

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

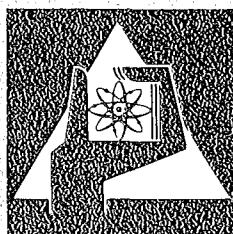
November 1975

KFK 2225

Institut für Angewandte Kernphysik

Experimentelle Untersuchungen der Radiusdifferenzen
zwischen Protonen- und Neutronendichteverteilungen
von $^{204,206,208}\text{Pb}$ und Studien von
Oktupolübergangsdichten durch Streuung von
 $104\text{ MeV-}\alpha$ -Teilchen

H.J. Gils



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2225

Institut für Angewandte Kernphysik

Experimentelle Untersuchungen der Radiusdifferenzen
zwischen Protonen- und Neutronendichteverteilungen von
204, 206, 208_{Pb}
und Studien von Oktupolübergangsdichten durch Streuung
von 104 MeV- α -Teilchen ⁺⁾

Hans Jürgen Gils

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H, Karlsruhe
⁺⁾ Der Naturwissenschaftlichen Gesamtfakultät der
Universität Heidelberg vorgelegte Dissertation

Zusammenfassung:

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen und der inelastischen Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an $^{204,206,208}\text{Pb}$ wurden im Streuwinkelbereich $\theta_{\text{CM}} = 10^\circ$ bis 50° gemessen. Die Winkelverteilungen der elastischen Streuung und der inelastischen Streuung zu den stark angeregten, kollektiven 3^- -Zuständen der drei Kerne bei 2.63 MeV, 2.65 MeV und 2.61 MeV Anregungsenergie wurden im Rahmen eines halbmikroskopischen Faltungsmodells analysiert.

Zur Berechnung der elastischen Wirkungsquerschnitte wurden Protonendichteverteilungen zugrundegelegt, die aus modellunabhängigen Analysen der elastischen Elektronenstreuung übernommen wurden. Die Form- und Radiusparameter der Neutronenverteilungen wurden durch Anpassung an die Meßdaten ermittelt. Es ergaben sich Differenzen der mittleren quadratischen Radien zwischen Neutronen- und Protonenverteilungen $\Delta r = \langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ von

$$\begin{aligned} \Delta r &= 0.22 \pm 0.09 \text{ fm} \quad \text{für } ^{204}\text{Pb} \\ \Delta r &= 0.19 \pm 0.09 \text{ fm} \quad \text{für } ^{206}\text{Pb} \\ \Delta r &= 0.30 \pm 0.07 \text{ fm} \quad \text{für } ^{208}\text{Pb} \end{aligned}$$

Die Winkelverteilungen der 3^- -Zustände wurden auf der Basis eines harmonischen Oktupol-Vibrationsmodells mit der Methode der gekoppelten Kanäle analysiert. Aus den ermittelten Formparametern wurden folgende isoskalare ($L=3$)-Massenübergangswahrscheinlichkeiten $B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-)$ berechnet:

$$\begin{aligned} ^{204}\text{Pb}: B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-) &= 31.9 \pm 2.0 \text{ s.p.u.} \\ ^{206}\text{Pb}: B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-) &= 34.6 \pm 2.4 \text{ s.p.u.} \\ ^{208}\text{Pb}: B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-) &= 34.3 \pm 3.8 \text{ s.p.u.} \end{aligned}$$

Am Beispiel des 3^- -Übergangs in ^{208}Pb wurden Unterschiede zwischen Protonen- und Neutronenübergangsdichten anhand experimenteller Formfaktoren aus der Elektronenstreuung und anhand theoretischer Übergangsdichten untersucht. Die theoretischen Übergangsdichten,

die eine rein elektromagnetische Anregung (nur Protonen) sehr gut beschreiben, unterschätzen die isoskalare Massenübergangsstärke infolge eines zu kleinen Neutronenanteils deutlich. Unter Zugrundelegung einer experimentellen Protonenübergangsdichte wurde der Neutronenanteil der Übergangsstärke in unabhängiger Parametrisierung analysiert. Dabei ergab sich als Mittelwert aus verschiedenen Prozeduren eine Neutronenübergangswahrscheinlichkeit von

$$^{208}\text{Pb}: B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-)_n = 49.4 \pm 8.2 \text{ s.p.u.}$$

Experimental Investigations of the Differences Between
the Radii of Proton and Neutron Density Distributions of
 $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$

and Studies of Octupole Transition Densities by
104 MeV α -Particle Scattering

Abstract

Differential cross sections of elastic and inelastic scattering of 104 MeV α -particles from $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$ have been measured with high angular accuracy. The angular distributions of the elastic scattering and of the inelastic scattering to the collective 3^- -states at 2.63, 2.65 and 2.61 MeV excitation energy, respectively, have been analyzed in the framework of a semimicroscopic folding model.

The analyses of elastic scattering treat the proton and neutron distributions independently. The proton distributions were taken from precise electron scattering results. The neutron distributions were parametrized by a modified Gaussian the parameters of which were varied in order to fit the experimental cross sections. The resulting rms-radii of the neutron distributions exceed the rms-radii of the proton distribution by

$$\begin{aligned} ^{204}\text{Pb}: \Delta r &= 0.22 \pm 0.09 \text{ fm} \\ ^{206}\text{Pb}: \Delta r &= 0.19 \pm 0.09 \text{ fm} \\ ^{208}\text{Pb}: \Delta r &= 0.30 \pm 0.07 \text{ fm} \end{aligned}$$

The angular distributions of the 3^- -states have been analyzed by the coupled channels method on the basis of a harmonic octupole vibrator model. From the resulting shape and size parameters the following isoscalar mass transition probabilities have been calculated

$$\begin{aligned} {}^{204}\text{Pb}: \quad & B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-) = 31.9 \pm 2.0 \text{ s.p.u.} \\ {}^{206}\text{Pb}: \quad & B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-) = 34.6 \pm 2.4 \text{ s.p.u.} \\ {}^{208}\text{Pb}: \quad & B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-) = 34.3 \pm 3.8 \text{ s.p.u.} \end{aligned}$$

For the 3^- -transition in ${}^{208}\text{Pb}$ differences between proton and neutron transition densities have been studied using theoretical densities and experimental formfactors from electron scattering analyses. The investigations show that the theoretical densities which well reproduce the electromagnetic transition probability underestimate the neutron part of the transition density. The neutron transition density has been extracted from the experiment yielding a transition probability of

$${}^{208}\text{Pb}: \quad B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-)_n = 49.4 \pm 8.2 \text{ s.p.u.}$$

<u>Inhalt:</u>	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. MESSUNG DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE	5
2.1. Experimentelle Anordnung	5
2.1.1 Strahlführung und Streukammer	5
2.1.2 Detektoren, Elektronik und Datenaufnahme	8
2.1.3 Targets	9
2.2. Durchführung der Messungen	10
2.3. Datenaufbereitung und Meßergebnisse	10
3. ANALYSE DER ELASTISCHEN STREUUNG	14
3.1. Das optische Modell	14
3.2. Das Faltungsmodell	17
3.2.1 Definition des Faltungsmodells	17
3.2.2 Die effektive Wechselwirkung	19
3.2.3 Austauscheffekte	22
3.3. Bestimmung der RMS-Radien der Neutronenverteilungen	25
3.3.1 Beschreibung des grundsätzlichen Verfahrens	25
3.3.2 Ergebnisse der Analysen	27
3.3.3 Zusammenfassung und Diskussion der Resultate	36
4. ANALYSE DER INELASTISCHEN STREUUNG	38
4.1. Beschreibung der inelastischen Streuung auf der Basis eines deformierten optischen Potentials	38
4.2. Erweiterung des Faltungskonzeptes auf die inelastische Streuung	43
4.3. Bestimmung der Oktupolübergangswahrscheinlichkeiten	46
4.4. Unterschiede zwischen Protonen- und Neutronen- übergangsdichten	49
4.4.1 Vergleich mit theoretischen Übergangsdichten und elektromagnetischen Resultaten	49
4.4.2 Versuch einer unabhängigen Analyse der Neutronenübergangsdichte	55
4.4.3 Modellabhängigkeit der Analysen	57
5. SCHLUSSBEMERKUNGEN	60
Literaturverzeichnis	62
Anhang: Tabellen der experimentellen Wirkungsquer- schnitte	

1. EINLEITUNG

Untersuchungen der räumlichen Ausdehnung und Form der Kernmaterie sind seit langem ein zentrales Forschungsthema der Kernphysik. Experimentell bestimmte mittlere quadratische Radien (RMS-Radien) der Nukleonendichteverteilungen bilden z.B. die Grundlage zur Ermittlung von Einteilchenwellenfunktionen für mikroskopische Theorien. Daneben geben sie Aufschlüsse über systematisches Verhalten der Atomkerne und Isotopeneffekte über den gesamten Bereich der atomaren Massentafel. Wachsende Genauigkeit und Vollständigkeit solcher Untersuchungen spiegeln in gewissem Maß den Fortschritt in diesem Bereich der Physik wider.

Informationen über die Ladungs- bzw. Protonenverteilungen der Kerne liegen aus Elektronenstreuexperimenten und Messungen der Röntgenstrahlung μ -mesonischer Atome in großer Zahl und mit hoher Genauigkeit vor |HoCo67,Bo74|. Dagegen sind die Kenntnisse über Neutronen- oder totale Massendichteverteilungen spärlich und weniger gesichert. Das liegt daran, daß auf der einen Seite die elektromagnetische Wechselwirkung den Untersuchungen zugrunde liegt, die von allen Wechselwirkungen am eingehendsten studiert und am besten bekannt ist. Messungen der Neutronendichte basieren dagegen auf Prozessen der starken Wechselwirkung. Folglich erschwert die mangelnde Kenntnis dieser Kraft die Interpretation der Messungen, und die Unsicherheiten vermindern die Signifikanz der Resultate.

Diese Schwierigkeiten schienen Nolen und Schiffer |NoSc68,69; ScNo69| überwunden zu haben, als sie die Radien von Neutronenverteilungen aus den Energiedifferenzen zwischen Spiegelkernen bzw. zwischen isobaren Analogzuständen berechneten. Damit trat in diesem Themenkreis die Frage in den Vordergrund, ob die Atomkerne eine "Neutronenhaut" haben oder nicht |Jo70,Ne74a|. Hiermit ist gemeint, ob die Neutronendichteverteilungen - vor allem der schweren, neutronenreichen Kerne - einen größeren RMS-Radius haben als die entsprechenden Verteilungen der Protonen. Die von Nolen und Schiffer berechneten Neutronenverteilungsradien sind

zum Druck eingereicht am 31.10.1975

jedoch systematisch um 5 bis 10 % kleiner, als durch jedes sinnvolle mikroskopische Modell erklärt werden kann. In einer eingehenden Diskussion dieser sogenannten "Nolen-Schiffer-Anomalie" stellte Negele [Ne74a] die Schwierigkeiten dar, die Anomalie theoretisch zu erklären, und kam schließlich zu der Überzeugung, daß eine Verletzung der Ladungssymmetrie der Kernkräfte die einzige einsichtige Erklärung für diesen Effekt ist. Diese Schlußfolgerung unterstreicht die generelle Bedeutung einer direkten Bestimmung der Radien von Neutronendichteverteilungen.

Unter den verschiedenen Methoden, die für derartige Untersuchungen vorgeschlagen wurden, zeichnet sich die Streuung von α -Teilchen durch folgende Eigenschaften aus: Wegen der starken Absorption der α -Teilchen in der Kernmaterie ist die α -Teilchen-Streuung eine Oberflächenreaktion und daher besonders empfindlich auf die Größe und Form der Atomkerne. Die in letzter Zeit häufig angewendeten Faltungsmodelle [Re74], die auf dem optischen Modell [Ho63, Jo63] basieren, ergeben eine zuverlässige quantitative Beschreibung der Wirkungsquerschnitte und liefern einen tieferen Einblick in die Struktur des Targetkerns und in den Reaktionsmechanismus. In diesen Modellen wird der Realteil des komplexen optischen Potentials zwischen Projektil und Targetkern in einfacher Weise durch Faltung einer phänomenologischen Nukleon- α -Teilchen-Wechselwirkung über die Nukleonenverteilung des Targetkerns erzeugt. Systematische Studien auf der Basis eines solchen Faltungsmodells haben gezeigt [GiRe75b], daß für leichtere, nicht neutronenreiche Kerne ($A < 60$) die extrahierten RMS-Radien und Multipolmomente der Kernmaterieverteilungen in ausgezeichneter Übereinstimmung mit anderen experimentellen Methoden stehen. Es darf daher mit einigem Vertrauen davon ausgegangen werden, daß dieses Reaktionsmodell in geeignet modifizierter Form auch auf schwere Kerne angewendet werden kann.

Die Methode zur Bestimmung der Radien der Neutronenverteilungen mit Hilfe der α -Teilchen-Streuung besteht darin, im Faltungsmodell statt der einheitlichen Nukleonenverteilung unabhängige Verteilungen für Protonen und Neutronen einzuführen. Die Protonenverteilungen werden von gemessenen Ladungsverteilungen abgeleitet, während die Parameter der Neutronenverteilungen (wie sonst die Parameter der einheitlichen Nukleonenverteilungen) durch Anpassung an die Meßdaten ermittelt werden.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen der elastischen Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an $^{204,206,208}\text{Pb}$ beschrieben, deren Ziel es ist, die RMS-Radien der Neutronenverteilungen zu bestimmen und Unterschiede zwischen den Verteilungen der einzelnen Isotope herauszustellen. Bei den Messungen und Analysen wurde besonderes Gewicht auf die folgenden Punkte gelegt:

- a) Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden sorgfältig und mit hoher Winkelgenauigkeit gemessen, was für die beabsichtigten Analysen notwendig ist. Insbesondere wurden Differenzen zwischen den relativen Streuwinkelskalen der einzelnen Isotope ausgeschlossen.
- b) Die übernommenen Ladungsverteilungen, aus denen die Protonenverteilungen abgeleitet wurden, entstammen präzisen Elektronenstreuexperimenten mit Impulsüberträgen $q < 2.5 \text{ fm}^{-1}$ [DrEu75], die ihrerseits der Untersuchung von Isotopendifferenzen dienten und somit für den geplanten Zweck besonders geeignet sind.
- c) Die Zuverlässigkeit des angewendeten Verfahrens und die Signifikanz der Ergebnisse wurden in systematischen Studien klargelegt.

Der zweite Teil der vorliegenden Arbeit befaßt sich mit der inelastischen α -Teilchen-Streuung, wobei die Untersuchung von Übergangsdichten und isoskalaren Übergangsraten im Vordergrund steht. Seit langer Zeit ist die Korrelation zwischen nuklearer und elektromagnetischer Anregung niedrig gelegener Kernzustände bekannt. Diese Korrelation läßt sich leicht verstehen, wenn man die Ähnlichkeit der Multipol-Operatoren der elektromagnetischen Anregung und der analogen Übergangsoperatoren der nuklearen Anregung in Modell-Beschreibungen des Reaktionsmechanismus, z.B. der "Distorted Wave Born Approximation" (DWBA) betrachtet. Vor allem erklärt diese Ähnlichkeit die simultane Verstärkung elektromagnetischer und nuklearer Übergangsraten durch kollektive Effekte. Es gibt allerdings auch interessante Unterschiede, die sich aus der kurzen de Broglie-Wellenlänge der Projektile verglichen mit der Photonenwellenlänge und aus der Spin- und Isospin-Abhängigkeit der nuklearen Wechselwirkung ergeben. Bei der nuklearen Anregung schließen die Übergangsamplituden neben dem Protonenanteil auch die Neutronenkomponenten ein. Die Übergangsamplituden

können in eine ($\Delta T = 0$)- und eine ($\Delta T = 1$)-Komponente aufgespalten werden. Deuteronen und α -Teilchen-Streuung enthalten nur den isoskalaren ($\Delta T=0$) Anteil, während bei der Protonenstreuung beide Komponenten aller Nukleonen beitragen, bei elektromagnetischen Untersuchungen dagegen nur der Protonenanteil beider Komponenten. Aus diesen Gründen können die Übergangswahrscheinlichkeiten von der Art der Experimente abhängen und ein Vergleich der elektromagnetischen und nuklearen Übergangsdichten und -raten kann interessante Information liefern. Eine wesentliche Schwierigkeit, die Informationen zu gewinnen, ist allerdings darin zu sehen, daß die Analyse der nuklearen Anregung nur im Rahmen eines Reaktionsmodells durchgeführt werden kann und die interessierenden Matrixelemente strenggenommen nicht modellunabhängig ausgewertet werden können. Dies ist eine Quelle systematischer Unsicherheiten.

Für den Fall der α -Teilchen-Streuung hat Bernstein [Be69] gezeigt, daß die Übergangsraten wegen der starken Absorption der α -Teilchen an der Kernoberfläche in nahezu modellunabhängiger Weise aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten extrahiert werden können, jedenfalls für Einstufenanregungen. Denn die Übergangsraten werden im wesentlichen durch die Ausläufer der Wellenfunktionen von Anfangs- und Endzustand - also den Übergangsdichten $\rho_{if} = \langle f | \sum_{i=1}^A \delta(\vec{r}-\vec{r}_i) | i \rangle$ - am Kernrand festgelegt. Den Argumenten Bernsteins zufolge vermag jeder beliebige funktionale Verlauf von $\rho_{if}(r)$ mit dem richtigen Abfall in der Randzone und mit einer geeigneten Normierung die Streuquerschnitte befriedigend wiederzugeben. Die Übergangsdichten $\rho_{if}(r)$ aus kollektiven Modellen genügen diesen Bedingungen und liefern eine verlässliche Parametrisierung, wobei die Deformationsparameter die Normierungsfaktoren der Übergangsstärke darstellen.

Das vorgelegte Faltungskonzept der inelastischen α -Teilchen-Streuung wird im folgenden an den stark angeregten kollektiven 3^- -Zuständen bei 2.63 MeV, 2.65 MeV und 2.61 MeV Anregungsenergie in $^{204,206,208}\text{Pb}$ angewendet. Dabei werden zum einen im Rahmen eines Oktupolvibrationsmodells nach der Methode der gekoppelten Kanäle (CC) aus den gemessenen Daten Übergangsdichten und isoskalare Übergangsraten extrahiert. Darüberhinaus werden am Beispiel ^{208}Pb Vergleiche mit elektromagnetischen Übergangsdichten

und Übergangsdichten aus mikroskopischen Theorien vorgenommen. Hierbei ist die interessierende Frage, ob es Unterschiede in der Kollektivität zwischen Protonen und Neutronen gibt [FrSp75], die sich insbesondere in unterschiedlichen Übergangsradien für die kollektive Anregung von Protonen und Neutronen bemerkbar machen sollte. Diese Frage wurde anhand der Daten der α -Teilchen Streuung und gegebener [DrEu75] aus Elektronenstreuexperimenten modellunabhängig abgeleiteter Übergangsdichten in ähnlicher Weise untersucht, wie die Proton-Neutron Differenzen der Grundzustandsdichte.

2. MESSUNG DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE

2.1. Experimentelle Anordnung

2.1.1 Strahlführung und Streukammer

Die Messungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden am externen α -Strahl des Karlsruher Isochron-Zyklotrons durchgeführt. Die gesamte Streuanordnung ist in Fig. 1 im Grundriß dargestellt. Das Zyklotron beschleunigt α -Teilchen auf eine feste Endenergie von 104 MeV. Der extrahierte α -Strahl hat eine

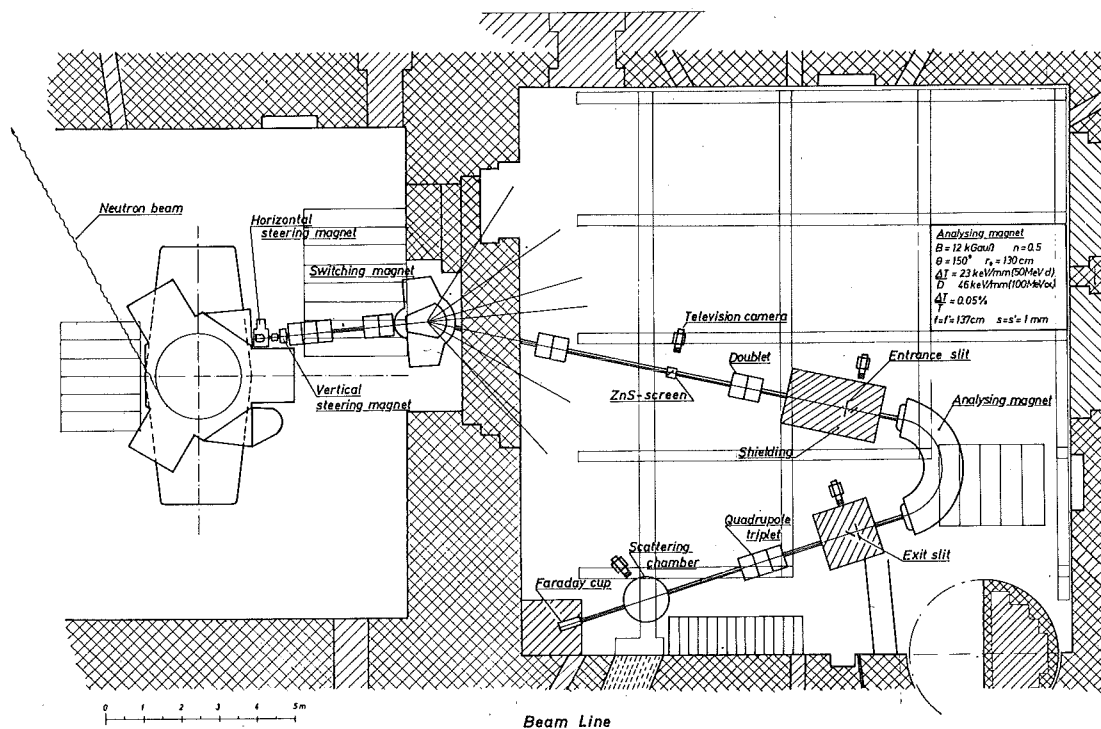


Fig. 1: Grundriß der Streuanordnung am Karlsruher Isochron-Zyklotron

Emittanz von ca. 10 mm mrad FWHM |KaMö75| und eine Energieunschärfe von ca. 400 keV FWHM. Der doppeltfokussierende 150° -Monochromatormagnet im Strahlführungssystem reduziert die Energieunschärfe bei Schlitzbreiten von 1 mm auf ca. 50 keV, d.h. $\frac{\Delta E}{E} \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Die Transmission des Monochromators beträgt dabei etwa 10 %. Nach der Energieanalyse wird der Strahl auf das Target im Zentrum der Streukammer fokussiert. Der Strahlfleckdurchmesser betrug bei den vorliegenden Experimenten ca. 1.5 mm. Unter der Annahme, die gegebene Emittanz des Strahls bleibe während des Strahltransports unverändert, errechnet man daraus eine Winkeldivergenz des Strahls am Targetort von ca. 0.3° (FWHM). Nach Durchlaufen der Streukammer wird der Strahl ca. 2.5 m hinter dem Target in einem durch Schwerbeton und Blei abgeschirmten Faraday-Käfig gestoppt. Der Faraday-Käfig ist mit einem Integrator (Tomlinson, Modell 2200) verbunden, mit dem der Strahlstrom und die akkumulierte Ladung gemessen werden.

Eine Ansicht der geöffneten Streukammer zeigt Fig. 2. Die Kammer hat einen Innendurchmesser von 130 cm. Im Innern erkennt man die

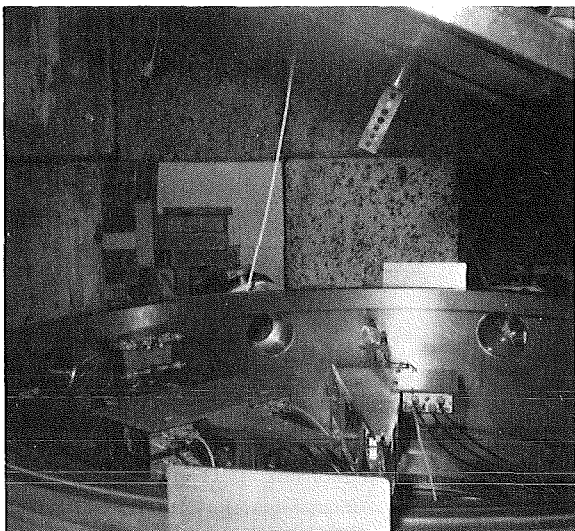


Fig. 2: Die 130 cm Streukammer am analysierten Strahl

zwei unabhängig voneinander um das Zentrum drehbaren Arme, auf die die Detektoren mit Blenden und Vorverstärkern montiert sind. Auf dem linken Arm befindet sich eine Zählerbank mit vier gleichartigen Detektoren, die im Streuwinkelabstand von 1.5° fest in ein Gehäuse montiert sind. Mit diesem Detektorsystem wurden die Winkelverteilungen gemessen. Auf dem rechten Arm

sitzt nur ein Detektor, der gewöhnlich unter einem festen Streuwinkel steht und als zusätzlicher Monitorzähler benutzt wird. Vor die Detektoren sind schlitzförmige Blenden mit Öffnungen von 1.5×5 mm montiert. Bei einem Abstand zur Targetposition von 57.5 cm ergibt sich daraus eine Streuwinkelakzeptanz von $2.6 \text{ mrad} \hat{=} 0.15^\circ$ und eine Raumwinkelakzeptanz von ca. $2 \cdot 10^{-5}$ sterad.

Die Detektorhalterungen sind auf Kupferblöcken befestigt, die thermisch vom übrigen Dreharm isoliert sind. In den Kupferblöcken befinden sich Kühlschlangen, durch die zur Detektorkühlung flüssiger Stickstoff gepumpt wird. Die Temperatur der Kühlblöcke wird mit Thermoelementen gemessen, die gleichzeitig den Pumpzyklus steuern. Damit wird die beliebig zwischen Raumtemperatur und Siedepunkt des Stickstoffs einstellbare Temperatur der Kupferblöcke konstant gehalten. Die auf Drehkränzen befestigten Detektorarme werden von Getriebemotoren bewegt. Der eingestellte Drehwinkel wird mit Hilfe einer Fernsehkamera direkt von den auf den Drehkränzen angebrachten Winkelskalen abgelesen. Die Nonius-Unterteilung der Winkelskalen entspricht 0.02° .

Auf den Streukammerdeckel ist eine Targetschleuse montiert. In Fig. 2 erkennt man unter dem Zentrum des Deckels einen Targethalter, auf den sieben Folientargets montiert werden können. Mit Hilfe eines Getriebemotors wird der Targethalter in die Kammer eingefahren. Die Targetposition wird ebenfalls mit Hilfe einer Fernsehkamera direkt von einer Skala an der Targetschleuse abgelesen. Der Winkel zwischen der Targetebene und dem einfallenden Primärstrahl wird durch manuelle Drehung der Targetschleuse eingestellt, wobei die Einstellgenauigkeit 1° beträgt. Eine Turbomolekularpumpe (900 l/sec) evakuiert die Streukammer auf einen Druck von ca. $5 \cdot 10^{-5}$ Torr. An der Vakuumkammer des Monochromatormagneten befindet sich eine Öldiffusionspumpe, die zusammen mit der Hauptpumpe des Zyklotrons für einen Druck von ca. 10^{-4} Torr im übrigen Vakuumsystem sorgt.

2.1.2 Detektoren, Elektronik und Datenaufnahme

Als Detektoren wurden Silizium-Oberflächensperrschichtzähler verwendet. Die notwendige Dicke zum Stoppen von 104 MeV- α -Teilchen beträgt knapp 4 mm. Zähler dieser Dicke werden erst seit kurzem angeboten; es standen zwei Exemplare (Ortec) dieser Art mit einer aktiven Fläche von 50 mm² zur Verfügung, die in die Zählerbank eingebaut waren. Auf den beiden anderen Positionen der Zählerbank wurden Teleskope aus je zwei hintereinander montierten Zählern (Ortec) von je 2 mm Dicke und 50 mm² Fläche verwendet, die in Serie geschaltet und an einen gemeinsamen Vorverstärker gekoppelt waren. Als Monitorzähler auf dem zweiten Dreharm diente ein 5 mm dicker Si(Li)-Detektor. Alle Zähler wurden bei einer Temperatur von -50°C betrieben.

Die Detektorsignale wurden zunächst in ladungsempfindlichen FET-Vorverstärkern (Ortec: Modell 109A; in die Streukammer eingebaut) und dann in Hauptverstärkern (Ortec: Modell 410) geeignet verstärkt und geformt. Anschließend wurde mit Schwellenverstärkern (Canberra: Modell 1467) aus dem gesamten α -Teilchenspektrum der interessierende Bereich zwischen 0 und ca. 5 MeV Anregungsenergie ausgeblendet und stark gespreizt. Die Analogsignale der vier Zweige wurden in einem Summenverstärker gemischt, dessen Ausgangssignale zum ADC des On-Line-Computers (CDC 3100) geführt wurden. Eine von den Hauptverstärkersignalen angesteuerte Routing-Einheit |HaKö72| setzte zusätzliche Bits an dem On-Line-Computer, die charakterisieren, aus welchem Detektor der konvertierte Impuls stammt. Der On-Line-Computer war als Vielkanal-Impulshöhenanalysator programmiert |SpNo72| und registrierte die Ereignisse in je einem 1K-Bereich für jeden Detektor. Während der Konversionszeit des Computers wurde der Stromintegrator tot gesteuert, so daß die gespeicherten Spektren totzeitfrei waren. Die Spektren wurden zusammen mit Zusatzinformationen wie Streuwinkel und akkumulierter Ladung auf Band geschrieben.

Eine Teilchenunterscheidung braucht bei den beschriebenen Experimenten nicht vorgenommen zu werden, da der maximale Energieverlust von Protonen, Deuteronen, Tritonen und ³He-Teilchen in den verwendeten Zählern von 4 mm Dicke 26, 37, 43 bzw. 93 MeV beträgt. Die (Z=1)-Teilchen können also nur Impulse in einem Spek-

trumsbereich erzeugen, der ohnehin von den Schwellenverstärkern abgeschnitten wird. Doch auch die ^3He -Teilchen stören nicht. Denn wegen des großen Unterschiedes der Bindungsenergien von ^3He - und ^4He -Teilchen ist die maximale Energie der emittierten ^3He -Teilchen erheblich geringer (ca. 15 MeV) als die der elastisch gestreuten α -Teilchen. Somit liegen auch deren Impulse außerhalb des interessierenden Energiebereichs.

Zufallskoinzidenzen zwischen zwei oder mehreren Detektoren, die eine falsche Impulshöhe am ADC ergeben, sind bei den verwendeten Strahlintensitäten zu vernachlässigen. Dies hatte sich aus vorangegangenen Testmessungen ergeben, bei denen außer der beschriebenen Anordnung zum Vergleich eine aufwendigere Schaltung des Routing-Systems |HaKö72| benutzt wurde, bei der solche Zufallskoinzidenzen unterdrückt werden.

2.1.3 Targets

Als Targets wurden freitragende Folien von ca. 1 cm^2 Fläche verwendet, die mit Aluminiumrähmchen an den Targethalter gepreßt wurden. In Tab. 1 sind die Daten der drei Targets aufgeführt. Bei dem ^{208}Pb -Target wurde eine geringfügige Kohlenstoff- und Sauerstoff-Kontamination festgestellt, die auf Benutzung des Targets in nicht ölfreiem Vakuum zurückzuführen ist (die beiden anderen Targets waren frisch vom Hersteller bezogen). Die Kontamination störte jedoch kaum, da die entsprechenden Linien aus kinematischen Gründen schon bei kleinen Streuwinkeln ($> 17^\circ$) aus dem interessierenden Bereich des Blei-Spektrums herauswandern.

Target	Anreicherung %	Dicke mg/cm^2	Art und Anteil des häufigsten Fremdisotopes in %
^{204}Pb	99.73	4.08	^{206}Pb ; 0.17
^{206}Pb	99.80	3.73	^{207}Pb ; 0.20
^{208}Pb	99.22	8.00	^{206}Pb ; 0.59

Tab. 1: Charakteristische Daten der verwendeten Targets

2.2. Durchführung der Messungen

Die drei Pb-Targets wurden zusammen mit einem ^{90}Zr -Target auf einen gemeinsamen Targethalter montiert. Zu Beginn der Messungen wurde der absolute Nullpunkt der Streuwinkelskala durch eine Rechts-Links-Messung ermittelt. Dazu erschienen die Pb-Targets ungeeignet, da die Winkelverteilungen der elastischen Streuung erst bei Streuwinkeln von größer als 35° ausgeprägte Oszillationsminima aufweisen. Bei diesen Streuwinkeln sind jedoch die Wirkungsquerschnitte bereits so klein, daß eine Rechts-Links-Messung mit ausreichender statistischer Genauigkeit zu viel Zeit in Anspruch genommen hätte. Es wurde daher die elastische Streuung an ^{90}Zr auf beiden Seiten des Strahls gemessen und zwar in Halbgradschritten im Laborstreuwinkelbereich zwischen 12° und 22° , der zwei Maxima und ein Minimum einschließt. Durch Vergleich der Messungen wurde der Nullpunkt der Streuwinkelskala mit einem Fehler von weniger als 0.1° bestimmt.

Daran anschließend wurden die Winkelverteilungen der drei Pb-Isotope zwischen $\theta_{\text{Lab}} = 10.8^\circ$ und $\theta_{\text{Lab}} = 47.8^\circ$ in Schritten von 0.5° aufgenommen. Dazu wurde jeweils der gewünschte Winkel am Drehkranz des Detektorarms eingestellt und dann die drei Targets nacheinander ohne Änderung der Detektorstellung vermessen. Beispiele der gemessenen Spektren zeigt Fig. 3. Die Strahlströme lagen zwischen 2 nA bei Vorwärtswinkeln und 500 nA im Streuwinkelbereich jenseits 25° . Die pro Meßpunkt akkumulierte Ladung betrug 10 bis 2500 μCb und wurde so gewählt, daß die elastischen Linien und die Linien der 3^- -Zustände bei ca. 2.6 MeV eine hinreichende statistische Genauigkeit aufwiesen. Die gesamte Meßdauer für alle drei Targetkerne betrug 65 Stunden.

2.3. Datenaufbereitung und Meßergebnisse

Die Auswertung der gemessenen Spektren wurde mit Hilfe eines Linienfitprogramms [GiNo74] durchgeführt, das die Linien durch eine asymmetrische Gaußverteilung [SpSc70] approximiert, den Untergrund subtrahiert und eine Trennung dicht benachbarter Linien vornimmt (letzteres wurde bei den vorliegenden Messungen nur zur Abtrennung der elastischen Linien der C- und O-

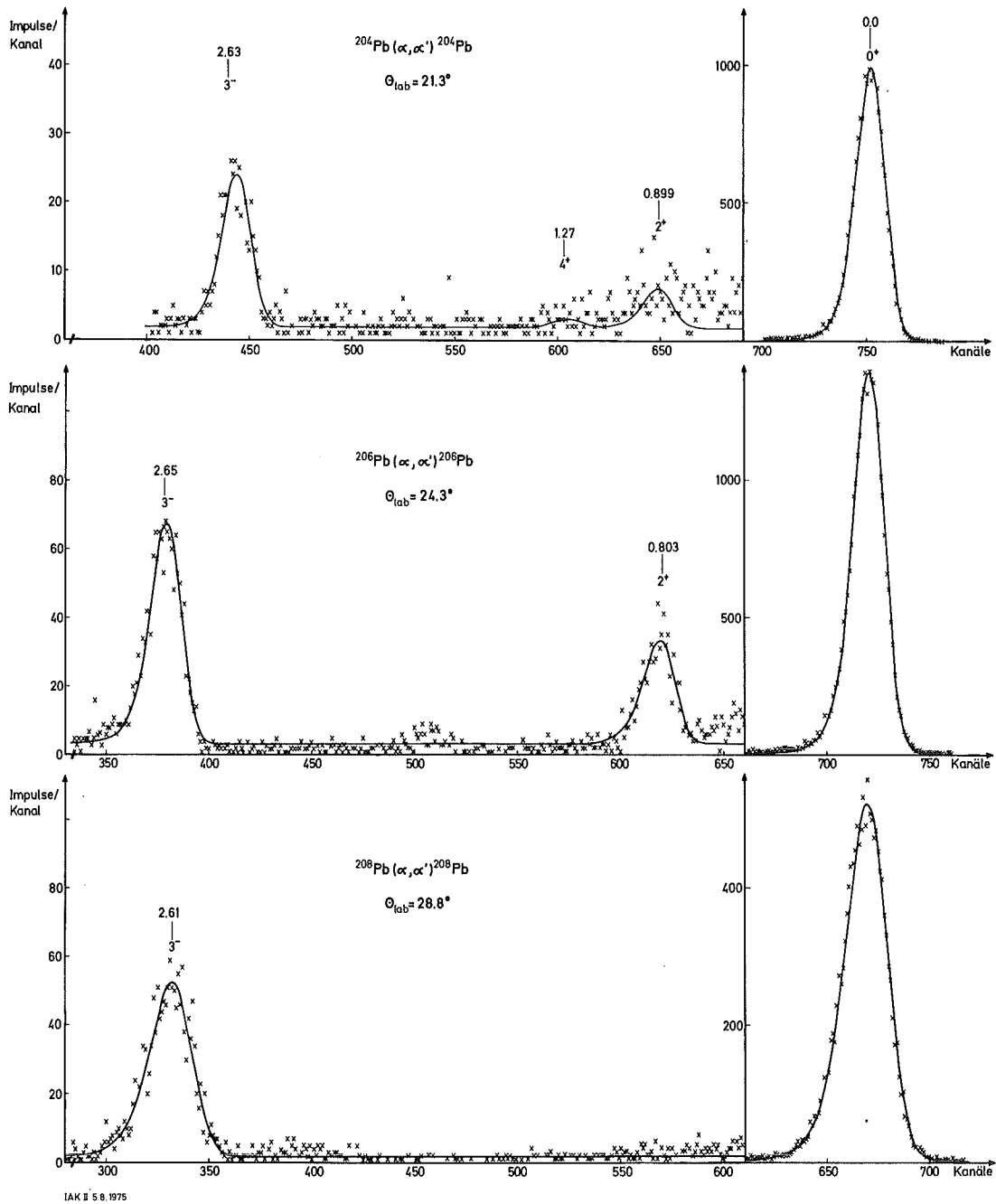


Fig. 3: Meßspektren der Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$. Die durchgezogene Linien sind das Ergebnis von Spektrumsanpassungen. Die Energieauflösung beträgt ca. 150 keV. Die 2^+ - und 4^+ -Zustände in $^{204}, ^{206}\text{Pb}$ werden in der vorliegenden Arbeit nicht behandelt.

Kontamination des ^{208}Pb -Targets im Winkelbereich zwischen $\theta_{\text{Lab}} = 16^\circ$ und 19° benötigt, wo diese der inelastischen 3^- -Linie überlagert sind). In Fig. 3 sind die Ergebnisse der Spektrumsanpassung als durchgezogene Linien eingezeichnet.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ berechnet man aus den so bestimmten Peakgehalten $Y(\theta)$ nach

$$(2.1) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{N \cdot \Omega} \cdot \frac{Y}{Q^*}$$

Hierbei bedeuten:

N = Anzahl der Targetteilchen pro cm^2

Ω = Raumwinkel, in den die beobachteten Teilchen gestreut werden

Y = Anzahl der in den Raumwinkel Ω gestreuten Teilchen
(= Linieninhalt)

Q^* = Anzahl der Projektil-Teilchen

Die Meßergebnisse der elastischen Streuung und der inelastischen Streuung zu den 3^- -Zuständen bei 2.63 MeV (^{204}Pb), 2.65 MeV (^{206}Pb) und 2.61 MeV (^{208}Pb) Anregungsenergie sind in Fig. 4 dargestellt. Die numerischen Werte sind im Anhang tabelliert. Die experimentellen Fehler der einzelnen Meßpunkte enthalten neben dem statistischen Fehler einen Anteil, der aus der Unsicherheit im Nullpunkt der Winkelzählung ($\Delta\theta \approx 0.1$) folgt und in einen Fehler des Wirkungsquerschnittes umgerechnet wurde. Dieser Winkelfehler macht sich besonders an den steilen Flanken der Oszillationsminima bemerkbar. Er wurde aus der Steigung der gemessenen Winkelverteilung abgeschätzt und quadratisch zum statistischen Fehler addiert.

Die Absoluthöhe der Wirkungsquerschnitte wird aus rein experimentellen Gegebenheiten (Targetdicke, Detektorraumwinkel, Ladungsmessung) nur mit einem Fehler von ca. 10 % bestimmt. Dieser Anteil ist in den Fehlerbalken nicht enthalten. Die dargestellte absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte wurde durch Rechnungen der elastischen Streuung mit dem optischen Modell (s. Abs. 3.1) festgelegt, in dem ein Normierungsparameter (vorsichtig) mit-

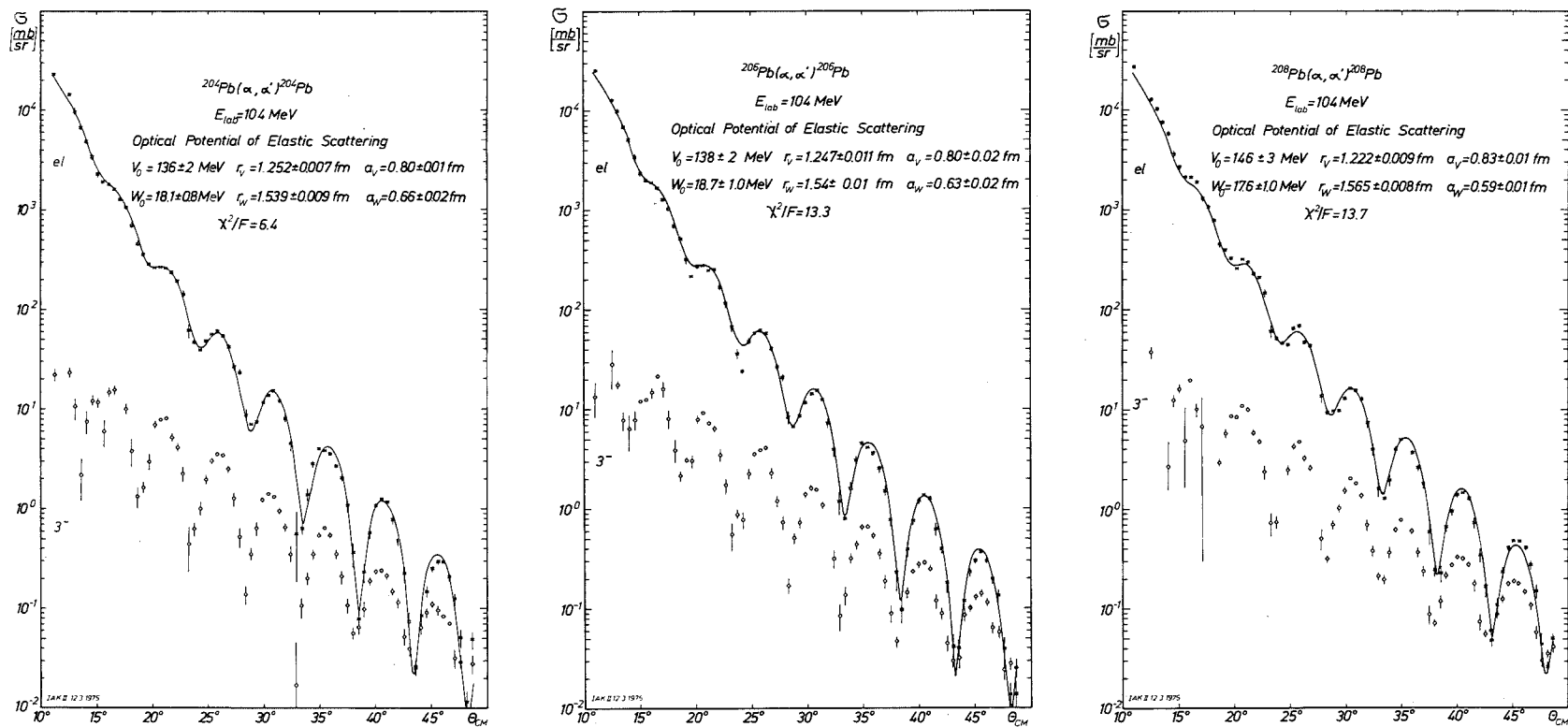


Fig. 4: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung und der inelastischen Streuung zu den 3^- -Zuständen bei 2.63, 2.65 und 2.61 MeV Anregungsenergie in $^{204,206,208}\text{Pb}$. Die durchgezogenen Linien sind Ergebnisse einer Anpassung nach dem konventionellen makroskopischen optischen Modell mit 6-Parameter-Saxon-Woods-Form.

variiert wurde. Dieses bewährte Verfahren |ReHa74, FeB170| erscheint sinnvoll, da Rechnungen im optischen Modell für die elastische Streuung im Vorwärtsstrebereich, die die Diffraktionsstruktur angemessen beschreiben, nur geringfügige Änderungen der absoluten Höhe aufweisen. Die Stabilität der Rechnungen im optischen Modell ist somit ein geeignetes Maß zur Normierung. Die Renormierung der Daten betrug für alle Kerne einheitlich ca. 8 %.

3. ANALYSE DER ELASTISCHEN STREUUNG

3.1. Das optische Modell

Im optischen Modell |Ho63, Jo63| wird die elastische Streuung eines unter Umständen aus mehreren Nukleonen bestehenden Projektils an einem aus A Nukleonen aufgebauten Targetkern durch die Streuung eines punktförmigen Projektils an einem lokalen, komplexen Potential $U(r)$ ersetzt

$$(3.1) \quad U(r) = - (V_o f_v(r) + i W_o f_w(r))$$

Dabei berücksichtigt der Imaginärteil des Potentials alle nicht elastischen Prozesse, die als Absorption interpretiert werden - in Analogie zum Imaginärteil des Brechungsindex in der Optik. Ursprünglich war das optische Modell nur für die elastische Streuung von Nukleonen gut begründet, später wurde auch eine fundierte Rechtfertigung für die Anwendung auf die α -Teilchen-Streuung gegeben |Ba67, MaWe69|.

Bei der Streuung von α -Teilchen benutzt man gewöhnlich sowohl für den Real- als auch für den Imaginärteil Potentiale mit Saxon-Woods-Form

$$(3.2) \quad f_{v,w}(r_\alpha) = \left[1 + \exp \left(\frac{r_\alpha - R_{v,w}}{a_{v,w}} \right) \right]^{-1}$$

Hierbei sind $R_{v,w} = r_{v,w} \cdot A^{1/3}$ die Halbwertsradien der Potentiale und $a_{v,w}$ Parameter, die den Anstieg der Potentiale am Kernrand charakterisieren ("Diffuseness").

Zur Analyse der Messungen werden die sechs freien Parameter $V_o, W_o, R_v, R_w, a_v, a_w$ des optischen Potentials durch Anpassung der theoretischen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{th}(\theta_i)$ an die Meßdaten $\sigma_{exp}(\theta_i)$ nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (" χ^2 -Minimalisierung") ermittelt. Dabei wird das Minimum der Funktion

$$(3.3) \quad \chi^2 = \sum_{i=1}^M \left[\frac{\sigma_{exp}(\theta_i) - \sigma_{th}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{exp}(\theta_i)} \right]^2$$

gesucht, wobei $\Delta\sigma_{exp}(\theta_i)$ die absoluten Fehler der experimentellen Wirkungsquerschnitte bedeuten und M die Anzahl der Meßpunkte ist. Charakteristisch für die Güte der Anpassung ist der χ^2 -Wert pro Freiheitsgrad $\chi^2/F = \chi^2/(M-N-1)$ (N = Anzahl der variierten Parameter). Für jeden Parametersatz wird bei der Anpassung die Schrödingergleichung numerisch gelöst und die theoretischen Wirkungsquerschnitte berechnet. Die so gewonnenen Parameter und die entsprechenden theoretischen Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung an $^{204,206,208}\text{Pb}$ sind in Fig. 4 wiedergegeben. Die angegebenen Parameterfehler wurden hier und in allen folgenden Anpassungsrechnungen nach einem Verfahren berechnet, das in Ref. [ReSc72] näher beschrieben ist.

Bei der optischen Modell-Analyse entsteht bekanntlich insbesondere bei niederen Energien der α -Teilchen das Problem der diskreten Parametervieldeutigkeiten. Da es nicht Ziel dieser Arbeit ist, Eigenschaften des optischen Modells zu untersuchen, sondern die vorliegende Analyse nach dem konventionellen makroskopischen optischen Modell lediglich als Ausgangspunkt zu den folgenden Faltungsmodellstudien dienen soll, wird auf diese Frage nicht näher eingegangen. Es sei lediglich darauf hingewiesen, daß verschiedene Untersuchungen [ReLö72, GoSm72, PuPa74] der elastischen α -Teilchen-Streuung im 100 MeV-Bereich ergeben haben, daß nur die Parameterfamilie mit $V_o \approx 120$ MeV auch die Wirkungsquerschnitte bei großen Streuwinkeln gut wiedergeben, wo die Oszillationen stark gedämpft sind.

Den Einfluß der Ladungen von Projektil und Targetkern berücksichtigt man bei der Analyse der Wirkungsquerschnitte durch ein Coulombpotential $V_c(r_\alpha)$, das zum Kernpotential $U(r_\alpha)$ addiert wird.

In strenger Rechnung wird das Coulombpotential von den ausgedehnten Ladungsverteilungen von Targetkern und Projektil erzeugt. Häufig wird jedoch eine einfache Näherung benutzt, bei der für das Projektil eine Punktladung und für den Targetkern eine homogen geladene Kugel vom Radius $R_c = 1.3 \cdot A^{1/3}$ fm angenommen wird. In Fig. 5 werden an den Beispielen ^{40}Ca und ^{208}Pb realistische Coulombpotentiale mit den Potentialen der homogen geladenen Kugel verglichen. Als Ladungsverteilungen wurden für das α -Teil-

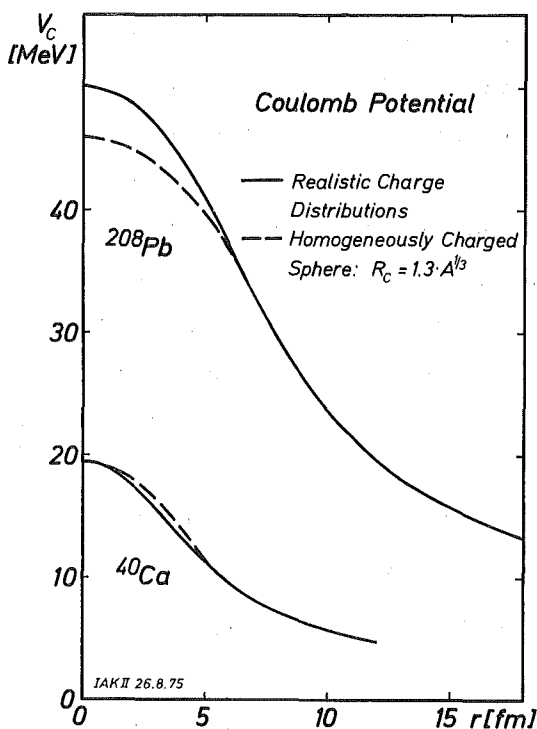


Fig. 5: Coulombpotentiale zwischen α -Teilchen und ^{40}Ca bzw. ^{208}Pb . Die durchgezogenen Linien stellen die Potentiale dar, die mit realistischen Ladungsverteilungen berechnet wurden. Die gestrichelten Linien geben die Coulombpotentiale zwischen einem punktförmigen α -Teilchen und einem homogen geladenen kugelförmigen Targetkern mit dem Ladungsradius $R_c = 1.3 \cdot A^{1/3}$ wieder.

chen und den ^{40}Ca -Kern 3-Parameter-Fermiverteilungen zugrundegelegt, deren Parameter aus Ref. [JaVr74] entnommen wurden. Für ^{208}Pb wurde eine Ladungsverteilung mit modifizierter 3-Parameter-Gaußform [DrEu75] verwendet. Die Analysen der Streuung an ^{40}Ca und ^{208}Pb haben gezeigt, daß die verschiedenen Coulombpotentiale keinen Einfluß auf die Ergebnisse der Parameter des Kernpotentials oder (im Falle des Faltungmodells) der Dichteverteilungen haben. Der Grund dafür ist, daß die Abweichungen zwischen den Potentialen in einem radialen Bereich liegen, wo der Betrag des Kernpotentials erheblich größer ist als der des Coulombpotentials (vgl. auch Fig. 6 und 7). Darüberhinaus ist die α -Teilchen-Streuung ohnehin auf das Kerninnere ziemlich unempfindlich [Re74, GiRe75c], so daß die Form und Tiefe des Coulombpotentials im Innern des Kerns

die berechneten Wirkungsquerschnitte kaum beeinflusst. Dennoch wurden in den folgenden Rechnungen der elastischen Streuung realistische Coulombpotentiale verwendet, da die Berechnung nur einen Bruchteil (<0.2 %) der gesamten Rechenzeit ausmacht.

3.2. Das Faltungsmodell

3.2.1 Definition des Faltungsmodells für elastische Streuung

In niedrigster Ordnung einer Vielfachstreuentwicklung [Ja69] wird der Realteil $U_R(\vec{r}_\alpha)$ des optischen Potentials durch Mittelung einer effektiven Projektil-Nukleon-Wechselwirkung $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ über die Nukleonendichteverteilung des Targetkerns $\rho_m(\vec{r}) = \langle 0 | \sum_{i=1}^A \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) | 0 \rangle$ erzeugt.

$$(3.4) \quad U_R(\vec{r}_\alpha) = \int \rho_m(\vec{r}) V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha) d^3r$$

In dieser einfachen, doch einleuchtenden Formel, die das Modell definiert, wird die endliche Ausdehnung des Projektils durch die Reichweite des effektiven Wechselwirkungspotentials berücksichtigt. Dagegen sind alle Terme höherer Ordnung, die Polarisierbarkeit des Projektils sowie Antisymmetrisierungs- und Austausch-effekte vernachlässigt. Ausgehend von dem Faltungsausdruck (Gl. 3.4) haben Greenlees und Mitarbeiter [GrPy68] das optische Modell für Protonenstreuung neu formuliert. Dabei wurde gezeigt, daß unter Zugrundelegung einer geeigneten Wechselwirkung aus dem Realteil des optischen Potentials zuverlässige Informationen über die Ausdehnung der Dichteverteilungen gewonnen werden können.

Es liegt nahe, diese "halbmikroskopische" Behandlung des optischen Modells auch auf die Streuung zusammengesetzter, fest gebundener Projektile wie z.B. α -Teilchen anzuwenden. Dabei scheint es zum einen notwendig, zum anderen aber auch ausreichend, das Modell auf die Vorwärtsstreuung zu beschränken. Notwendig, weil die Rückwärtsstreuung, bei der die Projektile tief in den Targetkern eindringen, von komplizierten Prozessen beeinflusst wird, die das Modell mit einer dichteunabhängigen Wechselwirkung nicht berücksichtigen kann. Die Anwendung auf Winkelverteilungen in Rück-

wärtsrichtung würde also eher Unsicherheiten einführen als weitergehende Informationen über den Targetkern liefern. Im Hinblick auf die Untersuchung von Kernoberflächen ist die Betrachtung der Vorwärtsstreuung aber auch ausreichend. Denn die Winkelverteilungen in Vorwärtsrichtung - besonders der höherenergetischen α -Teilchen - sind durch stark ausgeprägte Diffraktionsstrukturen gekennzeichnet, die durch die Streuung der α -Teilchen am Kernrand, also im Bereich geringer Nukleonendichte, entstehen. Die Lage und Abstände der Oszillationen, die bei den vorliegenden Messungen sehr genau ermittelt wurden, werden dabei durch die Ausdehnung der Kernmaterie festgelegt.

Ein Vergleich der Realteile der optischen Potentiale in der konventionellen makroskopischen Saxon-Woods-Beschreibung und in der Faltungmodell-Näherung zeigt Fig. 6. Man erkennt die deutlich größere radiale Ausdehnung des Faltungspotentials im Randbereich des Targetkerns zwischen 6 und 10 fm. Dies kann als Konsequenz der endlichen Ausdehnung des α -Teilchens folgendermaßen interpretiert werden. Das ausgedehnte α -Teilchen sieht bei demselben radialen Abstand seines Zentrums vom Zentrum des Targetkerns ein stärkeres Potential, weil es mit seinen Randzonen bereits weiter in den Kern eingedrungen ist. Die unterschiedliche

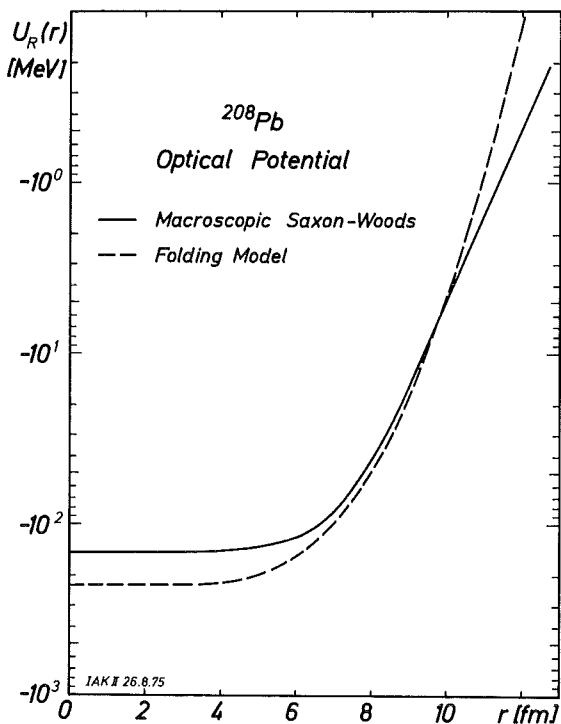


Fig. 6: Optische Potentiale der elastischen α -Teilchen-Streuung an ^{208}Pb nach dem konventionellen makroskopischen optischen Modell mit Saxon-Woods-Form und nach dem Faltungsmodell. Die entsprechenden theoretischen Wirkungsquerschnitte sind in Fig. 4 und Fig. 9 dargestellt

zentrale Tiefe der Potentiale hat dagegen geringe Bedeutung, da die α -Teilchen-Streuung auf das Kerninnere unempfindlich ist.

Der Imaginärteil des optischen Potentials $U_I(\vec{r}_\alpha)$ wird in Faltungsmodellanalysen von verschiedenen Autoren unterschiedlich gehandhabt. Bernstein [Be69] schlug vor, ihn proportional zum Realteil zu setzen:

$$(3.5) \quad U_I(\vec{r}_\alpha) = \lambda_I / \lambda_R \cdot U_R(\vec{r}_\alpha)$$

Alternativ kann man die gewöhnliche 3-Parameter-Saxon-Woods-Form wählen.

$$(3.6) \quad U_I(\vec{r}_\alpha) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{\vec{r}_\alpha - R_w}{a_w}\right) \right]^{-1}$$

Bernsteins Ansatz hat in Anpassungsrechnungen den Vorteil, daß nur ein zusätzlicher freier Parameter λ_I eingeht. Allerdings werden die Wirkungsquerschnitte deutlich schlechter wiedergegeben als bei der Woods-Saxon Form, insbesondere wenn man das Modell auf die inelastische Streuung ausdehnt [GiRe75b]. Im folgenden wird daher ausschließlich die Darstellung (3.6) verwendet.

3.2.2 Die effektive Wechselwirkung

In der vorliegenden Arbeit sollen mit Hilfe des Faltungsmodells aus experimentellen Streuquerschnitten zuverlässige Aussagen über die radiale Ausdehnung von Nukleonendichten $\rho_m(r)$ gewonnen werden. Die quantitativen Resultate der Analysen werden jedoch davon abhängen, wie genau man das Wechselwirkungspotential $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ zwischen dem freien α -Teilchen und einem gebundenen Targetnukleon kennt.

Aus der allgemeinen Streutheorie ist bekannt, daß das effektive Potential energieabhängig, nicht-lokal und komplex sein sollte und sich von der Wechselwirkung zwischen freien Teilchen durch eine unendliche Summe über alle erlaubten Zwischenzustände des Systems unterscheidet [Sa67, G167]. In einer lokalen Näherung kann $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ als phänomenologische Kraft angesehen werden, die einige Vielkörpereffekte simuliert. Ihre Parameter können auf zwei Wegen abgeleitet werden: Das eine Verfahren geht davon aus,

daß die Wechselwirkung des α -Teilchens mit dem Targetkern nur im Bereich geringer Nukleonendichte stattfindet und folglich $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ der Wechselwirkung des α -Teilchens mit einem freien Nukleon sehr ähnlich sein sollte [MaTo65, Li71, MaLi72,73]. Daher benutzt man für $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ phänomenologische Potentiale, mit denen die Streuung von Nukleonen an α -Teilchen wiedergegeben wird. Diese phänomenologischen effektiven Potentiale, die implizit auch Austauscheffekte zwischen einem Nukleon des α -Teilchens und einem Targetnukleon berücksichtigen, wurden mit viel Erfolg vor allem auf die elastische α -Teilchen-Streuung bei niederen Energien (nahe der Coulombschwelle) angewendet und geben auch die Streuung zu großen Winkeln angemessen wieder [MaLi72,73, Si74].

Der alternative Weg zur Ableitung der effektiven Wechselwirkung besteht in einer doppelten Faltung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung über das α -Teilchen und über den Targetkern [GlVe66, Be69, BuDu70, BaFr71a]. Dabei bieten sich wiederum zwei Möglichkeiten an. Entweder bestimmt man die effektive Nukleon- α -Teilchen-Wechselwirkung einmal durch Mittelung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung über die innere Bewegung des α -Teilchens und benutzt sie dann einheitlich (bis auf einen energieabhängigen Faktor) für alle Targetkerne [Be69, TaBr70, BeSe71, LeHi72]. Die zweite, etwas aufwendigere Möglichkeit besteht darin, die Doppelfaltung der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung über das α -Teilchen und den Targetkern bei jeder Analyse neu durchzuführen [BuDu70, Gr75, Ma75].

Die verschiedenen Näherungen der effektiven Wechselwirkung wurden von Batty et al. [BaFr71b] anhand der 42 MeV α -Streudaten an Ca- und Ni-Isotopen von Fernandez und Blair [FeBl70] verglichen. Die dazu verwendeten Nukleonendichteverteilungen wurden aus Einteilchenwellenfunktionen abgeleitet. Die Untersuchungen führten zu dem Schluß, daß die einfache Gaußform mit Stärke V_0 und Reichweite μ_0 die geeignetste lokale effektive Wechselwirkung ist.

$$(3.7) \quad V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha) = \lambda_R(E) \cdot V_0 \cdot \exp(-|\vec{r} - \vec{r}_\alpha|^2 / \mu_0^2)$$

Der energieabhängige Faktor λ_R dient dabei zur Renormierung der freien Nukleon- α -Teilchen Wechselwirkung, um die Gegenwart der übrigen gebundenen Nukleonen zu berücksichtigen. Die berechneten

Parameter ergeben eine gute Übereinstimmung mit der Streuung von Nukleonen an α -Teilchen und beschreiben auch die α -Teilchen-Streuung niederer und mittlerer Energie zufriedenstellend. Eine Saxon-Woods-Form ergibt zwar auch gute Übereinstimmung mit der Nukleonenstreuung an α -Teilchen [SaOw68, MaLi72], gibt aber die inelastische α -Teilchen-Streuung nur unbefriedigend wieder [Sa72]. Die Analysen von Batty et al. ergaben weiterhin, daß die freien Parameter λ_R , V_0 und μ_0 bei den Fit-Prozeduren derart adjustiert werden, daß das reelle Potential in der Nähe des "strong absorption"-Radius gleich bleibt. Das führt zu einer Vieldeutigkeit der Form

$$(3.8) \quad \lambda_R(E) \cdot V_0 \cdot \mu_0^6 = \text{const.},$$

wobei die Konstante bei fester Projektilenergie von der Form der Nukleonendichteverteilung abhängt.

Auf der Grundlage des Ansatzes (3.7) wurden in einer vorangegangenen Studie [GiRe75b] die Einflüsse der Parameter von $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ für den speziellen Fall der Streuung von 104 MeV- α -Teilchen untersucht. Zusammenfassend ergab sich dabei folgendes:

- a) Mit einem festen Parametersatz λ_R , V_0 , μ_0 werden die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung an einer großen Zahl von Targetkernen über einen weiten Massenbereich (^{12}C bis ^{116}Sn) befriedigend wiedergegeben. Die ermittelten RMS-Radien der Nukleonenverteilungen stehen - vor allem im mittleren Massenbereich $40 \leq A \leq 60$ in guter Übereinstimmung mit entsprechenden Werten aus der Elektronenstreuung. Erweitert man das Faltungsmodell auf die inelastische Streuung, so ergeben sich (mit demselben Parametersatz) Deformationsparameter, Multipolmomente und isoskalare Übergangsraten, die ausgezeichnet mit Ergebnissen anderer Methoden übereinstimmen.
- b) Geringe (20 %) Änderungen von V_0 und μ_0 haben eine Änderung von λ_R in der Art zur Folge, daß die extrahierten RMS-Radien unverändert bleiben. Dieser Befund entspricht im wesentlichen der von Batty et al. [BaFr71b] angegebenen Vieldeutigkeit (Gl. 3.8). Vereinfacht ausgedrückt besagt er, daß die ganze

Unsicherheit über $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ in dem dritten - phänomenologisch bestimmten - Parameter λ_R steckt, wenn V_0 und μ_0 einmal grob festgelegt wurden.

- c) Bei gegebenem V_0 und μ_0 hängt λ_R kaum von der Form der Nukleonverteilung ab (im Gegensatz zu den Angaben von Batty et al. |BaFr71b| für die Streuung von 42 MeV- α -Teilchen). Dagegen ist ein deutlicher Einfluß der gewählten Parametrisierung des Imaginärteils des optischen Potentials (proportional zu U_R oder makroskopische Saxon-Woods-Form) auf den ermittelten Wert von λ_R zu verzeichnen.
- d) Bei festem V_0 und μ_0 besteht ein klarer Zusammenhang zwischen dem gewählten Wert von λ_R und den damit aus den Meßdaten ermittelten RMS-Radien der Nukleonverteilungen. Im Massenbereich $40 \leq A \leq 60$ bewirkt eine Änderung von λ_R um +0.1 eine Verkleinerung des RMS-Radius um knapp 2 %.

Unter Einbeziehung neuerer, in Ref. |GiRe75b| noch nicht berücksichtigter experimenteller Werte des RMS-Radius des α -Teilchens |JaVr74| erhält man die Parameterwerte

$$V_0 = -40 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad \mu_0 = 1.95 \text{ fm}$$

(vgl. |Be69, BaFr71b|). Mit diesem Parametersatz wurde λ_R nach der in Ref. |LeHi72| angegebenen Methode für die Streuung von 104 MeV- α -Teilchen phänomenologisch festgelegt zu

$$\lambda_R = 0.996$$

wobei der Imaginärteil des optischen Potentials in der makroskopischen Saxon-Woods-Form angesetzt wurde. Dieser Parametersatz liegt allen folgenden Rechnungen zugrunde.

3.2.3 Austauscheffekte

Im Faltungsmodellansatz (Gl. 3.4, 3.7) werden Antisymmetrisierung und Austauscheffekte zwischen Projektil- und Targetnukleonen nicht explizit berücksichtigt. Man kann aber die Bedeutung von Austauscheffekten mit Hilfe einer Methode abschätzen, die von Schaeffer |Scha70| für DWBA-Analysen vorgeschlagen wurde. Danach

kann man ein gaußförmiges Pseudopotential

$$(3.9) \quad V_E(\vec{r}_\alpha) = V_{E_0}(E_\alpha) \exp(-|\vec{r}-\vec{r}_\alpha|^2/\mu_E^2)$$

zum direkten Term $V_D = V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ der effektiven Wechselwirkung hinzuaddieren, das den Nukleonenaustausch zwischen Projektil und Targetkern berücksichtigt. Legt man weiterhin eine gaußförmige Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung $V_{nn} = V_{nn_0} e^{-(r/\mu_n)^2}$ zugrunde, so kann nach Schaeffer die effektive Wechselwirkung einschließlich Austauscheffekten in der folgenden Form geschrieben werden:

$$(3.10) \quad V_{D+E}(\vec{r}_\alpha) = \lambda_{R_{D+E}} V_{D_0} \left(\frac{\mu_n}{\mu_D}\right)^3 \exp(-|\vec{r}-\vec{r}_\alpha|^2/\mu_D^2) + \\ + \exp(-\frac{1}{4} k^2 \mu_n^2) \cdot V_{E_0} \left(\frac{\mu_n}{\mu_E}\right)^3 \exp(-|\vec{r}-\vec{r}_\alpha|^2/\mu_E^2)$$

Hierbei ist $k = \frac{m_n}{m_\alpha} \sqrt{2m_\alpha \cdot E_\alpha} = \frac{1}{4} k_\alpha$ die Wellenzahl eines einlaufenden Nukleons mit $\frac{m_n}{m_\alpha}$ der Energie des zusammengesetzten α -Teilchens. Die Reichweiten der einzelnen Wechselwirkungen sind durch die Beziehung

$$(3.11) \quad \mu_D^2 = \mu_n^2 + \mu_E^2$$

verknüpft.

Mit diesem Ansatz wurden die Wirkungsquerschnitte der elastischen und der inelastischen Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an einer großen Zahl von Targetkernen zwischen ^{12}C und ^{116}Sn untersucht [GiRe75b]. Dabei wurde für μ_n der Wert 1.52 fm [Be69, Sa71] und für μ_E der Wert 1.31 fm [Scha70] angenommen, woraus sich $\mu_D = 2.01$ fm ergibt. Weiterhin wurde $V_{E_0}/V_{D_0} = 1$ (Serber-Austausch-Beimischung) gesetzt [Scha70; ReTa70, BaFr71b]. Mit diesen Annahmen und mit $V_{D_0} = V_{D_0} \left(\frac{\mu_n}{\mu_D}\right)^3 = 40$ MeV errechnet man für den Term $\exp(-\frac{1}{4} k^2 \mu_n^2) \cdot V_{E_0} \left(\frac{\mu_n}{\mu_E}\right)^3$ den Wert 70 MeV für $E_\alpha = 104$ MeV.

Die Einführung eines expliziten Austauschterms bedingt natürlich eine Renormierung des Wertes von λ_R , um die Wirkungsquerschnitte wiederzugeben. Dieser Wert wurde nach demselben Verfahren ermittelt wie in Abs. 3.2.2 beschrieben und ergab sich zu $\lambda_{R_{D+E}} = 0.631$.

Die Analysen der elastischen und inelastischen α -Streuung auf der Grundlage dieses Faltungsmodells mit Austauschterm zeigten sowohl für die RMS-Radien als auch für Deformationsparameter und Multipolmomente keine Abweichungen gegenüber den Analysen ohne Austauschterm [GiRe75b]. Dieser Befund leuchtet sofort ein, wenn man die optischen Potentiale vergleicht, wie dies in Fig. 7 am Beispiel von ^{40}Ca getan ist. Im Bereich der Kernoberfläche zwi-

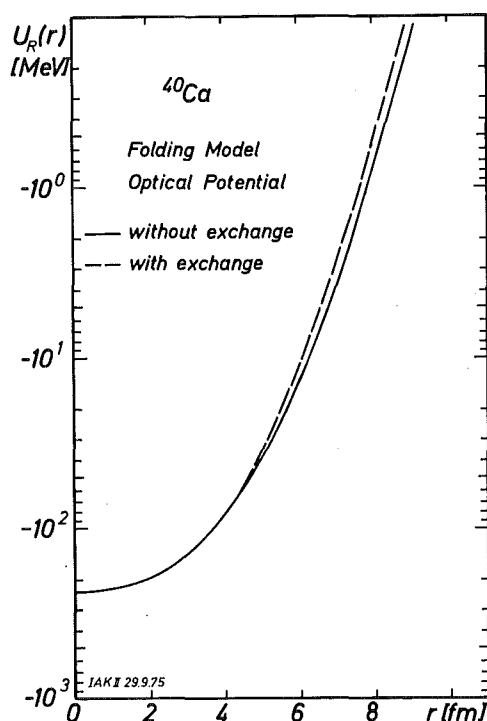


Fig. 7:
Faltungsmodell-Potentiale für ^{40}Ca
mit und ohne Berücksichtigung
eines Austauschterms

schen 3 und 5 fm radialem Abstand - auf den die α -Teilchen-Streuung empfindlich ist - zeigen die Potentiale mit und ohne Austausch denselben Verlauf. D.h. auch der Einfluß des Austauscheffektes wird vollständig durch die phänomenologische Adjustierung des Parameters λ_R absorbiert und braucht daher explizit nicht berücksichtigt zu werden. Denselben Befund ergaben auch kürzlich von Majka [Ma75] vorgelegte Analysen der ^{90}Zr -Daten von Put und Paans [PuPa74] ($E_\alpha = 40$ bis 118 MeV). Darin wird gezeigt, daß der Austauscheffekt für $E_\alpha > 80$ MeV voll durch die Normierung der effektiven Wechselwirkung berücksichtigt wird.

Die Klärung der Frage des Austauscheffektes und anderer früher diskutierter Unsicherheiten [GiRe75b,c] und die gute Übereinstimmung einer Vielzahl von Faltungsmodellresultaten mit anderen experimentellen Methoden [Re74, GiRe75c] sowie die neuerdings

mit Erfolg auf die Streuung von schweren Ionen erweiterte Anwendung |DoMo75| weist die Faltungsnäherung als ein zuverlässiges Reaktionsmodell aus, das geeignet ist, auch feinere Effekte, wie Neutron-Proton-Radiusdifferenzen zu untersuchen.

3.3. Bestimmung der RMS-Radien der Neutronenverteilungen

3.3.1 Beschreibung des grundsätzlichen Verfahrens

Die Nukleonendichteverteilung $\rho_m(r)$ wurde in einen Protonenanteil $\rho_p(r)$ und einen Neutronenanteil $\rho_n(r)$ aufgespalten, so daß Gl. (3.4) folgendermaßen lautet:

$$(3.4a) \quad U_R(\vec{r}_\alpha) = \int (\rho_p(\vec{r}) + \rho_n(\vec{r})) V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha) d^3r$$

Die Protonenverteilungen $\rho_p(r)$ wurden von Ladungsverteilungen $\rho_{\text{ch}}(r)$ abgeleitet, die durch präzise Elektronenstreuexperimente ermittelt wurden |DrEu75|. Wegen der endlichen Ausdehnung der Ladungsverteilung $\rho_{\text{s.p.}}(r)$ eines einzelnen Protons sind die Ladungsverteilungen und (Punkt-) Protonenverteilungen der Atomkerne nicht identisch. Die durch elektromagnetische Methoden meßbare Ladungsverteilung ist mit der entsprechenden Protonenverteilung über das Faltungsintegral

$$(3.12) \quad \rho_{\text{ch}}(\vec{r}) = \int \rho_p(\vec{r}') \rho_{\text{s.p.}}(\vec{r}, \vec{r}') d^3r'$$

verknüpft. Dabei gilt für die quadratischen Radien der einzelnen Verteilungen die Beziehung

$$(3.13) \quad \langle r^2 \rangle_{\text{ch}} = \langle r^2 \rangle_p + \langle r^2 \rangle_{\text{s.p.}}$$

Zur Ableitung der Protonenverteilungen aus den gegebenen Ladungsverteilungen wurde die Integralgleichung (3.12) durch Variation der Parameter von $\rho_p(r)$ iterativ gelöst. Dazu wurde eine gaußförmige Protonenladungsverteilung $\rho_{\text{s.p.}}(r)$ zugrundegelegt mit $\langle r^2 \rangle_{\text{s.p.}}^{1/2} = 0.809 \text{ fm}$ |JaVr74|. Den Unterschied zwischen Ladungs- und Protonenverteilung demonstriert Fig. 8. Erwartungsgemäß zeigt die Punkt-Protonenverteilung ρ_p einen steileren Abfall am Rand.

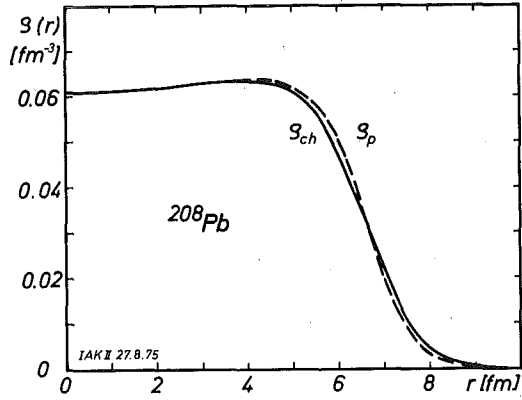


Fig. 8:

Ladungs- und Punkt-Protonenverteilung von ^{208}Pb . Die Ladungsverteilung ρ_{ch} ist das Ergebnis von Elektronenstreuexperimenten [DrFr74, DrEu75]. Die Protonenverteilung ρ_{p} wurde nach Gl. (3.12) berechnet.

Es standen zwei Sätze von Ladungsverteilungen der drei Bleisotope zur Verfügung, die beide aus denselben Elektronenstreuexperimenten des 300 MeV-Elektronenlinearbeschleunigers der Universität Mainz extrahiert worden waren [DrEu75]. Der erste Satz legte als funktionale Form der Verteilungen eine modifizierte 3-Parameter-Gaußkurve (G3) zugrunde.

$$(3.14) \quad \rho_{\text{ch}}(r) = \left(1 + w_{\text{ch}} \frac{r^2}{c_{\text{ch}}^2}\right) \cdot \left(1 + \exp \frac{r^2 - c_{\text{ch}}^2}{a_{\text{ch}}^2}\right)^{-1}$$

Die gegebenen Parameter c_{ch} , a_{ch} und w_{ch} wurden nach Gl. (3.12) in entsprechende Parameter c_{p} , a_{p} und w_{p} der Protonendichteverteilung umgerechnet. Die Parameterwerte und die RMS-Radien sind in Tab. 2 aufgeführt.

Nuklid	$c_{\text{ch}} \cdot A^{-1/3}$ [fm]	$c_{\text{p}} \cdot A^{-1/3}$ [fm]	a_{ch} [fm]	a_{p} [fm]	w_{ch}	w_{p}	$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{1/2}$ [fm]	$\langle r^2 \rangle_{\text{p}}^{1/2}$ [fm]
^{204}Pb	1.08115	1.09645	2.85924	2.6706	.2178	.187756	5.4722	5.4112
^{206}Pb	1.08115	1.09645	2.85924	2.669	.2178	.187756	5.4845	5.4245
^{208}Pb	1.08115	1.09645	2.85924	2.667	.2178	.187756	5.4967	5.4378

Tab. 2: Parameter der Ladungs- (ρ_{ch}) und Protonenverteilungen (ρ_{p}) $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$

Der zweite Satz von Ladungsverteilungen wurde in modellunabhängiger Weise [DrFr74] aus den Elektronenstreudaten abgeleitet. Dazu wurde $\rho_{ch}(r)$ nach sphärischen Fourier-Bessel-Funktionen (FB) nullter Ordnung entwickelt.

$$(3.15) \quad \rho_{ch}(r) = 4\pi \sum_{\nu=1}^N a_{\nu} j_0(q_{\nu} r) \quad \text{für } r \leq R$$

$$= 0 \quad \text{für } r > R$$

wobei $q_{\nu} = \frac{\pi\nu}{R}$ ist und $N=17$ gesetzt wurde. Der Abschneideradius R betrug $R = 10.5$ fm. Für ^{208}Pb lag darüberhinaus eine weitere Verteilung vor, bei der $R = 12$ fm gesetzt wurde. Beide Verteilungen unterschieden sich im radialen Verlauf und im RMS-Radius nur wesentlich. Um den Unterschied zwischen $\rho_{ch}(r)$ und $\rho_p(r)$ zu berücksichtigen, genügte es, bei der Lösung von Gl. (3.12) nur die ersten acht Parameterwerte a_{ν} zu variieren, denn die übrigen waren um mehr als vier Größenordnungen kleiner als a_1 .

Die Neutronenverteilungen $\rho_n(r)$ wurden in der modifizierten Gaußform (Gl. 3.14) parametrisiert. Durch Variation der Parameter der Neutronendichteverteilung c_n , a_n und w_n und der Parameter des Imaginärteils des optischen Potentials W_o , R_w und a_w wurden die theoretischen Wirkungsquerschnitte nach dem χ^2 -Kriterium (s. Abs. 3.1) an die Meßdaten angepaßt.

3.3.2 Ergebnisse der Analysen der elastischen Streuung

Bei den Anpassungsrechnungen wurden als Startwerte für die Parameter der Neutronenverteilungen jeweils die entsprechenden Parameter der Protonenverteilung (G3-Parametrisierung) gewählt. Die Resultate der Anpassungen sind in Tab. 3 aufgeführt. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte sind in Fig. 9 und Fig. 10 dargestellt. Die gegebenen Protonendichteverteilungen und die in den Analysen ermittelten Dichteverteilungen der Neutronen zeigt Fig. 11. Neben den angegebenen Resultaten wurden die Wirkungsquerschnitte von ^{208}Pb noch zusätzlich unter Zugrundelegung der FB-Protonenverteilung mit $R = 12$ fm analysiert (vgl. Abs. 3.3.1). Diese Rechnung ergab einen RMS-Neutronenradius von $5.731^{+0.035}$ fm. Die einzelnen Parameter unterscheiden sich innerhalb der Fehlergrenzen nicht von den tabellierten Werten.

A	ρ_n	ρ_p	$c_n \cdot A^{-1/3}$ [fm]	a_n [fm]	w_n	W_0 [MeV]	$R_w \cdot A^{-1/3}$ [fm]	a_w [fm]	$\langle r^2 \rangle_{ch}^{1/2}$ [fm]	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ [fm]	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ [fm]	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ [fm]	χ^2/F
204	G3	G3	1.178(17)	2.6303(44)	-0.017(165)	21.3(1.3)	1.412(14)	1.008(19)	5.4722	5.4120	5.62(10)	0.21(10)	11.4
206	- "	- "	1.188(27)	2.6700(74)	-0.15(20)	20.7(2.2)	1.431(24)	0.961(30)	5.4845	5.4245	5.62(12)	0.20(12)	20.2
208	- "	- "	1.202(16)	2.32(15)	0.197(77)	21.1(1.6)	1.418(17)	1.011(30)	5.4967	5.4368	5.735(85)	0.298(85)	19.6
204	G3	FB	1.176(18)	2.601(91)	0.064(78)	21.6(1.5)	1.407(14)	1.011(20)	5.4730	5.4129	5.639(87)	0.226(87)	12.0
206	- "	- "	1.142(10)	2.786(98)	0.057(82)	21.3(2.0)	1.434(19)	0.914(27)	5.4848	5.4238	5.597(70)	0.173(70)	21.6
208	- "	- "	1.203(10)	2.31(12)	0.171(21)	21.2(1.6)	1.417(16)	1.007(27)	5.4913	5.4308	5.729(55)	0.298(55)	19.0

Tab. 3: Ergebnisse der Analysen der elastischen Streuung an $^{204,206,208}\text{Pb}$ unter Annahme unterschiedlicher Protonen- und Neutronendichteverteilungen. G3: modifizierte 3-Parameter-Gaußverteilung; FB: Fourier-Bessel-Entwicklung. Die eingeklammerten Ziffern geben die Parameterfehler in den letzten Dezimalstellen an. Die Definition der Fehler ist in Ref. [ReLö72] angegeben.

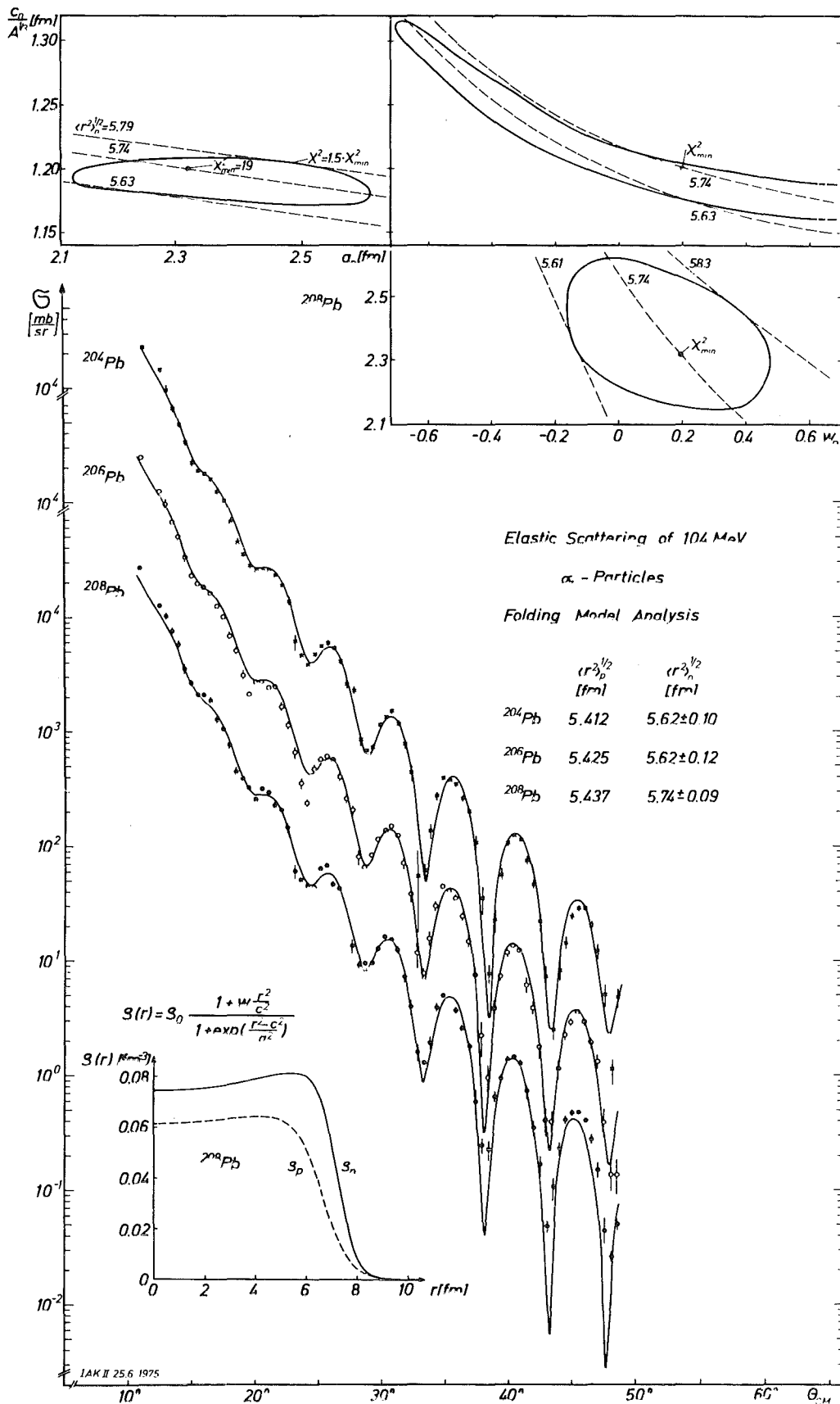


Fig. 9: Faltungsmodellanalysen der elastischen Streuung von 104 MeV- α -Teilchen an $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$ mit unterschiedlichen Protonen- und Neutronenverteilungen. Die Parameter der Neutronenverteilungen wurden an die Meßdaten angepaßt. Der obere Teil des Bildes zeigt χ^2 -Höhenschichtlinien in den verschiedenen Parameter-ebenen der Neutronenverteilung von ^{208}Pb

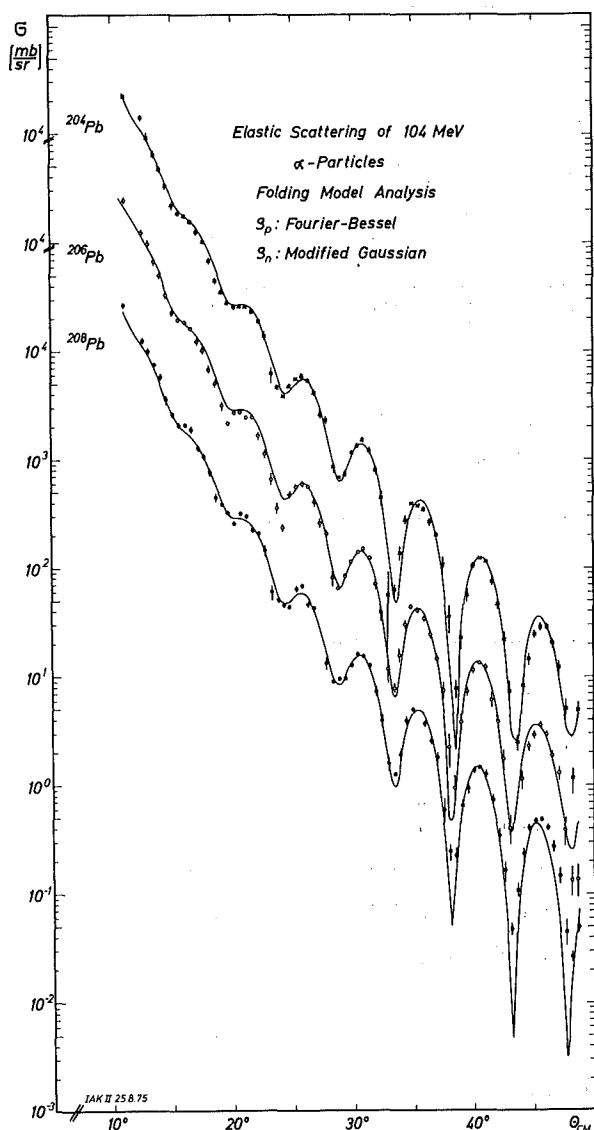


Fig. 10:
 Analyse der elastischen α -Streuung an $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$ unter Verwendung der Fourier-Bessel-Entwicklung (FB) für die Protonendichteverteilung. Die Parameter der gaußförmigen Neutronenverteilung (G3) wurden an die Meßdaten angepaßt

Im oberen Teil von Fig. 9 sind Höhenschichtlinien der χ^2 -Werte in verschiedenen Schnittebenen durch den dreidimensionalen Parameterraum der Neutronenverteilung von ^{208}Pb dargestellt. Die gezeigten Schnitte gehen jeweils durch den χ^2 -Minimumspunkt. Die durchgezogenen Kurven verbinden Parameterkombinationen, für die der χ^2 -Wert der Wirkungsquerschnitte gleich dem 1.5-fachen des minimalen χ^2 -wertes ist ($\chi^2 = 1.5 \chi_{\min}^2$). Die gestrichelten Linien verlaufen entlang Punkten mit gleichem RMS-Radius der Neutronenverteilung. Man erkennt, daß die Parameter c_n und w_n miteinander korreliert sind und über einen weiten Bereich variieren können ohne wesentlich schlechtere Fits zu ergeben. Allerdings können sie nur derart variieren, daß ihre Kombination wieder den richtigen RMS-Radius ergibt (die abgeschnittene Kurve in der c_n - w_n -Ebene reicht bis $w_n = 1.4$). Zwischen den beiden übrigen Parameter-

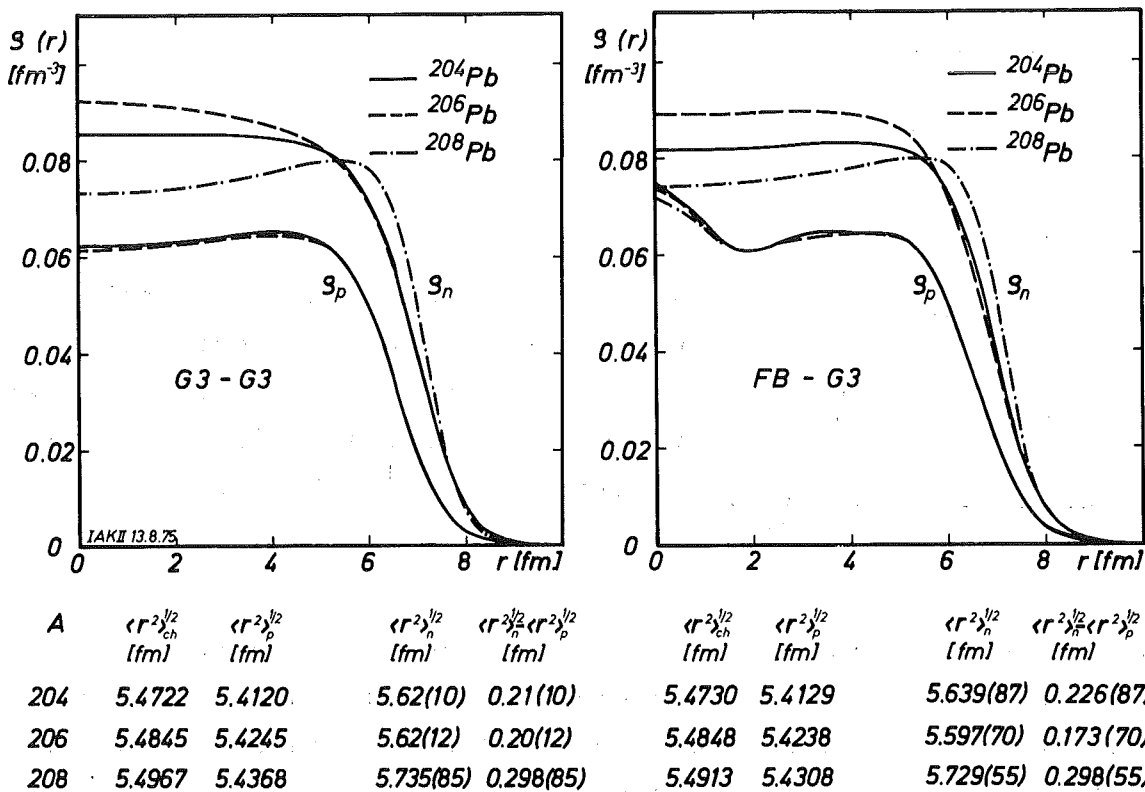


Fig. 11: Protonen- und Neutronendichteverteilungen von $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$. Die Protonenverteilungen, die als modifizierte Gaußform (G3) oder durch eine Fourier-Bessel-Reihe (FB) parametrisiert sind, wurden aus Analysen von Elektronenstreuexperimenten übernommen [DrEu75]. Die Neutronenverteilungen ergeben sich aus den Faltungsmodellanalysen der α -Teilchen-Streuung (s. Tab. 3)

kombinationen ist diese Korrelation weniger stark ausgeprägt, insbesondere auch deshalb, weil der Wert von a_n nur von geringem Einfluß auf den resultierenden RMS-Radius ist.

Wie sich diese Korrelation auf die resultierenden Dichteverteilungen auswirkt, wird in Fig. 12 demonstriert. Die Abbildung zeigt außer der Best-Fit-Verteilung (durchgezogene Linie) zwei weitere Verteilungen, die sich aus c_n - w_n -Kombinationen ergeben, die etwa auf halben Weg zwischen dem χ^2 -Minimum und den äußersten Punkten der Kurve $\chi^2 = 1.5 \cdot \chi^2_{\min}$ liegen (vgl. Fig. 9). In allen drei Fällen zeigen die Flanken der Dichteverteilungen für $r > 7$ fm denselben Verlauf. Lediglich die zentralen Dichten unterscheiden sich deutlich. Die Wirkungsquerschnitte werden in allen drei

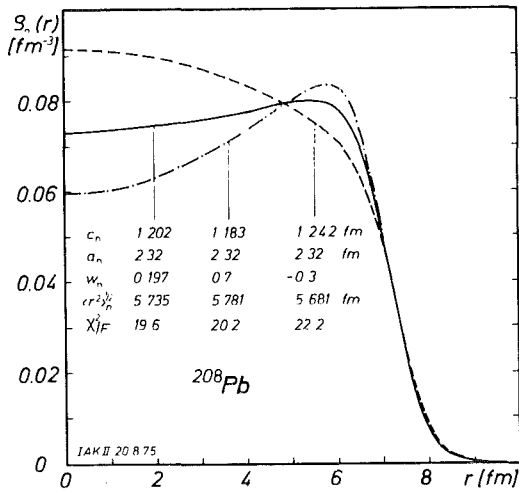


Fig. 12:

Aus verschiedenen Parameterkombinationen berechnete Neutronenverteilungen von ^{208}Pb . Die χ^2 -Werte geben an, mit welcher Güte die Wirkungsquerschnitte wiedergegeben werden

Fällen nahezu mit gleicher Güte beschrieben, wie man aus den χ^2 -Werten entnehmen kann. Diese Eigenschaft ist durch die Lokalisierung der α -Teilchen-Streuung an der Kernoberfläche begründet und deutet den Bereich der Dichteverteilungen an, in dem die Ergebnisse verlässliche Aussagen liefern. Der empfindliche Bereich der α -Teilchen Streuung kann auch dadurch demonstriert werden, daß man im Kerninnern bis zu einem Radius R_{co} willkürlich eine konstante Dichte annimmt und die Verteilung im Bereich $r > R_{co}$ mit den Parametern des besten Fits berechnet. Dies ist in Fig. 13. gezeigt. Die entsprechenden χ^2 -Werte steigen bei $R_{co} = 6.4$ fm sehr stark an, da ab diesem Wert der Verlauf der Flanke ($r > 7$ fm) nicht mehr richtig wiedergegeben wird.

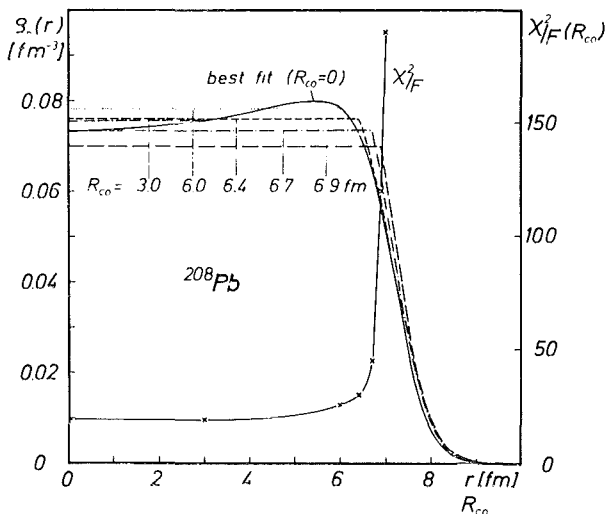


Fig. 13:

Neutronenverteilungen von ^{208}Pb mit konstanter zentraler Dichte für $r < R_{co}$. Für $r > R_{co}$ wurden die Verteilungen mit den Parametern der besten Anpassung berechnet. Die rechte Skala bezieht sich auf die angegebenen χ^2 -Werte der berechneten Wirkungsquerschnitte

Die Aussagen von Fig. 13 gewinnen besondere Bedeutung im Hinblick auf die Unterschiede zwischen den einzelnen Bleiisotopen. Denn vergleicht man Fig. 11 und Fig. 12, so wird deutlich, daß der wesentlich steilere Abfall der Neutronenverteilung von ^{208}Pb im Vergleich zu den beiden anderen Isotopen (vgl. die a_n -Werte) weit außerhalb der mit den Daten verträglichen Variationen der Verteilungen liegt. Beschreibt man z.B. die Winkelverteilungen von $^{204,206}\text{Pb}$ mit dem Parametersatz von ^{208}Pb , so ergeben sich χ^2 -Werte von 21. (^{204}Pb) und 30 (^{206}Pb) (vgl. Tab. 3). Dagegen lassen sich die Wirkungsquerschnitte von ^{204}Pb mit den Parametern von ^{206}Pb fast in gleicher Güte beschreiben, wie mit dem Best-Fit-Satz und umgekehrt.

Um die Signifikanz dieser Unterschiede zu verdeutlichen, wurden die Neutronenverteilungen aller drei Isotope im Kerninnern konstant gesetzt und nur die Parameter der Flanken ($r > R_{\text{co}} = 5 \text{ fm}$) angepaßt. Die resultierenden Verteilungen sind in Fig. 14 zusammen mit dem Ergebnis der besten Anpassung für ^{208}Pb dargestellt. Auch mit dieser Einschränkung der Parametrisierung er-

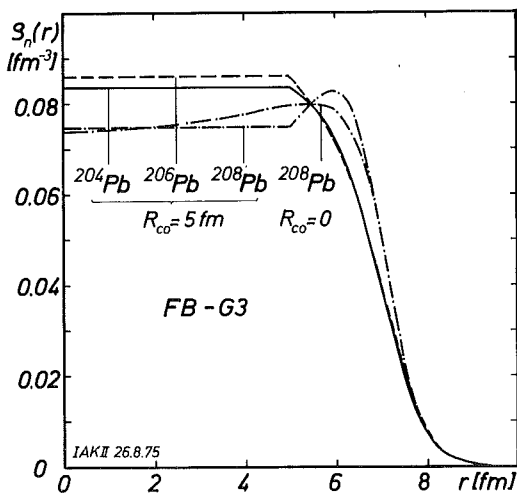


Fig. 14:
Neutronenverteilungen von $^{204,206,208}\text{Pb}$ mit konstanter zentraler Dichte für $r \leq 5 \text{ fm}$. Für $r > 5 \text{ fm}$ wurden die Parameter einer G3-Verteilung an die Meßdaten angepaßt. Die resultierenden RMS-Radien für $^{204,206,208}\text{Pb}$ sind 5.626, 5.628 und 5.738 fm

gibt sich der steilere Abfall von ^{208}Pb gegenüber den beiden anderen Isotopen. Die entsprechenden RMS-Radien der Neutronenverteilungen sind 5.626, 5.628 und 5.738 fm für $^{204,206,208}\text{Pb}$.

Neben der 3-Parameter-Gaußform wurde auch versucht, die Neutronenverteilungen durch eine Fourier-Bessel-Entwicklung zu parametrisieren. Variation von bis zu fünf Parametern a_ν ergab dabei jeweils den in den übrigen Analysen gezeigten Verlauf der Flanken

der Verteilung. Die RMS-Radien stimmten innerhalb der Fehler mit den angegebenen Werten überein; auch der Unterschied zwischen $^{204,206}\text{Pb}$ und ^{208}Pb wurde deutlich. Allerdings zeigten die Verteilungen im Kerninneren z.T. unphysikalische Überhöhungen oder Absenkungen.

Die in Fig. 11 dargestellten Neutronenverteilungen sind - durch die Parametrisierung bedingt - sicher modellabhängig. Die Modellabhängigkeit der Analysen hebt sich bei der Bestimmung von Isotopendifferenzen zwar weitgehend heraus, aber dennoch erscheint ein Vergleich weniger stark modellabhängiger Größen erstrebenswert. Selbst die in der Elektronenstreuung verwendeten vielparametrischen Ladungsverteilungen - wie z.B. die in Gl. (3.15) definierte Fourier-Bessel-Verteilung oder eine Kugelschalenverteilung [Le69] - beinhalten noch eine gewisse Modellabhängigkeit. Man kann aus ihnen aber integrale Größen der Verteilungen ableiten, die nahezu modellunabhängig sind. Eine derartige, in der Elektronenstreuung häufig benutzte Größe ist die Momentfunktion $M(K)$ [FrLe72, DrFr74], die definiert ist durch

$$M(K) = \left[\int_0^{\infty} \rho(r) r^{K+2} dr \right]^{1/K} \quad \text{für } K \neq 0$$

(3.16)

$$M(K) = \exp \left[\int_0^{\infty} \rho(r) \ln r r^2 dr \right] \quad \text{für } K = 0$$

Für $K = 2$ ist die Momentfunktion gerade der mittlere quadratische Radius.

In Fig. 15a sind die Momente der Ladungs-, Protonen- und Neutronenverteilungen von ^{208}Pb aufgetragen. Für Ladung bzw. Protonen wurden die Mainzer FB-Verteilungen mit $R_c = 12$ fm verwendet [DrEu75], die Momente der Neutronen beruhen auf dem Resultat der entsprechenden Analyse der α -Teilchen-Streuung mit G3-Verteilung. Fig. 15b zeigt die Momente der Protonen- und Neutronenverteilungen von $^{204,206,208}\text{Pb}$, und in Fig. 15c werden die Neutronenmomente der drei Isotope untereinander verglichen. Der Angabe von Momentenfunktionen der ermittelten Gaußverteilungen darf wohlgermerkt keine gleichwertige Bedeutung beigemessen werden wie den Momenten der flexiblen FB-Verteilungen. Die Abbildungen sollen lediglich zeigen, wie sich die Unterschiede zwischen den Verteilungen der drei

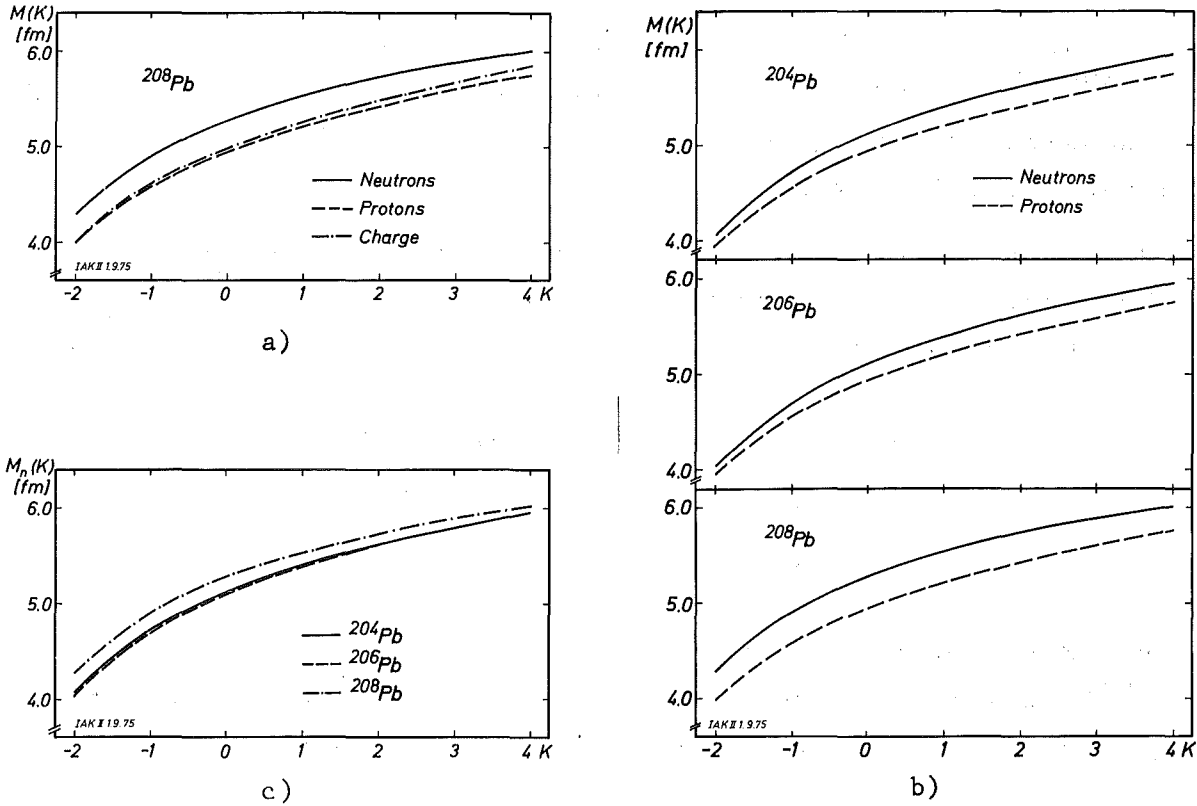


Fig. 15: Momentfunktionen der Ladungs-, Protonen- und Neutronenverteilungen von ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{208}Pb .

- a) ^{208}Pb ; Analyse FB-G3 mit $R = 12 \text{ fm}$
- b) ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{208}Pb ; Analyse FB-G3 mit $R = 10.5 \text{ fm}$
- c) Vergleich der Momente der Neutronenverteilungen untereinander

Isotope in den Momenten ausdrücken. Es wurde daher auch auf die Angabe von Fehlerbalken für die Neutronenverteilungen verzichtet. Sie ergeben sich aus den Rechnungen für alle K etwa in derselben Größe wie die angegebenen Fehler der RMS-Radien. Da jedoch die α -Streuung nicht auf das Kerninnere empfindlich ist, sind die Fehler für $K < 2$ unterschätzt. Dennoch verdeutlicht der unterschiedliche Anstieg der Momente für $K \geq 1$ die abweichenden Formen der Verteilungen im Bereich der Kernoberfläche.

3.3.3 Zusammenfassung und Diskussion der Resultate

Die Faltungsmodellanalysen der elastischen α -Teilchen-Streuung an $^{204,206,208}\text{Pb}$ und die Studien der Signifikanz der extrahierten Neutronendichteverteilungen können zu den folgenden zwei Aussagen zusammengefaßt werden:

- (i) Die Differenzen der mittleren quadratischen Radien zwischen Neutronen- und Protonenverteilungen $\Delta r = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ ergeben sich als Mittelwert der verschiedenen Analysen zu

$$\Delta r = 0.22 \pm 0.09 \text{ fm} \quad \text{für } ^{204}\text{Pb}$$

$$\Delta r = 0.19 \pm 0.09 \text{ fm} \quad \text{für } ^{206}\text{Pb}$$

$$\Delta r = 0.30 \pm 0.07 \text{ fm} \quad \text{für } ^{208}\text{Pb}$$

- (ii) Die Neutronenverteilung des doppelt magischen Kerns ^{208}Pb zeigt einen deutlich anderen Verlauf an der Kernoberfläche als die Verteilungen der beiden anderen Isotope.

Zum Vergleich der Ergebnisse mit früheren experimentellen sowie theoretischen Untersuchungen sind die resultierenden Neutron-Proton-Radiusdifferenzen für ^{208}Pb in Tab. 4 gegenübergestellt. Für die beiden anderen Isotope liegen bisher keine derartigen Untersuchungen vor.

Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit anderen α -Teilchen- und Protonenstreuexperimenten überein, steht aber in klarem Widerspruch zu Pionenreaktionen und γ - π -Prozessen und ist auch mit Neutron-pick-up-Reaktionen und den Coulomb-Energiedifferenzen nicht verträglich, obwohl in diesen letzten Fällen die Vorzeichen übereinstimmen und die Abweichungen weniger drastisch sind. Die Hartree-Fock-Rechnungen werden nicht voll bestätigt.

Die indirekte Methode der Berechnung von Δr aus Coulomb-Energiedifferenzen ("Nolen-Schiffer-Anomalie") wurde von Friedman und Mandelbaum [FrMa69], Negele [Ne74b] und Brown et al. [BrHo73] diskutiert. Die unterschiedlichen Beurteilungen dieser Autoren lassen darauf schließen, daß diese Energiedifferenzen von verschiedenen in den ursprünglichen Berechnungen nicht berücksichtigten Effekten beeinflußt werden, wie z.B. von einer Verletzung der Ladungssymmetrie der Kernkräfte oder α -Korrelationen zwischen

Methoden		Δr [fm]	Referenz
α -Streuung	104 MeV	0.30 ± 0.07	diese Arbeit
	104 MeV	0.26 ± 0.13	BeSe72
	140 MeV	0.42 ± 0.20	BeSe72
	166 MeV	0.25 ± 0.09	TaBr72
p-Streuung	30.3 MeV	0.36 ± 0.20	GrMa70
n-pick up	~ 10 MeV	0.1 bis 0.2	KöSc71
Coulomb-Energie-Differenz			
der isobaren Analogzustände		0.115	NoSc68,69
$\sigma(\pi^+)/\sigma(\pi^-)$	800 keV	-0.11 ± 0.11	AuQu68
	0.58 bis 1.9 GeV	0.0 ± 0.1	AlBa73
$(\gamma\pi^-)/(\gamma\pi^+)$	8 und 16 GeV/c	$-0.7 \pm 0.4^*$	BoDi69
Hartree-Fock-Rechnungen mit		0.15	NemVa70
dichteabhängigen Kräften		0.21	CoSp72
		0.23	Ne70, NeVa72

Tab. 4: Ergebnisse der Differenzen zwischen den RMS-Radien der Neutronen- und Protonenverteilungen nach verschiedenen Methoden.

*Dieses Ergebnis bezieht sich auf die Halbwertsradien

den Nukleonen in der Kernoberfläche. Die Stärke dieser Einflüsse ist nicht vollständig geklärt.

Die Unterschiede zu den Ergebnissen der Neutron-pick-up-Reaktionen [KöSc71] können darin begründet sein, daß sich diese Reaktionen wegen der niedrigen Projektilenergie weit außerhalb vom Zentrum des Kerns abspielen, wo die Nukleonendichte sehr gering ist. In dem in Ref. [KöSc71] angegebenen radialen Bereich zwischen 8 und 14 fm liefern diese Reaktionen sicher zuverlässige Ergebnisse der Nukleonverteilungen. Da aber gerade die Lokalisierung und der Verlauf des Anstiegs der Dichteverteilungen - der von der 104 MeV- α -Streuung abgetastet wird - von entscheidendem Einfluß auf den resultierenden RMS-Radius ist, sollte man den Abweichungen zwischen den RMS-Werten keine allzu große Bedeutung beimessen.

Pionen Reaktionen zählen im Prinzip zu den geeignetsten Methoden zur Bestimmung von Proton-Neutron-Radiusdifferenzen. Doch ist die experimentelle Genauigkeit zum gegenwärtigen Zeitpunkt wesentlich geringer als die der α -Teilchen-Streuung. Auch die bei den Analysen verwendeten Reaktionsmodelle sind nicht so klar gesichert. Zudem sind die Messungen, die der Analyse von Auerbach et al. [AuQu68] zugrunde liegen, auch mit einem Neutronenüberschuß in ^{208}Pb verträglich, wenn man einen scharfen Abfall der Verteilung und eine Überhöhung am Kernrand annimmt, was - in weniger ausgeprägter Form - auch die vorliegenden Analysen ergeben. Somit kann eine Differenz der Radien zwischen den Neutronen- und Protonenverteilungen in ^{208}Pb von 0.2 bis 0.3 fm als gesichert angesehen werden.

Die Unterschiede der Radiusdifferenzen von $^{204,206}\text{Pb}$ und ^{208}Pb sind ebenfalls evident, wie die systematischen Studien der Empfindlichkeit der Messungen gezeigt haben, vor allem aber, weil sich mögliche systematische Fehler oder Modellfehler beim Vergleich der Kerne weitgehend wegheben. Der steilere Abfall der Neutronenverteilung von ^{208}Pb kann als mögliche Konsequenz des Schalenabschlusses in ^{208}Pb gedeutet werden [Ne75].

4. ANALYSE DER INELASTISCHEN STREUUNG

4.1. Beschreibung der inelastischen Streuung auf der Basis eines deformierten optischen Potentials

Die Beschreibung der inelastischen α -Teilchen-Streuung zu den 3^- -Zuständen bei 2.63, 2.65 und 2.61 MeV Anregungsenergie in $^{204,206,208}\text{Pb}$ geht davon aus, daß diese Zustände kollektiven Charakter haben.

Die makroskopische Näherung zur Beschreibung der inelastischen α -Teilchen-Streuung basiert auf der Annahme, daß das Wechselwirkungspotential in gleicher Weise deformiert ist wie die Kernoberfläche. In Anlehnung an das optische Modell der elastischen Streuung wird das Wechselwirkungspotential der inelastischen Streuung im sogenannten "verallgemeinerten optischen Modell" ("extended optical model") durch ein deformiertes komplexes Potential $U(r_\alpha, \theta_\alpha, \phi_\alpha)$ dargestellt.

$$(4.1) \quad U(r_\alpha, \theta_\alpha, \phi_\alpha) = -[V_o f_v(r_\alpha, \theta_\alpha, \phi_\alpha) + i W_o f_w(r_\alpha, \theta_\alpha, \phi_\alpha)]$$

Gewöhnlich parametrisiert man Form und Ausdehnung des Potentials durch Saxon-Woods-Formfaktoren $f_{v,w}$ (vgl. Gl. 3.2), deren Radiusparameter $R_{v,w}$ nach Kugelfunktionen entwickelt werden

$$(4.2) \quad R_{v,w}(\theta_\alpha, \phi_\alpha) = R_{o_{v,w}} \left[1 + \sum_{1m} \alpha_{1m} Y_{1m}(\theta_\alpha, \phi_\alpha) \right]$$

mit $R_{o_{v,w}} = r_{v,w} \cdot A^{1/3}$

Die Größen α_{1m} sind dabei (in adiabatischer Näherung) zeitlich oszillierende Funktionen, deren Periode lang ist verglichen mit der Aufenthaltsdauer des Projektils in der Nähe des Targetkerns. Das Projektil sieht also ein nahezu statisches Objekt, dessen nichtsphärische Gestalt zur inelastischen Streuung führt, wobei die entsprechenden kollektiven Moden (Rotationen, Vibrationen) des Targetkerns angeregt werden. Die Coulombanregung wird durch ein deformiertes zusätzliches Coulombpotential berücksichtigt.

Die Abweichung des Targetkerns von der Kugelgestalt kann entweder durch eine permanente Deformation oder durch Vibrationen der Kernoberfläche bedingt sein. Bei einem Vibrationskern sind die Größen α_{1m} Summen von Phonon-Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren. Die Übergangsmatrixelemente der Multipolarität 1, die aus den Operatoren α_{1m} aufgebaut sind, bezeichnet man als Deformationsparameter β_1 .

Bei einem statisch deformierten Kern parametrisiert man den Radiusparameter im körperfesten System z.B. in der Form

$$(4.2a) \quad R(\theta', \phi') = R_o \left[1 + \beta_2 Y_{20}(\theta', \phi') + \beta_4 Y_{40}(\theta', \phi') \right],$$

wobei hier eine axialsymmetrische Kerngestalt ($m=0$) mit Quadrupol- und Hexadekapoldeformation angenommen wird. Die Parameter β_1 sind in diesem Fall Konstante und ihre Werte geben direkt die Stärke der Deformation an. Das Vorzeichen von β_2 unterscheidet zwischen prolater (+) und oblater (-) Kernform.

Dieses Kollektivmodell hat sich bei der Beschreibung experimenteller Wirkungsquerschnitte der inelastischen α -Teilchen-Streuung mit stark oszillierenden Winkelverteilungen als sehr erfolgreich erwiesen [ReSc72, ReHa74]. Die Analysen einer Vielzahl von Experimenten mit 104 MeV- α -Teilchen haben gezeigt, daß ausreichend genau gemessene Wirkungsquerschnitte auch Aufschluß über Details geben, wie die Vorzeichen der inneren Quadrupoldeformation [Re72], Abweichungen von der Axialsymmetrie bei permanent deformierten Kernen [ReHa74, GiRe75a] und über die Stärke von Y_4 -Beiträgen. Das beruht auf der ausgeprägten Interferenz zwischen Einfach- und Mehrstufenanregungen, die die beobachteten Diffraktionsstrukturen in Höhe, Abfall und Phasenlage beeinflussen.

Wie man schon aus einfachen Reaktionsmodellen weiß, wird der Beitrag solcher Mehrstufenprozesse mit wachsender Projektilenergie stärker [AuB165]. Voraussetzung für eine zuverlässige Analyse und Extraktion von Deformationsparametern ist also, daß die Mehrstufenanregungen im Ansatz des Reaktionsmechanismus in angemessener Form berücksichtigt werden. Das ist bei der Methode der gekoppelten Kanäle ("coupled channels": CC) der Fall, deren Grundgedanken die folgenden sind:

Die Gesamtwellenfunktion des Streuproblems $\Psi^+(\vec{r}_\alpha, \xi)$ (die sich asymptotisch aus einer einlaufenden ebenen Welle und aus auslaufenden Kugelwellen für alle offenen Kanäle zusammensetzen soll) wird nach einem vollständigen System von Eigenfunktionen $\phi_n(\xi)$ der isolierten Reaktionspartner entwickelt

$$(4.3) \quad \Psi^{(+)}(\vec{r}_\alpha, \xi) = \sum_{n'} \psi_{n'}^{(+)}(\vec{r}_\alpha) \phi_{n'}(\xi)$$

Damit entspricht die Schrödingergleichung, die das Streuproblem löst, einem unendlichen Satz gekoppelter Gleichungen für die Kanalampplituden $\psi_{n'}^{(+)}(\vec{r}_\alpha)$. Für den n-ten Kanal gilt

$$(4.4) \quad (E - \epsilon_n - K - U_{nn}) \psi_n^{(+)}(\vec{r}_\alpha) = \sum_{n' \neq n} U_{nn'} \psi_{n'}^{(+)}(\vec{r}_\alpha)$$

Hierbei bedeuten E die Gesamtenergie des Systems, ϵ_n die Energie des n -ten Zustandes und K die relative kinetische Energie zwischen Projektil und Target. Die Kopplungspotentiale $U_{nn'} = \langle \phi_n | U | \phi_{n'} \rangle$ sind Matrixelemente des zugrundegelegten Wechselwirkungspotentials U zwischen Projektil und Targetkern. Die Summe läuft im Prinzip über alle Kontinuums- und alle gebundenen Zustände. Bei der praktischen Lösung der Gleichungen nimmt man allerdings an, daß an einen bestimmten Kanal n nur einige wenige andere Kanäle n' stark gekoppelt sind und der Rest nicht explizit berücksichtigt zu werden braucht. Man vernachlässigt ihn aber auch nicht ganz, sondern man setzt für U das komplexe verallgemeinerte optische Potential ein, dessen absorptiver Imaginärteil pauschal einen Ausgleich für die weggelassenen Terme darstellt. Die Wechselwirkung ist bei der CC-Methode also eine Matrix im Unterraum der ausgewählten Kernzustände. Die DWBA dagegen basiert auf der Einschränkung, daß nur Kopplungen an den Grundzustand zugelassen werden.

Zur numerischen Lösung der gekoppelten Gleichungen stehen verschiedene Computer-Codes zur Verfügung [Ta67, ScRa73]. Für die Analysen der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich die modifizierte Karlsruher Version des Codes ECIS 70 [ScRa73] verwendet, die für einige spezielle Untersuchungen (s. Abs. 4.4) entsprechend erweitert wurde.

In Tab. 5 und Fig. 16 sind zunächst die Ergebnisse von Analysen auf der Basis des üblichen deformierten optischen Modells für die 3^- -Zustände von $^{204,206,208}\text{Pb}$ (Oktupolvibrationsmodell) zusammengestellt, um den Vergleich mit dem traditionellen Vorgehen zu ermöglichen, während im folgenden eine mehr mikroskopische Analyse beschrieben wird.

A	V_o [MeV]	r_v [fm]	a_v [fm]	W_o [MeV]	r_w [fm]	a_w [fm]	B_3	χ^2/F 0^+	χ^2/F 3^-	χ^2/F gesamt
204	135.5(1.8)	1.2607(64)	0.791(11)	17.29(77)	1.5477(90)	0.632(17)	0.0878(14)	8.4	4.6	6.5
206	135.0(3.3)	1.2693(91)	0.776(15)	17.3(1.5)	1.548 (14)	0.623(23)	0.0911(17)	15.1	5.5	10.4
208	143.9(2.3)	1.2404(92)	0.809(14)	15.59(52)	1.5804(57)	0.565(12)	0.0970(19)	13.1	14.2	13.6

Tab. 5: Ergebnisse der CC-Analysen der inelastischen α -Teilchen-Streuung an $^{204,206,208}\text{Pb}$ mit einem deformierten optischen Potential. Die Ziffern in Klammern geben die Parameterfehler in den letzten Dezimalstellen an

A	$c_m \cdot A^{-1/3}$ [fm]	a_m [fm]	B_{3m}	W_o [MeV]	r_w [fm]	a_w [fm]	$B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-)$ [$10^5 e^2 \text{ fm}^6$]	$R_{\text{tr}m}$ [fm]	χ^2/F 0^+	χ^2/F 3^-	χ^2/F gesamt
204	1.0695(81)	0.670(15)	0.1206(29)	21.80(85)	1.522(10)	0.607(24)	5.52(35)	7.52(6)	9.6	3.7	6.7
206	1.0975(83)	0.615(15)	0.1214(34)	19.76(76)	1.519(11)	0.664(19)	6.11(43)	7.50(6)	17.7	5.1	11.4
208	1.0268(98)	0.728(15)	0.1341(64)	18.6(2.1)	1.567(12)	0.5408(75)	6.18(68)	7.56(8)	17.8	15.9	16.9

Tab. 6: Ergebnisse der Faltungmodellanalysen der inelastischen α -Teilchen-Streuung an $^{204,206,208}\text{Pb}$ mit dem harmonischen Vibrationsmodell. Alle Werte mit Index (m) beziehen sich auf die Punktverteilung aller Nukleonen (Protonen + Neutronen)

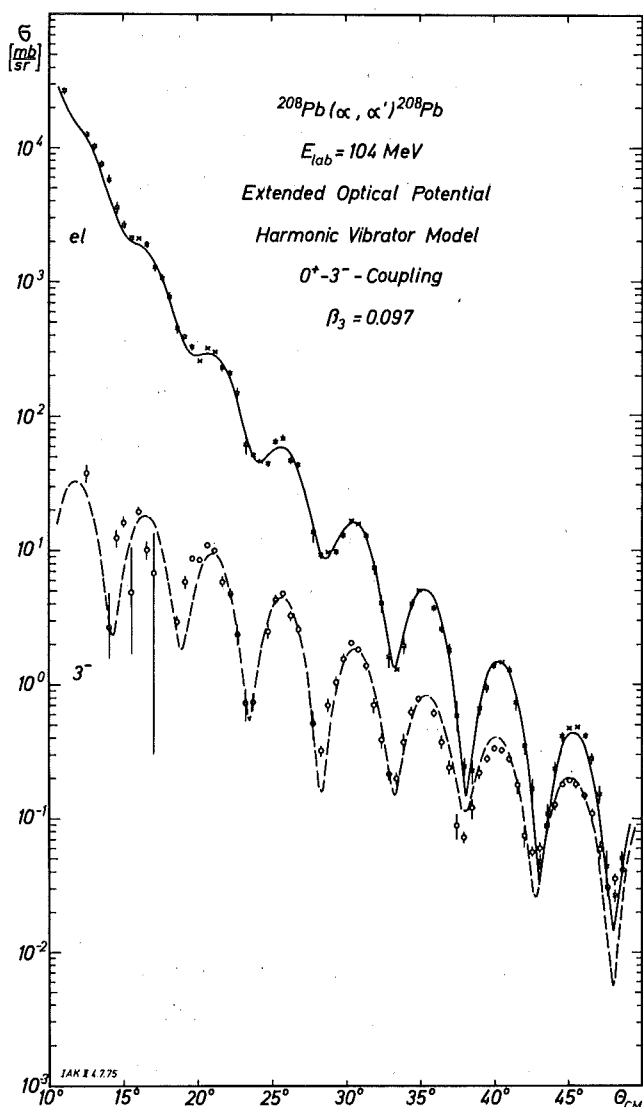


Fig. 16:
 Resultat einer CC-Analyse der inelastischen α -Teilchen-Streuung an ^{208}Pb auf der Grundlage eines harmonischen Vibrationsmodells 2. Ordnung

4.2. Erweiterung des Faltungskonzeptes auf die inelastische Streuung

In sogenannten mikroskopischen Beschreibungen der inelastischen Streuung werden die Kopplungspotentiale U_{nn} , (Formfaktoren) für die nukleare Anregung durch Faltung der effektiven Wechselwirkung über die Übergangsdichten ρ_{nn} , erzeugt:

$$(4.7) \quad \rho_{nn},(\vec{r}) = \langle n' | \sum_{i=1}^A \delta(\vec{r}-\vec{r}_i) | n \rangle$$

$$= \sum_{i=1}^A \int \phi_n^*(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \phi_n(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) d^3 r_1 \dots d^3 r_{i-1} d^3 r_{i+1} \dots d^3 r_A$$

$$(4.8) \quad U_{nn},(\vec{r}_\alpha) = \int \rho_{nn},(\vec{r}) v_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha) d^3 r$$

$$\sum_{LM} F_{LM}(r_\alpha) \cdot Y_{LM}(\hat{r}_\alpha)$$

Hierbei sind $F_{LM}(r_\alpha)$ die Formfaktoren des (L,M)-Pol-Übergangs. Die Analogie von Gl. (4.8) zur Faltungsformel der elastischen Streuung (Gl. 3.4) ist offensichtlich. Statt der Nukleonendichte des Grundzustandes stehen in Gl. (4.8) die Übergangsdichten $\rho_{nn'}$, die von den Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustandes des Targetkerns abhängen.

Zur Ableitung einer entsprechenden Formel für die Kopplungspotentiale im Rahmen des halbmikroskopischen Faltungsmodells macht man zunächst eine Modellannahme über die Art der nuklearen Anregung, indem man eine deformierte Nukleonenverteilung $\rho_m(r, \theta, \phi)$ einführt. Dazu legt man z.B. eine Fermiform zugrunde, deren Radiusparameter c_m in Analogie zu Gl. (4.2) nach Kugelfunktionen entwickelt wird.

$$(4.9) \quad \rho_m(r, \theta, \phi) = \rho_{m_0} \left[1 + \exp \frac{r - c_m(\theta, \phi)}{a_m} \right]^{-1}$$

$$(4.10) \quad c_m(\theta, \phi) = c_{m_0} \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right]$$

Die interessierenden Größen, die die nukleare Anregung charakterisieren, sind - ähnlich wie in Abs. 4.1 - die Matrixelemente der Übergangoperatoren, die aus den Operatoren $\alpha_{\lambda\mu}$ aufgebaut sind, bzw. im Falle eines permanent deformierten Kerns die inneren Deformationsparameter $\beta_{\lambda\mu}$ der Nukleonendichteverteilung.

Die nuklearen Übergangsdichten ergeben sich nun aus der Multipolentwicklung der deformierten Nukleonenverteilung. Entwickelt man auch den Realteil des optischen Potentials $U_R(\vec{r}_\alpha)$ und die effektive Wechselwirkung $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ nach Multipolen und setzt die Entwicklungen in die Grundgleichung (3.4) ein, so erhält man die zu Gl. (4.8) analoge Darstellung

$$(4.11) \quad U_{LM}^R(r_\alpha) = 4\pi \int \rho_{\lambda\mu}(r) v_{\lambda\mu}(r, r_\alpha) r^2 dr$$

Hierbei sind $U_{LM}^R(r_\alpha)$, $\rho_{\lambda\mu}(r)$ und $v_{\lambda\mu}(r, r_\alpha)$ die Entwicklungskoeffizienten der entsprechenden Größen in (3.4). Die explizite Form der Übergangsdichten $\rho_{\lambda\mu}$ hängt von dem zugrundegelegten Modell der nuklearen Anregung ab (vgl. Gl. (4.9) und (4.10)).

Im harmonischen Vibrationsmodell 2. Ordnung sind die Übergangsdichten vom Grundzustand zum Anregungszustand der Multipolarität L z.B. gegeben durch

$$(4.12) \quad \rho_L(r) = \frac{c_{m_0}}{1!} \frac{\partial \rho_m}{\partial c_{m_0}} \langle 0 || Q_L^{(1)} || I \rangle + \frac{c_{m_0}^2}{2!} \frac{\partial^2 \rho_m}{\partial c_{m_0}^2} \langle 0 || Q_L^{(2)} || I \rangle$$

Die reduzierten Übergangsmatrixelemente 1. und 2. Ordnung sind dabei folgendermaßen mit den Deformationsparametern β_L verknüpft.

$$(4.13) \quad \langle 0 || Q_L^{(1)} || I \rangle = \beta_L$$

$$\langle 0 || Q_L^{(2)} || I \rangle = \sqrt{\frac{1 + \delta \lambda_1 \lambda_2}{4\pi}} \langle \lambda_1 \lambda_2 \ 00 | I \ 0 \rangle \beta_{\lambda_1} \beta_{\lambda_2}$$

(Eine detaillierte Beschreibung der Faltungsmo-
dellformeln für das harmonische Vibrationsmodell wird z.B. in |ScRa73| gegeben.)

Als effektive Wechselwirkung $V_{\text{eff}}(\vec{r}, \vec{r}_\alpha)$ wird der gaußförmige Ansatz (3.7) mit unveränderten Parameterwerten aus der elastischen Streuung übernommen. Der Imaginärteil des optischen Potentials wird in der makroskopischen deformierten Saxon-Woods-Form gemäß Gl. (4.1) und (4.2) parametrisiert. *)

Der Faltungsansatz des optischen Potentials für die inelastische Streuung wurde in Verbindung mit verschiedenen Modellen der nuklearen Anregung (symmetrisches und asymmetrisches Rotationsmodell, harmonisches und anharmonisches Vibrationsmodell, verallgemeinertes Kollektivmodell |GnGr71|) zur Beschreibung experimenteller Wirkungsquerschnitte verwendet |ReLö72, ReHa74, ReSc74, GiRe74, GiRe75a|, vor allem bei Targetkernen aus der f-p-Schale, die sowohl permanente Deformationen als auch Vibrationszustände aufweisen. Die Untersuchungen ergaben, daß die resultierenden Deformationsparameter, inneren Multipolmomente und Übergangswahr-

*) In Anpassungsrechnungen wird die Deformation des Imaginärteils nicht mitvariiert, sondern aus den Analysen mit dem verallgemeinerten optischen Modell übernommen. Die Deformation des Coulombpotentials wurde alternativ gleich der des Real- oder des Imaginärteils gesetzt, wobei sich keine Unterschiede in den resultierenden Parametern ergaben.

scheinlichkeiten in guter Übereinstimmung mit anderen experimentellen Methoden stehen.

Im Rahmen einer neueren systematischen Studie der Faltungsmodellnäherung anhand der Karlsruher 104 MeV-Daten [GiRe75b] wurde u.a. der Einfluß des Austauscheffektes auf die extrahierten Deformations- und Radiusparameter der Nukleonendichte untersucht und die Frage von Vieldeutigkeiten der extrahierten Parameter der Dichteverteilungen diskutiert. Der Einfluß des Austauscheffektes wurde durch das in Abs. 3.2.3 eingeführte Pseudopotential berücksichtigt, wobei die Parameter des Potentials einschließlich dem Normierungsfaktor λ_{RD+E} aus den Analysen der elastischen Streuung entnommen wurden. Die Untersuchungen ergaben keine Unterschiede zwischen den Ausdehnungs- und Deformationsparametern mit und ohne Austauschpotential, da der Austauscheffekt bereits implizit durch die geeignete Normierung von λ_R berücksichtigt wird [Ma75] (vgl. auch Fig. 6 in Ref. [GiRe75b]).

Parameterkorrelationen wurden nur zwischen dem Halbwertsradius c_m und der Diffusität a_m festgestellt, jedoch derart, daß der RMS-Radius der Verteilung konstant bleibt. Der Variationsbereich dieser Parameter ist außerdem durch die Verknüpfung mit den Deformationsparametern β_L eingeschränkt, die weniger Einfluß auf den RMS-Radius haben, aber die inneren Multipolmomente festlegen. Die beobachtete Parameterkorrelation wirkt sich hauptsächlich auf den Wert der zentralen Dichte aus, nicht aber auf den Verlauf der Dichte am Kernrand (vgl. Fig. 3 und 4 in Ref. [GiRe75c]). Der RMS-Radius und die Multipolmomente sind die relevanten Größen, die durch die experimentellen Wirkungsquerschnitte eindeutig bestimmt werden.

4.3 Bestimmung der Oktupolübergangswahrscheinlichkeiten

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung und der inelastischen Streuung zu den 3^- -Zuständen wurden nach dem vorgelegten Faltungsmodell auf der Basis des harmonischen Vibrationsmodells 2. Ordnung mit $0^+ - 3^-$ -Kopplung analysiert. Die resultierenden Parameterwerte sind in Tab. 6 zusammengestellt; die Wirkungsquerschnitte sind in Fig. 17 dargestellt. Bei allen drei Targetkernen werden sowohl die elastischen als auch die inelastischen Wirkungsquerschnitte zufriedenstellend in Höhe und

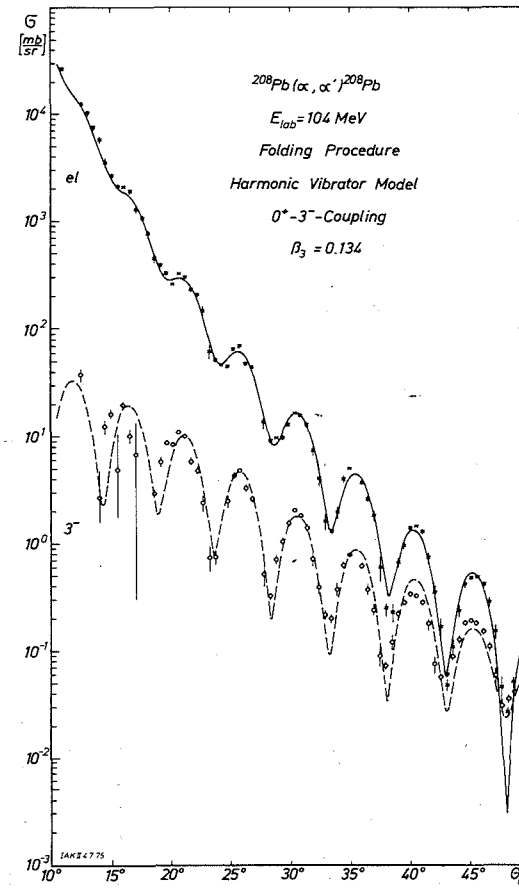
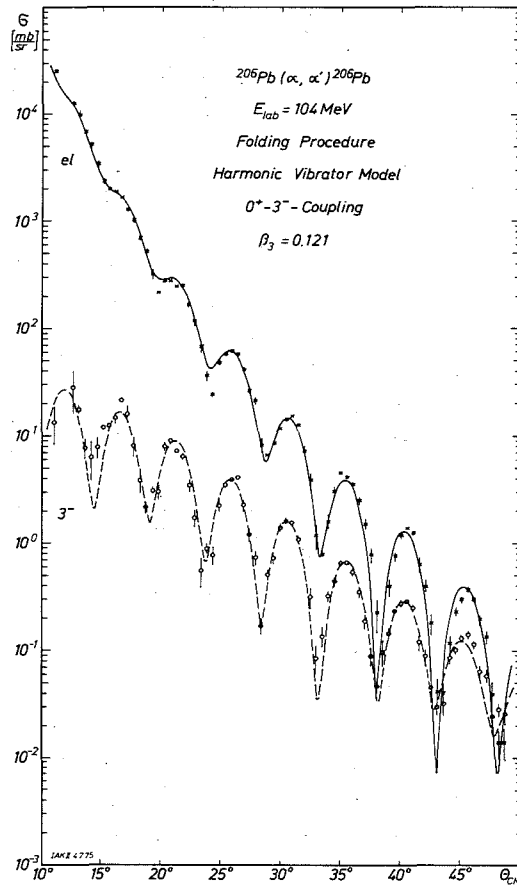
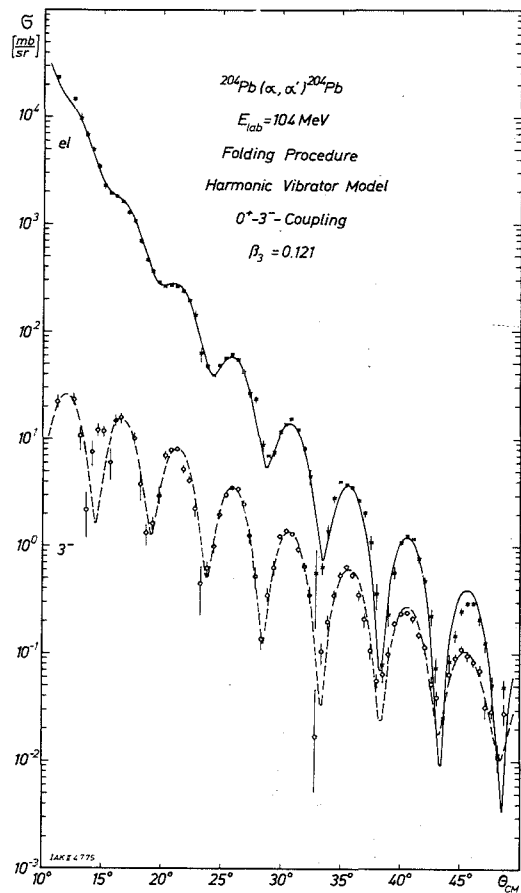


Fig. 17: Faltungsmodellresultate der inelastischen Streuung an $^{204}, ^{206}, ^{208}\text{Pb}$ mit dem harmonischen Oktupol-Vibrationsmodell

Phasenlage wiedergegeben. Der Vergleich zwischen den einzelnen Isotopen zeigt jedoch, daß bei der 3^- -Winkelverteilung von ^{208}Pb die Maxima bei 40° und 45° und die Oszillationsphasen bei kleinen Streuwinkeln nicht so gut reproduziert werden, wie bei den beiden anderen Kernen. Dies drückt sich auch im χ^2 -Wert aus. Aus den ermittelten Übergangsdichten ρ_L (Gl. 4.12) wurden die isoskalaren (Massen-)Übergangswahrscheinlichkeiten

$$(4.14) \quad B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-)_m = \left[\frac{Z}{A} \int \rho_{L_m} \cdot r^{L+2} dr \right]^2$$

und die Übergangsradien

$$(4.15) \quad R_{tr_m} = \left[\frac{\int \rho_{L_m} \cdot r^{L+2} \cdot r^2 dr}{\int \rho_{L_m} \cdot r^{L+2} dr} \right]^{1/2}$$

berechnet (Tab. 6, Spalten 8 und 9). Der Normierungsfaktor $\frac{Z}{A}$ wird dabei aus Konsistenzgründen angebracht, um die ermittelten Werte mit elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E L)$ vergleichen zu können. Denn bei elektromagnetischer Anregung eines Übergangs tragen nicht alle A Nukleonen, sondern nur die Z Protonen bei. Dennoch sind die in Tab. 6 angegebenen Werte streng genommen nicht mit Werten aus elektromagnetischen Methoden vergleichbar, da sie aus der Übergangsdichte der punktförmigen Nukleonen berechnet wurden, während elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten im allgemeinen aus Ladungsübergangsdichten abgeleitet werden. Es muß hier also in ähnlicher Weise wie bei den Grundzustandsdichten der Unterschied zwischen Ladungs- und Punkt-Protonenübergangsdichte gemacht werden. Um die Größe dieser Unterschiede zu demonstrieren, wurden die resultierenden Übergangsdichten mit dem Formfaktor der Nukleonen (Gaußform) gefaltet, wobei für Protonen und Neutronen derselbe RMS-Radius (0.809 fm) angenommen wurde. Es ergeben sich dann die in Tab. 7 angegebenen Werte.

A	Punkt-Übergangsdichte			gefaltete Übergangsdichte		
	B(IS 3; $0^+ \rightarrow 3^-$)		R_{tr}	B(IS 3; $0^+ \rightarrow 3^-$)		R_{tr}
	[$10^5 e^2 fm^6$]	[s.p.u.]	[fm]	[$10^5 e^2 fm^6$]	[s.p.u.]	[fm]
204	5.52(35)	31.9(2.0)	7.52(6)	5.81(37)	33.6(2.1)	7.64(6)
206	6.11(43)	34.6(2.4)	7.50(6)	6.42(45)	36.4(2.6)	7.62(6)
208	6.18(68)	34.3(3.8)	7.56(8)	6.51(71)	36.2(3.9)	7.68(8)

Tab. 7: Übergangswahrscheinlichkeiten und -radien aus Vibrationsmodellanalysen für Punkt-Übergangsdichten und gefaltete Übergangsdichten, die die Ausdehnung der Nukleonen berücksichtigen ($\langle r^2 \rangle_{s.p.}^{1/2} = \langle r^2 \rangle_{s.n.}^{1/2} = 0.809 \text{ fm}$)

4.4. Unterschiede zwischen Protonen- und Neutronenübergangsdichten

4.4.1 Vergleich mit theoretischen Übergangsdichten und elektromagnetischen Resultaten

Die isoskalare Übergangswahrscheinlichkeit und Übergangsdichte von ^{208}Pb soll im folgenden mit theoretischen Untersuchungen verglichen werden. Dabei handelt es sich im einzelnen um

- eine von Knüpfer et al. [Kn75, GrKn75] im Modell der separablen Wechselwirkung mikroskopisch berechnete Übergangsdichte
- das Ergebnis von RPA-Rechnungen von Fröbrich und Speth [FrSp75, Sp75]
- eine Protonenübergangsdichte, die aus neueren Elektronenstreuexperimenten auf modellunabhängige Weise extrahiert wurde [DrEu75, DrFr74, RoFr74].

Die theoretischen Untersuchungen liefern getrennt die Protonen- und Neutronenanteile der Übergangsdichte, die in Fig. 18 dargestellt sind. Die Summe von beiden Anteilen ergibt jeweils die Massenübergangsdichten, die im rechten Teil von Fig. 20 dem Ergebnis des vorliegenden (α, α') -Experiments (durchgezogene Linie) gegenübergestellt sind. Die entsprechenden Übergangswahrschein-

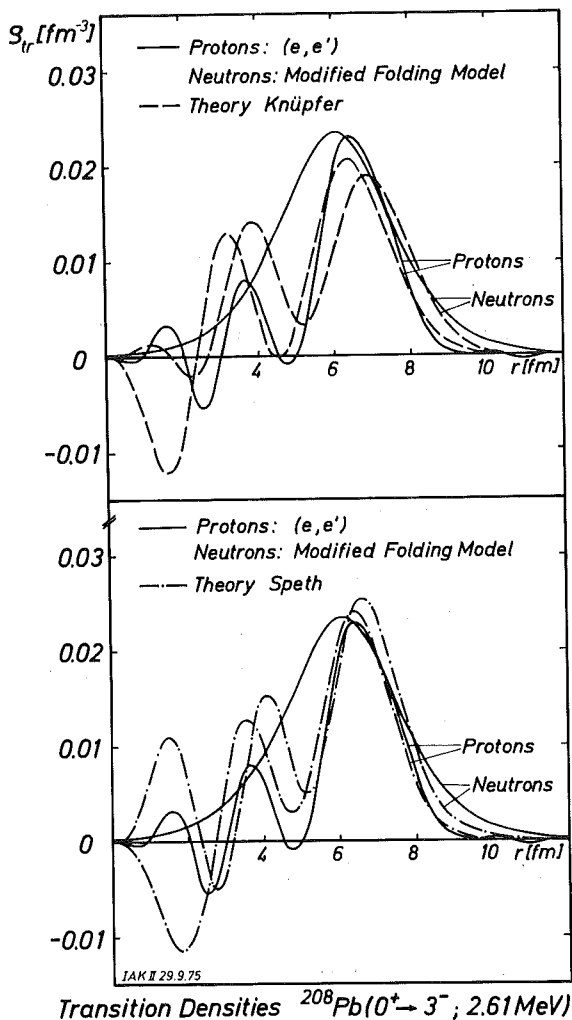


Fig. 18:
 $^{208}\text{Pb}(0^+ \rightarrow 3^-; 2.61 \text{ MeV})$: Vergleich von experimentellen (durchgezogene Linien) und theoretischen Übergangsdichten (Knüpfer: |Kn75|; Speth: |Sp75|) für Protonen und Neutronen. Die experimentellen Protonendichten stammen aus Elektronenstreuexperimenten |RoFr74, DrEu75|; die Neutronendichten resultieren aus einer (α, α') -Analyse (Prozedur A; s. Abs. 4.4.2)

lichkeiten und -radien für den Protonen- und Neutronenanteil und für die Massendichte gibt Tab. 8 an.

Um im Fall der experimentellen Protonenübergangsdichte (c) einen konsistenten Vergleich zu gewährleisten, wurde aus der gegebenen Ladungsübergangsdichte $\rho_{3\text{ch}}(r)$ zunächst die entsprechende Punkt-Protonenübergangsdichte $\rho_{3\text{p}}(r)$ gewonnen. Die Ladungsübergangsdichte wird durch eine Entwicklung von sphärischen Fourier-Bessel-Funktionen dritter Ordnung $j_3(q_\nu r)$ dargestellt (vgl. Gl. 3.15). Die Entwicklung wird bei $N=16$ abgebrochen; der Abschneideradius R ist gleich 12 fm gesetzt. Die Entfaltung dieser Ladungsdichte zu einer Punkt-Protonenübergangsdichte wurde gemäß Gl. (3.12) nach demselben iterativen Verfahren durchgeführt, das im Abs. 3.3.1 beschrieben ist, wobei alle 16 Parameter $a_{3\nu}$ variiert wurden, da sie sich - im Gegensatz zu den Parametern von ρ_0 - nur um zwei bis drei Größenordnungen unterscheiden. Die Ladungs- und die entfaltete Protonenübergangsdichte sind in Fig. 19 zum Vergleich dargestellt. Die Ladungsübergangswahrscheinlichkeit und der Ladungsübergangsradius betragen

$$B(E3; 0^+ \rightarrow 3^-)_{\text{ch}} = 35.0 \pm 2.8 \text{ s.p.u.}$$

$$R_{\text{tr ch}} = 7.36 \text{ fm}$$

Die entsprechenden Werte für die Punkt-Protonenübergangsdichte gibt Tab. 8 an.

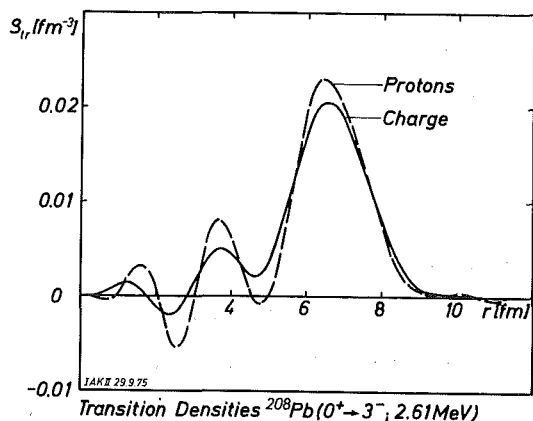


Fig. 19:
 $^{208}\text{Pb}(0^+ \rightarrow 3^-; 2.61 \text{ MeV})$: Ladungs-
 (Charge) und Punkt-Protonenübergangs-
 dichte aus Elektronenstreuexperimenten
 |DrEu75|

Die entfaltete Protonenübergangsdichte wird in Fig. 18 mit den theoretischen Übergangsdichten verglichen. Um auch einen direkten Vergleich mit der Massenübergangsdichte aus der α -Teilchen Streuung zu ermöglichen, muß die Protonendichte auf die Anzahl aller Nukleonen normiert, d.h. mit A/Z multipliziert werden. Die so umgeformte Protonendichte ist im unteren Teil von Fig. 20 gezeigt.

Beide theoretischen Protonenübergangswahrscheinlichkeiten (Tab. 8) stimmen ausgezeichnet mit dem Wert des (e, e') -Experiments überein. Der radiale Verlauf der experimentellen Protonendichte wird insbesondere von der von Speth berechneten Protonendichte an der entscheidenden äußeren Flanke gut reproduziert. Die von Knüpfer berechnete Protonendichte liegt dagegen etwas weiter außen, was sich auch in dem größeren Übergangsradius widerspiegelt.

Bei den Neutronenübergangsdichten ergibt sich dagegen folgendes Bild: Auf die gleiche Teilchenzahl bezogen (vgl. Gl. (4.14)) sind die theoretischen Neutronenübergangsraten erheblich kleiner als die der Protonen (Tab. 8).*) Dies führt - wiederum auf die gleiche Teilchenzahl bezogen - zu Massenübergangswahr-

*) Die in Ref. |FrSp75| angegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten sind nicht miteinander vergleichbar, da nicht im Sinne von Gl. (4.14) auf gleiche Teilchenzahl normiert wurde. Die vergleichbaren Werte lauten $B(IS) = 5.94 \cdot 10^5 e^2 \text{ fm}^6$ für Protonen und $5.05 \cdot 10^5 e^2 \text{ fm}^6$ für Neutronen.

Übergangsdichte ρ_3	B(IS 3; $0^+ \rightarrow 3^-$) [s.p.u.]			R_{tr} [fm]			χ^2/F 3^-
	m	p	n	m	p	n	
Vibrationsmodell	34.3(3.8)			7.56(12)			15.9
Theorie Knüpfer	28.2	32.7	25.5	7.64	7.40	7.81	19.6
Theorie Speth	31.1	34.0	29.3	7.55	7.24	7.76	24.4
(e,e') Mainz		33.5(2.7)			7.28		23.3
Prozedur A	44.2(8.6)	33.5	52.0(8.2)	8.14(19)*	7.28	8.55(19)	13.2
Prozedur B	41.2(6.0)			7.93(15)			12.8

Tab. 8: $^{208}\text{Pb}(0^+ \rightarrow 3^-)$ -Übergangswahrscheinlichkeiten B(IS 3) und Übergangsradien R_{tr} für Nukleonen (m), Protonen (p) und Neutronen (n). Die χ^2 -Werte beziehen sich auf die Wiedergabe der experimentellen (α, α')-Wirkungsquerschnitte des 3^- -Zustandes unter Zugrundelegung der verschiedenen Übergangsdichten. Die Ziffern in Klammern geben die Fehler an.

* Nur Fehler des Neutronenanteils

scheinlichkeiten, die deutlich unter dem Ergebnis des (α, α')-Experiments liegen. Noch klarer zeigt sich dieser Befund, wenn man die Protonendichte aus dem (e,e')-Experiment von der Massenübergangsdichte aus der Vibrationsmodellanalyse (Tab. 6) subtrahiert. Aus der so gewonnenen "experimentellen" Neutronenübergangsdichte erhält man eine Übergangswahrscheinlichkeit von

$$B(\text{IS } 3, 0^+ \rightarrow 3^-)_n = 34.9 \text{ s.p.u.},$$

die erheblich über den theoretischen Werten liegt. Der entsprechende Übergangsradius

$$R_{tr_n} = 7.74 \text{ fm}$$

stimmt dagegen - wie auch die Massenübergangsradien - recht gut mit den Theorien überein.

In Fig. 20 wird demonstriert, daß sich die Unterschiede zwischen den Übergangsdichten in signifikanter Weise in den (α, α')-Wirkungsquerschnitten niederschlagen, wenn man die gegebenen Dichten zu deren Berechnung übernimmt. Dazu wurde die zur Lösung der

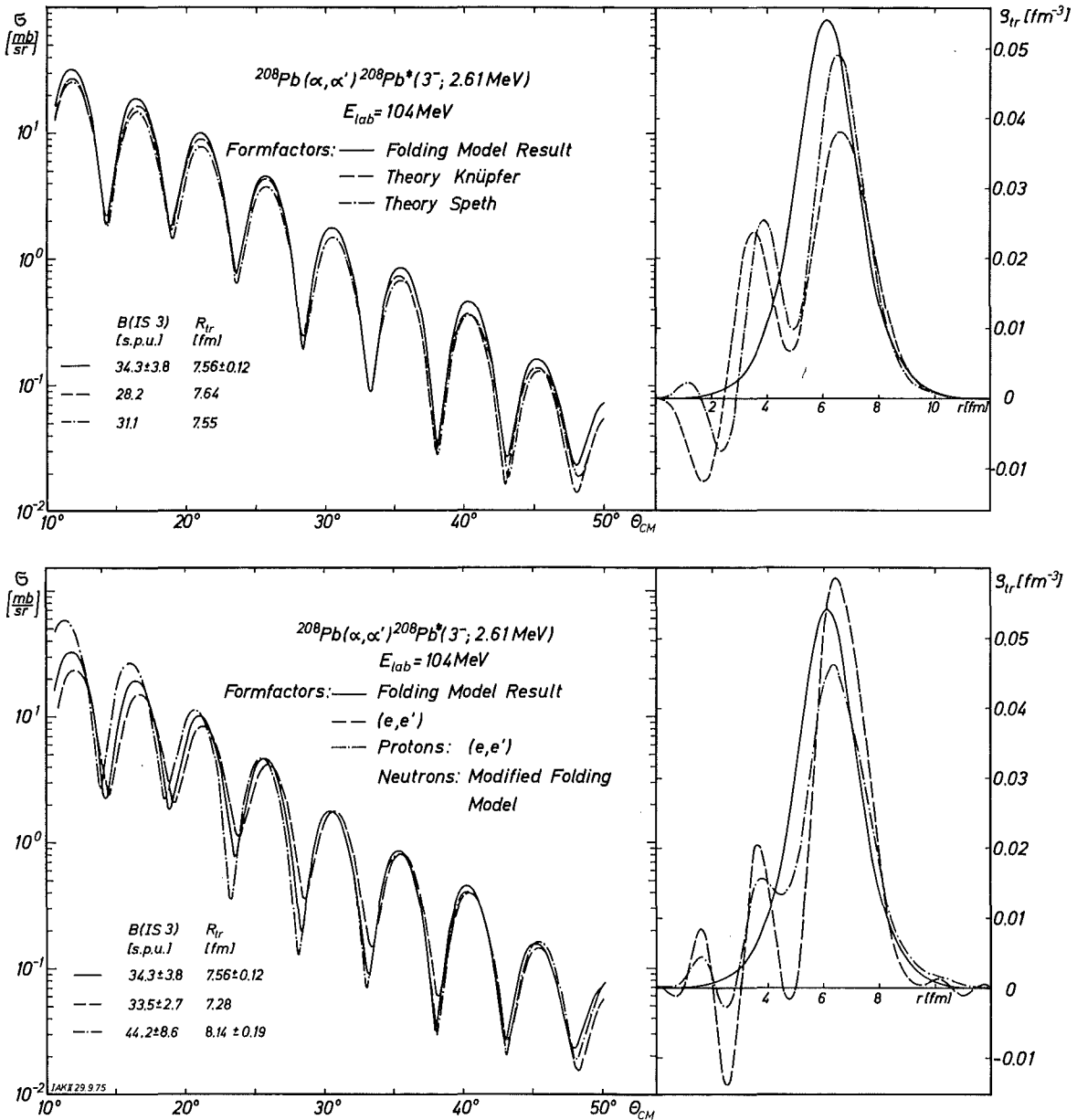


Fig. 20: $^{208}\text{Pb}(0^+ \rightarrow 3^-; 2.61\text{ MeV})$: Massenübergangsdichten und die daraus resultierenden theoretischen (α, α') -Wirkungsquerschnitte für den 3^- -Zustand. Die angegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten und -radien beziehen sich auf die Nukleonenübergangsdichten (Protonen + Neutronen). Die Protonenübergangsdichte (gestrichelt) im unteren Teilbild wurde durch Multiplikation mit $\frac{208}{82}$ auf A normiert.

gekoppelten Gleichungen notwendige Grundzustandsdichte vom Ergebnis des harmonischen Vibrationsmodells übernommen (Tab. 6, Zeile 3). Die Parameter des Imaginärteils des optischen Potentials wurden an die Meßdaten angepaßt. Die resultierenden Winkelverteilungen für den 3^- -Zustand zeigt der linke Teil von Fig. 20. Zum Vergleich wurde das Ergebnis der Vibrationsmodellanalyse hinzugefügt (durchgezogene Linie).

Die Wirkungsquerschnitte weichen z.T. erheblich von dem Vibrationsmodellresultat ab und geben die gemessenen Daten deutlich schlechter wieder wie man aus den χ^2 -Werten in Tab. 8 entnimmt. Vor allem beobachtet man Verschiebungen der Oszillationsphasen zwischen den verschiedenen Winkelverteilungen. Diese Verschiebungen lassen sich verhältnismaßig einfach anhand der Ausläufer der Übergangsdichten erklären. Die Ausläufer der theoretischen Dichte nach Speth und die experimentellen Protonenübergangsdichte sind im Bereich $r \geq 8.5$ fm kleiner als die Dichte des Vibrationsmodells. Man beobachtet daher eine Phasenverschiebung zu größeren Streuwinkeln gegenüber dem Vibrationsmodell. Die von Knüpfer berechnete theoretische Übergangsdichte stimmt im äußeren Bereich recht gut mit dem Vibrationsmodell überein, ist aber für $7 \leq r \leq 9.5$ fm größer als die Vibrationsmodellldichte. Man beobachtet daher in diesem Fall eine Übereinstimmung der Oszillationsphasen bis ca. $\theta_{CM} = 35^\circ$. Erst bei größeren Streuwinkeln, was einem tieferen Eindringen in den Kern entspricht, verschiebt sich die Phasenlage infolge der größeren Übergangsdichte zu kleineren Winkeln im Vergleich zum Vibrationsmodell.

Der Einfluß der unterschiedlichen Lage und Höhe des Maximums der Übergangsdichte auf die Wirkungsquerschnitte läßt sich nicht so klar erkennen. Ein detaillierter Vergleich mit den Meßdaten zeigt allerdings, daß mit der theoretischen Übergangsdichte nach Knüpfer die Wirkungsquerschnitte bei großen Streuwinkeln besser reproduziert werden als mit den anderen übernommenen Dichten. Die Analysen zeigen, wie empfindlich die (α, α') -Wirkungsquerschnitte selbst auf geringe Unterschiede im Ausläufer der Übergangsdichte für $r \geq 8$ fm sind. Die mangelhafte Wiedergabe der Meßdaten beruht hauptsächlich darauf, daß diese Ausläufer bei den gegebenen Dichten zu klein sind. Da andererseits die elektromagnetischen Daten gut wiedergegeben werden [RoFr74], muß der Neutronenanteil der theoretischen Dichten zu klein sein.

4.4.2 Versuch einer unabhängigen Analyse der Neutronen- übergangsdichte

Eine direkte Bestimmung des Neutronenanteils der Übergangsdichte aus den Daten der α -Teilchen-Streuung unter Zugrundelegung der experimentellen Protonenübergangsdichte in ähnlicher Weise, wie die Grundzustandsdichte der Neutronen in Abs. 3.3.2 ermittelt wurde, ist wegen der eingangs diskutierten Modellabhängigkeit der gewonnenen isoskalaren Übergangsdichte nicht unproblematisch. Dennoch wird im folgenden versucht, die Neutronenübergangsdichte in einfacher Weise unabhängig von der Protonenübergangsdichte und unabhängig von der Grundzustandsdichte zu parametrisieren und die Werte der Parameter durch Anpassung an die experimentellen (α, α') -Daten zu ermitteln. Die wesentlichen Gesichtspunkte des Ansatzes sind, in enger Anlehnung an die Rechnungen des vorangegangenen Abschnittes möglichst viel Informationen fest in die Analyse einzugeben und eine möglichst geringe Zahl neuer Parameter für die Neutronenübergangsdichte einzuführen und zu variieren. Das bietet den Vorteil eines direkten und durchsichtigen Vergleichs der Neutronen- und totalen Massenübergangsdichten mit den Rechnungen von Abs. 4.4.1.

Zu der Analyse wurde folgender Weg eingeschlagen: Die Grundzustandsdichte ρ_0 wurde wiederum gleich dem Resultat aus Tab. 6 gesetzt; für den Protonenanteil der Übergangsdichte wurde das Ergebnis des (e, e') -Experiments (Fig. 18) eingesetzt. Der Neutronenanteil der Übergangsdichte wurde - wie der Term erster Ordnung im Vibrationsmodell - als Ableitung einer Fermiverteilung (Gl. (4.9)) mit Parametern $c_n^{(tr)}$ und $a_n^{(tr)}$ angesetzt

$$(4.16) \quad \rho_n^{(tr)} = c_n^{(tr)} \cdot \frac{\partial \rho_n^{(tr)}}{\partial c_n^{(tr)}} \cdot \beta_L$$

Die Normierung der Übergangsdichte $\rho_{n_0}^{(tr)}$ (vgl. Gl. (4.9)) wurde gleich der Normierung des Neutronenanteils der Grundzustandsdichte gesetzt

$$\rho_{n_0}^{(tr)} = \rho_{m_0}^{(o)} \cdot \frac{N}{A}$$

Zur Berechnung der theoretischen Wirkungsquerschnitte wurde der Radiusparameter $c_n^{(tr)}$ der Neutronenübergangsdichte festgehalten ($c_n^{(tr)} = c_n^{(o)}$) und nur die Parameter $a_n^{(tr)}$ und β_3 zusammen mit dem Imaginärteil des optischen Potentials angepaßt. Gegenüber dem Vibrationsmodell wurde also nur ein weiterer freier Parameter eingeführt. Die resultierenden Parameterwerte der Neutronenübergangsdichte lauten dann

$$a_n^{(tr)} = 0.965 \pm 0.041 \text{ fm}$$

$$\beta_3 = 0.1271 \pm 0.0075$$

Die Winkelverteilung des 3^- -Zustandes und die Massenübergangsdichte sind im unteren Teil von Fig. 20 dargestellt; die Neutronenübergangsdichte zeigt Fig. 18 (durchgezogene Linie). Die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten und -radien und die Güte der Anpassung sind in Tab. 8 angegeben (Prozedur A).

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte werden mit dieser Parametrisierung erheblich besser beschrieben als mit den theoretischen Dichten und auch besser als durch das Resultat der Vibrationsmodellanalyse (Tab. 6). Ein detaillierter Vergleich mit den Meßdaten (Fig. 21) zeigt, daß vor allem die Oszillationsphasen bei kleinen Streuwinkeln und die Höhe der Maxima bei großen Winkeln besser übereinstimmen als bei der Analyse in Abs. 4.3.

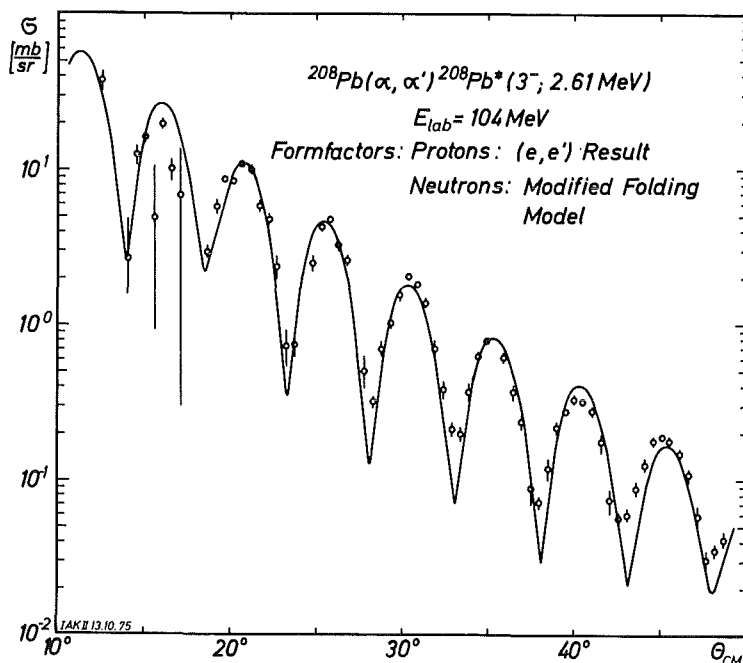


Fig. 21:
 $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha')^{208}\text{Pb}^*(3^-; 2.61 \text{ MeV})$: Faltungsmodellanalyse mit unabhängig parametrisierter Neutronenübergangsdichte (Prozedur A)

Die Neutronenübergangswahrscheinlichkeit ist wesentlich größer als die Protonenübergangswahrscheinlichkeit und als die theoretischen Werte, die von Knüpfer und von Speth berechnet wurden. Dies rührt von dem größeren Ausläufer der extrahierten Übergangsdichte der Neutronen am Kernrand her (Fig. 18).

Neben der beschriebenen Prozedur wurden auch jeweils ein anderer der drei Parameter $c_n^{(tr)}$, $a_n^{(tr)}$, β_3 festgehalten und die beiden restlichen variiert und schließlich auch alle drei Parameter gleichzeitig angepaßt. In keinem Fall ergab sich eine wesentlich bessere oder schlechtere Beschreibung der Meßdaten. Die Neutronenübergangsdichte zeigte in allen Fällen denselben Verlauf im Bereich $r > 8$ fm wie in Fig. 18. Die Übergangswahrscheinlichkeiten und -radien änderten sich innerhalb der Fehlergrenzen nicht gegenüber den in Tab. 8 angegebenen Resultaten.

4.4.3 Modellabhängigkeit der Analysen

Die erhebliche Differenz der Massenübergangswahrscheinlichkeiten zwischen dem Vibrationsmodell (Tab. 6) und der in Abs. 4.4.2 vorgelegten Analyse führt zu der Frage, ob diese Abweichungen generell eine Folge der unabhängigen Parametrisierung der Übergangsdichte sind, oder ob sie spezifisch bei ^{208}Pb auftreten. Im ersten Fall müßte man folgern, daß die Modellabhängigkeit der extrahierten Übergangsraten so stark ist, daß man den Analysen bestenfalls eine untere Grenze für den Neutronenanteil der Übergangswahrscheinlichkeit entnehmen kann. Im zweiten Fall müßten die Ursachen der Abweichungen gesucht werden.

Der naheliegendste Weg, diese Frage zu klären, sind vergleichende Rechnungen an den Nachbarisotopen $^{204,206}\text{Pb}$. Für diese Kerne liegen allerdings keine Protonenübergangsdichten vor. Man kann die Wirkung der unabhängigen Parametrisierung aber auch dadurch untersuchen, daß man die gesamte Massenübergangsdichte in der in Abs. 4.4.2 angegebenen Weise beschreibt.

Es wurden daher für alle drei Pb-Isotope die Grundzustandsdichten aus den Vibrationsmodellanalysen übernommen (Tab. 6) und die Parameter $a_m^{(tr)}$ und β_3 der Massenübergangsdichte zusammen mit dem

Imaginärteil des optischen Potentials an die Meßdaten angepaßt. Dabei ergaben sich die in Tab. 9 angegebenen Parameterwerte und Übergangswahrscheinlichkeiten und -radien. Die Werte für ^{208}Pb sind zusätzlich in Tab. 8 (Prozedur B) angegeben. Der Vergleich mit Tab. 6 zeigt, daß durch die unabhängige Parametrisierung bei allen drei Isotopen die Übergangsradien deutlich größer werden, die Übergangswahrscheinlichkeiten dagegen sind für $^{204,206}\text{Pb}$ innerhalb der Fehlergrenzen identisch. Nur bei ^{208}Pb erhält man eine erheblich größere Übergangswahrscheinlichkeit. Die verbleibende Differenz der Massenübergangswahrscheinlichkeit gegenüber Prozedur A kann durch den verhältnismäßig steilen Abfall der gegebenen Protonendichte bedingt sein, der bei der Anpassung der Neutronendichte überkompensiert wird. Subtrahiert man von der Massenübergangsdichte aus Prozedur B die Protonendichte aus dem (e, e') -Experiment, so erhält man eine Neutronenübergangswahrscheinlichkeit von

$$B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-)_n = 46.7 \text{ s.p.u.}$$

und einen Übergangsradius von

$$R_{\text{tr}_n} = 8.26 \text{ fm}$$

Die Mittelwerte aus Prozedur A und B lauten dann

$$B(\text{IS } 3; 0^+ \rightarrow 3^-)_n = 49.4 \text{ s.p.u.}$$

$$R_{\text{tr}_n} = 8.41 \text{ fm}$$

Bei $^{204,206}\text{Pb}$ ergibt die unabhängige Parametrisierung keine wesentlich bessere Beschreibung der experimentellen Daten, wohingegen die Wirkungsquerschnitte der inelastischen Streuung an ^{208}Pb deutlich besser reproduziert werden. Ergänzend wurde - ähnlich wie im vorangegangenen Abschnitt - jeweils ein anderer Parameter der Übergangsdichte festgehalten und die restlichen beiden variiert und es wurden auch alle drei Parameter angepaßt. Dabei ergab sich keine Änderung des Befundes. Damit ist erwiesen, daß die unabhängige Parametrisierung spezifisch bei

Nuklid	(tr) $c_m \cdot A^{-1/3}$ [fm]	(tr) a_m [fm]	β_3	$B(IS\ 3)_m$ [$10^5 e^2 fm^6$]	R_{tr} [fm] ^m	$\chi^2/F\ 0^+$	$\chi^2/F\ 3^-$	$\chi^2/F\ gesamt$
²⁰⁴ Pb	1.0695	0.761(23)	0.1114(39)	5.61	7.86	9.6	3.7	6.7
²⁰⁶ Pb	1.0975	0.714(29)	0.1111(46)	6.07	7.83	16.1	6.1	11.4
²⁰⁸ Pb	1.0268	0.820(30)	0.1333(56)	7.42	7.93	17.3	12.8	15.2

Tab. 9: Ergebnisse der CC-Analysen mit unabhängiger Parametrisierung der Übergangsdichte ρ_{tr} . Die Parameter der Grundzustandsdichte wurden aus dem Vibrationsmodell übernommen. Der Radiusparameter der Übergangsdichte wurde nicht variiert.

²⁰⁸Pb unterschiedliche Übergangsraten ergibt. Die erheblich bessere Wiedergabe der experimentellen Daten deutet darauf hin, daß das Vibrationsmodell in der durch Gl. (4.9) und (4.10) gegebenen Form für diesen Kern ungeeignet ist.

Hinweise auf eine Erklärung dieser Beobachtung liefern Analysen der elastischen Streuung mit 2-Parameter-Fermiverteilungen für die Neutronen- oder Massendichten, die in dieser Arbeit nicht im einzelnen vorgelegt wurden. Dabei hatte sich gezeigt, daß für ^{204,206}Pb die Verwendung von Fermi-förmigen Dichten statt der G3-Verteilungen abgesehen von etwas (5 %) schlechteren χ^2 -Werten keine Änderung der Resultate von Abs. 3.3.2 erbrachten. Bei ²⁰⁸Pb dagegen wurden zwei χ^2 -Minima gefunden, von denen eines denselben RMS-Radius ergab wie in Abs. 3.3.2, aber einen um über 50 % schlechteren χ^2 -Wert ($\chi^2=31$) als bei Verwendung der G3-Verteilung. Das zweite Minimum hatte zwar einen besseren χ^2 -Wert, aber die resultierenden Parameter ($c = 0.91 \cdot A^{1/3}$ fm, $a = 0.92$ fm) erschienen unvernünftig. Das deutet darauf hin, daß eine 2-Parameter-Fermi-Verteilung die Grundzustandsdichte von ²⁰⁸Pb nicht angemessen wiedergibt. Bestärkt wird diese Vermutung auch dadurch, daß man nur bei ²⁰⁸Pb einen relativ großen Wert für w (Gl. (3.14)) erhält, während bei ^{204,206}Pb der parabolische Term innerhalb der Fehler gleich Null ist.

Die Folge davon für die Vibrationsmodellanalysen (Tab.6) liegt auf der Hand. Die Parameter c_m und a_m werden im wesentlichen durch die elastische Streuung festgelegt, wobei bei der CC-Analyse offensichtlich die Werte des tieferen, aber unrealistischen Minimums angenommen werden (c_m ist erheblich kleiner als bei $^{204,206}\text{Pb}$). Als wirklich freier Parameter der Übergangsdichte bleibt somit nur β_3 , der allein nicht gleichzeitig den langreichweitigen Ausläufer der Übergangsdichte und einen angemessenen Anstieg für $r < 8$ fm erzeugen kann. Daher werden die Wirkungsquerschnitte des 3^- -Zustandes von ^{208}Pb in dieser Analyse nur ungenügend beschrieben.

5. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Die Analysen der inelastischen α -Teilchen-Streuung und die Untersuchungen der Oktupolübergangsdichten insbesondere von ^{208}Pb haben einige Modelleffekte aufgedeckt, insgesamt aber die Zuverlässigkeit der Bestimmung von isoskalaren Übergangsraten bestätigt. Denn in den Fällen, in denen die Wirkungsquerschnitte durch das Vibrationsmodell (Gl. (4.9, 4.10)) gut wiedergegeben werden ($^{204,206}\text{Pb}$) liefert auch eine freiere Parametrisierung keine anderen Resultate. Bei ^{208}Pb hingegen wurde bereits in früheren Analysen der inelastischen α -Teilchen-Streuung zu dem 3^- -Zustand [HiLe73, GoSm73] auf die Schwierigkeiten hingewiesen, insbesondere die Wirkungsquerschnitte bei kleinen Streuwinkeln befriedigend anzupassen. In der vorliegenden Arbeit wird dieser Befund bestätigt. Nur mit der unabhängigen Parametrisierung der Übergangsdichte, bei der der langreichweitige Ausläufer wesentlich höher ist als im Vibrationsmodell, werden die experimentellen Wirkungsquerschnitte bei kleinen Streuwinkeln gut reproduziert.

Daß sich dabei eine wesentlich höhere Übergangswahrscheinlichkeit ergibt als bei den elektromagnetischen Untersuchungen darf nicht zu sehr verwundern. Denn zum einen sind die Elektronenstreuexperimente auf den Bereich $r > 8$ fm weniger empfindlich als die α -Teilchen-Streuung, und die experimentellen Fehler der elektro-

magnetischen Übergangsdichte werden möglicherweise in diesem Bereich unterschätzt. Darüberhinaus ist die erhöhte Übergangswahrscheinlichkeit wahrscheinlich eine Folge des größeren RMS-Radius der Neutronenverteilung, die von elektromagnetischen Experimenten ohnehin nicht abgetastet wird. Der deutliche Unterschied zwischen den Neutronenverteilungen von $^{204,206}\text{Pb}$ auf der einen und ^{208}Pb auf der anderen Seite liefert jedenfalls einen Hinweis, warum beim ^{208}Pb eine gute Wiedergabe der inelastischen Streuquerschnitte bei Vorwärtswinkeln nur mit einem erheblich größeren Ausläufer der Übergangsdichte erreicht werden kann.

Ebenso muß der große Neutronenradius, den die Theorien nicht berücksichtigen, als Grund dafür angesehen werden, daß die Theorien von Knüpfer et al. und von Fröbrich und Speth den Neutronenanteil der Übergangswahrscheinlichkeit beträchtlich unterschätzen.

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für Angewandte Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich, daß er die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und mit Interesse förderte.

Für die Unterstützung bei der Durchführung der Messungen danke ich den Herren Dr. H. Rebel, Ing. D. Hartmann, Dr. J. Buschmann, Dr. H. Klewe-Nebenius, Dr. G.P. Nowicki, Dr. K. Wisshak sowie Fräulein W. Nowatzke. Der Betriebsgruppe des Zyklotron-Laboratoriums, insbesondere Herrn Ing. F. Schulz und Fräulein C. Rämer gilt mein Dank für ihren ständigen Einsatz bei der Bereitstellung der Streuapparatur und des ausgezeichnet präparierten α -Strahls. Herrn Dipl.-Ing. W. Karbstein und Herrn B. Kögel danke ich für ihre Unterstützung bei der Benutzung des On-Line-Computers des Zyklotron-Laboratoriums. Den Herren Dr. B. Dreher, Dr. H. Euteneuer, Dr. J. Friedrich, Dr. R. Neuhausen, Dr. H. Rothhaas und Dipl. Phys. N. Voegler (Mainz) sowie Herrn Dr. W. Knüpfer (Erlangen) und Herrn Prof. Dr. J. Speth (Jülich) danke ich für die Überlassung der experimentellen Ladungsdichten bzw. der theoretischen Übergangsdichten und für verschiedene Hinweise.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Dr. H. Rebel für die Anregung zu dieser Arbeit und für zahlreiche wertevolle Hinweise und Erläuterungen, vor allem aber für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und für seine ständige Bereitschaft zu Diskussionen zum Thema dieser Arbeit.

Wichtige Hinweise zur numerischen Analyse erhielt ich von Herrn Dr. G.W. Schweimer (Wolfsburg), dem ich dafür danke. Für ihren unermüdlichen Einsatz bei der Datenaufbereitung und für ihre Mithilfe bei den umfangreichen Rechnungen sowie für die Anfertigung der Zeichnungen danke ich Fräulein W. Nowatzke. Schließlich gilt mein Dank Frau E. Kirste für die äußere Gestaltung des Manuskripts.

Literaturverzeichnis

- AlBa73 B.W. Allardyce, C.J. Batty, D.J. Baugh, E. Friedman, G. Heymann, M.E. Cage, G.J. Pyle, G.T.A. Squier, A.S. Clough, D.F. Jackson, S. Murugesu, V. Rajaratnam; Nucl. Phys. A209 (1973) 1
- AuBl65 N. Austern and J.S. Blair; Ann. Phys. 33 (1965) 15
- AuQu68 E.M. Auerbach, H.M. Qureshi and M.M Sternheim; Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 162
- Ba67 G. Baumgaertner; Z. Physik 204 (1967) 17
- BaFr71a C.J. Batty and E. Friedman; Phys. Lett. 34B (1971) 7
- BaFr71b C.J. Batty, E. Friedman and D.F. Jackson; Nucl. Phys. A175 (1971) 1
- Be69 A.M. Bernstein; Advances in Nuclear Physics, Vol. 3, ed. M. Baranger and E. Vogt, Plenum Press, New York-London (1969) 325
- BeSe71 A.M. Bernstein and W.A. Seidler; Phys. Lett. 34B (1971) 569
- BeSe72 A.M. Bernstein and W.A. Seidler; Phys. Lett. 39B (1972) 583
- Bo74 Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 479-661; ed. F. Boehm; Academic Press, New York
- BoDi69 A.M. Bojarski, R. Diebold, S.D. Ecklund, G.E. Fischer, Y. Murata, B. Richter and M. Sands; Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1343
- BrHo73 G.E. Brown, V. Horsfjord and K.F. Liu; Nucl. Phys. A205 (1973) 73
- BuDu70 A. Budzanowski, A. Dudek, K. Grotowski, A. Strzalkowski; Phys. Lett. 32B (1970) 431
- CoSp72 X. Compi and D.W.L. Sprung; Nucl. Phys. A194 (1972) 401
- DoMo75 C.B. Dover, P.J. Moffa and J.P. Vary; Phys. Lett. 56B (1975) 4
- DrEu75 B. Dreher, H. Euteneuer, J. Friedrich, R. Neuhausen, H. Rothhaas und N. Voegler; private Mitteilungen (1975)
- DrFr74 B. Dreher, J. Friedrich, K. Merle, H. Rothhaas, G. Lührs; Nucl. Phys. A235 (1974) 219
- FeBl70 B. Fernandez and J.S. Blair; Phys. Rev. C1 (1970) 523

- FrLe72 J. Friedrich and F. Lenz; Nucl. Phys. A183 (1972) 523
- FrMa69 E. Friedman and B. Mandelbaum; Nucl. Phys. A135 (1969) 472
- FrSp75 P. Fröbrich and J. Speth; Symp. on Nucl. Struct.;
Balatonfüret, Ungarn (1975)
- GiNo74 H.J. Gils und W. Nowatzke; Arbeitsbericht Nr. 55,
Zyklotron-Laboratorium, Kernforschungszentrum Karlsruhe
(1974), unveröffentlicht
- GiRe74 H.J. Gils, H. Rebel and A. Ciocanel; Rev. Roum. de Phys.
19 (1974) 761
- GiRe75a H.J. Gils, H. Rebel, G. Nowicki, D. Hartmann, A. Ciocanel,
H. Klewe-Nebenius, K. Wisshak; J. Phys. G (Nucl. Phys.) 1
(1975) 344; KFK-Report 2087 (1974)
- GiRe75b H.J. Gils and H. Rebel; KFK-Report 2127 (1975)
- GiRe75c H.J. Gils and H. Rebel; Z. Physik 274 (1975) 259
- Gl67 N.K. Glendenning; Proc. Int. School of Physics
"Enrico Fermi" course 40, ed. M. Jean, Academic Press,
New York (1967)
- GlVe66 N.K. Glendenning and M. Veneroni; Phys. Rev. 144 (1966)839
- GnGr71 G. Gneuss and W. Greiner; Nucl. Phys. A71 (1971) 449
- GoSm72 D.A. Goldberg and S.M. Smith; Technical Report No.72-119,
University of Maryland, Dept. of Physic and
Astronomy (1972)
- GoSm73 D.A. Goldberg, S.M. Smith, H.G. Pugh, P.G. Roos, N.S. Wall;
Phys. Rev. C7 (1973) 1938
- Gr75 K. Grotowsky; private Mitteilungen (1975)
- GrMa70 G.W. Greenlees, W. Makofske and G.J. Pyle;
Phys. Rev. C1 (1970) 1145
- GrPy68 G.W. Greenlees, G.J. Pyle and Y.C. Tang;
Phys. Rev. 171 (1968) 1115
- GrKn75 E. Grecksch, W. Knüpfer and M.G. Huber; Nuov. Cim., zur
Veröffentlichung eingereicht
- HaKö72 D. Hartmann und B. Kögel; Arbeitsbericht Nr. 44,
Zyklotron-Laboratorium, Kernforschungszentrum Karlsruhe
(1972), unveröffentlicht
- HiLe73 J.C. Hiebert, G.M. Lerner, L.L. Rutledge, Jr., and
A.M. Bernstein; Texas A & M University Report (1973)

- Ho63 P.E. Hodgson; "The Optical Model of Elastic Scattering", Clarendon Press, Oxford (1963)
- HoCo67 R. Hofstadter and H.R. Collard; Landolt-Börnstein, Neue Serie, Gr. I, Bd. 2; Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1967)
- Ja69 D.F. Jackson; Nucl. Phys. A123 (1969) 273
- JaVr74 C.W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries; Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 479
- Jo63 P.B. Jones; "The Optical Model in Nuclear and Particle Physics", Interscience Publish. Inc., New York (1963)
- Jo70 G.A. Jones; Rep. Prog. Phys. 33 (1970) 645
- KaMö75 W.R. Kappel, J. Möllenbeck, H. Schweickert; private Mitteilungen (1975)
- Kn75 W. Knüpfer; private Mitteilungen (1975)
- KöSc71 H.J. Körner and J.P. Schiffer; Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1457
- Le69 F. Lenz; Z. Physik 222 (1969) 491
- LeHi72 G.M. Lerner, J.C. Hiebert, L.L. Rutledge and A.M. Bernstein; Phys. Rev. C6 (1972) 1254
- Li71 J.S. Lilley; Phys. Rev. C3 (1971) 2229
- Ma75 J. Majka; Dissertation, Krakau (1975)
- MaLi72 P. Mailandt, J.S. Lilley and G.W. Greenlees; Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1075
- MaLi73 P. Mailandt, J.S. Lilley and G.W. Greenlees; Phys. Rev. C8 (1973) 2189
- MaTo65 V.A. Madsen and W. Tobocman; Phys. Rev. 139 (1965) 2864
- MaWe69 C. Mahaux and H.A. Weidenmüller; "Shell Model Approach to Nuclear Reactions", North Holland Publ. Comp., Amsterdam (1969)
- Ne70 J.W. Negele; Phys. Rev. C1 (1970) 1260
- Ne74a J.W. Negele; Comments on Nucl. and Part. Phys. VI (1974) 15
- Ne74b J.W. Negele; Phys. Rev. C9 (1974) 1054
- Ne75 J.W. Negele; private Mitteilungen (1975)
- NeVa72 J.W. Negele and D. Vautherin; Phys. Rev. C5 (1972) 1472
- NemVa70 J. Nemeth and D. Vautherin; Phys. Lett. 32B (1970) 561

- NoSc68 J.A. Nolen Jr., J.P. Schiffer and N. Williams;
Phys. Lett. 27B (1968) 1
- NoSc69 J.A. Nolen, Jr., and J.P. Schiffer; Phys. Lett 29B (1969)
396; Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 471
- PuPa74 L.W. Put and A.M.J. Paans; Phys. Lett. 49B (1974) 266
- Re72 H. Rebel; Nucl. Phys. A180 (1972) 332
- Re74 H. Rebel; Vorlesungen an der Int. Summer School of
Nucl. Phys.; Predeal, Romania (Sept. 1974);
KFK-Report 2065 (1974)
- ReLö72 H. Rebel, R. Löhken, G.W. Schweimer, G. Schatz und
G. Hauser; Z. Physik 256 (1972) 258
- ReSc72 H. Rebel, G.W. Schweimer, G. Schatz, J. Specht,
R. Löhken, G. Hauser, D. Habs and H. Klewe-Nebenius;
Nucl. Phys. A182 (1972) 145
- ReHa74 H. Rebel, G. Hauser, G.W. Schweimer, G. Nowicki,
W. Wiesner and D. Hartmann; Nucl. Phys. A218 (1974) 13
- ReSc74 H. Rebel, G.W. Schweimer, D. Habs and H.J. Gils;
Nucl. Phys. A225 (1974) 457
- ReTa70 I. Reichstein and Y.C. Tang; Nucl. Phys. A158 (1970) 529
- RoFr74 H. Rothhaas, J. Friedrich, K. Merle and B. Dreher;
Phys. Lett. 51B (1974) 23
- Sa67 G.R. Satchler; Nucl. Phys. A95 (1967) 1
- Sa71 G.R. Satchler; Nuclei and Particles 2 (1971) 265
- Sa72 G.R. Satchler; Comm. Nucl. Part. Phys. V (1972) 39
- SaOw68 G.R. Satchler, L.W. Owen, A.J. Elwyn, G.L. Morgan and
R.L. Walter; Nucl. Phys. A112 (1968) 1
- Scha70 R. Schaeffer; Nucl. Phys. A158 (1970) 321
- ScNo69 J.P. Schiffer, J.A. Nolen Jr., and N. Williams;
Phys. Lett. 29B (1969) 399
- ScRa73 G.W. Schweimer and J. Raynal; Vorabdruck (1973), unver-
öffentlicht; G.W. Schweimer, private Mitteilungen
- Si74 P.P Singh; private Mitteilungen (1974)
- Sp75 J. Speth; private Mitteilungen (1975)
- SpNo72 J. Specht, G.P. Nowicki; Programmbeschreibungen,
Zyklotron-Laboratorium, Kernforschungszentrum Karlsruhe
(1972), unveröffentlicht

- SpSc70 J. Specht und G.W. Schweimer;
Arbeitsbericht Nr. 33, Zyklotron-Laboratorium, Kern-
forschungszentrum Karlsruhe (1970), unveröffentlicht
- Ta67 T. Tamura; ORNL-Report Nr. 4152 (1967);
H. Rebel and G.W. Schweimer; KFK-Report 1333 (1971)
- TaBr70 B. Tatischeff and I. Brissaud; Nucl. Phys. A155 (1970) 89
- TaBr72 B. Tatischeff, I. Brissaud, and L. Bimbot;
Phy.s Rev. C5 (1972) 234

Anhang

Tabellen der experimentellen Wirkungsquerschnitte

Die angegebenen Fehler der experimentellen Wirkungsquerschnitte enthalten einen Anteil, der aus der Unsicherheit des Nullpunktes der Winkelskala ($\Delta\theta = 0.1^\circ$) folgt und der in einen Fehler des Wirkungsquerschnittes umgerechnet wurde.

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 204 PB

Q = 0.0 MEV I = 0.0

ECM = 101.999 MEV K = 4.3765/FERMI ETA = 2.53298

LABORATORY DATA			RUTHERFORD	CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	SIGMA/SR	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
10.80	2.398E+04	2.6	2.337E+00	11.02	2.306E+04	5.897E+02
12.30	1.483E+04	5.3	2.428E+00	12.55	1.426E+04	7.601E+02
12.80	9.986E+03	7.8	1.916E+00	13.06	9.605E+03	7.528E+02
13.30	7.012E+03	7.0	1.567E+00	13.57	6.745E+03	4.714E+02
13.80	5.089E+03	6.8	1.317E+00	14.08	4.896E+03	3.333E+02
14.30	3.552E+03	7.7	1.360E+00	14.59	3.418E+03	2.638E+02
14.80	2.353E+03	6.7	8.046E-01	15.09	2.264E+03	1.514E+02
15.30	1.982E+03	2.5	7.735E-01	15.60	1.907E+03	4.858E+01
15.80	1.864E+03	1.8	8.267E-01	16.11	1.794E+03	3.271E+01
16.30	1.661E+03	3.3	8.338E-01	16.62	1.599E+03	5.245E+01
16.80	1.325E+03	4.5	7.498E-01	17.13	1.275E+03	5.776E+01
17.30	1.077E+03	5.6	6.846E-01	17.64	1.036E+03	5.854E+01
17.80	7.235E+02	8.3	5.151E-01	18.15	6.965E+02	5.793E+01
18.30	4.777E+02	7.4	3.796E-01	18.66	4.599E+02	3.398E+01
18.80	3.715E+02	4.9	3.285E-01	19.17	3.577E+02	1.757E+01
19.30	2.957E+02	3.4	2.901E-01	19.68	2.847E+02	9.633E+00
19.80	2.721E+02	1.1	2.954E-01	20.19	2.621E+02	2.773E+00
20.30	2.748E+02	5.4	3.294E-01	20.70	2.647E+02	1.115E+00
20.80	2.713E+02	1.2	3.581E-01	21.21	2.614E+02	3.232E+00
21.30	2.434E+02	3.0	3.528E-01	21.72	2.345E+02	7.074E+00
21.80	2.002E+02	4.9	3.180E-01	22.23	1.929E+02	9.372E+00
22.30	1.466E+02	9.3	2.547E-01	22.74	1.413E+02	1.313E+01
22.80	6.423E+01	15.3	1.218E-01	23.25	6.191E+01	9.494E+00
23.30	4.850E+01	5.1	1.002E-01	23.76	4.676E+01	2.379E+00
23.80	4.001E+01	1.1	8.989E-02	24.27	3.858E+01	4.303E-01
24.30	4.969E+01	3.8	1.212E-01	24.78	4.792E+01	1.821E+00
24.80	5.867E+01	2.3	1.550E-01	25.28	5.659E+01	1.277E+00
25.30	6.259E+01	0.6	1.789E-01	25.79	6.037E+01	3.475E-01
25.80	5.651E+01	3.5	1.745E-01	26.30	5.452E+01	1.895E+00
26.30	4.321E+01	6.8	1.438E-01	26.81	4.169E+01	2.818E+00
26.80	2.743E+01	8.9	9.831E-02	27.32	2.647E+01	2.343E+00
27.30	1.901E+01	9.7	7.328E-02	27.83	1.835E+01	1.787E+00
27.80	9.003E+00	13.1	3.726E-02	28.34	8.691E+00	1.141E+00
28.30	7.259E+00	2.2	3.222E-02	28.85	7.008E+00	1.533E-01
28.80	7.770E+00	6.2	3.693E-02	29.36	7.503E+00	4.672E-01
29.30	1.195E+01	5.2	6.077E-02	29.86	1.154E+01	5.977E-01
29.80	1.381E+01	2.9	7.500E-02	30.37	1.334E+01	3.827E-01
30.30	1.566E+01	1.2	9.080E-02	30.88	1.513E+01	1.840E-01
30.80	1.232E+01	6.0	7.615E-02	31.39	1.191E+01	7.198E-01
31.30	8.328E+00	9.3	5.481E-02	31.90	8.049E+00	7.469E-01
31.80	4.662E+00	16.7	3.264E-02	32.41	4.507E+00	7.520E-01
32.30	5.793E-01	69.5	4.309E-03	32.92	5.601E-01	3.891E-01
32.80	6.518E-01	14.0	5.147E-03	33.43	6.303E-01	8.841E-02
33.30	1.431E+00	15.9	1.198E-02	33.93	1.384E+00	2.195E-01
33.80	2.891E+00	9.6	2.566E-02	34.44	2.797E+00	2.673E-01
34.30	4.120E+00	3.1	3.871E-02	34.95	3.986E+00	1.234E-01
34.80	3.921E+00	1.9	3.897E-02	35.46	3.795E+00	7.323E-02
35.30	3.663E+00	3.7	3.847E-02	35.97	3.545E+00	1.324E-01
35.80	2.759E+00	6.2	3.060E-02	36.48	2.671E+00	1.645E-01
36.30	2.082E+00	8.1	2.437E-02	36.98	2.016E+00	1.633E-01
36.80	1.115E+00	15.6	1.376E-02	37.49	1.080E+00	1.681E-01
37.30	3.699E-01	28.3	4.807E-03	38.00	3.583E-01	1.014E-01
37.80	8.100E-02	19.0	1.108E-03	38.51	7.849E-02	1.492E-02
38.30	2.400E-01	22.0	3.454E-03	39.02	2.326E-01	5.108E-02
38.80	5.890E-01	15.2	8.911E-03	39.52	5.710E-01	8.690E-02
39.30	1.111E+00	6.7	1.766E-02	40.03	1.077E+00	7.233E-02
39.80	1.282E+00	2.4	2.139E-02	40.54	1.244E+00	2.983E-02
40.30	1.194E+00	4.8	2.089E-02	41.05	1.158E+00	5.549E-02
40.80	7.870E-01	9.4	1.444E-02	41.55	7.636E-01	7.209E-02
41.30	4.898E-01	12.0	9.415E-03	42.06	4.754E-01	5.719E-02
41.80	2.288E-01	19.0	4.604E-03	42.57	2.221E-01	4.210E-02
42.30	7.552E-02	28.1	1.591E-03	43.08	7.333E-02	2.061E-02
42.80	2.610E-02	16.1	5.748E-04	43.58	2.534E-02	4.084E-03
43.30	8.605E-02	17.8	1.981E-03	44.09	8.358E-02	1.484E-02
43.80	1.494E-01	12.9	3.594E-03	44.60	1.452E-01	1.876E-02
44.30	2.552E-01	7.4	6.408E-03	45.11	2.480E-01	1.827E-02
44.80	2.964E-01	5.8	7.768E-03	45.61	2.882E-01	1.684E-02
45.30	2.963E-01	5.0	8.099E-03	46.12	2.881E-01	1.436E-02
45.80	2.104E-01	9.4	5.995E-03	46.63	2.047E-01	1.923E-02
46.30	1.267E-01	15.2	3.762E-03	47.13	1.233E-01	1.870E-02
46.80	5.232E-02	24.3	1.618E-03	47.64	5.091E-02	1.239E-02
47.30	1.165E-02	26.5	3.748E-04	48.15	1.133E-02	3.605E-03
47.80	5.604E-02	20.1	1.675E-03	48.66	4.872E-02	9.812E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 204 PB

Q = -2.630 MEV I = 3-

ECM = 99.369 MEV K = 4.3197/FERMI ETA = 2.56628

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
10.80	2.274E+01	14.6	11.02	2.186E+01	3.200E+00
12.30	2.420E+01	12.1	12.55	2.326E+01	2.804E+00
12.80	1.070E+01	25.4	13.06	1.029E+01	2.608E+00
13.30	2.274E+00	45.7	13.57	2.187E+00	9.989E-01
13.80	7.872E+00	26.9	14.08	7.569E+00	2.033E+00
14.80	1.186E+01	10.8	15.10	1.141E+01	1.233E+00
15.30	6.297E+00	31.6	15.61	6.057E+00	1.911E+00
15.80	1.516E+01	11.6	16.12	1.458E+01	1.686E+00
16.30	1.603E+01	11.7	16.63	1.542E+01	1.799E+00
17.30	1.046E+01	12.5	17.65	1.006E+01	1.258E+00
17.80	3.962E+00	30.2	18.16	3.812E+00	1.151E+00
18.30	1.363E+00	22.9	18.67	1.312E+00	2.999E-01
18.80	1.703E+00	12.7	19.18	1.639E+00	2.085E-01
19.30	3.073E+00	18.9	19.69	2.958E+00	5.602E-01
19.80	7.336E+00	8.7	20.20	7.063E+00	6.174E-01
20.30	8.184E+00	3.3	20.71	7.880E+00	2.346E-01
20.80	8.420E+00	4.2	21.22	8.108E+00	3.391E-01
21.30	5.456E+00	9.5	21.72	5.254E+00	4.974E-01
21.80	4.296E+00	8.3	22.23	4.138E+00	3.417E-01
22.30	2.320E+00	17.4	22.74	2.235E+00	3.896E-01
22.80	4.562E-01	48.1	23.25	4.395E-01	2.116E-01
23.30	6.465E-01	15.4	23.76	6.230E-01	9.619E-02
23.80	1.041E+00	15.8	24.27	1.003E+00	1.587E-01
24.30	2.020E+00	11.1	24.78	1.947E+00	2.152E-01
24.80	3.173E+00	5.7	25.29	3.058E+00	1.742E-01
25.80	3.557E+00	3.8	26.31	3.430E+00	1.319E-01
25.30	3.667E+00	2.3	25.80	3.536E+00	8.000E-02
26.30	2.577E+00	9.1	26.82	2.485E+00	2.271E-01
26.80	1.297E+00	16.1	27.33	1.251E+00	2.018E-01
27.30	5.388E-01	22.6	27.84	5.198E-01	1.173E-01
27.80	1.408E-01	21.2	28.35	1.358E-01	2.878E-02
28.30	3.636E-01	16.3	28.85	3.480E-01	5.667E-02
28.80	6.575E-01	15.2	29.36	6.346E-01	9.628E-02
29.30	1.278E+00	7.2	29.87	1.234E+00	8.922E-02
29.80	1.453E+00	3.3	30.38	1.403E+00	4.577E-02
30.30	1.357E+00	4.5	30.89	1.310E+00	5.850E-02
30.80	9.720E-01	8.1	31.40	9.388E-01	7.561E-02
31.30	6.757E-01	10.3	31.91	6.528E-01	6.716E-02
31.80	3.605E-01	19.2	32.42	3.483E-01	6.688E-02
32.30	1.782E-02	175.0	32.92	1.722E-02	3.013E-02
32.80	1.074E-01	24.2	33.43	1.038E-01	2.515E-02
33.30	2.115E-01	14.4	33.94	2.045E-01	2.946E-02
33.80	3.641E-01	11.8	34.45	3.521E-01	4.164E-02
34.30	5.610E-01	7.4	34.96	5.426E-01	4.024E-02
34.80	6.585E-01	3.7	35.47	6.371E-01	2.388E-02
35.30	5.596E-01	7.4	35.98	5.414E-01	3.980E-02
35.80	3.647E-01	11.3	36.48	3.530E-01	4.005E-02
36.30	2.170E-01	13.2	36.99	2.100E-01	2.777E-02
36.80	1.104E-01	17.0	37.50	1.069E-01	1.821E-02
37.30	5.767E-02	15.5	38.01	5.585E-02	8.669E-03
37.80	6.635E-02	14.5	38.52	6.426E-02	9.291E-03
38.30	1.009E-01	16.2	39.02	9.776E-02	1.586E-02
38.80	1.936E-01	9.8	39.53	1.876E-01	1.844E-02
39.30	2.409E-01	6.0	40.04	2.335E-01	1.401E-02
39.80	2.453E-01	5.7	40.55	2.379E-01	1.354E-02
40.30	2.171E-01	7.4	41.06	2.105E-01	1.566E-02
40.80	1.506E-01	9.7	41.56	1.461E-01	1.424E-02
41.30	1.170E-01	11.5	42.07	1.135E-01	1.304E-02
42.30	4.004E-02	14.9	43.09	3.887E-02	5.800E-03
41.80	5.381E-02	19.0	42.58	5.221E-02	9.939E-03
42.80	2.651E-02	21.2	43.59	2.574E-02	5.449E-03
43.30	6.625E-02	16.0	44.10	6.433E-02	1.031E-02
43.80	9.289E-02	9.9	44.61	9.022E-02	8.907E-03
44.30	1.124E-01	7.2	45.12	1.092E-01	7.851E-03
44.80	9.807E-02	11.2	45.62	9.530E-02	1.066E-02
45.30	8.510E-02	9.0	46.13	8.271E-02	7.477E-03
45.80	7.201E-02	11.4	46.64	7.001E-02	7.985E-03
46.30	3.253E-02	23.0	47.15	3.164E-02	7.265E-03
46.80	2.981E-02	18.2	47.65	2.899E-02	5.287E-03
47.30	1.114E-02	27.3	48.16	1.084E-02	2.961E-03
47.80	2.875E-02	21.1	48.67	2.798E-02	5.910E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 206 PB

Q = 0.0 MEV I = 0.0

ECM = 102.018 MEV K = 4.3773/FERMI ETA = 2.53298

LABORATORY DATA			RUTHERFORD	CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	SIGMA/SR	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
10.80	2.644E+04	3.4	2.577E+00	11.01	2.543E+04	8.673E+02
12.30	1.298E+04	5.6	2.125E+00	12.54	1.249E+04	7.013E+02
12.80	1.018E+04	5.7	1.954E+00	13.05	9.799E+03	5.622E+02
13.30	7.142E+03	6.9	1.596E+00	13.56	6.872E+03	4.715E+02
13.80	5.287E+03	6.8	1.369E+00	14.07	5.088E+03	3.485E+02
14.30	3.531E+03	8.1	1.853E+00	14.58	3.398E+03	2.753E+02
14.80	2.431E+03	6.1	8.314E-01	15.09	2.340E+03	1.416E+02
15.30	2.064E+03	2.5	8.057E-01	15.60	1.987E+03	5.046E+01
15.80	1.938E+03	1.9	8.595E-01	16.11	1.866E+03	3.486E+01
16.30	1.723E+03	3.6	8.646E-01	16.62	1.658E+03	5.992E+01
16.80	1.323E+03	5.2	7.487E-01	17.13	1.274E+03	6.649E+01
17.30	1.062E+03	5.7	6.754E-01	17.64	1.023E+03	5.814E+01
17.80	7.258E+02	7.3	5.167E-01	18.15	6.990E+02	5.111E+01
18.30	5.350E+02	7.4	4.251E-01	18.66	5.153E+02	3.816E+01
18.80	3.313E+02	9.5	2.930E-01	19.17	3.192E+02	3.021E+01
19.30	2.217E+02	2.2	2.175E-01	19.68	2.136E+02	4.681E+00
19.80	2.839E+02	2.4	3.082E-01	20.19	2.735E+02	6.573E+00
20.30	2.865E+02	1.1	3.433E-01	20.70	2.761E+02	2.951E+00
20.80	2.559E+02	1.0	3.377E-01	21.21	2.466E+02	2.554E+00
21.30	2.626E+02	3.1	3.807E-01	21.72	2.531E+02	7.817E+00
21.80	1.772E+02	8.1	3.815E-01	22.22	1.708E+02	1.391E+01
22.30	1.186E+02	9.0	2.061E-01	22.73	1.143E+02	1.034E+01
22.80	7.025E+01	11.6	1.333E-01	23.24	6.774E+01	7.869E+00
23.30	3.769E+01	12.1	7.787E-02	23.75	3.634E+01	4.382E+00
23.80	2.502E+01	5.3	5.622E-02	24.26	2.413E+01	1.276E+00
24.30	5.041E+01	7.0	1.229E-01	24.77	4.863E+01	3.382E+00
24.80	5.995E+01	2.4	1.584E-01	25.28	5.784E+01	1.415E+00
25.30	6.475E+01	0.5	1.851E-01	25.79	6.248E+01	2.978E-01
25.80	6.004E+01	3.8	1.853E-01	26.30	5.794E+01	2.180E+00
26.30	4.242E+01	7.7	1.412E-01	26.81	4.095E+01	3.154E+00
26.80	2.748E+01	7.6	9.851E-02	27.32	2.653E+01	2.009E+00
27.30	2.172E+01	8.7	8.372E-02	27.82	2.097E+01	1.828E+00
27.80	8.656E+00	15.9	3.583E-02	28.33	8.359E+00	1.330E+00
28.30	8.007E+00	1.4	3.554E-02	28.84	7.734E+00	1.115E-01
28.80	9.004E+00	4.5	4.280E-02	29.35	8.697E+00	3.932E-01
29.30	1.196E+01	4.8	6.079E-02	29.86	1.155E+01	5.599E-01
29.80	1.462E+01	2.8	7.944E-02	30.37	1.413E+01	3.973E-01
30.30	1.579E+01	1.4	9.153E-02	30.88	1.526E+01	2.149E-01
30.80	1.273E+01	6.6	7.866E-02	31.39	1.230E+01	8.071E-01
31.30	7.549E+00	11.6	4.968E-02	31.89	7.298E+00	8.487E-01
31.80	4.912E+00	15.8	2.809E-02	32.40	3.880E+00	6.143E-01
32.30	1.224E+00	26.2	9.104E-03	32.91	1.184E+00	3.100E-01
32.80	8.414E-01	6.9	6.644E-03	33.42	8.139E-01	5.600E-02
33.30	1.654E+00	14.4	1.385E-02	33.93	1.600E+00	2.303E-01
33.80	3.193E+00	9.6	2.833E-02	34.44	3.089E+00	2.977E-01
34.30	4.650E+00	2.9	4.369E-02	34.94	4.501E+00	1.313E-01
34.80	4.262E+00	2.7	4.235E-02	35.45	4.126E+00	1.127E-01
35.30	3.692E+00	5.0	3.878E-02	35.96	3.575E+00	1.778E-01
35.80	2.588E+00	8.6	2.870E-02	36.47	2.507E+00	2.148E-01
36.30	1.566E+00	12.2	1.832E-02	36.98	1.517E+00	1.854E-01
36.80	8.035E-01	16.8	9.912E-03	37.48	7.784E-01	1.311E-01
37.30	2.358E-01	30.4	3.065E-03	37.99	2.285E-01	6.945E-02
37.80	1.001E-01	28.2	1.369E-03	38.50	9.699E-02	2.738E-02
38.30	4.837E-01	17.4	5.810E-03	39.01	3.914E-01	6.800E-02
38.80	7.767E-01	11.3	1.175E-02	39.52	7.531E-01	8.536E-02
39.30	1.247E+00	7.1	1.981E-02	40.02	1.209E+00	8.586E-02
39.80	1.410E+00	2.3	2.352E-02	40.53	1.368E+00	3.179E-02
40.30	1.296E+00	6.4	2.258E-02	41.04	1.252E+00	8.006E-02
40.80	6.462E-01	15.3	1.186E-02	41.55	6.272E-01	9.602E-02
41.30	4.085E-01	12.2	7.853E-03	42.05	3.966E-01	4.831E-02
41.80	1.835E-01	21.1	3.693E-03	42.56	1.781E-01	3.761E-02
42.30	4.267E-02	35.3	8.987E-04	43.07	4.144E-02	1.461E-02
42.80	4.163E-02	22.1	9.169E-04	43.58	4.044E-02	8.952E-03
43.30	1.204E-01	18.3	2.773E-03	44.08	1.170E-01	2.142E-02
43.80	2.356E-01	9.3	5.667E-03	44.59	2.290E-01	2.131E-02
44.30	3.073E-01	6.4	7.716E-03	45.10	2.987E-01	1.913E-02
44.80	3.810E-01	5.0	9.984E-03	45.61	3.705E-01	1.844E-02
45.30	3.095E-01	7.1	8.458E-03	46.11	3.010E-01	2.147E-02
45.80	2.014E-01	18.0	5.739E-03	46.62	1.960E-01	1.966E-02
46.30	1.362E-01	14.4	4.044E-03	47.13	1.325E-01	1.907E-02
46.80	1.392E-02	33.3	4.478E-04	48.14	1.355E-02	4.507E-03
46.80	4.065E-02	32.3	1.257E-03	47.63	3.956E-02	1.279E-02
47.80	1.397E-02	38.4	4.677E-04	48.65	1.360E-02	5.231E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 206 PB

Q = -2.650 MEV

I = 3-

ECM = 99.368 MEV

K = 4.3201/FERMI

ETA = 2.56653

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
10.80	1.380E+01	38.7	11.02	1.326E+01	5.137E+00
12.30	2.958E+01	43.3	12.55	2.845E+01	1.232E+01
12.80	1.847E+01	15.5	13.06	1.776E+01	2.758E+00
13.30	8.062E+00	21.7	13.57	7.754E+00	1.680E+00
13.80	6.635E+00	45.4	14.08	6.383E+00	2.899E+00
14.30	8.230E+00	21.4	14.59	7.917E+00	1.695E+00
14.80	1.248E+01	11.3	15.10	1.200E+01	1.358E+00
15.30	1.295E+01	24.3	15.61	1.246E+01	3.024E+00
15.80	1.518E+01	11.9	16.12	1.461E+01	1.734E+00
16.30	2.228E+01	6.0	16.62	2.144E+01	1.289E+00
16.80	1.654E+01	20.5	17.13	1.592E+01	3.271E+00
17.30	8.467E+00	21.4	17.64	8.150E+00	1.743E+00
17.80	4.035E+00	26.9	18.15	3.884E+00	1.045E+00
18.30	2.215E+00	12.4	18.66	2.132E+00	2.642E-01
18.80	3.219E+00	5.8	19.17	3.099E+00	1.801E-01
19.30	3.160E+00	16.7	19.68	3.043E+00	5.087E-01
19.80	8.298E+00	9.2	20.19	7.992E+00	7.341E-01
20.30	9.503E+00	2.8	20.70	9.153E+00	2.522E-01
20.80	7.586E+00	4.9	21.21	7.307E+00	3.551E-01
21.30	6.637E+00	8.1	21.72	6.394E+00	5.147E-01
21.80	3.580E+00	14.2	22.23	3.450E+00	4.909E-01
22.30	1.787E+00	18.1	22.74	1.722E+00	3.112E-01
22.80	5.681E-01	32.4	23.25	5.475E-01	1.776E-01
23.30	9.204E-01	9.9	23.76	8.872E-01	8.823E-02
23.80	8.087E-01	19.8	24.27	7.796E-01	1.543E-01
24.30	2.331E+00	12.7	24.78	2.248E+00	2.861E-01
24.80	3.688E+00	5.2	25.29	3.556E+00	1.832E-01
25.30	4.047E+00	2.4	25.79	3.903E+00	9.271E-02
25.80	4.209E+00	4.6	26.30	4.061E+00	1.851E-01
26.30	2.367E+00	12.8	26.81	2.284E+00	2.931E-01
26.80	1.251E+00	13.4	27.32	1.207E+00	1.622E-01
27.30	7.563E-01	15.3	27.83	7.299E-01	1.118E-01
27.80	1.757E-01	19.3	28.34	1.696E-01	3.266E-02
28.30	5.294E-01	12.5	28.85	5.111E-01	6.379E-02
28.80	7.539E-01	12.9	29.36	7.279E-01	9.356E-02
29.30	1.445E+00	7.3	29.87	1.395E+00	1.012E-01
29.80	1.674E+00	3.3	30.38	1.616E+00	5.297E-02
30.30	1.613E+00	4.2	30.88	1.558E+00	6.494E-02
30.80	1.129E+00	8.7	31.39	1.091E+00	9.499E-02
31.80	3.269E-01	20.3	32.41	3.159E-01	6.416E-02
32.30	8.806E-02	29.3	32.92	8.513E-02	2.498E-02
32.80	1.405E-01	21.8	33.43	1.358E-01	2.954E-02
33.30	3.288E-01	10.9	33.94	3.180E-01	3.461E-02
33.80	4.512E-01	9.8	34.44	4.365E-01	4.281E-02
34.30	6.707E-01	6.0	34.95	6.489E-01	3.880E-02
34.80	6.810E-01	4.2	35.46	6.590E-01	2.765E-02
35.30	5.623E-01	7.7	35.97	5.442E-01	4.185E-02
35.80	3.660E-01	12.0	36.48	3.543E-01	4.266E-02
36.30	1.943E-01	19.5	36.99	1.881E-01	3.660E-02
36.80	9.235E-02	18.8	37.49	8.943E-02	1.680E-02
37.30	4.816E-02	14.3	38.00	4.665E-02	6.691E-03
37.80	9.875E-02	23.2	38.51	9.568E-02	2.217E-02
38.30	1.482E-01	12.6	39.02	1.436E-01	1.804E-02
38.80	2.410E-01	8.2	39.53	2.336E-01	1.912E-02
39.30	2.868E-01	7.9	40.03	2.781E-01	2.191E-02
39.80	2.970E-01	5.3	40.54	2.881E-01	1.522E-02
40.30	2.524E-01	8.9	41.05	2.448E-01	2.190E-02
40.80	1.223E-01	20.6	41.56	1.186E-01	2.438E-02
41.30	9.193E-02	12.5	42.06	8.921E-02	1.118E-02
41.80	4.624E-02	19.3	42.57	4.489E-02	8.674E-03
42.30	3.097E-02	15.5	43.08	3.006E-02	4.646E-03
42.80	3.304E-02	23.3	43.59	3.208E-02	7.486E-03
43.30	8.783E-02	13.2	44.09	8.531E-02	1.125E-02
43.80	1.040E-01	8.6	44.60	1.010E-01	8.717E-03
44.30	1.344E-01	7.1	45.11	1.306E-01	9.276E-03
44.80	1.444E-01	8.4	45.62	1.403E-01	1.185E-02
45.30	1.160E-01	9.7	46.12	1.127E-01	1.088E-02
45.80	6.566E-02	12.6	46.63	6.385E-02	8.034E-03
46.30	5.983E-02	14.4	47.14	5.820E-02	8.389E-03
46.80	2.480E-02	21.0	47.64	2.413E-02	5.066E-03
47.30	2.913E-02	13.6	48.15	2.835E-02	3.862E-03
47.80	2.618E-02	21.2	48.66	2.548E-02	5.400E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 208 PB

Q = 0.0 MEV I = 0.0

ECM = 102.037 MEV K = 4.3781/FERMI ETA = 2.53298

LABORATORY DATA			RUTHERFORD	CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	SIGMA/SR	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
10.80	2.805E+04	3.6	2.734E+00	11.01	2.699E+04	9.611E+02
12.30	1.309E+04	5.8	2.142E+00	12.54	1.260E+04	7.281E+02
12.80	1.654E+04	5.0	2.022E+00	13.05	1.015E+04	5.089E+02
13.30	7.803E+03	5.8	1.744E+00	13.56	7.512E+03	4.354E+02
13.80	6.021E+03	6.9	1.558E+00	14.07	5.796E+03	3.981E+02
14.30	3.695E+03	8.8	1.102E+00	14.58	3.558E+03	3.130E+02
14.80	2.772E+03	5.4	9.478E-01	15.09	2.669E+03	1.447E+02
15.30	2.195E+03	3.0	8.568E-01	15.60	2.114E+03	6.280E+01
15.80	2.196E+03	1.1	9.741E-01	16.11	2.115E+03	2.375E+01
16.30	1.965E+03	4.4	9.861E-01	16.62	1.892E+03	8.390E+01
16.80	1.329E+03	7.3	7.521E-01	17.13	1.280E+03	9.296E+01
17.30	1.113E+03	4.8	7.077E-01	17.64	1.072E+03	5.175E+01
17.80	7.954E+02	8.1	5.663E-01	18.15	7.663E+02	6.239E+01
18.30	4.672E+02	8.4	3.713E-01	18.66	4.502E+02	3.766E+01
18.80	4.051E+02	3.2	3.582E-01	19.16	3.903E+02	1.243E+01
19.30	3.387E+02	4.1	3.323E-01	19.67	3.264E+02	1.334E+01
19.80	2.668E+02	0.6	2.897E-01	20.18	2.572E+02	1.614E+00
20.30	3.296E+02	1.4	3.950E-01	20.69	3.177E+02	4.521E+00
20.80	3.125E+02	3.0	4.123E-01	21.20	3.012E+02	9.181E+00
21.30	2.347E+02	4.1	3.403E-01	21.71	2.263E+02	9.362E+00
21.80	2.162E+02	3.9	3.436E-01	22.22	2.085E+02	8.036E+00
22.30	1.519E+02	10.1	2.640E-01	22.73	1.465E+02	1.475E+01
22.80	6.339E+01	15.5	1.202E-01	23.24	6.115E+01	9.498E+00
23.30	5.365E+01	3.0	1.108E-01	23.75	5.175E+01	1.574E+00
23.80	4.766E+01	1.8	1.071E-01	24.26	4.598E+01	8.057E-01
24.30	4.599E+01	4.2	1.122E-01	24.77	4.438E+01	1.866E+00
24.80	6.686E+01	3.7	1.767E-01	25.27	6.453E+01	2.404E+00
25.30	7.080E+01	2.6	2.024E-01	25.78	6.834E+01	1.774E+00
25.80	4.862E+01	5.3	1.501E-01	26.29	4.693E+01	2.493E+00
26.30	4.509E+01	4.2	1.501E-01	26.80	4.353E+01	1.848E+00
27.30	1.404E+01	14.3	5.413E-02	27.82	1.356E+01	1.937E+00
27.80	9.561E+00	4.2	3.957E-02	28.33	9.235E+00	3.968E-01
28.30	1.009E+01	1.0	4.480E-02	28.84	9.753E+00	9.579E-02
28.80	1.010E+01	3.5	4.802E-02	29.35	9.761E+00	3.394E-01
29.30	1.353E+01	5.0	6.881E-02	29.85	1.308E+01	6.544E-01
29.80	1.680E+01	1.6	9.125E-02	30.36	1.624E+01	2.675E-01
30.30	1.607E+01	2.4	9.319E-02	30.87	1.554E+01	3.708E-01
30.80	1.317E+01	6.4	8.140E-02	31.38	1.274E+01	8.206E-01
31.30	7.643E+00	11.9	5.030E-02	31.89	7.392E+00	8.772E-01
31.80	4.132E+00	14.5	2.893E-02	32.40	3.997E+00	5.815E-01
32.30	1.662E+00	17.0	1.236E-02	32.91	1.608E+00	2.728E-01
32.80	1.335E+00	3.5	1.054E-02	33.41	1.292E+00	4.553E-02
33.30	2.009E+00	13.8	1.683E-02	33.92	1.945E+00	2.690E-01
33.80	4.079E+00	7.9	3.620E-02	34.43	3.949E+00	3.102E-01
34.30	5.170E+00	1.4	4.857E-02	34.94	5.006E+00	7.011E-02
35.30	3.810E+00	5.0	4.002E-02	35.95	3.691E+00	1.830E-01
35.80	2.673E+00	7.5	2.964E-02	36.46	2.589E+00	1.942E-01
36.30	1.854E+00	11.3	2.170E-02	36.97	1.797E+00	2.025E-01
36.80	6.130E-01	26.3	7.562E-03	37.48	5.941E-01	1.560E-01
37.30	2.511E-01	15.7	3.263E-03	37.99	2.434E-01	3.821E-02
37.80	2.303E-01	19.4	3.150E-03	38.49	2.233E-01	4.321E-02
38.30	6.754E-01	11.1	9.720E-03	39.00	6.550E-01	7.286E-02
38.80	9.644E-01	8.0	1.459E-02	39.51	9.354E-01	7.453E-02
39.30	1.420E+00	4.2	2.257E-02	40.02	1.378E+00	5.796E-02
39.80	1.473E+00	1.7	2.458E-02	40.52	1.430E+00	2.417E-02
40.30	1.312E+00	5.8	2.296E-02	41.03	1.273E+00	7.432E-02
40.80	7.379E-01	13.3	1.354E-02	41.54	7.164E-01	9.543E-02
41.30	3.573E-01	16.2	6.868E-03	42.05	3.470E-01	5.629E-02
41.80	1.699E-01	18.7	3.419E-03	42.55	1.650E-01	3.087E-02
42.30	4.932E-02	14.0	1.039E-03	43.06	4.791E-02	6.686E-03
42.80	1.111E-01	17.6	2.447E-03	43.57	1.080E-01	1.902E-02
43.30	2.379E-01	13.4	5.478E-03	44.08	2.313E-01	3.107E-02
43.80	4.154E-01	6.5	9.990E-03	44.58	4.038E-01	2.622E-02
44.30	4.864E-01	2.8	1.221E-02	45.09	4.730E-01	1.339E-02
44.80	4.939E-01	3.3	1.294E-02	45.60	4.804E-01	1.574E-02
45.30	4.193E-01	5.5	1.146E-02	46.10	4.079E-01	2.240E-02
45.80	2.865E-01	9.7	8.163E-03	46.61	2.788E-01	2.698E-02
46.30	1.548E-01	16.4	4.595E-03	47.12	1.507E-01	2.468E-02
46.80	4.573E-02	29.0	1.414E-03	47.63	4.452E-02	1.290E-02
47.30	2.684E-02	10.5	8.639E-04	48.13	2.614E-02	2.755E-03
47.80	5.166E-02	13.1	1.730E-03	48.64	5.032E-02	6.577E-03

SCATTERING OF 104 MEV ALPHAPARTICLES ON 208 PB

Q = -2.610 MEV

I = 3-

ECM = 99.427 MEV

K = 4.3217/FERMI

ETA = 2.56601

LABORATORY DATA			CM DATA		
THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA %	THETA DEGREE	SIGMA MB/SR	DSIGMA MB/SR
12.30	3.909E+01	14.6	12.54	3.761E+01	5.481E+00
13.80	2.795E+00	78.7	14.07	2.689E+00	2.116E+00
14.30	1.292E+01	14.0	14.58	1.243E+01	1.738E+00
14.80	1.691E+01	7.9	15.09	1.628E+01	1.293E+00
15.30	5.070E+00	117.2	15.60	4.880E+00	5.717E+00
15.80	2.030E+01	6.0	16.11	1.954E+01	1.180E+00
16.30	1.050E+01	16.1	16.62	1.011E+01	1.625E+00
16.80	7.030E+00	96.2	17.13	6.769E+00	6.509E+00
18.30	3.081E+00	8.1	18.66	2.967E+00	2.389E-01
18.80	5.995E+00	10.2	19.17	5.774E+00	5.873E-01
19.30	8.965E+00	3.6	19.68	8.636E+00	3.079E-01
19.80	8.794E+00	4.4	20.19	8.472E+00	3.756E-01
20.30	1.130E+01	2.6	20.70	1.089E+01	2.868E-01
20.80	1.043E+01	5.4	21.21	1.005E+01	5.416E-01
21.30	6.036E+00	9.8	21.72	5.818E+00	5.696E-01
21.80	4.958E+00	7.8	22.23	4.779E+00	3.717E-01
22.80	7.550E-01	25.5	23.24	7.280E-01	1.859E-01
22.30	2.455E+00	17.5	22.74	2.366E+00	4.136E-01
23.30	7.693E-01	15.2	23.75	7.418E-01	1.131E-01
24.30	2.563E+00	11.0	24.77	2.472E+00	2.719E-01
24.80	4.427E+00	5.5	25.28	4.270E+00	2.358E-01
25.30	4.931E+00	2.5	25.79	4.757E+00	1.179E-01
25.80	3.364E+00	7.0	26.30	3.246E+00	2.276E-01
26.30	2.672E+00	6.9	26.81	2.578E+00	1.771E-01
27.30	5.244E-01	24.8	27.83	5.063E-01	1.254E-01
27.80	3.267E-01	8.2	28.33	3.154E-01	2.595E-02
28.30	7.211E-01	10.7	28.84	6.964E-01	7.431E-02
28.80	1.059E+00	8.5	29.35	1.023E+00	8.664E-02
29.30	1.582E+00	7.0	29.86	1.528E+00	1.072E-01
29.80	2.099E+00	2.4	30.37	2.028E+00	4.931E-02
30.30	1.881E+00	4.4	30.88	1.817E+00	8.059E-02
30.80	1.401E+00	8.6	31.39	1.354E+00	1.158E-01
31.30	7.275E-01	14.2	31.90	7.033E-01	9.969E-02
31.80	3.973E-01	13.7	32.40	3.841E-01	5.276E-02
32.30	2.200E-01	11.1	32.91	2.127E-01	2.360E-02
32.80	2.039E-01	10.6	33.42	1.972E-01	2.090E-02
33.30	3.815E-01	12.8	33.93	3.690E-01	4.705E-02
33.80	6.426E-01	7.5	34.44	6.217E-01	4.653E-02
34.30	8.102E-01	3.2	34.95	7.841E-01	2.476E-02
35.30	6.289E-01	6.4	35.96	6.089E-01	3.904E-02
35.80	3.818E-01	11.0	36.47	3.697E-01	4.084E-02
36.30	2.465E-01	12.9	36.98	2.388E-01	3.092E-02
36.80	9.126E-02	20.0	37.49	8.841E-02	1.770E-02
37.30	7.381E-02	8.2	37.99	7.152E-02	5.884E-03
37.80	1.213E-01	14.9	38.50	1.176E-01	1.749E-02
38.30	2.211E-01	8.5	39.01	2.144E-01	1.821E-02
38.80	2.840E-01	5.6	39.52	2.753E-01	1.547E-02
39.30	3.381E-01	4.8	40.03	3.279E-01	1.584E-02
39.80	3.281E-01	3.7	40.53	3.182E-01	1.172E-02
40.30	2.837E-01	6.3	41.04	2.753E-01	1.738E-02
40.80	1.798E-01	13.3	41.55	1.745E-01	2.320E-02
41.30	7.664E-02	17.5	42.06	7.439E-02	1.301E-02
41.80	5.753E-02	8.6	42.56	5.585E-02	4.830E-03
42.30	6.123E-02	8.4	43.07	5.946E-02	4.977E-03
42.80	9.029E-02	9.0	43.58	8.771E-02	7.913E-03
43.30	1.276E-01	9.2	44.09	1.240E-01	1.139E-02
43.80	1.824E-01	5.4	44.59	1.773E-01	9.495E-03
44.30	1.949E-01	3.8	45.10	1.894E-01	7.116E-03
44.80	1.817E-01	5.6	45.61	1.767E-01	9.897E-03
45.30	1.501E-01	6.3	46.11	1.460E-01	9.247E-03
45.80	1.092E-01	9.6	46.62	1.062E-01	1.018E-02
46.30	6.022E-02	15.7	47.13	5.859E-02	9.223E-03
46.80	3.140E-02	11.9	47.64	3.057E-02	3.645E-03
47.30	3.642E-02	9.0	48.14	3.546E-02	3.193E-03
47.80	4.212E-02	10.2	48.65	4.102E-02	4.177E-03