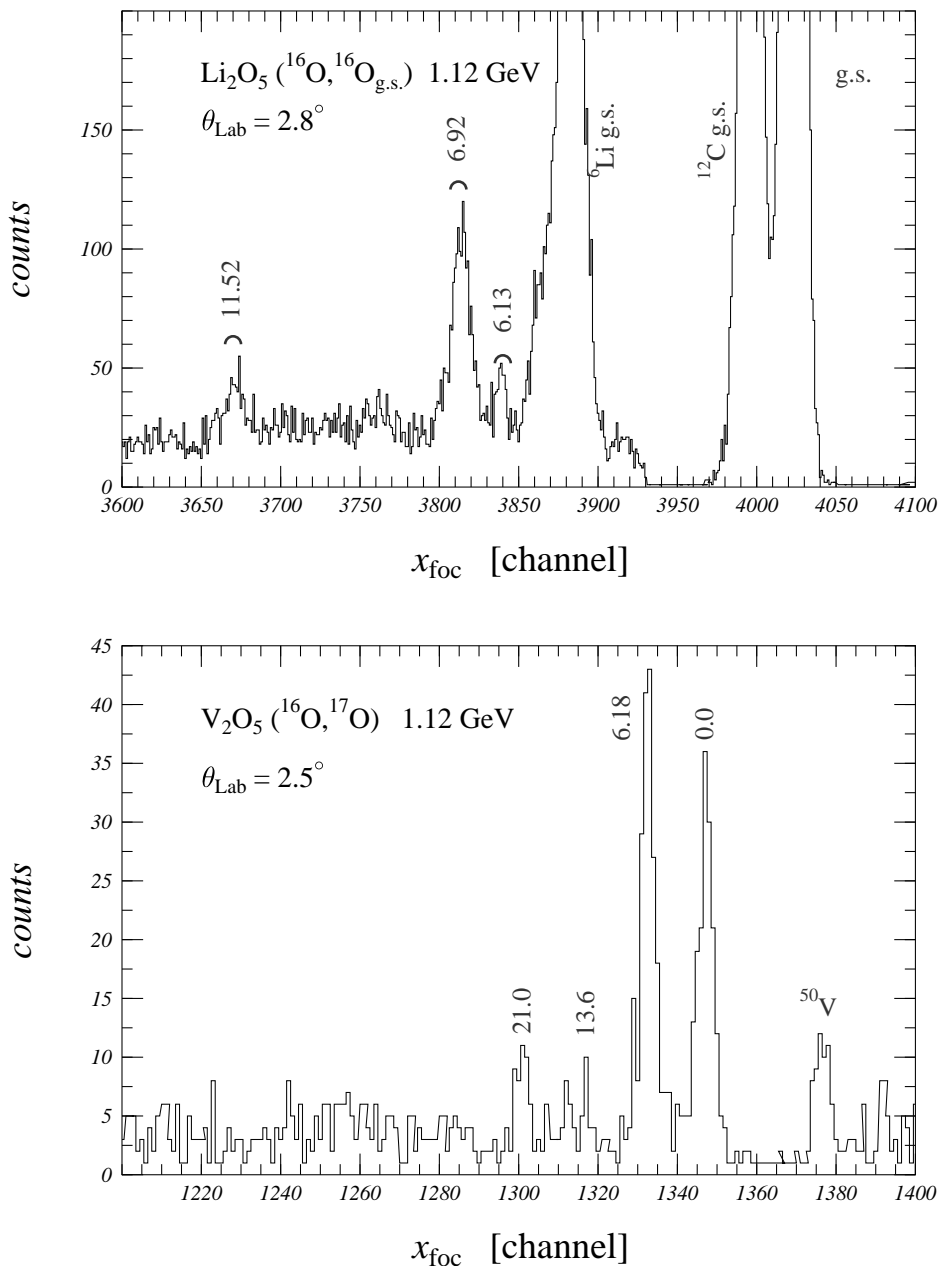


Abbildung 3.16: Energiespektren der elastischen Streuung (${}^6\text{Li}_2\text{O}$ Target) und des $1n$ -Transfers (V_2O_5 Target), Energien in MeV.

Oben: neben der elastischen Streuung des ${}^{16}\text{O}$ Ejektils an ${}^{16}\text{O}$, ${}^{12}\text{C}$ und ${}^6\text{Li}$ sind auch Linien inelastischer Streuung zu sehen (s. a. Abb. 3.4).

Unten: beim $1n$ -Transfer sind die Spektren des ${}^{17}\text{O}$ Ejektils nach dem Neutron pick-up am ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{51}\text{V}$ zu sehen. Die Linien sind an Hand einer (p,d) Reaktion am ${}^{16}\text{O}$ ([Smi84]) identifiziert. Neben dem Grundzustandsübergang in den ${}^{15}\text{O}_{\text{g.s.}}$ $1p_{1/2-}$ sind auch Übergänge in angeregte ${}^{15}\text{O}$ Zustände zu sehen. Neben dem stark bevölkerten ${}^{15}\text{O}$ $1p_{3/2-}$ Zustand bei $E_x = 6.18$ MeV sind auch Übergänge bei $E_x = 13.6$ MeV und 21.0 MeV zu erkennen.

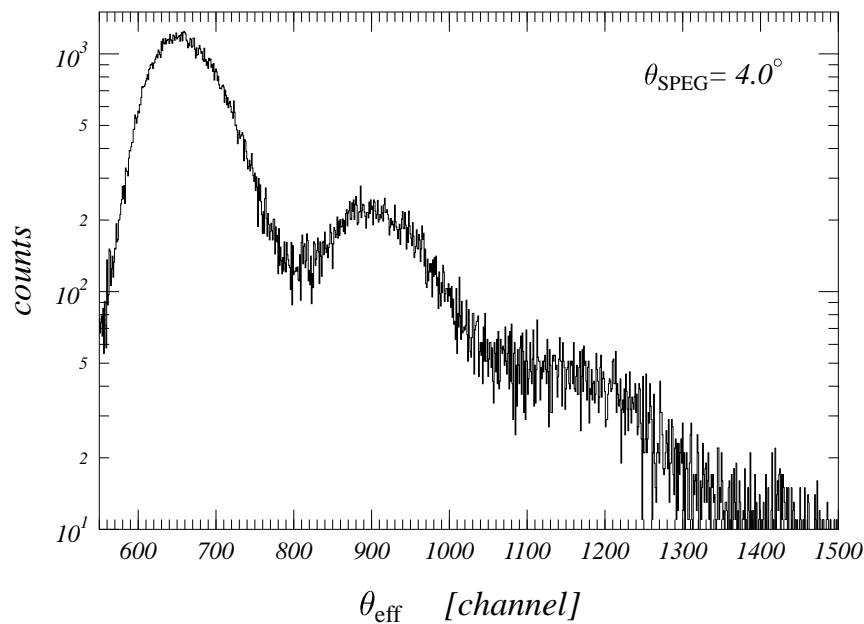


Abbildung 3.17: Winkelabhängiges Zählratenspektrum der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -Streuung bei $\theta_{\text{SPEG}} = 4^\circ$ an einem $^6\text{Li}_2\text{O}$ -Target.

sichtigt werden. Es ergibt sich eine Verbreiterung (s. Abb. 3.18) der Linien, mit einer Basisbreite von ([Boh78]):

$$\Gamma = 2 \beta E_\gamma. \quad (3.10)$$

E_γ ist die Energie des γ -Quants, $\beta = v/c$ des Ejektils. Bei einer Einschußenergie von 1.12 GeV beträgt $\beta \sim 0.4$ und die Breiten mithin $\Gamma(3^-) = 4.90$ MeV und $\Gamma(2^+) = 5.54$ MeV. Die resultierende Linienform setzt sich aus der Überlagerung der Linienformen der Target- und der Ejektilanregung zusammen. Da Targetkerne und Ejektile im $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ System ununterscheidbar sind, treten beide Anregungen mit gleichem Wirkungsquerschnitt gleich häufig auf. Für die Anpassung einer Auswertekurve an die gemessenen Linienform bedeutet dies, dass die Flächen unter den Linien für die beiden Linienformen gleich groß sein müssen. Als einziger Anpassungsparameter verbleibt damit die Linienhöhe (s. Abb 3.19). Durch Entfaltung der Spektren mit der obigen Linienform erhält man das Verhältnis der Zählraten für die beiden angeregten Zustände. Damit lassen sich aus der Winkelverteilung für den Summenzustand die Winkelverteilungen für die Einzelzustände gewinnen. Eine Entfaltung der 2^+ und 3^- Anregung kann bei den vorliegenden Daten nur bis $\theta_{\text{Lab}} \sim 6.0^\circ$ eindeutig vorgenommen werden. Für Winkel größer 6.0° stammen die Spektren aus Messungen mit dem dicken ^{40}CaO Target. Hier ist die Linienbreite auf Grund der höheren Massenbelegungsichte so breit, dass eine eindeutige Entfaltung nicht mehr möglich ist. Unter der Annahme, dass die Linienbreite bei diesen Spektren des dicken ^{40}CaO Target nicht viel größer ist als bei dem dünneren ^{40}CaO Target, wurde für die Entfaltung der Spektren bei großen Winkeln diese Breite als konstante Größe verwendet.

Die Ereignisfelder aus Abb. 3.8 sind nicht frei von Untergrund. Eine Ausnahme bilden die Linien für die elastischen Streuung von ^{16}O an ^{40}Ca und ^{51}V die nahezu untergrundfrei sind. In allen anderen Fällen nimmt der Untergrund mit wachsendem Winkel stetig zu und sorgt für eine kontinuierliche Verunreinigung der Spektren, die sich vor allem bei kleinen Zählraten und zunehmendem Winkel auswirkt. Das betrifft sowohl Linien aus inelastischen Anregungen als auch die Linien der elastischen Streuung von ^{16}O an den CaO und V_2O_5 -Targets. Durch das Setzen von Gates neben der Hoch- und Niederenergieseite einer Linie kann man eine Abschätzung des Untergrunds vornehmen.

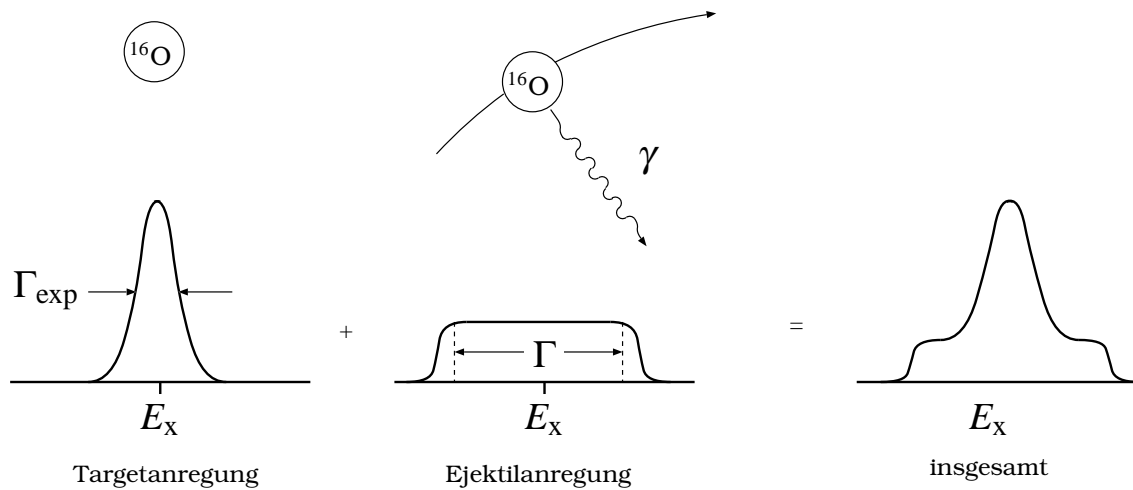


Abbildung 3.18: Die Linienform im Energiespektrum eines angeregten Zustandes im Falle $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Sie setzt sich zusammen aus der Form für die Targetanregung (Gaußlinie) und der durch γ Emission rückstoßverbreiterten Linie aus der Ejektilabregung.

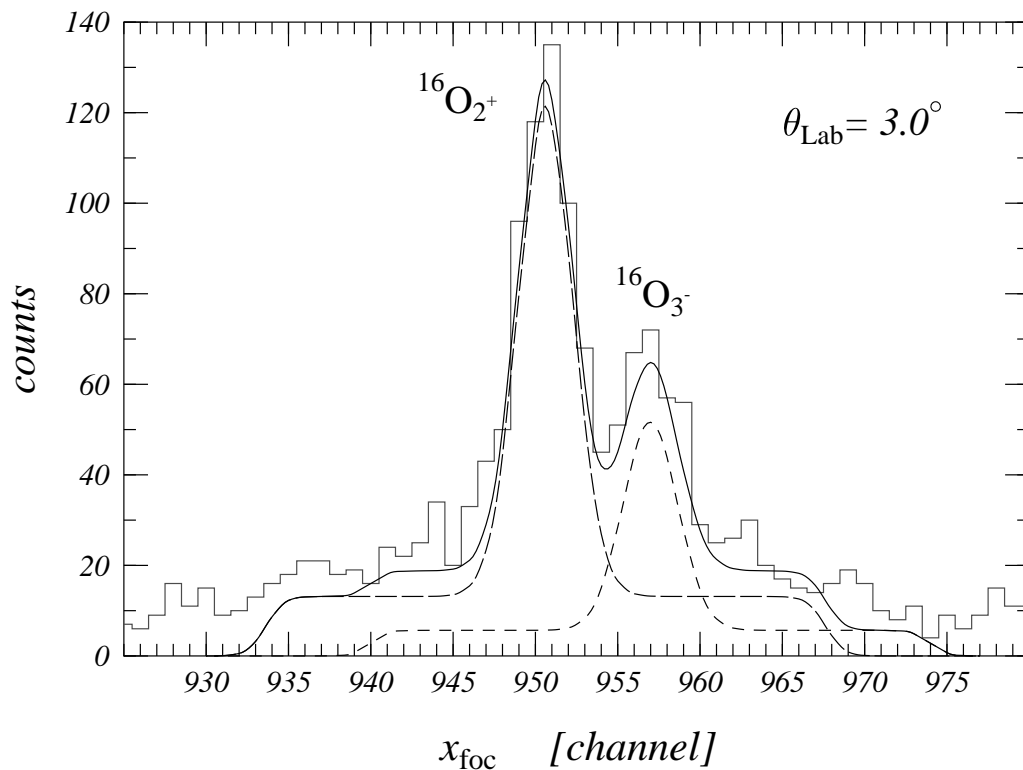


Abbildung 3.19: Spektrum der angeregten ^{16}O -Zustände 3^- , $E_x = 6.13$ MeV und 2^+ , $E_x = 6.92$ MeV bei $\theta_{\text{Lab}} = 3.0^\circ$, und die Entfaltung der Zustände. Die gemessene Linienform (durchgezogene Linie) ergibt sich aus der Überlagerung von zwei Linien wie sie in Abb. 3.18 gezeigt ist (kurz und lang strichlierte Linien).

Voraussetzung für dieses Vorgehen ist die Annahme, dass die Winkelabhängigkeit des Untergrundes nur schwach von der Anregungsenergie abhängt. Nach Ermittlung des so gewonnenen Untergrundes über die volle Winkelbreite lässt er sich bei der Auswertung abziehen. Bei kleinen Streuwinkeln gibt es durch Blendenstreuung Beiträge zum Untergrund. Sie werden in der Darstellung φ gegen ϑ_{eff} sichtbar und lassen sich durch eine Fensterbedingung eliminieren. Diese Beiträge würden die tiefen Diffraktionsminima in der Winkelverteilung zum Teil auffüllen.

3.5 Der Wirkungsquerschnitt

3.5.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Die untergrundreduzierten Zählraten der einzelnen Zustände werden gemäss der folgenden Formel in den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem berechnet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta_{\text{eff}}) = \text{const} \cdot \frac{N}{\frac{N_{\text{Cup}}}{q} \cdot \frac{m_{\text{bel}}}{A} \cdot \Delta\Omega_{\text{L}}} \quad [\text{mb/sr}]$$

N : Zählrate
 q : Projektilladungszahl
 A : Targetmassenzahl
 N_{Cup} : Integrierter Strahlstrom [nC]
 m_{bel} : Massenbelegung des Targets [$\mu\text{g}/\text{cm}^2$]
 $\Delta\Omega_{\text{L}}$: Raumwinkel, mit dem N gemessen wurde [msr]
 $\text{const} \equiv e \cdot u \approx 266$ [C · mg]
 Faktor zur Umrechnung der Einheiten

Bei der Berechnung des Raumwinkелеlements $\Delta\Omega_{\text{L}} = 2 \sin\Theta \Delta\Theta \Delta\Phi$ sind gemäß Abb. 3.6 und Abb. 3.7 verschiedene Fälle für die Funktion $\Delta\Phi$ zu berücksichtigen:

$$\Delta\Phi = \begin{cases} \arccos\left(\frac{R_a}{R}\right) & R < R_a \\ \arcsin\left(\frac{d}{R}\right) & R_a \leq R \leq R_b \\ \arcsin\left(\frac{d}{R}\right) - \arcsin\left(\frac{R}{R_b}\right) & R_b < R \end{cases} \quad (3.11)$$

Die bei der Datenbearbeitung verwendete Öffnungswinkelbreite $\Delta\theta_{\text{eff}}$ richtete sich nach der im Experiment erreichten Winkelauflösung bzw. Energieauflösung der Gesamtapparatur. Auf der einen Seite darf diese Breite nicht zu schmal gewählt werden, um nicht Fehlinformationen in die Winkelverteilung zu transportieren, auf der anderen Seite aber auch nicht zu breit sein, um nicht tatsächliche in den Spektren enthaltene Informationen in der Winkelverteilung zu verlieren. Als Fehler eines Datenpunktes wird hier nur der statistische Fehler aus der Zählrate N angegeben, also \sqrt{N} . Der entsprechende relative Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes beträgt:

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.12)$$

Bei dieser Auswertung wird außerdem im angegebenen Fehler das Signal- zu Untergrundverhältnis S/U eines Datenpunktes berücksichtigt. Der relative Fehler berechnet sich dann zu:

$$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{\sqrt{N_S + N_U}}{N_S} \quad (3.13)$$

Hierbei bedeuten N_S die (untergrundreduzierte) Signal-Zählrate, und N_U die Zählrate des Untergrundes eines Datenpunktes. Auf diese Weise wird in den Fehlern näherungsweise dem Untergrund Rechnung getragen (siehe hierzu Abschn. 3.4). Für die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wurde das Programm sig2cm geschrieben, das die obigen angesprochenen Punkte bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes und des Fehlers berücksichtigt.

3.5.2 Die Absolutnormierung des Wirkungsquerschnittes

Die absolute Normierung der Daten erfolgte mit Hilfe der $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung, die an einem reinen ^{51}V Target gemessen wurde. Diese Winkelverteilung wird idealerweise über den Bereich des Fresnel-Maximums hinaus, zu noch kleineren Winkeln hin, vermessen. In diesem Bereich der Streuung üben die kurzreichweitigen Kernkräfte keinen Einfluss mehr bei $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}} \approx 1$ aus, die Streuung in diesem Bereich ist im Wesentlichen Rutherfordstreuung. Der Absolutwert des Wirkungsquerschnittes für die $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung

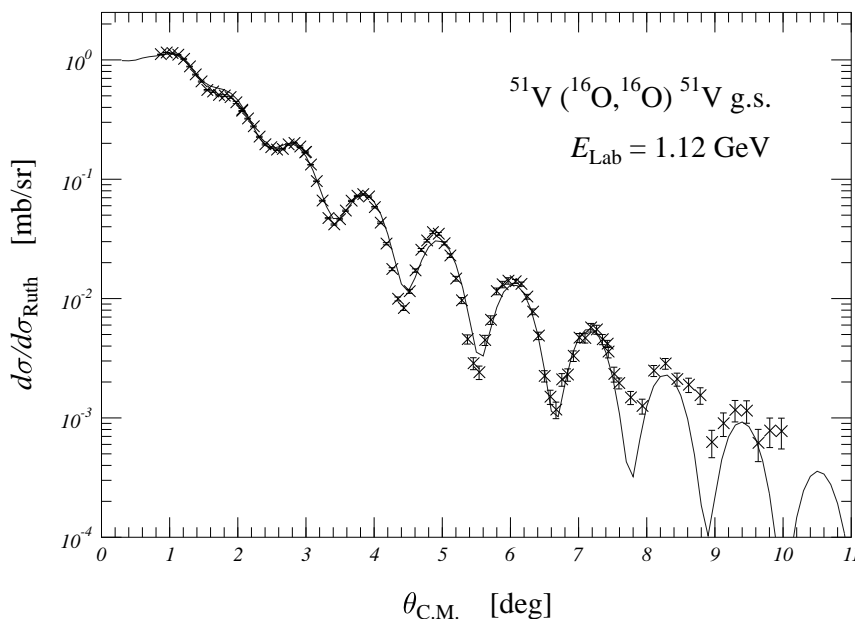


Abbildung 3.20: Elastische Streuung von ^{16}O an dem reinen ^{51}V Target bei $E_{\text{Lab}} = 1.12 \text{ GeV}$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Optischen Modellrechnung. Die absolute Höhe der experimentellen Winkelverteilung ist an die Höhe der Rechnung bei $\theta_{\text{C.M.}} = 1^\circ$ angepasst worden.

an einem reinem ^{51}V Target kann deshalb in diesem Winkelbereich direkt an die Rutherfordstreuung normiert werden. Die $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung mit dem V_2O_5 -Target wird dann an die absolute Höhe der $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung aus dem ^{51}V Target normiert. Diese Normierung ist mit dem Stöchiometrieverhältnis von 5:2 im V_2O_5 -Target dann auch für die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung gültig, womit man eine absolutnormierte $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung erhält. Die absolutnormierte $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung aus dem V_2O_5 Target wird wiederum dazu benutzt, die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung, die mit anderen Targets gewonnen werden, absolut zu normieren.

Die $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung am ^{51}V Target konnte bis zu einem Minimalwinkel von $\theta_{\text{C.M.}} = 0.7^\circ$ ausgewertet werden. Dadurch konnte $\sigma/\sigma_{\text{R}} = 1$ nicht ganz erreicht werden. Die eigentliche Anpassung der experimentellen Winkelverteilung wurde deshalb über die Höhe des Fresnel-Maximums vorgenommen. In diesem Bereich dominiert das Coulombpotential gegenüber dem Kernpotential und erlaubt somit eine sichere Festlegung der absoluten Höhe des Wirkungsquerschnittes. In Abb. 3.20 ist die in der Höhe an die optischen Modellrechnung angepasste Winkelverteilung der $^{51}\text{V}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{51}\text{V}$ Streuung abgebildet. Das Maximum des Coulombregenbogens ergibt sich zu $\sigma/\sigma_{\text{R}} = 1.15$ und fügt sich damit sehr gut der Systematik für das Maximum bei den Energien von 250 MeV, 350 MeV und 480 MeV ein. Das Ergebnis bekräftigt die Vorgehensweise bei dieser Normierung. Mit der Absolutnormierung eng verknüpft ist die Absolutwinkeleichung (s. Kap 3.3). Eine eventuelle Winkelverschiebung würde sich in der Absolutnormierung bemerkbar machen. Beides wurde in der Auswertung konsistent behandelt.

3.6 Die 704 MeV Daten

3.6.1 Die bisher vorliegenden Ergebnisse

Das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem wurde am SPEG bereits in einer früheren Strahlzeit bei einer Energie von 704 MeV gemessen. Bei der Analyse dieser Daten wurden ähnliche Beobachtungen wie bei der Auswertung der 1.12 GeV Daten gemacht, zum Beispiel keine korrekte Anpassung der Winkelverteilungen bei den beiden vordersten Spektrometereinstellungen. Dieser Umstand wurde durch die Annahme erklärt, dass die vorderste Spektrometereinstellung um 0.2° von der tatsächlich geplanten Einstellung abgewichen sei. Mit dieser Annahme ist die Winkelverteilung der $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ Streuung für $E_{\text{Lab}} = 704$ MeV ermittelt worden ([Bla94, Bar95, Bar96a]).

Diese Winkelverteilung weicht in einigen Charakteristika von den anderen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Winkelverteilungen ab, die in früheren Messungen bei den Energien $E = 250, 350$ und 480 MeV gewonnen wurden. Trägt man die Quotienten $\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$ für die vier Energien über dem asymptotischen Impulstransfer q auf, dann zeigt sich, dass die Lage der Maxima und Minima der Oszillationsstruktur im Fraunhoferbereich, insbesondere die Lage des ersten vermessenen Minimums, unabhängig von der Energie ist. Eine Ausnahme bilden die 704 MeV Daten. Das erste Minimum findet sich bei einem kleineren q -Wert ([Bar95, Bar96a]). Noch gravierender ist die Abweichung der 704 MeV-Daten im Absolutwert des Wirkungsquerschnitt für das erste Maximum. Während bei den anderen Energien systematisch ein Wert von $\sigma/\sigma_{\text{Mott}} = 0.45 \pm 0.05$ gefunden wurde, ergibt sich für die 704 MeV-Daten ein Wert von $\sigma/\sigma_{\text{Mott}} = 0.69$ ([Bar95, Bar96a]).

Die neuen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, die Messung und Analyse der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei $E = 1120$ MeV bestätigen die bei den niedrigeren Energien gefundene Systematik: die Lage des ersten Minimums und der Wert des Wirkungsquerschnitt $\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$ am Ort des ersten Maximums sind – mit Ausnahme der 704 MeV Daten – im Bereich zwischen $E = 250$ MeV und 1120 MeV unabhängig von der Energie. Diese Systematik legt den Schluss nahe, dass die bisherigen 704 MeV Daten einer Korrektur bedürfen.

Die Ursache liegt, wie bei den Anfangsschwierigkeiten der 1120 MeV Daten, in der nicht korrekten Aberrationskorrektur bei den GANIL –Daten. Bei den 1120 MeV Daten führte der Ausweg über das Kriterium der kreisförmigen Diffraktionsringe zu richtigen Resultaten.

3.6.2 Änderung der Aberrationskorrektur für die 704 MeV Daten

Die Idee, die 704 MeV Daten nach dem gleichen Verfahren zu korrigieren, wie die 1.12 GeV Daten liegt nahe:

- ① Beide Datensätze wurden an genau der gleichen Apparatur gewonnen, nur das Detektorsystem war etwas verschieden. Es wurde zusätzlich noch eine dritte Driftkammer verwendet, die aber auf die Ermittlung des gemessenen Streuwinkels und auf die Aberration keine Auswirkung hat.
- ② Für beide Energien wird die gleiche GANIL –Aberrationskorrektur verwendet.
- ③ Wie bereits erwähnt, beobachtete man bei der Auswertung der 704 MeV Daten die gleichen Unstimmigkeiten wie bei den 1.12 GeV Daten, z.B. sich nicht überlappende Winkelverteilungen benachbarter Spektrometereinstellungen.

Ausgangspunkt für die Überlegung einer Abänderung der Aberrationskorrektur für die Auswertung der 704 MeV Daten liefert, wie bei den 1.12 GeV Daten (s. Abb. 3.13), die Darstellung der Absolutwinkeleichung. Abb. 3.21 (aus [Bar95]) zeigt das Ergebnis der Absolutwinkeleichung mit der GANIL –Korrektur an einem V_2O_5 Target bei $\theta_{\text{SPEG}} = 5.0^\circ$. Man erkennt, dass die absolutwinkelgeeichten Punkte (*) qualitativ ein gleiches Verhalten zeigen, wie die entsprechenden Punkte bei der Absolutwinkeleichung der 1.12

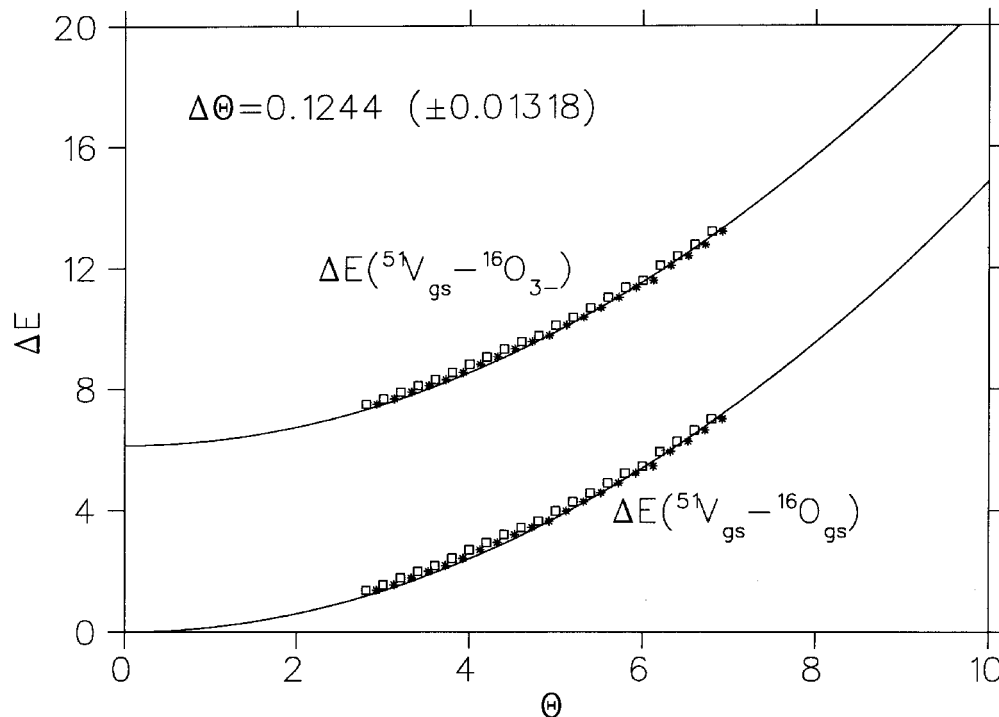


Abbildung 3.21: Das Ergebnis der absoluten Winkelschiebung bei der Auswertung der 704 MeV Daten aus [Bar95]. Die Quadrate entsprechen den experimentellen Energiedifferenzen, die Sterne die durch die Absolutwinkelschiebung verschobenen Quadrate. Im oberen Bildteil ist die ermittelte Winkerverschiebung im Laborsystem eingetragen.

GeV Daten mit der GANIL –Aberrationskorrektur (s. Abb. 3.13). Quantitativ zeigen sich jedoch (mehr oder minder deutliche) Unterschiede im Vergleich zu den 1.12 GeV Daten:

- ① Die 704 MeV Punkte (*) schmiegen sich enger an die theoretische Kurve an, als die 1.12 GeV Daten.
- ② Die unverschobenen Punkte (□) zeigen nur eine kleine Verschiebung relativ zur theoretischen Kurve.

Das erste Ergebnis lässt darauf schließen, dass eine mögliche Stauchung der ϑ -Achse geringer ausfallen dürfte, als bei den 1.12 GeV Daten. Von einer Skalierung der φ -Achse (analog den 1.12 GeV Daten) wurde abgesehen, da die φ -Blende bei den vorderen SPEG Einstellungen nicht weit genug geöffnet war. Die damit verbundene geringe vertikale Winkelakzeptanz lässt keinen wesentlichen bzw. nennenswerten Einfluss auf die Winkelverteilung erwarten.

Das zweite Ergebniss, das man aus Abb. 3.21 herausliest, kann verschiedene Ursachen haben.

- ① Es ist tatsächlich eine intrinsische Eigenschaft der Aberrationskorrektur, die eine Verschiebung notwendig macht.
- ② Man beobachtet eine tatsächliche Abweichung der nominalen zur realen SPEG Einstellung.

- ③ Die Strahlage hat sich geändert, d.h. der Strahl hat während des Experiments seine Richtung etwas geändert.

Einen deutlichen Hinweis auf die dritte Ursache kann man Abb. 3.22 entnehmen. Es zeigt den Wirkungsquerschnitt der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung an einem V_2O_5 Target bei $\theta_{\text{SPEG}} = 2.3^\circ$ für zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Runs.

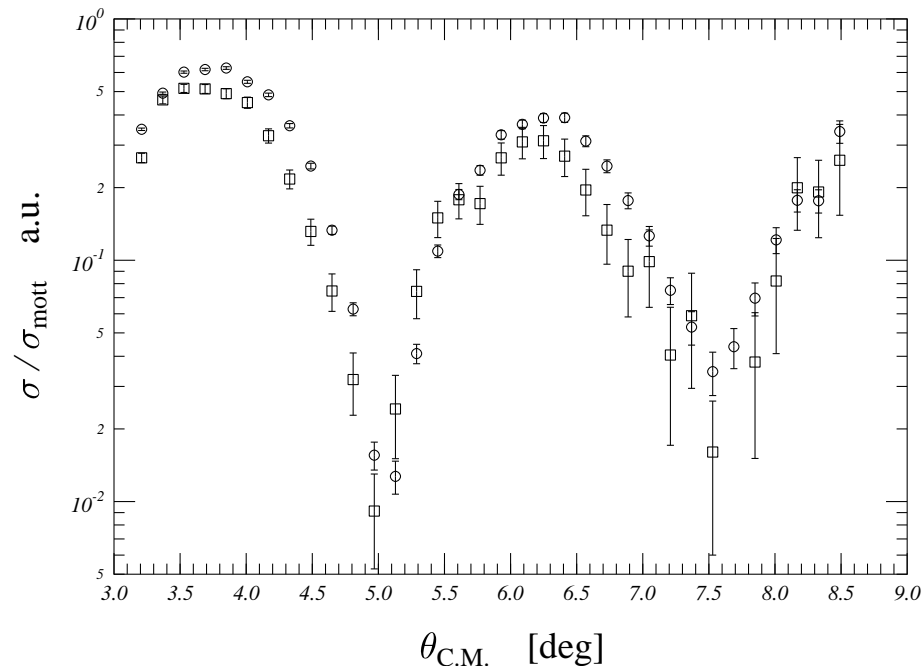


Abbildung 3.22: Schwankungen des Strahls. Abgebildet sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ zweier aufeinanderfolgender Runs. Zwischen den Runs wurde eine Strahlzentrierung durchgeführt. Deutlich ist der Unterschied im Verlauf der Wirkungsquerschnitte zu erkennen.

Zwischen diesen beiden Runs wurde der Strahl neu zentriert. Man beobachtet einen Unterschied in der Lage des Minimums, der in der Gegend um $\theta_{\text{C.M.}} = 5.0^\circ$ deutlich zu sehen war. Er beträgt rund 0.2° im C.M.-System, was rund 0.1° im Laborsystem entspricht. Auch selbst der nach der Strahlzentrierung unmittelbar folgende Run musste in einer anschließenden Absolutwinkeleichung verschoben werden.

Eine Übertragung des zur Korrektur der 1.12 GeV Daten mit Erfolg angewendeten Verfahrens auf die 704 MeV Daten war jedoch nicht möglich. Bei der Vermessung der 704 MeV Daten waren die vertikalen Schlitzblenden (φ -Blende) erst bei einer Spektrometerstellung von $\theta_{\text{SPEG}} = 8.0^\circ$ voll geöffnet worden. Bei den vorderen Einstellungen konnten deshalb die charakteristischen Beugungsringe wegen der zu geringen vertikalen Blendenöffnung nicht beobachtet, also auch nicht zur Korrektur herangezogen werden.

Mit den bei der Analyse der 1.12 GeV Daten gewonnenen Erkenntnissen und Erfahrungen wird deshalb ein den Gegebenheiten der 704 MeV Strahlzeit Rechnung tragendes Verfahren zur Abänderung der Aberrationskorrektur angewendet.

Der Ansatz für eine Abänderung der Aberrationskorrektur erfolgt wie in Gl. 3.9. Aus den oben genannten Gründen wurde für die Koeffizienten p_0 und p_1 ein Wert identisch Null gewählt. Als einzige zu ermittelnde Parameter verbleiben t_0 und t_1 . Um eine Abänderung der Aberrationskorrektur zu beurteilen, wurden für verschiedene Streusysteme Profile (wie z.B. in Abb. 3.13) erstellt. Die Werte für t_0 und t_1 wurden iterativ so optimiert,

dass die Form der Profile einen bestmöglichen Verlauf nimmt. Während sich für t_1 ein gleichbleibender Wert für die gesamte Auswertung ergab wurde, konnte für t_0 kein konstanter Wert gefunden werden. Die Ursache dafür wird in den obigen Punkten ② und ③ vermutet. Es wurde deshalb für jeden Run ein individueller Wert für t_0 ermittelt.

Auf Grund der experimentellen Limitierungen weist die vorgenommene Abänderung der Aberrationskorrektur sicherlich nicht eine vergleichbare Güte hinsichtlich einer möglichst genauen Ermittlung des Streuwinkels auf wie bei den 1.12 GeV Daten. Im Vergleich zu jener Auswertung kann der Streuwinkel nur mit einer geringeren Stringenz fixiert werden. Das restliche Vorgehen der Auswertung folgt dem bei den 1.12 GeV Daten beschriebenen, insbesondere was die Eichungen betrifft.

Für die $^{16}\text{O} + ^{51}\text{V}$ Streuung konnte mit der abgeänderten Aberrationskorrektur im Überlappbereich der Spektrometereinstellungen $\theta_{\text{SPEG}} = 5.0^\circ$ zu 2.3° kein befriedigender Anschluss der Winkelverteilungen erreicht werden. Dadurch war die Verbindung zu den ganz vorderen Winkeln nicht mehr gegeben. Eine Absolutnormierung im herkömmlichen Sinne (wie sie bei den 1.12 GeV Daten vorgestellt worden ist) war damit nicht möglich. Das erste Maximum der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Winkelverteilung wurde daher auf einen Wert von $\sigma/\sigma_{\text{Mott}} = 0.45$ normiert (siehe dazu auch den folgenden Abschnitt).

3.6.3 Revision der 704 MeV Daten

Ein andere Vorgehensweise zur Korrektur des Datensatzes der Erstausswertung der 704 MeV Daten wird in [Kho00] vorgestellt. Wie schon in Abschnitt 3.6.1 erläutert, weicht der Datensatz der Erstausswertung der 704 MeV Daten in zwei wesentlichen Eigenschaften von denen bei anderen Energien ab. Dies betrifft die absolute Höhe des Wirkungsquerschnitts und die Lage des ersten Minimums.

Durch die Untersuchung des systematischen Verhaltens der Diffraktionsstrukturen der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Winkelverteilung bei anderen Energien, insbesondere den Daten bei 250 MeV, 350 MeV und 1120 MeV, wird gezeigt, dass daraus eine zuverlässige Abschätzung der Absolutnormierung der 704 MeV Daten erreicht werden kann. Trägt man den Wirkungsquerschnitt der Winkelverteilungen über dem asymptotischen Impulstransfer q auf (s. Abb. 4.7), so beobachtet man eine energieunabhängige Position des ersten Minimums, als auch eine von der Energie unabhängige Höhe des Wirkungsquerschnitts des ersten Maximums, welches bei $\sigma/\sigma_{\text{Mott}} = 0.45 \pm 0.05$ liegt.

Zur Überprüfung dieser diffraktiven Strukturen der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung wurden in einem zweiten Schritt Ergebnisse aus optischen Modellrechnungen herangezogen. Wichtig bei diesem Vorgehen war ein in dem betrachteten Energiebereich realistisches optisches Potenzial. Dieses (energieabhängige) Potenzial wurde aus einer Faltung (s. Abschn. 5.2.3) mit der CDM3Y6 Wechselwirkung ([Kho97]) gewonnen. Diese Potenziale ermöglichen eine gute Beschreibung der Streudaten über einen weiten Energiebereich und stellen somit eine zuverlässige Wahl für den Realteil des optischen Potenzials auch bei 704 MeV dar. Für den Imaginärteil wurde von dem bei der Analyse der 350 MeV Daten erhaltene Imaginärpotenzial ausgegangen. In den Rechnungen wird gezeigt, dass eine (auch unrealistische) Änderung der Stärke des Imaginärteils keine bzw. eine nur geringe Auswirkung auf die Beschreibung des diffraktiven Bereiches hat. Auch eine (maßvolle) Änderung der Stärke des Realteils beeinflusst nicht die Höhe des ersten Maximums. Alle Rechnungen sagen für das erste Minimum einen Winkel $\theta_{\text{C.M.}} = 4^\circ$ und eine Höhe des ersten Maximums von $\sigma/\sigma_{\text{Mott}} = 0.45^\circ$ voraus. Mit diesen Ergebnissen wurde die Höhe des ersten Maximums auch bei den 704 MeV Daten auf den Wert von $\sigma/\sigma_{\text{Mott}} = 0.45^\circ$ festgesetzt. Der hierzu erforderliche Normierungsfaktor beträgt 0.65. Um die Lage des ersten Minimums bei den 704 MeV Daten in Abb. 4.7 in Übereinstimmung mit den anderen Energien zu bringen, war es notwendig, diese Daten um $\Delta\theta_{\text{C.M.}} \approx +0.2^\circ$ gegenüber dem in [Bar96a] veröffentlichten Datensatz zu verschieben.

Nach einer Inspektion der 480 MeV Daten wurde auch das erste Maximum dieses Datensatzes auf den obigen Wert renormiert. Der hierzu erforderliche Renormierungsfaktor beträgt 1.15.

Experimentelle Daten

4.1 Die Daten bei $E = 1.12$ GeV

In den Abb. 4.1 und 4.2 sind die Daten der neuen 1.12 GeV Messung dargestellt.

Die oberste Kurve in Abb.4.1 gibt die Ergebnisse der elastischen Streuung wieder, die Daten sind durch den Mott-Querschnitt dividiert. Deutlich erkennt man im Vorwärtswinkelbereich eine ausgeprägte Diffraktionsstruktur.

Die drei weiteren Kurven stellen die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die inelastische Streuung in den 2^+ (6.13 MeV)- und 3^- (6.92 MeV)-Zustand in ^{16}O und deren Summe dar. Wie bereits in Abschn. 3.4 beschrieben wurde, wurden die beiden Zustände in den Spektren zunächst als Summenzustand ausgewertet und anschließend entfaltet (s. Abb. 3.19).

Die Winkelverteilungen der inelastischen Streuung zeigen nur im diffraktiven Bereich eine deutliche Strukturierung. Die Übergänge in den 2^+ - und in den 3^- -Zustand sind mit einem Drehimpulsübertrag von $\Delta l = 2$ bzw. $\Delta l = 3$ verknüpft. Entsprechend den unterschiedlichen Drehimpulsüberträgen weisen die Winkelverteilungen einen unterschiedlichen Verlauf auf. Entsprechend der Blair'schen Phasenregel ([Bla59]) findet man das erste Maximum für den $\Delta l = 2$ Übergang und das erste beobachtete Minimum für den $\Delta l = 3$ Übergang beim gleichen Winkel. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der inelastischen Übergänge erstrecken sich in dem vermessenen Winkelbereich über 4 Größenordnungen. Bei etwa vergleichbarer Stärke der Übergänge fällt die Winkelverteilung des 2^+ Übergangs etwas steiler ab als die des 3^- Übergangs.

In Abb. 4.2 ist der Grundzustandsübergang des Ein-Neutron-Transfers (pick-up) in den ^{15}O g.s. sowie der Übergang in den ersten $3/2^-$ -Zustand ($E_x = 6.18$ MeV) von ^{15}O dargestellt. Die Winkelverteilungen zeigen keine auffallende Strukturen bis auf eine recht breite und flache Beule in der Nähe um $\theta_{\text{C.M.}} = 8^\circ$ in der Winkelverteilung für den Grundzustandsübergang. Für den Übergang in den angeregten $3/2^-$ -Zustand zeigt die Winkelverteilung einen nahezu strukturlosen gleichmäßigen Abfall. Beide Übergänge werden etwa gleich stark bevölkert.

Die Daten der elastischen Streuung sind in [Nuo98], die der Transferdaten in [Boh02] veröffentlicht.

4.2 Die Daten bei $E = 704$ MeV

Für die elastische Streuung bei $E = 704$ MeV liegen drei verschiedene physikalische Daten in Form von Winkelverteilungen vor. Zum einem die älteren, in [Bla94, Bar95, Bar96a] angegebenen Ergebnisse, zum zweiten die Ergebnisse der in der vorliegenden Arbeit neu ausgewerteten Daten aus [Bla94, Bar95] und zum dritten die Ergebnisse aus der von den Berliner Kooperationspartnern ([Kho00]) durchgeführten Revision der in [Bla94, Bar95, Bar96a] angegebenen Ergebnisse. In den Abb. 4.3 und 4.4 werden diese drei Ergebnisse miteinander verglichen. Abb. 4.3 zeigt den Vergleich der [Bar96a] veröffentlichten Winkelverteilung mit der Verteilung der neuen Auswertung, in Abb. 4.4 werden die Ergebnisse der neuen Auswertung mit den revidierten Winkelverteilungen aus [Kho00] verglichen.

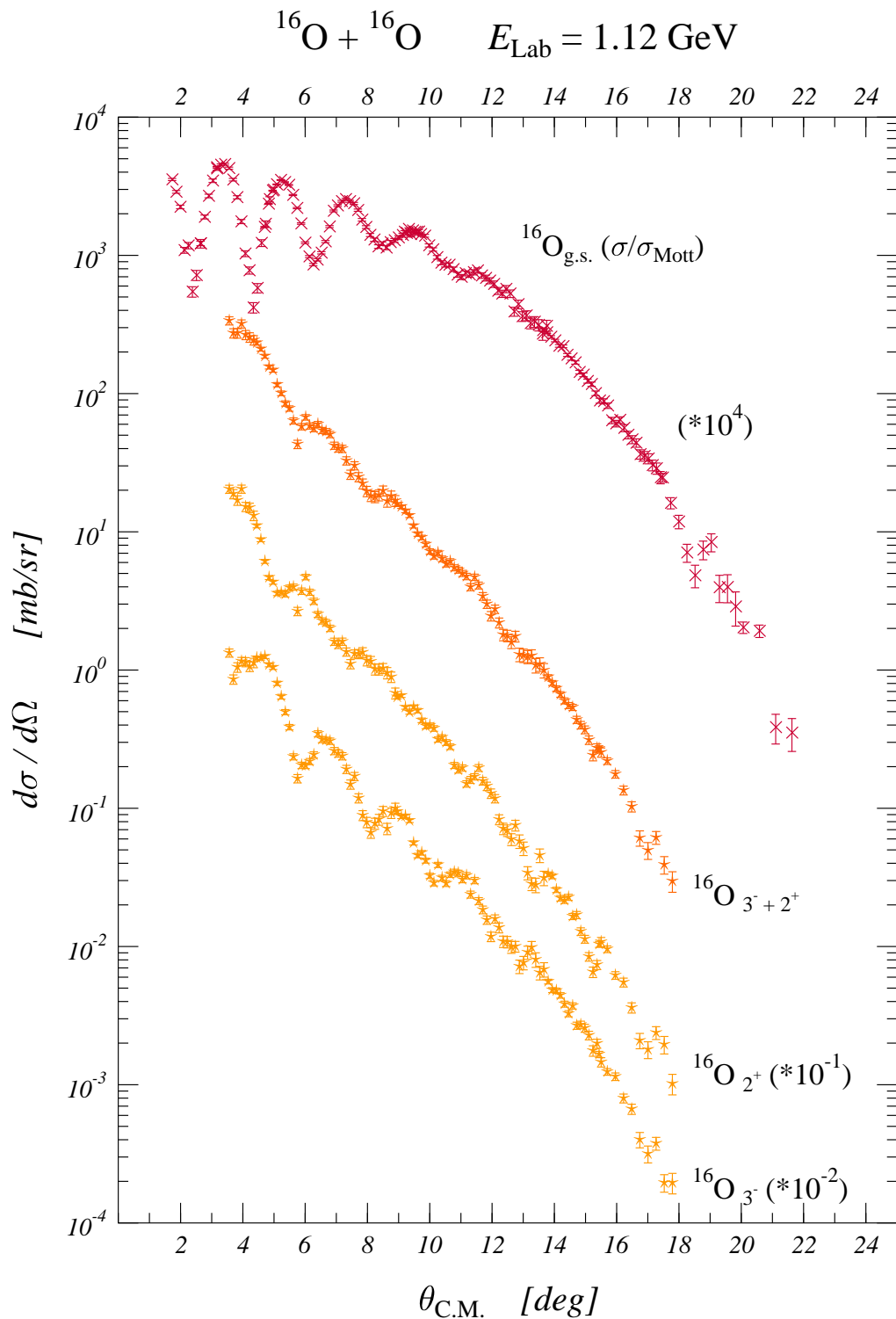


Abbildung 4.1: Die Winkelverteilungen für $E_{\text{Lab}} = 1.12 \text{ GeV}$, wie sie mit der in dieser Arbeit erhaltenen Aberrationskorrektur ermittelt wurden. Abgebildet sind die elastische Streuung dividiert durch σ_{mott} , die inelastische Streuung in den 3^- (6.13 MeV) und 2^+ (6.92 MeV) Zustand, sowie die Summe aus 3^- und 2^+ .

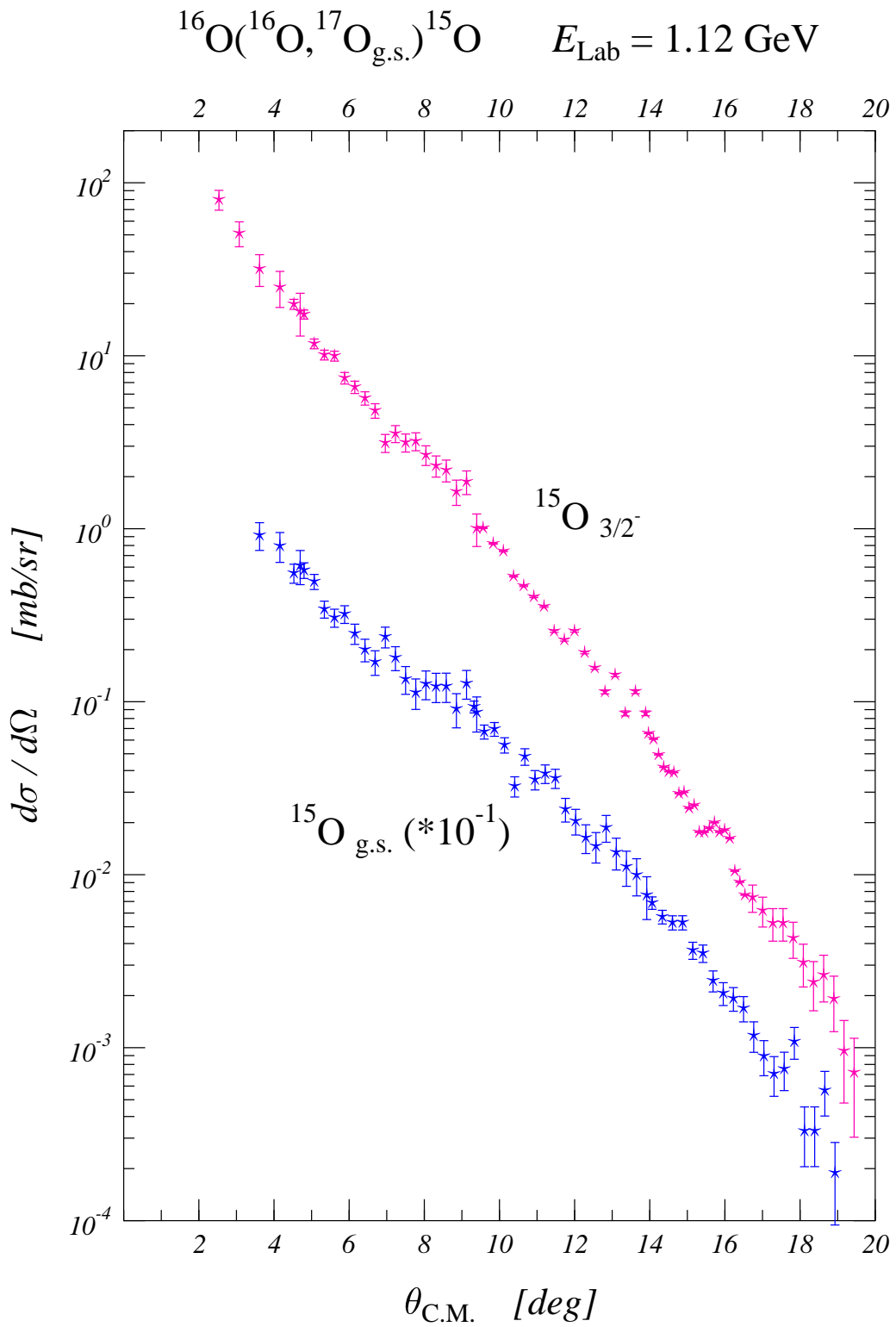


Abbildung 4.2: Die Winkelverteilung für den $1n$ -Transfer bei $E_{\text{Lab}} = 1.12 \text{ GeV}$, wie sie mit der in dieser Arbeit erhaltenen Aberrationskorrektur ermittelt wurden. Abgebildet sind der Grundzustandsübergang und der Übergang in den $^{15}\text{O}_{3/2^-}$ Zustand.

Wie schon in Abschn. 3.6.3 angegeben wurde, ist der revidierte Datensatz im Wesentlichen durch eine Umnormierung im Absolutwert und durch eine Winkelverschiebung aus dem ursprünglichen Wirkungsquerschnitt hervorgegangen. Die Form der Winkelverteilung der Erstausswertung und des revidierten Datensatzes ist im Wesentlichen also gleich. Dagegen beobachtet man deutliche Unterschiede zwischen dem revidierten Datensatz und dem Ergebnis der in dieser Arbeit durchgeführten Neuauswertung der originalen Messdaten (s. Abb. 4.4).

Das erste Minimum liegt bei rund 3.1° (C.M.-System) was in guter Übereinstimmung mit dem revidierten Datensatz ist. Die folgenden Maxima bzw. Minima liegen in der neuen Auswertung etwas enger beieinander. Dies ist eine Folge der Skalierung der ϑ -Achse bei der Abänderung der Aberrationskorrektur. Generell sind bei der neuen Auswertung gegenüber der Erstausswertung beziehungsweise revidierten Datensatz folgende qualitative Unterschiede zu beobachten (s. Abb. 4.4):

- ① der differentielle Wirkungsquerschnitt in den Minima ist kleiner,
- ② die Werte in den Maxima sind niedriger,
- ③ die Form der Diffraktionsmaxima ist schlanker, vor allem die rechte Hälfte eines Maximums fällt steiler ab als in der Erstausswertung.

Für diese Unterschiede sind nicht nur die abgeänderte Aberrationskorrektur verantwortlich, sondern vermutlich auch eine unterschiedliche Untergrundreduzierung. Vor allem die Korrektur der Streuung an der φ -Blende in dem Ereignisfeld ϑ_{eff} versus φ bewirkt eine deutlich untergrundfreiere Ermittlung der zum Teil tiefen Minima. Deutlich ist dies beim Vergleich der Maxima um 8.6° bzw. 9° und bei 11.1° bzw. 11.8° zu bemerken. Auch dass das Maximum bei 13.8° deutlicher hervortritt, ist eine Folge der Anwendung einer Fensterbedingung auf die φ -Blenden, ebenso der Umstand dass die Winkelverteilung im Bereich von 16° bis 22° stärker strukturiert ist als in der Erstausswertung. So erkennt man in den Daten der neuen Auswertung noch gut ein kleines Maximum bei 19° .

Für die unter den Punkten ② und ③ genannten Unterschiede ist ist auch noch eine weitere Ursache zu nennen (vor allem Punkt ② betreffend). Wie schon bei der Analyse der 1.12 GeV Daten, war es auch hier notwendig, daß man beim Subtraktionsverfahren für die Gewinnung der ^{16}O Zählratenverteilung aus einem $^6\text{Li}_2\text{O}$ Target, die Anzahl der subtrahierten ^{12}C g.s. Ereignisse aus dem ^{12}C Target vom Summenspektrum (^{16}O und ^{12}C) aus dem $\text{Li}_2\text{O}+^{12}\text{C}$ Target, noch zusätzlich zu normieren. Dieser Normierungsfaktor ermittelt sich aus der Normierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der ^{12}C g.s. Linie aus dem $^6\text{Li}_2\text{O}$ Target relativ zum Wirkungsquerschnitt der ^{12}C g.s. Linie aus dem ^{12}C Target. Das betrifft die Maxima bei 6.2° , 8.6° und 11.1° .

Im Winkelbereich von 34° bis 38° (C.M.-System) konnte die Winkelverteilung nicht ermittelt werden.

4.3 Diskussion der Winkelverteilungen, Vergleich mit Ergebnissen bei anderen Energien

In Abb. 4.5 sind die beiden mit der abgeänderten Aberrationskorrektur, ermittelten Winkelverteilungen für die $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ Streuung bei 704 MeV und 1.12 GeV dargestellt.

Man beobachtet im vorderen Winkelbereich deutliche Diffraktionsstrukturen, die bei $E = 1.12$ GeV enger liegen als bei den 704 MeV. Im Anschluss an den Diffraktionsbereich beobachtet man einen steilen Abfall des Wirkungsquerschnitts. In diesem Bereich sind keine deutlichen Strukturen zu erkennen. Die vermessenen Wirkungsquerschnittskurven reichen hinab bis zu Werten von etwa $\sigma/\sigma_{\text{Mott}} = 5 \cdot 10^{-5}$.

Die bei $E = 1.12$ GeV und 704 MeV gewonnenen Daten lassen sich mit Ergebnissen vergleichen, die in früheren Messungen bei anderen Energien (250 MeV [Kho94], 350 MeV

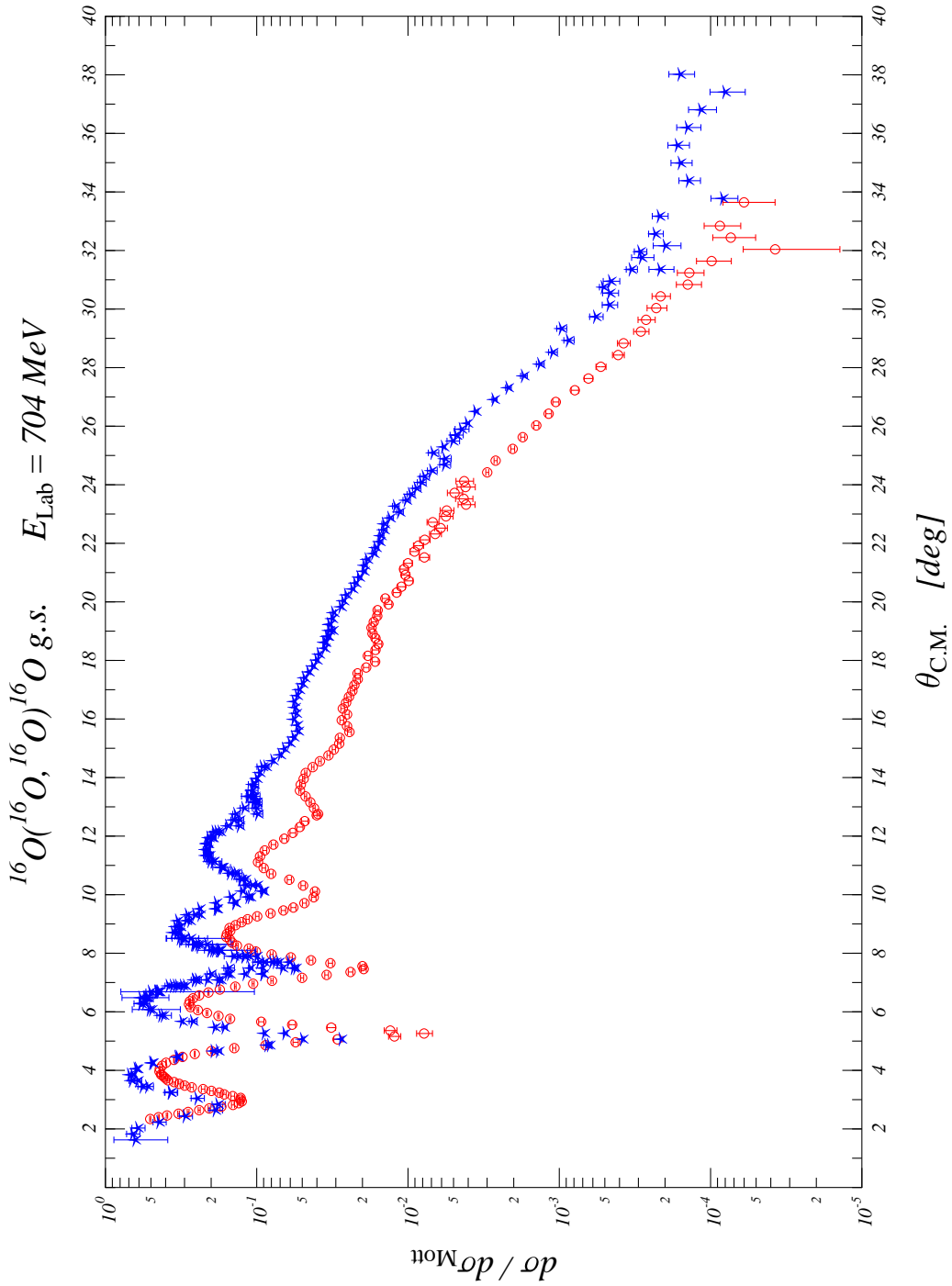


Abbildung 4.3: Vergleich der in [Bar96a] veröffentlichten Winkelverteilung (\star) für $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{16}\text{O}$ bei 704 MeV mit der neuen Auswertung (\circ).

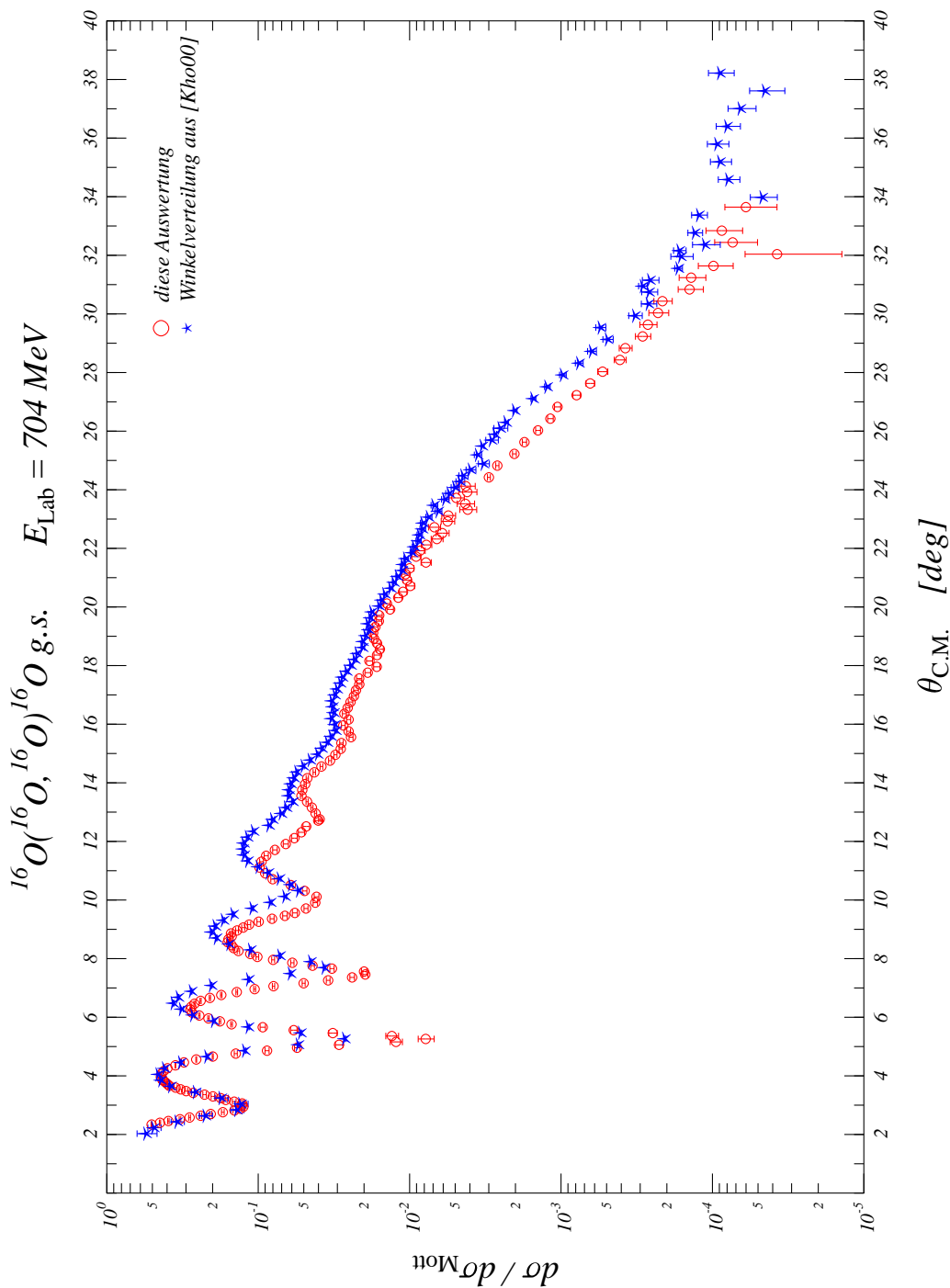


Abbildung 4.4: Vergleich der Winkelverteilungen der 704 MeV Daten. Mit ○ ist die neue Auswertung mit ★ die revidierte Winkelverteilung aus [Kho00] abgebildet.

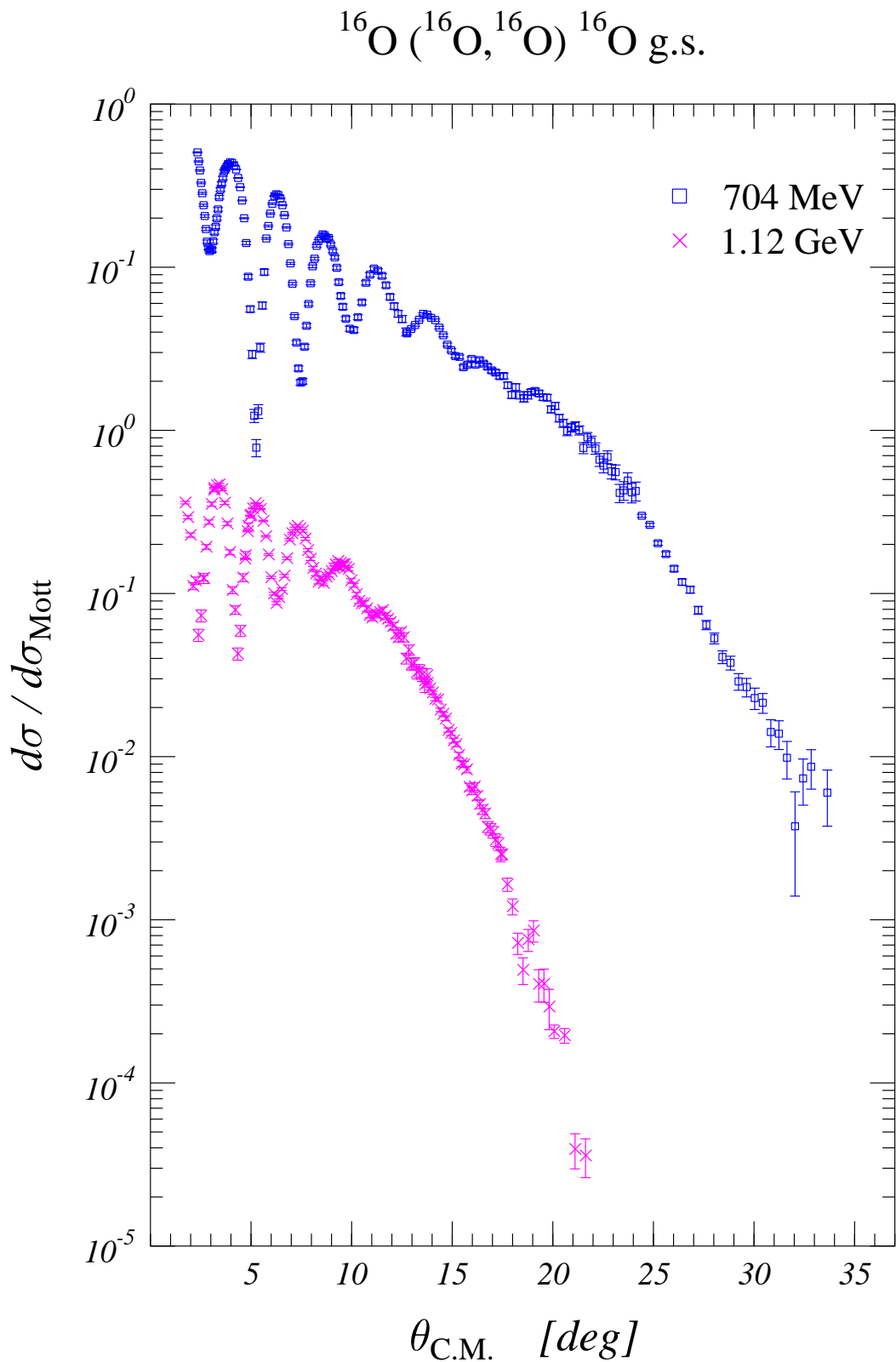


Abbildung 4.5: Die am GANIL vermessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei 704 MeV und 1.12 GeV.

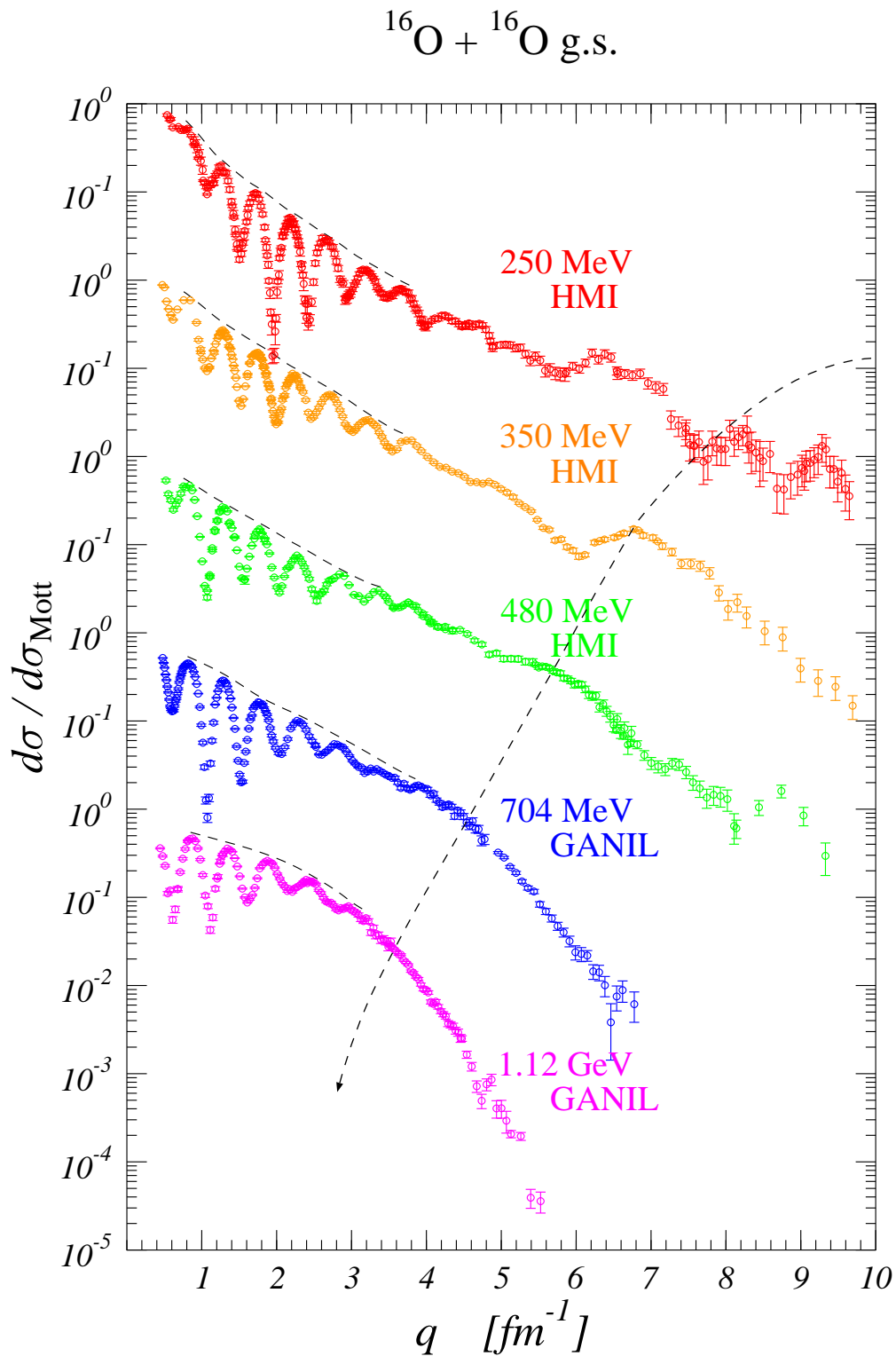


Abbildung 4.6: Winkelverteilungen der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei 5 verschiedenen Einschussenergien, aufgetragen über dem asymptotischen Impulstransfer q . Zusätzlich eingezeichnet sind die Einhüllenden der Diffraktionsmaxima und der Verlauf des Kernregenbogenmaximums.

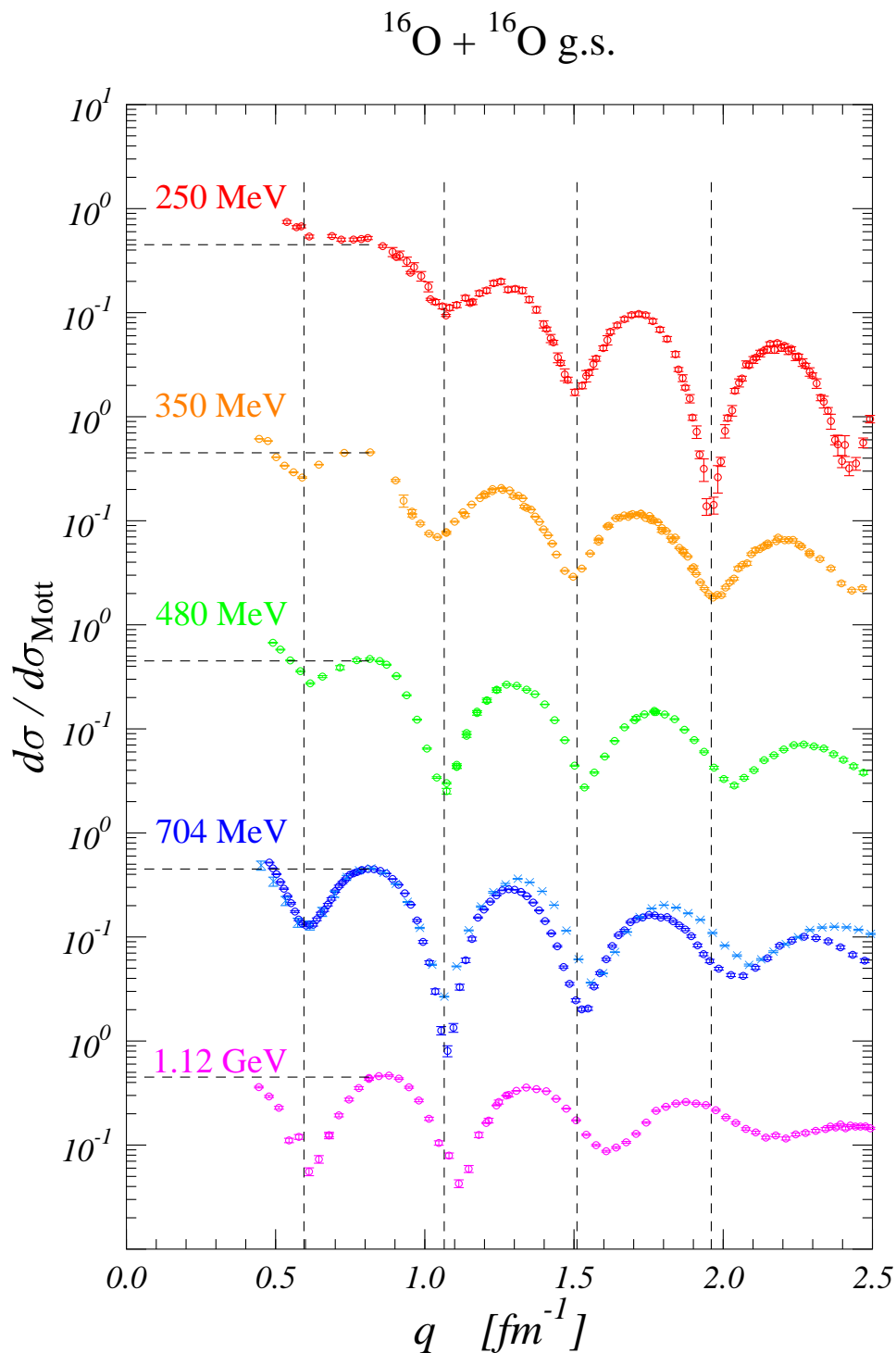


Abbildung 4.7: Diffraktionsstruktur der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei 5 Energien, aufgetragen über dem asymptotischen Impulsübertrag q . Die senkrechten Linien entsprechen den Minima, wie man sie von der Beugung an einer schwarzen Scheibe erwartet. Bei 704 MeV sind die Ergebnisse der neuen Auswertung (Kreise) und dem revidierten Datensatz (Kreuze) eingezeichnet.

[Sti89], 480 MeV [Kho95b]) erhalten wurden. In Abb. 4.6 sind die Werte für $\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$ über dem asymptotischen Impulsübertrag $q = 2k \sin(\theta_{\text{C.M.}}/2)$ aufgetragen. Man sieht, dass die Maxima und Minima der Diffraktionsstruktur unabhängig von der Energie bei gleichen q -Werten erscheinen. Dieses Ergebnis wird noch deutlicher, wenn man nur den vorderen Teil der Winkelverteilung (Abb. 4.7) betrachtet. Hier zeigt sich insbesondere, dass die Lage des ersten Diffraktionsminimums unabhängig von der Energie ist, ebenso der Wert für $\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$ im folgenden Maximum. Genau diese Eigenschaft wurde benutzt, um nach der Messung der 1.12 GeV Daten die 704 MeV Daten in der Höhe zu renormieren und im Falle des revidierten Datensatzes (Abschn. 3.6.3) eine (kleine) Winkelverschiebung vorzunehmen. Die diffraktiven Strukturen sind eine Folge der Fraunhofer-Beugung der einlaufenden Teilchenwelle an der schwarzen Scheibe des Targetkerns. Damit hängen die diffraktiven Strukturen nur vom Radius dieser Scheibe ab. Aus der Analyse der Winkelverteilungen im Optischen Modell (s. Kap. 5) erhält man Aussagen über Radius und Diffusität der Kerne.

Aus Abb.4.6 ist zu entnehmen, dass besonders bei hohen Impulsüberträgen (d.h. bei großen Winkeln) eine Überhöhung im Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu einem exponentiellen Abfall zu beobachten ist. Mit zunehmender Energie wird diese Überhöhung geringer und verschiebt sich zu kleineren Winkeln hin. Eine Interpretation dieser Strukturen als Folge refraktiver Effekte wird in Abschn. 6.3.2 gegeben. Bei einem Auftrag über q zeigt sich die Lage der Diffraktionsminima bei fast konstanter Position. Die Form der Einhüllende der Diffraktionsmaxima verändert sich mit steigender Energie von einer konkaven (250 MeV) zu einer konvexen Form (1120 MeV). Die Höhe des ersten Diffraktionsmaximums zeigt über diesen weiten Energiebereich einen konstanten Wert.

Theoretische Grundlagen der Analysen

5.1 Elastische Streuung und direkte Reaktionen

Die Streuung zweier Kerne aneinander beinhaltet ein Vielteilchenproblem, an dem N Nukleonen mitwirken, die auf die beiden Kerne a und A verteilt sind. Diese Aufteilung der N Nukleonen wird als Partition bezeichnet. Die beiden Kerne a und A können sich sowohl im Grundzustand als auch in einem angeregten Zustand befinden. Die internen Wellenfunktionen $\psi_a(x_a)$ und $\psi_A(x_A)$ der Kerne a und A einer Partition α werden zusammengefasst durch das Produkt

$$\psi_a(x_a)\psi_A(x_A) = \Psi_\alpha(x_\alpha)$$

mit $x_\alpha = \{x_a, x_A\}$.

Die Indizes α und α' beschreiben unterschiedliche interne Zustände innerhalb derselben Partition. ψ_a und ψ_A sind Eigenfunktionen des korrespondierenden internen Hamiltonoperatoren H_a und H_A mit den Energien ε_a und ε_A :

$$(\varepsilon_a - H_a)\psi_a = 0 \quad (\varepsilon_A - H_A)\psi_A = 0.$$

Das Wechselwirkungspotenzial zwischen den Kernen a und A wird durch

$$V_\alpha = \sum_{i=1}^a \sum_{j=a+1}^{a+A} v_{ij} \quad (5.1)$$

beschrieben, wobei für v_{ij} eine Zweiteilchenwechselwirkung angenommen wird. Der Hamiltonoperator für zwei unterschiedliche Partionen α und β des Gesamtsystems schreibt sich dann:

$$H = \underbrace{H_a + H_A}_{H_\alpha} + T_\alpha + V_\alpha = \underbrace{H_b + H_B}_{H_\beta} + T_\beta + V_\beta.$$

mit $T_{\alpha,\beta} = -\frac{\hbar^2}{2\mu_{\alpha,\beta}}\nabla_{\alpha,\beta}^2$, dem Operator der kinetischen Energie, und $\mu_{\alpha,\beta} = \frac{m_{a,b}M_{A,B}}{m_{a,b}+M_{A,B}}$, der reduzierten Masse. Asymptotisch ($r \rightarrow \infty$) hat die kinetische Energie zwischen a und A den Wert τ_α und es ist $k_\alpha = \sqrt{2\mu_\alpha\tau_\alpha}/\hbar$. H_α bzw. H_β fasst die Hamiltonoperatoren der inneren Freiheitsgrade der Kerne der jeweiligen Partition zusammen. Die totale Wellenfunktion Ψ für das System gehorcht der Schrödingergleichung

$$(E - H)\Psi = 0.$$

Obige Gleichung wird für eine bestimmte Partition zu

$$(E - H_\alpha - T_\alpha)\Psi = V_\alpha\Psi \quad \text{bzw.} \quad (E - H_\beta - T_\beta)\Psi = V_\beta\Psi. \quad (5.2)$$

Für den Fall, dass keine Wechselwirkung V besteht, reduziert sich (5.2) auf

$$(E_\alpha - H_\alpha - T_\alpha)\Phi = 0 \quad (5.3)$$

wobei $\Phi_\alpha = \exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha) \psi_\alpha$ gilt, und $E_\alpha = \varepsilon_a + \varepsilon_A + \tau_\alpha$ die Summe der inneren Bindungsenergien und der kinetischen Energie τ_α ist. Die Wellenfunktion Ψ kann als Produktansatz der internen Wellenfunktionen $\psi_a \cdot \psi_A = \psi_\alpha$ und der Relativbewegung $\xi_\alpha(r_\alpha)$ der Kerne a und A entwickelt werden:

$$\Psi = \sum_\alpha \xi_\alpha(r_\alpha) \psi_\alpha.$$

Die Summe α geht über alle internen Zustände der Partition α . Die Funktionen ξ_α sind bestimmt durch

$$\xi_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \langle \psi_\alpha | \Psi \rangle = \int \psi_\alpha^*(x_\alpha) \Psi dx_\alpha.$$

ξ_α ist also gerade die Projektion von Ψ auf die Partition α .

An die Wellenfunktion Ψ stellt man Randbedingungen um sie vollständig zu bestimmen. Die physikalische Situation legt eine einlaufende ebene Welle im Grundzustandseingangskanal α , mit dem Relativimpuls k_α und eine auslaufende Kugelwelle in alle anderen Kanäle oder Partitionen, die bei dieser Energie offen sind, nahe. Dieses spezielle Ψ soll die Indizes α und $(+)$ tragen, also $\Psi_\alpha^{(+)}$. Unter Ausnutzung der Orthonormalität der $\psi_i(x_i)$ ergibt sich

$$\begin{aligned} (\tau_\alpha - T_\alpha) \xi_\alpha(\vec{r}_\alpha) &= (\psi_\alpha | V_\alpha | \Psi_\alpha^{(+)}) \\ &\equiv \int \psi_\alpha^*(x_\alpha) V_\alpha(x_\alpha, \vec{r}_\alpha) \Psi_\alpha^{(+)} dx_\alpha \end{aligned} \quad (5.4)$$

als Relativwellenfunktion in der Partition α (die runden Klammern sollen die Integration über alle internen Koordinaten bedeuten). Die rechte Seite der Gl. (5.4) wirkt als ein Quellterm, der Streuwellen generiert. Die Lösung der obigen Gleichung ist:

$$\begin{aligned} \xi_\alpha(\vec{r}_\alpha) &= \exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha) - \left(\frac{\mu_\alpha}{2\pi\hbar^2} \right) \frac{\exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha)}{r_\alpha} \\ &\times \int \exp(-i\vec{k}'_\alpha \cdot \vec{r}'_\alpha) (\psi_\alpha(x_\alpha) | V_\alpha(x_\alpha, \vec{r}_\alpha) | \Psi_\alpha^{(+)}) d\vec{r}'_\alpha. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Aus der von $\xi(\vec{r})$ geforderten asymptotischen Form

$$\xi(\vec{r}) \sim \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) + f(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\exp(i\vec{k}' \cdot \vec{r})}{r'} \quad (5.6)$$

erhält man, durch Vergleich mit Gl. (5.5), die Streuamplitude für den Fall elastischer Streuung:

$$f_{\alpha\alpha} = - \left(\frac{\mu_\alpha}{2\pi\hbar^2} \right) \langle \exp(i\vec{k}'_\alpha \cdot \vec{r}'_\alpha) \psi_\alpha(x_\alpha) | V_\alpha(x_\alpha, \vec{r}_\alpha) | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \rangle$$

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung ist dann gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_{\alpha\alpha}(\Theta)|^2 \quad (5.7)$$

Eine Verallgemeinerung auf andere Partionen fällt nun leicht. Durch Projektion von Ψ auf die Partition β folgt analog zu Gl. (5.4) eine Gleichung für ξ_β :

$$(\tau_\beta - T_\beta) \underbrace{\int \psi_\beta^*(x_\beta) \Psi dx_\beta}_{\xi_\beta} = (\psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}). \quad (5.8)$$

Für die Wellenfunktion ξ_β , die die Relativbewegung zwischen b und B beschreibt erhält eine Lösung analog zu Gl. (5.5):

$$\begin{aligned} \xi_\beta(\vec{r}_\beta) &= \exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha) \delta_{\alpha\beta} - \left(\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \right) \frac{\exp(ik_\beta \cdot r_\beta)}{r_\beta} \\ &\times \int \exp(-i\vec{k}'_\beta \cdot \vec{r}'_\beta) \left(\Psi_\beta(x_\beta) | V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) | \Psi_\alpha^{(+)} \right) d\vec{r}'_\beta. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Die Streuamplitude für die Reaktion $A(a, b)B$ ist nun gegeben durch

$$f_{\beta\alpha} = - \left(\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \right) \langle \exp(i\vec{k}'_\beta \cdot \vec{r}'_\beta) \Psi_\beta(x_\beta) | V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \rangle \quad (5.10)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion, der mit einem Übergang von der Partition $\alpha \rightarrow \beta$ korrespondiert, ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \left(\frac{v_\beta}{v_\alpha} \right) |f_{\beta\alpha}(\vec{k}'_\beta, \vec{k}_\alpha)|^2, \quad (5.11)$$

mit den Geschwindigkeiten v_α und v_β in den jeweiligen Partitionen. Aus obiger Gleichung wird die Übergangsamplitude $T_{\beta\alpha}$ eingeführt

$$T_{\beta\alpha} = - \frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} f_{\beta\alpha} \quad (5.12)$$

so dass Gl. (5.11) zu

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) |T_{\beta\alpha}(\vec{k}'_\beta, \vec{k}_\alpha)|^2 \quad (5.13)$$

wird. Um den Wirkungsquerschnitt berechnen zu können, muss man die Übergangsamplitude bestimmen. Aus Gl. (5.12) folgt für T :

$$T_{\beta\alpha}(\vec{k}'_\beta, \vec{k}_\alpha) = \langle \exp(i\vec{k}'_\beta \cdot \vec{r}'_\beta) \Psi_\beta(x_\beta) | V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \rangle \quad (5.14)$$

Dies ist bisher nur eine formal exakte Lösung des Streuproblems, da auf der rechten Seite noch die Wellenfunktion Ψ des Gesamtproblems steht. Um nun dieses Matrixelement $T_{\beta\alpha}$ auswerten zu können, müssen Näherungen angewendet werden. Zu diesem Zweck wird die T -Matrix in eine andere Form gebracht.

Einführung eines mittleren Streupotenzials

Durch Einführung eines Hilfspotenzials $U_\beta(r_\beta)$, wird Gl. (5.8) zu

$$(\tau_\beta - T_\beta - U_\beta) \xi_\beta(\vec{r}_\beta) = \left(\Psi_\beta | W_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \right) \quad (5.15)$$

Mit diesem Ansatz soll der inhomogene Term auf eine kleine Streuung reduziert werden:

$$W_\beta = (V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) - U_\beta)$$

Die Motivation für diesen Ansatz ist die Möglichkeit, das Wechselwirkungspotenzial $V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta)$ durch ein gemittelttes Potenzial $U_\beta(\vec{r}_\beta)$ zu ersetzen, so dass die Auswirkung des inhomogenen Anteils von Gl. (5.8) minimal wird. Diese Differenz $W = V_\beta - U_\beta$ soll klein sein gegenüber dem Potenzial U , das die Streuung von b an B beschreibt. Das oben eingeführte Hilfspotenzial $U_\beta(\vec{r}_\beta)$ wird in aller Regel ein optisches Potenzial sein (näheres dazu im Kapitel 5.2). Die Lösung der Gl. (5.15) erfolgt analog zu Gl. (5.8).

Die zu (5.15) homogene Gleichung

$$\left[\tau_\beta - T_\beta - U_\beta(\vec{r}_\beta) \right] \chi_\beta^{(+)}(\vec{r}_\beta) = 0$$

beschreibt mit $\chi_\beta^{(+)}(\vec{r}_\beta)$ die Streuung des Projektils b am Kern B durch das Potenzial U_β . Sie sind als „gestörte Wellenfunktionen“ (distorted waves) bekannt. Asymptotisch haben sie die Form einer einlaufenden ebenen Welle und einer auslaufenden (gestreuten) Kugelwelle (Index⁽⁺⁾).

Distorted–Wave–Born–Approximation

Ist das Restpotenzial W schwach gegenüber dem Potenzial U , wenn also $|W| \ll |U|$ gilt, kann man W als kleine Störung ansehen, Für die T -Matrix folgt daraus die „Distorted Wave Born Approximation“, kurz DWBA Näherung genannt:

$$T_{\beta\alpha}^{\text{DWBA}} = \langle \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta) \Psi_\beta | W_\beta | \chi_\alpha^{(-)}(\vec{k}_\alpha) \Psi_\alpha \rangle \quad (5.16)$$

In den vorangegangenen Formeln für die T -Amplitude ist die sog. post-Formulierung verwendet worden, da immer die Wechselwirkung V_β bzw. W_β in dem Ausgangskanal auftaucht. Wie in [Sat83] gezeigt wird, ist die alternative prior-Formulierung, in der die Wechselwirkung V_α bzw. W_α des Eingangskanal eingesetzt wird, dazu äquivalent.

Besitzen die bei einer Reaktion beteiligten Teilchen einen Spin, erhält man aus Gl. (5.13) durch Mittelung über den Anfangsspin und Summation über alle Unterzustände des Endspins einen allgemeineren Ausdruck:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{M_B M_b M_A M_a} \left| T_{M_B M_b M_A M_a} \right|^2. \quad (5.17)$$

Formfaktor

Für eine Transferreaktion $A(a,b)B$ kann man das System schreiben als $A = (B+x)$ und $b = (a+x)$, wobei x die zu transferierende Nukleonengruppe sein soll. Ausgehend von Gl. (5.1), läßt sich das Wechselwirkungspotenzial zwischen den Teilchen a und A zerlegen in:

$$\begin{aligned} V_{aA} &= \sum_{i \in a} \sum_{j \in A} v_{ij} = \sum_{i \in a} \left\{ \sum_{j \in x} + \sum_{j \in B} \right\} v_{ij} \\ &= V_{ax} + V_{aB}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Die Wechselwirkung W_α ergibt sich gemäß ihrer Einführung in Gl. (5.15) zu:

$$W_\alpha = V_{ax} + V_{aB} - U_\alpha. \quad (5.19)$$

Mit der Näherung $V_{aB} \approx U_\alpha$ folgt:

$$W_\alpha \approx V_{ax} = \sum_{i \in a} \sum_{j \in x} v_{ij}. \quad (5.20)$$

Damit folgt für die Übergangsamplitude:

$$\begin{aligned} T_{M_B M_b M_A M_a} &\sim \int \int d\vec{r}_\beta d\vec{r}_\alpha \chi_{M_b}^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta)^* \\ &\times \left(\Psi_{I_b M_b}(\xi_b)^* \Psi_{I_B M_B}(\xi_B)^* V_{ax}(r_{ax}) \Psi_{I_A M_A}(\xi_A) \Psi_{I_a M_a}(\xi_a) \right) \\ &\times \chi_{M_a}^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha). \end{aligned} \quad (5.21)$$

Die $\Psi(\xi)$ sind die internen Wellenfunktionen der an der Reaktion beteiligten Teilchen. Die aufwändige Berechnung des Klammerausdrucks, das sog. Kernmatrixelement, und damit der Übergangsamplitude, beinhaltet neben den spektroskopischen Amplituden, eine Größe D , das Radialintegral

$$D_{M_B M_b M_A M_a}^{j_2 j_1 M_a M_b} = \int d\vec{r} d\vec{R} \chi_{M_b}^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta^*) F_{l_2 l_1}(\vec{R}, \vec{r}) \chi_{M_a}^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha), \quad (5.22)$$

das den Formfaktor F

$$F_{l_2 l_1}(\vec{R}, \vec{r}) = \phi_{l_2 m_2 s}^{j_2}(\vec{r})^* V_{ax}(r) \phi_{l_1 m_1 s}^{j_1}(\vec{R}) \quad (5.23)$$

enthält. Dabei ist \vec{r} der Abstand zwischen Projektil und der zu transferierenden Nukleonengruppe x . \vec{R} ist der Abstand zwischen x und Restkern B , l_1 der Bahndrehimpuls von x relativ zu B und s sein Spin, j_1 der Gesamtdrehimpuls dazu, l_2 der Bahndrehimpuls relativ zu a mit Spin s und j_2 . D gibt den Überlapp der Relativwellenfunktionen ϕ_i von $A = (B+x)$ und $b = (a+x)$ mit den Streuwellen χ_i an.

Wird die transferierte Nukleonengruppe als ein einziges Teilchen (Cluster) ohne jegliche innere Freiheitsgrade angesehen, reduziert sich die Wechselwirkung V_{ax} auf ein Potenzial, das nur von der Relativkoordinate r_{ax} abhängt und für den gebundenen Zustand $\Psi_x(\vec{r}_{ax})$ des Systems $b = (a+x)$ verantwortlich ist. Für dieses Clusterbild sind die Relativwellenfunktionen ϕ_i Lösungen der jeweiligen Schrödingergleichungen

$$\left(\frac{-\hbar}{2\mu_1} \nabla^2 + V_{Bx}(R) \right) \phi_{l_1 m_1 s}^{j_1}(\vec{R}) = \epsilon_{Bx} \phi_{l_1 m_1 s}^{j_1}(\vec{R}) \quad (5.24)$$

$$\left(\frac{-\hbar}{2\mu_2} \nabla^2 + V_{ax}(r) \right) \phi_{l_2 m_2 s}^{j_2}(\vec{r}) = \epsilon_{ax} \phi_{l_2 m_2 s}^{j_2}(\vec{r}) \quad (5.25)$$

mit den reduzierten Massen $\mu_1 = \frac{m_x m_B}{m_x + m_B}$ und $\mu_2 = \frac{m_x m_a}{m_x + m_a}$. Die Wechselwirkung $V_{Bx}(R)$ oder $V_{ax}(r)$ greift jeweils am Massenschwerpunkt des Clusters x an.

5.2 Das optische Modell

Bei der Einführung des Potenzials U in Gl. (5.15) wurde nichts darüber ausgesagt, wie es bestimmt werden kann. Wählt man als Potenzial U das optische Potenzial U_{opt} , dann gelangt man zum optischen Modell. Im folgenden soll kurz auf dieses Modell eingegangen werden.

Die Wechselwirkung zwischen zwei Kernen stellt ein kompliziertes Vielteilchenproblem dar, sogar wenn es sich bei einem Kern nur um ein Nukleon handelt. Im allgemeinen ist dieses Problem nicht exakt lösbar. Das optische Potenzial U_{opt} soll eine effektive, mittlere Wechselwirkung der tatsächlichen Wechselwirkung repräsentieren. Der Name „optisches Potenzial“ rührt her von der Parallelität zur Streuung von Lichtwellen an einer brechenden Kugel. Die Streuung in nicht-elastische Kanäle entspricht der Absorption einer Welle im Kern. Ist ein inelastischer Vorgang energetisch möglich, kann der dadurch verursachte Verlust von Fluss aus dem elastischen Kanal durch ein imaginäres Potenzial berücksichtigt werden. Die Benutzung komplexer Potenziale findet sein Analogon bei der Einführung eines komplexen Brechungsindex für die Ausbreitung von Licht in einem brechenden, absorbierenden Medium.

Ein Ansatz für ein lokales, optisches Potenzial ist:

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

Der Realteil V beschreibt die elastische Streuung, während der Imaginärteil W die Streuung in alle anderen offenen Kanäle beschreibt, z.B. Transfer- und Compoundkernreaktionen. Der Realteil eines Potenzials setzt sich zusammen aus einem zentralen Kernpotenzial $V_r(r)$, einem Coulomb-Potenzial V_c und einem Spin-Bahn Potenzial V_{ls} , während sich der Imaginärteil aus einem Volumenterm W_v und einem Oberflächenterm W_D zusammensetzt. Kennzeichnende Größen eines optischen Potenzials sind das Volumenintegral J_U

$$\begin{aligned} J_U &= -\frac{4\pi}{N_a N_A} \cdot \int U(r) r^2 dr \\ &= J_v + iJ_w \end{aligned} \quad (5.26)$$

und der rms (root mean radius) Radius gegeben:

$$\text{rms} \equiv \langle r^2 \rangle^{1/2} = \left(\frac{\int \Re e(U) r^4 dr}{J_V} \right)^{1/2} \quad (5.27)$$

(ein analoger Ausdruck gilt für den Imaginärteil). Diese Kenngrößen werden für den Vergleich von Potenzialen mit verschiedener Parametrisierung verwendet.

Für die optischen Potenziale werden verschiedene Ansätze verwendet. Die folgenden Ansätze werden benutzt:

- ① phänomenologische Woods–Saxon Formfaktoren;
- ② modellunabhängige Potenziale, die durch eine Reihenentwicklung parametrisiert sind;
- ③ mikroskopische Potenziale, die man durch Faltung einer effektiven NN–WW mit Nukleonendichten erhält.

Im folgenden soll auf die verschiedenen Potenzialformen eingegangen werden.

5.2.1 Woods–Saxon Potenziale

Als eine realistische Potenzialform, die zudem die gemessene Dichteverteilung von Nukleonen gut wiedergibt, hat sich das Woods–Saxon–Potential herausgestellt. Das Kernpotenzials lautet in dieser Parametrisierung:

$$U(r) = -V_r f(r, r_r, a_r) + 4V_{ls} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{ls}, a_{ls}) \vec{s} \cdot \vec{l} \\ + i (W_V f(r, r_V, a_V) + 4W_D \frac{d}{dr} f(r, r_D, a_D)) \quad (5.28)$$

mit dem Formfaktor f

$$f(r, r_i, a_i) = \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right) \right]^{v_i}}, \quad R_i = r_i \cdot A^{1/3}. \quad (5.29)$$

$v_i = 1 \text{ oder } 2$

Der erste Term in Gl. (5.28) beschreibt den Zentralterm, der zweite den Spin–Bahn abhängigen Teil. Letzterer wird im Weiteren vernachlässigt, da er für Schwerionenstreuung sehr klein ist, für das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ System im Speziellen wird er nicht benötigt. Der Imaginäranteil setzt sich aus dem Volumenterm W_V und einem Oberflächenanteil W_D zusammen. Ein Potenzialverlauf nach Gl. (5.29) gibt auch gut die gemessene Dichteverteilung für die Nukleonen wieder. Die Größen V_i , r_i und a_i sind als Tiefe, Radius und Randunschärfeparameter bekannt, und finden im Real- als auch Imaginärteil Verwendung. Die freien Parameter der WS-Potenziale werden bei einer Analyse den experimentellen Datenpunkten angepasst. Für den Exponent v_n in Gl. (5.29) werden, je nach betrachtetem Streusystem, der Wert 1 (einfaches Woods–Saxon Potenzial) oder der Wert 2 (quadratisches Woods–Saxon–Potential) verwendet.

Für das Coulombpotenzial V_C wird ein doppeltgefaltetes Coulombpotenzial verwendet (s. Abschn. 5.2.3).

5.2.2 Modellunabhängige Potenziale

Die Form des Potenzials wird hier nicht durch eine konkrete, von einem (physikalischen) Modell, abgeleitete Vorgabe bestimmt. Die modellunabhängigen Potenziale sollen die experimentellen Daten bestmöglich beschreiben. Zu diesem Zweck wird für diese Potenziale ein Reihenansatz verwendet. Für die Analyse der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung wurden

in [Bar96a] und in [Bar95] Laguerre–Gauß–Reihen (LG) benutzt, überlagert über ein angenommenes Startpotenzial dass in der LG–Reihe enthalten ist. Sie zeichnen sich im Vergleich mit Fourier–Bessel–Reihen durch ihr asymptotisches Verhalten aus, das für große Abstände r proportional zu $\exp(-r^2)$ ist. Die Potenziale werden sowohl im Real– als auch im Imaginärteil mit dieser Reihe entwickelt:

$$U(r) = x^\lambda \cdot e^{-x^2} \cdot \sum_{n=0}^N c_n L_n^{\lambda+\frac{1}{2}}(y) \quad (5.30)$$

Hierbei ist $x = \frac{r}{b}$ und b die Oszillatorlänge. Die Laguerre Polynome $L_n^{\lambda+\frac{1}{2}}$ sind mit $y = 2x^2$ definiert als:

$$L_n^{\lambda+\frac{1}{2}}(y) = y^{-(\lambda+\frac{1}{2})} \cdot e^y \frac{d^n}{dy^n} \cdot y^{\lambda+\frac{1}{2}+n} \cdot e^{-y} \quad (5.31)$$

Diese Polynome bilden ein normiertes Orthogonalsystem. Um ein möglichst vollständiges Basissystem zu erhalten ist im Allgemeinen eine ausreichend hohe Anzahl von Reihentermen nötig (N in Gl. 5.30). Damit ist diese Methode auf Datensätze beschränkt, die in ausreichender Statistik und Genauigkeit vorliegen. Bedingt durch die hohe Anzahl an Parametern ist es notwendig, die Eindeutigkeit der ermittelten Potenziale zu überprüfen. Das betrifft vor allem die Anzahl der Reihenterme und der Oszillatorbreite. Auch sollte die Unabhängigkeit der Potenzialsuche von den Startwerten gegeben sein. Das alles macht die Anwendung dieser Methode sehr aufwändig. Die modellunabhängige Analyse bietet durch den Reihenansatz aber die Möglichkeit, Fehlerbänder für Potenziale zu berechnen.

5.2.3 Faltungspotenziale

Das Faltungsmodell ist am nächsten an der physikalischen Realität. Es ermöglicht einen tieferen Einblick in die mikroskopische Natur der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung, die ihrerseits aus theoretischen Modellen abgeleitet werden kann.

Bei der Berechnung des Potenzials für den elastischen Kanal wird die Grundzustandswellenfunktion $\psi_0 = \psi_a \psi_A$ benötigt. Die Wellenfunktionen ψ_a und ψ_A sind jede für sich antisymmetrisch. Das Produkt dieser Wellenfunktionen ψ_0 muss auf Grund des Pauliprinzipis ebenfalls antisymmetrisch sein. Das führt zu formalen Problemen ([Fes92]). Diesen wird im Faltungsmodell zum Teil (s. u.) dadurch Rechnung getragen, dass bei der Faltung ein lokaler Austausch der wechselwirkenden Nukleonen berücksichtigt wird. Er wird formal durch einen Permutationsoperator P_{ij} beschrieben, der einen Koordinatenaustausch der wechselwirkenden Nukleonen i und j der Kerne a und A bewirkt. Die Wechselwirkung v_{ij} aus Gl. (5.1) geht über in:

$$v_{ij} \rightarrow v_{ij}(1 - P_{ij}) \quad (5.32)$$

Das Kanalpotenzial für die elastische Streuung ergibt sich dann zu:

$$V_0 = \langle \psi_0 | \sum_{ij} v_{ij}(1 - P_{ij}) | \psi_0 \rangle \quad (5.33)$$

$$\begin{aligned} &= \langle \psi_0 | \sum_{ij} v_{ij} | \psi_0 \rangle + \langle \psi_0 | \sum_{ij} v_{ij} P_{ij} | \psi_0 \rangle \\ &= V^{\text{dir}} + V^{\text{ex}} \end{aligned} \quad (5.34)$$

Das Potenzial spaltet sich in zwei Anteile auf in einen direkten Term V^{dir} und einen aus dem Koordinatenaustausch resultierenden Austauschterm V^{ex} , der nichtlokal ist. Die Reichweite dieser Nichtlokalität ist nicht groß, da sie zum einem umgekehrt proportional zu den Massen der Stoßpartner ist ([Pet79, Gol76]), und zum anderem von der Kurzreichweitigkeit der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung v_{ij} . Das Potenzial V_0 aus Gl. (5.33) berechnet sich aus der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung durch Faltung mit den Nukleonendichten von Projektil und Target:

$$\begin{aligned}
 V_0 &= \lambda \int \int \rho_t(\vec{r}_t) \rho_p(\vec{r}_p) v_{\text{eff}}^{\text{dir}}(\vec{s}) d\vec{r}_t d\vec{r}_p + \\
 &\int \int \rho_t(\vec{r}_t, \vec{r}_t + \vec{s}) \rho_p(\vec{r}_p, \vec{r}_t - \vec{s}) v_{\text{eff}}^{\text{ex}}(\vec{s}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{s}/\mu} d\vec{r}_t d\vec{r}_p \\
 &= V^{\text{dir}} + V^{\text{ex}}
 \end{aligned} \tag{5.35}$$

Hierbei ist v_{eff} eine für die Faltung geeignete Parametrisierung von v_{ij} (s. Abschn. 5.3.1 ff.), μ die reduzierte Masse und $\rho_{t,r}$ die Target- bzw. Projektilichten, für die gilt:

$$\int \rho_i(r_i) dr_i = A_i$$

Der Normalisierungsfaktor λ dient zur Anpassung der Potenzialtiefe an die Streudaten, und sollte bei einer realistischen Wahl von v_{eff} ungefähr 1 betragen.

Der Relativimpuls K ist gegeben durch:

$$K(\vec{R}) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (E_{\text{CM}} - V_0(\vec{R}) - V_C(\vec{R}))} \tag{5.36}$$

Da $K(\vec{R})$ von der zu berechnenden Größe V_0 abhängt, beschreibt Gl. (5.35) ein Selbstkonsistenzproblem. Die Koordinaten für die Faltung sind in Abb. (5.1) dargestellt.

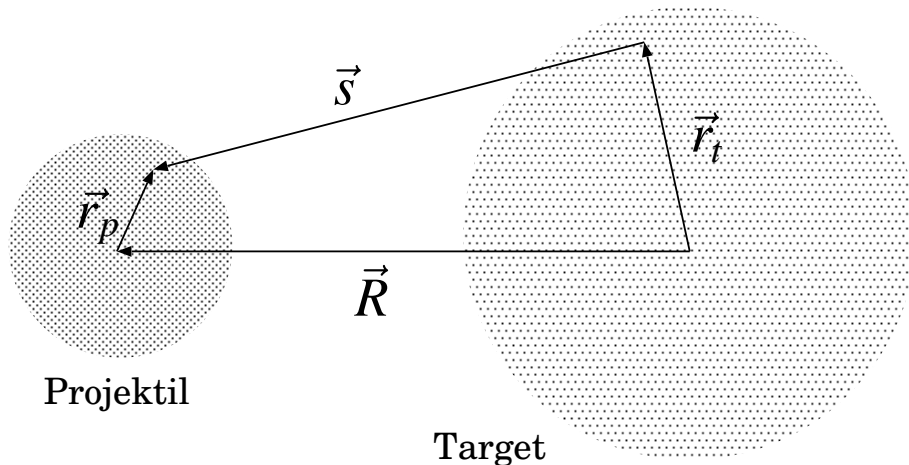


Abbildung 5.1: Die Koordinaten der Doppelfaltung nach Gl. (5.35).

Das Austauschpotenzial wurde zum ersten Mal für α -Streuung z.B. in [Pet79, Lov75] berechnet. Häufig wurde der Austauschterm durch ein Nullreichweiten Pseudopotenzial in der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung v_{eff} ersetzt. Die Austauschwechselwirkung geht dann über in:

$$v_{\text{eff}}^{\text{ex}} \mapsto \hat{J}(E) \delta(s) \tag{5.37}$$

Die δ -Funktion macht den Austauschterm lokal. Die Stärke des nur schwach energieabhängigen Parameters $\hat{J}(E)$ wird an das Volumenintegral der Austauschwechselwirkung angepasst. Dieser Ansatz wird als *zero-range exchange* bezeichnet.

Die volle Berechnung des Austauschpotenzials V_{ex} ist ungleich aufwändiger. Dies liegt an der Nichtlokalität des Terms. Eine genauere, mikroskopische Approximation des Austauschpotenzials berücksichtigt die endliche Reichweite der NN-WW (*finite-range exchange*). Dies erfordert die Verwendung von nichtlokalen Dichten in Gl. (5.35). Dazu ist es notwendig, die nichtlokale Dichtematrix $\rho(\vec{r}, \vec{r}')$ durch eine lokale Dichte $\rho(\vec{R})$ zu ersetzen ([Kho90], [Abe93]). In dem verwendeten Programm für die Doppelfaltung ([Sie95])

wird die Entwicklung der Dichtematrix nach [Cam78] verwendet. Die Berechnung des Relativimpulses $K(R)$ (Gl. 5.36) erfordert die Kenntnis von V_0 , das aber berechnet werden soll. Es wirft damit das genannte Selbstkonsistenzproblem auf, das iterativ gelöst wird.

Der Unterschied in beiden Ansätzen liegt vor allem in der Energieabhängigkeit des Austauschpotenzials. Während im zero-range Ansatz die Energieabhängigkeit phänomenologisch bestimmt wird, folgt sie bei dem finite-range Ansatz aus der Nichtlokalität.

Bei kleinen Abständen \vec{R} der Dichten ρ_i und ρ_p , wo sich also die beiden Dichteverteilungen merkbar überlappen, wird das Pauli-Prinzip nicht berücksichtigt (frozen-density approximation). Weiter werden die beiden Dichten in der Dichteabhängigkeit der Nukleon–Nukleon Wechselwirkung einfach addiert (local-density approximation). In dieser Näherung nimmt man an, dass die Wechselwirkung zweier Nukleonen in einem Kern am Ort \vec{R} mit der Dichte $\rho(\vec{R})$ die gleiche ist, wie in unendlich ausgedehnter Kernmaterie derselben Dichte.

Für die Berechnung der Dichten $\rho_i = \langle \psi_i | \psi_i \rangle$ sind die Wellenfunktionen ψ_i der Streupartner notwendig. Als Nukleonendichten, die durch eine harmonische Oszillatorbasis angepasst werden, werden die aus Elektronenstreuexperimenten gemessenen Ladungsdichten verwendet, die mit den Ladungsformfaktoren der Nukleonen entfaltet werden, um die Massen- bzw. Nukleonenpunktdichte zu erhalten. Auf Effekte der isospinverletzenden Coulombkraft, die insbesondere bei Kernen mit $N \gg Z$ zu unterschiedlichen Dichteverteilungen für Protonen und Neutronen führt, muss bei ^{16}O nicht geachtet werden, da hier $N = Z$ gilt.

Das Prinzip der Doppelfaltung kann auch für die Coulombwechselwirkung benutzt werden. Hierzu muss lediglich statt der effektiven NN-WW die (exakt bekannte) Coulombkraft verwendet werden. Weiter sind die Massendichten durch die Ladungsdichten zu ersetzen.

Das Doppelfaltungspotenzial zur Beschreibung von elastischer Streuung repräsentiert die mean-field Effekte, wie sie sich bei der Überlappung zweier Kerne im Grundzustand ereignen. Üblicherweise wird in der Doppelfaltung die frozen density Näherung verwendet. Sie beinhaltet, dass die lokalen Dichten der streuenden Kerne während der Wechselwirkung sich nicht ändern, d.h. das Pauli-Prinzip wird nicht berücksichtigt. Eine interessante Methode zur Berücksichtigung des Pauli Blocking im Doppelfaltungsmodell für die Kern–Kern Streuung wird in [Sou01] vorgeschlagen. Um dem Pauli Blocking bei kleinen Energien und für einen großen Dichteüberlapp zu entsprechen, werden die Fermikugeln der wechselwirkenden Kerne geändert, so dass sie sich im Impulsraum nicht mehr überlappen. Die so erhaltenen Potenziale zeigen im Vergleich mit einem herkömmlichen Doppelfaltungspotenzial bei abnehmender Energie eine abnehmende Tiefe des Potenzials, das als Konsequenz der Berücksichtigung des Pauli Blockings verstanden wird. Weiter wird gezeigt, dass die durch das mean-field generierten Potenziale den Relativimpuls der Nukleonen, welcher selbstkonsistent wie der Austauschterm in der Faltung berechnet wird, in dem Überlappbereich so stark erhöht, dass Paulieffekte signifikant unterdrückt werden. Dieses Ergebnis kann erklären, warum das Faltungsmodell auch bei niedrigeren Energien Potenziale generiert, die die Streuung in diesem Energiebereich beschreiben können.

5.3 Nukleon–Nukleon Wechselwirkung

Die Wechselwirkung zweier Nukleonen, die sich in der Nukleon–Nukleon Streuung beobachten lässt, kann durch Meson–Austausch–Potenziale (Paris–Potenzial [Vin79, Ana83], Bonn–Potenzial [Hol81, Mac89]) oder durch empirisch gewonnene Potenziale (Reid–Elliot–Potenzial [Rei68, Ber77]) beschrieben werden.

Sind die Nukleonen in Atomkernen eingebunden, muss man den Einfluss der die Nukleonen umgebenden Kernmaterie berücksichtigen. Man gelangt von der freien zur effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung zweier Nukleonen innerhalb eines Kernverbundes. Dies gelingt durch die Lösung der Bethe–Goldstone Gleichung ([Bet71]), die

Nomenklatur	Ort	Spin	Isospin
SE Singulett even	sym.	asym.	sym
TE Triplett even	sym.	sym.	asym.
SO Singulett odd	asym.	asym.	asym.
TO Triplett odd	asym.	sym.	sym.

Tabelle 5.1: Symmetrie der Wellenfunktion

auf die G -Matrix, d.h. die Erwartungswerte der effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung in einem gewählten Basissystem führt.

Die G -Matrix Lösungen beinhalten die folgenden Terme ([Bau68]) :
den zentralen und skalar isoskalaren Term

$$v_{12} = v_{00}(r_{12}) + v_{\sigma 0}(r_{12})\sigma_p \cdot \sigma_t + v_{0\tau}(r_{12})\tau_p \cdot \tau_t + v_{\sigma\tau}(r_{12})(\sigma_p \cdot \sigma_t)(\tau_p \cdot \tau_t) \quad (5.38)$$

wobei σ und τ die Paulimatrizen für den Spin und Isospin sind,
den Spin–Bahn Term

$$v_{LS}(r_{12}) L \cdot S \quad (5.39)$$

den Tensorterm

$$(3\sigma_1 \hat{r} \sigma_2 \hat{r} - \sigma_1 \sigma_2) \cdot (v_{T0}(r_{12}) + v_{T\tau}(r_{12})\tau_1 \tau_2). \quad (5.40)$$

Der in der Stärke führende Term in Gl. (5.38) ist die skalar isoskalare Wechselwirkung v_{00} , der Zentralanteil der effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung, der in den nachfolgend beschriebenen Doppelfaltungsrechnungen benutzt wird. Über die (deutlich) schwächere Spin– und Isospin–Wechselwirkung wird in der im folgenden Abschnitt angeführten M3Y–Parametrisierung weggemittelt.

Die effektive NN–WW ist in einer Spin–Isospin Darstellung formuliert. Dazu werden sowohl für den direkten als auch den Austauschterm je vier fundamentale Wechselwirkungen benötigt:

$$v_{00}^{\text{dir}} = \frac{1}{16}(3v_{\text{SE}} + 3v_{\text{TE}} + v_{\text{SO}} + 9v_{\text{TO}}) \quad (5.41)$$

$$v_{00}^{\text{ex}} = \frac{1}{16}(3v_{\text{SE}} + 3v_{\text{TE}} - v_{\text{SO}} - 9v_{\text{TO}}) \quad (5.42)$$

Die Bedeutung der einzelnen Terme geht aus Tabelle 5.3 im Hinblick auf die Symmetrie oder Asymmetrie der Orts– Spin– und Isospinanteile der Wellenfunktionen hervor.

5.3.1 M3Y Parametrisierung

Die Radialabhängigkeit der Wechselwirkung in Gl. (5.38) wird als eine Summe von drei Yukawatermen (M3Y) angegeben. Die Yukawaform leitet sich aus der Lösung der Klein–Gordon–Gleichung für spinlose Teilchen her. Die Lösungen haben die Form

$$v(r) = \sum_{i=1}^3 a_i \frac{e^{-s_i r}}{s_i r} \quad (5.43)$$

Der Stärkeparameter a_i und der Reichweitenparameter s_i werden aus der Beschreibung der Kernkräfte durch Mesonaustauschprozesse bestimmt. Hierbei wird der langreichweitige Teil des Potentials durch einen Ein–Pion–Austausch beschrieben. Er lässt sich

exakt aus einer Mesonentheorie herleiten ([Mac89]). Der mittlere, attraktive Teil wird durch einen korrelierten Zwei–Pion–Austausch, vermittelt durch das σ –Meson, beschrieben. Dieses Meson existiert eventuell in der Realität nicht. Die theoretische Beschreibung erfolgt im relativistischen Modell von Walecka und Serot. Der dritte, kurzreichweitige, repulsive Anteil wird durch einen Drei–Pion–Austausch beschrieben. Er wird ω –Mesonen zugeschrieben.

Für die effektive NN–WW sind eine Reihe von M3Y Parametrisierungen bekannt. Häufig verwendet werden die M3Y Parametrisierung der Reid–Elliot ([Rei68]) WW von Bertsch et. al [Ber77] und die Paris–WW [Lac80] von Anantaraman et. al [Ana83]. In der Parametrisierung von Bertsch et. al ist die Wechselwirkung mit ungerader Parität am Ungenauesten bestimmt. Für die Berechnung des Triplett–odd (TO)–Anteils wird ein reines Ein–Pion–Austauschpotenzial verwendet. Der Singulett–odd (SO)–Anteil wurde durch den Ausdruck von [Ell68] ersetzt. In der Parametrisierung von Anantaraman et. al wurden alle Terme aus dem Parispotenzial berechnet. Die Stärkeparameter a_i und die Reichweitenparameter s_i (die über die Comptonwellenlänge mit der Masse eines Austauschmeson verknüpft ist) sowie die Angabe des phänomenologisch bestimmten Stärkeparameters \hat{f} für den Austauschterm in Gl. (5.37) findet sich in den jeweiligen Literaturreferenzen.

Die Wechselwirkungen von Reid–Elliot und Paris zeigen in der direkten Wechselwirkung und in der Austauschwechselwirkung einen unterschiedlichen Verlauf. Die Summe von direkter und Austauschwechselwirkung dagegen ist sehr ähnlich. Es ist daher wichtig, dass der Austauschterm (Gl. 5.35) möglichst genau berechnet wird.

5.3.2 Dichteabhängige M3Y Parametrisierung

Die obigen Formulierungen einer Wechselwirkung sind zunächst unabhängig von der Umgebungsdichte der wechselwirkenden Nukleonen und von der Energie. Eine Dichteabhängigkeit ist allerdings notwendig, damit Kernmaterie sättigt und nicht kollabiert ([Bet71]). Diese Dichteabhängigkeit bewirkt eine Abnahme der Attraktion bei höheren Dichten. Es sind in der Literatur verschiedene, dichteabhängige Wechselwirkungen vorgestellt worden. Dabei wird angenommen, dass sich die Wechselwirkung in einen radialabhängigen und in einen dichte– und energieabhängigen Anteil faktorisieren lässt:

$$v_{\text{eff}} = v_{\text{M3Y}}(r) \cdot f(\rho, E) \quad (5.44)$$

Während der abstandsabhängige Anteil $v_{\text{M3Y}}(r)$ theoretisch abgeleitet ist, wird $f(\rho, E)$ phänomenologisch bestimmt. Für die Reid–Elliot M3Y Wechselwirkung wurde in [Kob84, Kob82], zusammen mit dem Austauschpotenzial in zero–range Approximation, eine Dichteabhängigkeit der Form

$$f(\rho, E) = C(E) \left[1 + \alpha(E) e^{\beta(E)\rho} \right] \quad (5.45)$$

verwendet. Die Parameter $C(E)$, $\alpha(E)$ und $\beta(E)$ werden durch die Anpassung des Volumenintegrals an den Realteil einer G –Matrix Rechnung von [Jeu77] bestimmt. Die Dichte ρ ist die Summe aus Target– und Projektilsdichte:

$$\rho(r) = \rho_t + \rho_p \quad (5.46)$$

Für die Paris M3Y Wechselwirkung wurde in [Ber77] eine Dichteabhängigkeit angegeben. In [Erm90] wurde bei der Untersuchung von Leichtenstreuendaten eine Dichteabhängigkeit extrahiert, die die folgende Parametrisierung benutzt:

$$f(\rho) = c(1 - \gamma\rho + \alpha e^{-\beta\rho}) \quad (5.47)$$

Die beiden Parametrisierungen einer Dichteabhängigkeit (Gl. 5.45 und 5.47), sowie die meisten in der Literatur bekannten Dichteparametrisierungen, sind so gewählt, dass sie faktorisiert sind. Damit lässt sich eine Integration im Impulsraum durchführen

([Sat79]). Formulierungen einer dichteabhängigen NN–WW werden im allgemeinen als DDM3Y (*density dependent M3Y*) bezeichnet.

Die verwendete effektive Wechselwirkung aus Gl. (5.44) soll neben der Beschreibung von Streudaten auch Kernstruktureigenschaften reproduzieren. Von besonderem Interesse sind die Sättigungseigenschaften von Kernmaterie. Die Bindungsenergie B pro Nukleon in Abhängigkeit von der Dichte ρ sollte ein Minimum bei $\rho_0 \simeq 0.17 \text{ fm}^{-3}$ mit $B_0 \simeq -16 \text{ MeV}$ haben. Die Inkompressibilität K von Kernmaterie, definiert durch

$$K = 9\rho^2 \left. \frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2} \right|_{\rho=\rho_0} \quad (5.48)$$

ist eine wichtige Größe. Da K von der Dichteabhängigkeit der verwendeten Nukleon–Nukleon Wechselwirkung abhängt, kann die Inkompressibilität als Kriterium zur Beurteilung von v_{eff} herangezogen werden.

Die M3Y Parametrisierungen der Reid–Elliot und Paris Wechselwirkung sättigen nicht. Die dichteabhängigen Wechselwirkungen nach Gl. (5.45) sättigen bei einer korrekten Bindungsenergie bei zu geringer Dichte. In [Kho93] wird auf diesen Umstand hingewiesen. In [Kho95a] wurden die Parameter in Gl. (5.45) so bestimmt, dass sie die Bindungsenergie bei der richtigen Sättigungsdichte ρ_0 wiedergibt. Auf eine Energieabhängigkeit der Parameter wurde verzichtet. Für die mit DDM3Y1 bezeichnete Wechselwirkung resultierten Werte für die Inkompressibilität von $K = 171 \text{ MeV}$ für die Paris und $K = 176 \text{ MeV}$ für die Reid–Elliot Wechselwirkung. Um höhere Werte für K bei gleichzeitiger Erfüllung der Sättigungseigenschaften zu ermöglichen, wurde in [Kho95a] eine Dichteabhängigkeit der Form

$$f(\rho) = C(1 - \alpha\rho^\beta) \quad (5.49)$$

gewählt. Für verschiedene Exponenten β und dazu passende Werten für C und α wurden verschiedene Wechselwirkungen erzeugt, die einen Bereich der Inkompressibilität von $K = 170 \dots 566 \text{ MeV}$ überstreichen ([Kho95a]). Die die verschiedenen Streudaten am Besten beschreibende Wechselwirkung (BDM3Y1) liefert einen Wert für die Inkompressibilität K von $\simeq 270 \text{ MeV}$ ([Kho95a, Kho95b]).

In [Kho97] wird eine Dichteabhängigkeit der Paris Wechselwirkung nach Gl. (5.47) verwendet. Es wurden verschiedene Parametersätze α , β , γ , C ermittelt, die die Sättigungseigenschaften erfüllen und verschiedenen Inkompressibilitäten entsprechen. Die Parametrisierung mit der Bezeichnung CDM3Y6 beschreibt am Besten die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streudaten als auch refraktive, elastische α –Streuung. Aus dieser Wechselwirkung resultiert eine Inkompressibilität $K = 252 \text{ MeV}$.

Die meisten der in der Literatur angegebenen dichteabhängigen Formulierungen von v_{eff} zeigen eine nur schwache Abhängigkeit von der Dichte, die zu einer weichen Zustandsgleichung für kalte Kernmaterie führten.

5.3.3 TUE3Y Wechselwirkung

Die häufig verwendeten Paris und Reid–Elliot Wechselwirkungen sind Lösung der Bethe–Goldstone Gleichung in einer harmonischen Oszillatorbasis ([Bet71]). Als Oszillationsparameter wurde der Wert $\hbar\omega \sim 14 \text{ MeV}$ verwendet, der dem gewählten Modellkern ^{16}O am nächsten kommt. Diese Wechselwirkungen sind speziell für ein gebundenes System, dem ^{16}O Kern, abgeleitet worden. Weiter sind diese Wechselwirkungen in einer über die Energie gemittelten und von der Dichte unabhängigen Formulierung angegeben. Eine Dichteabhängigkeit wurde nachträglich phänomenologisch bestimmt (s. Abschn. 5.3.2 und Gl. 5.44), die für alle Yukawaterme gleich sind. Eine Energieabhängigkeit resultiert (alleinig) aus dem Austauschterm bei dem Doppelfaltungsformalismus.

Einen anderen Zugang zu einer energie– und dichteabhängigen, effektiven Wechselwirkung ist die G –Matrix in unendlich ausgedehnter Kernmaterie. Dies entspricht dem Bild einer Basis ebener Wellen. Berücksichtigt man alle möglichen Zwei–Teilchen–Wechselwirkungen in erster Ordnung, gelangt man zur Brückner–Bethe–Goldstone

Theorie. Diese G -Matrix beschreibt die Wechselwirkung zweier Nukleonen in der Umgebung weiterer Nukleonen, und erlaubt damit Aussagen über die Dichteabhängigkeit. Die Bethe–Goldstone Gleichung für Kernmaterie ist ([Mac89, Cze94]):

$$G(\rho, E) = V + V \frac{Q}{E - QTQ} G(\rho, E). \quad (5.50)$$

Als Nukleon–Nukleon Wechselwirkungspotenzial V ist das Bonn B Potenzial ([Mac87]) verwendet worden. Der Pauli Operator Q verhindert die Streuung in intermediäre Zustände, die das Pauliprinzip verletzen würde. Dieser Operator ist die Quelle für die Dichteabhängigkeit der G -Matrix. Der Operator der kinetischen Energie T ist die Energie der intermediären Zustände des Propagators in Gl. (5.50). Die sogenannte Startenergie E hängt von der Energie des wechselwirkenden Nukleonenpaars ab. Sie ist gegeben durch:

$$E = \frac{E_{\text{kin}}}{A} - \langle S_{\text{p}} \rangle - \langle S_{\text{T}} \rangle \quad (5.51)$$

Es sind hier $\langle S_{\text{p}} \rangle$ und $\langle S_{\text{T}} \rangle$ die mittleren Nukleonenseparationsenergien aus dem Kernverbund. Um die in den G -Matrixelementen enthaltene intrinsische Dichte- und Energieabhängigkeit in einer Yukawaparametrisierung zu erhalten, wurde auf eine Faktorisierung der Wechselwirkung, wie in Gl. (5.44), verzichtet ([Sie95, Bar95]). Es wurde für jeden Yukawaterm eine eigene dichte- und energieabhängige Funktion $f(\rho, E)$ bestimmt. Als Parametrisierung für die kombinierte Dichte- und Energieabhängigkeit wurden die Formen nach Gl. (5.45) und (5.47) gewählt. Bei letzterer wurden die ursprünglich energieunabhängig angesetzten Parameter zusätzlich einer Energieabhängigkeit unterworfen. Die Yukawaparameter dieser als TUE3Y bezeichneten Wechselwirkung sind in [Sie95] festgehalten. Die Parameter der Dichte- und Energieabhängigkeit sind in dem Programm *dfold* [Sie95] implementiert. Der Geltungsbereich dieser Wechselwirkung liegt im Bereich der Startenergie (s. Gl. 5.51) von $E = -130 \dots +40$ MeV. Sie wurde erstmals in [Sie95, Bar95] vorgestellt und in [Bar96b] veröffentlicht. Mit ihr konnte eine gute Beschreibung der in diesen Arbeiten bei anderen Energien untersuchten $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusysteme und der elastischen α Streuung erzielt werden. Nur bei der elastischen Protonstreuung zeigt das Doppelfaltungspotenzial dieser Wechselwirkung eine Überhöhung im Außenbereich bzw. im Randbereich eines Kerns.

Diese Wechselwirkung besitzt eine Inkompressibilität $K = 194$ MeV und für die Sättigungsbedingungen einen Wert von $E/A = -13$ MeV bei einer Sättigungsdichte von $\rho_0 = 0.22 \text{ fm}^{-3}$ und liegt damit etwas neben den empirischen Werten, was in Anlehnung an das Coesterband-Problem zu sehen ist ([Mac89]).

5.4 Refraktive Streuung

5.4.1 Nearside–Farside Streuung

Um ein genaueres Verständnis refraktiver Effekte bzw. von Regenbogenphänomenen zu bekommen, ist die Zerlegung einer Streuamplitude in eine Nearside- und Farsidekomponente hilfreich. Die Streuamplitude $f(\theta)$ ist

$$f(\theta) = (2ik)^{-1} \sum_l (2l+1) a_l P_l(\cos \theta) \quad (5.52)$$

Die Legendrefunktion $P_l(\cos \theta)$ kann als Summe zweier Wellen zerlegt werden, die in entgegengesetzter Richtung mit dem Winkel θ um das Streuzentrum laufen:

$$P_l(\cos \theta) = \tilde{Q}_l^{(+)}(\cos \theta) + \tilde{Q}_l^{(-)}(\cos \theta) \quad (5.53)$$

wobei

$$\tilde{Q}_l^{(\pm)}(\cos \theta) = \frac{1}{2} \left[P_l(\cos \theta) \mp i \frac{2}{\pi} Q_l(\cos \theta) \right] \quad (5.54)$$

gilt. Q_l ist die Legendrefunktion zweiter Ordnung. Für große l geht Q_l über in ebene Wellen $\exp[\pm i(l + \frac{1}{2})\theta]$. Gl. 5.52 lässt sich somit umschreiben zu

$$f(\theta) = f_N(\theta) + f_F(\theta) \quad (5.55)$$

mit

$$f_{\text{N/F}}(\theta) = (2ik)^{-1} \sum_l (2l+1) a_l \tilde{Q}_l^{(\mp)}(\cos \theta) \quad (5.56)$$

Die Größen $f_{\text{N/F}}$ entsprechen der Nearside- bzw. der Farside-Amplitude in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ (siehe Abb. 5.2, das Superskript $(-)$ gilt f_{N} , $(+)$ für f_{F}). Die Interferenz-

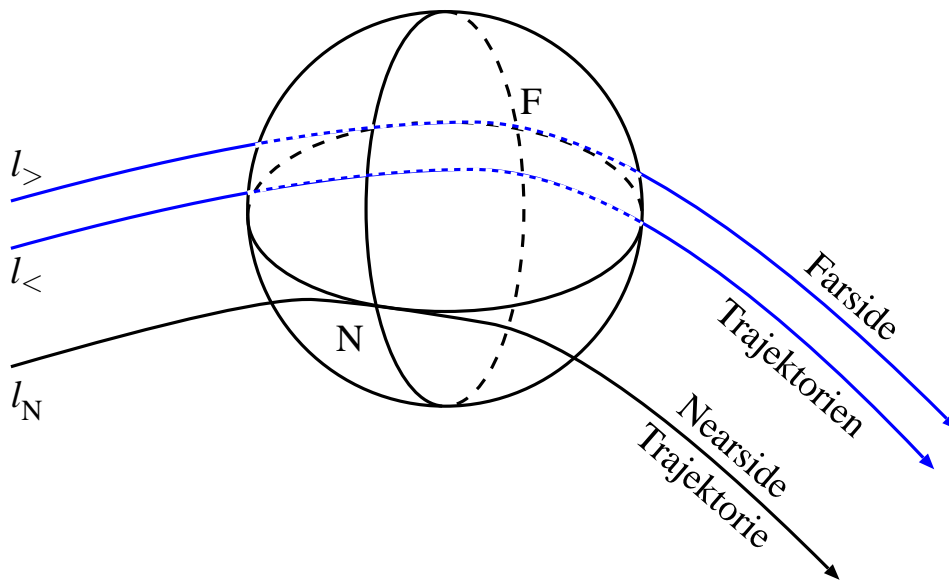


Abbildung 5.2: Nearside- Farside-Trajektorien. Schematische Darstellung dreier Trajektorien, die alle denselben Streuwinkel aufweisen.

struktur der Nearside und Farside Trajektorien (insbesondere für $l_{>}$) nahe der Oberfläche korrespondiert zu der Fraunhofer'schen Diffraktionsstruktur. In dieser Struktur steckt hauptsächlich die Information über die Größe beziehungsweise dem Radius der Wechselwirkungszone. Mit semiklassischen Methoden lässt sich wiederum die Farside-Amplitude selbst in Subamplituden zerlegen, die zum selben Streuwinkel θ gehören ([Fri88]). Die Interferenz der beiden Farsidewellen $l_{<}$ und $l_{>}$ (s. Abb. 5.2) führt zu Airy-Oszillationen bei großen Streuwinkeln, deren Ausprägung stark von der Absorption im Kerninnern abhängt.

5.4.2 Ablenkungsfunktion

In Abb. 5.3 ist die Ablenkungsfunktion $\theta(l)$ für den nuklearen Regenbogen in Abhängigkeit vom Drehimpuls l schematisch dargestellt (der Drehimpuls ist mit dem Stoßparameter b über die Beziehung $kb = l$ verknüpft, k ist die Wellenzahl.)

Der maximale Ablenkungswinkel ist der Regenbogenwinkel θ_{R} . In dem Bereich um diesen Regenbogenwinkel lässt sich die Ablenkungsfunktion mit der uniformen Näherung in Zusammenhang mit der Streuphase $\delta(l)$ beschreiben:

$$\theta(l) = 2 \frac{d(\delta(l) + \sigma(l))}{dl} \quad (5.57)$$

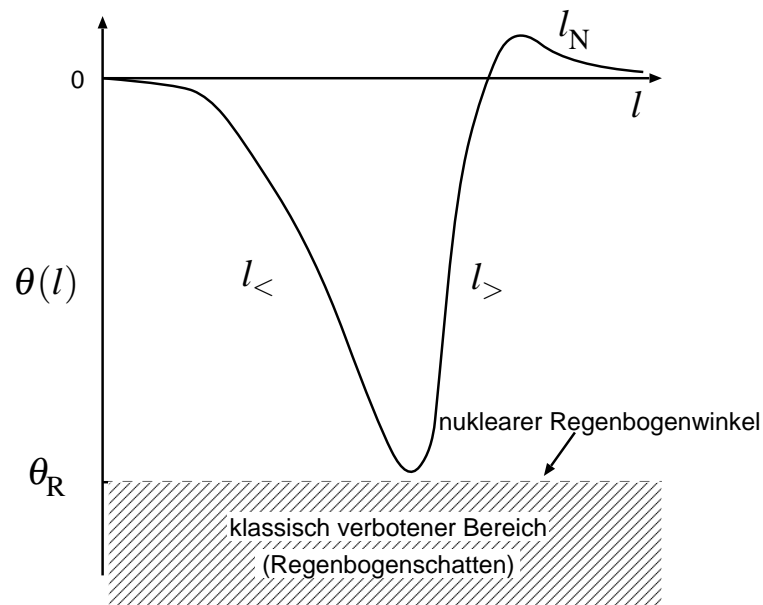


Abbildung 5.3: Die Ablenkungsfunktion $\theta(l)$, mit Beiträgen von $l_>$ und $l_<$ um den Regenbogenwinkel θ_R . Streuwinkel größer θ_R sind klassisch nicht möglich.

($\sigma(l)$ ist die Coulombstreuphase) Die Approximation des Minimums der Ablenkungsfunktion durch eine Parabel führt zur Airy Funktion dieser Streuamplitude. Wenn die mit dem Drehimpuls $l_<$ verknüpfte Trajektorie nicht vollständig absorbiert wird, kann sie mit der $l_>$ Trajektorie interferieren. Diese Interferenzstruktur ist der Ursprung der Airy-Struktur und des Regenbogenphänomens. Diese Interferenzen können nur für Winkel $\theta < |\theta_R|$ vorkommen. Für den klassisch verbotenen „Schattenbereich“ $\theta > |\theta_R|$ nimmt der Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem Winkel exponentiell ab. Für die $l_<$ Trajektorie genügen bereits Beiträge von 10^{-3} in der S -Matrix, um wahrnehmbare Regenbogeneffekte zu verursachen.

Man stellt fest, dass der nukleare Regenbogen Informationen aus der inneren Region eines Kerns enthält. Die Amplitude des $l_<$ Wellenzuges ist eine der wenigen Informationen aus dem Überlappbereich zweier Kerne, die direkt experimentell zugänglich sind. Ist die Absorption jedoch stark, dann beobachtet man über den ganzen Bereich einen strukturlosen, exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnittes.

Für die Fraunhofer-Oszillationen lässt sich eine Periode von

$$\Delta\theta \sim \frac{2\pi}{2kR} = \frac{\pi}{l_{\text{grazing}}} \quad (5.58)$$

abschätzen, die in dieser Form den Zusammenhang mit der Beugung an einer schwarzen Scheibe mit Radius R zeigt. Die Airyoszillationen, die durch die Überlagerung der Farsideamplituden zustandekommen, haben eine Breite von ([Bra96])

$$\Delta\theta_{\text{Airy}} = \frac{2\pi}{l_> - l_<} \quad (5.59)$$

Sie sind viel breiter als die Oszillationen im diffraktiven Bereich.

Analyse und Ergebnisse der refraktiven $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung

6.1 Analysen der Ergebnisse für $E = 1.12 \text{ GeV}$ und 704 MeV

Die in der vorliegenden Arbeit gemessenen elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ – Streudaten bei $E = 1.12 \text{ GeV}$ und die in dieser Arbeit neu ausgewerteten Daten bei $E = 704 \text{ MeV}$ sollen nun im Optischen Modell analysiert werden. Für diese Analyse werden zunächst Woods–Saxon–Potenziale verwendet. Die gewonnenen Potenziale sind dann Ausgangspunkt für eine modellunabhängige Analyse, bei der Fehlerbänder für die Potenziale ermittelt werden können, die Aussagen über die radiale Sensitivität der Potenziale erlauben. In einem weiteren Schritt werden die Winkelverteilungen mit Hilfe eines Doppelfaltungspotenzials analysiert. Ein Vergleich dieses Potentials mit den Ergebnissen aus der modellunbeschränkten Analyse, erlaubt Rückschlüsse auf die in dem Faltungsintegral verwendeten effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung, die ihrerseits wieder Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung für kalte Kernmaterie erlauben.

Als ein Maß für die Güte der Übereinstimmung von Theorie und Messung wird die Größe χ^2 verwendet, definiert durch:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{Y_i^{\text{exp}} - Y_i^{\text{theo}}}{\Delta Y_i^{\text{exp}}} \right]^2 . \quad (6.1)$$

Dabei steht Y_i für den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt und ΔY_i für den Fehler eines Datenpunktes. Die Summation erfolgt über die Anzahl N der Datenpunkte. Alternativ wird auch die Größe

$$\hat{\chi}^2 = \frac{1}{N_F} \chi^2 \quad (6.2)$$

angegeben. N_F ist die Zahl der Freiheitsgrade, wobei $N_F = N - N_p$ gilt (N ist die Anzahl der Messpunkte und N_p die Zahl der variierten Parameter). Für die Angabe von $\hat{\chi}^2$ wurden für die gemessenen Winkelverteilungen ein einheitlicher Fehler von 10% für ΔY^{exp} verwendet. Als weitere Größen zur Bewertung eines Potentials werden unter anderem das Volumenintegral J und der rms–Radius herangezogen.

Ein fundamentales Problem bei einer Potenzialanalyse ist das Auftreten von diskreten und kontinuierlichen Vieldeutigkeiten. Erstere äußern sich darin, dass es Potenziale mit signifikant verschiedenem Volumenintegral gibt, letztere drücken sich in verschiedenen Kombinationen von V_i und r_i (für die Woods–Saxon Potenziale) aus, die alle eine ähnlich adäquate Beschreibung der Streudaten liefern. Der Ursprung dieser Vieldeutigkeiten ist eine starke Absorption, die bewirkt, dass die Potenzialwerte im Innenbereich des Kerns für die Beschreibung der Daten insensitiv werden.

Alle Rechnungen der elastischen und inelastischen Streuung wurden mit dem Computercode ECIS90 ([Ray90]) durchgeführt.

6.1.1 Woods–Saxon Potenziale

Diese phänomenologischen Potenziale stellen in vielen Fällen eine ausreichende und leistungsfähige Parametrisierung zur Beschreibung von Streudaten dar. Auch für systematische Potenzialanalysen sind sie geeignet. In [Var91] wird für die Nukleon–Kern–Streuung eine globale Systematik angegeben. Diese Potenziale beschreiben über einen weiten Massen– und Energiebereich die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die Analysierstärke, die Volumenintegrale und die rms–Radien mit einer sehr guten Qualität.

Im Imaginärteil wurden für die Volumenabsorption ebenfalls quadratische WS–Potenziale verwendet. Wie schon bei den Analysen anderer Energien des $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Systems und anderer Streusysteme leichter Schwerionen, ist im Imaginärteil eine Oberflächenabsorption welche in der Nähe der Oberfläche ihr Maximum aufweist, notwendig, um die Ergebnisse der Rechnungen zu optimieren. Obwohl bei der Analyse der 704 MeV Daten mit einer reinen Volumenabsorption bereits zufriedenstellende Ergebnisse erzielt werden können, bewirkt die Hinzunahme der Oberflächenabsorption eine weitere Verbesserung. Bei den 1120 MeV Daten kann durch einen zusätzlichen Oberflächenterm keine Verbesserung des χ^2 Kriteriums erreicht werden. In Abb 6.1 sind die Ergebnisse der Rechnungen mit quadratischen WS–Potenzialen (WS2) im Realteil, zusammen mit den Ergebnissen aus der modellunabhängigen Analyse, gezeigt. Die ermittelten Potenzialparameter zusammen mit dem χ^2 sind in Tab. 6.1 festgehalten, die integralen Werte dieser Potenziale in Tab. 6.2.

In den Rechnungen mit WS2 Potenzialen können für beide Datensätze keine anderen, diskreten Potenzialfamilien im Realteil gefunden werden. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu den Ergebnissen, die bei niedrigeren Energien für das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem gefunden wurden. Auf die Problematik dieses Sachverhalts wird in Abschn. 6.2.2 eingegangen.

Realpotenzial			Imaginärpotenzial						χ^2
V (MeV)	R (fm)	a (fm)	W_V (MeV)	R_V (fm)	a_V (fm)	W_D (MeV)	R_D (fm)	a_D (fm)	
704 MeV									
268.1	4.316	1.452	33.0	6.125	1.152	7.4	4.368	0.667	1.8
1120 MeV									
195.0	4.483	1.407	55.9	5.415	1.340	—	—	—	3.5

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Rechnungen mit quadratischen Woods–Saxon Potenzialen für die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Daten bei 704 MeV und 1120 MeV.

	Realpotenzial		Imaginärpotenzial		σ_R (mb)
	J_R (MeV·fm ³)	rms _R (fm) ^R	J_I (MeV·fm ³)	rms _I (fm)	
704 MeV	266	4.33	109	5.02	1618
1120 MeV	213	4.435	104	4.77	1481

Tabelle 6.2: Volumenintegrale, rms–Radien und totale Reaktionsquerschnitte aus den WS2 Analysen der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Daten bei 704 MeV und 1120 MeV.

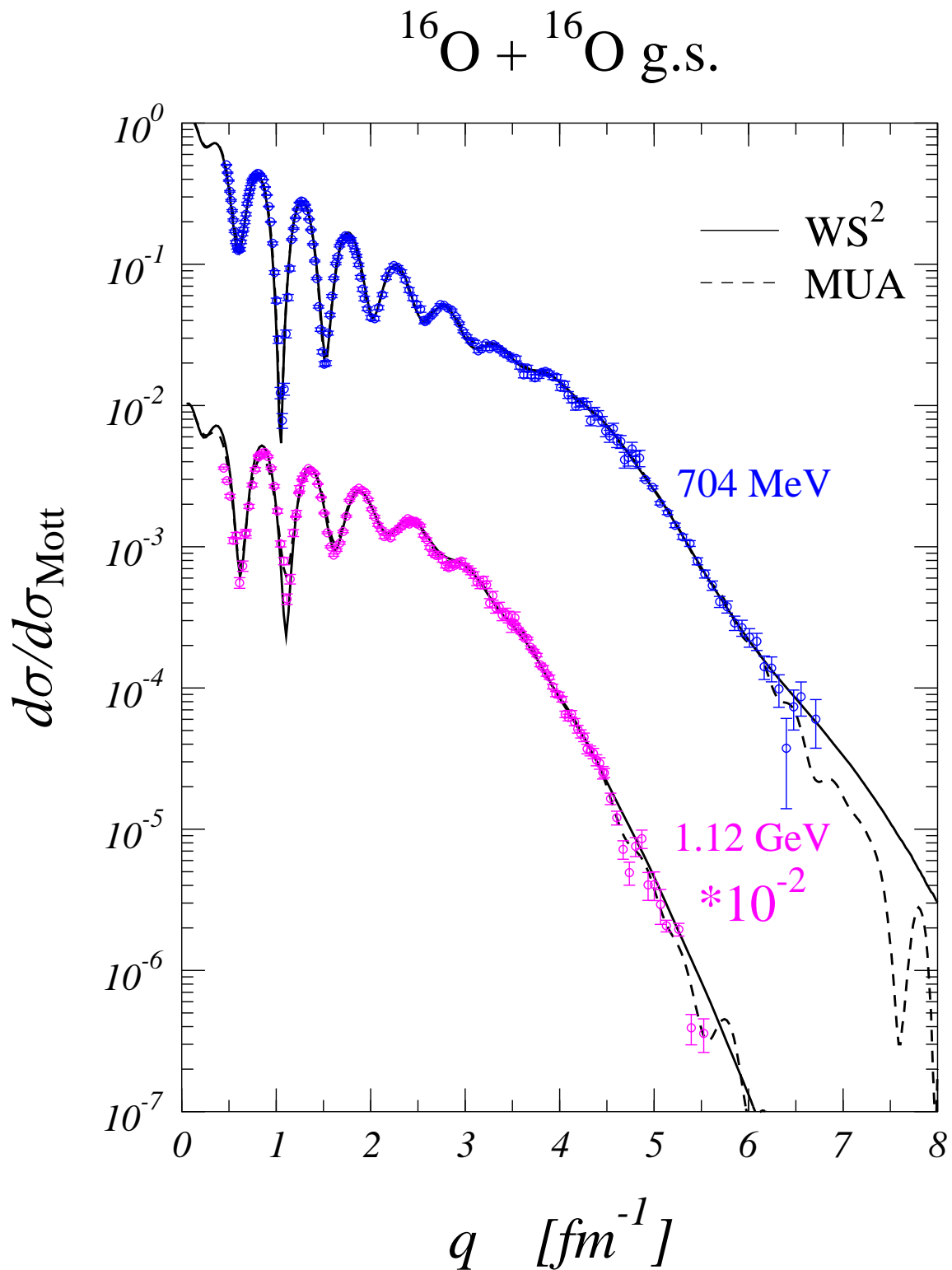


Abbildung 6.1: Ergebnisse der Rechnungen mit WS2-Potenzialen, aufgetragen über dem asymptotischen Impulstransfer q . Zum Vergleich sind die Resultate der modellunabhängigen Analyse (s. Abschn. 6.1.2) eingezeichnet.

6.1.2 Modellunabhängige Potenziale

Wie in Abschnitt 6.1.2 erwähnt, ist für die modellunabhängige Analyse mit Laguerre–Gauß Polynomen im Real- und im Imaginärteil ein Reihenansatz verwendet worden. In [Bar95] wurde für die Analyse des $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystems als Reihenansatz sowohl Fourier–Bessel (FB) Funktionen als auch Laguerre–Gauß (LG) Funktionen verwendet, wobei letztere die beste Beschreibung der Daten liefern. Aus diesem Grunde wurden ebenfalls eine LG–Reihe sowohl im Real- als auch Imaginärteil verwendet. Als Startparameter einer LG Reihe wird eine Parametrisierung der Woods–Saxon Potenziale aus Abschn. 6.1.1 verwendet. Die gleichzeitige Optimierung der Parameter N und b (s. Gl 5.31) wurde wie in [Bar95] bzw. [Erm91] beschrieben vorgenommen. Die Anzahl der benötigten Reihenterme N für die Analyse der 704 MeV und 1120 MeV Daten betrug $N = 8 \dots 10$. Die Ergebnisse der Rechnungen für den Wirkungsquerschnitt der modellunabhängigen Analyse sind bereits in Abb. 6.1 gezeigt. Die dazugehörigen Fehlerbänder sind, zusammen mit den WS2–Potenzialen (s. Abschn. 6.1.1), in Abb. 6.2 abgebildet. Die Breite eines

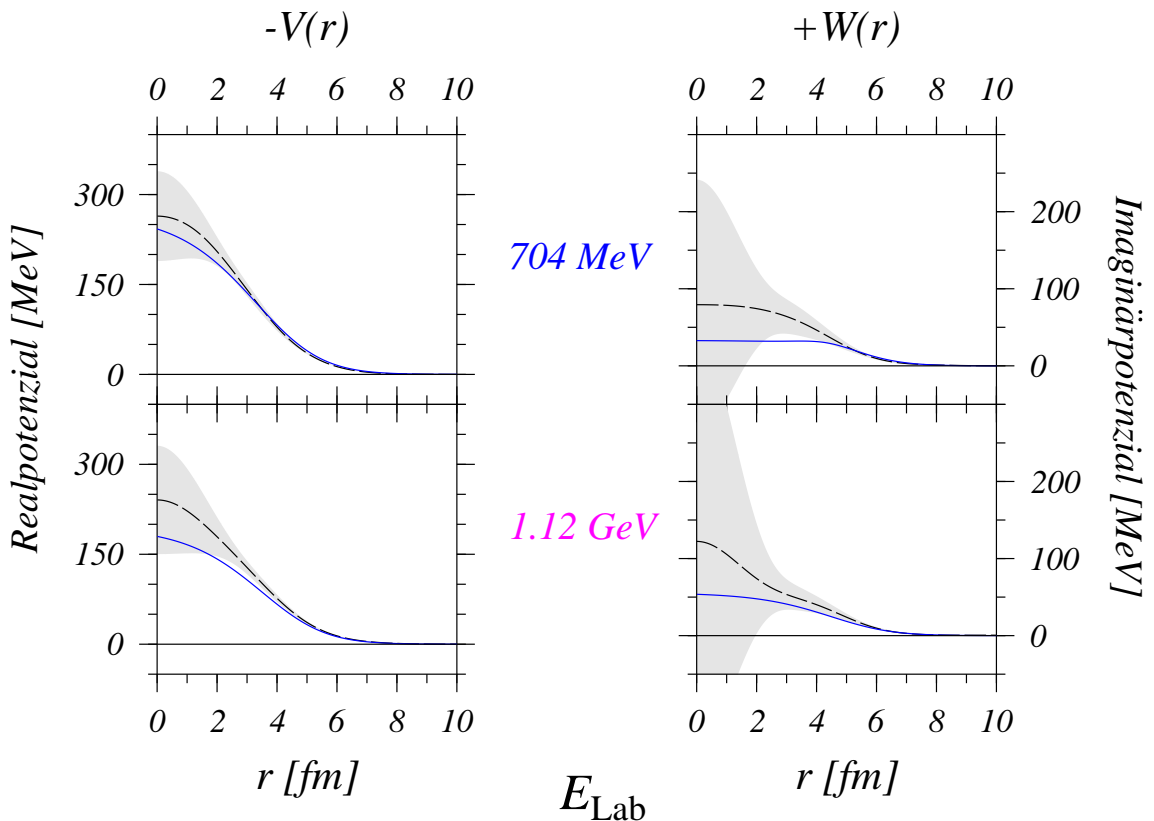


Abbildung 6.2: Ergebnisse der modellunabhängigen Analyse bei 704 MeV und 1120 MeV. Der schattierte Bereich sind die Fehlerbänder zu den Rechnungen von Abb. 6.1. Die gestrichelten Linien sind die MUA Potenziale, die durchgezogenen die WS2 Potenziale.

Fehlerbandes bei einer modellunabhängigen Analyse wird als radialabhängige Sensitivität eines Potenzials interpretiert. Eine breites Band bedeutet ein schlecht bestimmtes, ein schmales ein mithin gut bestimmtes Potenzial. Der Realteil zeigt eine mit der Energie leicht zunehmende Breite des Fehlerbandes. Ab rund 3 fm zeigen sich die Potenziale durch entsprechend schmaler werdende Bänder gut bestimmt. Im Imaginärteil zeigt sich ein ähnliches Bild. Auch hier nimmt bei steigender Energie die Breite eines Bandes zu. Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit den modellunabhängigen Analysen bei den Energien von 250 MeV, 350 MeV und 480 MeV (siehe auch Abb. 6.9).

6.1.3 Faltungspotenziale

Als effektive Nukleon–Nukleon Wechselwirkung in dem Doppelfaltungsintegral (Gl. 5.35) ist eine M3Y Parametrisierung der TUE3Y–Wechselwirkung, wie in Abschn. 5.3.3 vorgestellt, verwendet worden. Das Doppelfaltungspotenzial wurde mit dem Program *dfold* ([Sie95]) in finite–range Näherung berechnet. Im Imaginärteil wurde eine LG–Reihe benutzt. Als Startparameter für diese Reihe wurde die Parametrisierung eines WS2–Potenzial verwendet, das aus Rechnungen mit dem Doppelfaltungspotenzial im Realteil und einem Woods–Saxon Potenzial im Imaginärteil ermittelt wurde. Der einzige frei wählbare Parameter im Realteil ist der Normierungsfaktor λ (Gl. 5.35). Das Ergebnis dieser Rechnungen für den Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 6.3, das für die extrahierten Potenziale in Abb. 6.4 festgehalten. Wie aus Abb. 6.3 ersichtlich, lässt sich mit dem Faltungspotenzial ein gute bis sehr gute Beschreibung der Daten bei beiden Energien erzielen. Der Vergleich der Potenziale in Abb. 6.4 zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Ergebnissen der modellunabhängigen Analyse. Die Fehlerbänder im Imaginärteil überlappen sich deutlich. Dabei zeigt sich das Imaginärpotenzial aus den Faltungsrechnungen etwas besser bestimmt. In Tabelle 6.3 sind die integralen Werte der Analysen festgehalten. Der Realteil zeigt ein mit der Energie abnehmendes Volumenintegral, während der rms Radius zunimmt. Im Imaginärteil zeigt sich ein von der Energie unabhängiger Wert für das Volumenintegral. Analoges gilt für den rms_i Radius. Der erforderliche Renormierungsfaktor λ für die Stärke der Kern–Kern Wechselwirkung in dem Faltungsintegral nimmt mit zunehmender Energie ab, und ist für beide Energien deutlich kleiner als eins. Hierfür kommen mehrere Ursachen in Betracht. Da die TUE3Y–Wechselwirkung eine Beschreibung der effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung mit intrinsischer Energie– und Dichteabhängigkeit ist, kann ein Ursprung in eben der intrinsischen Energieabhängigkeit liegen. In dem vorliegenden Fall ist die Wechselwirkung bei den betrachteten Energien zu stark. Da die Renormierung zu guten Ergebnissen in der Beschreibung von Streudaten führt, legt den Schluss nahe, dass zumindest die intrinsische Dichteabhängigkeit der Wechselwirkung gut ist. Ein anderer Grund liegt in der Parametrisierung der Energieabhängigkeit der Wechselwirkung. Die analysierten Energien pro Nukleon liegen bei $E/A = 44$ MeV/N (704 MeV) bzw. 70 MeV/N (1120 MeV). Der Gültigkeitsbereich der TUE3Y liegt im Bereich $-130 \leq E/A \leq +40$ MeV/N. In dem Doppelfaltungsintegral muss für die Energieabhängigkeit der effektiven Nukleon–Nukleon Wechselwirkung ein aus dem Gültigkeitsbereich hinausgehender, extrapolierter Wert verwendet werden. Die Beschreibung der Energieabhängigkeit der TUE3Y Wechselwirkung geschieht durch ein quadratisches Polynom. In [Sie95] wird darauf hingewiesen, dass diese Anpassung durch dieses quadratische Polynom am Rand des Gültigkeitsbereiches ungenau ist. Von einer weiteren Extrapolation über den Randbereich hinaus wird deshalb abgeraten. Die beobachtete Skalierung der Faltungspotenziale ist damit auch auf den vorstehend genannten Umstand zurückzuführen.

		Realpotenzial			Imaginärpotenzial		χ^2
		J_R (MeV·fm ³)	λ_{falt}	rms _R (fm)	J_I (MeV·fm ³)	rms _I (fm)	
704 MeV	MUA	262±4.3		4.32±0.19	120±4.6	4.93±0.14	2.3
	TUE3Y	253	0.732	4.36	112.0	5.03	2.1
1120 MeV	MUA	249±7.8		4.44±0.18	130±5.9	4.72±0.25	1.6
	TUE3Y	205	0.602	4.34	114.0	5.05	1.2

Tabelle 6.3: Volumenintegral und rms–Radii aus Analysen mit modellunabhängigen Potenzialen (MUA) und Faltungspotenzialen (TUE3Y) für das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei 704 MeV und 1120 MeV.

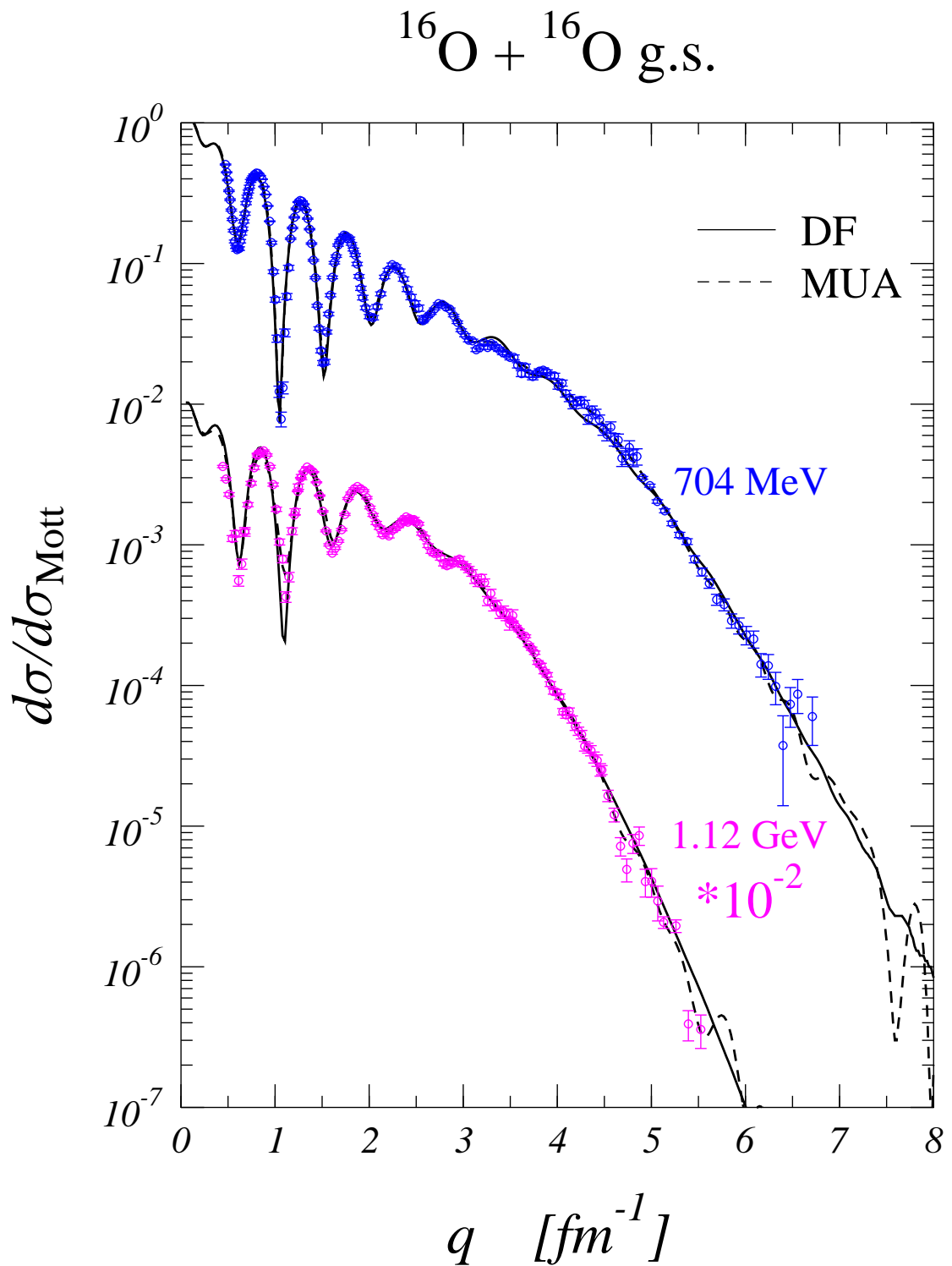


Abbildung 6.3: Ergebnisse der Rechnungen mit einem Faltungspotenzial im Realteil und einem modellunabhängigen Potenzial im Imaginärteil, aufgetragen über dem asymptotischen Impulstransfer q , bei 704 MeV und 1120 MeV . Zusätzlich sind die Rechnungen mit modellunabhängigen Potenzialen eingezeichnet (s. Abschn. 6.1.1 und 6.1.2).

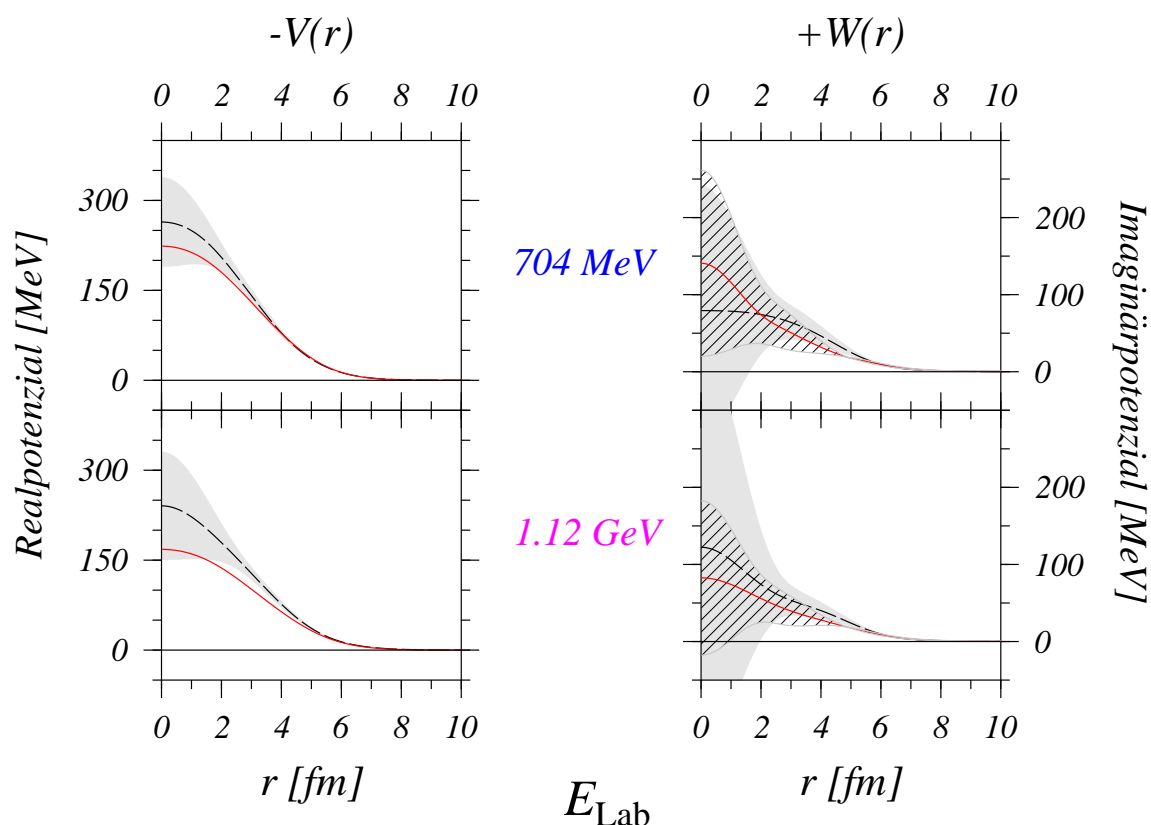


Abbildung 6.4: Die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Potentiale aus Rechnungen mit einem Faltungspotenzial der TUE3Y Wechselwirkung im Vergleich mit den Potentiale aus der modellunabhängigen Analyse. Das Doppelfaltungspotenzial im Realteil ist als durchgezogene Linie eingezeichnet. Im Imaginärteil ist ein modellunabhängiges Potenzial (durchgezogene Linie) verwendet worden, das entsprechende Fehlerband ist schraffiert. Die gestrichelten Linien sind die MUA Potentiale, die Fehlerbänder dazu sind schattiert dargestellt (s. Abb. 6.2).

6.2 Transparenzeigenschaften der optischen Potentiale

In vorstehendem Abschnitt sind optische Modellrechnungen für Winkelverteilungen mit refraktiven Effekten dargestellt worden. Im folgenden soll darauf eingegangen werden, wie sich ein refraktiver Anteil in der Streuung in Eigenschaften für die Kernpotentiale als auch die Winkelverteilungen selbst niederschlagen.

6.2.1 Allgemeine Eigenschaften der Potentiale

Charakterisierende Eigenschaften der Potentiale sind die Tiefen im Realteil und Imaginärteil. Zum einem muss der Realteil tief genug sein, damit die Farside Trajektorien zu negativen Streuwinkeln abgelenkt werden. Dies ist notwendig, damit die Airy-Strukturen bei den beobachteten Streuwinkeln auftreten. Zum anderen darf der Imaginärteil nicht zu stark sein, damit die $l_{<}$ -Welle, die durch Interferenz mit der $l_{>}$ -Welle die Airy-Strukturen bewirken, nicht zu stark absorbiert wird. Neben den Tiefen ist auch der Verlauf am Wendepunkt des Potentials in der Nähe der Oberfläche wichtig. In Abb. 6.5 (oberes Bild) ist der Punkt eingezeichnet an dem $\nabla V(r)$ sein Maximum erreicht. In diesen Bereich sind die Kernkräfte am größten und im Verhältnis dazu die Absorption

gering (unteres Bild). Dies ist auch der Bereich, in dem die Trajektorien stark abgelenkt werden und zum Kernregenbogen beitragen. Quadratische WS2 Potentiale und Doppelfaltungspotentiale weisen typischerweise ihren Wendepunkt im Bereich der Oberfläche auf. Obgleich einfache WS Potentiale das gleiche systematische Verhalten für das Volumenintegral J_V mit der Energie zeigen, ist deren Wendepunkt bei zu großen r Werten lokalisiert.

Alle Potentiale, die in Abschn. 5.4.1 zur Generierung der Nearside Farside Zerlegung und damit zur Identifizierung der Airyminima verwendet wurden, zeigen diese für Schwerionenstreuung typischen Eigenschaften. Die Analyse refraktiver α Streuung und der von leichten Schwerionensystemen ([Bra97b, Sat97]) zeigt, dass das Imaginärpotential eine vom Realpotential verschiedene Form aufweisen muss, insbesondere im Außenbereich der Oberfläche, wo die Absorption schneller abfällt als die Massendichteverteilung. In [Bra97b] wird diese wichtige Eigenschaft der Potentiale durch die Funktion

$$w(r) = \frac{W(r)}{V(r)} \quad (6.3)$$

beschrieben. Darin wird $w(r)$ als ein „reduced imaginary potential“ bezeichnet. In Abb. 6.5 sind die Potentiale und $w(r)$ für die WS2-Rechnungen bei den Energien von 704 MeV und 1120 MeV abgebildet. Aus diesen Darstellungen sind die Eigenschaften der Potentiale ersichtlich: ein tiefes, attraktives Potential im Realteil und ein flaches Potential im Imaginärteil. Im mittleren Teil der Abbildung ist der unterschiedliche Verlauf im Außenbereich zu erkennen, der untere Teil stellt die Funktion $w(r)$ dar. Sie zeigt für die Potentiale einen charakteristischen Verlauf. Für kleine r wird $W(r)/V(r) \ll 1$. Dies ist notwendig für das Fortbestehen der $l_<$ Welle und damit für das Auftreten von refraktiven Effekten. Bei großen r ist $W(r)/V(r) \ll 1$, was eine geringe Absorption bzw. Reaktionsrate bedeutet. An der Oberfläche gilt $W(r) \leq V(R)$. Für die Rechnungen des $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem mit WS2 Potentiale sind in Abb. 6.6 die Funktionen $w(r)$ für die Energien von 250 MeV bis 1120 MeV gezeigt. Die Potentiale weisen, bis auf Ausnahme der 250 MeV Rechnungen, die beschriebene Form für $w(r)$ auf. Das Maximum dieser Funktion ist in dem Bereich um $r_0 = 1.2 \dots 1.5$ fm lokalisiert, dabei ist $r/r_0 = (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = 5.5$ fm für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Mit zunehmender Energie verschiebt sich das Maximum zu etwas größeren r_0 Werten und zu höheren Werten für $w(r_0)$. Im Außenbereich nimmt die Absorption mit steigender Energie zu, was sich in einer weniger steil abfallenden Flanke äußert. Die Lage des Maximums ist in Übereinstimmung mit Rechnungen zur α -Streuung an verschiedenen Kernen, und der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Streuung. Bei letzterem Streusystem verschiebt sich das Maximum von w bei zunehmender Energie allerdings zu kleineren r_0 Werten.

Die Rechnungen mit Faltungspotentialen aus Abschn. 6.1.3 erfüllen nicht die aufgeführten Eigenschaften der Potentiale. Ursache hierfür sind die verschiedenen Formen der Realteile aus den phänomenologischen WS2-Potentiale und den mikroskopischen Faltungspotentialen. Die WS2-Potentiale des $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystems sind alle verhältnismäßig diffus. Bei Faltungspotentialen ist die Form des Potentials durch die Faltung vorgegeben und nicht, wie bei WS-Potentiale, in gewissen Grenzen veränderbar. Diese unterschiedlichen Formen des Realteils spiegeln sich auch in den Imaginärpotentialen wieder. Das Verhältnis W/V wird nicht kleiner 1 für die äußeren Bereiche des Potentials ([Sat94]). Ähnliche Beobachtungen wurden auch bei Untersuchungen anderer Schwerionenstreuendaten gemacht. In der Analyse der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Daten bei $E/A = 94$ MeV wurde in [Kob88] zu einem DDM3Y Potential ein Splinepotential hinzugefügt um das Fitergebnis zu optimieren. Das durch das Splinepotential modifizierte Faltungspotential zeigte eine geringere Attraktion im Zentrum und eine erhöhte Attraktion an der Oberfläche. Der Potentialverlauf war ähnlich dem des Woods-Saxon-Potentials, das bei der Analyse derselben Daten ermittelt wurde. Ähnliche Beobachtungen wurden bei der Untersuchung der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Daten bei 350 MeV in [Bra91b] und bei der Analyse der $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Daten bei 680 MeV ([Sat94]) gemacht.

Bei der Energie von 704 MeV liegen drei verschiedene Winkelverteilungen vor, die jeweils von verschiedenen Potentialen beschrieben werden. Während die Winkelvertei-

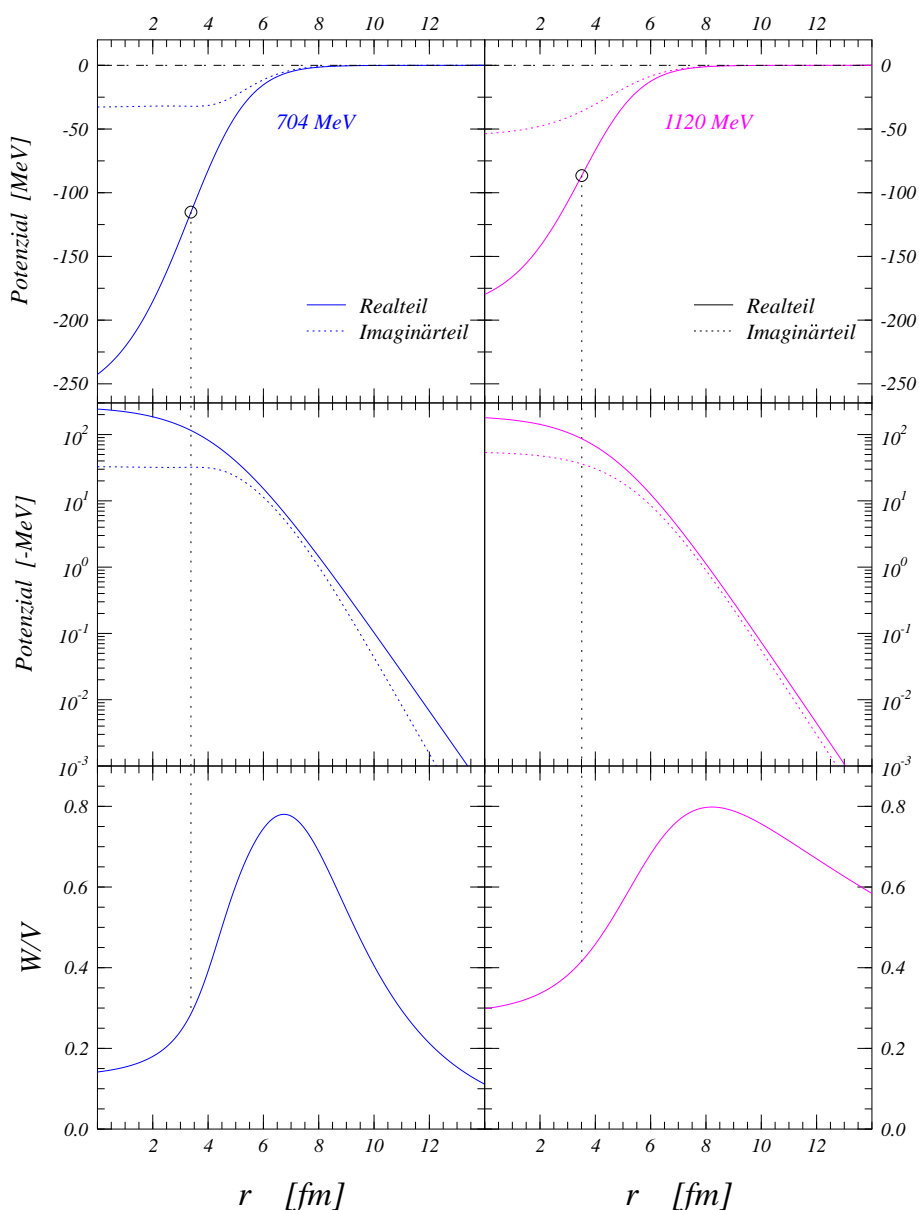


Abbildung 6.5: Real- und Imaginärpotentiale der WS2-Rechnungen für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ bei 704 MeV und 1120 MeV. Im oberen Teil sind die Potentiale im linearem, im mittleren im logarithmischen Maßstab aufgetragen. Der Kreis im Realpotenzial kennzeichnet den Wendepunkt der Potenzialkurve. Im unteren Teil ist das Verhältnis W/V abgebildet. Erläuterungen dazu im Text (Abschn. 6.2.1).

lungen des revidierten Datensatzes und der in dieser Arbeit vorgestellten Auswertung in den Rechnungen sich gut beschreiben lassen, können die Rechnungen zu der Winkelverteilung der Erstausswertung nur mit einem gut doppelt so hohen χ^2 beschrieben werden. Insbesondere der Winkelbereich bis zum zweiten vermessenen Diffraktionsmaximum kann nur unbefriedigend beschrieben werden. Für eine Diskussion der verwendeten WS2-Potentiale sind in Abb. 6.7 der Real- und der Imaginärteil dargestellt. Im Realteil zeigen sich nur verhältnismäßig geringe Unterschiede. Das Potenzial zur Winkelverteilung der Erstausswertung (durchgezogene Linie) zeigt sich über einen weiten

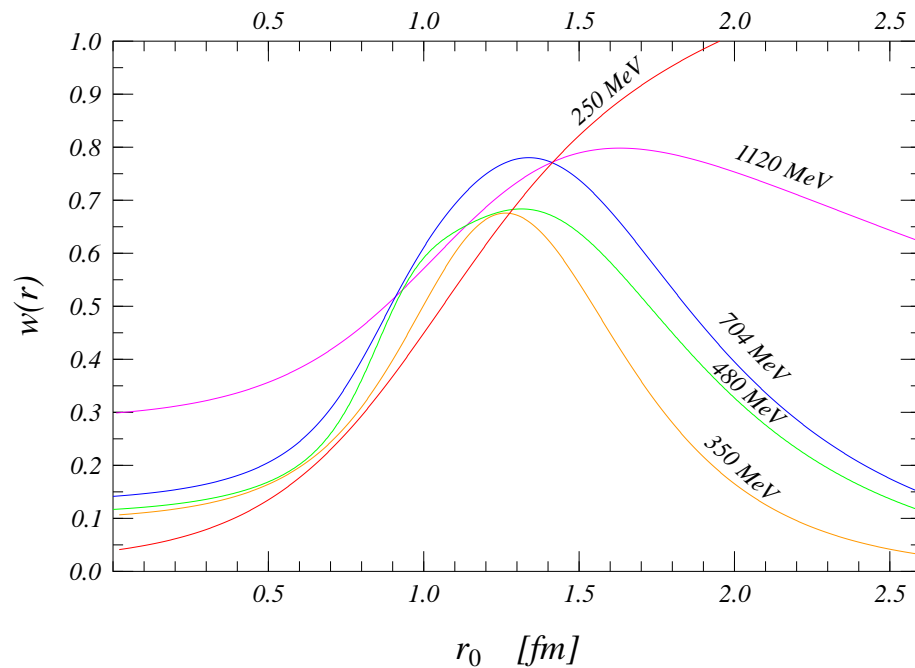


Abbildung 6.6: Die Funktion $w(r) = W/V$ in Abhängigkeit des reduzierten Radius r_0 ($r_0 = r/(A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$). Die Potentiale für 250 MeV und 350 MeV sind [Bar95], das für 480 MeV [Kho00] entnommen.

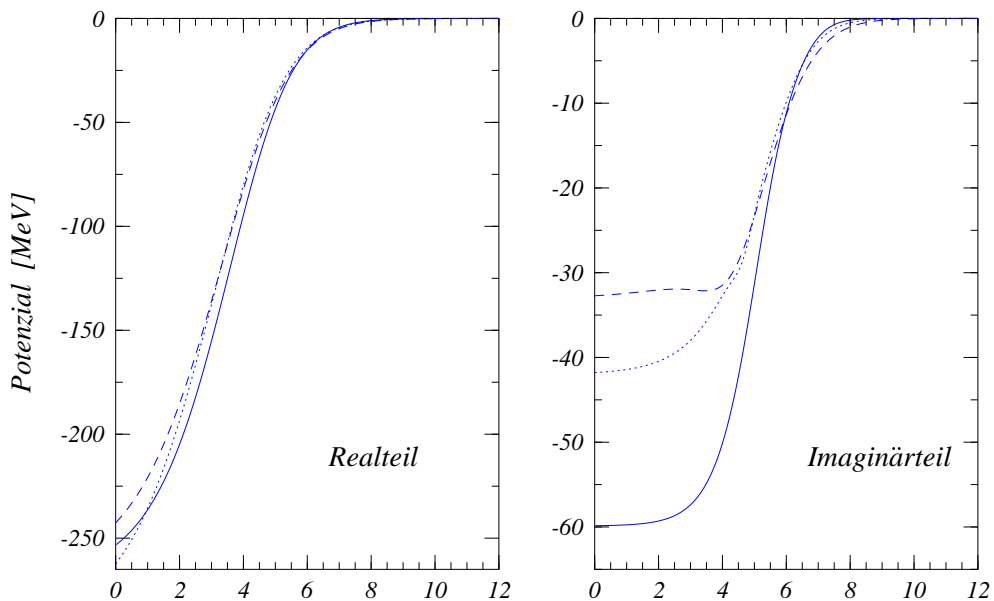


Abbildung 6.7: Vergleich des Real- und Imaginärteils der WS2-Potentiale für die drei Winkelverteilungen bei 704 MeV. Für die Winkelverteilung der Erstausswertung sind die Potentiale mit durchgezogener, für die revidierte Winkelverteilung mit kurz gestrichelter und für die Winkelverteilung in dieser Arbeit mit lang gestrichelter Linie dargestellt.

radialen Bereich hinweg als etwas attraktiver als die Potenziale zu den beiden anderen Winkelverteilungen, und fällt im Außenbereich stärker ab. Im Volumenintegral schlägt sich dies in einem knapp 15 % höheren Wert im Vergleich mit den anderen Potenzialen nieder. Deutlicher sind die Unterschiede im Imaginärteil. Die Potenzialtiefe zur Winkelverteilung der Erstausswertung ist deutlich tiefer im Vergleich mit den anderen Potenzialen. Insbesondere in dem Bereich von 3 bis 6 fm, wo sich das Auftreten von nuklearen Regenbögen manifestiert, ist das Potenzial deutlich zu absorptiv. Dies drückt sich auch in dem Wert von J_1 aus, dass im Vergleich mit den anderen Potenzialen und im Vergleich zur Entwicklung des Volumenintegrals mit der Energie gut 40% zu groß ausfällt. Hingegen reiht sich das Verhältnis $w(r)$ für dieses Potenzial gut in eine Systematik wie in Abb. 6.6 ein. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, Potenziale nicht nur nach einem Kriterium zu beurteilen, sondern auf ein Ensemble von Kenngrößen zur Beurteilung zurück zu greifen.

6.2.2 Airy-Strukturen und Potenzialvieldeutigkeiten

Die Analyse des $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Systems bei 350 MeV [Sti89] demonstriert das Problem der diskreten Vieldeutigkeiten. In der ersten Analyse ([Sti89]) wurden drei verschiedene Familien A, B und C mit jeweils zunehmender Potenzialtiefe gefunden. In [Sti89] wurde dabei das Minimum bei $\theta_{\text{C.M.}} = 43^\circ$ mit dem zweiten Airy-Minimum identifiziert. Das wurde vom Potenzial B vorhergesagt. In der Analyse von [Kon90] wird dieses Minimum als das erste Airy-Minimum klassifiziert. Die Begründung hierfür leitete sich aus der Extrapolation des Volumenintegrals (d.h. der Stärke) eines Potenzials bei 350 MeV mit dem von Streudaten bei sehr viel niedrigeren Energien her. Bei diesen tieferen Energien musste bei quasi gebundenen Zuständen die Anzahl der Knoten der Wellenfunktion ausreichend sein, um das Pauliprinzip zu erfüllen (siehe [Kon90] und Referenzen darin). In einer ergänzenden Messung wurde in [Boh93] die Winkelverteilung bei großen Winkeln nach dem nuklearen Regenbogen gemessen. Es wurde keine Abweichung von einem exponentiellen Abfall der Winkelverteilung nach dem Regenbogen beobachtet. Damit konnte das Minimum bei 43° als das erste Minimum identifiziert werden. Es ist daher wichtig, bei refraktiver Streuung die Winkelverteilung über den Regenbogen hinaus zu vermessen, um ein Airy-Minimum gegebenenfalls als das Erste festlegen zu können. Da mit einer (diskreten) Potenzialfamilie die Ordnungen der Airy-Minima festgelegt werden, lässt sich dann die richtige Familie bestimmen. Hier zeigt sich die Nützlichkeit von Regenbogenphänomenen zur Überwindung der Vieldeutigkeiten von diskreten Potenzialfamilien (siehe auch z.B. [Bra96, Gol74]). Die Interpretation der diskreten Vieldeutigkeiten als eine Winkelverschiebung der Airyminima wird in [Bra91a] an Hand der Analyse der $^6\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ Streuung bei $E_{\text{Lab}} = 210$ MeV, und anderen Streusystemen, vorgeschlagen. In derselben Arbeit wird auch gezeigt, dass die Winkelverschiebung der Airy-Strukturen von einer Potenzialfamilie zu einer anderen, mit einer Erhöhung der Phase um $n\pi$ für die niederen Partialwellen äquivalent ist, während die hohen Partialwellen unverändert bleiben. Es wird auch die Notwendigkeit betont, dass die niederen Partialwellen, zumindest ein wenig, transparenter werden. Für den Fall einer starken Absorption im Inneren, würde man kontinuierliche Vieldeutigkeiten beobachten ([Igo59]).

Der Imaginärteil kann durch verschiedene Potenzialtiefen beschrieben werden. Die Daten werden durch ein Imaginärpotenzial mit geringer Tiefe beschrieben. Zum Teil ist dies auch mit einem verhältnismäßig tiefen Potenzial ($W \geq 80$ MeV) möglich. Tendenziell erzielen die tiefen Imaginärpotenziale sogar ein geringeres χ^2 als diejenigen mit der geringen Tiefe. Da bei den anderen analysierten Energien dieses Streusystems (250 – 480 MeV) der Imaginärteil jeweils durch ein Potenzial mit geringer Tiefe beschrieben wird, wird solch einem Potenzial der Vorzug gegeben. Dies ist in Übereinstimmung mit einer globalen Untersuchung der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ Streuung in [Bra88a] im Bereich von 10 – 94 MeV/N. Darin liefern die Imaginärpotenziale mit geringer Tiefe über den gesamten Energiebereich eine gute Beschreibung der Daten. Einzelne Datensätze sind auch mit tiefen Potenzialen zu beschreiben. An diesen Daten wird in [Bra88b] das unterschiedliche Verhalten der Entwicklung der Potenzialparameter mit einer geringen

($W \approx 25$ MeV) und einer hohen Potenzialtiefe ($W \approx 80$ MeV) gezeigt. Aus systematischen Überlegungen über eine sich nur schwach mit der Energie ändernden Potenzialtiefe, werden die Lösungen mit einer geringen Tiefe als das physikalisch korrekte Potenzial bestimmt. Auch für die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung im Bereich von 8–70 MeV/ N werden in [Kho00] mit flachen Imaginärpotenzialen eine gute Beschreibung erzielt. (Eine Diskussion der flachen versus tiefen Imaginärpotenziale mittels des semiklassischen Trajektorienbildes wird in [Fri88] gegeben.)

6.3 Optische Modell-Rechnungen im gesamten Energiebereich

Im Rahmen der Kooperation mit dem HMI Berlin wurde das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei fünf Energien zwischen $E = 250$ MeV und $E = 1120$ MeV vermessen. Dies ermöglicht die Bestimmung von Optischen-Modell-Parametern über einen grossen Energiebereich hinweg. Bei Kenntnis der Energieabhängigkeit dieser Parameter lässt sich das Ergebnis zu niedrigeren Energien extrapolieren. Eine Nukleon-Nukleon Wechselwirkung die über einen weiten Energiebereich Streudaten beschreibt, erlaubt dann eine Extrapolation zu kleinen Relativimpulsen der Nukleonen wie sie für die Beschreibung der Zustandsgleichung für kalte Kernmaterie (cold Equation of State) wichtig ist.

Die Rechnungen, deren Ergebnis im folgenden dargestellt werden, wurden für die Energie $E = 704$ MeV mit den experimentellen Daten der in dieser Arbeit durchgeführten Neuauswertung gemacht. Davon unabhängig wurden von den Kooperationspartnern in Berlin ebenfalls über den gesamten Energiebereich optische Modell-Rechnungen durchgeführt. Diese Ergebnisse der dort durchgeführten Analysen sind in [Kho00] wiedergegeben.

6.3.1 Fehlerbänder, Potenzialintegrale

In Abb. 6.8 sind die Rechnungen aller im Rahmen dieser Kooperationen untersuchten Energien abgebildet. Eingezeichnet sind jeweils Rechnungen mit Woods-Saxon-, modellunabhängigen und Doppelfaltungspotenzialen. Mit den verschiedenen Potenzialansätzen ist eine über den gesamten Energiebereich hinweg gute Beschreibung der Daten möglich (die Rechnungen zu den Energien von 250, 350 und 480 MeV sind [Bar96a] entnommen).

In Abb. 6.9 sind die Fehlerbänder aus der modellunabhängigen Analyse mit LG-Polynomen abgebildet. Die im Realteil verwendeten quadratischen WS-Potenziale und das Doppelfaltungspotenzial stimmen in ihrer Form gut mit den Ergebnissen aus der modellunabhängigen Analyse überein. Die Breite der Fehlerbänder nimmt mit steigender Energie zu. Ein analoges Bild zeigt sich im Imaginärteil. Für Rechnungen in dem im Realteil ein Doppelfaltungspotenzial und im Imaginärteil eine LG-Reihe verwendet worden ist, zeigt sich ein etwas unstetigere Entwicklung der Fehlerbänder mit der Energie.

Das Volumenintegral eines Kernpotenzials ist besser bestimmt als die Potenziale oder deren Parameter selbst. Auch bei einer hohen Sensitivität der Streudaten auf die Potenziale, wirken sich kleine Änderungen der Kernpotenziale nicht auf das Volumenintegral aus. Sie stellen damit eine wichtige Kenngröße zur Bewertung eines Potenzials dar. Diskrete Potenzialfamilien werden zum Beispiel mit Hilfe des Volumenintegrals unterschieden. Der Wert des Volumenintegrals in Gl. (5.26) ist normalisiert, in dem durch das Produkt der wechselwirkenden Paare von Target- und Projektilnukleonen $N_a N_A$ dividiert wird. Dadurch sind die Volumenintegrale verschiedener Streusysteme miteinander vergleichbar.

In Abb. 6.10 sind die Volumenintegrale für den Real- und Imaginärteil aus WS2-Rechnungen und der modellunabhängigen Analyse in Abhängigkeit von der Einschussenergie abgebildet. Diese sinkt von einem Wert von rund $330 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$ bei 250 MeV auf

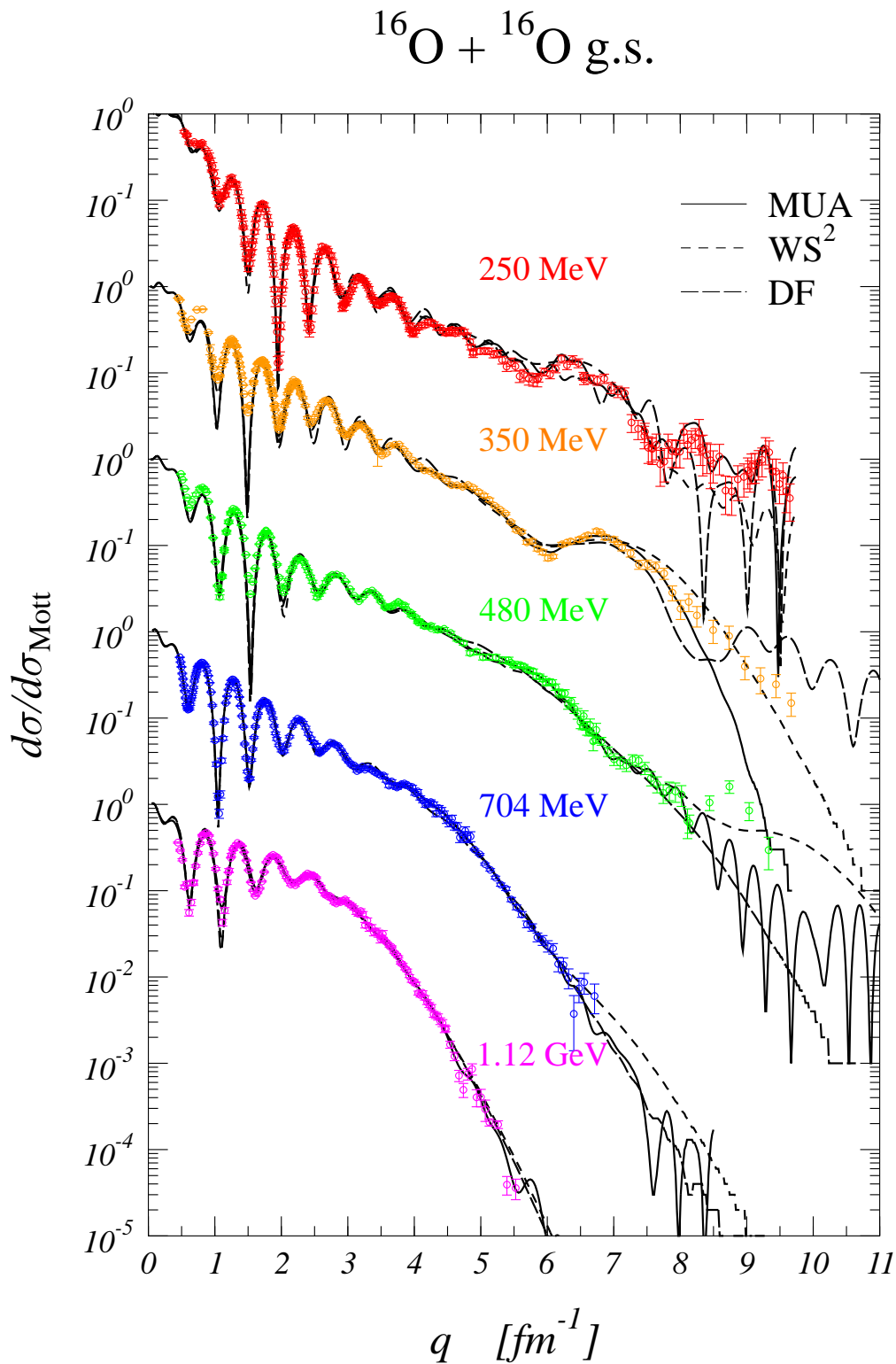


Abbildung 6.8: Differentielle Wirkungsquerschnitte, normiert auf den Mottwirkungsquerschnitt, für das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei den Energien $E_{\text{Lab}} = 250, 350, 480, 704$ und 1120 MeV. Zu den Energien $250 - 480$ MeV sind die Rechnungen von [Bar96a] gezeigt.

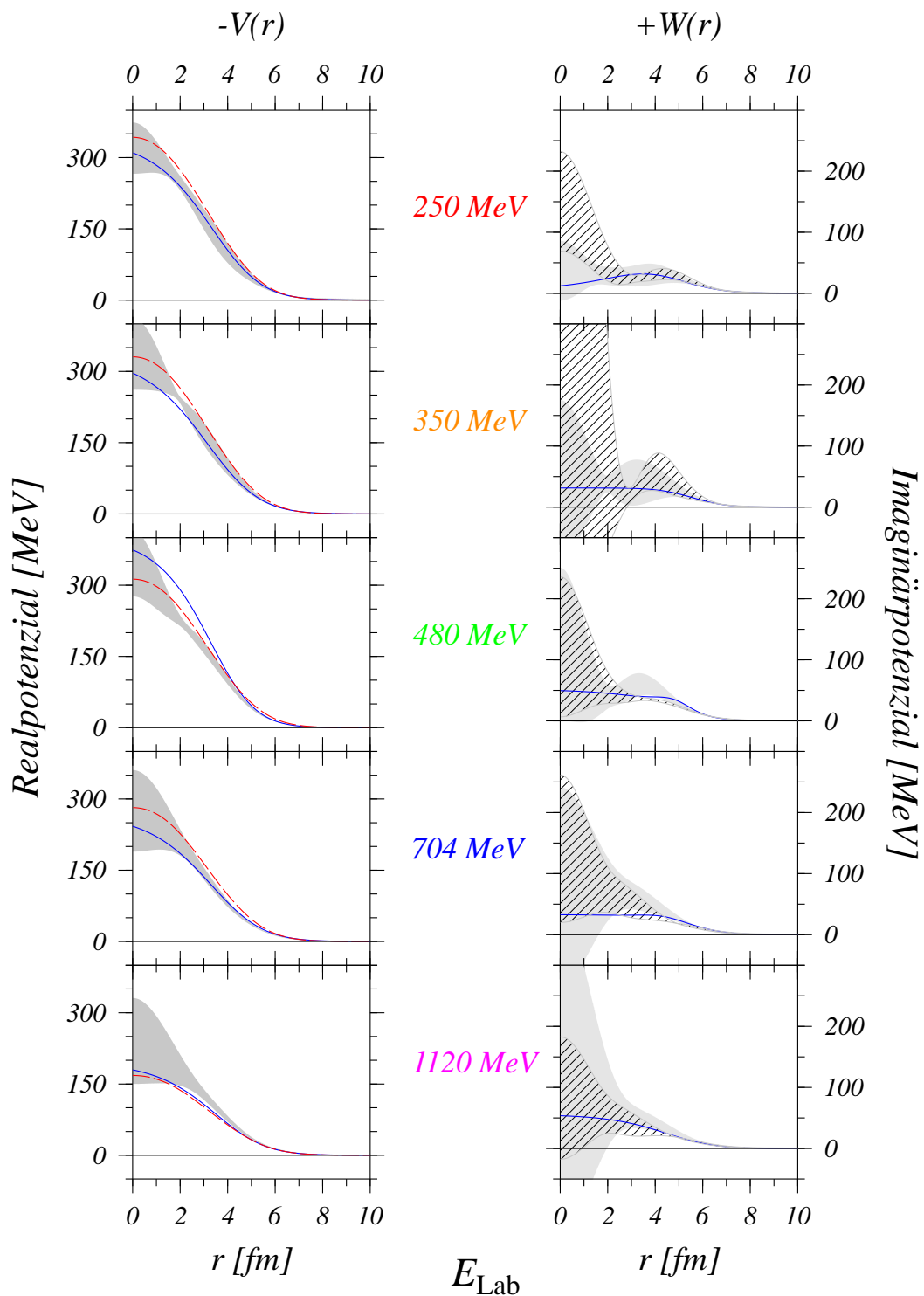


Abbildung 6.9: Fehlerbänder aus der modellunabhängigen Analyse mit LG-Polynomen (schattierte Bereiche). Durchgezogene Linien sind WS-Potentiale, gestrichelte Linien sind DF-Potentiale. Die schraffierten Bereiche sind die Fehlerbänder aus Rechnungen mit einem DF-Potenzial im Realteil und einem modellunabhängigen Potenzial im Imaginärteil. Die dargestellten Potentiale gehören zu den in Abb. 6.8 gezeigten Rechnungen.

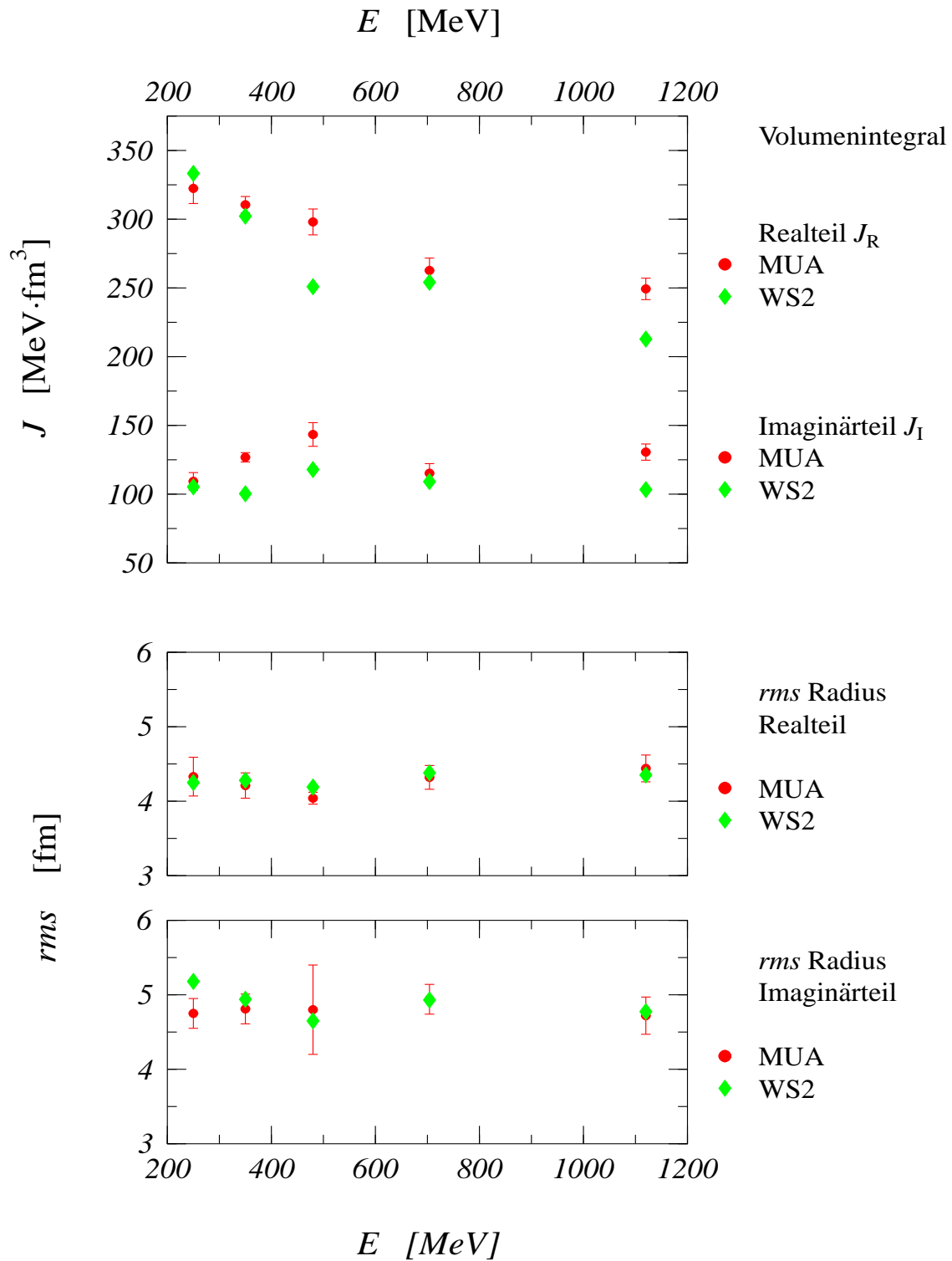


Abbildung 6.10: Volumenintegrale und rms Radien für das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem aus Analysen mit WS2- und MUA-Potenzialen, zwischen 250 MeV und 1120 MeV. Die integralen Werte gehören zu den in Abb. 6.9 gezeigten Potenzialen (die Fehlerbalken der MUA-Werte stammen aus den berechneten Fehlerbändern).

rund $210 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$ bei den 1.12 GeV Daten. Der Trend der Entwicklung von J_R ist konsistent mit der Systematik, wie sie aus der Analyse von quasi gebundenen Zuständen im $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ System vorgeschlagen wird ([Kon90, Kon96]). Im Vergleich mit anderen Streusystemen leichter Schwerionen ($^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) zeigt das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ System denselben energieabhängigen Verlauf mit ungefähr denselben Werten für das Volumenintegral des Realteils. Die globale Untersuchung der $^{16}\text{O} + \alpha$ Streuung ergab einen etwas höheren Wert für J_R ([Abe93]).

Das Volumenintegral des Imaginärteils zeigt über diesen weiten Energiebereich einen nahezu konstanten Wert von etwas über $100 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$. Dieses Verhalten liegt im Trend mit den Werten wie sie aus der Analyse anderer leichter Schwerionenstreusysteme gefunden wurde ([Bra97a]). Der dort gefundene Wert beträgt $\approx 100 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$ und ist dem Wert wie er für α Streuung, Protonenstreuung ([Var91] und Leichtenstreuung ([Erm91]) in diesem Energiebereich gefunden wurde, sehr ähnlich. Im $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Streusystem werden für J_W bei diesen Energien höhere Werte gefunden.

Als einziger Datensatz weichen die 480 MeV Daten merklich von der Systematik im Real- und Imaginärteil ab. Bei der Analyse dieser Daten in [Kho00] konnten WS2- und DF-Potenziale gefunden werden, deren Parameter und integrale Werte sich sehr gut in die gefundene Systematik eingliedern. Die Neuauswertung der 704 MeV Daten weicht mit einem Wert für J_1 von $109 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$ etwas von dieser Systematik ab, während der revidierte 704 MeV Datensatz sich gut in diese Systematik einreicht.

Ähnlich wie bei den Volumenintegralen zeigen auch die rms Radien ein systematisches Verhalten. Sowohl im Real- und Imaginärteil beobachtet man einen konstanten, energieunabhängigen Wert (s. Abb. 6.10).

6.3.2 Nearside–Farside–Zerlegung bei $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$

Eine systematische Untersuchung der Nearside–Farside–Zerlegung für das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem zwischen 124 MeV und 1120 MeV wird in [Kho00] angegeben. Darin wird die Entwicklung der Airy–Strukturen (s. Abschn. 5.4) mit der Energie untersucht. Bei der Zerlegung wird die Mott–Symmetrisierung (wie sie bei einem System von Bosonen) auftritt, nicht berücksichtigt, damit die Airy–Strukturen nicht von Mott–Interferenzen überlagert werden. In den Analysen zeigt sich, dass die Strukturen bei kleinen Streuwinkeln rein diffraktiver Natur sind, während die Strukturen bei großen Streuwinkeln von der Farsidestreuung dominiert sind. Als Beispiel ist in Abb. 6.11 für die 350 MeV Daten (linke Hälfte) und für die 1120 MeV Daten (rechte Hälfte) die Zerlegung des Wirkungsquerschnitts gezeigt. Dieser Abbildung kann man entnehmen, dass im vorderen Winkelbereich der Nearside–Anteil überwiegt. Im Bereich um $\theta_{\text{C.M.}} = 12^\circ$ wo sich Nearside– und Farside–Amplitude kreuzen, sind die größten Oszillationen zu beobachten. Im weiteren Verlauf nimmt der Nearside–Anteil ab, und der Wirkungsquerschnitt rührt allein vom Farsideanteil her, was den refraktiven Charakter unterstreicht. Bei den 350 MeV Daten wird das Minimum bei $\theta_{\text{C.M.}} = 43^\circ$ als das erste Airyminimum identifiziert. Im unteren Teil dieser Abbildung ist die Absorption künstlich reduziert. Dieses Vorgehen entspricht im Bild der Farside–dominierten Streuung einer Abnahme der Dämpfung der $l_<$ Welle, die dadurch prägnantere Interferenzstrukturen mit der $l_>$ Welle erzeugen kann. Während das Minimum dabei tiefer und breiter geworden ist, bleibt die Lage von A1 unverändert. Auch das dem Minimum folgende Regenbogenmaximum ist deutlicher konturiert. Zusätzlich deutet sich um $\theta_{\text{C.M.}} = 30^\circ$ das zweite Airyminimum A2 an. Die anfängliche leichte Zunahme des Wirkungsquerschnitts nach A2 und anschließendem Abfall in Richtung A1 stellt sich somit als das zweite Airyminimum dar. In der rechten Hälfte der Abb. 6.11 ist die Zerlegung für die 1120 MeV Daten gezeigt. Im oberen Teil ist die Rechnung mit einem DF–Potential gezeigt. Während auch bei dieser hohen Energie die großen Streuwinkel Farside dominiert sind, ist kein Airyminimum offensichtlich. Erst die Verringerung der Absorption um den Faktor 7 zeigt, dass bei dem Minimum um $\theta_{\text{C.M.}} \approx 7^\circ$ noch ein schwaches erstes Airyminimum darunterliegt. Bei dieser Energie ist der refraktive Bereich schon so weit nach vorn gerückt, dass er sich unter den diffraktiven Bereich geschoben hat. Die Abb. 6.12 zeigt die Energieabhängigkeit der Lage

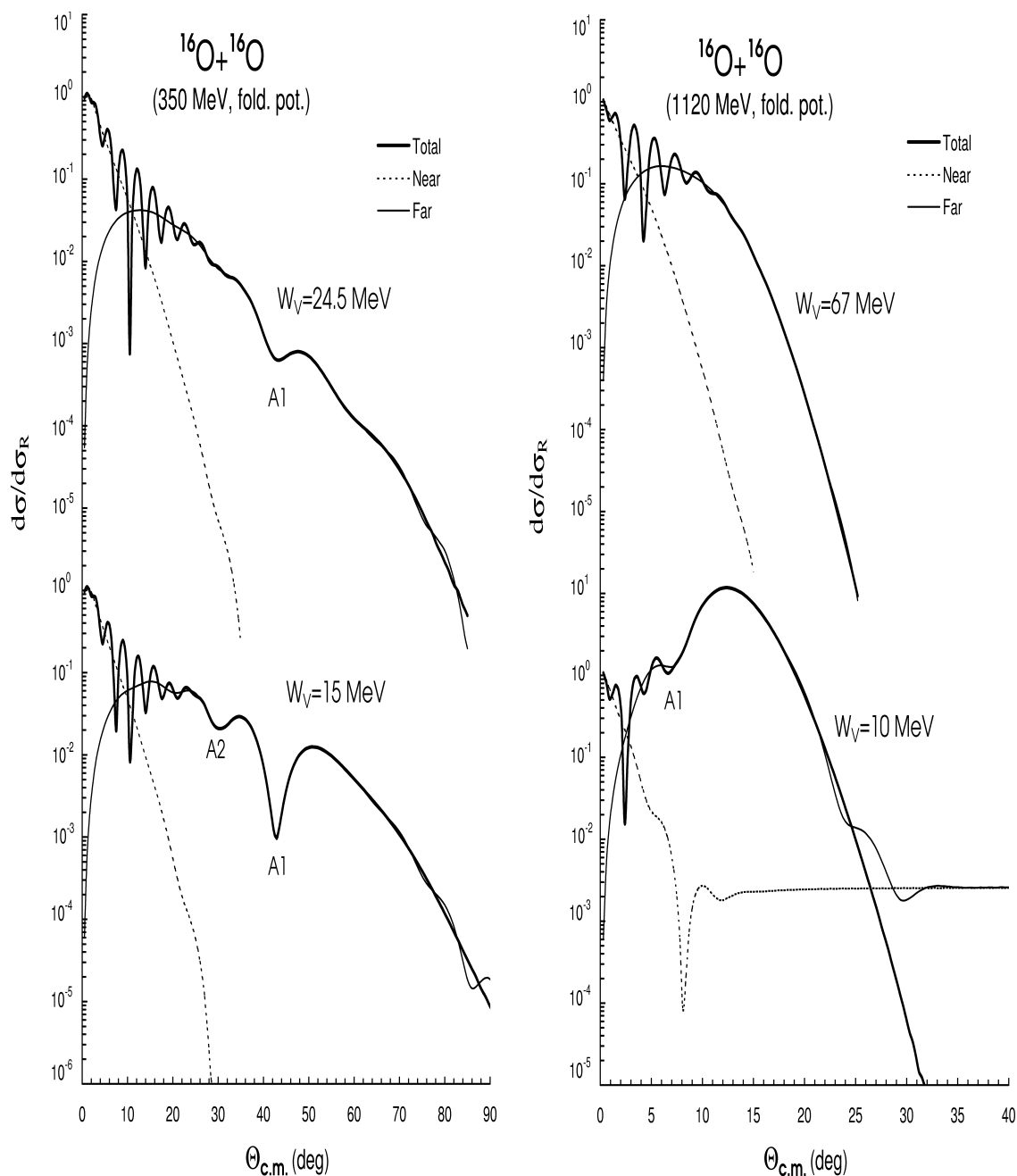


Abbildung 6.11: Zerlegung des nichtsymmetrisierten Wirkungsquerschnitts der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei 350 MeV (linkes Bild) und 1120 MeV (rechtes Bild). Eingezeichnet ist die Rechnung mit einem Faltungspotenzial (durchgezogene, dicke Linie) und die Zerlegung in den Nearsideanteil (gepunktete Linie) und Farsideanteil (durchgezogene, dünne Linie). Der obere Teil zeigt die Rechnung mit einem best-fit Potenzial. Im unteren Teil ist in den Rechnungen die Tiefe des Imaginärpotenzials künstlich verringert worden um ein Airyminimum deutlicher lokalisieren zu können. A1 bzw. A2 kennzeichnet die Ordnung eines Minimums (aus [Kho00]).

des ersten und zweiten Airyminimums, wie sie aus der Zerlegung in Near- und Far-sideanteile gewonnen wurde. In einem Bereich von $\theta_{\text{C.M.}} \approx 30 - 60^\circ$ ist der günstigste

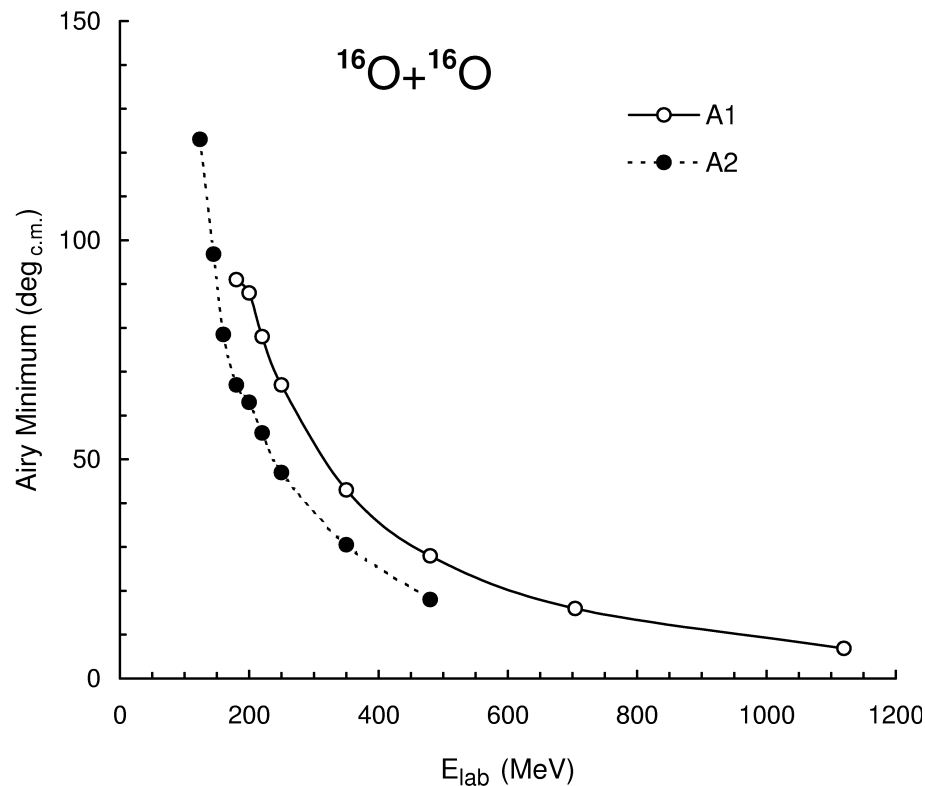


Abbildung 6.12: Energieabhängigkeit der Airyminima (aus [Kho00]).

Bereich für die Beobachtung refraktiver Effekte. Dies entspricht einem Energiebereich von wenigen hundert MeV. Das entspricht rund 20 – 25 MeV/u. Zu niedrigeren Energien hin wandern die Airyminima nach außen und vermischen sich um $\theta_{\text{C.M.}} \approx 90^\circ$ mit den Mottinterferenzen (zu sehen bei den 250 MeV Daten), zu hohen Energien hin wird der Regenbogen von der Diffraktion überlagert.

6.3.3 Kernregenbogenstrukturen bei der elast. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung

In diesem Kapitel soll die Systematik der refraktiven Effekte bzw. von Regenbogenstreuung in der Form der Winkelverteilungen der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung über den ganzen Energiebereich hinweg betrachtet werden, der im Rahmen der Kooperation mit dem HMI Berlin untersucht wurde.

In Abschn. 4.3 (Abb. 6.13) sind die im Rahmen der Kooperation bei den Energien $E = 250, 350, 480, 704$ und 1120 MeV vermessenen Winkelverteilungen der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung über $\theta_{\text{C.M.}}$ aufgetragen. Man beobachtet, im hinteren Teil der Winkelverteilungen Maxima relativ zu einem exponentiellen Abfall, die schließlich bei den höchsten Energien schwächer ausgeprägt sind. Diese Strukturen werden durch die beschriebene Regenbogenstreuung verursacht. Die starke Energieabhängigkeit der Regenbogenstreuung ist in Übereinstimmung mit der Vorhersage aus empirischen Beobachtungen von [Kno76], dass für das erste Airyminimum das Produkt $\theta_{\text{C.M.}} \cdot E_{\text{C.M.}}$ konstant ist. Bei steigender Energie verschiebt sich das Minimum – und damit verbunden der nukleare Regenbogen – zu kleineren Winkeln hin, und die Breite nimmt zu. Dieses energieabhängige Verhalten des nuklearen Regenbogens drückt sich auch in der Ablenkungsfunktion aus. In Abb. 6.14 sind die Ablenkungsfunktionen der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung abgebildet, wie

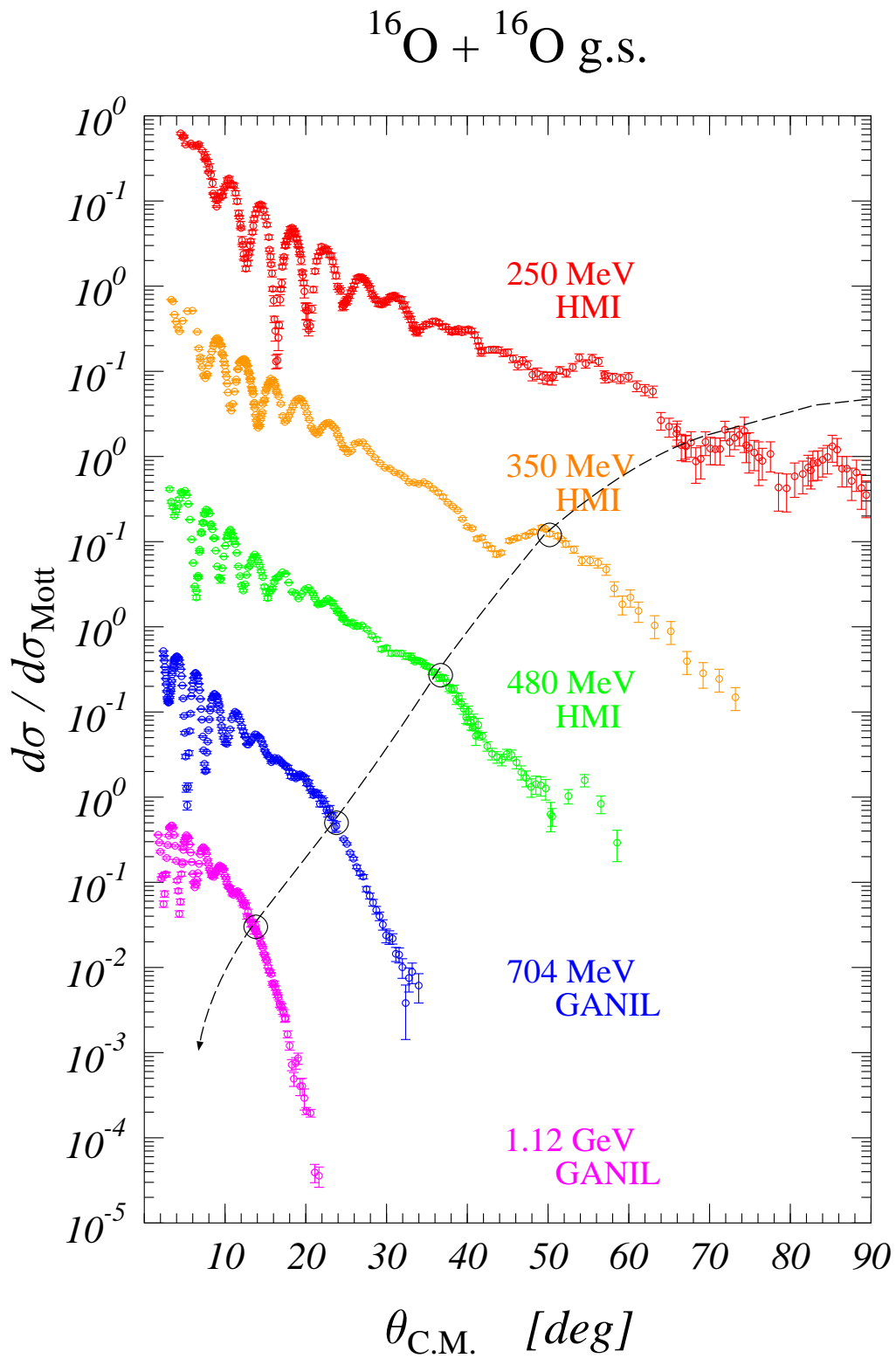


Abbildung 6.13: Winkelverteilungen der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei 5 verschiedenen Einschussenergien. Die Position des Kernregenbogenmaximums ist markiert (Kreise).

sie von den in den Rechnungen benutzten WS2-Potenzialen (s. Abschn. 6.1.1) generiert werden. Bei der niedrigsten Energie ist ein deutlich ausgeprägtes tiefes Minimum bei

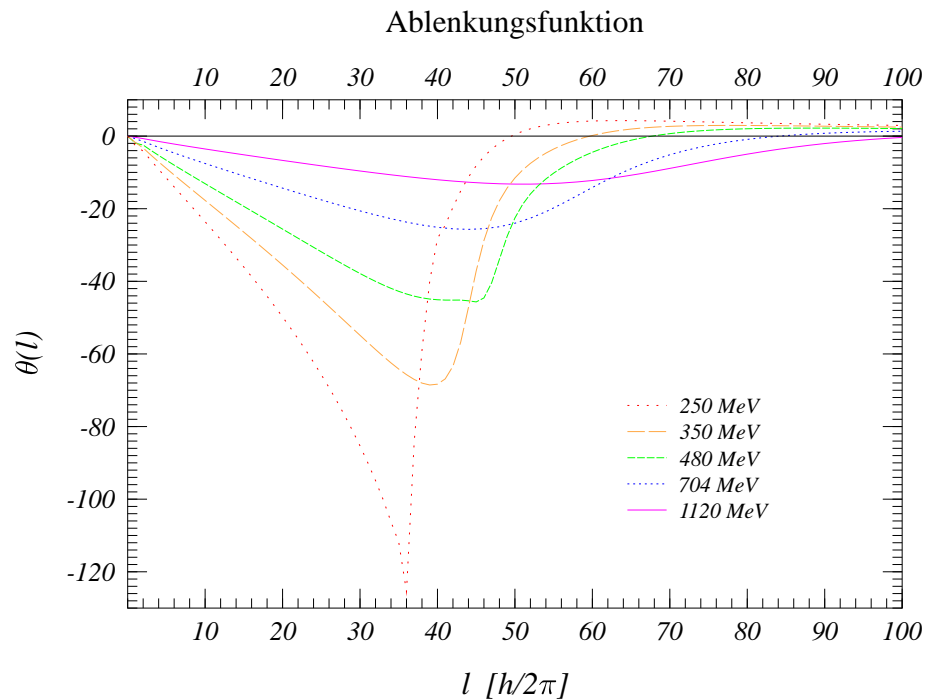


Abbildung 6.14: Die Ablenkungsfunktionen $\theta(l)$ aus den Streuphasen der Rechnungen mit WS2-Potenzialen zur $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung.

-120° zu erkennen. Mit steigender Energie wird dieses Minimum, das dem Regenbogenwinkel entspricht, flacher. Dies entspricht den in Abb. 4.6 dargestellten Beobachtungen: mit zunehmender Energie wandert der Regenbogen zu kleineren Winkeln hin, entsprechend der Abnahme des Ablenkwinkels. Bei den höchsten Energien ist nur ein schwach ausgeprägtes und recht breites Minimum zu erkennen.

6.4 Analyse des 1n-Transfers

In den vorstehenden Abschnitten werden für elastische Streuung tiefe Potenziale gefunden. Es gibt allerdings auch Ansätze die flache Potenziale, die die gleichen Streuphasen wie die tiefen Potenziale generieren, zu benutzen. Ein jüngeres Beispiel ist in [Bay96] gegeben. Darin werden aus supersymmetrischen Argumenten Potenziale abgeleitet, die streuphasenäquivalent zu den energie- und drehimpulsunabhängigen, tiefen Potenzialen sind. Diese Potenziale zeigen eine starke Drehimpulsabhängigkeit und eine Singularität bei kleinen Radien und sind weiter energieabhängig. Mit diesen Potenzialen konnte eine Reihe von Streusystemen beschrieben werden. Allerdings weisen die analysierten Streusysteme alle keine ausgeprägten refraktiven Merkmale aus.

Die Transferdaten bieten sich als weitere Möglichkeit an, zusätzliche Forderungen an die Potenziale zu stellen. Durch die systematische Untersuchung der elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ - Streuung mit WS2- und DF-Potenzialen erhält man die Entwicklung der Volumenintegrale J_V und J_W mit der Energie. Der Realteil der elastischen Streupotenziale muss in der Lage sein, auch eine korrekte Beschreibung des 1n-Transfers zu leisten. Dagegen erwartet man, dass der Imaginärteil (d.h. die Absorption) stärker vom Ausgangskanal des 1n-Transfer abhängt.

DWBA-Rechnungen für die Reaktion $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{\text{gs}})^{15}\text{O}_{\text{gs}}$ und $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{\text{gs}})^{15}\text{O}_{6.18}$ wurden mit dem Programm PTOLEMY ([Mac]) durchgeführt. Der berechnete Wirkungsquerschnitt ist proportional zu dem Produkt aus zwei spektroskopischen Faktoren S_1 und S_2 , die zu dem Ein-Teilchen Zustand des ^{17}O und dem Ein-Loch Zustand von ^{15}O gehören. Für ein einzelnes Neutron in der $1d_{5/2}$ Schale bei ^{17}O beträgt der Faktor $S_1 \leq 1$, während für den Ein-Neutron-Loch Zustand in der $1p_{1/2}$ bzw. $1p_{3/2}$ Schale bei ^{15}O ein Faktor $S_2 \leq 2$ bzw. ≤ 4 gilt. Als obere Grenze für den spektroskopischen Faktor SF erwartet man für den Grundzustandsübergang $\text{SF} = S_1 \cdot S_2 \leq 2$ und für den Übergang in den angeregten $^{15}\text{O}_{3/2}^*$ einen Faktor $\text{SF} = S_1 \cdot S_2 \leq 4$. Für beide spektroskopischen Faktoren sind in der Literatur experimentelle Werte veröffentlicht. Für den ^{17}O $1d_{5/2}$ Zustand ist mit Hilfe der Ein-Neutron stripping Reaktion $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ in [Ajz86] ein Mittelwert von $S_{5/2} \approx 0.9$ notiert. Der Loch Zustand im ^{15}O ist in [Smi84] mittels der Ein-Neutron pick-up Reaktion $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$ untersucht worden. Die ermittelten spektroskopischen Faktoren für den $1p_{1/2}$ und $1p_{3/2}$ Zustand sind 2.0 bzw. 4.0.

Für den Formfaktor der gebundenen Zustände für den $p_{1/2}$ - Zustand am $\langle ^{16}\text{O} | ^{15}\text{O}_{1/2} \rangle$ Vertex und dem $d_{5/2}^+$ Zustand am $\langle ^{16}\text{O} | ^{17}\text{O}_{5/2} \rangle$ Vertex wurde ein WS-Potenzial verwendet mit den Standardparametern für den Radius r und der Diffuseness a ($r = 1.25$ fm, $a = 0.65$ fm).

Zu Beginn wurden Testrechnungen bei verschiedenen Energien gemacht, um eine für alle Energien einheitliche, spektroskopische Stärke zu ermitteln. Der ermittelte Wert für den Grundzustandsübergang beträgt $\text{SF} \approx 1.4$, für den Übergang in den $^{15}\text{O}_{3/2}$ - $\text{SF} \approx 4.0$. Beide Faktoren befinden sich in den o.a. Grenzen.

Die Wirkungsquerschnitte der Grundzustandsübergänge zeigen bei größeren Winkeln eine Abweichung von einem rein exponentiellen Abfall auf Grund von refraktiven Beiträgen. Diese verschieben sich mit steigender Energie zu kleineren Winkeln hin und weisen qualitativ ein gleiches Verhalten wie die refraktiven Beiträge in der elastischen Streuung auf.

In Abb. 6.15 sind die Rechnungen mit den elastischen WS2-Streupotenzialen im Eingangs- und Ausgangskanal aus [Kho00] eingetragen (gestrichelte Linien). Sie zeigen bei kleinen Winkeln eine relativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Im Bereich des nuklearen Regenbogens sind in den Rechnungen jedoch deutlich ausgeprägtere Strukturen festzustellen. Die theoretischen Wirkungsquerschnitte sind im Vergleich zu den Daten zu groß. Für die Faltungspotenziale ergibt sich ein ähnliches Bild (s. Abb. 6.16). Während bei den 250 MeV Daten die Wirkungsquerschnitte für das Faltungspotenzial über den gesamten Winkelbereich zu hoch ist, erzielt man mit den WS2-Potenzialen bereits eine gute Übereinstimmung.

Die optischen Potenziale aus der Analyse der elastischen Streuung sind vom refraktiven Typ. Sie reproduzieren insbesondere den nuklearen Regenbogen und geben damit auch in den Transferrechnungen Anlass zu refraktiven Eigenschaften, wie sie in den oben stehenden Rechnungen mit den elastischen Streupotenzialen beschrieben sind. Daher kann man diese Potenziale nicht unverändert für die Transferrechnungen verwenden. Da der Realteil des optischen Potenzials für das Streusystem $^{15}\text{O} + ^{17}\text{O}$ im Ausgangskanal sich nur unwesentlich von dem im Eingangskanal unterscheidet, betreffen die Änderungen den Imaginärteil, und hier im Wesentlichen die Oberflächenabsorption W_D . Eine Dämpfung des Wirkungsquerschnitts im Bereich der Winkelverteilung wo Beiträge des nuklearen Regenbogens auftreten, konnte durch eine Verkleinerung des Radiusparameters R_D bei gleichzeitiger Erhöhung der Diffuseness a_D erreicht werden. Im Vergleich zu den elastischen Streupotenzialen sind diese Werte zu $R_D = 3.7$ fm und $a_D \approx 0.6$ fm ermittelt worden (mit Ausnahme der 250 MeV Daten). Mit diesem für alle Energien einheitlichen Formfaktor konnten die Rechnungen die Daten beschreiben. Dabei beobachtet man eine zunehmende Tiefe für den W_D -Term bei zunehmender Energie. In der oberen Hälfte von Tab. 6.4 sind die Potenzialparameter festgehalten, die entsprechenden Rechnungen in Abb. 6.15 bzw. Abb. 6.16 mit durchgezogener Linie dargestellt. Es konnte eine gute Beschreibung der Grundzustandsübergänge erreicht werden.

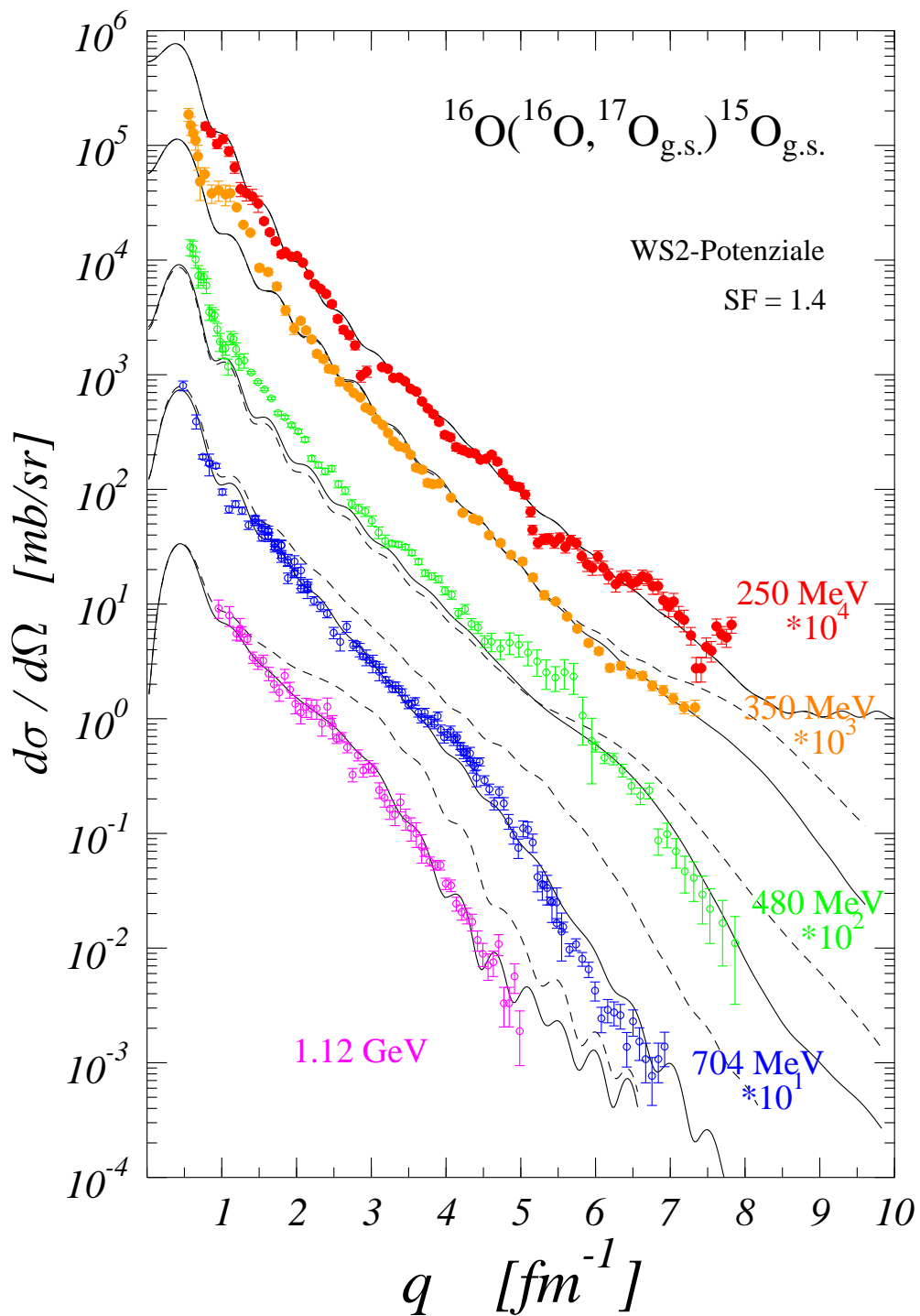


Abbildung 6.15: Winkelverteilungen der $1n$ -Transferreaktion in den Grundzustand von ^{15}O bei Einschussenergien zwischen 250 MeV und 1120 MeV. Eingezeichnet sind die DWBA-Rechnungen zum einen mit den elastischen WS2-Streupotenzialen aus [Kho00] (gestrichelte Linien), zum anderen mit den geänderten Imaginärpotenzialen im Ausgangskanal nach Tab. 6.4 (durchgezogene Linien). Der Normalisierungsfaktor SF ist das Produkt aus zwei spektroskopischen Faktoren.

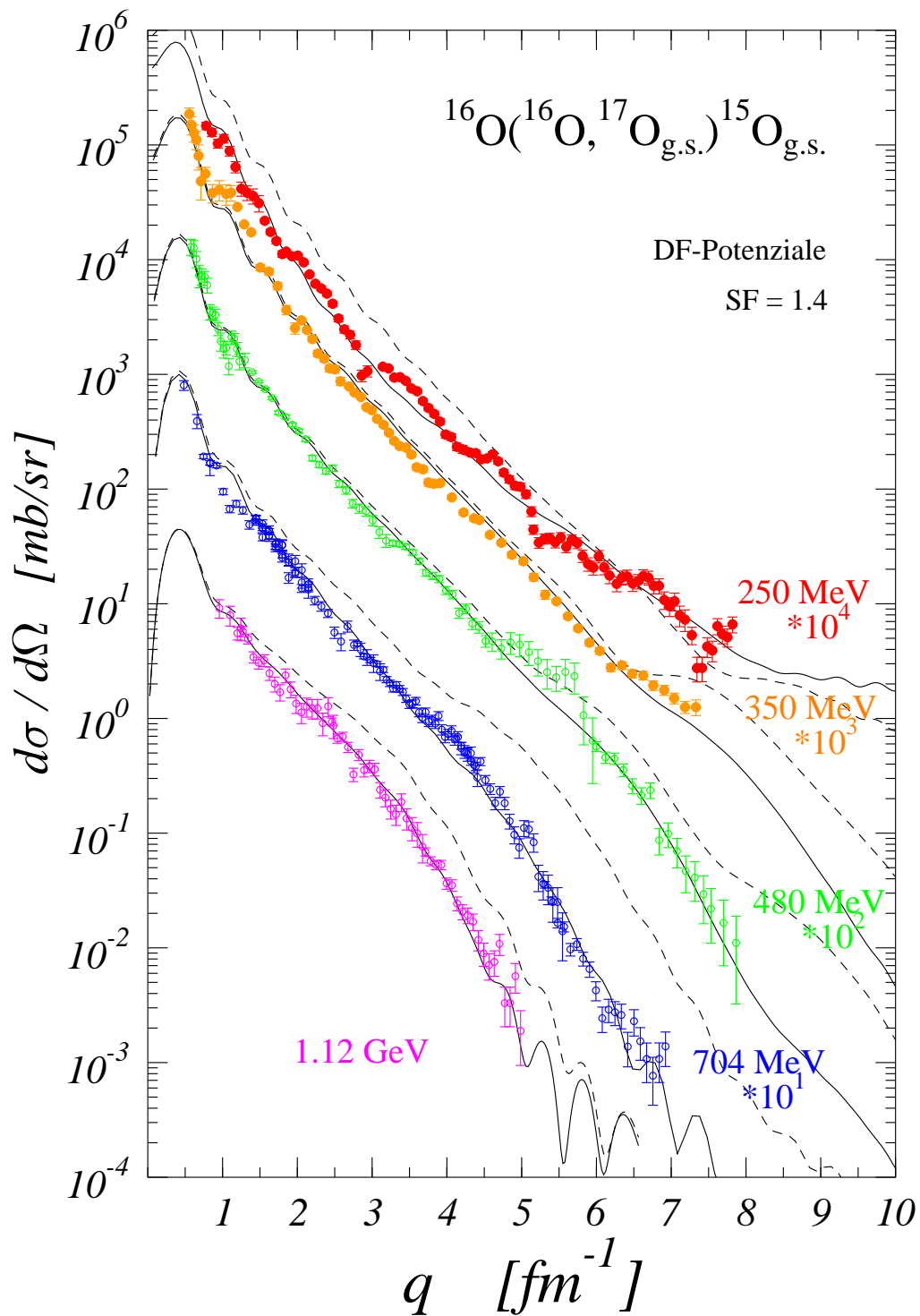


Abbildung 6.16: Winkelverteilungen der $1n$ -Transferreaktion in den Grundzustand von ^{15}O . Eingezeichnet sind die DWBA-Rechnungen zum einen mit den elastischen DF-Streupotenzialen aus [Kho00] (gestrichelte Linien), zum anderen mit den geänderten Imaginärpotenzialen im Ausgangskanal nach Tab. 6.4 (durchgezogene Linien).

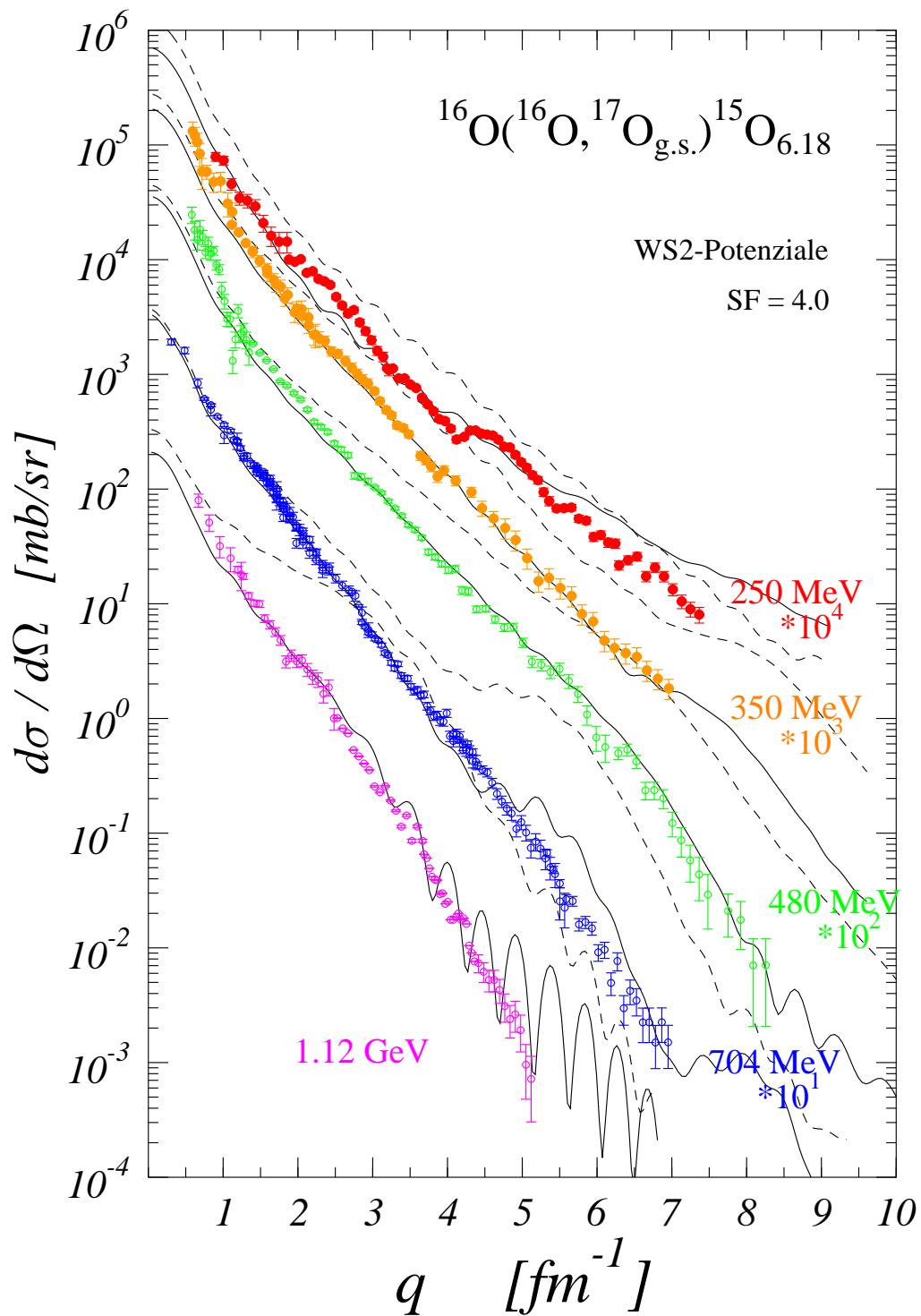


Abbildung 6.17: Winkelverteilungen der $1n$ -Transferreaktion in den angeregten ^{15}O Zustand bei 6.18 MeV. Eingezeichnet sind die DWBA-Rechnungen zum einen mit den elastischen WS2-Streupotenzialen aus [Kho00] (gestrichelte Linien), zum anderen mit den geänderten Imaginärpotenzialen im Ausgangskanal nach Tab. 6.4 (durchgezogene Linien). Bei allen Energien wurde SF = 4.0 verwendet.

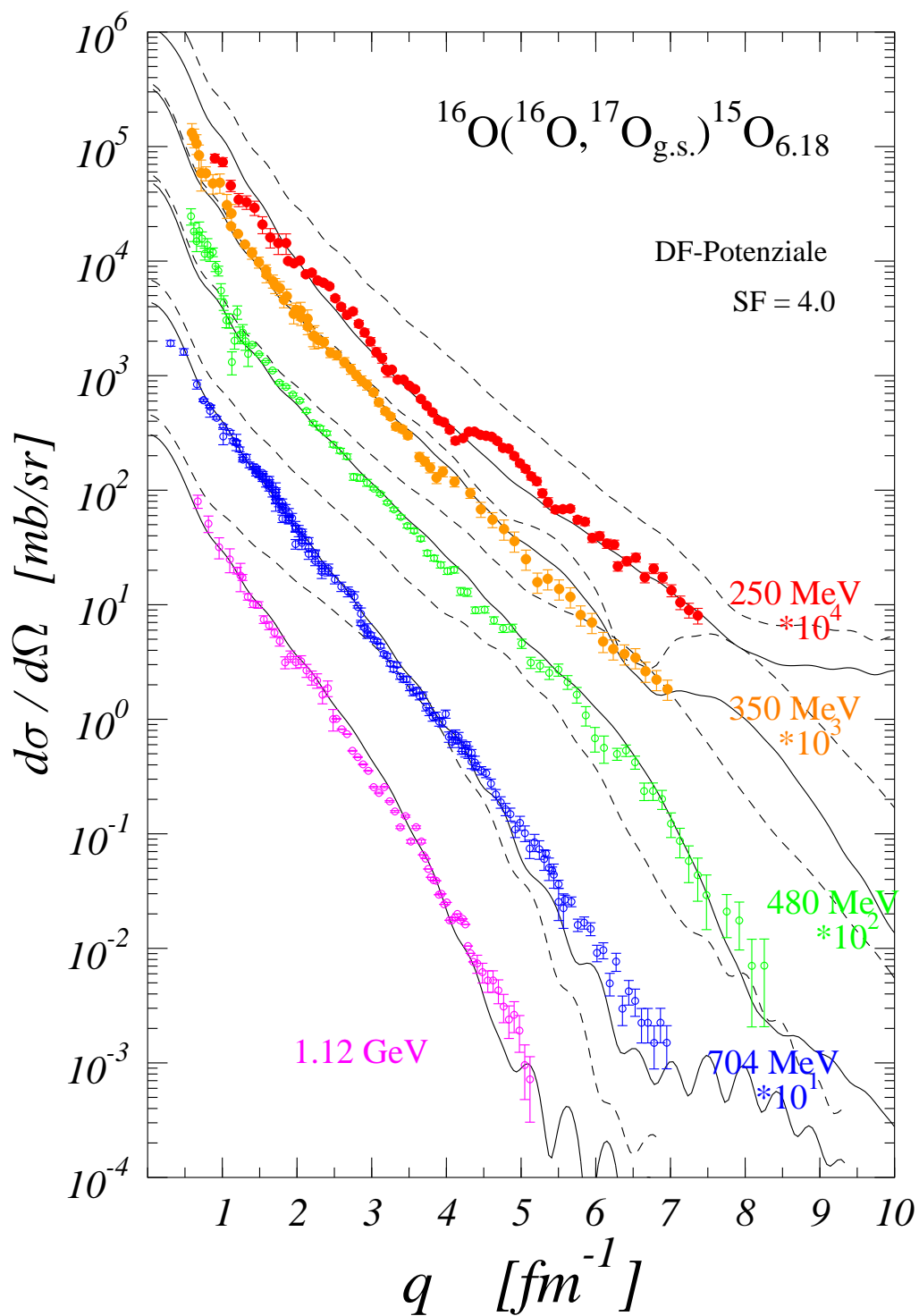


Abbildung 6.18: Winkelverteilungen der $1n$ -Transferreaktion in den angeregten ^{15}O Zustand bei 6.18 MeV. Eingezeichnet sind die DWBA-Rechnungen zum einen mit den elastischen DF-Streupotenzialen aus [Kho00] (gestrichelte Linien), zum anderen mit den geänderten Imaginärpotenzialen im Ausgangskanal nach Tab. 6.4 (durchgezogene Linien).

Pot.	V (MeV)	R (fm)	a (fm)	W_V (MeV)	R_V (fm)	a_V (fm)	W_D (MeV)	R_D (fm)	a_D (fm)	J_I (MeV·fm ³)
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{\text{gs}})^{15}\text{O}_{\text{gs}}$										
250 MeV										
WS2	311.0	4.337	1.336	34.86	5.148	0.887	40.0	3.7	0.6	127.1
DF ^{a)}	0.857	–	–	30.69	5.637	0.916	8.0	6.6	0.751	119.8
350 MeV										
WS2	367.1	3.967	1.528	25.0	6.315	0.978	20.0	3.6	0.7	116.3
DF ^{a)}	0.908	–	–	37.51	6.137	1.111	20.0	3.7	0.6	138.0
480 MeV										
WS2	282.0	4.297	1.363	20.0	5.900	1.100	35.0	3.7	0.6	122.3
DF ^{a)}	0.883	–	–	37.46	6.057	1.082	23.0	3.7	0.6	139.3
704 MeV										
WS2	294.8	4.128	1.468	42.0	5.937	0.990	40.0	3.7	0.6	175.5
DF ^{a)}	0.905	–	–	44.0	6.073	0.962	23.0	3.7	0.6	159.2
1120 MeV										
WS2	214.6	4.294	1.503	48.41	5.543	1.346	25.0	3.7	0.6	128.0
DF ^{a)}	0.913	–	–	66.96	5.175	1.405	18.0	3.7	0.6	141.7
$^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, ^{17}\text{O}_{\text{gs}})^{15}\text{O}_{6,18}$										
250 MeV										
WS2	311.0	4.337	1.336	34.86	5.148	0.887	7.0	6.6	0.737	102.8
DF ^{a)}	0.857	–	–	35.69	5.637	0.916	6.5	6.7	0.751	121.7
350 MeV										
WS2	367.1	3.967	1.528	28.2	6.315	0.978	20.0	3.7	0.7	127.9
DF ^{a)}	0.908	–	–	33.51	6.137	1.111	20.0	3.7	0.7	134.1
480 MeV										
WS2	282.0	4.297	1.363	20.0	5.900	1.100	40.0	3.7	0.8	160.3
DF ^{a)}	0.883	–	–	37.46	6.057	1.082	30.0	3.7	0.7	162.2
704 MeV										
WS2	294.8	4.128	1.468	20.0	5.937	1.10	55.0	3.8	0.7	171.3
DF ^{a)}	0.905	–	–	38.4	6.073	0.962	55.0	3.7	0.8	240.6
1120 MeV										
WS2	214.6	4.294	1.503	48.41	5.543	1.346	80.0	3.7	0.6	237.5
DF ^{a)}	0.913	–	–	66.96	5.175	1.405	70.0	3.7	0.7	257.7

^{a)} $V = \lambda$ für Faltungspotenziale

Tabelle 6.4: Potenzialparameter für den Ausgangskanal der DWBA-Rechnungen des $1n$ -Transfer für den Grundzustandsübergang zum $^{15}\text{O}_{\text{gs}}$ und in den angeregten Zustand $^{15}\text{O}_{6,18}$. Für die DF-Potenziale sind im Realteil die Normierungsfaktoren angegeben. Im Eingangskanal sind die elastischen Streupotenziale für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ aus [Kho00] verwendet worden.

Die Winkelverteilungen zum Übergang in den $^{15}\text{O}_{3/2-}$ Zustand bei 6.18 MeV zeigen im Vergleich zum Grundzustandsübergang keine refraktiven Strukturen. Dies deutet auf eine höhere Absorption hin. Die DWBA-Rechnungen zu diesem Übergang sind in gleicher Weise wie für den Grundzustandsübergang durchgeführt worden. Die Potenzialparameter sind in der unteren Hälfte von Tab. 6.4 angegeben, die entsprechenden Rechnungen in Abb. 6.17 bzw. Abb. 6.18 dargestellt. Auch hier ist die Absorption aus dem Eingangskanal für das $^{15}\text{O} + ^{17}\text{O}$ System zu schwach und ist in analoger Weise wie beim Grundzustandsübergang verändert worden. Für die Oberflächenabsorption wird der gleiche Formfaktor angewandt. Dabei wurden die Potenzialtiefen W_D und W_V nur dann verändert, wenn eine Änderung von R_D und a_D allein nicht ausreichte, um eine

Beschreibung der Daten zu gewährleisten. Im Vergleich zum Grundzustandsübergang ist abermals eine Verstärkung der Oberflächenabsorption notwendig, um die Daten zu beschreiben. Dies drückt sich auch in entsprechenden höheren Werten für das Volumenintegral aus.

Die Erhöhung der Oberflächenabsorption schlägt sich besonders im Volumenintegral des Imaginärpotenzials nieder, das im Vergleich zum Eingangskanal rund 25% (für die WS2-Potenziale) bis 40% (für die DF-Potenziale) größer ausfällt. Nur die 704 MeV Daten zeigen ein noch deutlich größeres Volumenintegral. Auf Grund der offenen Schalenstruktur von ^{15}O als auch ^{17}O im Gegensatz zum doppelt magischen ^{16}O Kern erwartet man durch häufiger auftretende inelastische Prozesse ein stärkeres Imaginärpotenzial. Trotz der (zum Teil deutlich) erhöhten Absorption sind in den Rechnungen immer noch Beiträge des nuklearen Regenbogens sichtbar.

Die Auswirkung der erhöhten Absorption auf den radialen Verlauf des Imaginärpotenzials im Ausgangskanal ist in Abb. 6.19 für die Energien 350 MeV, 704 MeV und 1120 MeV dargestellt. Deutlich ist zu erkennen wie das Imaginärpotenzial im Vergleich zur elastischen Streuung an Tiefe zunimmt. Insbesondere in dem Bereich um $R = 3\text{--}4$ fm ist die Absorption am Stärksten. Dies ist eben der Bereich in dem sich die beiden Kerne überlappen und aus dem die Beiträge zum nuklearen Regenbogen stammen. Konsequenterweise beobachtet man in den Rechnungen dann eine Dämpfung des refraktiven Anteils im Vergleich zum Imaginärpotenzial der elastischen Streuung. Das erhöhte Volumenintegral bei den Transferrechnungen ist in Übereinstimmung mit Analysen von elastischer Streuung leichter Schwerionen bei denen keine refraktiven Effekte auftreten. Alle hier gezeigten Rechnungen finden sich in [Boh02] wieder.

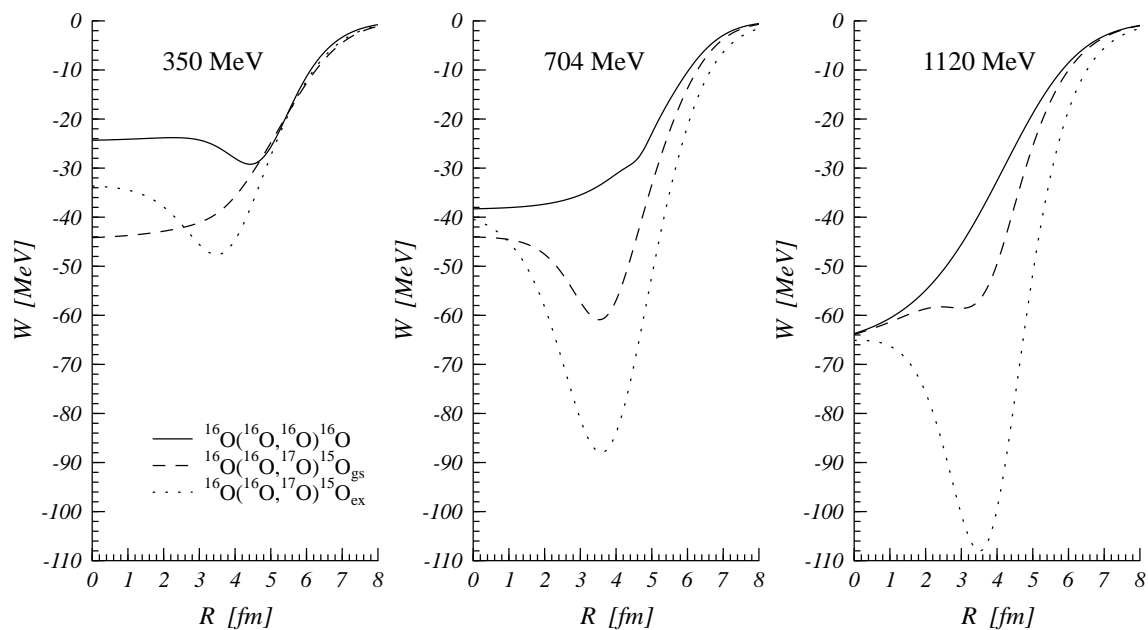


Abbildung 6.19: Der radiale Verlauf des Imaginärpotenzials (Volumen- und Oberflächenabsorption) im Ausgangskanal der elastischen Streuung (durchgezogene Linien), des Grundzustandsübergangs des $1n$ -Transfers (lang gestrichelt) und zum Transfer in den angeregten Zustand (kurz gestrichelt) für die Energien 350 MeV, 704 MeV und 1120 MeV.

Die Winkelverteilungen der Übergänge in den angeregten $^{15}\text{O}^*$ zeigen im Vergleich zum Grundzustandsübergang einen strukturlosen, exponentiellen Abfall. Das Verhältnis der Differenz zwischen dem Wirkungsquerschnitt des Grundzustandsübergangs und dem Übergang in den angeregten $^{15}\text{O}^*$ zu der Summe beider Wirkungsquerschnitte gibt einen

experimentellen Hinweis auf das Vorhandensein von refraktiven Anteilen in einer Winkelverteilung. In Abb. 6.20 ist in der oberen Hälfte für die Energie von 704 MeV und

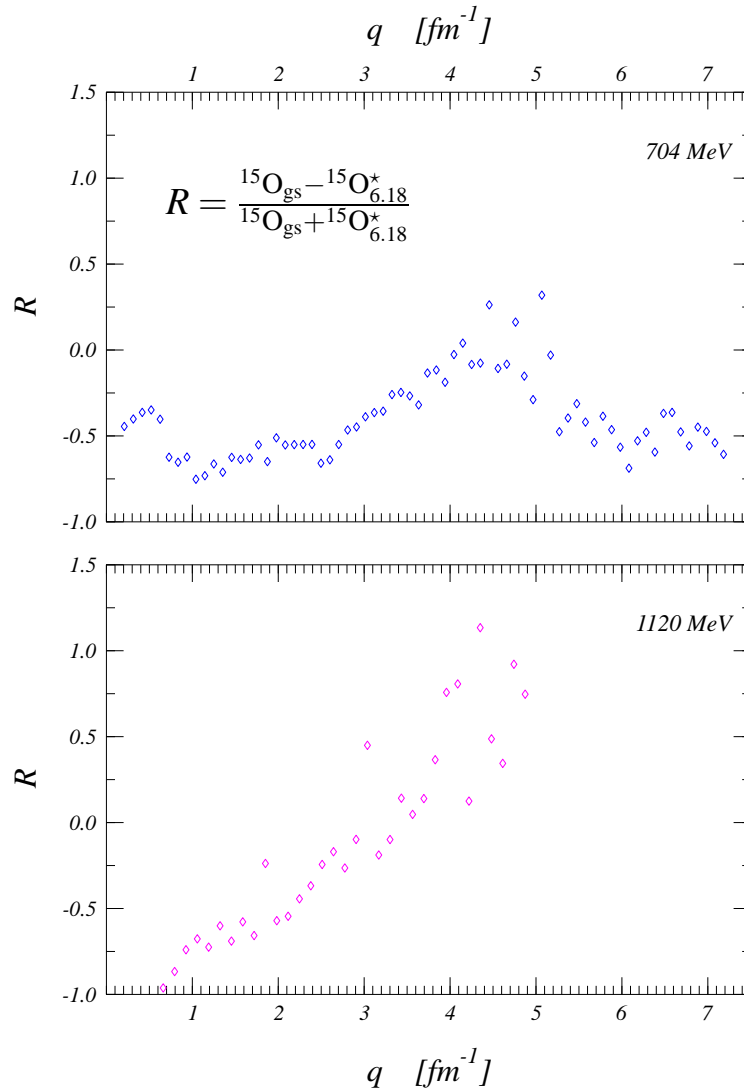


Abbildung 6.20: Das Verhältnis R der Wirkungsquerschnitte des Grundzustandsübergangs zum Übergang in den angeregten $^{15}\text{O}^*$ bei den Energien 704 MeV und 1.12 GeV.

in der unteren Hälfte für 1120 MeV dieses Verhältnis R abgebildet. Bei der Energie von 704 MeV sieht man bei kleineren und größeren Impulsüberträgen einen nahezu konstanten Wert, während in dem Bereich von $3 - 5 \text{ fm}^{-1}$ dieses Verhältnis ein Maximum zeigt. Diese Maximum ist ein klarer Hinweis für das Auftreten von Beiträgen aus dem nuklearen Regenbogen in dem Grundzustandsübergang. Das Verhältnis bei der Energie von 1120 MeV zeigt einen ähnlichen Verlauf. Das Maximum liegt hier bei höheren Werten und die Form des Verlaufs des Verhältnisses beginnt bei kleineren Impulsüberträgen anzusteigen, was darauf hindeutet, dass sich bei dieser höheren Energie der Beitrag des nuklearen Regenbogens auf einen größeren Winkelbereich verteilt ist.

Zusammenfassung

Im Rahmen der Kooperation des HMI Berlin und der Universität Tübingen wurde das $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streusystem bei 1120 MeV und 704 MeV vermessen und mit weiteren Datensätzen bei 250 MeV, 350 MeV und 480 MeV analysiert. Die Messungen erfolgten über einen weiten Winkelbereich vom diffraktiven bis weit in den refraktiven Bereich hinein. Die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Winkelverteilungen der elastischen Streuung zeigen refraktive Effekte, insbesondere nukleare Regenbögen. Die Entwicklung der Lage und der Stärke der Regenbogenstruktur mit der Energie ist im Zusammenhang mit der Bestimmung der Wechselwirkungsstärke zwischen den beiden ^{16}O Kernen von besonderem Interesse.

Bei einer Einschussenergie von $E_{\text{Lab}} = 1.12$ GeV sind die Strukturen in der Winkelverteilung sehr eng, was die Messung einer hohen Anzahl von Messpunkten in einem kleinen Winkelbereich erforderte. Eine präzise Winkeleichung ist dabei für die Qualität der Daten von zentraler Bedeutung, deshalb wurden dazu mehrere Methoden, die zum Teil neu entwickelt wurden, angewandt. Neben der elastischen Streuung wurde auch die inelastische Streuung und der 1n-Transfer ausgewertet. Die Winkelverteilungen beinhalten Wirkungsquerschnitte bis hinunter zu $10^{-4} \sigma/\sigma_{\text{Mott}}$. Mit den o.a. neu entwickelten Methoden der Winkeleichung wurden die Daten bei $E_{\text{Lab}} = 704$ MeV neu ausgewertet. Mit den Ergebnissen dieser Auswertungen war es möglich, das systematische Verhalten der Diffraktions- und Refraktionsstruktur über einen weiten Energiebereich zu betrachten.

Die elastischen $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streudaten bei den Energien $E_{\text{Lab}} = 1.12$ GeV und 704 MeV wurden im Rahmen des Optischen Modells untersucht. Als optische Potentiale wurden phänomenologische Woods-Saxon Formen und modellunabhängige Potentiale verwendet. Als mikroskopisches Potenzial im Realteil wurde ein Doppelfaltungspotenzial in finite-range Näherung benutzt, in dem eine effektive Nukleon-Nukleon Wechselwirkung mit intrinsischer Energie- und Dichteabhängigkeit verwendet wurde. Beide Potenzialformen ermöglichen eine gute bis sehr gute Beschreibung der Daten. Die Woods-Saxon- und Doppelfaltungspotentiale sind in Übereinstimmung mit den Fehlerbändern aus der modellunabhängigen Analyse, und weisen die für die Beschreibung leichter Schwerionenstreusysteme typischen Eigenschaften auf. Die Potentiale sind tief mit einer schwachen Absorption. Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit Analysen aus der Leichtenstreuung.

Die Analyse der 1n-Transferdaten im Energiebereich von $E_{\text{Lab}} = 250$ MeV bis 1.12 GeV im Rahmen des DWBA Formalismus benötigt im Ausgangskanal eine deutlich erhöhte Absorption im Vergleich zu den elastischen Streupotenzialen, obgleich insbesondere der Grundzustandsübergang refraktive Beiträge aufweist.

Eine ausführliche Analyse der diffraktiven und refraktiven Strukturen der $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Winkelverteilungen im Bereich von 124 MeV bis 1.12 GeV zeigt, dass die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ Streuung bei großen Winkeln von refraktiver Natur ist. In einer Nearside Farside Zerlegung konnte konsistent die Entwicklung der refraktiven Strukturen mit der Energie nachgewiesen werden. Potenzialvieldeutigkeiten konnten mit Hilfe von nuklearen Regenbögen und der Identifikation von Airystrukturen sowie deren Entwicklung mit der Energie beseitigt werden.

Literaturverzeichnis

- [Abe93] H. Abele und G. Staudt, Phys. Rev. C **47**, 742 (1993).
- [Ajz86] F. Ajzenberg–Selove, Nucl. Phys. **A375**, 1 (1982), Nucl. Phys. **A460**, 1 (1986).
- [Ana83] N. Anantaraman, H. Toki, G.F. Bertsch, Nucl. Phys. **A398**, 269 (1983).
- [Bar95] G. Bartnitzky, Dissertation, Universität Tübingen, 1995.
- [Bar96a] G. Bartnitzky, A. Blazevic, H.G. Bohlen, J.M. Casandjian, M. Chartier, H. Clement, B. Gebauer, A. Gillibert, Th. Kirchner, D.T. Khoa, A. Lepine-Szily, W. Mittag, W. von Oertzen, P. Roussel–Chomaz, J. Siegler, M. Wilpert, Th. Wilpert, Phys. Lett. **365B**, 23 (1996).
- [Bar96b] G. Bartnitzky, H. Clement, P. Czernski, H. Müther, F. Nuoffer, J. Siegler, Phys. Lett. **386B**, 7 (1996).
- [Bau68] G. Baumgärtner, P. Schuck, BI Hochschultaschenbücher 203/203a (1968)
- [Bay96] D. Baye, G. Levai, J.M. Sparenberg Nucl. Phys. **A599**, 435 (1996).
- [Bet71] H.A. Bethe, Ann. Rev. Nucl. Sci. **21** (1971) 73.
- [Ber77] G. Bertsch, J. Borysowicz, H. Mc Manus, W.G. Love, Nucl. Phys. **A284**, 399 (1977).
- [Bla59] J.S. Blair, Phys. Rev. **115**, (1959), 928
- [Bla94] A. Blažević, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1994)
- [Boh78] H.G. Bohlen, W. von Oertzen, Z. Phys. A **285**, 371 (1978).
- [Boh93] H.G. Bohlen, E. Stiliaris, B. Gebauer, W. von Oertzen, M. Wilpert, Th. Wilpert, A. Ostrowski, Dao T. Khoa, A.S Demyanova, A.A. Ogloblin, Z. Phys. A **346**, 189 (1993).
- [Boh02] H.G. Bohlen, Dao T. Khoa, W. von Oertzen, B. Gebauer, F. Nuoffer, G. Bartnitzky, A. Blazevic, W. Mittag and P. Roussel–Chomaz, Nucl. Phys. **A703**, 573 (2002).
- [Bia89] L. Bianchi, B. Fernandez, J. Gastebois, A. Gillibert, W. Mittag, J. Barrette, Nucl. Inst. Meth. **A276**, (1989), 509.
- [Bra81] M.E. Brandan, A. Menchacha–Rocha, Phys. Rev. C **23**, 1272 (1981).
- [Bra88a] M.E. Brandan Phys. Rev. Lett. **60**, 784 (1988).
- [Bra88b] M.E. Brandan, G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A487**, 477 (1988).
- [Bra91a] M.E. Brandan, K.W. McVoy, Phys. Rev. C **43**, 1140 (1991).
- [Bra91b] M.E. Brandan, G.R. Satchler, Phys. Lett. **256B**, 311 (1991).
- [Bra96] M.E. Brandan, M.S. Hussein, K.W. McVoy, G.R. Satchler, Comm. Nucl. Part. Phys. **22**, 77 (1996).

- [Bra97a] M.E. Brandan, G.R. Satchler, Phys. Rep. **285**, (1997), 143.
- [Bra97b] M.E. Brandan, K.W. McVoy, Phys. Rev. C **55**, 1362 (1997).
- [Cam78] X. Campi, A. Boussy, Phys. Lett. **73B**, 263 (1978).
- [Cas94] J.M. Casandjian, private Mitteilung an W. von Oertzen (1994).
- [Cze94] P. Czerski, H. Mütter, W.H. Dickhoff, J. Phys. G **20**, 425 (1994).
- [Cha85] A.K. Chaudhuri, D.N. Basu, B. Sinha, Nucl. Phys. **A439**, 415 (1985).
- [DeV87] H. de Vries, C. W. de Jager, C. de Vries, At. Data and Nucl. Data Tables **36** (1987).
- [Dri63] R.M. Drisko, G.R. Satchler, R.H. Bassel, Phys. Rev. C **43**, 1140 (1963).
- [Ell68] J.P. Elliott, A.D. Jackson, H.A. Mavromatis, E.A. Sanderson, B. Singh, Nucl. Phys. **A121**, 241 (1968).
- [Erm90] M. Ermer et. al., J. de Phys. (Colloque) **51** (1990) C6, 431.
- [Erm91] M. Ermer, Dissertation, Universität Tübingen, 1991.
- [Fes92] H. Feshbach, Theoretical Nuclear Physics, (Wiley, New York, 1992)
- [Fri78] E. Friedman, C. Batty, Phys. Rev. C **1**, 23 (1978).
- [Fri87] S.H. Fricke, K.W. McVoy, Nucl. Phys. **A467**, 291 (1987).
- [Fri88] S.H. Fricke, M.E. Brandan, K.W. McVoy, Phys. Rev. C **38**, 682 (1988).
- [Gol74] D.A. Goldberg, S.M. Smith, G.F. Burdzik, Phys. Rev. C **10**, 1362 (1974).
- [Gol76] M. Golin, F. Petrovich, D. Robson, Phys. Lett. **64B**, 253 (1976).
- [Hol81] K. Holinde, Phys. Rep. **68**, (1981), 121.
- [Igo59] G. Igo, Phys. Rev. **115** (1959), 1665.
- [Jeu77] J. P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux, Phys. Rev. C **16**, 80 (1977).
- [Kho90] D.T. Khoa, W. von Oertzen, J. Phys. G **19**, 1253 (1990).
- [Kho93] D.T. Khoa, W. von Oertzen, Phys. Lett. **304B**, 8 (1993).
- [Kho94] D.T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, Phys. Rev. C **49**, 1652 (1994).
- [Kho95a] D.T. Khoa, W. von Oertzen, Phys. Lett. **342B**, 6 (1995).
- [Kho95b] D.T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, G. Bartnitzky, H. Clement, Y. Sugiyama, B. Gebauer, A.N. Ostrowski, T. Wilpert, M. Wilpert, C. Langner, Phys. Rev. Lett. **74**, 34 (1995).
- [Kho97] D.T. Khoa, G.R. Satchler, W. von Oertzen, Phys. Rev. C **56**, 954 (1997).
- [Kho00] D.T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, F. Nuoffer, Nucl. Phys. **A672**, 387 (2000).
- [Kno76] J. Knoll, R. Schaeffer, Ann. Phys. **97**, (1976), 307.
- [Knö78] K.T. Knöpfle, G.J. Wagner, P. Paul, H. Breuer, C. Mayer-Böricke, M. Rogge, P. Turek, Phys. Lett. **74B**, 191 (1978).
- [Kob82] A.M. Kobos, B.A. Brown, P.E. Hodgson, G.R. Satchler, A. Budzanowski, Nucl. Phys. **A425**, 205 (1984).

- [Kob84] A.M. Kobos, B.A. Brown, R. Lindsay, G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A425**, 205 (1984).
- [Kob88] A.M. Kobos, M.E. Brandan, G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A487**, 457 (1988).
- [Kon90] Y. Kondō, F. Michel, G. Reidemeister, Phys. Lett. **242B**, 340 (1990).
- [Kon96] Y. Kondō, Y. Sugiyama, Y. Tomita, Y. Yamanouchi, H. Ikezoe, K. Ideno, S. Hamada, T. Sugimitsu, M. Hijiya, H. Fujita, Phys. Lett. **365B**, 17 (1996).
- [Lac80] M. Lacombe, B. Loiseau, J.M. Richard, R. Vinh Mau, J. Cote, P. Pires, R. de Tourreil, Phys. Rev. C **21**, 118 (1980).
- [Lov75] W.G. Love, L.W. Owen, Nucl. Phys. **A239**, 74 (1975).
- [Mac] M.H. Macfarelane, S.C. Pieper, DWBA Code PTOLEMY, unveröffentlicht.
- [Mac87] R. Machleidt, K. Holinde, C. Elster, Phys. Rep. **149**, (1987), 1.
- [Mac89] R. Machleidt, Meson Theory, Adv. Nucl. Phys. **19** (1989)
- [Mah91] C. Mahaux, H. Ngô, G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A20**, 1 (1991).
- [Mes76] A. Messiah, Quantenmechanik, Übersetzer J. Streubel, Bd.1&2 De Gruyter Berlin, New York 1976.
- [Nuo98] F. Nuoffer, G. Bartnitzky, H. Clement, A. Blazevic, H.G. Bohlen, B. Gebauer, W. von Oertzen, M. Wilpert, T. Wilpert, A. Lepine-Szily, W. Mittig, A. Ostrowski and P. Roussel-Chomaz, Il Nuovo Cimento **A 111**, 971, (1998).
- [Pet79] F. Petrovich, Microscopic Optical Potential, (Springer-Verlag, Berlin, 1979).
- [Ray90] J. Raynald, Programm ECIS90 (unveröffentlicht), CEN Saclay (1990), modifiziert durch G. Bartnitzky.
- [Rei68] R. Reid, Ann. of Phys. **50** (1968) 411
- [Sat79] G.R. Satchler, W.G. Love, Phys. Rep. **55**, (1979), 183.
- [Sat83] G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, London, 1983.
- [Sat94] G.R. Satchler, Nucl. Phys. **A574**, 575 (1994).
- [Sat97] G.R. Satchler, D.T. Khoa, Phys. Rev. C **55**, 285 (1997).
- [Sak86] Y. Sakuragi, M. Yahiro, M. Kamimura, Prog. Theo. Phys. Supp. **89**, (1986), 136.
- [Sie95] J. Siegler, Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1995.
- [Smi84] G.R. Smith, J.R. Shepard, R.L. Boudrie, R.J. Petersen, G.S. Adams, T.S. Bauer, G.J. Igo, G. Pauletta, C.A. Whitten Jr., A. Wriekat, B. Hoistad, G.W. Hoffmann, Phys. Rev. C **30**, 593 (1984).
- [Sou01] V.B. Soubotin, W. von Oertzen, X. Viñas, K.A. Gridnev and H.G. Bohlen Phys. Rev. C **64**, (2001).
- [Sti89] E. Stiliaris, H.G. Bohlen, P. Fröbrich, B. Gebauer, D. Kolbert, W. von Oertzen, M. Wilpert, Th. Wilpert, Phys. Lett. **223B**, 291 (1989).
- [Var91] R. L. Varner, W. J. Thompson, T. L. McAbee, E. J. Ludwig, T. B. Clegg, Phys. Rep. **201**, (1991), 57.
- [Vil89] A.C. Villari et. al, Nucl. Inst. Meth. **B281**, (1989), 540.

- [Vin79] R. Vinh Mau, Mesons in Nuclei, Vol. 1, (1979). 151, North-Holland, Amsterdam 1979
- [Wil96] M. Wilpert, T. Wilpert, Analyseprogramm DATA8M (Version 1.2), HMI Berlin, (1996).

An erster Stelle muss ich mich bei Herrn Prof. Dr. Clement bedanken, der diese Arbeit anregte, und mir in dieser Arbeit und für dieses Projekt zu jeder Zeit völlig freie Hand gewährte.

Mein persönlicher Dank geht an alle die ihr Wissen und ihre Zeit, auch ungefragt, zur Verfügung stellten. Besonderer Dank geht an meine Kooperationspartner am HMI in Berlin für Ihre Unterstützung beim Lösen der aufgetretenen Probleme: an Prof. W. von Oertzen nicht nur für seinen Einsatz zur Ermöglichung des Experiments am GANIL sondern auch für die Aufenthalte in Berlin, sowie an Dr. Hans-Gerd Bohlen für seine stetige Bereitschaft das Erarbeitete konsequent und präzise zu diskutieren. Die Betreuung aus Berlin war wichtig für diese Arbeit und wirkte sich produktiv auf die Ergebnisse aus.

Prof. W. Mittig und Prof. P. Roussel-Chomaz vom GANIL sei für die Unterstützung und Hilfe während der Durchführung des Experiments gedankt.

Bei Prof. Günter Staudt bedanke ich mich für sein stets wohlwollendes und aufmerksames Interesse rund um das Thema dieser Arbeit und für manchen guten Tipp.

Bei Edelhard Becker bedanke ich mich für seine erstaunliche Ausdauer selbst hartknäckige Computerprobleme zu lösen :))

Herrn Dr. G. Bartnitzky danke ich für Hilfestellungen bei meiner Einarbeitung in das Thema dieser Arbeit.