

**Untersuchung von
Mehrnukleonen-Transferreaktionen
mit γ -spektroskopischen Methoden**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Kai Vetter
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main
1994

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan : Prof. Dr. D. Wolf

Gutachter: Prof. Dr. Th. W. Elze und Prof. Dr. R. Stock

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Grundlagen für die γ-Spektroskopie von Transferreaktionen | 7 |
| 2.1 | Die Coulombanregung | 7 |
| 2.2 | Der γ - Zerfall nach Coulombanregung | 13 |
| 2.3 | Theoretische Aspekte von Transferreaktionen | 14 |
| 2.3.1 | Q-Wertabhängigkeit von Transferreaktionen | 15 |
| 2.3.2 | Transferwahrscheinlichkeiten und -wirkungsquerschnitte | 17 |
| 2.3.3 | Modelle für den Nukleonttransfer | 20 |
| 3 | Das Experiment | 24 |
| 3.1 | Die Wahl des Stoßsystems | 24 |
| 3.2 | Der experimentelle Aufbau | 27 |
| 3.2.1 | Die Wahl der Targetdicke | 28 |
| 3.2.2 | Der Teilchennachweis | 29 |
| 3.2.2.1 | Die Parallelplattenzähler | 30 |
| 3.2.2.2 | Funktionsweise von Parallelplattenzählern | 31 |
| 3.2.2.3 | Aufbau der Parallelplattenzähler | 32 |
| 3.2.2.4 | Auslese und Eichung der Parallelplattenzähler | 34 |
| 3.2.2.5 | Ortsbestimmung durch ein künstliches neuronales Netz | 36 |
| 3.2.3 | Das 4π - γ -Spektrometer GASP | 42 |
| 3.3 | Signalverarbeitung und Datenaufnahme | 45 |

| | |
|--|-----------|
| 4 Die Datenanalyse | 50 |
| 4.1 Informationen aus Teilchendetektoren | 50 |
| 4.2 Informationen aus γ -Detektoren | 51 |
| 4.2.1 Der γ -Nachweis mit Ge-Detektoren | 51 |
| 4.2.2 Der γ -Nachweis mit BGO-Detektoren | 56 |
| 4.2.2.1 Simulationsrechnungen zum inneren „Ball“ von GASP | 57 |
| 5 Ergebnisse des Experiments | 64 |
| 5.1 Der inelastische Kanal | 64 |
| 5.1.1 Zur Anregung und der Kernstruktur von ^{110}Pd | 64 |
| 5.1.2 Beschreibung der Absorption | 66 |
| 5.1.3 Die Anregung in ^{52}Cr | 72 |
| 5.2 Der Nukleonentransfer | 72 |
| 5.2.1 Die Selektion der Transferkanäle | 73 |
| 5.2.2 Interpretation der nachgewiesenen Zustände | 75 |
| 5.2.3 Betrachtung der Intensitätsverteilung und ihre Abhängigkeit vom Q-Wert | 78 |
| 5.2.4 Die Anregungsenergien | 83 |
| 5.2.5 Die Streuwinkelverteilungen | 91 |
| 5.2.5.1 Transferwahrscheinlichkeiten | 92 |
| 5.2.5.2 Effektive Transferwahrscheinlichkeiten | 96 |
| 5.2.5.2.1 Einfluß einer Fermi-Ladungsverteilung auf den Transfer von Pro- tonen | 99 |
| 5.2.5.2.2 Einfluß einer Deformation auf den Transferprozeß | 100 |
| 5.2.5.3 Einfluß der Anregungsenergie auf die Transferwahrscheinlichkeit . . | 102 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.2.5.4 | Lokalisation des Transferprozesses | 104 |
| 6 | Abschließende Diskussion und Ausblick | 110 |
| 7 | Zusammenfassung | 114 |
| A | Verzeichnis der γ-Intensitäten | 117 |
| | Literaturverzeichnis | 121 |

1 Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden Nukleonentransferreaktionen zwischen den Kernen ^{110}Pd und ^{52}Cr bei Einschußenergien an der Coulombbarriere untersucht.

Als Transferreaktion bezeichnet man den Austausch von einem oder mehreren Nukleonen zwischen zwei Atomkernen während eines Streuprozesses. Der Austausch tritt in Erscheinung, wenn die Oberflächen zweier Kerne sich so nahe sind, daß die Wellenfunktionen der Nukleonen überlappen.

Transferreaktionen mit leichten Ionen (p,d,t,...) stellen schon seit Jahrzehnten ein Hilfsmittel zum Verständnis der Struktur von Kernen dar. Während Einnukleon-Transferreaktionen sensitiv auf Freiheitsgrade einzelner Nukleonen sind, gewinnt man bei Zweinukleonen-Transferreaktionen Informationen über Nukleon-Nukleon-Korrelationen.

Im Gegensatz zu leichten Ionen können schwere Ionen bei Transferreaktionen als diskrete Teilchen beschrieben werden, die sich auf hyperbolischen Bahnen bewegen, die durch die Coulombkraft bestimmt werden. Dies ist gerechtfertigt, da die de Broglie-Wellenlänge des Teilchens klein gegenüber dem Abstand der beteiligten Stoßpartner ist. Dieses Verhalten wird z.B. bei der Beschreibung von Coulombanregungsprozessen verwendet, bei der die Relativbewegung klassisch und die Wechselwirkung quantenmechanisch behandelt wird [Ald66].

Über die Einteilchenstrukturen hinaus treten bei durch Schwerionen induzierten Reaktionen noch andere Freiheitsgrade im Kern in Erscheinung. Da der Nukleonentransfer im Abstand dichtester Annäherung stattfindet, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, daß sich die Kerne vor diesem Prozeß durch Coulombanregung in angeregten Zuständen befinden. Da dieser Mechanismus bevorzugt kollektive Freiheitsgrade der Kerne, wie zum Beispiel die Rotation, anregt, sollten sich Nukleon-Nukleon-Korrelationen in Abhängigkeit vom Drehimpuls studieren lassen. Insbesondere ist dabei die Abhängigkeit der Paarkraft von der Rotationsfrequenz interessant, da bei hohen Frequenzen die Corioliskraft in den Kernen zu einer Abschwächung der Paarwechselwirkung führen soll [Mot58, Mot60].

Diese Abschwächung, die als „Coriolis Antipairing“-Effekt bezeichnet wird [Fae65], oder eine plötzliche, völlige Aufhebung von Paarkorrelationen, was einem Phasentübergang zwischen einer supra- und einer normalflüssigen Kernoberfläche entspricht, sollte mit Hilfe der Untersuchung von Paartransferreaktionen nachweisbar sein [Mut84]. Da der Nukleonentransfer bei hinreichend großem Abstand der Kerne als Tunneleffekt und die Oberfläche von schweren Kernen als supraflüssig interpretiert wird, sollte analog dem

aus der Festkörperphysik bekannten Josephson-Effekt [Jos62] eine Verstärkung des korrelierten Paartransfers gegenüber einem sequentiellen Zweinukleonttransfer beobachtbar sein [Die70, Die71a, Die71b]. Der Barriere eines Isolators zwischen zwei Supraleitern entspricht dabei die Barriere, die aus dem Kernpotential und für Protonen zusätzlich aus dem Coulombpotential zwischen zwei Atomkernen gebildet wird. Unterschiede zwischen diesen beiden Systemen liegen unter anderem in der Dynamik der Kernreaktion und in der Zahl der zur Suprafluidität beitragenden Teilchen¹.

Ein Ziel der Arbeit war nun, ein Kernsystem zu finden und zu untersuchen, in dem ein verstärkter und korrelierter Paartransfer nachweisbar ist, da nur solch ein Transferprozeß das Studium von Paarungseffekten erlaubt.

Ein korrelierter Nukleonenpaartransfer zeichnet sich durch eine niedrige Anregungsenergie aus („kalter“ Transfer), während sich eine Verstärkung des Paartransfers gegenüber einem sequentiellen Transfer zweier Nukleonen in der Stärke seines Auftretens relativ zum Transfer von nur einem Nukleon äußert. Dementsprechend müßte sich auch in der Abhängigkeit des Paartransferprozesses vom Abstand der beiden Atomkerne eine Verstärkung bemerkbar machen. Eine Verstärkung muß aber nicht auf Paarkorrelationen beruhen, sondern ist auch durch eine konstruktive Überlagerung zweier sequentieller Transferprozesse denkbar [Oer83]. Diese Prozesse führen jedoch über Quasiteilchenzustände, die anhand ihrer höheren Anregungsenergie erkannt werden können („warmer“ Transfer). Zur Veranschaulichung eines „kalten“ und eines „warmen“ Transfers sind in Abb.1 die zwei Transferwege exemplarisch eingezeichnet. Ein „kalter“ Transfer führt von der Yrast-Bande des Ausgangskerns zur Yrast-Bande des Endkerns nach dem Transfer. Ein „warmer“ Transfer führt zu Zuständen im Endkern, die oberhalb der Yrastbande liegen. Ein korrelierter Paartransfer, der auf dem Tunneleffekt beruht, sollte sich demnach mit der Messung der Anregungsenergie und der Transferwahrscheinlichkeit als Funktion des Abstands identifizieren lassen.

Der Abstand der beteiligten Stoßpartner läßt sich über die Messung des Streuwinkels z.B. des Projektilkerns bestimmen. Mit der Messung des Nukleonttransfers in Abhängigkeit vom Abstand ist weiterhin ein Rückschluß auf die Form der Kernpotentiale möglich. Es lassen sich damit am Transferprozeß beteiligte Partialwellen bestimmen, die Aufschluß

¹Ein weiterer bemerkenswerter Unterschied zwischen Festkörper und Atomkern hinsichtlich der Suprafluidität besteht in der Kohärenzlänge. So ist die Kohärenzlänge in Metallen typischerweise einige μm und umfaßt $\approx 10^6$ Elektronenpaare, während in Atomkernen nur 4-5 Nukleonenpaare zur Suprafluidität beitragen und die Kohärenzlänge einige 10fm beträgt und somit größer als die Abmessung des Kerns ist [Kit88, Boh75].

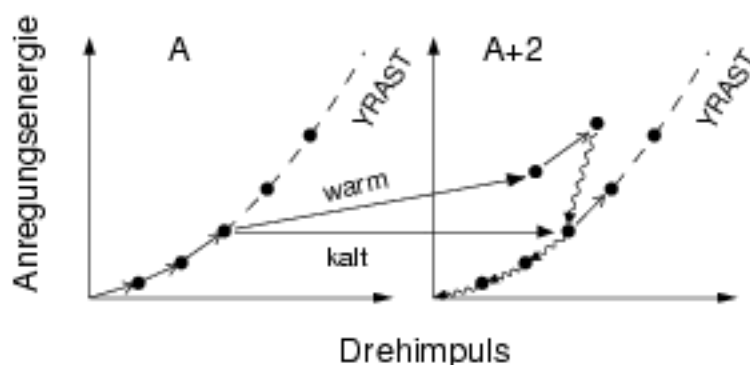


Abbildung 1: Veranschaulichung eines „kalten“ und eines „warmen“ Transfervorgangs (siehe Text).

darüber geben, wie stark der Prozeß im Drehimpuls lokalisiert ist und ob die Breite der Winkelverteilung („grazing peak“) nicht mehr durch die klassische Dynamik, sondern durch die quantenmechanische Unschärfe bestimmt wird [Sie72]². Außerdem können mit der Messung der Steuwinkelverteilung andere Reaktionsmechanismen separiert werden, die neben dem Transfer von Nukleonen durch die Kernwechselwirkung in Erscheinung treten und mit einer Absorption aus der klassischen Trajektorie verbunden sind.

Ein weiteres Ziel der Arbeit war der Nachweis von exotischen Transferreaktionen und die Untersuchung der ihnen zugrunde liegenden Reaktionsmechanismen.

Über das Studium von Nukleon-Nukleon-Korrelationen hinaus ist es mit Transferreaktionen möglich, instabile und neutronenreiche Kerne zu erzeugen, die über Fusionsreaktionen nicht zugänglich sind. Da sich die Transferprodukte mit hoher Wahrscheinlichkeit in angeregten Zuständen befinden, sollte man mit der Messung des Zerfalls Informationen über die Struktur dieser Kerne erhalten können.

Für die experimentelle Untersuchung von Transferreaktionen zwischen schweren Ionen werden drei Meßmethoden verwendet:

1. Identifikation der Reaktionsprodukte über die Messung der Ladungszahl Z , der Massenzahl A und der Energie E als Funktion des Streuwinkels mit Massenspektrome-

²Dies folgt aus der Komplementarität zwischen dem Streuwinkel und damit dem Abstand und dem Drehimpuls. Eine schmale Verteilung im Drehimpuls bedingt eine breite Verteilung im Winkel und umgekehrt.

tern [Spe91, Cor93]. Das Problem bei dieser Meßmethode ist die begrenzte Energieauflösung (5-15MeV [Kün87]), hauptsächlich bedingt durch den statistischen Abbremsvorgang im Target und die kontinuierliche Verringerung der Targetdicke durch Sputterprozesse, die durch den Strahl auf dem Target hervorgerufen werden. Dadurch ist es nicht möglich, diskrete Anregungszustände zu unterscheiden, sondern es lassen sich nur energieintegrale Wirkungsquerschnitte bestimmen.

2. Bei der radiochemischen Methode werden die Reaktionsprodukte in sogenannten Einfangfolien gestoppt, anschließend chemisch separiert und anhand ihrer charakteristischen γ - oder α -Aktivität identifiziert. Aufgrund des geringen Strahlungsuntergrundes im Nachweis der verschiedenen Reaktionskanäle außerhalb des Strahles und der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit durch große Raumwinkel der Detektoren, verbunden mit dem vollständigen Abstoppen der Restkerne, können noch sehr kleine Wirkungsquerschnitte nachgewiesen werden [Kra76, Wir91]. Mit dieser Methode sind allerdings weder stabile Kerne oder Kerne mit kurzer Lebensdauer noch deren diskrete Anregungszustände oder deren totale Anregungsenergien meßbar.
3. Identifikation der Reaktionsprodukte über den Nachweis charakteristischer γ -Quanten mit hochauflösenden Ge-Detektoren [Mac85, Ger89]. Hierbei lassen sich einzelne Anregungszustände voneinander trennen. Parallel zu den Ge-Detektoren werden Szintillationsdetektoren, die sich durch eine hohe Effizienz im Nachweis von γ -Quanten auszeichnen, zur Messung der γ -Summenenergie eingesetzt. Der Nachweis von γ -Strahlung ist deshalb für die Untersuchung von Transferreaktionen an der Coulombbarriere interessant, da im hier auftretenden Anregungsenergiebereich der γ -Zerfall der dominante Zerfallspfad ist und damit die γ -Summenenergie der totalen Anregungsenergie entspricht.

Eine Anordnung mit vielen γ -Detektoren ermöglicht darüberhinaus die Messung der Zahl der emittierten γ -Quanten (γ -Multiplizität), die in Verbindung mit der Anregungsenergie Rückschlüsse auf den Drehimpuls der Kerne zuläßt. Nachteil dieses γ -spektroskopischen Verfahrens ist der nicht mögliche direkte Nachweis des Nukleonentransfers zwischen den Grundzuständen. Weiterhin beschränkte die bisher sehr begrenzte Effizienz der Ge-Detektoranordnungen die Untersuchung hauptsächlich auf den Ein- und Zweineutronentransfer.

In der vorliegenden Arbeit wurde die γ -spektroskopische Methode verwendet, da zum einen nur eine präzise Messung der Anregungsenergie eine Unterscheidung zwischen einem

„kalten“ und einem „warmen“ Transfer erlaubt, zum anderen auch die Abhängigkeit des Nukleonentransfers von angeregten Zuständen (\leadsto Drehimpulsabhängigkeit in der Stärke des Paartransfers) nur mit dieser Methode meßbar ist. Mit der Inbetriebnahme des γ -Spektrometers GASP am LNL³ in Legnaro stand darüberhinaus ein Detektorsystem der neuen Generation von 4π - γ -Spektrometern zur Verfügung. Diese Aufbauten zeichnen sich durch eine große Zahl von hocheffizienten Ge-Detektoren aus. GASP besitzt darüberhinaus eine Kugelschale aus BGO-Detektoren, die die Messung von totalen Summenenergien und γ -Multiplizitäten erlaubt. Die große Effizienz von GASP sollte dazu verwendet werden, nicht nur wie bisher bei γ -Messungen ausschließlich den Neutronenpaartransfer zu untersuchen, sondern auch den durch die zusätzliche Coulombbarriere um etwa eine Größenordnung schwächeren Protonenpaartransfer. Zum einen deuten Spektrometermessungen [Kün87, Spe91, Oer92] auf starke Protonenpaarkorrelationen hin, zum anderen gibt es auch aus Messungen am Kristallkugelspektrometer am Max Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg Hinweise auf einen „kalten“ Protonenpaartransfer [Kle89]. γ -spektroskopische Messungen, die am Spin-Spektrometer in Oak Ridge durchgeführt worden sind, konnten für den Zweineutronentransfer einen „kalten“ Anteil von $\leq 10\%$ nachweisen [Ker91], während in einem Zweineutronentransferexperiment, das wiederum an der Kristallkugel in Heidelberg durchgeführt worden war, der „kalte“ Anteil zu vernachlässigen war [Ger89]. Die Sensitivität von GASP sollte außerdem einen Vergleich in der Stoßparameterabhängigkeit von Protonen- und Neutronentransfers und den Nachweis von Vielnukleonen-Transferreaktionen ermöglichen.

In der vorliegenden Arbeit wurde das System $^{110}\text{Pd} + ^{52}\text{Cr}$ wegen günstiger Q-Werte für Neutronen- und Protonentransferreaktionen und hoher Paarungsenergien ausgewählt und bei Einschußenergien von 170 MeV, 185 MeV, 200 MeV und 215 MeV ($E/V_c \approx 0.9, 0.95, 1.03$ und 1.11) untersucht.

Die meisten Daten wurden bei 200 MeV gemessen, da sich hier – unter Berücksichtigung des Energieverlusts im Target und der gemessenen Projektilstreuwinkel – die Stoßpartner im dichtesten Abstand noch unterhalb der Coulombbarriere befinden. Kleinere Energien führen durch den geringeren Potentialüberlapp zu einem exponentiellen Abfall der Transferwahrscheinlichkeit, höhere Energien oberhalb der Barriere führen hauptsächlich zu einer Absorption in andere Reaktionskanäle.

Günstige Q-Werte für den Transfer von bis zu 10 Nukleonen sollten die Untersuchung dieser Reaktionsprozesse ermöglichen und aufzeigen, inwieweit man exotische Transfer-

³Laboratori Nazionali di Legnaro.

kanäle mit der γ -spektroskopischen Methode nachweisen und studieren kann.

Ein weiterer wichtiger Aspekt des durchgeführten Experiments war die Messung der Anregungsenergien sowohl für den Zweineutronen- als auch für den Zweiprotonentransfer. Damit lassen sich Aussagen über die Population der Transferprodukte gewinnen und ermöglichen die Untersuchung des Mechanismus, der für einen "kalten" Transfer verantwortlich ist.

Die γ -spektroskopische Methode wird zusammen mit den theoretischen Grundlagen und den Voraussetzungen für die Untersuchung von Transferreaktionen im Kapitel 2 beschrieben. Im Kapitel 3 wird der Aufbau eines im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Parallelplattenzählers zum Nachweis der rückgestreuten, projektilähnlichen Teilchen dargestellt. Der damit mögliche ortsempfindliche Nachweis legt den Stoßparameter und damit den Abstand dichtester Annäherung während des Stoßes fest und dient der Dopplerkorrektur der im Fluge emittierten γ -Quanten. Das Neuartige an diesem Teilchenzähler ist die zweidimensionale Positionsbestimmung über eine Ladungsteilung auf einer Widerstandsschicht [Vet94]. Darüberhinaus wurde zum ersten Mal ein künstliches neuronales Netz zur Eichung von positionsempfindlichen Parallelplattenzählern eingesetzt. Es wird erläutert, wie eine Abbildungsvorschrift von den gemessenen Ladungen auf die Positionen mit Hilfe eines künstlichen neuronalen Netzes gefunden werden kann. In Kapitel 3 wird weiterhin der Aufbau von GASP, die Ausleseelektronik und das Datenaufnahmesystem beschrieben. In Kapitel 4 wird auf die Analyse der gemessenen Daten eingegangen, während in Kapitel 5 die Ergebnisse des durchgeführten Experiments vorgestellt und diskutiert werden. Auf den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit aufbauend, wird in Kapitel 6 ein Ausblick auf zukünftige Experimente gegeben. Kapitel 7 faßt schließlich den Inhalt der Arbeit zusammen.

2 Grundlagen für die γ -Spektroskopie von Transferreaktionen

Bei der γ -Spektroskopie von Kernreaktionen werden die angeregten Reaktionsprodukte durch ihren charakteristischen γ -Zerfall identifiziert. Bei Transferprozessen unterhalb und an der Coulombbarriere findet die Anregung hauptsächlich durch die langreichweitige elektromagnetische Wechselwirkung entlang der einlaufenden und der auslaufenden Bahn der Stoßpartner statt. Wird der dichteste Abstand der beiden Kerne allerdings so klein, daß die kurzreichweitige starke Wechselwirkung einsetzt, kommt es durch die auftretende Kernanregung und die damit verbundene Interferenz zu einer Reduzierung der Anregung durch die Coulombwechselwirkung. Weiterhin führt die Kernkraft bei kleiner werdenden Abständen zu einer zunehmenden Absorption der Kerne von ihren durch die Coulombwechselwirkung definierten, hyperbolischen Bahnen.

Die Anregung der Kerne durch die elektromagnetische Wechselwirkung wird Coulombanregung genannt und ist in Verbindung mit dem γ -Zerfall der angeregten Zustände Inhalt des folgenden Abschnitts.

2.1 Die Coulombanregung

Die Coulombanregung ist Voraussetzung für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Untersuchung von Transferreaktionen mit γ -spektroskopischen Methoden. Sie hat in den letzten zwei Jahrzehnten wesentlich zum tieferen Verständnis von kollektiven Eigenschaften der Kerne beigetragen (siehe z. B. [Kor88] oder [Wol93]). Der Vorteil bei der reinen Coulombanregung ist die Kenntnis der elektromagnetischen Wechselwirkung, die es erlaubt, Anregungswahrscheinlichkeiten modellunabhängig experimentell zu bestimmen. Für eine tiefergreifende Diskussion muß hier auf die Literatur verwiesen werden, z. B. [Ald66] oder [Ald75]. Im Folgenden werden nur die für diese Arbeit wichtigsten Zusammenhänge aufgeführt.

In der semiklassischen Beschreibung der Coulombanregung werden die beteiligten Stoßpartner als Teilchen betrachtet, die sich auf wohldefinierten Bahnen bewegen, während die Wechselwirkung quantenmechanisch berechnet wird.

Die Kerne können genau dann als diskrete Teilchen beschrieben werden, wenn die Ausdehnung des Wellenpakets des Projektils – die sogenannte de Broglie-Wellenlänge λ –

klein gegen charakteristische Dimensionen der Bahn – wie der halbe Abstand dichtester Annäherung in einem zentralen Stoß a – ist. Dies bedeutet, daß der Sommerfeldparameter η groß gegen eins sein muß :

$$\eta = \frac{a}{\lambda} \gg 1 \quad (1)$$

$$a = \frac{Z_T \cdot Z_P \cdot e^2}{2 \cdot E_P} \cdot \frac{(A_T + A_P)}{A_T} \quad (2)$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2 \cdot \mu_N}} \cdot \frac{(A_T + A_P)}{A_T} \cdot (A_P \cdot E_P)^{-1/2} \quad (3)$$

Z und A sind die Ladungs- bzw. Massenzahlen für das Projektil (P) bzw. Target (T), E_P ist die Einschußenergie in MeV im Laborsystem, h ist das Plancksche Wirkungsquantum und μ_N die atomare Masseneinheit. Für das untersuchte System $^{110}\text{Pd} + ^{52}\text{Cr}$ bei z. B. 200 MeV ist $\eta = 89$ und die klassische Behandlung der Trajektorien zulässig. Abb.2 stellt die Trajektorien von Projektil und Target im Schwerpunktsystem unter einem Streuwinkel von 130° zur Veranschaulichung der Stoßgeometrie dar.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Coulombanregung läßt sich unter der Annah-

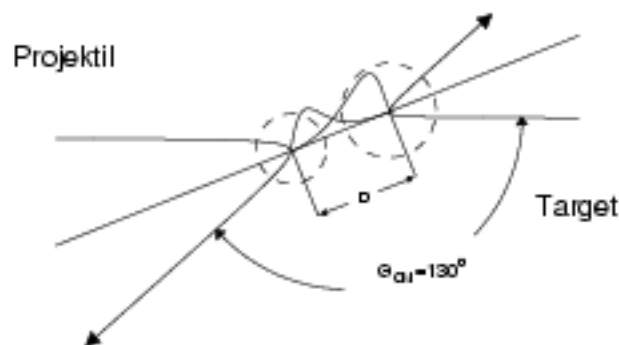


Abbildung 2: Trajektorien von Projektil und Target im Schwerpunktsystem für einen Streuwinkel von 130° , der zu einem Abstand dichtester Annäherung D von 12.7 fm führt. Die gestrichelten Kreise geben die Radien der Kerne an. Die durchgezogenen Verteilungen sollen den Überlapp der auslaufenden Wellenfunktionen andeuten.

me, daß sich die Flugbahn des Projektils durch die Anregung nicht ändert⁴, für einen Projektilstreuwinkel Θ im Schwerpunktsystem folgendermaßen berechnen:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_C = P_{if}^{elx} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R \quad (4)$$

mit dem Rutherfordwirkungsquerschnitt für elastische Streuung

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \frac{a^2}{4 \cdot \sin^4(\Theta/2)} \quad (5)$$

und der Übergangswahrscheinlichkeit

$$P_{if}^{elx} = \frac{1}{2 \cdot I_i + 1} \cdot \sum_{M_i, M_f} |a_{I_f, M_f}(M_i)|^2 \quad (6)$$

zwischen zwei Zuständen i und f . Die $a_{I_f, M_f}(M_i)$ sind die Übergangsamplituden, I der Drehimpuls und M die magnetischen Projektionen von I . Mit Hilfe von Matrixelementen für die verschiedenen Übergänge $i \rightarrow f$ lassen sich Übergangsamplituden und damit Wirkungsquerschnitte berechnen. Diese Matrixelemente lassen sich durch Coulombanregungsexperimente bei einer „sicheren“ Einschußenergie experimentell modellunabhängig bestimmen. „Sicher“ bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die Einschußenergie so klein gewählt wird, daß der Einfluß der starken Wechselwirkung zu vernachlässigen ist.⁵ In der semiklassischen Beschreibung läßt sich der Abstand dichtester Annäherung D ⁶ einfach berechnen:

$$D = a \cdot \left(1 + \frac{1}{\sin(\Theta/2)}\right). \quad (7)$$

⁴Dies ist gerechtfertigt, da die Anregung im Bereich von einigen MeV und die kinetische Energie im Bereich einiger 100MeV liegt.

⁵Als „sicher“ gilt ein Stoß, wenn die Abnahme des elastischen Streuquerschnitts durch die Kernwechselwirkung kleiner als 1% ist [Bas80].

⁶ D ist der radiale Abstand von Projektil und Target im Umkehrpunkt einer klassischen Trajektorie.

Zu beachten ist, daß dieser Zusammenhang nur gültig ist, solange folgende Bedingungen erfüllt sind: die Anregungsenergie muß klein gegenüber der kinetischen Energie sein, der übertragende Drehimpuls muß klein gegenüber dem Bahndrehimpuls sein, die Kerne müssen sich ausschließlich im elektromagnetischen Feld bewegen, und es darf kein Einfluß der Kernkraft vorliegen.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist der Wechselwirkungsradius R_c . Er gibt den Abstand der beiden Kerne an, der mit einem streifenden Stoß verbunden ist⁷. Gebräuchlich ist eine empirische Parametrisierung nach Bass [Bas80] :

$$R_c = R_1 + R_2 + (3.0 \pm 0.5) \quad [fm] \quad (8)$$

$$R_i = 1.12 \cdot A_i^{1/3} - 0.94 \cdot A_i^{-1/3} \quad [fm] \quad i = 1, 2 \quad (9)$$

oder nach Wilcke [Wil80] :

$$R_c = 0.843 \cdot (C_1 + C_2) + 4.49 \quad [fm] \quad (10)$$

$$C_i = R_i \cdot (1 - R_i^{-2}) \quad [fm] \quad (11)$$

$$R_i = 1.28 \cdot A_i^{1/3} + 0.8 \cdot A_i^{-1/3} - 0.76 \quad [fm] \quad (12)$$

Der Halbdichteradius C_i einer Fermi-Massenverteilung wird bei Wilcke aus dem Kernradius einer homogenen Massenverteilung berechnet, wobei R_i im Tröpfchenmodell parametrisiert ist. Bei Bass wurden die Halbdichterradien R_i aus Elektronenstreuexperimenten gewonnen. Der nukleare Wechselwirkungsradius R_c im System $^{110}\text{Pd} + ^{52}\text{Cr}$ ist nach Bass

$$R_c = 12.1 \text{ fm}$$

und nach Wilcke

$$R_c = 12.4 \text{ fm} .$$

⁷Der streifende Stoß wird auch „grazing collision“ oder Grazingkollision genannt, der entsprechende Streuwinkel Grazingwinkel.

Experimentell läßt sich R_c auch mit dem „Quarter-Point“-Verfahren [Bla54] bestimmen. Hier liegt, analog zur elastischen Streuung einer Welle an einem total absorbierenden Körper, der Rand an der Stelle, bei der die Amplitude der elastischen Streuung durch Absorption auf die Hälfte – die Wahrscheinlichkeit auf ein Viertel – abgeschwächt worden ist. Diese Analogie wird experimentell dadurch begründet, daß die Absorption nur wenig von den kernspezifischen Strukturen abhängt, sondern vielmehr mit allgemeinen, geometrischen Ansätzen beschrieben werden kann.

Der Vorteil in der Verwendung von D gegenüber der des Streuwinkels in der Beschreibung der Wechselwirkung zweier Kerne ist die Unabhängigkeit von der Einschußenergie. Um auch noch eine Massenabhängigkeit zu eliminieren, kann ein reduzierter Abstand dichtester Annäherung definiert werden:

$$d = \frac{D}{A_T^{1/3} + A_P^{1/3}}. \quad (13)$$

Eine strenge Trennung zwischen reiner Coulombanregung und dem Einsetzen der Kernkraft nach Abständen ist nicht möglich, da die Wirkungsbereiche überlappen. Dies wird bei der Definition einer Coulombbarriere V_c offensichtlich, die genau der Energie E_P – und damit dem Abstand – entsprechen soll, bei der die Kernwechselwirkung einsetzt. Damit verbunden ist im klassischen „sharp cut-off“-Modell ein rein Coulomb-elastischer Prozeß unterhalb der Coulombbarriere und ein zur totalen Absorption führender oberhalb. Durch die Diffusität bzw. die Reichweite der Kernkräfte existiert jedoch ein einige Femtometer großer Bereich, in dem der Übergang zwischen den beiden Extrema stattfindet. Es läßt sich also nur eine Coulombbarriere, zum Beispiel aus dem Wechselwirkungsradius, zur groben Einteilung der verschiedenen Prozesse angeben: $V_c = Z_T \cdot Z_P \cdot e^2 / R_c$. Ist die Einschußenergie kleiner als V_c , so dominieren die elastischen und die quasielastischen Prozesse; bei höheren Einschußenergien überwiegen die Fusion und die stark inelastischen Kernreaktionen, die zu einer starken Abweichung von der klassischen Bahn führen. Eine ausführliche Diskussion der Problematik in der Definition von Wechselwirkungsradien findet sich bei Bass [Bas80].

Da in der Literatur verschiedene Definitionen der gerade aufgeführten Bezeichnungen existieren, bietet es sich an dieser Stelle an, zu erläutern, wie die Begriffe in dieser Arbeit Verwendung finden. Die folgenden Definitionen entsprechen denen bei Stelzer [Ste92, Eck92]:

$d\sigma_{el}/d\Omega$: Differentieller Wirkungsquerschnitt für alle Prozesse, bei denen die Teilchenidentität erhalten bleibt und die Anregungsenergie nur auf der Coulombanregung beruht. Ursprünglich wird nur die Rutherfordstreuung als elastische Streuung bezeichnet. Da aber die Wahrscheinlichkeit für Coulombanregung für Systeme mit großem Z und für Abstände, bei denen der Nukleonttransfer beobachtet wird, sehr groß ist – die Wahrscheinlichkeit für Coulombanregung im untersuchten System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ liegt bei einer Einschussenergie von 200 MeV und einem Streuwinkel $\Theta=165^\circ$ bei 90% –, kann der elastische Kanal gut über Coulombanregung und den damit verbundenen, charakteristischen γ -Zerfall bestimmt werden. Dies wird aus Abb.3 ersichtlich, in der die Wahrscheinlichkeiten für Coulombanregung P^{elx} der ersten 4 Zustände der Grundzustandsbande in ^{110}Pd als Funktion der Flugzeit dargestellt sind. Es wird im Folgenden also nicht zwischen elastischer Streuung und Coulombanregung unterschieden.

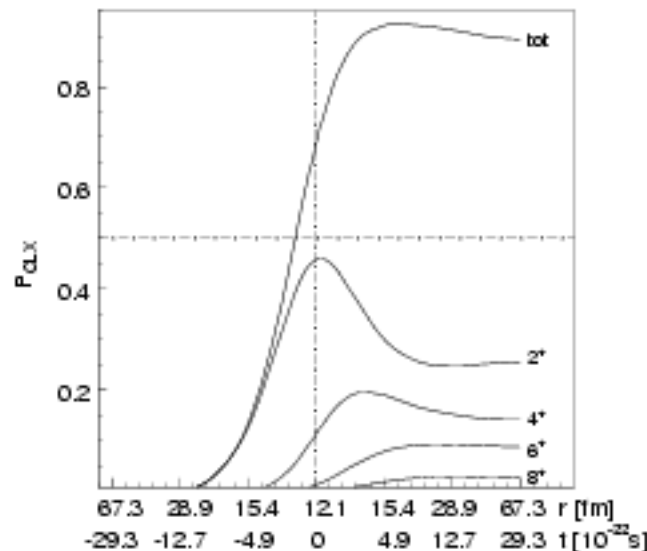


Abbildung 3: Wahrscheinlichkeiten für Coulombanregung P^{elx} von ^{110}Pd durch ^{52}Cr -Ionen bei einer Einschussenergie von 200 MeV und einem Streuwinkel $\Theta_P=165^\circ$ im Schwerpunktsystem. Dargestellt sind die Anregungswahrscheinlichkeiten der ersten 4 Zustände der Grundzustandsbande als Funktion des Abstands der beiden Kerne r und der Flugzeit t , die relativ zum Umkehrpunkt (zum Abstand dichtester Annäherung $D=12.1$ fm) angegeben ist. Die mit *tot* gekennzeichnete Kurve gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ^{110}Pd angeregt ist.

$d\sigma_{tr}/d\Omega$: Differentieller Wirkungsquerschnitt für Nukleonttransfer.

$d\sigma_{qc}/d\Omega$: Differentieller Wirkungsquerschnitt für quasielastische Reaktionen ($d\sigma_{tr}/d\Omega + d\sigma_{cl}/d\Omega$). Sie beinhalten alle Reaktionen, die die klassische Flugbahn erhalten und schließen damit Transferreaktionen an der Coulombbarriere mit ein. Die Anregungsenergie ist bei diesen Prozessen kleiner als die Nukleonenbindungsenergie.

$d\sigma_{abs}/d\Omega$: Wirkungsquerschnitt für die Absorption in andere Kanäle, die in diesem Experiment nicht einzeln nachgewiesen werden können (z.B. tiefinelastische oder Fusionsreaktionen).

Die Summe dieser Wirkungsquerschnitte muß gleich dem maximal möglichen, dem differentiellen Rutherford-Wirkungsquerschnitt $d\sigma_R/d\Omega$, sein:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{cl}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{tr}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{abs}}{d\Omega}. \quad (14)$$

2.2 Der γ - Zerfall nach Coulombanregung

Nach der Bevölkering von Kernzuständen durch die Coulombanregung zerfallen die angeregten Niveaus durch Aussendung von γ -Strahlung oder über innere Konversion sukzessive oder direkt in den Grundzustand. Die unterschiedliche energetische Lage von Zuständen führt zu für jeden Kern charakteristische γ -Zerfallsenergien, deren Messung es ermöglicht, die verschiedenen Reaktionsprodukte zu selektieren. Eine separate Betrachtung von Coulombanregung und γ -Zerfall ist wegen der kurzen Wechselwirkungszeit der Stoßpartner ($\approx 10^{-22}$ s, siehe Abb.3) relativ zu der Lebensdauer von angeregten Kernzuständen ($\approx 10^{-12}$ s) möglich. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die Beobachtung eines bestimmten γ -Übergangs von einem Zustand N in einen Zustand M unter dem Winkel Ω_γ bei gleichzeitigem Nachweis einer Streuung unter dem Projektilstreuwinkel Ω_P , ergibt sich zu [Ald66]:

$$Y(N \rightarrow M) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_P d\Omega_\gamma} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega_P}(\Theta_P) \cdot \frac{dW_{N \rightarrow M}}{d\Omega_\gamma}(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma) \quad (15)$$

σ_R ist wieder der Rutherford-Wirkungsquerschnitt. Die Winkelverteilung $W_{N \rightarrow M}$ läßt sich folgendermaßen angeben :

$$\frac{dW_{N \rightarrow M}}{d\Omega_\gamma} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \sum_{k=0,2,4} \sum_{-k \leq \kappa \leq k} Q_k \cdot G_k(N) \cdot F_k(I_M, I_N) \cdot A_{k\kappa}(N) \cdot Y_{k\kappa}(\Theta_\gamma, \Phi_\gamma). \quad (16)$$

Die Form der Winkelverteilung wird durch die sphärischen Kugelflächenfunktionen $Y_{k\kappa}$ bestimmt. Die Bevölkerung $A_{k\kappa}$ des zerfallenden Zustands N setzt sich aus der Coulombanregung und aus dem Zerfall von energetisch höher liegenden Zuständen zusammen. Die $A_{k\kappa}$ sind eine Funktion der statistischen Tensoren, die sich aus den Besetzungsamplituden aus Gleichung 6 berechnen lassen. Die F_k sind die Winkelkorrelationskoeffizienten, die sich aus der Multipolordnung des Übergangs und den Drehimpulsen des Anfangs- und des Endzustands berechnen lassen. Die Koeffizienten Q_k und G_k beschreiben die Dämpfung der Winkelverteilung durch die endlichen Öffnungswinkel der Detektoren und der Deorientierung durch Hyperfeinwechselwirkung. Aus dem Vergleich von Gleichung 16 mit experimentell bestimmten Winkelverteilungen lassen sich Multipolordnungen von γ -Übergängen bestimmen und damit Drehimpulse von Kernzuständen ableiten.

2.3 Theoretische Aspekte von Transferreaktionen

Nachdem die Meßmethode und die Voraussetzungen dafür dargelegt worden sind, wird im Folgenden näher auf den Nukleonttransfer eingegangen. Das Ziel unseres Nukleonttransferexperiments war die Bestimmung von Transferwahrscheinlichkeiten und deren Abhängigkeit vom Abstand dichtester Annäherung und die Messung der Population der Transferprodukte. Gemessene Transferwahrscheinlichkeiten können mit Modellen verglichen werden, mit denen Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion einer effektiven Bindungsenergie des transferierten Nukleons berechnet werden.

Der Transferwirkungsquerschnitt besitzt im allgemeinen eine glockenformähnliche Winkelverteilung⁸. Durch den zunehmenden Überlapp der Kernpotentiale bei Abnahme des Abstands dichtester Annäherung vergrößert sich die Transferwahrscheinlichkeit, bei weiterer Annäherung wird die Absorption dominierend und der Transferwirkungsquerschnitt verringert sich. Durch die zusätzliche Coulombbarriere für Protonen liegt das Maximum für den Protonentransfer bei etwas dichteren Stößen als für Neutronen [Wol92].

⁸Diese glockenförmige Winkelverteilung wird auch „grazing peak“ genannt, da der Schwerpunkt der Verteilung ungefähr am Grazingwinkel liegt.

2.3.1 Q-Wertabhängigkeit von Transferreaktionen

Neben der Abhängigkeit von Transferreaktionen vom Abstand der beiden Kerne, ist auch die relative energetische Lage der beteiligten Kernzustände gerade im Hinblick auf einen Tunneleffekt von großer Bedeutung. Eine optimale Anpassung der Zustände liegt dann vor, wenn sie während des Transferprozesses die gleiche energetische Lage (Bindungsenergie) besitzen. Die Differenz der Bindungsenergien E_B wird als Q-Wert bezeichnet. Dies wird in Abb.4 veranschaulicht, in der die Potentiale der beiden Kerne für Protonen dargestellt sind. Die gestrichelten (punkt-gestrichelten) Linien stellen das Kernpotential und die Einproton-Bindungsenergie in ^{52}Cr (^{110}Pd) für den Fall dar, in dem die beiden Kerne nicht wechselwirken. Die durchgezogenen Linien stellen das Zweizentrenpotential für ein Proton und die Einproton-Bindungsenergien in den beiden Kernen bei einem Abstand dichtester Annäherung von 12.5 fm dar. Sowohl der Grundzustands-Q-Wert Q_{gg} als auch der effektive Q-Wert Q_{eff} sind eingetragen.

Da uns insbesondere der Übergang zwischen den Grundzuständen bzw. niedrig liegenden Zuständen interessiert, ist der Q-Wert zwischen den Grundzuständen Q_{gg} von Bedeutung. Q_{gg} läßt sich aus tabellierten Werten von Massendefekten Δ_i [Wap93] berechnen: $Q_{gg} = \Delta_P + \Delta_T - (\Delta_E + \Delta_R)$. P steht für Projektil, T für Target, E für Ejektil und R für Rückstoßkern. Im Fall des Protonentransfers muß die durch die Coulombwechselwirkung bedingte Anhebung der Protonenbindungsenergie berücksichtigt werden. Mit dem Ladungsübertrag $Z_C = Z_R - Z_T$ (Z_i kennzeichnet die Kernladungszahl)

$$Z_P + Z_T \rightarrow Z_E + Z_R \quad (17)$$

läßt sich ein effektiver Q-Wert bestimmen :

$$Q_{eff} = \left(E_{B_T} + \frac{Z_C \cdot Z_T \cdot e^2}{D} \right) - \left(E_{B_R} + \frac{Z_C \cdot Z_E \cdot e^2}{D} \right) = Q_{gg} + Q_{opt} \quad (18)$$

E_B ist die Protonenbindungsenergie und D ist wieder der Abstand dichtester Annäherung. In Ladungstransferreaktionen sollte also der effektive Q-Wert $Q_{eff} = 0$ sein, um einen

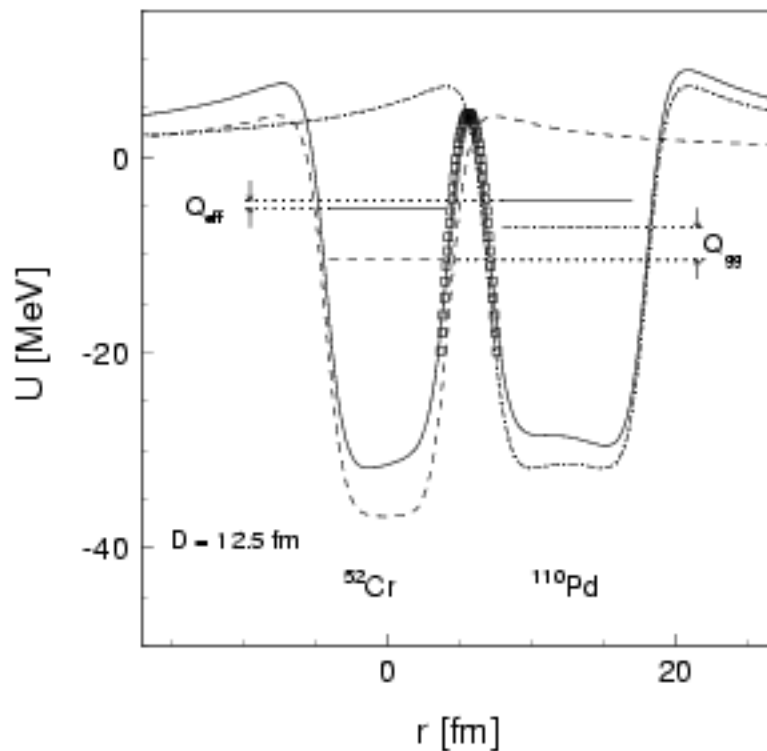


Abbildung 4: Kernpotentiale für ein Proton in ^{52}Cr und in ^{110}Pd mit und ohne Wechselwirkung der Potentiale zur Veranschaulichung des Grundzustands-Q-Werts Q_{00} als auch des effektiven Q-Werts Q_{eff} . Die Quadrate geben eine Anpassung des Verlaufs des Zweizentrenpotentials zwischen den beiden Kernen mit einer Parabel wieder. Sie wird in 2.3.2 zur Berechnung von Tunnelwahrscheinlichkeiten verwendet.

optimalen Transfer zu ermöglichen. Neben der gerade dargestellten, „internen“ Anpassung von Energien läßt sich die gleiche Bedingung (Gleichung 18) über eine „externe“ Anpassung herleiten ([But68] und [Oer91]). Sie stellt eine kinematische Bedingung dar, indem sie dann einen optimalen Transfer vorhersagt, wenn die Flugbahnen vor und nach dem Transferprozeß stetig unter Erhaltung von Energie und Drehimpuls aneinander anschließen. Dies wird aus Gleichung 18 ersichtlich, da hier der Abstand D der einzige freie Parameter ist und dieser vorher und nachher gleich sein sollte bzw. jeder von null verschiedene effektive Q -Wert – klassisch betrachtet – einer un stetigen Trajektorie entspricht.

2.3.2 Transferwahrscheinlichkeiten und -wirkungsquerschnitte

Mit den Definitionen und Bezeichnungen aus Abschnitt 2.1 läßt sich aus einem elastischen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_{cl}}{d\Omega} = (1 - P_{tr}) \cdot (1 - P_{abs}) \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \quad (19)$$

und dem Wirkungsquerschnitt für eine quasielastische Reaktion

$$\frac{d\sigma_{qc}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{cl}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{tr}}{d\Omega} = (1 - P_{abs}) \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \quad (20)$$

ein Transferwirkungsquerschnitt bestimmen:

$$\frac{d\sigma_{tr}}{d\Omega} = P_{tr} \cdot (1 - P_{abs}) \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega}. \quad (21)$$

Dies entspricht auch der Darstellung aus [Bas80] oder [Bro72] in der ersten Ordnung der Störungstheorie und ist äquivalent zu:

$$P_{tr} = \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_{tr} + \sigma_{cl}} = \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_{qc}}. \quad (22)$$

Die Transferwahrscheinlichkeit P_{tr} wird relativ zu den quasielastischen Reaktionen σ_{qe} bestimmt, die nicht zu einer Absorption führen. Dies ergibt einen für die γ -spektroskopische Untersuchung von Transferreaktionen wichtigen Zusammenhang zwischen Transferwahrscheinlichkeit und gemessenen γ -Intensitäten:

$$P_{tr,k}^{Exp} = \frac{I_{\gamma}^{tr,k}}{I_{\gamma}^{qc}}. \quad (23)$$

$P_{tr,k}^{Exp}$ gibt die experimentelle Wahrscheinlichkeit für den Transfer von k Nukleonen an, $I_{\gamma}^{tr,k}$ die gemessene γ -Intensität für diesen Kanal und I_{γ}^{qc} die gemessene Intensität aller quasielastischen Kanäle. Alle hier angegebenen γ -Intensitäten sind mit den entsprechenden inneren Konversionskoeffizienten korrigiert. Dieser Zusammenhang gilt für kleine Wahrscheinlichkeiten. Ist jedoch die Transmissionswahrscheinlichkeit groß, so kann wieder ein Rücktransfer stattfinden. Auch Transferprozesse höherer Ordnung sind im Prinzip möglich, da die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner ($v/c \approx 4\%$) deutlich kleiner als die Fermigeschwindigkeit ($v/c \approx 26\%$) der Nukleonen ist. Sind die Q -Werte für den Hin- und Rücktransfer klein und nicht zu unterschiedlich, so wird eine effektive Transferwahrscheinlichkeit gemessen [Ste92]:

$$P_{tr}^{Exp} = P_{tr}^{eff} = P_{tr} - P_{tr}^2 + P_{tr}^3 - \dots = \frac{P_{tr}}{1 + P_{tr}}. \quad (24)$$

Aus der Kombination der Gleichungen 23 und 24 ergibt sich:

$$P_{tr,k}^{eff} = \frac{I_{\gamma}^{tr,k}}{I_{\gamma}^{qc} - I_{\gamma}^{tr,k}}. \quad (25)$$

Nachdem nun die Begriffe der Transferwahrscheinlichkeit und des Transferwirkungsquerschnitts eingeführt worden sind, soll zum Abschluß dieses Abschnitts noch kurz etwas ausführlicher auf die Absorption aus dem elastischen Kanal eingegangen werden. Im allgemeinen wird die Absorption im Rahmen des optischen Modells mit einem imaginären Beitrag im Potential berücksichtigt ([Mar92, Spe91]). Das optische Potential U besteht

neben dem imaginären Potential W aus einem reellen Potential V und einem Coulombpotential V_c , wobei die ersten beiden jeweils Woods-Saxon Form besitzen. Damit verbunden sind jeweils drei freie Parameter: eine Potentialtiefe (W_0 bzw. V_0), ein Potentialradius (r_{0W} bzw. r_{0V}) und ein Randunschärfeparameter (Diffusität a_W bzw. a_V),

$$U(r) = V_c(r) - V(r) - iW(r)$$

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_V}{a_V}\right)} \quad (26)$$

$$W(r) = \frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_W}{a_W}\right)}$$

wobei $R_V = r_{0V}(A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$ und $R_W = r_{0W}(A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$ ist. Das Coulombpotential V_c wird im allgemeinen durch das Potential einer Punktladung $Z_P \cdot e$ und einer homogen geladenen Kugel mit Ladung $Z_T \cdot e$ und einem Radius von $R_c = r_{0c}(A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$ berechnet:

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_P \cdot Z_T \cdot e^2}{R_c} & \text{für } r > R_c \\ \frac{Z_P \cdot Z_T \cdot e^2}{R_c} \cdot \left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R_c^2}\right) & \text{für } r < R_c \end{cases} \quad (27)$$

In Abb.4 ist $U(r)$ aus Gleichung 26 für das System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ mit $W_0=100$ MeV, $V_0=40$ MeV, $r_{0c}=r_{0W}=r_{0V}=1.25$ fm, $a_W=0.35$ fm und $a_V=0.57$ fm dargestellt.

Neuere Messungen [Mar92, Eck92] mit schweren Ionen bestätigen frühere Erkenntnisse mit leichteren Ionen [Sat74], die besagen, daß Reaktionen an der Coulombbarriere nur auf die Diffusität der Potentiale – also nur auf die Kernoberfläche – sensitiv sind und die Diffusität für Imaginär- und Realpotential sehr ähnlich ist. Der Einfluß des Realpotentials ist annähernd vernachlässigbar, da es nur auf die Trajektorie wirkt, die hauptsächlich durch die Coulombkraft gegeben ist (Realpotential: einige MeV, Coulombpotential: einige 100 MeV). Zur Beschreibung der Absorption durch die Kernkraft ist daher das Proximity-Potential ausreichend, das nur zwei Parameter beinhaltet, eine Potentialtiefe W_0 und eine Diffusität a_w [Bas80]:

$$W(r) = W_0 \cdot \exp(-s(r)/a_w). \quad (28)$$

s ist der Abstand der Kernoberflächen ($s = r - R_c$). Der Ansatz für die Absorptionswahrscheinlichkeit

$$P_{abs}(t) = 1 - \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \cdot \int_{t=-\infty}^{\infty} W(t) \cdot dt \right] \quad (29)$$

läßt sich nach Integration über die gesamte Trajektorie zu folgendem Zusammenhang umformen:

$$P_{abs}(D) = 1 - \exp \left[-\frac{2}{\hbar c} \cdot \sqrt{\pi \cdot \mu_N \cdot c^2} \cdot \frac{D}{\sqrt{D-a}} \cdot \sqrt{\frac{a_w \cdot A_p}{E_p}} \cdot W_0 \cdot e^{-\frac{D-R_c}{a_w}} \right]. \quad (30)$$

Wird die Integration in Gleichung 29 nicht über die gesamte Trajektorie, sondern variabel von $-\Delta r$ bis $+\Delta r$ durchgeführt (Δr sei der Abstand zum Umkehrpunkt), so läßt sich die Absorptionswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstands angeben, wie das in Abb.5 geschehen ist.

Man erkennt, daß die Absorption stark im Abstand dichtester Annäherung lokalisiert ist. 50% (90%) der Absorption findet bei Abständen statt, die kleiner als 0.06 fm (0.5 fm) sind. Die Kurve wurde für $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ bei 200 MeV und $\vartheta_p = 113^\circ$ berechnet, etwas unterhalb des Grazingwinkels. Für W_0 und a_w wurden die Werte aus Abschnitt 5.1 verwendet ($W_0 = 1.1$ MeV, $a_w = 0.5$).

2.3.3 Modelle für den Nukleonttransfer

Zum Vergleich von gemessenen und theoretischen Transferwahrscheinlichkeiten wird häufig das „Barrier Penetration“-Modell verwendet [Bre56]. Dieses Modell beschreibt den exponentiellen Anstieg in der Transmissionswahrscheinlichkeit unterhalb der Coulombbarriere ohne Absorption und bei nur geringem Überlapp der Kernwellenfunktionen als ein Tunneln zwischen zwei Kastenpotentialen:

$$P_{tr} \sim \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot \exp[-K \cdot D(\Theta)], \quad (31)$$

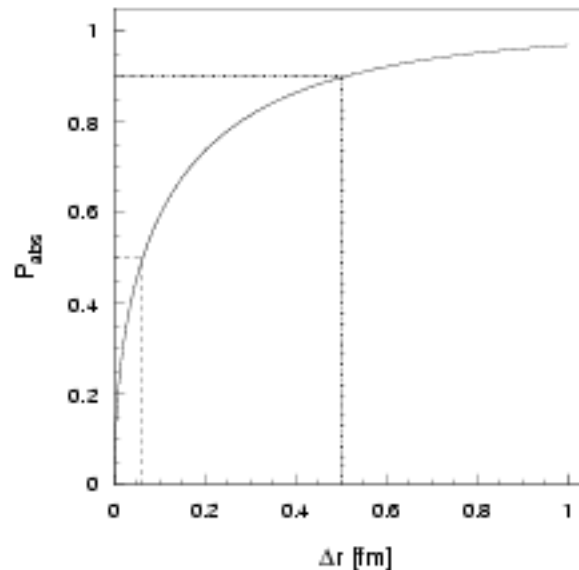


Abbildung 5: Absorptionswahrscheinlichkeit $P_{abs}(\pm \Delta r)$ als Funktion des Abstands Δr vom Umkehrpunkt für das untersuchte System bei 200 MeV und einem Streuwinkel von $\vartheta_p = 113^\circ$. P_{abs} ist hier für $\Delta r \rightarrow \infty$ auf eins normiert.

$$K = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \mu \cdot B_{eff}} / \hbar^2. \quad (32)$$

μ ist die reduzierte Masse und B_{eff} ist die entsprechende effektive Bindungsenergie. Diese Beziehung fand auch bei Energien oberhalb der Coulombbarriere Verwendung [Boe86, Oer87, Ger89]. Aus ihr läßt sich eine effektive Bindungsenergie extrahieren, die mit Bindungsenergien B_N verglichen werden können. Ist $B_{eff} < B_N$, so gehen wir von einer hohen intrinsischen Anregungsenergie und einem „warmen“ Transfer aus, ist $B_{eff} \approx B_N$, so sprechen wir von einem „kalten“ Transfer, der zu niedrigen Anregungsenergien führt. Diese Aussage führte schon in Experimenten, bei denen die Anregungsenergie unabhängig gemessen wurde, zu Widersprüchen (z.B. [Ger89, Eck92]). In diesen Fällen wurden wesentlich größere Anregungsenergien aus dem exponentiellen Abfall abgeleitet, als die direkte Messung lieferte. Eine Ursache für diese Abweichung könnte beim „Barrier Penetration“-Modell in der Annahme eines Kastenpotentials ohne Diffusität liegen.

Verwendet man ein realistischeres Potential mit Randunschärfe, so ergibt sich ein flacherer Verlauf – eine grössere, effektive Bindungsenergie –, da die Barriere unter dem gegenseitigen Einfluß der unscharfen Ränder erniedrigt wird und so der Transfer schon bei größeren Abständen mit höherer Wahrscheinlichkeit stattfinden kann, ohne daß damit

eine hohe Anregungsenergie verbunden sein muß. Ein Woods-Saxon Potential wurde von Brosa [Bro80] erfolgreich in der Erklärung des gegenüber einem Protonentransfer verstärkten Neutronentransfer verwendet. Um das Problem von exakten Lösungen bei hoher Transmissionswahrscheinlichkeit – sie sind im allgemeinen nur bei hohen oder breiten Barrieren zulässig – zu umgehen, läßt sich die Barriere durch eine Parabel annähern. Für ein Parabelpotential können auch bei sehr kleiner Barriere noch Transmissionswahrscheinlichkeiten berechnet [Lan59] werden:

$$P_{tr} = \frac{1}{1 + e^{-2 \cdot \pi \epsilon}}, \quad (33)$$

$$\epsilon = \frac{\Delta E}{h} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{k}}. \quad (34)$$

ΔE ist die Differenz zwischen Bindungsenergie und Maximum der Parabel bzw. Barriere und k ist der Koeffizient der Parabel $k \cdot r^2$ (r parametrisiert den Abstand der beiden Atomkerne; siehe Abb. 4). In 5.2.5.1 und 5.2.5.2 wird ausführlicher auf diese Beschreibungen eingegangen. Ergänzend sollte allerdings noch erwähnt werden, daß mit diesen Ansätzen weder spektroskopische Faktoren noch Drehimpulseffekte berücksichtigt werden. Da in die Berechnung von ΔE nur die gemittelten Bindungsenergien eingehen, wird auch der Einfluß des Q -wertes vernachlässigt.

Die Berücksichtigung von effektiven Q -Werten, Zustandsdichten und Bindungsenergien führt zu einer guten Beschreibung von integralen Wirkungsquerschnitten für eine Vielzahl von Einneutronen-Transferreaktionen mit Projektilkernen in einem weiten Massenbereich [Reh90, Reh91]:

$$\sigma(Q_{gg}) = N \cdot (B_i \cdot B_f)^{1.1} \cdot S_P(A) \cdot S_T(A) \cdot \int_{t=-\infty}^{Q_{gg}} \exp\left(-\frac{(Q - Q_{opt})^2}{\Delta Q^2}\right) dQ \quad (35)$$

N ist hier eine Normierungskonstante ($1.7 \cdot 10^4$), B_i und B_f sind die Neutronenbindungsenergien im Eingangs- und Ausgangskanal, $S_P(A)$ und $S_T(A)$ berücksichtigen eine systematische Massenabhängigkeit von spektroskopischen Faktoren (Zustandsdichten). Das Integral über das Q -Wert-Fenster, das mit einer Gaußverteilung von der Breite ΔQ (5.8 MeV) parametrisiert wird, enthält die Q -Wert-Abhängigkeit. Skaliert man Gleichung

35 mit 0.2 so ergibt sich auch für den Zweineutronentransfer eine gute Übereinstimmung in der Q-Wert-Abhängigkeit von Wirkungsquerschnitten, wenn mittlere Bindungsenergien für einen sequentiellen Transfer der zwei Neutronen verwendet werden.

Da in Gleichung 35 keinerlei Kernstruktureffekte eingehen, scheinen diese für Transferreaktionen nur eine untergeordnete Rolle zu spielen.

3 Das Experiment

Am Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) in Legnaro wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Experimente durchgeführt: Das erste Experiment – es war gleichzeitig das erste offizielle Experiment mit dem $4\pi - \gamma$ -Spektrometer GASP – fand im Juni 1992 statt und dauerte drei Tage. Es diente im wesentlichen zur Bestimmung einer optimalen Einschußenergie für die Untersuchung des Zweiprotonentransfers im System $^{110}\text{Pd} + ^{52}\text{Cr}$. Deshalb wurden bei Energien von 170 MeV, 185 MeV, 200 MeV und 215 MeV Daten aufgenommen. Diese Energien entsprechen 90%, 95%, 103% und 111% der Coulombbarriere. Weiterhin war dieses Experiment auch ein Test für GASP – zu dieser Zeit mit 27 Ge-Detektoren bestückt – und für unseren Teilchenzähler. Die zweite, fünf Tage dauernde Messung wurde im folgenden Oktober bei Energien von 175 MeV, 185 MeV und 200 MeV durchgeführt. GASP bestand zu dieser Zeit schon aus 36 großvolumigen, koaxialen und einem kleinen, planaren Ge-Detektor. Nur die Daten aus diesem Experiment wurden für die in Kapitel 4 beschriebene, quantitative Analyse verwendet.

3.1 Die Wahl des Stoßsystems

Das System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ zeichnet sich durch vom Betrag her kleine effektive Q-Werte (vgl. Gleichung 18 auf Seite 15) sowohl für den Neutronen- als auch für den Protonentransfer aus. Es besitzt die kleinsten Werte unter den Kombinationen, die am Tandembeschleuniger des LNL zugänglich sind. Abb.6 zeigt die aus der Massentabelle von Wapstra [Wap93] berechneten Grundzustands- Q-Werte Q_{gs} und optimale Q-Werte Q_{opt} für den Transfer in der Umgebung des ^{110}Pd -Targets. Abb.7 zeigt entsprechende, berechnete effektive Q-Werte Q_{eff} für den Transfer in der Umgebung des Targets in einer anderen Darstellung. Man erkennt, daß aufgrund der Q-Wert-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Neutronentransfer zu leichteren Palladiumisotopen bevorzugt, aber auch ein Vielnukleontentransfer zu Ruthen oder Molybdän auftreten sollte.

Das untersuchte Stoßsystem zeichnet sich weiterhin durch große Paarungsenergien aus, was ausgeprägte Paarungskorrelationen an der Kernoberfläche nahelegt. Die Paarungsenergien

$$\delta(A, Z) = 2 \cdot \Delta(A - 1, Z) - \Delta(A, Z) - \Delta(A - 2, Z) \quad (36)$$

(Δ sei der Massenexzeß) lassen sich unter Benutzung der schon oben zitierten Massenta-

| A | | Name | | Q_{gg} | Q_{opt} |
|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| $^{112}_{50}\text{Sn}$ | $^{110}_{50}\text{Sn}$ | $^{110}_{50}\text{Sn}$ | $^{108}_{50}\text{Sn}$ | $^{116}_{50}\text{Sn}$ | $^{116}_{50}\text{Sn}$ |
| -15.5 | -14.1 | -9.0 | -11.4 | -9.1 | -12.5 |
| 10.8 | 10.8 | 10.8 | 10.8 | 10.8 | 10.8 |
| $^{111}_{50}\text{In}$ | $^{112}_{50}\text{In}$ | $^{113}_{50}\text{In}$ | $^{114}_{50}\text{In}$ | $^{115}_{50}\text{In}$ | $^{116}_{50}\text{In}$ |
| -12.1 | -11.2 | -7.8 | -10.7 | -9.9 | -13.7 |
| 7.8 | 7.8 | 7.8 | 7.8 | 7.8 | 7.8 |
| $^{110}_{48}\text{Cd}$ | $^{111}_{48}\text{Cd}$ | $^{112}_{48}\text{Cd}$ | $^{113}_{48}\text{Cd}$ | $^{114}_{48}\text{Cd}$ | |
| -3.9 | -4.8 | -1.7 | -6.1 | -5.2 | |
| 5.0 | 5.0 | 5.0 | 5.0 | 5.0 | |
| $^{108}_{47}\text{Ag}$ | $^{109}_{47}\text{Ag}$ | $^{110}_{47}\text{Ag}$ | $^{111}_{47}\text{Ag}$ | $^{112}_{47}\text{Ag}$ | $^{113}_{47}\text{Ag}$ |
| -6.2 | -3.2 | -4.9 | -3.3 | -7.9 | -8.8 |
| 2.4 | 2.4 | 2.4 | 2.4 | 2.4 | 2.4 |
| $^{106}_{46}\text{Pd}$ | $^{107}_{46}\text{Pd}$ | $^{108}_{46}\text{Pd}$ | $^{109}_{46}\text{Pd}$ | $^{110}_{46}\text{Pd}$ | $^{111}_{46}\text{Pd}$ |
| 1.4 | -0.3 | 2.7 | -0.9 | 0.0 | -6.3 |
| | | | | | -7.2 |
| $^{106}_{46}\text{Rh}$ | $^{106}_{46}\text{Rh}$ | $^{107}_{46}\text{Rh}$ | $^{108}_{46}\text{Rh}$ | $^{109}_{46}\text{Rh}$ | $^{110}_{46}\text{Rh}$ |
| 1.7 | -0.5 | 0.8 | -3.2 | -4.1 | -10.1 |
| -2.2 | -2.2 | -2.2 | -2.2 | -2.2 | -2.2 |
| $^{102}_{44}\text{Ru}$ | $^{103}_{44}\text{Ru}$ | $^{104}_{44}\text{Ru}$ | $^{105}_{44}\text{Ru}$ | $^{106}_{44}\text{Ru}$ | $^{107}_{44}\text{Ru}$ |
| 6.7 | 4.2 | 6.5 | 2.3 | 3.2 | 2.4 |
| -4.2 | -4.2 | -4.2 | -4.2 | -4.2 | -4.2 |
| $^{98}_{43}\text{Tc}$ | $^{99}_{43}\text{Tc}$ | $^{101}_{43}\text{Tc}$ | $^{102}_{43}\text{Tc}$ | $^{103}_{43}\text{Tc}$ | $^{104}_{43}\text{Tc}$ |
| 5.4 | 3.7 | 5.5 | 2.4 | 3.1 | -1.4 |
| -5.9 | -5.9 | -5.9 | -5.9 | -5.9 | -5.9 |
| $^{98}_{42}\text{Mo}$ | $^{99}_{42}\text{Mo}$ | $^{100}_{42}\text{Mo}$ | $^{101}_{42}\text{Mo}$ | $^{102}_{42}\text{Mo}$ | $^{103}_{42}\text{Mo}$ |
| 11.4 | 7.7 | 9.2 | 4.0 | 4.3 | -1.8 |
| -7.5 | -7.5 | -7.5 | -7.5 | -7.5 | -7.5 |
| $^{97}_{41}\text{Nb}$ | $^{98}_{41}\text{Nb}$ | $^{99}_{41}\text{Nb}$ | $^{100}_{41}\text{Nb}$ | $^{101}_{41}\text{Nb}$ | |
| 9.1 | 5.2 | 4.1 | -1.0 | -2.8 | |
| -8.8 | -8.8 | -8.8 | -8.8 | -8.8 | |
| $^{96}_{40}\text{Zr}$ | $^{97}_{40}\text{Zr}$ | $^{98}_{40}\text{Zr}$ | $^{99}_{40}\text{Zr}$ | $^{100}_{40}\text{Zr}$ | |
| 10.6 | 5.1 | 3.5 | -3.8 | -6.0 | |
| -10.0 | -10.0 | -10.0 | -10.0 | -10.0 | |

Abbildung 6: Q_{gg} und Q_{opt} -Werte in der Nachbarschaft des Targetkerns. Die Q_{opt} -Werte sind für eine Einschussenergie von 200 MeV und einem Streuwinkel von 130° berechnet. Die dunkel schraffierte Fläche kennzeichnet den Ausgangskern ^{110}Pd , die heller schraffierten Flächen deuten die Transferprodukte an, die mit einem positiven effektiven Q -Wert verbunden sind.

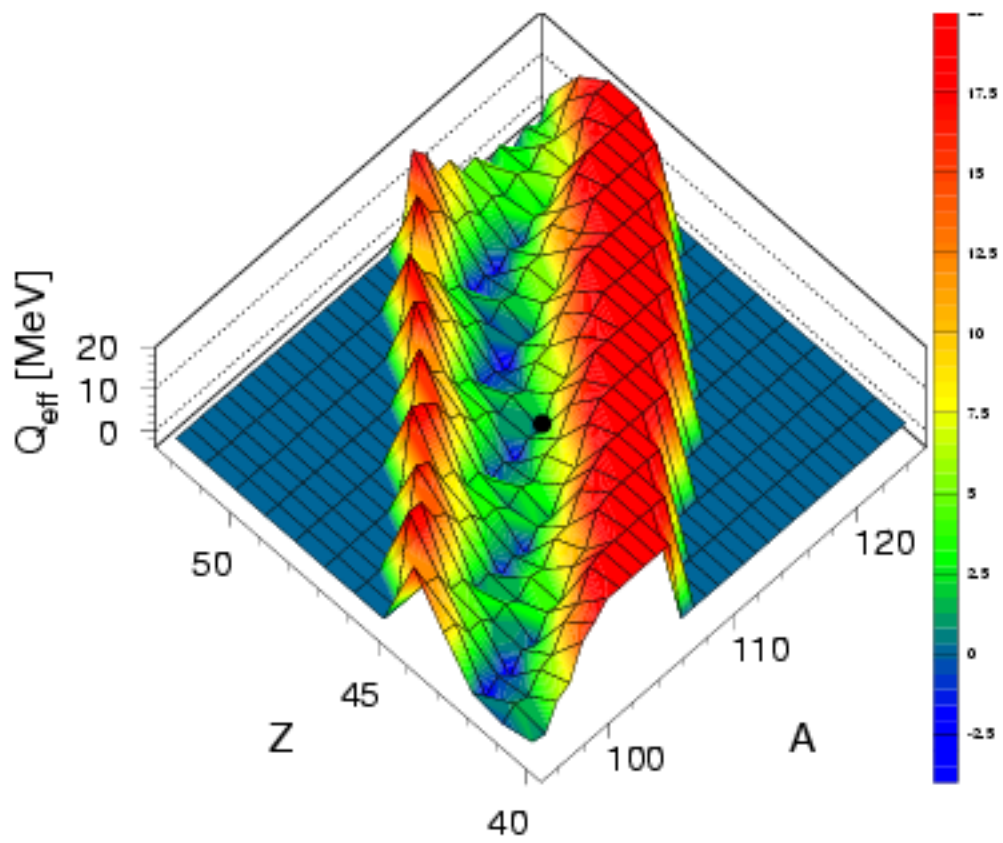


Abbildung 7: Q_{eff} -Werte in der Nachbarschaft des Targetkerns, entsprechend Abb. 6. Der schwarze Punkt deutet den Targetkern an.

belle zu $\delta = 2.7$ MeV für Neutronen und zu $\delta = 4.0$ MeV für Protonen im Targetkern berechnen. Die herausragende Stellung von ^{110}Pd in der Protonenpaarungsenergie ist in Abb.8 ersichtlich, in der Neutronen- und Protonenpaarungsenergien für alle stabilen Isotope als Funktion der Neutronenzahl aufgetragen sind.

Die dargestellten Paarungsenergien gelten für Nukleonen an der Kernoberfläche, da sie aus Massendefekten, das heißt aus Bindungsenergien von Valenznukleonen, berechnet worden sind. Im Gegensatz zu einer über alle Nukleonen gemittelten Paarungsenergie, die bei leichten Ionen mit hohen Energien entscheidend ist, sind Schwerionenreaktionen an der Coulombbarriere nur auf die Kernoberfläche sensitiv, was die Verwendung von Bindungsenergien von Valenznukleonen zur Berechnung von Paarungsenergien rechtfertigt.

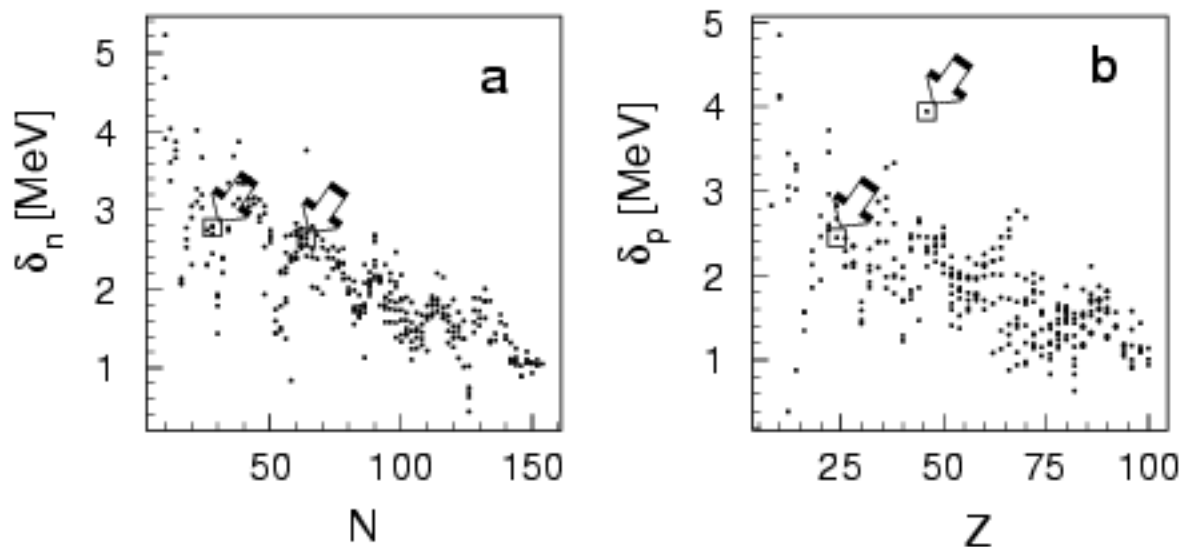


Abbildung 8: Paarungsenergien für Neutronen (a) und für Protonen (b) in Abhängigkeit von der Neutronen- bzw. Protonenzahl. Pfeile und Kästchen kennzeichnen die Kerne $^{52}_{24}\text{Cr}_{28}$ und $^{110}_{46}\text{Pd}_{64}$. Die Paarungsenergien sind aus [Wap93] berechnet worden.

3.2 Der experimentelle Aufbau

Die folgenden Unterabschnitte befassen sich mit dem neu entwickelten Parallelplattenzähler (PPLZ) und dem 4π - γ -Spektrometer GASP. Es gehört zu der neuen Generation von γ -Spektrometern, die im Rahmen des EUROBALL-Projekts ([Eur92]) bisher gebaut worden sind.

Der PPLZ, dessen Maße an die Geometrie von GASP angepaßt sind, diente, wie schon in Kapitel 2 geschildert, zur Messung der Position der rückgestreuten, projektilähnlichen Teilchen, während mit GASP durch den Nachweis der charakteristischen γ -Strahlung die verschiedenen Reaktionskanäle selektiert wurden.

Mit Hilfe der nachgewiesenen Position im Teilchenzähler ließ sich der Streuwinkel und damit die Reaktionskinematik festlegen. Zum einen lieferte die Position den Stoßparameter der Reaktion und damit den Abstand dichtester Annäherung zwischen beiden Stoßpartnern, zum anderen wurde eine Korrektur der Dopplerverschiebung der im Fluge emittierten γ -Quanten ermöglicht. In dem untersuchten System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ ist bei einer Einschubenergie von 200 MeV eine maximale Dopplerverschiebung von 5.8% möglich. Nach Korrektur der Dopplerverschiebung war die Breite der γ -Linien hauptsächlich durch die Öffnungswinkel der Ge-Detektoren gegeben. Sie kann bei den verwendeten Ge-Zählern nicht mehr verringert werden, da keine Ortsinformation innerhalb eines Ge-Kristalls extrahiert wurde. Die Bestimmung des Wechselwirkungsortes des γ -Quants mit dem Ge-Kristall ist im Moment, unter anderem, Gegenstand weiterer Untersuchungen im EUROBALL-Projekt. Ziel dabei ist, mit Hilfe der charakteristischen Pulsformen und der Segmentierung von Ge-Kristallen die Position des eintreffenden Photons in einem Kristall zu bestimmen [Vet92, Met93]. Mit dieser Information wäre man in der Lage, die Breite von γ -Linien weiter zu verringern. Die Grenze dieser Breite liegt beim intrinsischen Energieauflösungsvermögen von Ge-Detektoren, das typischerweise 0.2% beträgt.

Eine weitere Ursache für eine Verbreiterung der Energielinien tritt dann auf, wenn die Kerne im Target abgebremst werden und die Lebensdauer eines angeregten Zustands im Bereich der Abbremszeit im Target liegt. Da sowohl die Abbremsung als auch der Zerfall statistische Prozesse sind, werden γ -Quanten sowohl von abgebremsten als auch von nicht abgebremsten Kernen emittiert. Die resultierende, für den Abbremsmechanismus und die Lebensdauer charakteristische Linienform kann zum Beispiel für die Bestimmung der Lebensdauer des zerfallenden Zustands verwendet werden („Doppler-Shift-Attenuation“-Methode (DSAM) [Pel82]).

3.2.1 Die Wahl der Targetdicke

Die Wahl der Targetdicke ergab sich aus dem tolerierbaren Fehler im Streuwinkel bzw. im Abstand dichtester Annäherung D von ca. 0.2 fm. Diese Unschärfe in D entspricht einer Streuwinkelunschärfe von 6° bei einem Streuwinkel von 100° für das System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$.

Diese Streuwinkelunschärfe entspricht wiederum einer Energieunschärfe von 6 MeV, die man bei einer Targetdicke von 0.9 mg/cm^2 erhält, wenn man von einer Wechselwirkung in der Mitte des Targets ausgeht. Dementsprechend wurde eine metallische Palladiumfolie von 0.9 mg/cm^2 als Target gewählt. Bei einem Streuwinkel von 160° ergibt sich mit dieser Dicke eine Ungenauigkeit im Streuwinkel von 10° und in D von 0.1 fm.

3.2.2 Der Teilchennachweis

Um den eben besprochenen Anforderungen an das Ortsauflösungsvermögen von 6° zu genügen, wurde ein neuer PPLZ entwickelt, der sich durch einen großen sensitiven Raumwinkelbereich und seine Kompaktheit auszeichnet [Vet94]. Dies wird durch einen Rahmen, der die Geometrie einer dreiseitigen Pyramide besitzt, erzielt. Auf den drei Seitenflächen der Pyramide ist jeweils ein PPLZ montiert.

Um die aufwendige und komplizierte Struktur von Drahtebenen und Auslese über Verzögerungsleitungen zu vermeiden, wird bei den verwendeten PPLZ die zweidimensionale Ortsinformation mit Hilfe einer Widerstandsschicht gewonnen, die die Anode bildet. Hierbei wird die Kathodenladung über vier metallische Kontaktstreifen an den Rändern ausgelesen. Diese Methode findet auch bei positionsempfindlichen Microchannel Plates [Gea69, Lam79, Dok87] und Halbleiterdetektoren [Yam85, Mor87, Yan89, Bru92] Verwendung. Nach unserem Wissen ist es das erste Mal, daß die Methode der zweidimensionalen Ortsbestimmung über die Ladungsteilung auf einer Widerstandsschicht auf großflächige PPLZ angewendet wurde. Der Nachteil dieser Methode ist der nichtlineare Zusammenhang zwischen den gemessenen Ladungen und der Position. Da theoretische Ansätze, die eine zweidimensionale Ladungsverteilung auf einer Widerstandsschicht beschreiben, keine analytische Lösung für die meisten, interessanten Geometrien, wie zum Beispiel Trapeze, liefern, werden phänomenologische Ansätze verwendet. Die Parameter in diesen Ansätzen werden über Ortseichungen mit Hilfe von Lochmasken bestimmt. Am Ende dieses Abschnitts wird auf eine neue Möglichkeit eingegangen, wie mit Hilfe eines künstlichen neuronalen Netzes eine effiziente Dekodierung der Ladungen durchgeführt werden kann.

Eine weitere Methode, zweidimensionale Positionen zu bestimmen, stellt die Ladungsteilung auf einer Leiterschicht dar (Backgammon- oder Wedge & Strip-Methoden [Kla88, Sie83, Mar81]). Der Vorteil bei diesen Methoden ist, daß, wie schon bei der Auslese über eine Widerstandsschicht, nur mit drei oder vier Signalen die Position bestimmt werden kann und nur geringer elektronischer Aufwand bei der Verarbeitung notwendig ist. Der Nachteil bei den segmentierten Leiterschichten ist die erforderliche hohe Ätzgenauigkeit

bei der Herstellung der Segmente, die gerade bei großflächigen PPLZ technisch nur sehr schwer zu realisieren ist.

3.2.2.1 Die Parallelplattenzähler

In Abb.9 ist der pyramidenförmige Aufbau schematisch dargestellt. Auf drei der vier Pyramidenseiten sind trapezförmige PPLZ vakuumdicht montiert. Der pyramidenförmige Halterahmen wie auch die drei Rahmen für die PPLZ bestehen aus Aluminium. Die 2.5 mm dicken Rückseiten der PPLZ dienen in Verbindung mit dem pyramidenförmigen Halterahmen und einer 3 mm dicken Bodenplatte als Vakuumkammer. Dadurch wird keine zusätzliche Vakuumkammer benötigt und die γ -Absorption verringert. Flansche in der Spitze und in der Basis dienen dem Strahlein- bzw. austritt. Gasein- und auslaß, elektrische Durchführungen und Vorverstärker sind auf den Rückplatten der PPLZ angebracht.

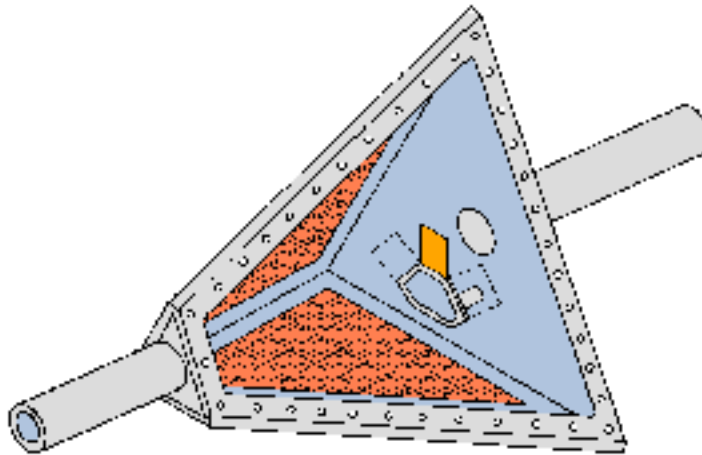


Abbildung 9: Schematische Darstellung der pyramidenförmigen Teilchenzähleranordnung.

Drei Targets, die im Strahl um 15° geneigt sind, können auf einem fächerförmigen Träger befestigt werden. Dieser Winkel verhindert, daß die 10 Ge-Detektoren bei GASP, die unter einem Winkel von 90° relativ zum Strahl angebracht sind, vom Target abgeschattet werden. Der gesamte Parallelplattenzähleraufbau wurde in der Werkstatt des Instituts

für Kernphysik der Universität von Frankfurt gefertigt.

Die aktive Fläche der drei PPLZ (je 78 mm^2) überdeckt einen Raumwinkel von 1.8π und einen Streuwinkelbereich $78^\circ < \vartheta < 162^\circ$. Die äußeren Abmessungen des Aufbaus sind durch den inneren Durchmesser von GASP (35cm) begrenzt. Damit ergab sich auch die Anforderung an die Ortsauflösung der PPLZ, die besser als 8 mm sein sollte, den 6° bei einem Streuwinkel von 100° entsprechend.

3.2.2.2 Funktionsweise von Parallelplattenzählern

PPLZ sind mit Gas gefüllte Plattenkondensatoren, die im Proportionalitätsbereich betrieben werden. Dringen ionisierende Teilchen in das Zählervolumen ein, so entstehen entlang der Flugbahn Elektron-Ion-Paare (Primärionisation). Im elektrischen Feld werden die frei gewordenen Elektronen beschleunigt und können ihrerseits Gasatome ionisieren (Sekundärionisation). Dieser Multiplikationsprozeß führt zu einer Elektronenlawine, die auf den Elektroden als Verschiebungsstrom bzw. an einem Ableitwiderstand als Spannungsimpuls gemessen werden kann. Er ist proportional zu den primär erzeugten Ladungsträgern. Die reduzierte elektrische Feldstärke, der Quotient aus elektrischer Feldstärke und Gasdruck, ist für die Entstehung der Elektronenlawine verantwortlich und liegt bei PPLZ typischerweise zwischen 100 und $1000 \text{ V}/(\text{cm mbar})$. Aufgrund eines geringen Plattenabstands von einigen Millimetern zeichnen sich PPLZ durch kurze Anstiegszeiten und eine gute Zeitauflösung aus. Die durch die Elektronenbewegung erzeugten Ladungen entstehen aufgrund der größeren Beweglichkeit der Elektronen ca. 1000 mal früher als die durch die langsameren Ionen erzeugten Ladungen. Durch die geeignete Wahl eines Auskoppelkondensators wird der Spannungsimpuls durch die schnelle Elektronenkomponente dominiert, was zu einer Anstiegszeit von einigen Nanosekunden führt. Die Ionenkomponente liegt im Mikrosekundenbereich und begrenzt die Zählrate, da eine noch existierende Ionenwolke zu einer Verzerrung des elektrischen Feldes führt. Die Ausdehnung der durch die Elektronenlawine bedingten Ladungen auf der Anode entspricht etwa dem halben Plattenabstand ($\approx 2 \text{ mm}$) [Var86]. Um die Elektronen auf der positionsempfindlichen Widerstandsschicht nachzuweisen, wurde das Gitter auf negative Hochspannung gelegt⁹.

Die PPLZ werden mit Isobutan im Durchfluß betrieben. Isobutan besitzt eine hohe Elektronendriftgeschwindigkeit und hat als Löschgas die Fähigkeit, Photonen, die bei der

⁹Deshalb nennen wir die Widerstandsschicht Anode und das Gitter Kathode.

Rekombination von freien Elektronen im Gas entstehen, zu absorbieren und die Anregungsenergie über Dissoziation oder elastische Stöße wieder abzugeben [Rae64, Leo87]. Durch den Durchflußbetrieb wie auch durch die Verwendung von Isobutan lassen sich im Experiment hohe Spannungen anlegen, ohne daß es zu permanenten Raumladungseffekten oder Gasentladungen kommt.

3.2.2.3 Aufbau der Parallelplattenzähler

In Abb.10 ist der Aufbau eines PPLZ dargestellt. In dem Aluminiumgehäuse befinden sich, vom Eintrittsfenster her angefangen:

- das Eintrittsfenster des Zählers aus einem Aluminiumrahmen, einer $280\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Mylarfolie, die den Druck des Isobutans im PPLZ vom Vakuum in dem Gehäuse trennt, und ein Drahtgitter, das die dünne Eintrittsfolie stützt,
- ein 4 mm dicker Abstandsrahmen aus Plexiglas, in dem ein Messingrahmen eingebettet ist und auf den das Kathodengitter gelötet ist. Das Wolframgitter hat eine Transmission von 85% und ermöglicht den Nachweis von schweren Ionen bis zu $0.12\text{ MeV}/u$ herab. Mit einer mit Aluminium bedampften Kathodenfolie, die sonst gebräuchlich ist, können Ionen mit dieser geringen Energie nicht in das sensitive Volumen des Zählers dringen, sondern werden in der Kathodenfolie gestoppt,
- ein weiterer, 4 mm dicker Abstandsrahmen aus Plexiglas, der den Plattenabstand des PPLZ definiert,
- eine 1.3 mm dicke Epoxidharzplatte, auf die eine $\approx 500\text{\AA}$ dicke NiCr-Schicht aufgedampft ist. Die Kupferstreifen an den vier Seiten der Platte sind in den Ecken voneinander isoliert und dienen der Auskopplung der Ladungen auf der Anode,
- ein 3 mm dicker Abstandshalter aus Plexiglas, der die Anodenplatte vor der Berührung mit der Rückplatte des Gehäuses schützt. Durch die Druckdifferenz vom Normaldruck außerhalb des Gehäuses und den wenigen mbar im PPLZ wölbt sich die Rückplatte um 0.5-1 mm.

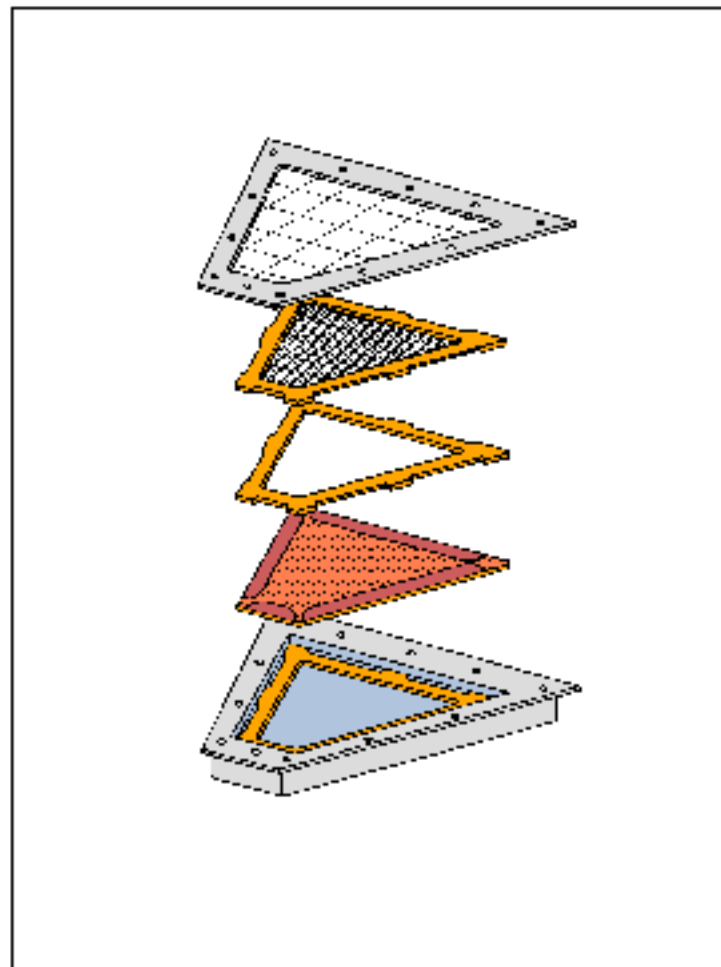


Abbildung 10: Explosionszeichnung eines Parallelplattenzählers.

Die PPLZ wurden in den durchgeführten Experimenten bei Spannungen zwischen -600V und -650V bei einem konstanten Gasdruck von 5mbar betrieben. Durch die Verwendung von NiCr, das einen niedrigen Flächenwiderstand besitzt (300\AA entspricht einem Flächenwiderstand von $70\Omega\text{cm}^2$), war es möglich, die Auslese niederohmig zu halten. Das Verhältnis zwischen den beiden Widerstandswerten (Ableitwiderstand R_A bzw. Schichtwiderstand R_S) bestimmt die beobachtbare Signalamplitude und damit das Signal-zu-Rauschverhält-

nis (S/N). Für ein gutes S/N-Verhältnis sollte R_A möglichst groß gegenüber R_S sein. Dem widerspricht jedoch der dynamische Bereich der positionsabhängigen Signalhöhen, der umso größer ist, je größer der Widerstand der Schicht relativ zum Ableitwiderstand ist. Widerstände zwischen 200Ω und 300Ω sind ein guter Kompromiß zwischen optimalem S/N-Verhältnis und einem maximalen dynamischen Bereich. Das Signal der Kathode wurde kapazitiv ausgekoppelt und wie das Signal der Anode auf spannungsempfindliche Vor- und Hauptverstärker und anschließend in ladungsempfindliche ADCs gegeben (siehe Abschnitt 3.3).

Abschließend sollte erwähnt werden, daß die Herstellung von Widerstandsschichten zwar relativ einfach und schnell ist; ein Nachteil ist dabei die eingeschränkte Homogenität und Reproduzierbarkeit. So hatten die meisten Platinen, die hergestellt worden sind, eine hinreichende Ortsauflösung, sie mußten allerdings alle einzeln geeicht werden. Ein Nachteil der verwendeten NiCr-Schicht ist darüberhinaus die begrenzte Sputterfestigkeit bei Beschuß mit schweren Ionen. So wurden deutliche Auflösungsverlechterungen nach 24-stündigem Beschuß mit ^{32}S -Ionen bei einer Zählrate von $\approx 400\text{kHz}$ unter Vorwärtswinkeln festgestellt.

3.2.2.4 Auslese und Eichung der Parallelplattenzähler

Wir wählten eine trapezförmige Geometrie, um einen möglichst großen Raumwinkelbereich abzudecken. Die Beziehung zwischen dem gemessenen Ladungsquadrupel und der Position des ankommenden Teilchens ist hier ähnlich wie in quadratischer Geometrie [Mor87, Bru92] oder bei der sogenannten „Kissen“-Geometrie [Dok87, Lam79].

Um die Teilchenpositionen bestimmen zu können, wurde jeder PPLZ mit Hilfe einer Lochmaske geeicht. Die Eichung sollte bevorzugt im Strahlexperiment mit der auch im Experiment verwendeten Teilchensorte und Teilchenenergie durchgeführt werden. Mit dem folgenden Ansatz :

$$x = \frac{Q_3 - Q_1}{Q_3 + Q_1} \quad (37)$$

$$y = \frac{Q_4 - Q_2}{Q_4 + Q_2} \quad (38)$$

läßt sich eine nichtlineare Abbildung der Lochmaskenpositionen erzeugen. Abb.11 wurde

mit Spaltfragmenten aus einer ^{252}Cf -Quelle erzeugt, die den Zähler durch eine Lochmaske (Abb.12) bestrahlt. Der Durchmesser eines Loches beträgt 4 mm und der Abstand der Lochränder 3 mm. Man erkennt, daß die Ortsauflösung deutlich besser als 4 mm ist und damit den vorher gestellten Anforderungen genügt (siehe 3.2.2.1).

In den Gleichungen 37 und 38 sind x und y die Koordinaten auf dem Trapez und Q_i die

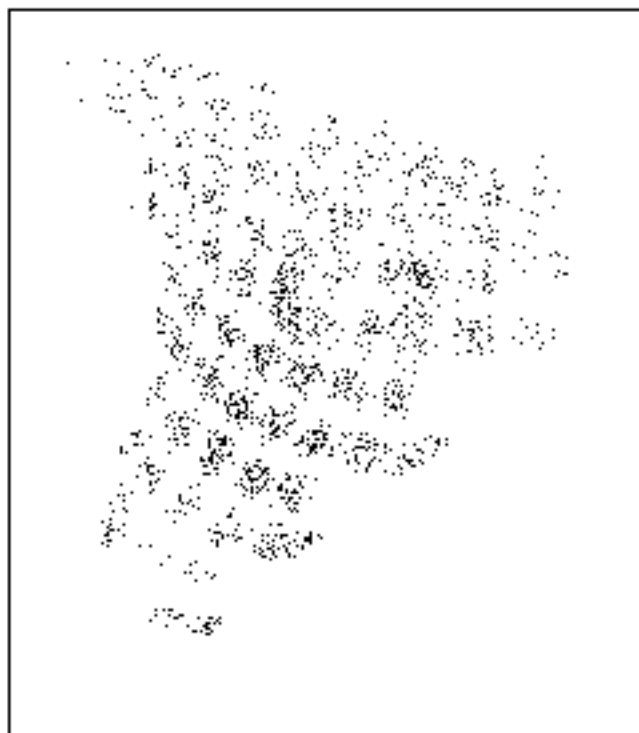


Abbildung 11: Abbildung der in Bild 12 dargestellten Lochmaske mit einem im Text angegebenen Ansatz.

gemessenen Ladungen, deren Zuordnungen in Abb.12 zu finden sind. Dieser Ansatz geht davon aus, daß die Ladung umgekehrt proportional zum Abstand auf der Platine ist. Die Normierung auf die anteilige Ladung und nicht auf die Gesamtladung hat eine weniger verzerrte Abbildung zur Folge. Mit Hilfe der Eichung mit der Lochmaske ist es möglich, für die beleuchteten Orte einen analytischen Zusammenhang zwischen Ladungsquadrupel und (x,y) -Position zu bestimmen, um anschließend ohne Lochmaske zwischen den geeichten Punkten interpolieren zu können.

Im Strahlexperiment war allerdings eine Ortseichung bei zwei PPLZ aufgrund zu schlechter

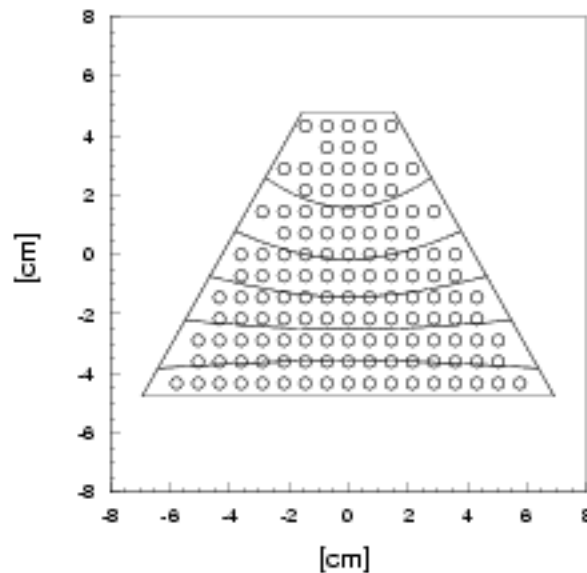


Abbildung 12: Lochmaske zur Abb.11 (Lochdurchmesser : 4 mm, Abstand zwischen Lochrändern : 3 mm). Darüberhinaus sind 6 Bereiche eingezeichnet, deren Grenzen konstanten Streuwinkeln θ entsprechen.

Ortsauflösung mit dieser Lochmaske nicht möglich. Dies ist im wesentlichen auf Hochfrequenzeinstrahlungen in die Signalleitungen zurückzuführen. Die Ortseichung wurde später in der Analyse mit Hilfe der Dopplerkorrektur der in den Ge-Detektoren gemessenen γ -Quanten durchgeführt. Da die Dopplerverschiebung der γ -Quanten unter anderem von der Flugrichtung des emittierenden Teilchens abhängig ist, läßt sich mit der Bestimmung der Verschiebung in verschiedenen Ge-Detektoren die Flugrichtung des Teilchens und damit die Position im PPLZ bestimmen. Die erreichte Ortsauflösung war in der Mitte des Zählers deutlich besser als 4 mm und am Rand etwas schlechter als 4 mm.

3.2.2.5 Ortsbestimmung durch ein künstliches neuronales Netz

Da die Abbildung von den vier Ladungen auf zwei Ortskoordinaten nichtlinear ist, lag es nahe, ein künstliches neuronales Netz (KNN) zu verwenden, da ein KNN von seiner Struktur her nicht linear ist. Neuronale Netze zeichnen sich durch ihre Art der Informationsverarbeitung aus, die es erlaubt, aus einer nur bruchstückhaft angebotenen Information Muster zu erkennen und zu ergänzen (assoziative Merkmalsergänzung) und auch Strukturen zu erkennen, die fehlerbehaftet oder verrauscht sind (Fehlertoleranz). KNN bestehen typischerweise aus untereinander verbundenen Einheiten, den Knoten, die die Neuronen repräsentieren sollen. Jeder Knoten besitzt eine Aktivität. Jeder

Verbindung zwischen zwei Knoten ist eine Zahl – das sogenannte Gewicht – zugeordnet, die der synaptischen Effizienz entspricht. Lernen findet statt, indem sich diese Gewichte verändern. Die Aktivität eines Neurons ergibt sich aus zwei Stufen: Zuerst werden die Aktivitäten der vorgeschalteten Neuronen mit den Gewichten der zugehörigen Verbindung multipliziert, und dann summiert man diese gewichteten Eingaben zur Gesamteingabe. Eine Transferfunktion berechnet schließlich aus der Gesamteingabe die ausgehende Aktivität des Neurons, die wiederum auf die Eingänge der nachgeschalteten Neuronen gegeben wird. Diese vorwärts gerichtete Struktur ist die Grundlage für viele sich im Einsatz befindlichen KNN und wurde auch bei uns verwendet. Realisiert wird diese Struktur in mehreren Schichten aus Knoten, wobei alle Knoten einer Schicht mit allen Knoten der Nachbarschichten verbunden sind. Die erste Schicht dient der Eingabe, die letzte Schicht der Ausgabe. Die Aktivitäten der Eingabeknoten können zum Beispiel Sinneseindrücken entsprechen, während die Ausgabeknoten den Begriff des Wahrgenommenen repräsentieren.

Die geschilderte Struktur eines vielschichtigen Perzeptrons [Her92, Mue91] ist in Abb.13 für ein im Rahmen dieser Arbeit verwendetes Netz dargestellt. Die Eingabeschicht bestand aus vier Knoten für die vier normierten Ladungssignale, während die Ausgabeschicht aus zwei Knoten für die auf die Maximalabstände normierten x- und y-Koordinaten gebildet wurde. Als Maß für die Güte der Abbildung diente der quadratische Fehler, der aus der Differenz der Sollausgabe und der Istausgabe des Netzes gebildet wurde:

$$E = \frac{1}{2P} \sum_{\mu=1}^P \sum_{i=1}^N [\zeta_i^\mu - O_i(\xi^\mu)]^2. \quad (39)$$

P ist die Anzahl der zu lernenden Muster, N die Anzahl der Ausgabeknoten, in unserem Fall zwei, ζ_i^μ die Sollausgabe, ξ^μ die Eingabe und O_i die Istausgabe des Netzes. Zur Bestimmung der Gewichte, die die korrekte Abbildung von Ladungsmustern auf die Positionen ermöglichen sollen, wurde der „Backpropagation“-Algorithmus [Rum86] als „Lernregel“ verwendet. Dieser Algorithmus ermöglicht die Bestimmung der Gewichte mit Lernmustern durch Minimierung der Fehlerfunktion. Die Minimierung erfolgt entlang der größten Abnahme der Fehlerfunktion bei Variation der Gewichte (Gradientenabstiegsverfahren [Rit91]). Die Größe der Änderung der Gewichte ist proportional zu einem Parameter, der auch Lernrate genannt wird. Um den Gradientenabstieg zu beschleunigen, wurde das Maß der Variation, d.h. die Lernrate adaptiv bestimmt [Her92].

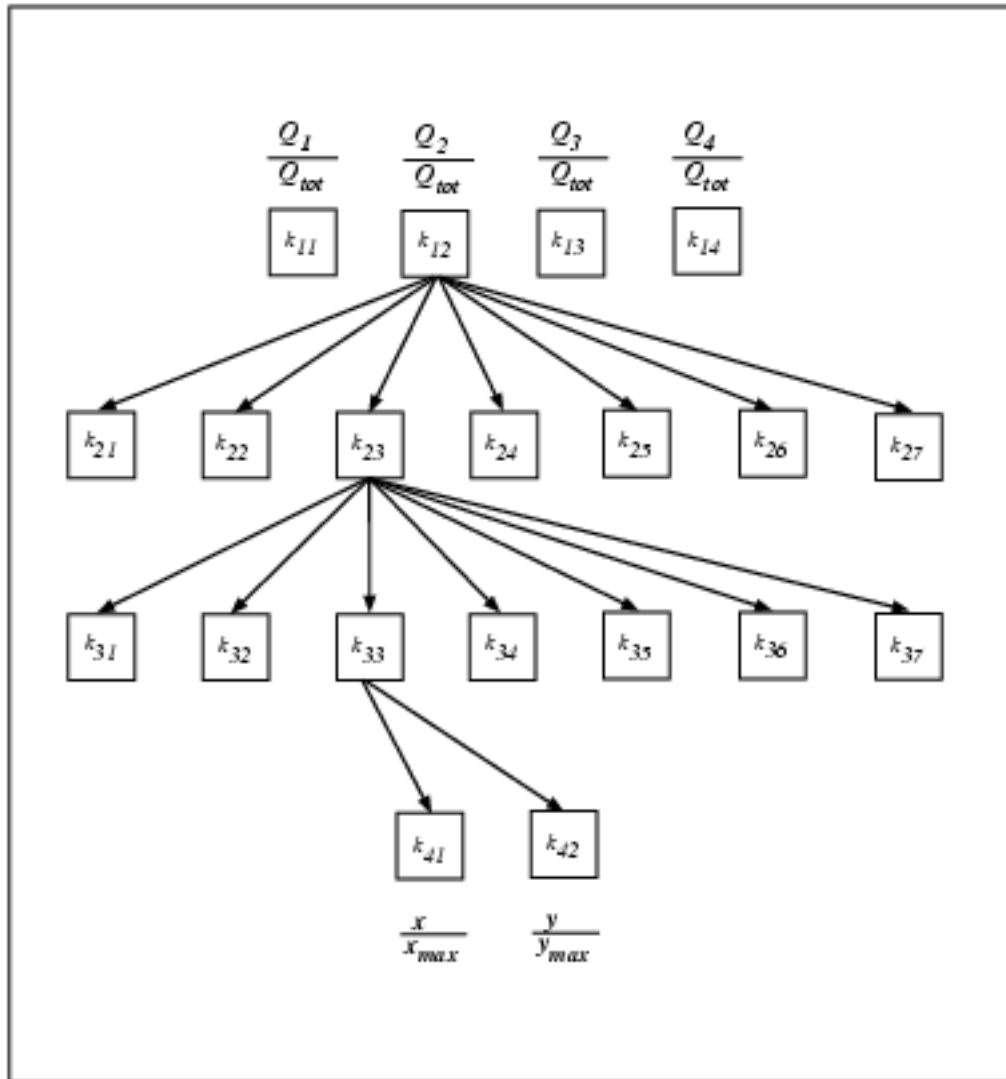


Abbildung 13: Beispiel einer verwendeten Netzwerkstruktur, bestehend aus vier Schichten von Knoten. Jeder Knoten aus einer Schicht ist mit jedem Knoten der benachbarten Schichten verbunden (hier nur für die Knoten k_{12} , k_{23} und k_{33} angedeutet). Die Aktivität wandert von den vier Eingabeknoten über die 2×7 internen Knoten zu den zwei Ausgabeknoten. Die Eingabeknoten repräsentieren die vier auf die Gesamtladung normierten Teilladungen, die zwei Ausgabeknoten die normierten x - und y -Positionen auf der Platine.

Als Transferfunktionen werden im allgemeinen sigmoide Funktionen verwendet, die dem Schwellenverhalten natürlicher Neuronen entsprechen sollen und die Ursache für die Nichtlinearität von neuronalen Netzen sind. Wir verwendeten den Tangens Hyperbolicus. Der Parameter, der die Steilheit der Schwellenfunktion beschreibt, wurde für jeden Durchlauf zwischen 0 und 1 gewählt, während die Startgewichte, der Empfindlichkeit des Tangens Hyperbolicus entsprechend, zwischen -1 und 1 variiert wurden. Bei der Wahl von Startwerten für die zu bestimmenden Parameter offenbart sich ein Nachteil in dem verwendeten Typ eines KNN. Ob ein globales Minimum in dem hochdimensionalen Raum der Gewichte und damit eine optimale Lösung gefunden wird, hängt von den Startgewichten ab, die zufällig gewählt werden. Deshalb besteht die Lernphase nicht nur aus einem Durchlauf mit einem Satz von Startwerten, sondern aus mehreren, um zu vermeiden, daß durch zufällige Wahl ein lokales Minimum erreicht wird, das nur einem schlechten Lernerfolg entspricht.

Wir benutzten sowohl für die Eingabe- als auch für die Ausgabeschicht nur wenige Knoten, die aber kontinuierliche Werte zwischen -1 und 1 annehmen durften. Damit sollte dem Netz die Möglichkeit gegeben werden, zu inter- und zu extrapolieren. In diesem Zusammenhang bedeutet Generalisierungsfähigkeit eines KNN, daß es Werte, die zwischen den gelernten Eingabegrößen liegen, in Werte abbildet, die zwischen den entsprechend gelernten Sollausgabewerten liegt. Die Verwendung eines KNN in Verbindung mit dem „Backpropagation“-Algorithmus liefert uns in diesem Fall eine Abbildungsvorschrift zwischen Ladungsquadrupeln und zwei Koordinaten.

Häufigere Verwendung finden KNN bei Klassifikationsaufgaben, bei denen nur die Ausgaben erlaubt sind, die auch in der Lernphase aufgetreten sind. Generalisierungsfähigkeit bedeutet hier gerade das Gegenteil wie oben; nicht nur die gelernten Eingabemuster, sondern auch gestörte oder nicht vollständige Eingabemuster sollen in genau eine Ausgabe abgebildet werden, die das Netz vorher gelernt hat (Invarianz gegenüber Translationen, Rotationen oder gar Deformationen von Mustern). Für diese Aufgabe werden viele Knoten in den Ein- und Ausgabeschichten verwendet, die nur diskrete Werte (-1,0,1) annehmen dürfen.

Um die Interpolations- und Extrapolationsfähigkeit des Netzes zu überprüfen, wurde ein Netz wie in Abb.13 mit einem Teil von Eichpunkten (47 Werte), die bei dem Experiment bestimmt worden waren, trainiert (siehe Abb.11). Die Eichpunkte wurden zufällig bestimmt. Der andere Teil der Eichpunkte (44 Werte) diente der Kontrolle der Generalisierungsfähigkeit des Netzes. Um die Eigenschaften des Teilchenzählers (Ortsauflösungsvermögen) von der zu untersuchenden Ungenauigkeit des Netzes zu

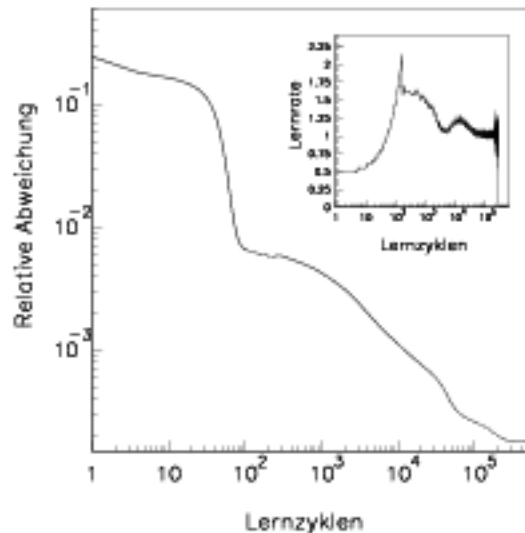


Abbildung 14: Die Entwicklung des quadratischen Fehlers (relative Abweichung) im Verlauf der Lernphase. Oben rechts in dem Bild ist die entsprechende adaptive Lernrate als Funktion der Lernzyklen dargestellt. Aus beiden Bildern ist das Erreichen eines stabilen Minimums nach ≈ 280000 Zyklen ersichtlich.

entkoppeln, wurden die Flächen der 91 Eichpunkte möglichst klein gewählt (≈ 1 mm) und für jeden Punkt 20 Ladungsquadrupel in der Lern- und in der Kontrollphase verwendet.

Die Variation der Anzahl der Knoten in den internen Schichten zwischen 4 und 10 führte zu keinen signifikanten Unterschieden in der Güte der Ergebnisse (bei mindestens drei Schichten).

Abb.14 zeigt die relative Abweichung E und die Lernrate als Funktion der Lernzyklen in einem 4-7-7-2 Netz. Ein Lernzyklus beinhaltet das Anpassen von allen 20×47 Trainingsmustern. Nach ≈ 280000 Lernzyklen hat der Lernprozeß ein stabiles Minimum erreicht. Aus Abb.15 und 16 ist ersichtlich, daß ein gutes Lernergebnis erzielt worden ist. Abb.15 zeigt die 20×91 Punkte auf der trapezförmigen Platine. Die 20×47 gelernten Punkte sind mit einem Kreuz gekennzeichnet. Man erkennt die nur geringen Abweichungen zwischen den Soll- und den Istwerten. In Abb.16 ist die Verteilung der Abweichung aller 1820 Punkte von ihren Sollwerten dargestellt. Der Schwerpunkt der Verteilung bei 1,8 mm spiegelt die Qualität des neuronalen Netzes wieder, während die Halbwertsbreite von 1,9 mm hauptsächlich durch die Schwankungen in den Ladungssignalen verursacht wird. Zwischen dem Kontrolldatensatz und dem Lerndatensatz wurde in der letzten Darstellung nicht mehr unterschieden, da beide Verteilungen fast identisch sind.

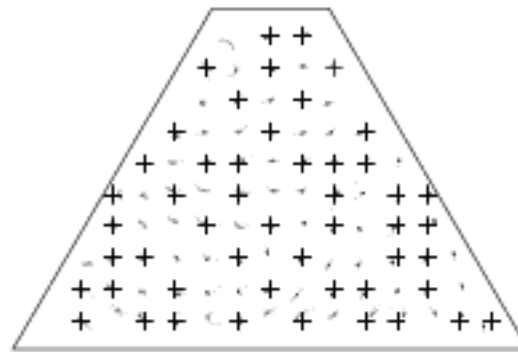


Abbildung 15: „Lernerfolg“ eines künstlichen neuronalen Netzes in der Fähigkeit, zwischen gelernten Mustern zu inter- bzw. zu extrapolieren. Die 20×47 mit einem Kreuz gekennzeichneten Punkte sind gelernt worden, während die anderen 20×44 Punkte zur Kontrolle dienen.

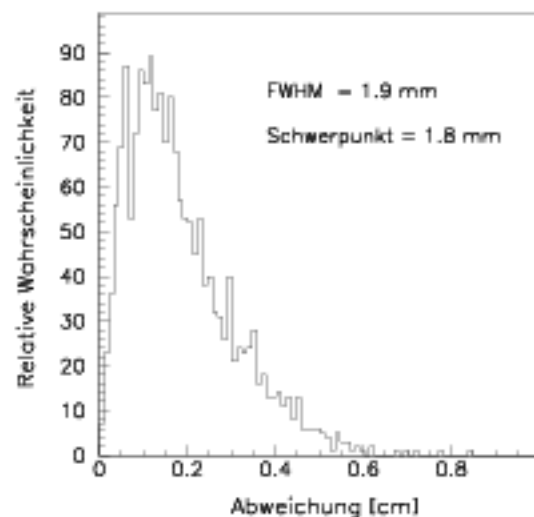


Abbildung 16: Häufigkeitsverteilung der 20×47 Lernmuster und der 20×44 Prüfmuster. Der Schwerpunkt der Verteilung erlaubt eine Aussage über die Güte der Netzausgabe. Die Breite (FWHM : Halbwertsbreite) entspricht der Konstanz der Ladungsquadrupel für eine gegebene Position auf dem Trapez und gibt Aufschluß über das Auflösungsvermögen des Teilchenzählers.

Abschließend läßt sich sagen, daß die untersuchten vielschichtigen Perzeptrons eine effiziente Methode für die Abbildung von Ladungsquadrupeln auf zweidimensionale Positionen darstellen. Die Qualität der erzeugten Abbildungen ist bei weitem ausreichend und ist weniger durch die Fähigkeit des KNN als eher durch Schwankungen in den gemessenen Ladungen begrenzt.

3.2.3 Das 4π - γ -Spektrometer GASP

GASP (GAMMA SPektrometer) gehört zu einer neuen Generation von 4π - γ -Spektrometern. Die Grundlage von GASP, wie auch von der französisch-englischen Entwicklung EUROGAM I, bilden große, konventionelle, koaxiale Reinstgermaniumdetektoren (HPGe-Detektoren) [Gas90, Eur92]. Im Gegensatz dazu werden die im Moment im Aufbau befindlichen Anordnungen EUROGAM II, GAMMASPHERE und EUROBALL III Neuentwicklungen von Ge-Detektoren umfassen ([Eur92, Gam88, Eur91]). Durch die Verwendung von vielen großvolumigen Ge-Detektoren erreichen die Spektrometer der neuen Generation eine deutlich höhere Effizienz für den Nachweis von γ -Quanten als bisher existierende Anordnungen. Die Wahrscheinlichkeit für den vollständigen Nachweis eines Photons (Photopeakeffizienz P_{PH}) mit einer Energie von 1.3 MeV, die bisher bei ungefähr 1% lag (z.B. OSIRIS oder NORDBALL), liegt bei GASP und EUROGAM I zwischen 3% und 4% und wird bei EUROBALL III \approx 13% erreichen. Der Gewinn in P_{PH} macht sich bei dem Nachweis von mehreren γ -Quanten besonders bemerkbar, so ergibt sich in GASP ($P_{PH}=3\%$) eine 27 mal höhere Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von drei γ -Quanten als in bisherigen Aufbauten.

Die in GASP eingebauten Ge-Zähler besitzen im Mittel eine Effizienz von 80% relativ zu einem $3'' \times 3''$ großen NaI-Zähler und haben eine mittlere intrinsische Energieauflösung von 2.3keV bei 1.3 MeV. Zusätzlich zu dem „Ball“ aus effizienten Ge-Detektoren besitzt GASP noch einen inneren „Ball“ aus BGO-Detektoren. Durch die hohe Effizienz von BGO eignet es sich besonders als Kalorimeter zur Messung von totalen Summenenergien. Der gesamte Raumwinkel ist bei GASP in eine Struktur aus 122 Flächen zerlegt, 40 für die Ge-Detektoren, 80 für die BGO-Detektoren des inneren Balls und zwei für den Ein- und Ausgang des Strahls. Jeder Ge-Detektor ist zusätzlich mit einem Anti-Compton-Detektor aus BGO-Material umgeben, mit dem sich das mittlere P/T-Verhältnis von 29% auf 64% verbessern läßt. Das P/T-Verhältnis gibt den Anteil der Intensität im Photopeak relativ zur gesamten γ -Intensität an. Durch die Ummantelung der Ge-Detektoren mit

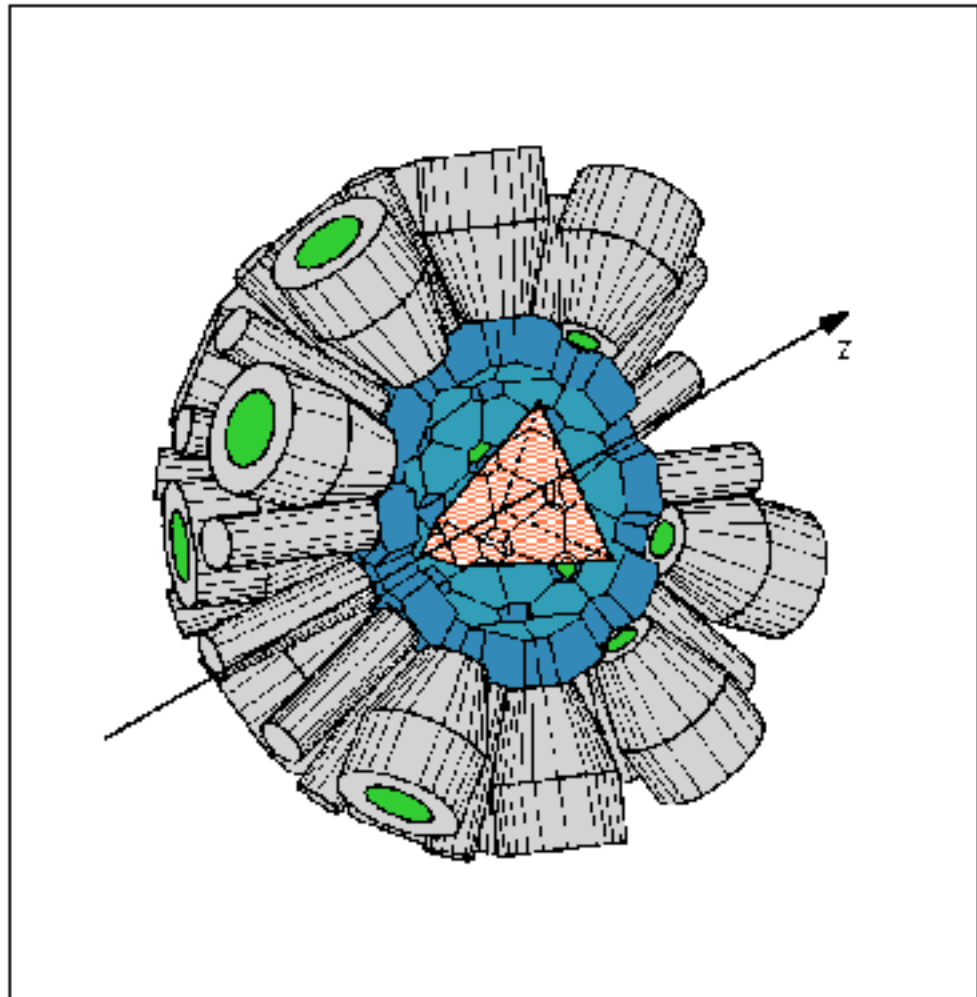


Abbildung 17: Blick auf eine Hälfte von GASP. Zur Veranschaulichung der Größenverhältnisse ist der Teilchenzähleraufbau rötlich eingezeichnet. Zu erkennen ist die Struktur des inneren „Balls“ aus BGO-Szintillatoren, die Photovervielfacher zur Auslese der Szintillatoren und die Anordnung der Ge-Detektoren mit ihren Anti-Compton-Abschirmungen.

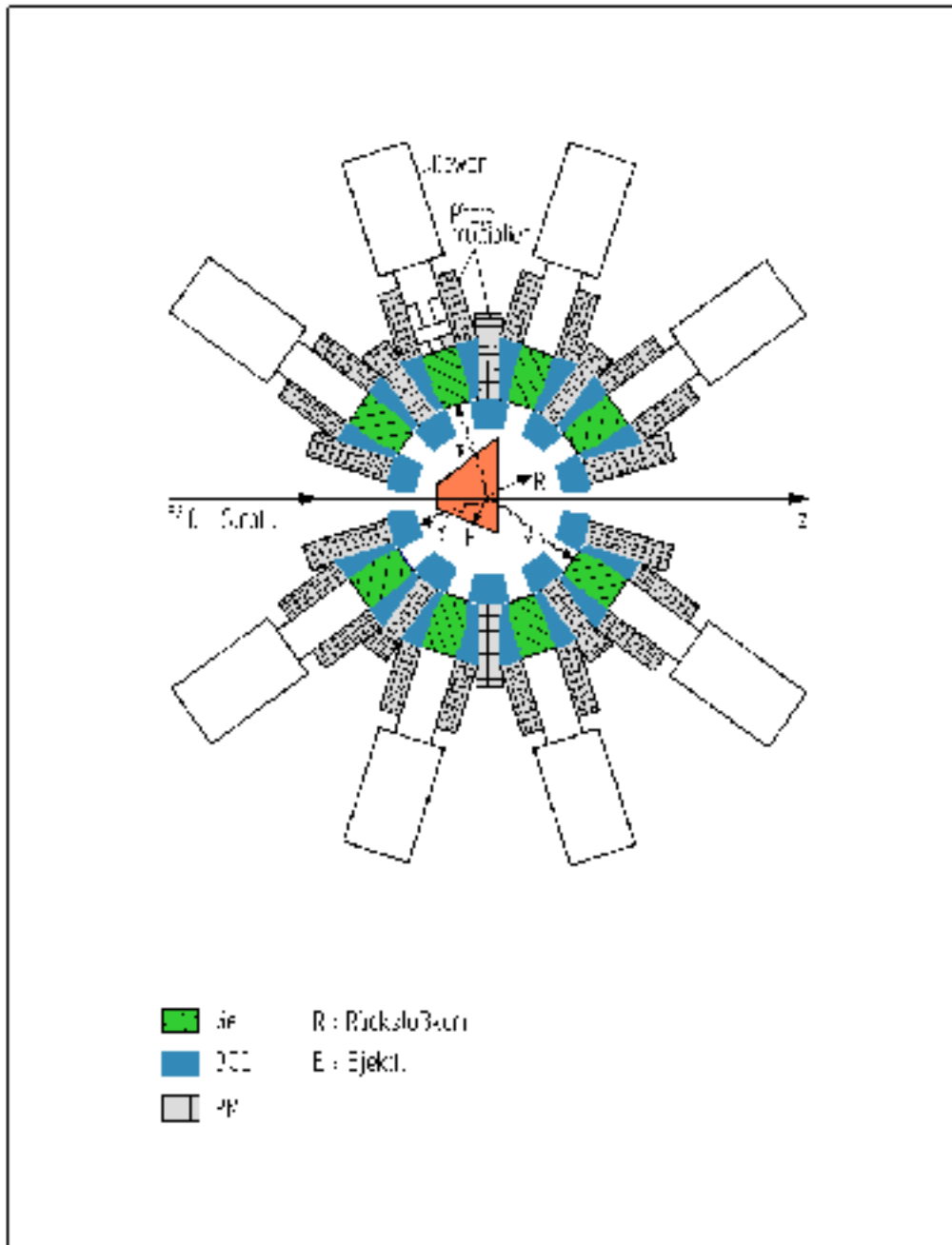


Abbildung 18: Querschnitt durch GASP und Teilchenzähleraufbau unter $\varphi=90^\circ$.

BGO-Detektoren lassen sich die Ereignisse erkennen und unterdrücken, in denen ein γ -Quant nach einer Comptonstreuung im Ge in dem BGO der Anti-Compton-Abschirmung nachgewiesen wird.

Während die Ge-Detektoren einen Raumwinkel von 10% (40 Zähler) bedecken, nehmen die BGO-Detektoren des inneren „Balles“ einen Raumwinkel von 78% ein, was zu einer totalen Nachweiswahrscheinlichkeit von 72% bei 1.3 MeV führt. Alle BGO-Szintillatorkristalle werden mit Photovervielfachern ausgelesen (siehe Abb.17).

In Abb.18 ist der Querschnitt durch GASP dargestellt. Der Abstand zwischen Target und Ge-Detektoren beträgt in dieser Konfiguration 27cm, der Abstand zwischen Target und BGO-Detektoren des inneren „Balls“ 17cm. Die Ge-Kristalle haben eine etwas angespitzte Form („getapert“). Der Verlust an sensitivem Volumen wird durch die Möglichkeit, den Abstand zum Target zu verringern, mehr als kompensiert, da primäre Treffer in dem fehlenden Bereich ohnehin hauptsächlich zum Untergrund beitragen. Zwischen den Detektoren des inneren Balles und dem Anti-Compton-Schild dient ein Wolfram kollimator zur Unterdrückung von Querstreuerungen.

3.3 Signalverarbeitung und Datenaufnahme

In Abb.19 ist das Blockschaltbild der verwendeten Elektronik dargestellt.

Um ein Ereignis durch den Trigger (Master) zu starten, mußte mindestens ein Zeitsignal aus den Ge-Detektoren und ein Zeitsignal aus den Teilchenzählern gleichzeitig innerhalb von 150 ns aufgetreten sein. Die Anti-Compton-Abschirmung dieser Detektoren durften dabei nicht angesprochen haben. Mit einem Faktor 100 bis 400 unternetzt wurde die Datenaufnahme gestartet, wenn mindestens ein PPLZ angesprochen hatte. Diese Einzelrate diente der Normierung der gemessenen γ -Intensitäten. Zeitsignale wurden mit Timing-Filter Verstärkern (TFA) und „Constant Fraction“-Diskriminatoren (CFD) aus den Germanium- (Ge), den Anti-Compton- (AC) und den inneren „Ball“- Detektoren (IB) generiert. Zeitsignale aus den Anoden wurden direkt im CFD erzeugt. Die AC-Zeiten wurden für eine Antikoinzidenz mit den Ge-Zeiten verwendet, um die Ge-Detektoren zu unterdrücken, bei denen eine Comptonstreuung aus dem Ge in das BGO stattgefunden hat. Weiterhin wurde aus den AC-Zeiten, wie auch aus den IB- und den Ge-Zeiten mit einer Multiplizitätseinheit (MU) ein Multipizitätssignal erzeugt.

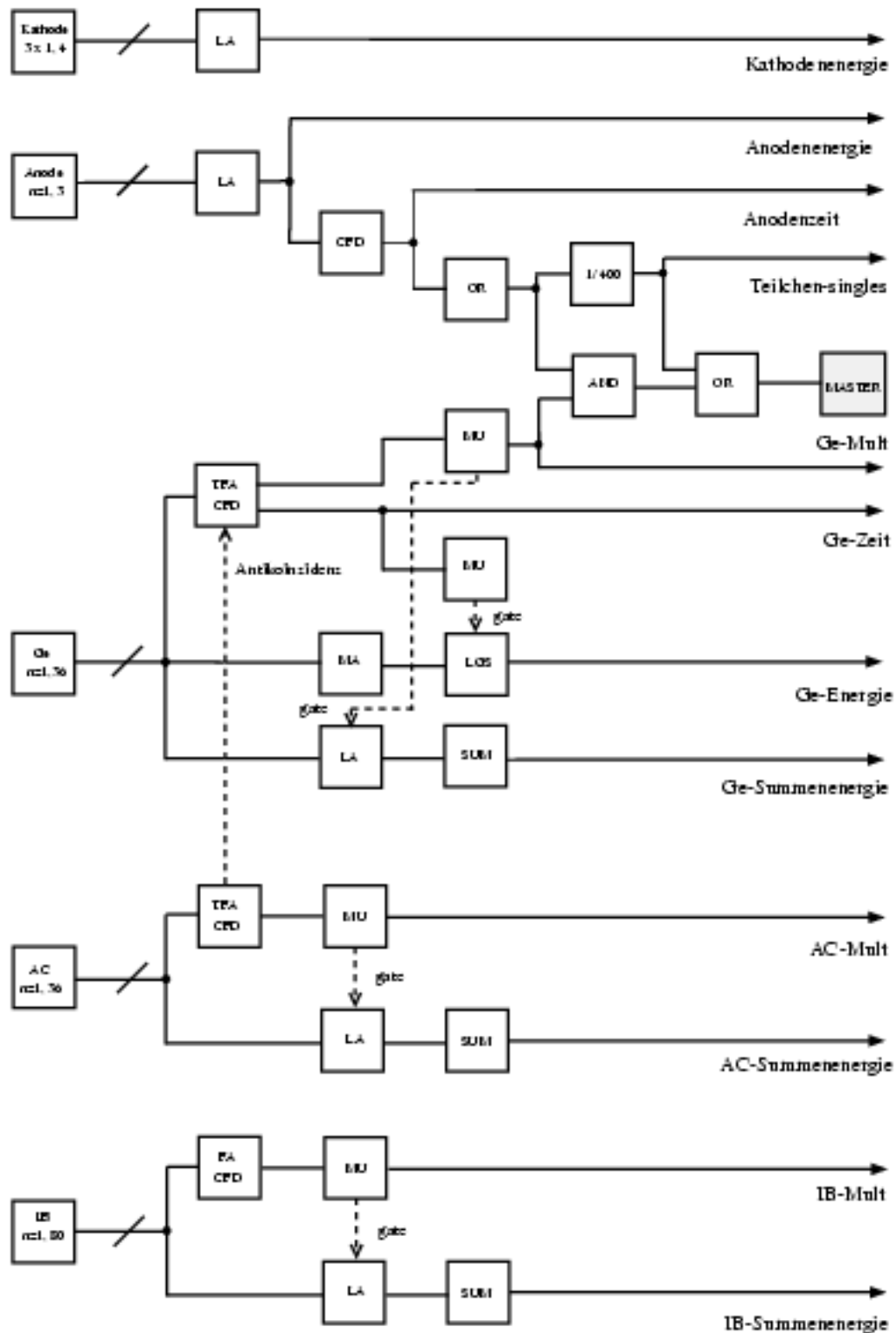


Abbildung 19: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik

Diese Einheit lieferte gleichzeitig ein Gate-Signal für die Linearverstärker (LA), die in diesem langsameren Signalzweig Energiesignale erzeugten. Energiesummensignale für die AC- und IB- Detektoren und die nicht Compton-unterdrückten Ge-Zähler wurden nach der Verstärkung in den LA in Summeneinheiten (SUM) erzeugt.

Die Schnittstelle zwischen den Hauptverstärkern (MA) im Ge-Energiezweig und dem Datenaufnahmesystem bilden „Linear Gate and Stretcher“ (LGS). Zum einen erlauben diese Einheiten eine Koinzidenz mit anderen Signalen, zum Beispiel dem entsprechenden Ge-Zeitsignal, zum anderen wird die Verwendung von sehr kleinen Zeitkonstanten („shaping“-Zeit $\approx 1 \mu\text{s}$) ermöglicht ([Gas90]). Alle Energie- und Multiplizitätssignale aus Ge-, IB- und AC-Detektoren wurden auf ADCs, die Ladungssignale der Teilchenzähler auf QDCs (ladungsempfindliche ADCs) und alle Zeitsignale auf TDCs gegeben. Das „Common-Gate“ für alle Digitalisierungseinheiten wurde aus dem Mastersignal gewonnen. Dieses Signal wurde gesperrt, wenn zum Beispiel die Ge-Zähler automatisch mit flüssigem Stickstoff gefüllt worden sind.

Abb.20 zeigt die weitere Datenverarbeitung nach Digitalisierung der Signale. Alle Digitalisierungseinheiten wurden über einen FERA-Bus mit Nullenunterdrückung ausgelesen. Um eine anfallende Datenmenge von bis zu 2MByte/s, was einer Ereignisrate von $\approx 20\text{kHz}$ entspricht, weiter verarbeiten zu können, wurde am LNL ein Transputernetz (TN) aufgebaut. Im Experiment konnte die Hälfte der 8 geplanten Zweige des Netzes verwendet werden. Dies war für unsere Zwecke ausreichend, da in dem durchgeführten Experiment eine mittlere Ereignisrate von 3kHz auftrat, was bei einer mittleren Zahl von 30 Parametern einem Datenfluß von 360kByte/s entspricht. Mit diesen Eigenschaften ist solch ein Transputernetz ausgezeichnet für kernspektroskopische Untersuchungen geeignet, bei denen es im allgemeinen auf eine hohe Zählrate mit relativ wenigen Parametern ankommt.

Der aus dem FERA-Bus kommende Datenstrom wird in einer speziell entwickelten Schnittstelle ereignisweise auf die vier Zweige des TN verteilt. Jeder Zweig des Netzes besteht aus 9 Transputern. Die Daten werden zuerst in einer Farm aus drei Transputern von dem FERA-Format in ein der Datenstruktur angepaßtes Format umgewandelt und im nächsten Transputer auf Konsistenz überprüft. Sie können dann geeicht, gefiltert und schließlich analysiert werden. Rohspektren werden über einen Transputer, der sich hinter der Kontrolle befindet, in einem VME-Speicher erzeugt und inkrementiert. Auch die Spektren, die in der Analyse definiert sind, werden im VME-Speicher erzeugt und inkrementiert. Die Daten können von verschiedenen Stellen im TN auf ein Videoband geschrieben werden. Wir zweigten die Daten zum Laufwerk vor dem Eich-Transputer ab,

um nur formatierte Rohdaten auf Band zu speichern.

Über die Schnittstelle zwischen Analyse-Transputer und dem VME-Rechner werden nicht nur Spektren erzeugt und inkrementiert, sondern auch die TN-Programme geladen. Parameter, die in diesen Programmen definiert worden sind, können auch während der laufenden Datenaufnahme über diese Schnittstelle geändert werden.

Workstations, die über ein lokales Netz (LAN) an den VME-Rechner gekoppelt sind, ermöglichen die Kontrolle über das Experiment und die Darstellung, Bearbeitung und das Löschen der Spektren.

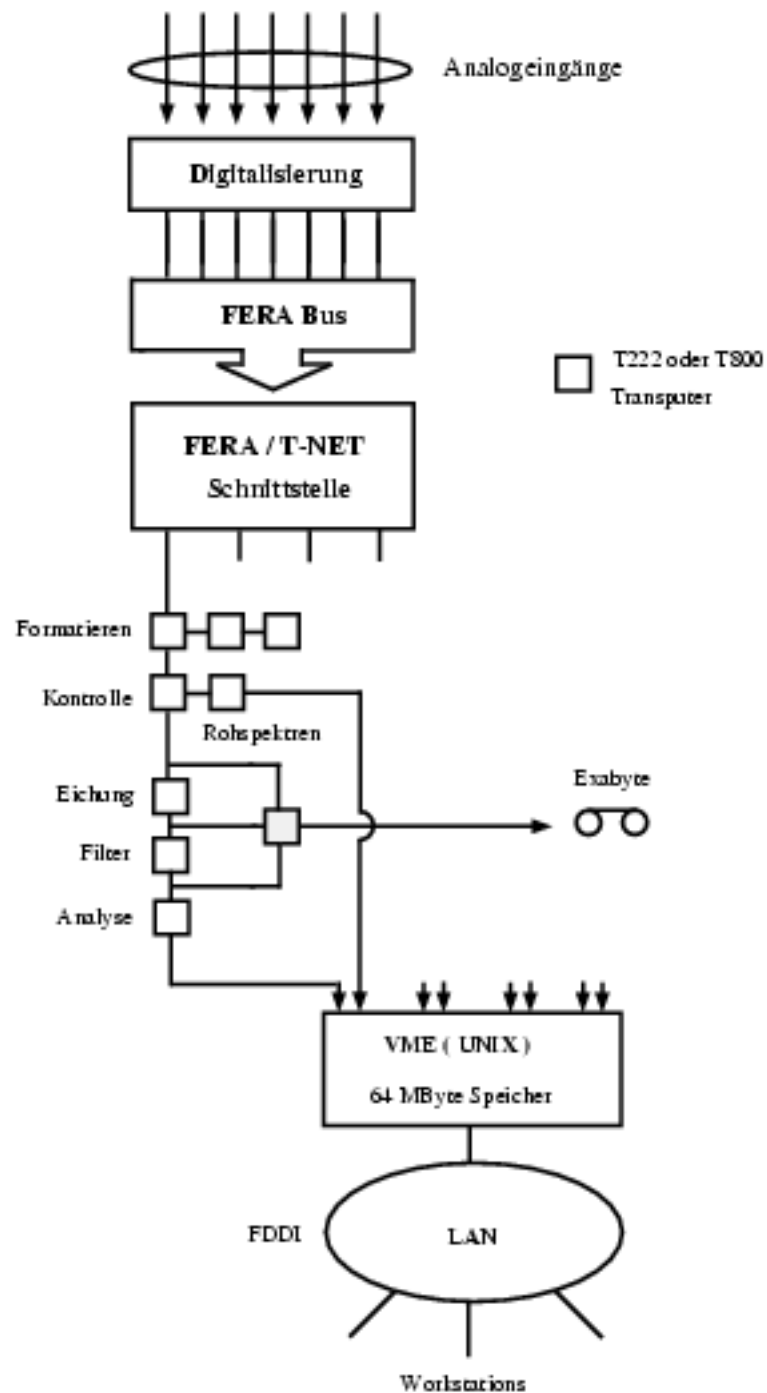


Abbildung 20: Schema der Transputerkonfiguration mit Ankopplung an den ECL-FERA-Bus der ADCs, an das Bandlaufwerk und an einen VME-Speicher mit Spektren, die zur Kontrolle der Datenaufnahme auf einer Workstation dargestellt werden können.

4 Die Datenanalyse

Die auf Exabyte-Magnetbändern gespeicherten Daten wurden mit einer modifizierten Version des Computerprogramms NEO [Rib92] analysiert. Eichungen und Intensitätsbestimmungen der dabei erzeugten Spektren konnten mit dem Programmpaket DAMM [Mil92] durchgeführt werden.

Um die Daten zu analysieren, die von den γ -Detektoren gemessen worden waren, mußte zuerst eine Ortseichung der Teilchenzähler durchgeführt werden. Sie lieferte für jedes aufgenommene Ereignis einen Projektilstreuwinkel, mit dem sich eine Dopplerkorrektur der γ -Energien berechnen ließ. Weiterhin konnten damit Streuwinkelbereiche und entsprechend bestimmte Abstände dichtester Annäherung D definiert werden.

4.1 Informationen aus Teilchendetektoren

Aus den jeweils vier Ladungssignalen eines Teilchenzählers wurden nach Gleichung 37 und 38 Ortsspektren gewonnen. Zur Eichung der Detektorpositionen wurden die PPLZ zu Beginn und am Ende der Messung mit einer Lochmaske abgeschattet. Mit Hilfe dieser Lochmaske war es möglich, bestrahlten Orten eine Position zuzuordnen. Orten, die zwischen den Löchern lagen, konnte danach über eine Inter- bzw. Extrapolation eine x,y -Positionen auf dem Trapez zugeordnet werden. Aus dieser x,y -Position ließ sich ϑ_p, φ_p berechnen. Mit der Definition von 6 Streuwinkelbereichen $\Delta\Theta$ im Schwerpunktsystem wurden schließlich 6 bestimmte Abstandsbereiche festgelegt. Bei einer Einteilung in 6 Bereiche enthielt jeder Bereich noch genug Daten für den $4n_{\gamma}\text{pick-up}^{\alpha}$ -Kanal ($\sim 10^6 \text{Pd}$). Linien mit konstanten Streuwinkeln Θ_p wurden als Segmentsgrenzen gewählt, die in der gegebenen Geometrie Hyperbeln sein sollten. Die Hyperbeln ließen sich hier jedoch sehr gut durch Parabeln annähern, die wegen ihrer einfachen Darstellung Verwendung fanden (siehe Abb.12). $\Delta\Theta$ wurde für alle Bereiche gleich gewählt ($\Delta\Theta=11.4^\circ$). In Tabelle 1 sind die Streuwinkelgrenzen im Schwerpunktsystem (CM) und im Laborsystem (lab) mit den entsprechenden Werten für D angegeben. Für die Berechnung von D bzw. d wurde jeweils der arithmetische Mittelwert von den Bereichen verwendet. Die Anisotropie der elastischen Rutherfordstreuung bewirkt eine Verschiebung zu kleineren Winkeln, die allerdings kleiner als 0.1 fm ist. Auch die Verschiebung von D durch die Änderung der Massen durch den Nukleonentransfer ist kleiner als 0.1 fm. Der Fehler in D läßt sich aus diesen Werten

| Θ_{CM} | ϑ_{lab} | D [fm] | | |
|---------------|-------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| | | $E_L=175\text{MeV}$ | $E_L=185\text{MeV}$ | $E_L=200\text{MeV}$ |
| 102.2 - 113.6 | 75.0 - 85.5 | 15.5 (1.82) | 14.6 (1.71) | 13.5 (1.58) |
| 113.6 - 124.9 | 85.5 - 96.9 | 15.0 (1.76) | 14.1 (1.65) | 13.0 (1.53) |
| 124.9 - 136.3 | 96.9 - 109.9 | 14.6 (1.71) | 13.7 (1.61) | 12.7 (1.49) |
| 136.3 - 147.7 | 109.9 - 124.9 | 14.3 (1.68) | 13.5 (1.58) | 12.4 (1.46) |
| 147.7 - 159.0 | 124.9 - 142.1 | 14.0 (1.64) | 13.3 (1.56) | 12.2 (1.43) |
| 159.0 - 170.4 | 142.1 - 162.0 | 13.9 (1.63) | 13.1 (1.54) | 12.1 (1.42) |

Tabelle 1: Streuwinkelbereiche und Abstände dichtester Annäherung D bei den drei verwendeten Energien. Für die Berechnung der Abstände wurde ein mittlerer Energieverlust von 6 MeV im Target berücksichtigt. Die Zahlen in Klammern geben die reduzierten Abstände dichtester Annäherung d an.

und der Unschärfe im Energieverlust wie auch in der Ortsauflösung des Teilchenzählers zu ≈ 0.25 fm für den ungünstigsten und zu ≈ 0.12 fm für den günstigsten Fall abschätzen. Die Abweichung durch den Einfluß der nuklearen Wechselwirkung liegt bei der höchsten Einschußenergie auch in dem Bereich von ≈ 0.2 fm (siehe Abschnitt 3.2).

4.2 Informationen aus γ -Detektoren

4.2.1 Der γ -Nachweis mit Ge-Detektoren

Das Energiespektrum eines Ge-Detektors wurde dann inkrementiert, wenn sein Zeitsignal koinzident mit dem Zeitsignal des angesprochenen Teilchenzählers auftrat. Die relativ zu den nachgewiesenen Teilchen gemessenen Zeiten der Ge-Detektoren dienten der Elimination zufälliger Koinzidenzen, d. h. Ereignissen, bei denen Teilchen und γ -Quant nicht korreliert waren. Für die Akkumulation von Mehrfachkoinzidenzen zwischen den Ge-Detektoren konnten die zeitlich zufällig auftretenden Ereignisse aufgrund ihrer geringen Anzahl vernachlässigt werden. Hier mußten allerdings solche Ereignisse separiert werden, bei denen die Energien der in den Ge-Detektoren wechselwirkenden γ -Quanten nicht vollständig nachgewiesen wurden. Dies geschieht, wenn ein γ -Quant durch einen Compton-Prozeß aus dem Ge-Detektor gestreut wird und nicht in der Anti-Compton-Abschirmung nachgewiesen und unterdrückt wird oder wenn ein γ -Quant

eine Compton-Streuung erfährt, z.B. am Rahmen des Teilchenzählers, bevor es in den Detektor gelangt. Da diese Streuprozesse zu einem nahezu konstanten Untergrund in den Energiespektren führen, können solche Ereignisse durch Fenster auf dem Untergrund subtrahiert werden.

Bevor die Energiespektren akkumuliert worden sind, wurden die Energien ereignisweise geeicht und die Dopplerverschiebung korrigiert.

Zur Energie- und zur Effizienzzeichnung der γ -Detektoren wurden vor und nach der Strahlzeit Quellenmessungen mit ^{152}Eu durchgeführt. Um möglichst identische Bedingungen zur Strahlmessung zu erreichen, wurde die Quelle an die Stelle des Targets montiert. Mit Hilfe der stärksten Übergänge in ^{152}Eu wurde eine lineare Energieeichung vorgenommen. Eine Eichung höherer Ordnung war nicht notwendig.

Die relativen Nachweiseffizienzen der Ge-Detektoren wurden aus dem Vergleich von gemessenen Intensitäten in den Photolinien bei verschiedenen γ -Energien mit bekannten und tabellierten Zerfallsstärken [Led78] gewonnen. In Abb.21 ist die relative Photoli-

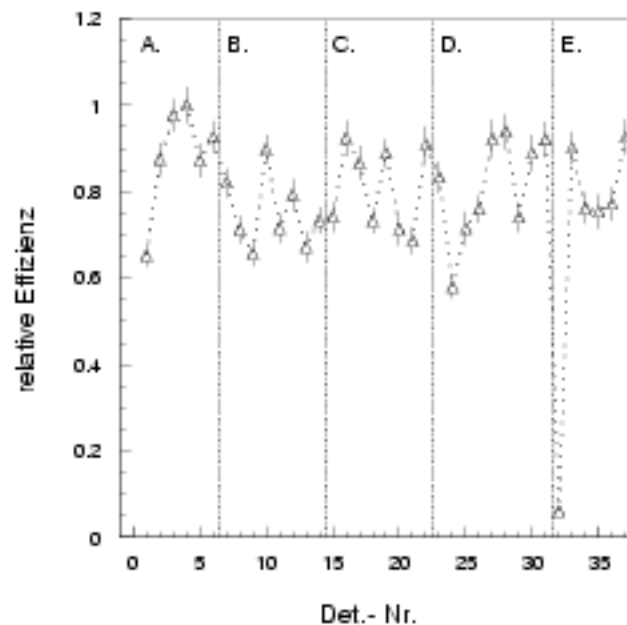


Abbildung 21: Relative Photolinieneffizienz der 36 Ge-Detektoren bei 344 keV (zur Erläuterung siehe Text).

nieneffizienz der 36 Ge-Detektoren bei einer Energie von 344 keV dargestellt. Die Werte sind auf den Zähler mit der höchsten Effizienz normiert. Die Schwankungen spiegeln die unterschiedliche Effizienz der Detektoren, hauptsächlich aber die verschieden starken

Abschattungen vor den einzelnen Detektoren wieder. Die Minima entsprechen gerade dem pyramidenförmigen Rahmen. Detektor Nr.31 besteht aus einem kleinen, planaren Kristall und hat deswegen eine deutlich geringere Effizienz. Die 6 durch Striche unterteilten Bereiche gehören jeweils zu einem ähnlichen ϑ_γ (A: 31.7° oder 36.0° , B: 58.3° , 60.0° oder 72.0° , C: 90.0° , D: 108.0° , 120.0° oder 121.7° , E: 144.0° oder 148.3°). Innerhalb eines Bereichs sind die Effizienzen nach wachsendem φ_γ angeordnet.

Die Energieabhängigkeit der Photolinieneffizienzen ließ sich durch eine Exponentialfunktion höherer Ordnung gut annähern.

Wie schon in Unterabschnitt 3.2.1 dargelegt führt die Emission eines γ -Quants aus einem bewegten Kern zu einer Dopplerverschiebung, die korrigiert werden muß. Durch die Messung des Flugwinkels des rückgestreuten, projektilähnlichen Teilchens lassen sich sowohl die Geschwindigkeiten für dieses Teilchen wie auch der Flugwinkel und die Geschwindigkeit des Rückstoßkerns berechnen. Mit Hilfe dieser Größen und der Position des nachweisenden γ -Detektors läßt sich die Energie E_γ des γ -Quants im Ruhesystem des emittierenden Kerns berechnen:

$$E_\gamma = E_\gamma \cdot \frac{1 - \beta \cdot \cos(\alpha)}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (40)$$

β ist das Verhältnis der Geschwindigkeit des Kerns relativ zu der Lichtgeschwindigkeit. Bei der Einschußenergie von 200 MeV lag β im Bereich von 0.05. α ist der Winkel zwischen der Flugrichtung des emittierenden Kerns und der Flugrichtung des emittierten γ -Quants. α kann folgendermaßen berechnet werden:

$$\cos(\alpha) = \cos(\vartheta_T) \cdot \cos(\vartheta_\gamma) + \sin(\vartheta_T) \cdot \sin(\vartheta_\gamma) \cdot \cos(\varphi_\gamma - \varphi_T). \quad (41)$$

ϑ_T und φ_T geben die Flugrichtung des Teilchens an, die aus der Position im Teilchenzähler bestimmt werden kann, ϑ_γ und φ_γ geben die Flugrichtung des γ -Quants an und entsprechen den Koordinaten der Ge-Detektoren.

In Abb.22 ist das Energieauflösungsvermögen der Ge-Detektoren bei der Quellenmessung (Quadrate) und im Strahlexperiment bei 200 MeV (Dreiecke) nach Dopplerkorrektur in Abhängigkeit von der γ -Übergangsenergie abgebildet. Man erkennt in den Daten

aus dem Strahlexperiment eine deutliche Zunahme der Breite der Photolinien mit zunehmender γ -Energie. Diese Zunahme wird durch das Energiestragging im Target, das Ortsauflösungsvermögen der Teilchenzähler und hauptsächlich durch die endlichen Öffnungswinkel der Ge-Detektoren verursacht (siehe Abschnitt 3.2). So läßt sich für eine Rückstoßgeschwindigkeit von $\beta=0.05$ eine maximale Verbreiterung von $\Delta E_\gamma/E_\gamma=0.64\%$ abschätzen, die der gemessenen Breite von $\Delta E/E_\gamma=0.66\%$ sehr nahe kommt¹⁰.

In Abb.23 sind geeichte und auf den targetähnlichen Kern Doppler-korrigierte Ener-

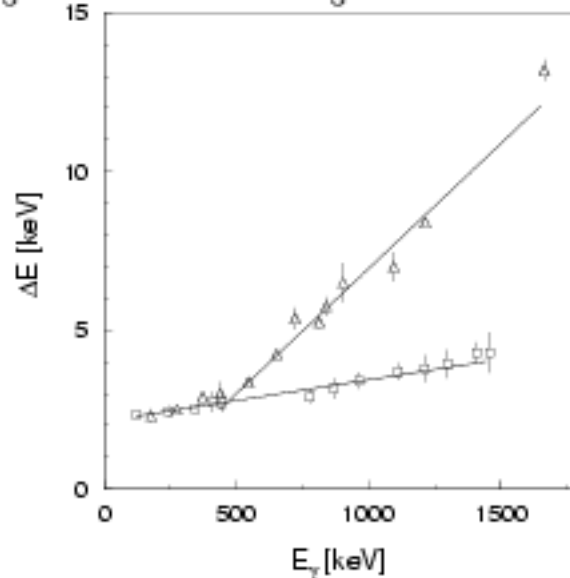


Abbildung 22: Energieauflösung der 37 Ge-Detektoren als Funktion der γ -Energie in einer Quellenmessung (Quadrate) und mit Strahl nach Dopplerkorrektur auf targetähnliche Kerne bei einer Einschußenergie von 200 MeV (Dreiecke).

giespektren aller Ge-Detektoren für die Einschußenergien von 175 MeV, 185 MeV und 200 MeV gezeigt, jeweils integriert über alle nachgewiesenen Streuwinkel. Man erkennt deutlich die mit der Einschußenergie zunehmende Intensität von Transferkanälen, hauptsächlich vom Einneutron- „pick-up“-Kanal ($\leadsto^{109}\text{Pd}$). Abb.24 stellt ein auf den projektilähnlichen Kern korrigiertes Spektrum bei einer Einschußenergie von 200 MeV dar. Neben dem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang im ^{52}Cr ist der Einneutronen-„pick-up“-Kanal ($\leadsto^{53}\text{Cr}$), der Zweineutronen-„pick-up“-Kanal ($\leadsto^{54}\text{Cr}$) und der Zweiprotonen-„stripping“-Kanal ($\leadsto^{50}\text{Ti}$) zu erkennen.

¹⁰Das Energiestragging bringt eine maximale Energiedifferenz von 11 MeV des Rückstoßkerns und damit einen maximalen Beitrag von $\Delta E_\gamma/E_\gamma=0.2\%$ mit sich. Der gleiche Wert ergibt sich für den Beitrag einer Ortsauflösung von 10° zur Linienverbreiterung.

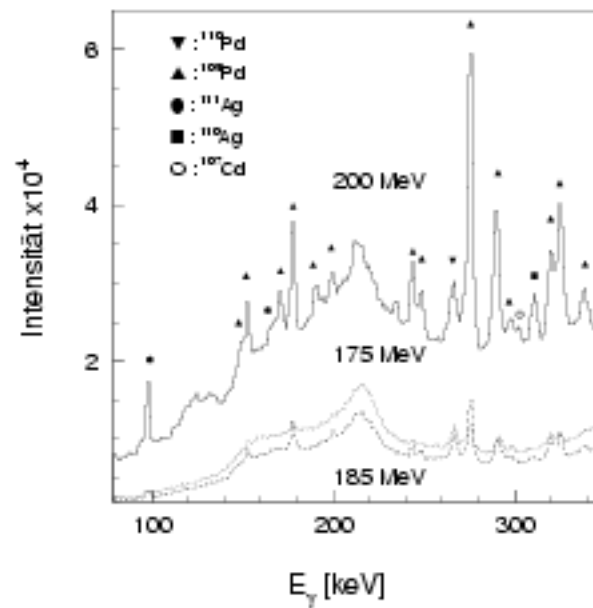


Abbildung 23: Ausschnitt aus geeichten und auf targetähnliche Kerne Dopplerkorrigierten Energiespektren aller Ge-Detektoren bei Einschußenergien von 175 MeV, 185 MeV und 200 MeV, jeweils integriert über alle nachgewiesenen Streuwinkel.

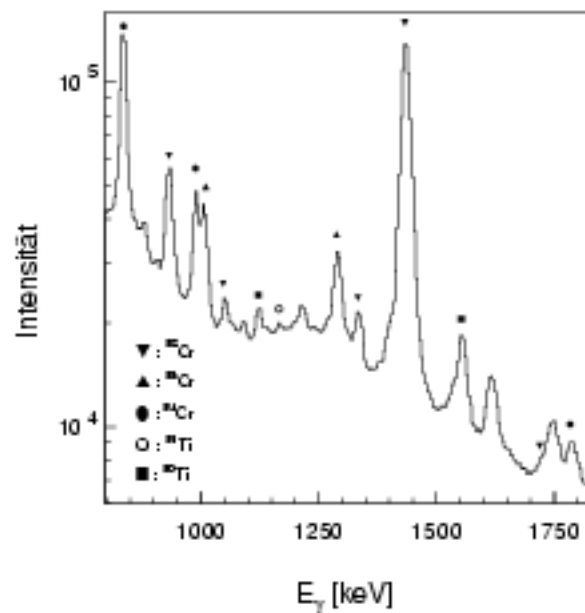


Abbildung 24: Geeichtes und auf den projektilähnlichen Kern Dopplerkorrigiertes Energiespektrum bei einer Einschußenergie von 200 MeV.

Im Anhang sind auf Effizienz korrigierte γ -Intensitäten für die stärksten Übergänge in ^{110}Pd , in ^{52}Cr und für die targetähnlichen und die projektilähnlichen Transferkanäle aufgelistet. Targetverunreinigungen durch die stabilen Isotope ^{108}Pd und ^{106}Pd wurden bei dem größten Abstand von $D=15.5$ fm aus den Verhältnissen der $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergänge bestimmt. Bei diesem Abstand kann der Nukleonentransfer noch vernachlässigt werden. Unterschiedliche Anregungswahrscheinlichkeiten wurden in ^{106}Pd , in ^{108}Pd und in ^{110}Pd bei der Bestimmung der Verunreinigung berücksichtigt. Die Innere Konversion spielt bei den verwendeten Übergängen keine Rolle, und auch die eventuell leicht unterschiedlichen γ -Winkelverteilungen wurden aufgrund der isotropen Anordnung der Ge-Detektoren vernachlässigt. Der Anteil von ^{108}Pd war mit 2.1% deutlich höher als die vom Hersteller angegebenen 1.4%, während der Anteil von ^{106}Pd mit 0.3% ungefähr mit den Herstellerdaten von 0.4% übereinstimmte. Andere Palladiumisotope oder Verunreinigungen von Kernen, die in den Transferreaktionen auftraten, konnten nicht festgestellt werden. Die experimentelle Nachweisgrenze für Verunreinigungen war so niedrig, daß nur ^{108}Pd und ^{106}Pd berücksichtigt werden mußten. Den Intensitäten des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergangs in ^{110}Pd entsprechend wurden die Intensitäten der beiden Isotope unter der Berücksichtigung der unterschiedlichen Anregungswahrscheinlichkeiten korrigiert.

4.2.2 Der γ -Nachweis mit BGO-Detektoren

Die 80 BGO-Detektoren des inneren „Balls“ lieferten eine γ -Multiplizität und eine γ -Summenenergie¹¹. BGO-Energie- und Multiplizitätsspektren wurden dann akkumuliert, wenn ein Teilchen im PPLZ nachgewiesen wurde und mindestens ein Ge-Detektor angesprochen hatte. Die Koeffizienten für eine lineare Energiegleichung des inneren „Balls“ wurden mit Hilfe von γ - γ -Kaskaden der ^{152}Eu -Quelle ermittelt. Ein γ -Quant der Kaskade wurde in den Ge-Detektoren und ein weiteres in den BGO-Detektoren gemessen. Die Verstärkung der einzelnen Energiesignale der 80 Detektoren wurde mit Hilfe der Eichquelle vor dem Strahlexperiment abgeglichen.

Durch die isotrope Anordnung der BGO-Detektoren und der Teilchenzähler und einer Geschwindigkeit der emittierenden Kerne, die zu gering für eine meßbare, relativistische Vorwärtsbündelung des γ -Emissionswinkels war, mittelt sich der Dopplereffekt in den Detektoren in erster Näherung heraus. Daher kommt es zwar nur zu einer geringen Verschie-

¹¹ Da die Abregung über Teilchenemission bei den verwendeten Einschußenergien zu vernachlässigen ist, entspricht die gemessene γ -Summenenergie der totalen Anregungsenergie.

bung der Energie, dafür aber zu einer Verbreiterung des Summenenergiepeaks. Aus den Daten des Strahlexperiments konnte eine Energieauflösung $\Delta E/E_\gamma \approx 15\%$ für die BGO-Detektoren des inneren Balls extrahiert werden.

Abb.25 zeigt für verschiedene γ -Übergänge von ^{110}Pd die Korrelation zwischen der im inneren „Ball“ und in den Ge-Detektoren gemessenen γ -Summenenergie E_{SUM} und der Multiplizität M_γ bei einer Einschußenergie von 200 MeV. In Teilbild A dominieren die Energien für die Zerfälle des 4_1^+ -Zustands ($E_\gamma=546$ keV) und des 2_2^+ -Zustands ($E_\gamma=439$ keV) in den Grundzustand. Die Korrelation in B zeigt bevorzugt den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang ($E_\gamma=374$ keV). Beide Spektren enthalten hauptsächlich $M_\gamma^{BGO}=1$ -Komponenten. Dies ist in den anderen Abbildungen nicht der Fall, da hier Zerfälle von Zuständen mit höherem Spin vorliegen, die zwei (Teilbild C) oder drei (Teilbild D) weitere Zerfälle zur Folge haben. Daß in Bild C nicht nur $M_\gamma^{BGO}=2$ und in Bild D nicht nur $M_\gamma^{BGO}=3$ auftritt, spiegelt das Ansprechverhalten des inneren „Balls“ wieder. In dem Energiefenster des $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ -Übergang ($E_\gamma=722$ keV) liegt der $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ -Übergang ($E_\gamma=723$ keV) aus ^{108}Pd , der die Multiplizität von zwei verstärkt, da er hauptsächlich zwei γ -Quanten ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ und $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) mit sich führt (siehe Abb.26). In Bild C und D lassen sich weiterhin ansatzweise die Yrastbande in ^{110}Pd erkennen.

4.2.2.1 Simulationsrechnungen zum inneren „Ball“ von GASP

Ein wichtiger Aspekt hinsichtlich der Unterscheidung eines „kalten“ von einem „warmen“ Nukleonentransfer ist die totale Effizienz von GASP. Ereignisse, die mit einer hohen Anregungsenergie verbunden sind, können nicht von Ereignissen mit niedriger Anregungsenergie unterschieden werden, wenn die hohe Energie nicht vollständig nachgewiesen wird. Da der innere Ball nur 78% des gesamten Raumwinkels abdeckt, kann die Energie nicht immer vollständig nachgewiesen werden. Um diesen Effekt für beliebige γ -Energien und -Multiplizitäten abzuschätzen, wurden Monte-Carlo-Simulationen mit dem am CERN entwickelten Computerprogramm GEANT 3.21 [Gea94] durchgeführt. In Abb.27 ist ein simuliertes Energie- und ein simuliertes Multiplizitätsspektrum dargestellt. Es veranschaulicht das Ansprechverhalten der BGO-Detektoren des inneren Balls beim Nachweis eines γ -Quants mit einer Energie von 1 MeV. Für die totale Effizienz ergibt sich daraus $\varepsilon_{tot}=0.73$. Die Photopeakeffizienz läßt sich zu $\varepsilon_{ph}=0.69$ bestimmen. Daraus ergibt sich ein P/T-Verhältnis von 0.94, d.h. 94% aller γ -Quanten, die mit BGO wechselwirken, werden auch vollständig nachgewiesen. Die gestrichelte Linie in dem Multiplizitätsspektrum gibt

den Beitrag des Raumwinkels an, der nicht von den BGO-Detektoren abgedeckt ist und sich bei $M_{\gamma}^{BGO}=0$ niederschlägt. Aus der Differenz der gestrichelten und der durchgezogenen Linie ergibt sich, daß nur 4% der γ -Quanten, die auf BGO treffen, überhaupt nicht wechselwirken. Aus der Multiplizitätsverteilung in Abb.27 geht hervor, daß die Ereignisse dominieren, in denen nur ein Detektor angesprochen hatte und Streuungen in andere Detektoren vernachlässigt werden können. Demnach ist es gerechtfertigt, von der Zahl der angesprochenen BGO-Detektoren auf die γ -Multiplizität M_{γ}^{BGO} zu schließen. Die begrenzte Effizienz des inneren „Balls“ von GASP beruht demnach hauptsächlich auf dem eingeschränkten Raumwinkel.

Dieses Ansprechverhalten hat zur Folge, daß gerade solche Ereignisse fälschlicherweise als „kalt“ interpretiert werden, die von Zerfallskaskaden stammen, die der Grundzustandsbande sehr ähnlich sind, aber bei höheren Energien liegen und bei denen ein hochenergetisches γ -Quant aus dem Zerfall dieser Struktur nicht nachgewiesen wird. Dies wird in Abb.28 deutlich, in der verschiedene Simulationsspektren für ein „kaltes“ (Grundzustandsbande) und ein „warmes“ (Grundzustandsbande + ein hochenergetisches γ -Quant) dargestellt ist.

Das linke Bild zeigt eine Kaskade, die nur mit niedrigen Anregungsenergien verbunden ist (\leadsto „kalt“). Das rechte stellt dagegen ein Ereignis dar, das mit hohen Anregungsenergien verbunden ist (\leadsto „warm“) und zeigt die Zerfallsenergien dieser Kaskade, die, bis auf einen hochenergetischen Zerfall, gleich der Zerfallsenergien der „kalten“ Kaskade sind. In den Ereignissen, bei denen das hochenergetische γ -Quant nicht nachgewiesen wird, ergibt sich genau die gleiche Verteilung wie in dem „kalten“ Ereignis. In diesem Fall können die beiden Ereignisse nicht unterschieden werden.

Die Annahme, daß sich die beiden Zerfallskaskaden nur in einem Übergang unterscheiden, stellt allerdings nur eine obere Schranke für die Vermischung dar. Sei P_{exp}^k der gemessene „kalte“ Anteil relativ zu allen nachgewiesenen Ereignissen, ε_{tot} die Effizienz des inneren Balls von GASP und M_{γ}^w die Anzahl der γ -Quanten, die unterschieden werden können, so läßt sich ein effektiver „kalter“ Anteil bestimmen:

$$P_{eff}^k = P_{exp}^k - [(1 - P_{exp}^k) \cdot (1 - \varepsilon_{tot})]^{M_{\gamma}^w}. \quad (42)$$

Mit zunehmenden M_{γ}^w wird die Wahrscheinlichkeit immer größer, daß mindestens ein γ -Quant, das die hohe Anregungsenergie charakterisiert, nachgewiesen wird und sich

somit der experimentelle Wert dem eigentlichen, effektiven Anteil annähert.

In vielen Experimenten, vor allem bei Fusionsreaktionen, wurden γ -Summenenergien und γ -Multiplizitäten von statistischen Zerfällen gemessen (siehe z.B. [Ock78] oder [War83]). Es zeigt sich, daß die γ -Quanten größtenteils eine Energie zwischen 0.8 MeV und 1.2 MeV besitzen und das nahezu unabhängig von der γ -Multiplizität.

Um eine bessere Abschätzung für den wahren Anteil von Ereignissen mit niedriger Anregungsenergie zu bestimmen als das mit Gleichung 42 möglich ist, wurden die Simulationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurden Rechnungen mit verschiedenen Summenenergien, verschiedenen Multiplizitäten und unterschiedlicher Verteilung der Summenenergien auf die einzelnen γ -Quanten durchgeführt und für jede Rechnung ein Spektrum mit der Korrelation zwischen nachgewiesener Energie und nachgewiesener Multiplizität erzeugt. Anschließend wurde versucht, die experimentellen mit der Summe der theoretisch bestimmten Korrelationen zu reproduzieren. Dies geschah über die Variation von Wichtungsfaktoren, mit denen jeder Kanal der Simulationsspektren vor der Addition multipliziert wurde. Jeder Energiekanal hatte dabei eine Breite von 1 MeV. Simuliert wurden Ereignisse bis zu einer Multiplizität von 9 und Summenenergien von bis zu 5 MeV oberhalb der Yrastbande.

Es stellte sich heraus, daß die Ereignisse, bei denen die Summenenergie sehr ungleichmäßig auf die einzelnen γ -Quanten verteilt ist, die Daten kaum reproduzieren können. Das bedeutet, daß gerade der Zerfall eines energetisch hoch liegenden Zustands über viele kleine und einen großen Schritt wie auf der rechten Seite der Abb. 28 dargestellt, kaum auftrat. In Abb. 29 ist das Ergebnis der Anpassung der Korrelation in Form einer Projektion auf die nachgewiesenen Summenenergie E_{SUM}^{BGO} dargestellt. Abgebildet sind Spektren für drei Transferprodukte: ^{108}Pd (2n-stripping), ^{106}Pd (4n-stripping) und ^{112}Cd (2p-pickup). Die durchgezogenen Linien stellen die experimentellen Daten dar, die gestrichelten Linien die berechneten Daten.

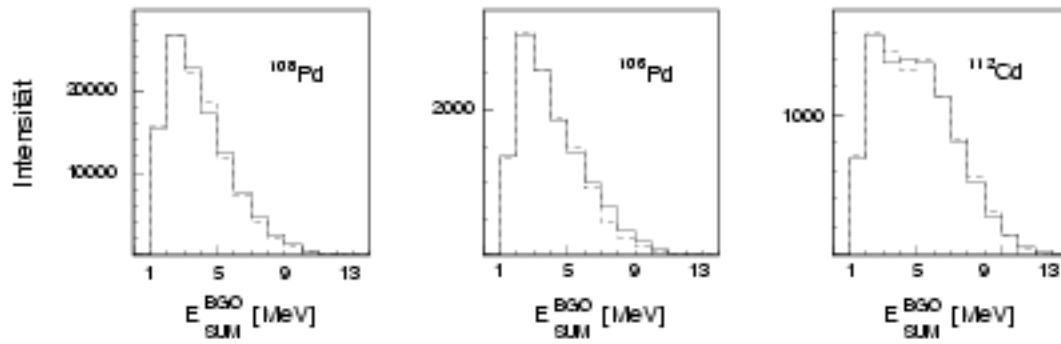


Abbildung 29: Experimentell gemessene (durchgezogene Linien) und simulierte (gestrichelte Linien) Summenenergien für verschiedene Transferprodukte.

Im Rahmen einer Variation der Wichtungsfaktoren konnte eine eindeutige Zuordnung zwischen experimentellen und berechneten Daten getroffen werden. Eine quantitative Diskussion dieser Ergebnisse findet in Unterabschnitt 5.2.4 statt. An dieser Stelle sollte nur auf die Methode eingegangen werden, wie das Ansprechverhalten des inneren Balls von GASP bei der Bestimmung des Anteils von Ereignissen, die mit einer niedrigen Anregungsenergie verbunden sind, berücksichtigt wurde.

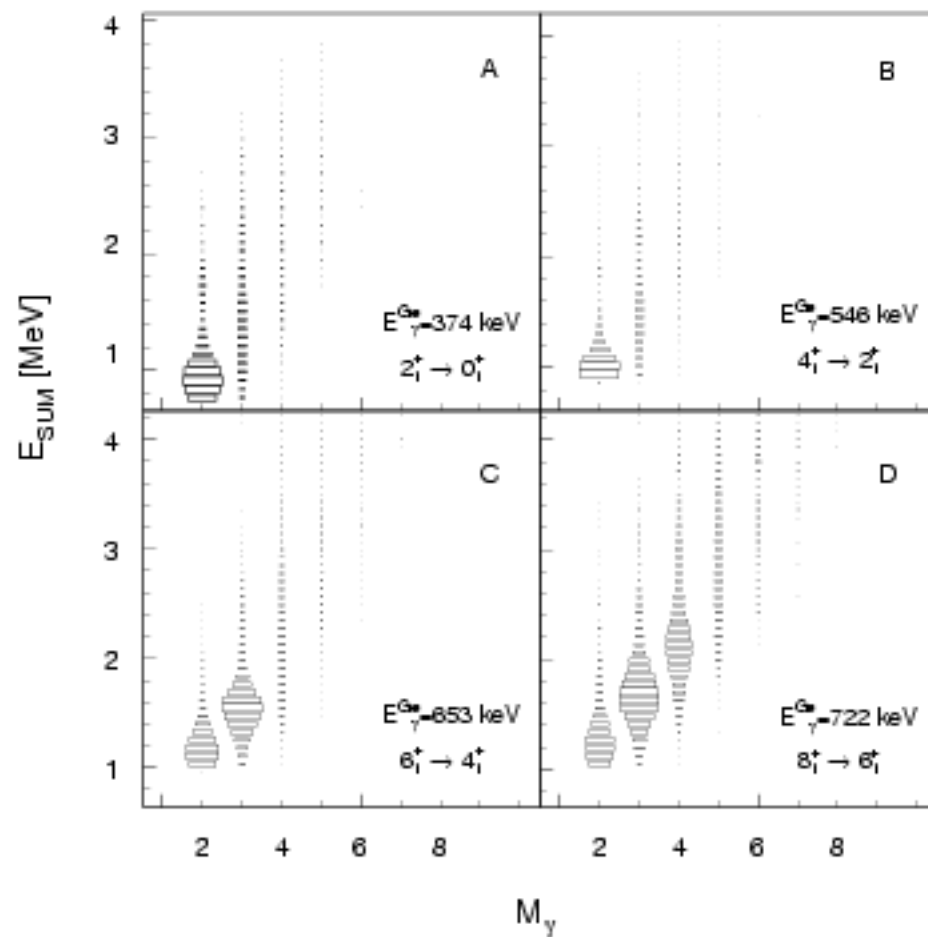


Abbildung 25: Korrelationen von γ -Summenenergien E_{SUM} und Multiplizitäten M_γ bei einer Einschußenergie von 200 MeV. Sie sind unter der Bedingung erzeugt worden, daß die γ -Energien der angegebenen Übergänge in den Ge-Detektoren nachgewiesen worden sind.

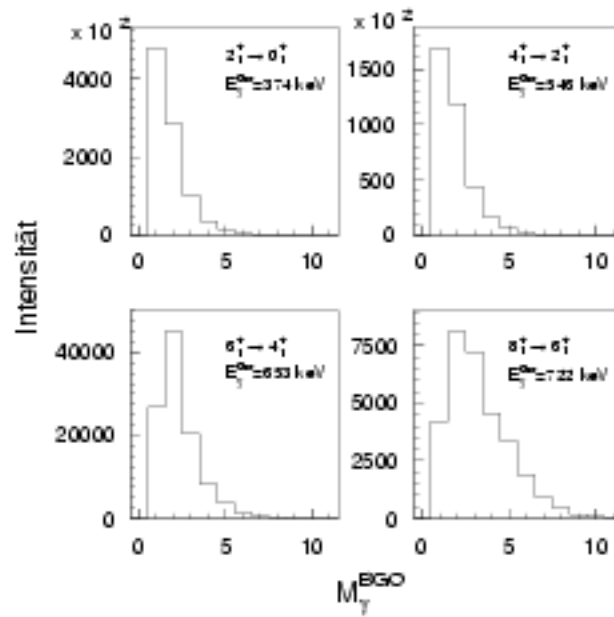


Abbildung 26: Multiplizitätsverteilungen, die aus Projektionen von E_{SUM} - M_γ -Korrelationspektren des inneren „Balls“ gewonnen wurden.

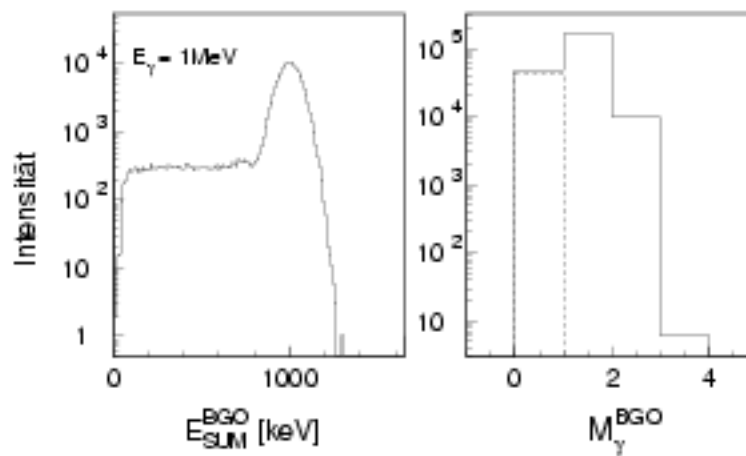


Abbildung 27: GEANT-Simulationsspektren des inneren Balls von GASP zur Demonstration des Ansprechverhaltens der BGO-Detektoren für den Nachweis eines γ -Quants von 1 MeV.

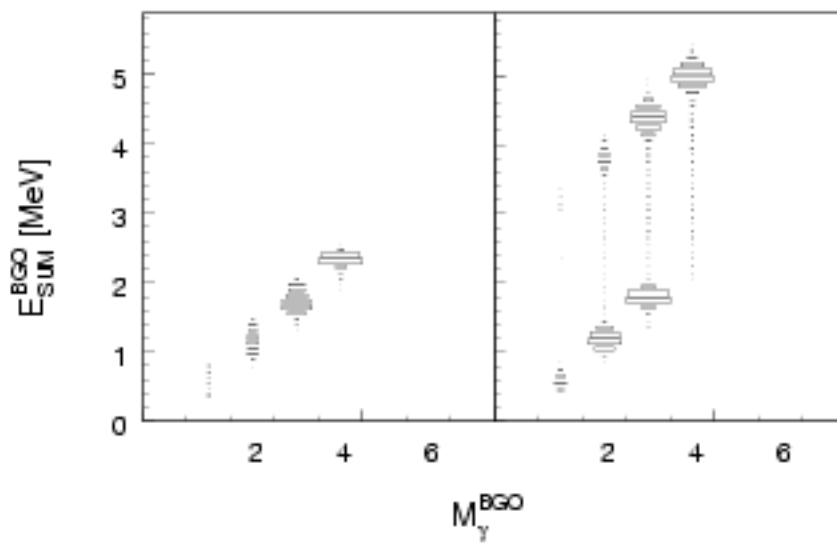


Abbildung 28: GEANT-Simulationsspektren des inneren Balls für verschiedene Zerfallskaskaden (siehe Text).

5 Ergebnisse des Experiments

5.1 Der inelastische Kanal

In diesem Abschnitt wird auf die Ergebnisse eingegangen, die aus der Analyse des inelastischen Kanals erhalten wurden. Der inelastische Kanal beinhaltet nach Abschnitt 2.1 alle Reaktionen, bei denen die Identität der Teilchen erhalten bleibt und beinhaltet somit die Anregung im Target und im Projektil. Die nächsten Unterabschnitte umfassen daher sowohl diese Prozesse als auch die Absorption, die aus der Targetanregung bestimmt werden konnte.

5.1.1 Zur Anregung und der Kernstruktur von ^{110}Pd

Abb.30 zeigt das Termschema von ^{110}Pd mit Zuständen, die in dem durchgeführten Experiment anhand von γ -Übergängen nachgewiesen wurden. Bis Anfang der 80er Jahre wurden Palladium- und Cadmiumkerne als Beispiele für Kerne mit leicht anharmonischen Quadrupolvibrationen angeführt [Eis70]. Ein Tripletts dicht zusammenliegender 0^+ -, 2^+ - und 4^+ -Zustände bei ungefähr der doppelten Energie des ersten 2^+ -Zustands, die Zerfallspfade dieser Zustände und die großen $B(E2)$ -Werte von ≈ 20 Weißkopfeinheiten stützten diese Interpretation. Das Tripletts als 2-Phononenzustand, dessen Entartung aufgehoben ist, demonstrierte jedoch schon früh den Einfluß von Anharmonizitäten [Boe65]. Berücksichtigt man höher liegende Zustände, die durch Coulombanregung mit schweren Ionen nachgewiesen worden sind, so lassen sich alle 2- und 3-Phononenzustände, bis auf zwei alle 4-Phononenzustände und 5 von 11 5-Phononenzuständen im Bild des anharmonischen Vibrators zuordnen. Allerdings widersprechen einige $B(E2)$ -Werte sehr stark diesem Bild [Lee82, Fah88]. Die Auftragung der Zustände wie in Abb.30 entspricht einer Interpretation, die sowohl Rotationen als auch Vibrationen in einem deformierten Kern zuläßt. ^{110}Pd läßt sich in diesem Rahmen am besten mit weichen, triaxialen Deformationen beschreiben [Has89]. So wird die 0_1^+ -Bande als Grundzustandsbande ($\beta=0.26$, $\gamma=16^\circ$), die 2_2^+ -Bande als γ -Bande, die 0_3^+ -Bande als β -Bande und die 0_4^+ als Intruderbande einer angeregten Protonenpaarkonfiguration interpretiert. Wie auch aus den Verzweigungen im Termschema zu erkennen ist, mischen diese Banden sehr stark.

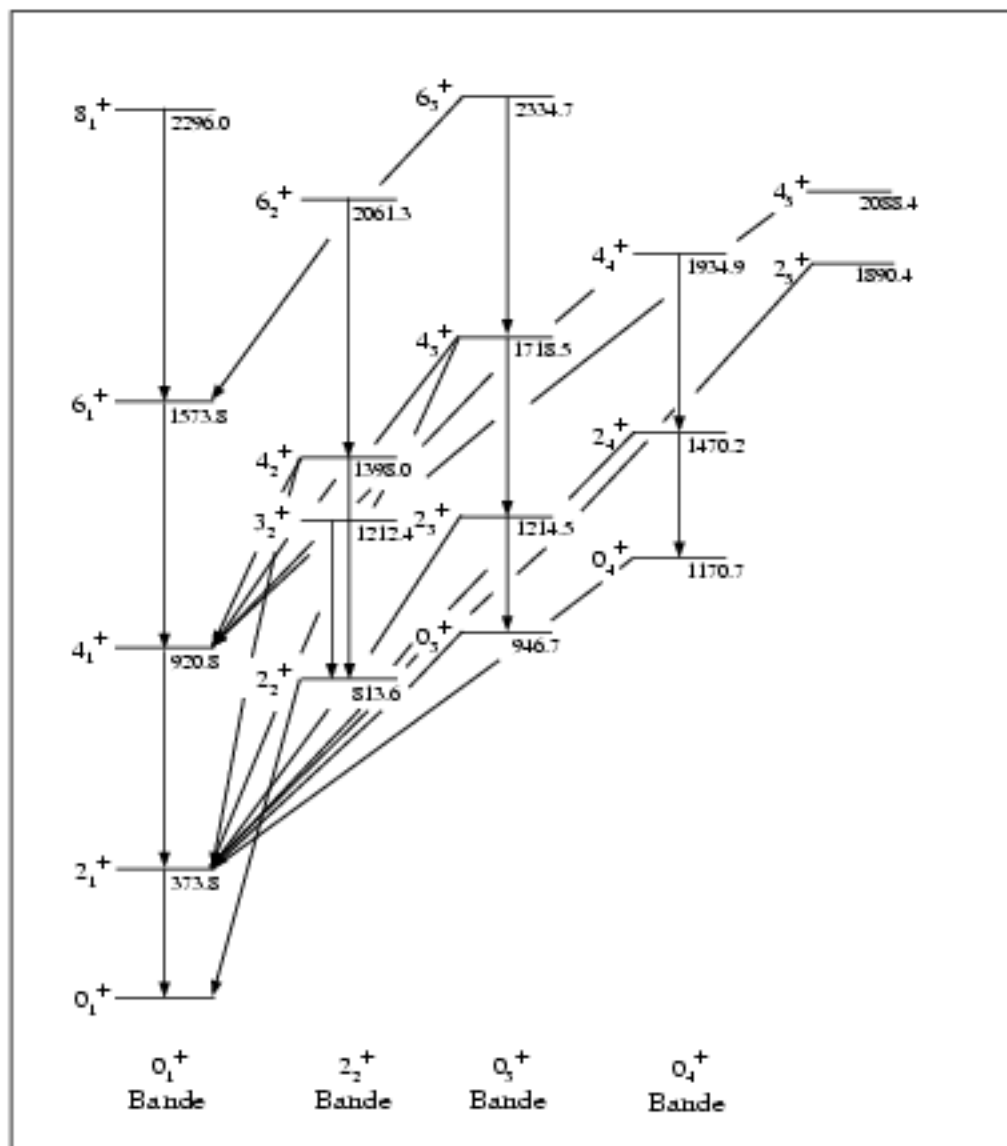


Abbildung 30: Termschema von ^{110}Pd , bestehend aus den Zuständen und Übergängen, die in der durchgeführten Messung nachgewiesen werden konnten.

5.1.2 Beschreibung der Absorption

Mit der genauen Kenntnis der elektromagnetischen Eigenschaften von ^{110}Pd ist man in der Lage, Abweichungen von dieser Wechselwirkung zu bestimmen. Diese Abweichungen treten dann in Erscheinung, wenn die Abstände der Stoßpartner so klein werden, daß die nukleare Wechselwirkung einsetzt und zu einer destruktiven Interferenz mit der Coulombanregung führt. Der Einfluß der nuklearen Wechselwirkung wird durch einen Vergleich der experimentellen γ -Intensitäten mit theoretisch berechneten ermittelt. Für die Berechnung der Coulombanregung wurde das Programm CLX und für den γ -Zerfall das Programm DCY verwendet. Beide Programme basieren auf dem Programm von Winther und de Boer [Win65] und wurden von Ower [Owe82] und Gerl modifiziert. Die Bevölkerung der Zustände durch Coulombanregung wurde mit Hilfe von Kernmatrixelementen aus [Has89] berechnet.

Da wir nur an den totalen γ -Intensitäten interessiert waren, wurden die Dämpfungskoeffizienten Q_k und G_k aus Gleichung 16 in der Berechnung vernachlässigt. Konversionskoeffizienten wurden aus den Tabellen von Hager und Seltzer entnommen [Hag68].

Über den Vergleich von theoretischen und experimentellen Intensitäten bei niedrigen Einschußenergien, bei denen nur Coulombwechselwirkung vorliegt, lassen sich die experimentellen Daten normieren und damit z. B. ortsabhängige Teilchenzählereffizienzen berücksichtigen. Unter der Annahme, daß die Teilchenzählereffizienz unabhängig von der Teilchenenergie der eintreffenden Ionen ist, läßt sich damit bei dichteren Stößen im Bereich von Grazingkollisionen die Absorption in andere Reaktionskanäle und deren Abhängigkeit vom Abstand untersuchen.

Abb.31 stellt die Verhältnisse von experimentellen zu theoretischen γ -Intensitäten als Funktion des Abstands dichtester Annäherung D für verschiedene Übergänge in ^{110}Pd dar. Für den Vergleich wurden sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Intensitäten auf den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ - Übergang normiert. Dies entspricht der Normierung auf die elastische Streuung, wie in Abschnitt 2.1 auf Seite 12 erläutert wurde. Die Intensitätsverhältnisse wurden anschließend auf die niedrigste Einschußenergie normiert.

Bei Werten von D unterhalb 14 fm beobachtet man ein drastisches, durch die nukleare Wechselwirkung bedingtes Absinken der experimentellen γ -Intensitäten gegenüber den durch die Rechnungen ermittelten, theoretischen Werten. Die Abbildung zeigt weiterhin, daß der Einfluß der nuklearen Wechselwirkung nur wenig von den verschiedenen Übergängen abhängt.

In Abb.32 sind γ -Intensitäten für die vier nachgewiesenen Yrast-Übergänge bei einem

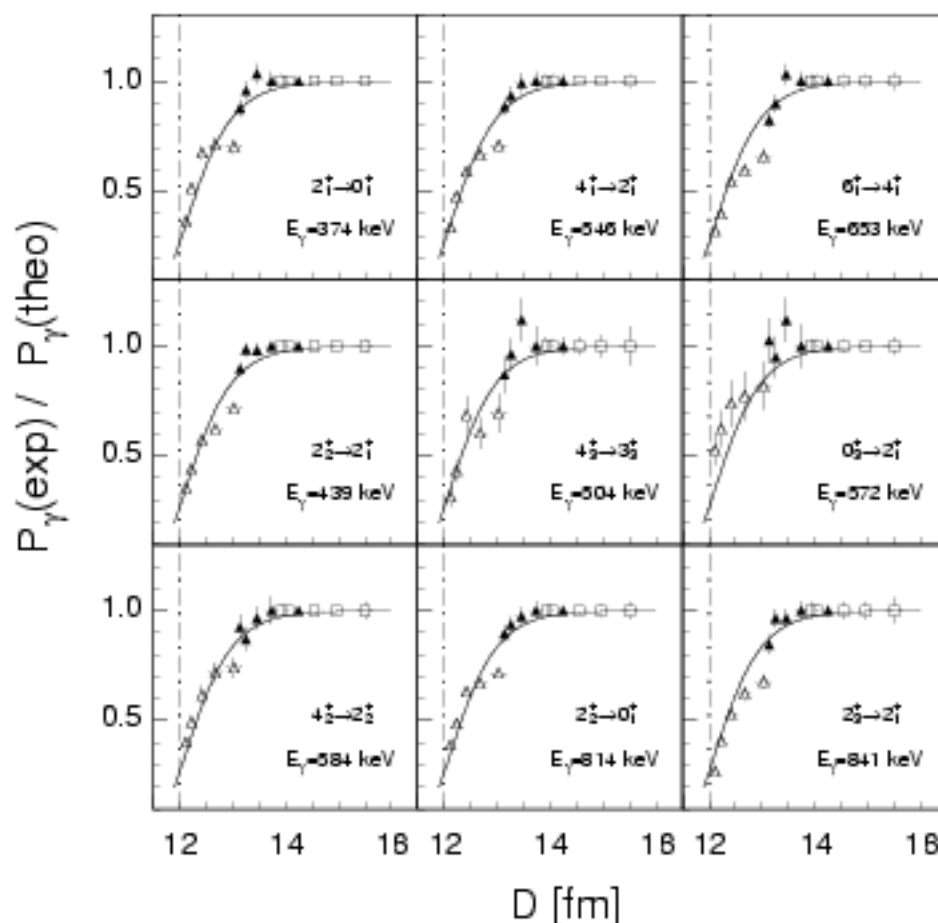


Abbildung 31: Verhältnis von experimentellen und theoretischen γ -Intensitäten für Übergänge in ^{110}Pd . Die durchgezogene Linie beschreibt die Absorption durch die nukleare Wechselwirkung mit Hilfe von Gleichung 30 aus 2.3.2. Die Quadrate stellen die Daten bei 175 MeV, die ausgefüllten Dreiecke bei 185 MeV und die leeren Dreiecke bei 200 MeV dar.

Streuwinkel von 153° für alle drei Einschußenergien dargestellt. Die theoretischen In-

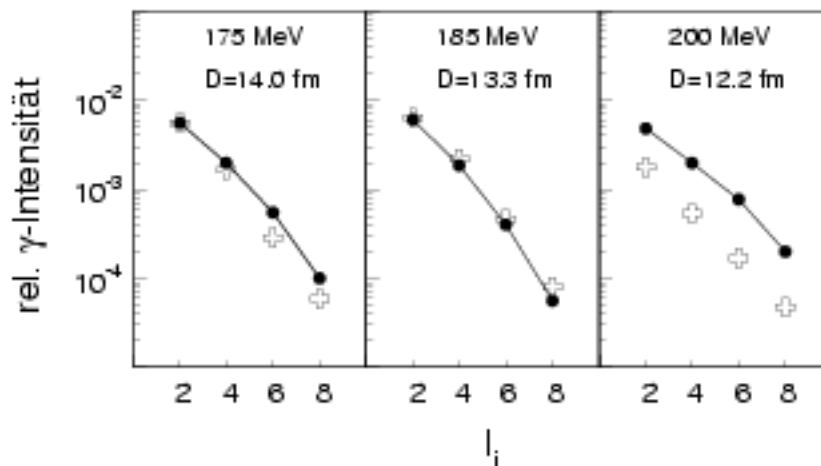


Abbildung 32: Relative γ -Intensitäten der beobachteten Grundzustandsübergänge in ^{110}Pd bei drei verschiedenen Einschußenergien und einem Streuwinkel von 153° im Schwerpunktsystem. Die theoretischen Intensitäten (schwarze Kreise) sind auf den Rutherfordwirkungsquerschnitt und die experimentellen Daten (Kreuze) auf die Teilchen-singles-Intensitäten normiert.

tensitäten sind auf den Rutherfordwirkungsquerschnitt und die experimentellen Daten auf die Teilchen-singles-Intensitäten normiert. Die gefüllten Kreise sind Ergebnisse von Coulombanregungsrechnungen, während die Kreuze experimentelle Daten sind, die auf den theoretischen Wert des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs bei der niedrigsten Einschußenergie von 175 MeV normiert wurden. Man erkennt hier keine zunehmende Abschwächung zu höheren Drehimpulsen, wie es z.B. im System $^{116}\text{Sn} \rightarrow ^{162}\text{Dy}$ [Här94] beobachtet wurde und auf einer drehimpulsabhängigen Absorption durch die Kernwechselwirkung beruhen könnte [Lan88a].

Der Wechselwirkungsradius R_C , der in Abschnitt 2.1 eingeführt worden ist, entspricht dem Wert für D , bei dem das Verhältnis $P_\gamma(\text{exp})/P_\gamma(\text{theo})$ den Wert $1/4$ erreicht. Für den Wechselwirkungsradius und den entsprechenden Streuwinkel im Schwerpunktsystem bei einer Einschußenergie von 200 MeV ergibt sich

$$R_C = 12.0 \pm 0.3 \text{ fm}$$

$$\Theta_{gr} = 165^\circ \pm 6^\circ$$

Dieser Wert für R_C stimmt mit den Parametrisierungen von Bass und Wilcke (siehe Abschnitt 2.1) im Rahmen des experimentellen Fehlers überein. Die durchgezogene Linie

in Abb.31 stellt einen Fit der Gleichung 30 aus Abschnitt 2.3.2 dar. Die Parameter für die Potentialtiefe W_0 und die Randunschärfe a_W wurden zu $W_0 = 1.1$ MeV und $a_W = 0.5$ fm bestimmt.

In Abb.31 fallen die Unstetigkeiten in den Verhältnissen bei den Einschußenergien von 200 MeV auf. Eine mögliche Erklärung könnte sein, daß der Zusammenhang aus Gleichung 7 zwischen dem Abstand dichtester Annäherung D und dem Streuwinkel Θ für das untersuchte System bei diesen Einschußenergien nicht mehr gültig ist. Durch das Auftreten der nuklearen Wechselwirkung könnte es zu einer Abweichung von der klassischen Trajektorie kommen. Um den Einfluß des Kernpotentials auf die Flugbahn des Projektils abzuschätzen, sind in Abb.33 Trajektorien für reine Coulombstreuung und für eine Streuung mit zusätzlichem Kernpotential für verschiedene Streuwinkel bei einer Einschußenergie von 194 MeV dargestellt. Die Trajektorien wurden aus den Gradienten

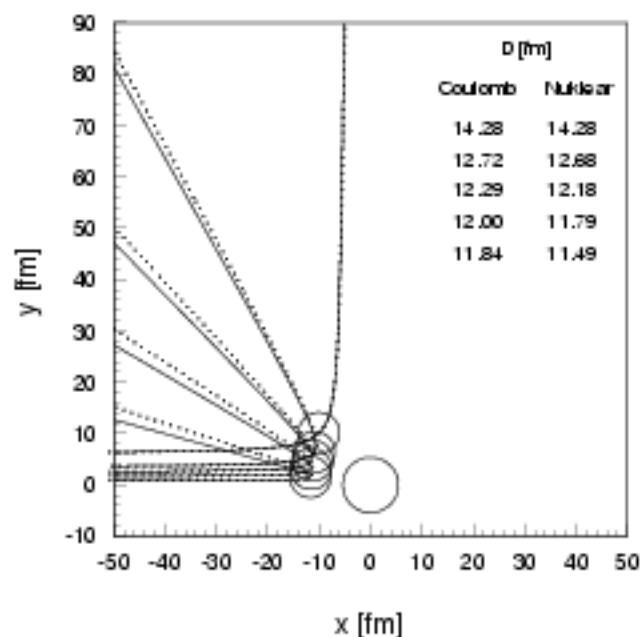


Abbildung 33: Trajektorien des Projektils bei einer Einschußenergie von 194 MeV für reine Coulombstreuung (durchgezogene Kurven) und für eine Streuung mit zusätzlicher nuklearer Wechselwirkung (gepunktete Kurven). Die Kreise entsprechen den nach Bass berechneten Wechselwirkungsradien.

der Potentiale in Zeitschritten von 10^{-24} Sekunden berechnet. Darüber hinaus sind die Werte für den Abstand dichtester Annäherung ohne und mit Kernwechselwirkung eingetragen.

In Abb.34 sind die Abweichungen im Streuwinkel und im Abstand dichtester Annähe-

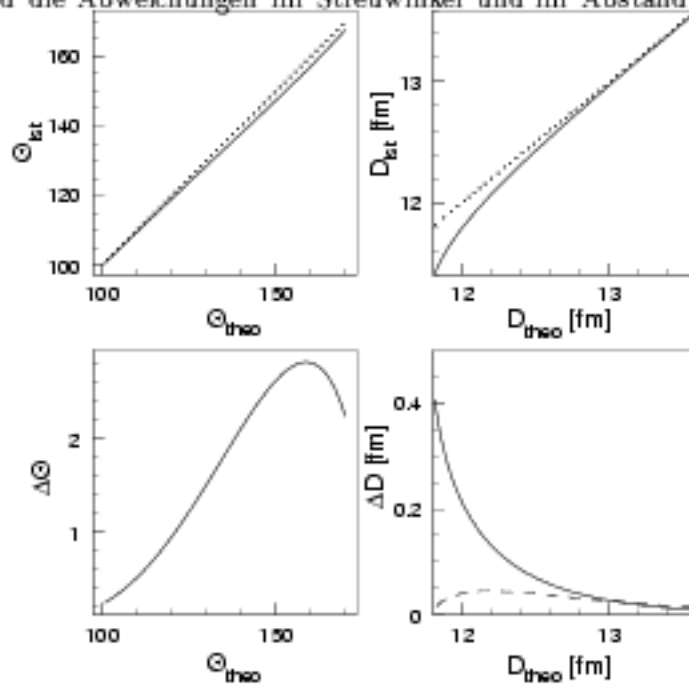


Abbildung 34: Abweichungen im Streuwinkel und im Abstand dichtester Annäherung durch die nukleare Wechselwirkung für den Streuwinkelbereich von 100° bis 170° bei einer Einschussenergie von 194 MeV. Die gepunktete Linie in den oberen zwei Abbildungen gibt den Verlauf ohne, die durchgezogene mit nuklearer Wechselwirkung an. In den unteren Abbildungen ist jeweils die Differenz Δ der Werte mit und ohne nuklearer Wechselwirkung dargestellt (zur Erläuterung der gestrichelten Linie siehe Text).

rung für den Streuwinkelbereich von 100° bis 170° dargestellt. Die Parameter für das Kernpotential wurden aus [Ber91] entnommen. Dort wurden die Parameter aus einem Experiment bei einer sicheren Einschussenergie im System $^{112}\text{Sn}+^{58}\text{Ni}$ aus der elastischen Streuung mit Hilfe von DWBA-Rechnungen extrahiert: $V_0=100$ MeV, $W_0=40$ MeV, $r_{0V}=r_{0W}=r_{0C}=1.25$ fm, $a_V=0.35$ fm, $a_W=0.57$ fm .

Durch die Kernwechselwirkung kommt es bei einem Streuwinkel von 157° zu einer maximalen Abweichung von 3° . Die Abweichung im Abstand dichtester Annäherung D wird dagegen mit abnehmendem Abstand größer.

Interessant ist der Vergleich zwischen der durchgezogenen und der gestrichelten Linie in der Abbildung von ΔD als Funktion von D_{theo} . Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der oben angegebenen Rechnung aus kleinen Zeitschritten, während die gestrichelte Linie aus $D = a \cdot (1 + 1/\sin(\Theta_{i,d}/2))$ (siehe Gleichung 7 in Abschnitt 2.1) berechnet

wurde. Die gestrichelte Kurve verläuft, wie man es aufgrund des Streuwinkels erwarten würde und enthält ebenso eine maximale Abweichung ($\Delta D=0.4$ fm bei $D=11.8$ fm). Man erkennt, daß der klassische Zusammenhang zwischen D und Θ aus Gleichng 7 für die dichtesten Abstände nicht mehr gültig ist. Diesen Abschätzungen zufolge kommt es in dem untersuchten System für den dichtesten Stoß bei $D=12.1$ fm zu einer Abweichung von 0.15 fm aufgrund der nuklearen Wechselwirkung.

In Abb.35 ist wie in Abb.34 die Abweichung des durch die Coulombwechselwirkung

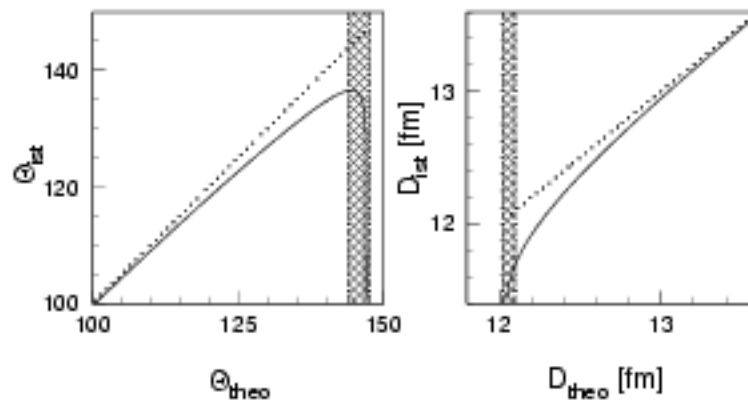


Abbildung 35: Abweichung des Streuwinkels und des Abstands durch die nukleare Wechselwirkung für eine Randunschärfe $a=0.6$ fm, die zur Absorption führt (siehe Abb.34).

bestimmten Streuwinkels durch die nukleare Wechselwirkung dargestellt, hier allerdings für eine größere Randunschärfe $a=0.6$ fm. Diese Abbildung zeigt, daß in dem hier untersuchten, mittelschweren System die Absorption aus der Bahn aufgrund des Kernpotentials sehr stark auf einen kleinen Winkelbereich beschränkt ist. Innerhalb eines Winkelbereichs von 8° kommt es von einer Abweichung von 0.1° zur totalen Absorption. Für den Abstand dichtester Annäherung bedeutet dies, daß es innerhalb eines Bereichs von 0.2 fm zur totalen Absorption kommt.

Es sind allerdings auch Reaktionen nachgewiesen worden, bei denen das Projektil zwar die klassische Trajektorie verläßt, aber nicht absorbiert wird, sondern sich für kurze Zeit in einer Umlaufbahn um den Targetkern befindet und schließlich reemittiert wird („orbiting“). Dieses Phänomen ist mit Reibungseffekten und damit mit einem Verlust an kinetischer Energie des Projektilkerns verbunden. Es wurde 1973 das erste Mal von Wilczyński beobachtet und erklärt [Wil73]. Für die Untersuchung dieses Phänomens muß neben dem Streuwinkel auch die Energie des Projektils gemessen werden, was mit unserem Aufbau nicht möglich war.

5.1.3 Die Anregung in ^{52}Cr

Abb.36 zeigt das Termschema von ^{52}Cr mit Zuständen, die in dem durchgeführten Experiment anhand von γ -Übergängen im Projektilkern nachgewiesen wurden. Im Projek-

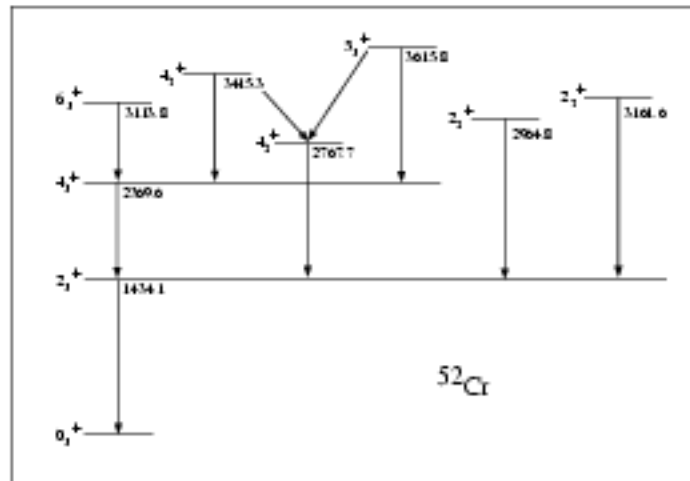


Abbildung 36: Termschema von ^{52}Cr , bestehend aus den Zuständen und Übergängen, die in der durchgeführten Messung nachgewiesen werden konnten.

til konnten aufgrund einer geringeren Wahrscheinlichkeit für Coulombanregung nur acht Zustände durch ihren γ -Zerfall nachgewiesen werden und damit deutlich weniger als im Targetkern (siehe Abb.30). Die maximale Anregungsenergie, die in den Ge-Detektoren nachgewiesen werden konnte, liegt allerdings im ^{52}Cr bei 3.5 MeV und damit um ≈ 1 MeV höher als in ^{110}Pd (2.3 MeV).

5.2 Der Nukleonttransfer

Die Untersuchung der Nukleonttransferreaktionen ist der wesentliche Bestandteil der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente.

Im Vordergrund stehen hier die Untersuchungen von Mehrnukleonen-Transferreaktionen und des korrelierten Paartransfers. Der Transfer mehrerer Nukleonen ermöglicht die Erzeugung instabiler und neutronenreicher Kerne, die über Fusionsreaktionen nicht zugänglich sind. Darüberhinaus ist man mit der γ -spektroskopischen Methode in der Lage, durch die

Messung des γ -Zerfalls Informationen über elektromagnetische Eigenschaften der Transferprodukte zu gewinnen.

Die Messung von Paartransferreaktionen sollte das Studium von Paarkorrelationen an der Kernoberfläche erlauben. Im Gegensatz zu z.B. Trägheitsmomenten, die aus Energieabständen von Kernzuständen berechnet werden und sensitiv auf die Ausrichtung einzelner Nukleonen sind, ist mit der Messung des Paartransfers eine eindeutige Aussage über Paareffekte möglich [Mut84]. Hier sind unter anderem zwei Aspekte interessant: der Phasenübergang zwischen normal- und suprafluiden Kernoberfläche und Phasenoszillationen am Diabolischen Punkt [Ber93]. Voraussetzung für diese Untersuchungen ist allerdings die Existenz und die Meßbarkeit eines korrelierten Paartransfers. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Frage, inwieweit ein solcher Transfer unter konkurrierenden Prozessen überhaupt auftritt und nachweisbar ist.

Im folgenden Abschnitt werden aber zunächst einmal die Transferprodukte beschrieben, die beobachtet werden konnten.

5.2.1 Die Selektion der Transferkanäle

Wie schon in der Einleitung dargelegt, werden die Transferkanäle bei der verwendeten γ -spektroskopischen Methode anhand ihrer charakteristischen γ -Strahlung selektiert. Mit Hilfe von Mehrfachkoinzidenzen, die in den Ge-Detektoren von GASP verlangt wurden, war es möglich, 11 verschiedene, targetähnliche Transferprodukte zu identifizieren:

| | |
|-------------------|----------------|
| ^{110}Cd | 2p2n-Austausch |
| ^{112}Cd | 2p-stripping |
| ^{111}Ag | 1p-stripping |
| ^{110}Ag | 1p1n-Austausch |
| ^{109}Pd | 1n-pick-up |
| ^{108}Pd | 2n-pick-up |
| ^{107}Pd | 3n-pick-up |
| ^{106}Pd | 4n-pick-up |
| ^{104}Ru | 2p4n-pick-up |
| ^{102}Ru | 2p6n-pickup |
| ^{100}Mo | 4p6n-pick-up |

Die Energien, Drehimpulse und Paritäten der zugeordneten Zustände wurden aus den folgenden Arbeiten entnommen:

^{109}Pd : [Cas80, Bla84], ^{108}Pd : [Gra76, Hae82], ^{106}Pd : [Gra76], ^{110}Cd : [Pii93, Gel83], ^{112}Cd : [Her94, Tre89], ^{111}Ag : [Zeg87, Har79], ^{110}Ag : [Gel83], ^{107}Pd : [Bla91a], ^{104}Ru : [Bla91b], ^{102}Ru : [Tre91], ^{100}Mo : [Sin90]. Abb.37 zeigt 4 Mehrfachkoinzidenzspektren in den Ge-Detektoren, bei denen jeweils eine γ -Energie in einem Ge-Detektor den in den Abbildungen angegebenen Energien entsprechen mußte. Die Spektren wurden dann aus allen anderen Ge-Detektoren, die in diesem Ereignis angesprochen hatten, akkumuliert.

Im ^{109}Pd konnten 10 Zustände über γ - γ -Koinzidenzen bis zu einer Anregungsenergie

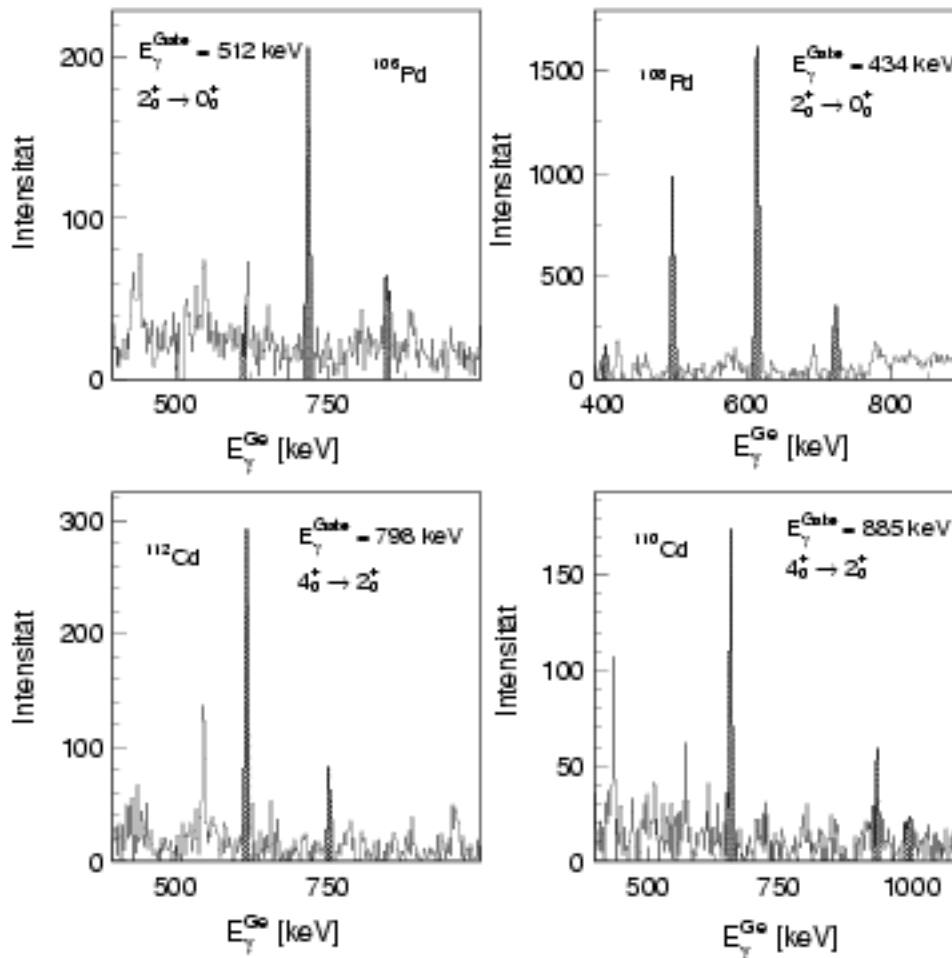


Abbildung 37: Mehrfachkoinzidenz- γ -Spektren, die durch die angegebenen Energiebedingungen erzeugt worden sind. Die schraffierten Linien geben die Übergänge in den entsprechenden Kernen an.

von 623 keV ($3/2^+$) nachgewiesen werden, im ^{108}Pd 9 Zustände bis zu einer Energie von 2548 keV (8^+) und im ^{106}Pd 7 Zustände bis zu einer Energie von 2397 keV (5^-). ^{107}Pd konnte nur an dem $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$ (312.2 keV) γ -Übergang identifiziert werden. ^{104}Ru , ^{102}Ru und ^{100}Mo konnten wiederum mit γ - γ -Koinzidenzen zwischen dem Zerfall des 2^+ - und dem Zerfall des 4^+ -Zustands nachgewiesen werden. Weiterhin konnten im ^{110}Cd 5 Anregungszustände über γ - γ -Koinzidenzen bis zu einer Anregungsenergie von 2540 keV (5^-) aus bekannten Termschemata zugeordnet werden, im ^{112}Cd 5 Zustände bis zu einer Energie von 2373 keV (5^-) und im ^{111}Ag 8 Zustände bis zu einer Energie von 1024 keV ($9/2^-$). ^{110}Ag konnte anhand einer Koinzidenz zwischen dem 198.4 keV- und dem 105.6 keV-Übergang identifiziert werden. Alle gemessenen Übergänge und Zustände aus den 6 stärksten Transferkanälen sind in Abb.38 dargestellt. Abb.39 zeigt die die nachgewiesenen Zustände und Übergänge in den drei exotischsten Kanälen ^{104}Ru , ^{102}Ru und ^{100}Mo .

5.2.2 Interpretation der nachgewiesenen Zustände

Viele Anregungszustände der nachgewiesenen gg-Kerne lassen sich analog zu ^{110}Pd sowohl als Quadrupolschwingungen ([Lee82]) als auch als Mitglieder von Rotationsbanden, die auf dem Grundzustand oder auf Quasiteilchenzuständen aufbauen ([Gra76]), interpretieren. Die letztere Vorstellung kann vor allem neuere Ergebnisse, die aus (HI,xn)-Experimenten stammen, besser beschreiben. Palladium- und Cadmiumkerne sind von ihrer Struktur her interessant, da sie Rotationsstrukturen besitzen, die auf Quasiteilchenzuständen aufbauen und vom Rumpf entkoppelt sind (\leadsto „rotation alignment“). Diese Eigenschaft ist typisch für reine Hochspinorbitale, wie sie in den Kernen der seltenen Erden existieren¹².

In Abb.38 fällt in ^{108}Pd , ^{106}Pd , ^{110}Cd und ^{112}Cd jeweils ein 5^- -Zustand auf, der über einen E1-Übergang in den 4^+ -Zustand der Grundzustandsbande zerfällt. Diese 5^- -Zustände können als Zweiquasineutronenzustände ($\nu(h_{11/2})(g_{7/2})$) interpretiert werden, die aber Anteile einer Zweiquasiprotonenkonfiguration haben müssen, da der 5^- -Zustand in ^{110}Cd in einer ($^3\text{He,d}$)-Protonen-Stripping-Reaktion stark bevölkert wurde ([Aub72]) und auch in der vorliegenden Arbeit in einer Zweiprotonen-Stripping-Reaktion nachgewiesen wurde. Der 0^+ -Zustand in ^{110}Cd bei 1473 keV kann als Zweiprotonen-Vierloch-Anregung erklärt werden ($\pi(g_{9/2})^{-4}(g_{7/2})^2$), da er in einer $^{108}\text{Pd}(^3\text{He,n})$ -Reaktion stark populiert worden

¹²Die Entkopplung zwischen den Quasiteilchen und dem deformierten Rumpf aus allen anderen Nukleonen eines Kerns beruht auf der Dominanz der Corioliswechselwirkung gegenüber der mittleren nuklearen Wechselwirkung.

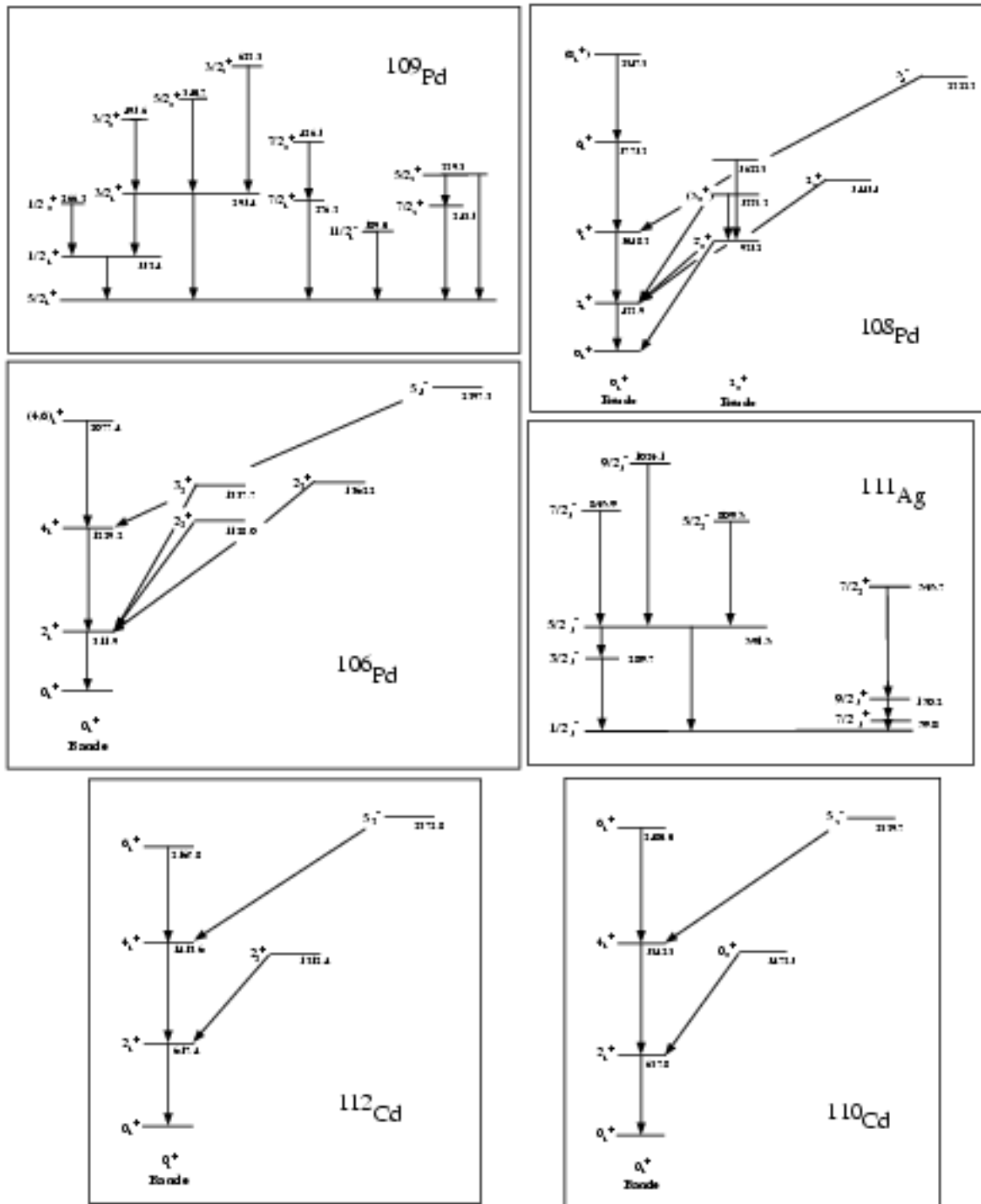


Abbildung 38: Termschemata von den 6 stärksten Transferkanälen. Alle Übergänge, die nachgewiesen worden sind, sind eingezeichnet.

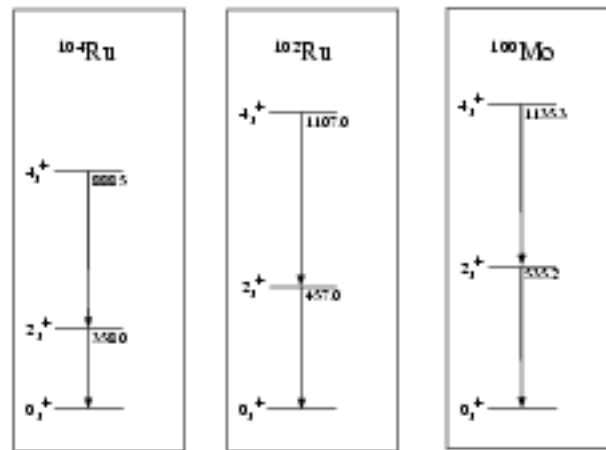


Abbildung 39: Termschemata von den drei exotischsten Transferkanälen, die über $\gamma\text{-}\gamma$ -Koinzidenzen nachgewiesen worden sind.

ist ([Fie77]). Dieser Intruderzustand besteht aus zwei Protonen, die über den Schalenabschluß bei $Z=50$ angeregt sind. Die Beimischungen von $\nu(h_{11/2})^2$ -Zuständen zu diesem 0^+ -Zustand müssen klein sein, da er in einer $^{108}\text{Cd}(t,p)$ -Reaktion nur sehr schwach nachgewiesen worden ist ([Com72]). In ^{112}Cd ließ sich ein entsprechender Zustand nicht eindeutig nachweisen, da sehr ähnliche Übergänge in ^{108}Pd existieren. Es konnte jedoch ein 2^+ -Zustand eingeordnet werden, der zu der Bande gehört, die auf dem 0^+ -Bandenkopf aufbaut. Damit scheint also auch in ^{110}Cd die Zweiteilchen-Vierlochkonfiguration wie in ^{112}Cd bevölkert worden zu sein. Weiterhin konnten in den gg -Kernen, die in Abb.38 dargestellt sind, die Grundzustandsrotationsbanden mindestens bis zum 6^+ -Zustand eindeutig identifiziert werden.

Ug-Kerne im Massenbereich von 100 bis 110 können mit dem „Particle-Plus-Rotor“-Modell [Rin80] recht gut beschrieben werden, das, je nach Stärke der Corioliswechselwirkung, sowohl reine Rotationsstrukturen als auch Multiplettstrukturen vorhersagt. Die $1/2_1^-$, $3/2_1^-$, $5/2_1^-$, $7/2_1^-$ und $9/2_1^-$ -Zustände in ^{111}Ag können demnach einer Rotationsbande zugeordnet werden, die auf dem $p_{1/2}$ -Grundzustand mit einer Deformation von $\beta \approx 0.2$ aufbaut. Der $5/2_2^-$ -Zustand bei 809 keV läßt sich als $f_{5/2}$ -Einteilchenzustand interpretieren, während die Zustände mit positiver Parität einer Multiplettstruktur angehören, die durch die Kopplung des Valenzprotons mit Rump fzuständen zustande kommt. In ^{109}Pd gibt es keine vollständige theoretische Beschreibung aller gemessenen Zustände. Die meisten Zustände, die hier nachgewiesen worden sind, lassen sich durch Einteilchenanregungen ($g_{7/2}$, $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $h_{11/2}$) oder Einlochanregungen ($d_{5/2}$) erklären.

In Abb.40 sind gemessene gegen berechnete γ -Intensitäten für ^{108}Pd und ^{106}Pd aufgetra-

gen, wobei die berechneten wie auch die gemessenen Daten auf den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang normiert sind. Die hier dargestellten experimentellen Intensitäten in den Grundzustandsbanden lassen keinen Schluß zu, inwieweit der Transfer bevorzugt hohe oder niedrige Drehimpulse populiert, da der 8_1^+ -Zustand zwar stärker, der 6_1^+ -Zustand jedoch schwächer angeregt wird als die Rechnungen vorhersagen. Der 2_2^+ -Bandenkopf in ^{108}Pd wird deutlich weniger bevölkert als die Rechnungen erfordern, was darauf schließen läßt, daß der Zerfall über die Grundzustandsbande gegenüber dem Zerfall über Seitenbanden dominiert.

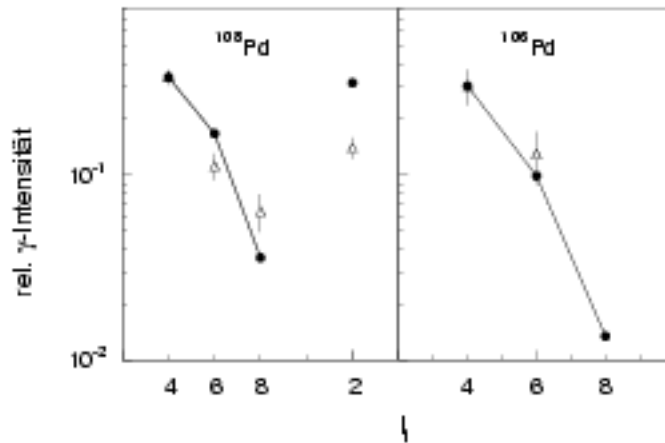


Abbildung 40: Gemessene (Dreiecke) und berechnete (Punkte) γ -Intensitäten in ^{108}Pd und ^{106}Pd . Alle angegebenen Werte sind auf den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang normiert.

5.2.3 Betrachtung der Intensitätsverteilung und ihre Abhängigkeit vom Q-Wert

Um von den gemessenen γ -Intensitäten auf Transferwahrscheinlichkeiten oder Wirkungsquerschnitte schließen zu können, muß berücksichtigt werden, daß die γ -spektroskopische Methode eine geringere Sensitivität auf ug-Kerne als auf gg-Kerne hat. Während in gg-Kernen fast alle γ -Zerfälle über den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang verlaufen, die Intensität dieses Übergangs also direkt ein Maß für die Stärke dieses Transferkanals ist, verteilt sich die γ -Intensität in ug-Kernen auf viele Übergänge in den Grundzustand, die nicht alle nachgewiesen werden können.

Geht man davon aus, daß sich die Anregung von Projektilkern und Targetkern gegenseitig nicht beeinflussen, so läßt sich über folgenden Ansatz ein Maß für die Population von ug-Kernen finden:

$$I_P^x = F_P^x \cdot P^x$$

$$I_T^x = F_T^x \cdot P^x \quad (43)$$

$$I_{PT}^x = \varepsilon \cdot F_P^x \cdot F_T^x \cdot P^x$$

$$\Rightarrow P^x = \frac{\varepsilon \cdot I_P^x \cdot I_T^x}{I_{PT}^x} \quad (44)$$

Hier bedeuten I_P^x , I_T^x und I_{PT}^x die gemessenen Intensitäten eines γ -Übergangs des Kanals x im projektilähnlichen Kern (P), im targetähnlichen Kern (T) und in der Koinzidenz dieser beiden Übergänge zwischen projektil- und targetähnlichen Kernen (PT). F^x gibt den gemessenen Anteil des entsprechenden Übergangs an der eigentlichen Stärke P^x des Reaktionskanals x an. ε berücksichtigt die Koinzidenzeffizienz zwischen den Übergängen im projektil- und im targetähnlichen Kern. Sie kann aus dem Vergleich von experimentellen Intensitäten, die bei der niedrigen Einschußenergie gemessen worden sind, mit theoretischen Intensitäten extrahiert werden, die mit Coulombanregungsrechnungen bestimmt worden sind.

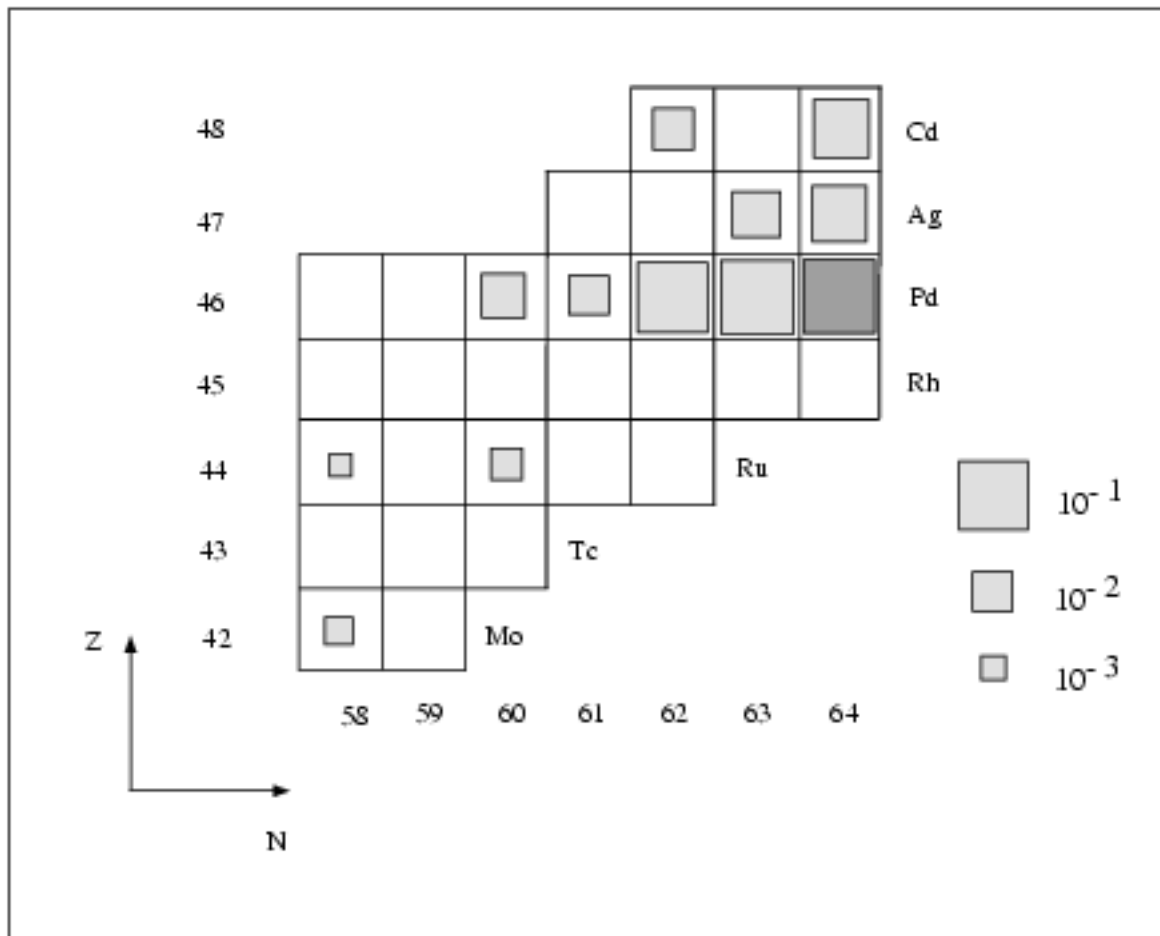


Abbildung 41: Anhand von γ -Übergängen identifizierte, targetähnliche Transferprodukte. Die Größe der Quadrate gibt die Stärke der Transferkanäle P^x nach Gleichung 44 relativ zur Anregung von ^{110}Pd an.

Abb.41 stellt die so berechneten Transferstärken P^x der nachgewiesenen, targetähnlichen Transferprodukte dar. Die Größe der Quadrate gibt die Stärke relativ zur Anregung im Targetkern ^{110}Pd an. Die Intensitäten I^x wurden bei der Einschubenergie von 200 MeV gemessen, integriert über alle Teilchenstreuwinkel. Aus dem Verhältnis zwischen den Stärken der Transferkanäle und der Stärke im Targetkern lassen sich Transferwahrscheinlichkeiten für den überdeckten Streuwinkelbereich berechnen.

In Tabelle 2 sind so ermittelten Transferwahrscheinlichkeiten und einfache Verhältnisse zwischen den Intensitäten der Reaktionskanäle und der Intensität des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Über-

| | | | | | | |
|---------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| | ^{110}Pd | ^{109}Pd | ^{108}Pd | ^{107}Pd | ^{106}Pd | ^{111}Ag |
| I_γ/I_γ^{CLX} | 100(1) | 4.4(0.1) | 7.0(0.6) | 0.08(0.02) | 0.9(0.1) | 0.8(0.1) |
| P_{tr} | 100(1) | 12.0(0.5) | 8.9(0.8) | 1.5(0.5) | 1.5(0.7) | 4.9(1.6) |
| | ^{110}Ag | ^{112}Cd | ^{110}Cd | ^{104}Ru | ^{102}Ru | ^{100}Mo |
| I_γ/I_γ^{CLX} | 0.08(0.02) | 1.2(0.2) | 0.9(0.1) | 0.41(0.08) | 0.08(0.02) | 0.03(0.01) |
| P_{tr} | 2.1(0.9) | 4.7(1.1) | 1.4(0.5) | 0.62(0.16) | 0.09(0.04) | 0.11(0.02) |

Tabelle 2: Auf den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang in ^{110}Pd normierte γ -Intensitäten und nach Gleichung 44 berechnete Transferwahrscheinlichkeiten P_{tr} für die nachgewiesenen Kanäle.

gangs in ^{110}Pd angegeben. Zur Bestimmung dieser Verhältnisse ist in den gg-Kernen die Intensität aus den jeweiligen $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergängen bestimmt worden, während in den ug-Kernen die Summe aller identifizierten Übergänge in den Grundzustand beitrug, wobei der Zerfall eines Zustands nur einmal berücksichtigt wurde.

Die Lücken zwischen Molybdän, Ruthen und den anderen Kernen in Abb.41 beruhen wieder auf der geringeren Sensitivität der Methode auf ug-Kerne. Es fällt auf, daß, auch unter Berücksichtigung des relativ großen Fehlers, die Transferwahrscheinlichkeit für zwei Nukleonen fast so groß wie für ein Nukleon ist. Dieser ausgeprägte „odd-even“-Effekt ist ein Hinweis auf Paarkorrelationen. Er macht sich z.B. auch bei den relativ zu ug-Kernen großen Q_{gg} -Werten von gg-Kernen bemerkbar [Rin80].

Die Reaktionskanäle, die mit einem Transfer von mehreren Nukleonen verbunden sind, zeichnen sich durch ähnliche, effektive Q-Werte von ≈ 2 MeV aus (siehe Abb.6 und 7 in Abschnitt 3.1).

Bei der Überlegung, wie die exotischen Transferkanäle populierte werden konnten, fällt ein interessanter Aspekt auf: neben der direkten Population der exotischen Reaktionsprodukte

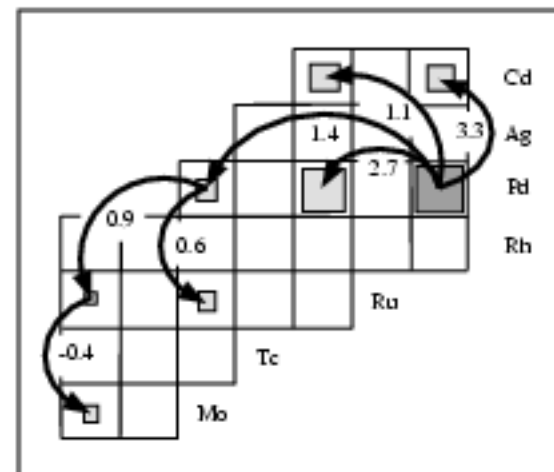
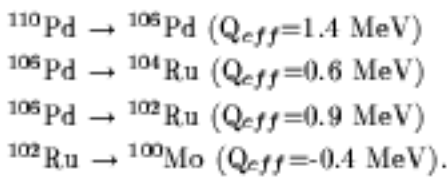


Abbildung 42: Mögliche Transferpfade zur Population der nachgewiesenen Reaktionsprodukte.

existiert noch genau ein Pfad aus mehreren Transferschritten, der über alle beobachteten pickup-Kanäle verläuft und nur mit kleinen effektiven Q-Werten verbunden ist:



Alle Transferpfade zur Population der nachgewiesenen Reaktionsprodukte, die nur mit kleinen effektiven Q-Werten verbunden sind, sind in Abb.42 dargestellt. Um ${}^{100}\text{Mo}$ zu erreichen, werden erst vier Neutronen zum Projektil transferiert, gefolgt von einem α -Teilchen, und schließlich findet noch ein Transfer zweier Protonen statt. Alle Stationen auf diesem Weg zum Molybdän wurden im Experiment nachgewiesen und werden in diesem Bild über den Transfer von jeweils mindestens zwei Nukleonen erreicht. Alle diese Transferprozesse haben kleine effektive Q-Werte, die bis auf den letzten Schritt positiv sind.

5.2.4 Die Anregungsenergien

In diesem Abschnitt wird auf die Anregungsenergien und die γ -Multiplizitäten eingegangen, die im inneren BGO-Ball von GASP für die verschiedenen Reaktionskanäle nachgewiesen worden sind. Ziel dieser Analyse war die Selektion von niedrigen Anregungsenergien, die einem „kalten“ Transfer zugeordnet werden können, der eine notwendige Bedingung für einen korrelierten Paartransfer darstellt.

Neben der Anregung im Targetkern ^{110}Pd war es nur möglich, im ^{109}Pd , ^{108}Pd , ^{106}Pd und ^{112}Cd aussagekräftige Spektren des inneren Balls zu generieren.

Abb.43 zeigt die $E_{\text{SUM}}-M_\gamma$ -Korrelationen für diese Transferkanäle, in denen die gemessenen Anregungsenergien als Funktion der gemessenen γ -Multiplizität dargestellt sind.

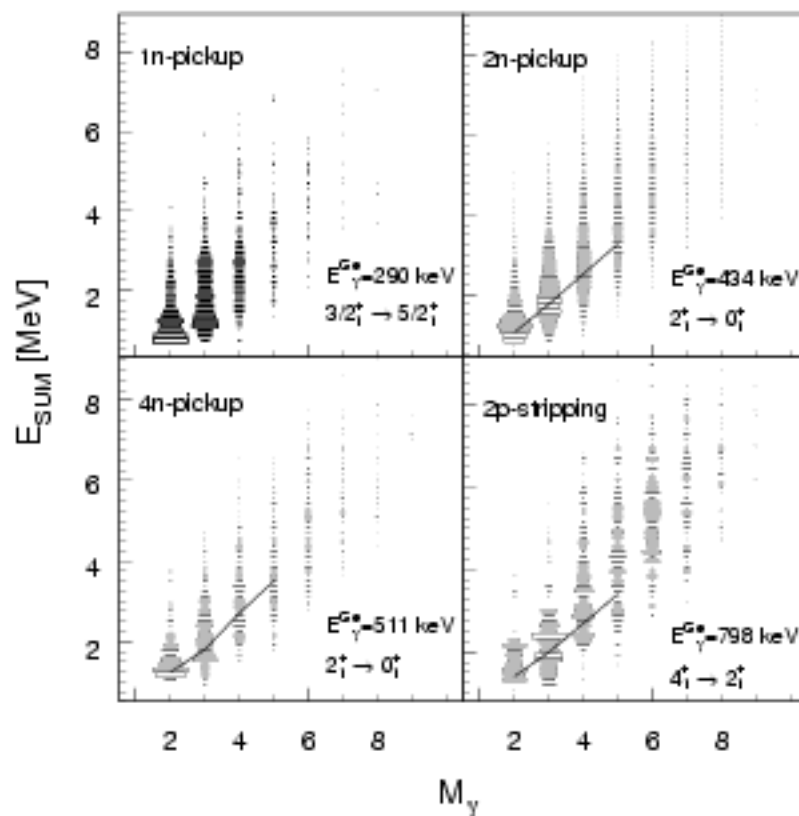


Abbildung 43: $E_{\text{SUM}}-M_\gamma$ -Spektren des inneren BGO-Balles für verschiedene Transferkanäle bei einer Einschussenergie von 200 MeV. Die Linien deuten die Yrastbande an.

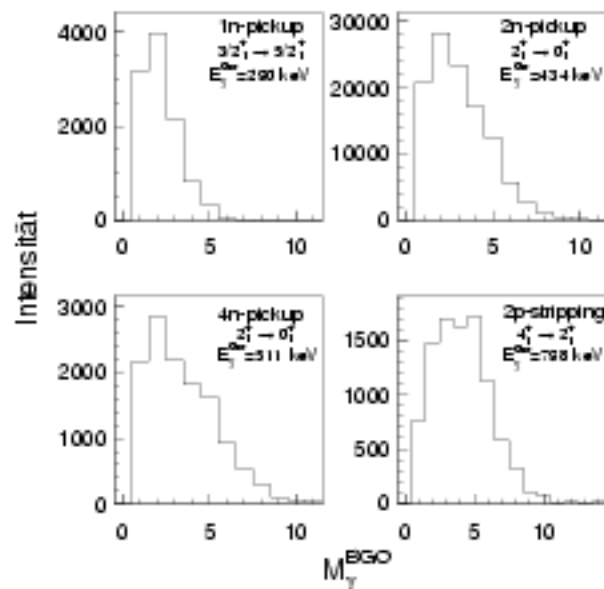


Abbildung 44: Multiplizitätsverteilungen, die aus den Projektionen der E_{SUM} - M_γ -Spektren des inneren „Balls“ gewonnen wurden.

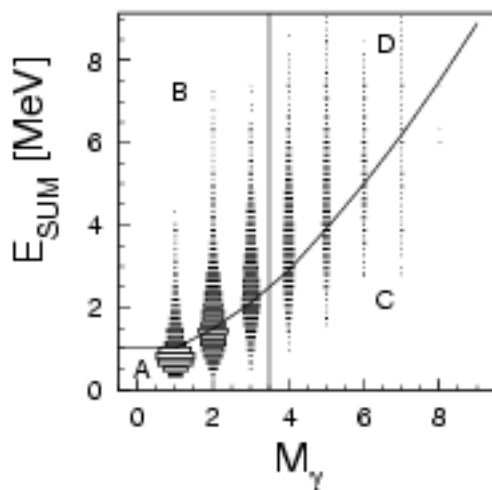


Abbildung 45: E_{SUM} - M_γ -Spektrum und die vier Fenster, unter denen die Ge-Spektren aus Abb.46 erzeugt worden sind.

Wie man auch aus Abb.44, bei der die Multiplizitätsverteilungen dargestellt sind, erkennt, ist in den Transferreaktionen der Schwerpunkt in der Anregungsenergie und in den Multiplizitäten zu größeren Werten als in den Spektren der Anregung von ^{110}Pd verschoben (siehe Abb.25 und Abb.26). In den Neutronentransferkanälen dominiert die Bevölkung der Yrast-Bande¹³, wie im Targetkern. Die Bevölkung der Yrast-Bande bezeichnen wir als „kalten“ Reaktionsprozeß (siehe Einleitung). Setzt man umgekehrt Fenster auf die E_{SUM} - M_γ -Spektren des inneren Balls und erzeugt unter diesen Bedingun-

gen Energiespektren in den Ge-Detektoren, so lassen sich die unterschiedlichen Intensitäts-

¹³ Als Yrast-Bande bezeichnet man die Rotationsbande, die die niedrigste Anregungsenergie besitzt. So ist bei niedrigen Energien immer die Grundzustandsrotationsbande die Yrast-Bande, während bei höheren Energien und Drehimpulsen Quasiteilchenbanden energetisch niedriger liegen können und zu Yrast-Banden werden.

verteilungen von der Anregung im Targetkern und der Anregung in den Transferprodukten darstellen. In Abb.45 sind die Fenster im E_{SUM} - M_γ -Spektrum für den Zweineutronentransfer gezeigt, mit denen die 4 Ge-Energie-Spektren in Abb.46 erzeugt worden sind. Die Ge-Spektren in dieser Abbildung sind allerdings freie Spektren, d.h. ohne Bedingung eines Transferkanals. In Fenster A, das kleine Anregungsenergien und kleine Multiplizitäten beinhaltet, dominieren die Zerfälle aus dem Targetkern ^{110}Pd , während in den anderen drei Spektren die Zerfälle im ^{108}Pd dominieren. Die eingezeichneten Fenster finden im Rahmen von Streuwinkelverteilungen in Abschnitt 5.2.5 noch einmal Verwendung.

Um in den E_{SUM} - M_γ -Spektren einen „kalten“ Anteil P^k zu quantifizieren, bietet es sich

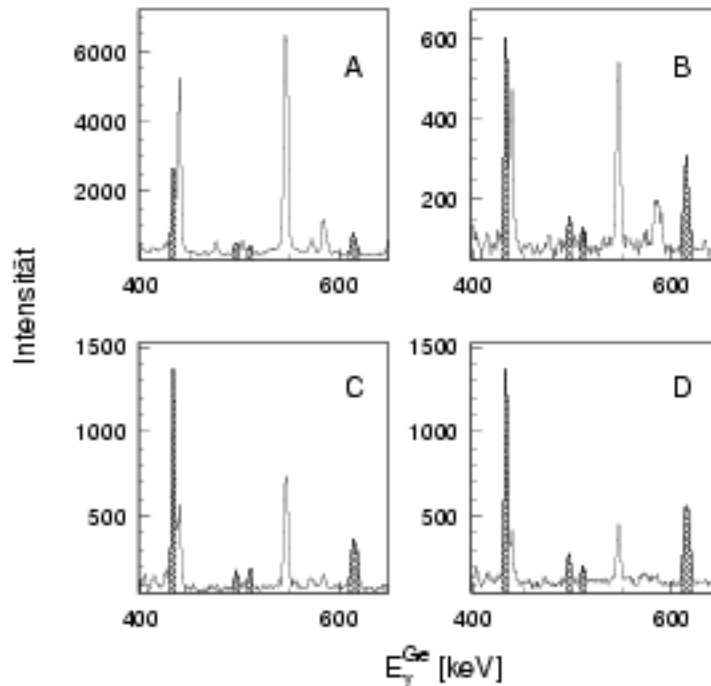


Abbildung 46: Ge-Energie-Spektren für die vier in Abb.45 dargestellten Bereiche verschiedener Summenenergie und γ -Multiplizitäten. Die schraffierten Flächen markieren die Linien aus Transferkanälen.

an, multiplizitätsabhängig die Energien der Zustände in der Grundzustandsbande von den gemessenen Werten zu subtrahieren ($E_{SUM} - E_{Y R A S T}$). Diese, auf die Yrast-Bande projizierten E_{SUM} - M_γ -Spektren sind für ^{110}Pd in Abb.47 und für die drei Transferkanäle (^{106}Pd , ^{108}Pd und ^{112}Cd) in Abb.48 dargestellt. Die schraffierten Flächen sind auf die Yrast-Bande projizierte Spektren in ^{110}Pd bei einer Einschussenergie von 175 MeV, bei der nur Coulombanregung vorliegt und die wir als „kalt“ definieren. Die nicht schraffierten

Flächen stellen die entsprechenden Spektren bei der Einschußenergie von 200 MeV dar. Die schraffierten Flächen sind jeweils an die Spektren bei 200 MeV in der Höhe angepaßt worden. Die gestrichelten Linien, die vor allem bei den Transferkanälen in Abb. 48 zu sehen sind, stellen die minimale und die durchgezogene Linie die maximale Energieverteilung dar. Diese Extremalwerte ergeben sich aus der Berücksichtigung des Untergrunds in den Ge-Energiespektren, die auch in den BGO-Spektren zu einem Untergrund führen. Im 4n-

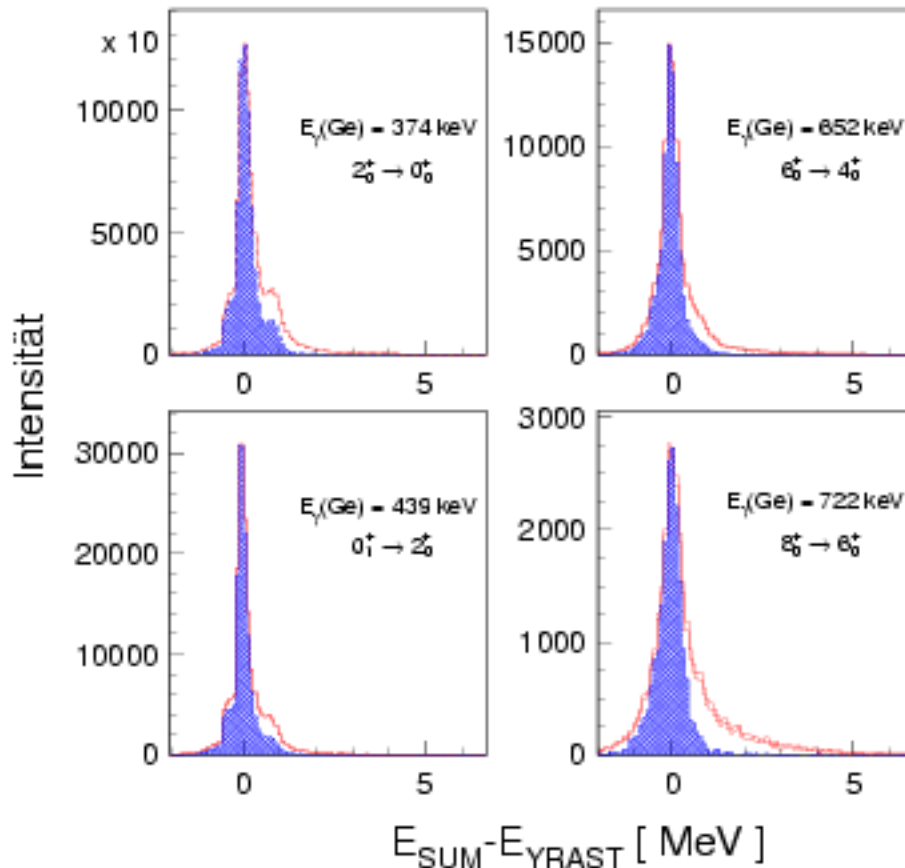


Abbildung 47: Auf die Yrast-Bande projizierte $E_{\text{SUM}} - M_\gamma$ -Spektren von ^{110}Pd bei einer Einschußenergie von 200 MeV.

Transfer zum ^{106}Pd oder im 2p-Transfer zum ^{112}Cd macht sich dies besonders bemerkbar, da sich hier Linien mit relativ geringer Intensität auf einem hohem Untergrund befinden und die Korrektur dieses Untergrunds zu einem größeren Fehler führt. Im ^{112}Cd mußte darüberhinaus noch zusätzlich der $0_4^+ \rightarrow 2_1^+$ -Übergang im ^{110}Pd berücksichtigt werden, der eine nur um 1 keV niedrigere Energie als der $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ -Übergang im ^{112}Cd hat. Wie

aus den Daten bei der Einschußenergie von 175 MeV ersichtlich wurde, trat dieser Übergang nur sehr schwach auf. Die im $0_4^+ \rightarrow 2_1^+$ -Übergang liegende Intensität wurde für die Einschußenergien von 200 MeV aus der Intensität bei 175 MeV und Coulombanregungs- und Zerfallsrechnungen berechnet. Auf diese berechnete Intensität wurde die auf die Yrast-

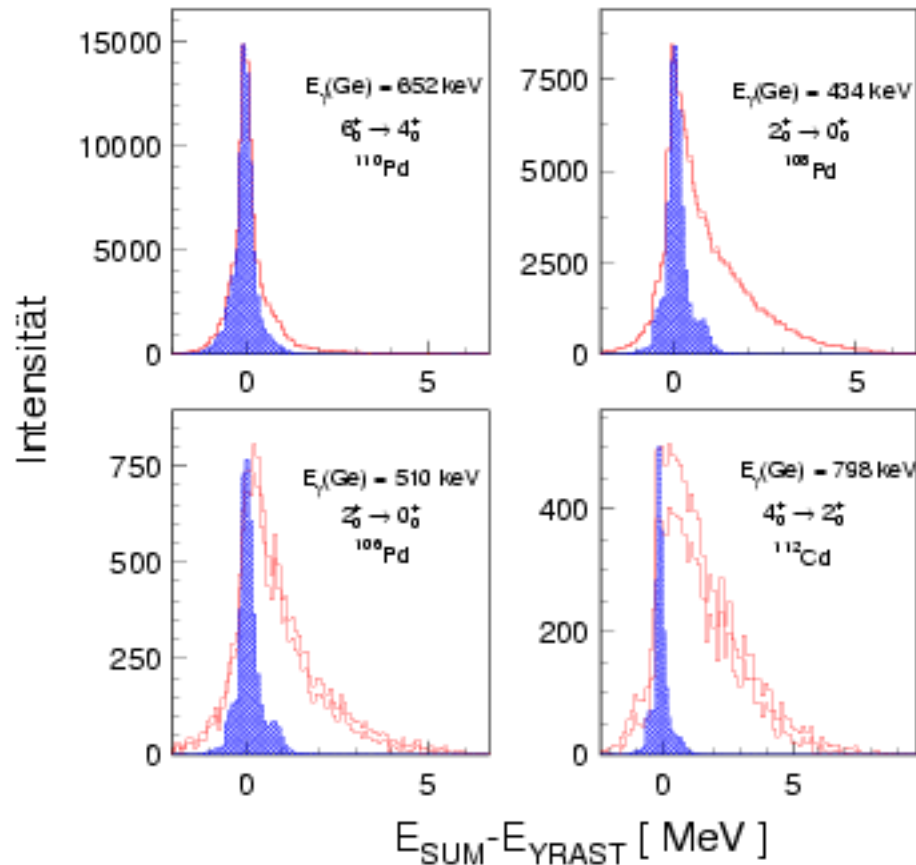


Abbildung 48: Auf die Yrast-Bande projizierte $E_{SUM}-M_\gamma$ -Spektren von targetähnlichen Kernen aus Abb.43.

Bande projizierte Verteilung des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergangs im Targetkern bei 200 MeV normiert und von der Verteilung im ^{112}Cd subtrahiert. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß der $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang eine ähnliche Verteilung hat wie der $0_4^+ \rightarrow 2_1^+$ -Übergang. Diese zusätzliche „Verunreinigung“ bringt einen weiteren Fehler mit sich, der sich dann in Abb.48 bemerkbar macht.

Aus dem Verhältnis der schraffierten zu den nicht schraffierten Flächen läßt sich ein „kalter“ Anteil berechnen. Die Verbreiterung der Energieverteilungen in den 200 MeV-Daten

| Kanal | Übergang | $P^k(\varepsilon_{tot} = 1)$ | $P^k(\varepsilon_{tot}^{sim})$ |
|-------------------|---------------------------|------------------------------|--------------------------------|
| ^{110}Pd | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 0.77(0.01) | |
| | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.75(0.02) | |
| | $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ | 0.73(0.03) | |
| | $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.79(0.02) | |
| ^{108}Pd | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 0.33(0.04) | 0.29(0.02) |
| | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.27(0.05) | |
| | $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.33(0.04) | |
| ^{106}Pd | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 0.30(0.06) | 0.33(0.02) |
| ^{112}Cd | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.17(0.06) | 0.15(0.01) |

Tabelle 3: „Kalter“ Anteil in den IB-Summenspektren bei einer Einschußenergie von 200 MeV. $P^k(\varepsilon_{tot} = 1)$ sind Werte ohne Berücksichtigung der Effizienz der BGO-Detektoren. $P^k(\varepsilon_{tot}^{sim})$ sind Werte, die mit Hilfe einer Simulationsrechnung gewonnen wurden (siehe Text).

gegenüber den Daten bei 175 MeV zu negativen Energien beruht auf dem größeren Beitrag von Ereignissen mit hoher Multiplizität bei der höheren Einschußenergie. Die Energieverteilungen werden mit zunehmender Multiplizität breiter. In Tabelle 3 sind diese Werte sowohl für verschiedene Übergänge im Targetkern als auch für die verschiedenen Transferreaktionen angegeben. Um sicherzugehen, daß in den E_{SUM} - M_γ -Spektren aus Abb.43 tatsächlich die gewünschten Transferkanäle liegen, wurden auf die auf die Yrast-Bande projizierten E_{SUM} - M_γ -Spektren nochmals Fenster gesetzt und unter diesen Bedingungen Ge-Energiespektren erzeugt. Nach Abzug der Ereignisse aus dem unkorrelierten Untergrund und der Berücksichtigung von „Verunreinigungen“ aus dem Targetkern konnte bestätigt werden, daß die Transferkanäle die Spektren aus Abb.43 dominieren. Übergänge aus dem Untergrund, die hauptsächlich vom Targetkern ^{110}Pd stammen, würden gerade den „kalten“ Anteil anreichern.

Bisher wurde die Effizienz des inneren Balls von GASP, die in Abschnitt 4.2.2 schon behandelt wurde, noch nicht berücksichtigt.

Die in Tabelle 3 angegebenen Werte für $P^k(\varepsilon_{tot}^{sim})$ sind die Anteile, die aus der Simulationsrechnung ermittelt wurden. Die angegebenen Fehler wurden aus den statistischen Feh-

lern der simulierten und experimentellen Daten sowie aus einer Variation der simulierten Spektren gewonnen. Mit dieser Variation wurde überprüft, inwieweit sich die experimentellen Spektren reproduzieren lassen, wenn die Anteile der einzelnen simulierten Spektren geändert werden. Wie schon in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wurde, ergaben sich diese Werte aus einer Anpassung der Simulationsergebnisse an die experimentellen Daten. Dies geschah multiplizitätsabhängig und in 1 MeV breiten Energieintervallen. Die Ergebnisse dieser Anpassung liegen nahe bei den Werten für $P^k(\varepsilon_{tot} = 1)$, die durch den Vergleich zwischen den Daten gewonnen wurden, die bei 175 MeV und bei 200 MeV gemessen worden sind.

Die in diesem Experiment gemessenen Werte von 0.30 ± 0.04 für den Zweineutronentransfer oder 0.31 ± 0.06 für den Vierneutronentransfer sind die größten Anteile von niedrigen Anregungsenergien, die bisher in Mehrnukleonen-Transferreaktionen gemessen worden sind. Als ein möglicher Konkurrenzprozeß zum Zweineutronentransfer muß allerdings die Verdampfung eines zweiten Neutrons im Anschluß an den Transfer des ersten Transfers in Betracht gezogen werden, wie z.B. in der Arbeit von Happ [Has89] gezeigt worden ist. Eventuell emittierte Neutronen lassen sich über $(n, n'\gamma)$ -Reaktionen im Germanium nachweisen. Die Streuung eines Neutrons an Germanium kann durch die Anregung, bzw. durch den anschließenden Zerfall der drei hauptsächlich in Ge-Detektoren vorhandenen Isotope ^{70}Ge , ^{72}Ge und ^{74}Ge nachgewiesen werden. Sowohl der $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{72}Ge als auch der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{74}Ge waren zwar durch andere Linien überlagert, doch der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{70}Ge hätte bei Existenz beobachtet werden müssen. Da er nicht beobachtet wurde und die gemessenen Anregungsenergien in ^{109}Pd (siehe Abb.43) deutlich unter der Neutronenbindungsenergie von 6.2 MeV liegen, muß der Anteil von abgedampften Neutronen zu vernachlässigen sein.

In Tabelle 4 sind die Ergebnisse dieser Arbeit mit Werten aus anderen Arbeiten zum Vergleich dargestellt. Darüber hinaus sind noch effektive Q-Werte und Paarungsenergien sowohl für den Akzeptor- wie auch für den Donatorkern eingetragen. Bemerkenswert ist hier, daß in den Systemen, in denen überhaupt ein „kalter“ Anteil meßbar ist, die Paarungsenergien relativ groß und mindestens so groß wie die effektiven Q-Werte sind.

Ein positiver effektiver Q-Wert und eine große Paarungsenergie, wobei der effektive Q-Werte kleiner als die Paarungsenergie ist, scheinen eine notwendige Voraussetzung für die Meßbarkeit eines „kalten“ Nukleonenpaartransfers zu sein.

Der in der vorliegenden Arbeit gefundene, große Anteil von „kalten“ Paartransferreaktionen und die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene große Wahrscheinlichkeit für den Transfer von zwei Nukleonen – bei der Einschußenergie von 200 MeV war sie fast so

| Stoßsystem | Kanal | Q_{eff} [MeV] | δ_{don} [MeV] | δ_{acc} [MeV] | P_{kalt} [%] |
|---|-------|--------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------|
| $^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{232}\text{Th}^a$ | +2n | 4.3 | 1.3 | 2.7 | <1 |
| $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{232}\text{Th}^a$ | +2n | 2.5 | 1.3 | 2.3 | <3 |
| $^{116}\text{Sn} \rightarrow ^{162}\text{Dy}^b$ | +2n | 1.6 | 1.7 | 2.0 | 8 ± 4 |
| $^{18}\text{O} \rightarrow ^{232}\text{Th}^a$ | +2n | 0.01 | 1.3 | 3.9 | 14 ± 4 |
| | -2p | 3.0 | 2.5 | 4.0 | 16 ± 6 |
| $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}^c$ | +2n | 2.7 | 2.7 | 2.8 | 30 ± 4 |
| | +4n | 1.4 | | | 31 ± 6 |

Tabelle 4: Effektive Q -Werte Q_{eff} , Paarungsenergien δ (*don*:Donator,*acc*:Akzeptor) und die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines „kalten“ Transfers P_{kalt} für alle bisher mit der γ -spektroskopischen Methode untersuchten Paartransferreaktionen.

(^a : [Ger89], ^b : [Sch93] und [Här94], ^c : vorliegende Arbeit)

groß wie die Wahrscheinlichkeit für den Transfer von nur einem Nukleon – deuten darauf hin, daß in dem System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ ein großer Teil des Zweinukleontentransfers aus dem korrelierten Transfer eines Nukleonenpaares besteht.

5.2.5 Die Streuwinkelverteilungen

In diesem Abschnitt wird auf die Streuwinkelabhängigkeit des Transfers eingegangen, d.h. auf die Abhängigkeit vom Abstand dichtester Annäherung. Im Gegensatz zu den Anregungsenergien, die im vorhergehenden Abschnitt besprochen wurden, können Winkelverteilungen mit allen drei in der Einleitung erwähnten Meßmethoden gemessen werden. Gerade mit Massenspektrometern wurde in den letzten 10 Jahren eine sehr große Zahl von Experimenten hinsichtlich der Untersuchung des Ein- und Zweineutronentransfers zwischen schweren Ionen durchgeführt (siehe z.B. [Wu90] oder [Reh91]). Aus Winkelverteilungen wurden bisher im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells effektive Bindungsenergien der transferierten Nukleonen bestimmt und Aussagen über eine Verstärkung eines Transfers zweier korrelierter Nukleonen gegenüber eines Transfers zweier nichtkorrelierter Nukleonen gemacht [Kün87]. Dies ist auch die Motivation für die Untersuchung des Transfers in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung in dieser Arbeit.

In einigen Experimenten wurden Zweinukleonentransfers gefunden, die im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells gegenüber einem sequentiellen Transfer zweier Nukleonen eine Verstärkung („Enhancement“) zeigen. Allein dieser Befund wurde schon als Hinweis auf Paarkorrelationen interpretiert (siehe [Sie82],[Oer83], [Oer87] oder [Wir91]). Es sollte hier betont werden, daß sich eine Verstärkung nicht in einem flacheren Verlauf der Transferwahrscheinlichkeit, sondern in einer Parallelverschiebung der Verteilung zu größeren Wahrscheinlichkeiten bemerkbar macht. Die Steigung der Verteilung ist durch die effektive Bindungsenergie gegeben, während eine Verstärkung auf entsprechenden spektroskopischen Faktoren beruht, die Informationen über die Kernwellenfunktionen der Anfangs- und Endzustände beinhalten und keinen Einfluß auf die Steigung haben. Bei der Interpretation und der Normierung von Transferwahrscheinlichkeiten ist es hier schon zu Mißverständnissen gekommen [Kün87].

Streuwinkelverteilungen lassen sich prinzipiell mit zwei verschiedenen Ansätzen messen: Die Messung von Anregungsfunktionen, in der unter einem konstanten Streuwinkel über eine Variation der Einschußenergie der Abstand variiert wird, oder eine Messung bei konstanter Einschußenergie, bei der der Abstand über den variablen Streuwinkel variiert wird. In dem durchgeführten Experiment wurden beide Methoden kombiniert, um einen großen Abstandsbereich mit einer Messung unter Rückwärtswinkeln zu überdecken.

5.2.5.1 Transferwahrscheinlichkeiten

Nach Gleichung 23 auf Seite 18 lassen sich Transferwahrscheinlichkeiten zumindest für gg -Kerne einfach aus dem Verhältnis zwischen den γ -Intensitäten in den Transferkanälen und dem quasielastischen Kanal bestimmen, wobei der quasielastische Kanal durch die Anregung in ^{110}Pd und die Transferkanäle repräsentiert wird. Zur Interpretation im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells sind in Abb.49 die aus den experimentellen Intensitäten bestimmten Wahrscheinlichkeiten P_{tr} als Funktion des Abstands dichtester Annäherung D für targetähnliche und in Abb.50 für projektilähnliche Transferprodukte dargestellt. Die verschiedenen Kanäle und die verwendeten Übergänge sind im Bild eingezeichnet. Zum besseren Vergleich zwischen targetähnlichen und projektilähnlichen Reaktionsprodukten sind in Abb.50 noch der $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ - und der $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ -Übergang in ^{108}Pd dargestellt. Die durchgezogenen Linien sind exponentielle Fits an die Daten, während die gestrichelten Linien den Verläufen entsprechen, die vom „Barrier Penetration“-Modell aufgrund der Bindungsenergien vorhergesagt werden.

Bei den Fits der experimentellen Transferwahrscheinlichkeiten wurden für die beiden Einschußenergien von 185 MeV und 200 MeV jeweils nur die Datenpunkte verwendet, die bei den 4 größten Streuwinkeln lagen. Die Daten für die zwei kleinsten Streuwinkel zeigen, wie auch schon bei der Absorption in Abb.31 aufgefallen war, konstante Werte in Abhängigkeit vom Abstand und nicht wie die anderen Werte einen exponentiellen Abfall, wie man es erwartet.

Die experimentellen Verläufe im 1n-pickup- und im 2n-pickup-Kanal in den targetähnlichen Kernen stimmen mit denen in den projektilähnlichen Kernen recht gut überein, wie man es erwarten würde. Der exponentielle Abfall der experimentellen Daten ist in allen Fällen kleiner als das „Barrier Penetration“-Modell voraussagt. Die Abweichungen sind für die Einnukleontransferreaktionen am geringsten und im 4n-pickup zum ^{106}Pd am größten. Die Abweichungen zwischen den Werten, die das „Barrier Penetration“-Modell vorhersagt und den experimentellen Daten könnten auch damit erklärt werden, daß die effektiven Bindungsenergien kleiner als die Separationsenergien sind. Eine Erniedrigung der effektiven Barriere und damit der effektiven Bindungsenergie ist zum Beispiel möglich, wenn der Transfer über energetisch hoch liegende Zustände verläuft. In Tabelle 5 sind dazu die Parameter K aus Gleichung 32 auf Seite 21, die daraus gewonnenen effektiven Bindungsenergien B_{eff} , die Bindungsenergien B_N , die aus den Massentabellen extrahiert worden sind, die gemessenen mittleren Summenenergien und γ -Multiplizitäten für die relevanten Übergänge in den Transferprodukten dargestellt. Wie aus der Tabelle 5

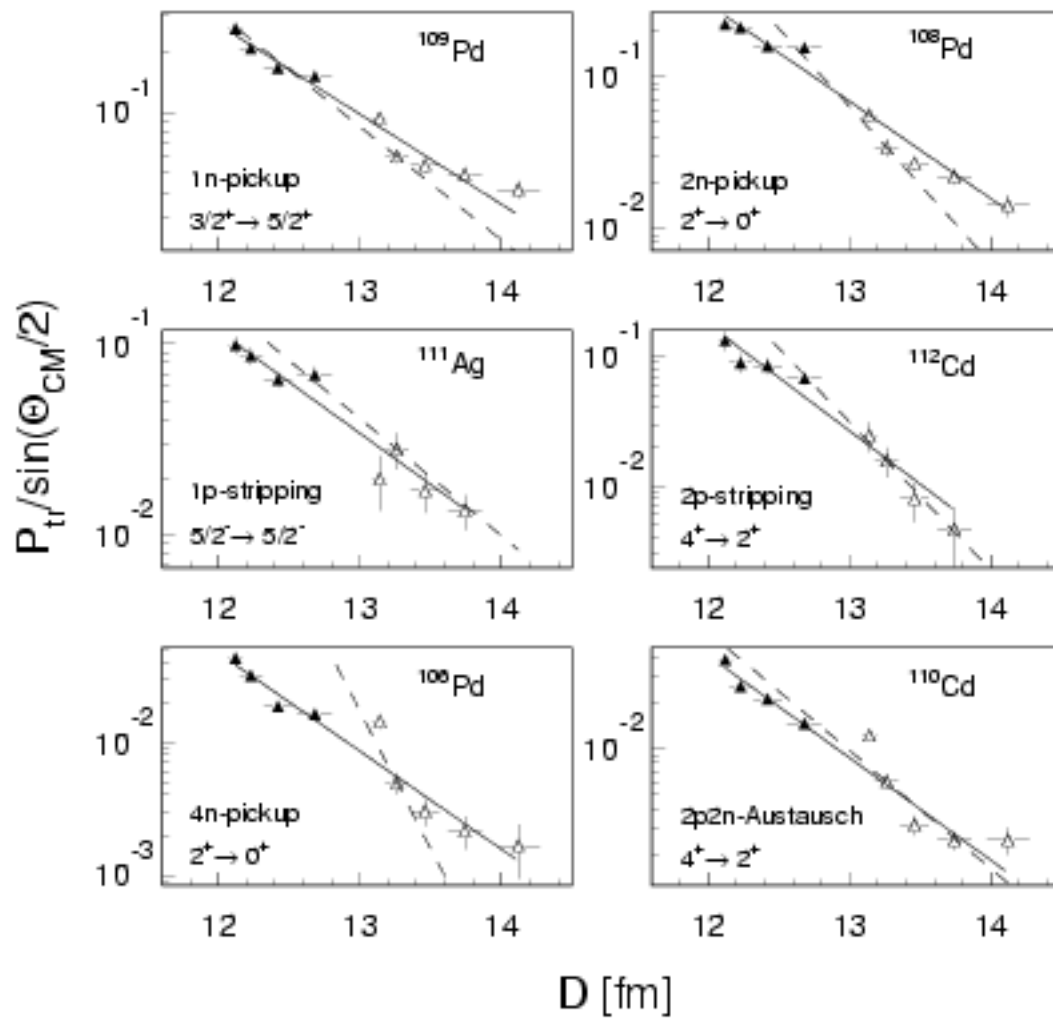


Abbildung 49: Transferwahrscheinlichkeiten $P_{tr}/\sin(\Theta_{CM}/2)$ als Funktion des Abstands dichtester Annäherung D für targetähnliche Transferprodukte. Die ausgefüllten Dreiecke gehören zu den Daten, die bei 200 MeV gemessen worden sind, die leeren Dreiecke sind Daten bei 185 MeV. Die durchgezogenen Linien sind Fits an die experimentellen Daten, die gestrichelten Linien entsprechen den Verläufen, die vom „Barrier Penetration“-Modell vorhergesagt werden.

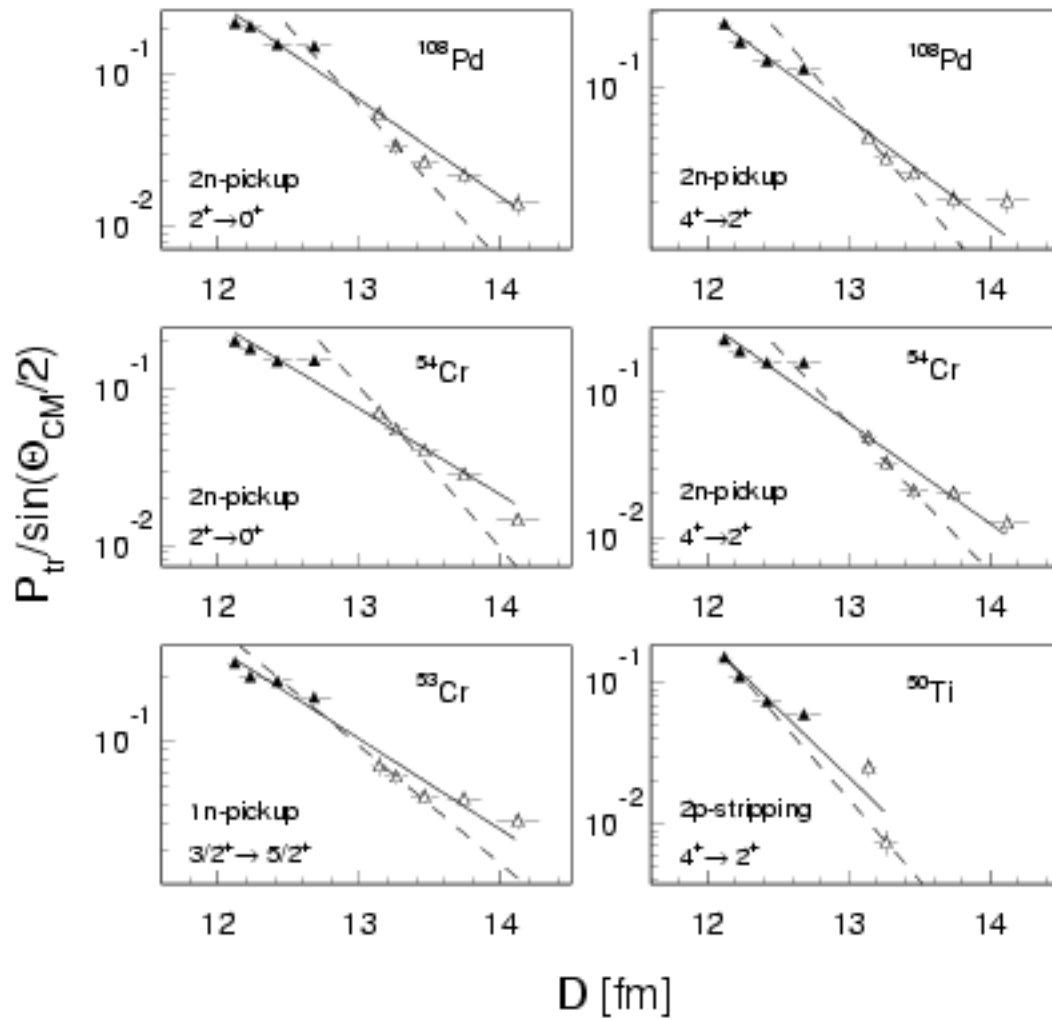


Abbildung 50: Transferwahrscheinlichkeiten $P_{tr}/\sin(\Theta_{CM}/2)$ wie in Abb.49 für ^{108}Pd und projektillähnliche Transferprodukte.

| Kanal | Über- gang | Q_{eff} [MeV] | K [fm ⁻¹] | B_{eff} [MeV] | B_N [MeV] | $B_N - B_{eff}$ [MeV] | $\langle E_{SUM} \rangle$ [MeV] | $\langle MULT \rangle$ |
|-------------------|-------------------------------|--------------------|----------------------------|--------------------|----------------|--------------------------|------------------------------------|------------------------|
| | $5/2_2^+ \rightarrow 3/2_1^+$ | | 0.8 ± 0.1 | 3.4 ± 0.8 | | 5.4 | 2.7 | 3.8 |
| ¹⁰⁹ Pd | $7/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$ | -0.9 | 0.8 ± 0.1 | 3.4 ± 0.8 | 8.8 | 5.4 | 2.1 | 3.2 |
| | $3/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$ | | 1.04 ± 0.04 | 5.7 ± 0.4 | | 3.1 | 2.3 | 3.2 |
| | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | | 1.48 ± 0.04 | 5.8 ± 0.3 | | 9.1 | 3.5 | 4.1 |
| ¹⁰⁸ Pd | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 2.7 | 1.54 ± 0.05 | 6.3 ± 0.4 | 15.0 | 8.7 | 4.1 | 6.0 |
| | $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | | 1.42 ± 0.04 | 5.4 ± 0.3 | | 9.6 | 3.7 | 4.5 |
| ¹⁰⁶ Pd | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 1.4 | 1.80 ± 0.10 | 4.4 ± 0.5 | 30.7 | 26.3 | 3.8 | 4.5 |
| ¹¹¹ Ag | $5/2_2^- \rightarrow 5/2_1^-$ | -1.0 | 1.14 ± 0.10 | 8.1 ± 1.3 | 10.5 | 2.4 | | |
| ¹¹² Cd | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 3.0 | 1.90 ± 0.13 | 9.6 ± 1.3 | 18.6 | 9.0 | 4.9 | 5.1 |
| ¹¹⁰ Cd | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | 0.8 | 1.56 ± 0.06 | 3.3 ± 0.3 | 4.4 | 91.1 | | |
| ⁵³ Cr | $5/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$ | -0.9 | 1.0 ± 0.04 | 5.3 ± 0.4 | 8.8 | 3.5 | 3.4 | 3.5 |
| ⁵⁴ Cr | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 2.7 | 1.26 ± 0.02 | 4.3 ± 0.14 | 15.0 | 11.7 | 4.0 | 4.2 |
| ⁵⁰ Ti | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | 3.0 | 1.66 ± 0.03 | 7.5 ± 0.3 | 18.6 | 11.1 | 5.3 | 4.9 |

Tabelle 5: Effektive Q -Werte Q_{eff} , K aus Gleichung 32 auf Seite 21, effektive Bindungsenergien B_{eff} , die im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells bestimmt wurden, Bindungsenergien B_N , die aus den Massentabellen von Wapstra berechnet wurden, im inneren Ball von GASP gemessene, mittlere γ -Summenenergie (E_{SUM}) und mittlere γ -Multiplizitäten ($MULT$).

ersichtlich ist, sind die gemessenen Summenenergien zu niedrig, um die Differenz zwischen den theoretischen und den gemessenen effektiven Bindungsenergien zu erklären. Alle Transferreaktionen, die mit der γ -spektroskopischen Methode untersucht worden sind und totale Summenenergien messen konnten, stellten diese verbleibende Diskrepanz fest (siehe z.B. [Ger89] oder [Eck92]).

5.2.5.2 Effektive Transferwahrscheinlichkeiten

Wie schon in Abschnitt 2.3.3 auf Seite 20 erwähnt, kann für die im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Diskrepanz zwischen theoretischer und gemessener Anregungsenergie die Form des im „Barrier Penetration“-Modell verwendeten Kastenpotentials zumindest zu einem großen Teil verantwortlich gemacht werden. Die Verwendung von realistischeren Potentialen, wie dem Woods-Saxon-Potential aus Gleichung 26, führt zu einer Erniedrigung der effektiven Barriere, da die Potentiale schon in größeren Abständen überlappen. Weiterhin soll im Folgenden die effektive Transferwahrscheinlichkeit nach Gleichung 24 in Abschnitt 2.3.2 betrachtet werden. Sie sollte eine Unterscheidung zwischen einem korrelierten Transfer zweier Nukleonen und dem sequentiellen Transfer zweier unkorrelierter Nukleonen ermöglichen. Dies war im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells nur bedingt möglich, da ein sequentieller Prozeß zweier Nukleonen auch mit Gleichung 31 beschrieben werden und so nicht vom korrelierten Transfer unterschieden werden kann. Hier sei angemerkt, daß das „Barrier Penetration“-Modell in der Literatur mit einem Kastenpotential verbunden wird. In Abb.51 sind die mit Gleichung 24 bestimmten effektiven Transferwahrscheinlichkeiten für die 1n- und 2n-pickup- und die 1p- und 2p-stripping-Reaktion als Funktion des Abstands dichtester Annäherung D dargestellt. Die theoretischen Verläufe sind mit Gleichung 33 auf Seite 22 berechnet worden. Wie dort schon angeführt und aus Abb.4 ersichtlich wurde, läßt sich die Potentialbarriere zwischen den Kernen sehr gut durch ein Parabelpotential annähern. Die Werte für den Parabelkoeffizienten k und das Maximum der Parabel wurden für jeden Abstand einzeln aus einer Minimierung der Abweichung der Parabel vom Zweizentrenpotential zwischen den Orten, bei denen die Potentiale gleich den entsprechenden Bindungsenergien waren, gewonnen. Dies war für Abstände, die in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden, möglich. Bei größeren Abständen, bei denen sich die Potentiale kaum noch überlappen, ist die Parabel keine gute Näherung mehr. Hier ist das Kastenpotential aus dem vorhergehenden Abschnitt besser angepaßt. Im Gegensatz zum „Barrier Penetration“-Modell

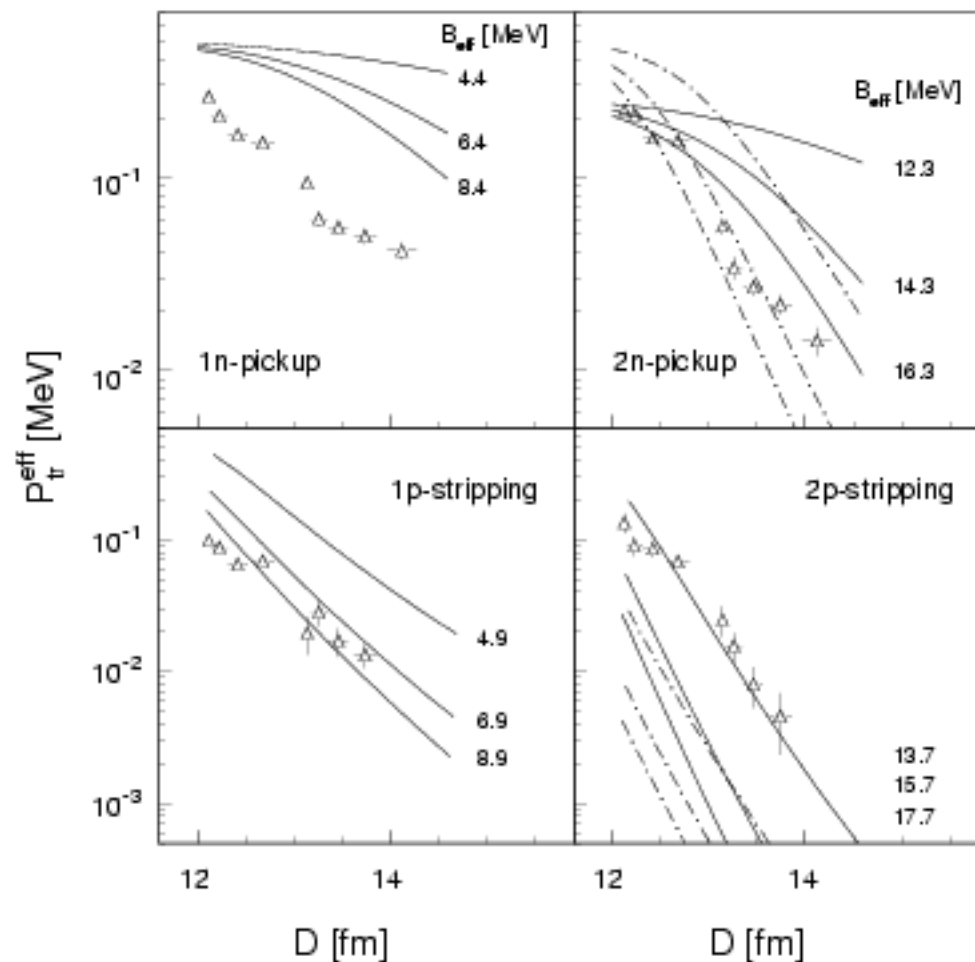


Abbildung 51: Effektive Transferwahrscheinlichkeiten P_{tr}^{eff} als Funktion des Abstands dichtester Annäherung D . Die theoretischen Verläufe sind für die angegebenen effektiven Bindungsenergien berechnet worden. Die durchgezogenen Linien in den Zweinukleonentransfers sind aus dem Quadrat des Einnukleonentransfers berechnet, die punkt-gestrichelten Linien stellen einen korrelierten Paartransfer dar.

läßt sich mit dem Parabelpotential das Coulombpotential in der eben beschriebenen Minimierung mit berücksichtigen (siehe Gleichung 27 auf Seite 19). ΔE aus Gleichung 34 wurde aus der Differenz des Maximums der Parabel und der mittleren Separationsenergie berechnet. Die theoretischen Verläufe sind für die angegebenen effektiven Bindungsenergien (B_N , B_N-2 MeV, B_N-4 MeV) berechnet worden. Die durchgezogenen Linien in den Zweinukleonentransfers sind aus dem Quadrat des Einnukleonentransfers (P_{1x}^2) berechnet, die punkt-gestrichelte Linie für einen simultanen Paartransfer (P_{2x}).

Im Gegensatz zu den Anpassungen im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells aus dem vorhergehenden Abschnitt, wurden hier die theoretischen Werte nicht auf die experimentellen Daten normiert. Dies macht die Diskrepanz im 1n-pickup-Transfer deutlich, für den das Modell eine maximale Transferwahrscheinlichkeit von 0.5 vorhersagt, da die Bindungsenergie von einem Neutron beim dichtesten Abstand schon deutlich oberhalb der Potentialbarriere liegt, während der maximale experimentelle Wert nur bei 0.3 liegt. Der Verlauf der experimentellen Daten für den Transfer von einem Neutron legt einen „kalten“ Transfer nahe, in Übereinstimmung mit den gemessenen Anregungsenergien. Im Zweineutronentransfer stimmen die absoluten Werte zwischen Rechnung und Experiment recht gut überein. Die experimentellen Daten bei einer Einschußenergie von 200 MeV sprechen eher für einen sequentiellen Prozeß, während die zwei Neutronen bei der Einschußenergie von 185 MeV bevorzugt als Paar transferiert werden. Auch in Protonentransferkanälen stimmen die absoluten Werte recht gut überein. Die Lage der Daten für den Transfer von einem Proton spricht für einen „kalten“ Transfer. Es konnten jedoch keine Anregungsenergien für diesen Kanal für einen Vergleich extrahiert werden. Im Transfer von zwei Protonen passen die Rechnungen am besten, die von einem sequentiellen Transfer zweier Protonen ausgehen und eine um 4 MeV reduzierte Bindungsenergie besitzen. Diese 4 MeV sind durchaus vergleichbar mit der gemessenen Anregungsenergie von 5 MeV. Mit einer theoretischen Anregungsenergie von 6 MeV lassen sich allerdings diese Daten auch mit dem korrelierten Paartransfer reproduzieren. Es ist demnach in diesem Rahmen keine Aussage hinsichtlich eines korrelierten oder sequentiellen Transfers zweier Protonen möglich.

Bei dem Verlauf der Transferwahrscheinlichkeit im 2p-stripping-Kanal in Abb.49, 50 oder Abb.51 fällt besonders eine Unstetigkeit zwischen den zwei verschiedenen Einschußenergien auf. So verläuft die Verteilung der Daten bei der höheren Einschußenergie deutlich flacher als bei der niedrigeren Energie. Dieses Verhalten, das auch in den anderen Transferkanälen zu erkennen ist, läßt darauf schließen, daß die effektive Bindungsenergie

der Nukleonen bei der höheren Einschubenergie kleiner als bei der niedrigen Energie ist. Dieses Verhalten wurde schon bei sehr vielen Experimenten nachgewiesen, bei denen Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion des Abstand dichtester Annäherung mit verschiedenen Einschubenergien untersucht worden sind ([Ger89], [Fer92], [Kim91], [Wuo91] oder [Reh93]). Die Unstetigkeit wurde bisher sowohl in mittelschweren Systemen (z.B. $^{36}\text{S} \rightarrow ^{92}\text{Mo}$) als auch in sehr schweren Systemen (z.B. $^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{232}\text{Th}$) mit unterschiedlich starker Ausprägung gefunden. Diese Unstetigkeit kann weder mit dem „Barrier Penetration“-Modell noch mit dem zuletzt diskutierten Tunnelmodell durch ein parabolisches Potential und einer effektiven Tunnelwahrscheinlichkeit erklärt werden, da beide nur vom Abstand der Kerne abhängig sind. Die experimentellen Daten sprechen allerdings dafür, daß die Transferwahrscheinlichkeit nicht nur vom Abstand abhängt, sondern auch von der Einschubenergie und damit vom Drehimpuls¹⁴.

Mit dem eben diskutierten Tunnelmodell hat man ein Werkzeug in der Hand, das es ermöglicht, die Wirkung verschiedener Einflüsse auf die Transferwahrscheinlichkeit abzuschätzen. Zum Abschluß dieses Abschnitts soll nun zum einen der Einfluß einer realistischeren Ladungsverteilung für den Protonentransfer und zum anderen der Einfluß der Deformation abgeschätzt werden.

5.2.5.2.1 Einfluß einer Fermi-Ladungsverteilung auf den Transfer von Protonen

Bisher wurde das Coulombpotential nach Gleichung 27 auf Seite 19 für eine homogen geladene Kugel mit einem scharfen Rand berechnet. Eine realistischere Ladungsverteilung mit einem unscharfen Rand, wie zum Beispiel eine Fermiverteilung, sollte die Coulombbarriere erniedrigen und damit eine flachere Wahrscheinlichkeitsverteilung mit sich bringen. Das elektrische Potential einer Fermi-Ladungsverteilung läßt sich aus der Ladungsdichte

$$\varrho(r) = \frac{\varrho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_c}{a}\right)} \quad (45)$$

mit

¹⁴Für den gleichen Abstand von $D=13$ fm erhält man bei einer Einschubenergie von 200 MeV einen Bahndrehimpuls $\ell = 61.9\hbar$ und bei einer Einschubenergie von 185 MeV einen Bahndrehimpuls $\ell = 30.8\hbar$.

$$\varrho_0 = \frac{Z \cdot e}{V_F} \quad (46)$$

und dem Volumen einer „Fermikugel“¹⁵

$$V_F = 4\pi \int_0^\infty \frac{r^2 \cdot dr}{1 + \exp\left(\frac{r-r_c}{a}\right)} \quad (47)$$

bestimmen¹⁵.

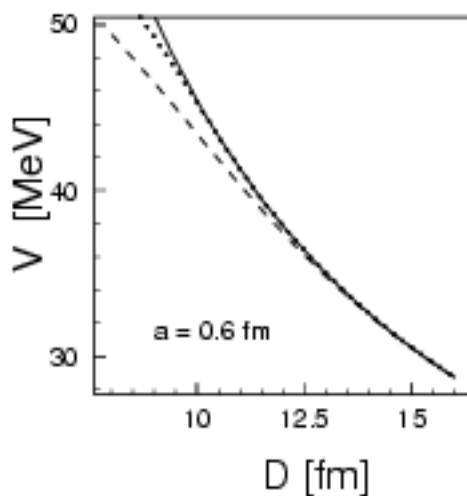


Abbildung 52: Potentiale verschiedener Ladungsverteilungen (siehe Text).

Abb.52 zeigt Potentiale verschiedener Ladungsverteilungen für ^{110}Pd . Die durchgezogene Linie stellt das Potential der 46 Protonen des Targetkerns als Punktladung, die gepunktete Linie als homogen geladene Kugel (siehe Gleichung 27 auf Seite 19) und die gestrichelte Linie als Fermiverteilung nach Gleichung 45 mit den Parametern $a=0.5$ fm und $r_c=6$ fm dar.

In einem Abstand von 12.1 fm erniedrigt eine Fermiverteilung die Coulombbarriere um 180 keV gegenüber einer homogen geladenen Kugel. Dies hat eine um $\approx 3\%$

höhere Transmissionswahrscheinlichkeit für den Zweiprotonentransfer zur Folge.

5.2.5.2.2 Einfluß einer Deformation auf den Transferprozeß

Im Rahmen dieses Modells läßt sich weiterhin der Einfluß der Deformation des Targetkerns bestimmen. Ein Einfluß der Deformation auf die Transferwahrscheinlichkeit wurde zum Beispiel in Experimenten nachgewiesen, die den Protonen-pickup an ^{144}Sm und an ^{154}Sm untersuchten. In [Par88] wurde ^{16}O als Projektil verwendet, in [Fer92] ^{36}S . Isotope von Samarium sind bekannt dafür, daß sie einen großen Bereich unterschiedlicher Deformation umfassen. So ist ^{144}Sm ein sphärischer und ^{154}Sm ein gut deformierter Kern. Beide

¹⁵Interessant ist es, das Volumen einer Fermiverteilung V_F mit dem Volumen einer Kugel V_K zu vergleichen: Für einen gegebenen Radius von $r=r_c=6$ fm (die Fermiverteilung ist bei r_c auf die Hälfte ihres maximalen Wertes abgefallen) und einer Unschärfe $a=0.5$ fm (innerhalb von a ist die Fermiverteilung von 90% auf 10% abgefallen) ergibt sich $V_F=4\pi \cdot 76.9$ fm³ und $V_K=4\pi \cdot 72.0$ fm³.

Experimente wiesen für den Protonentransfer in Verbindung mit dem deformierten ^{154}Sm einen deutlich flacheren Verlauf in der Winkelverteilung nach als im sphärischen ^{144}Sm . Unter der Annahme, daß ^{110}Pd eine axialsymmetrische Deformation (z.B. prolat) besitzt, was in diesem Massenbereich typisch ist, läßt sich der Radius des Kerns folgendermaßen parametrisieren:

$$r(\vartheta, \phi) = r_0 \cdot (1 + \beta_2 \cdot Y_{20}(\vartheta, \phi)). \quad (48)$$

r_0 ist ein Radiusparameter, wie in Gleichung 9, β ein Deformationsparameter und Y_{20} wieder eine Kugelflächenfunktion.

In Abb.53 sind die Wahrscheinlichkeiten für den Transfer von zwei Neutronen für eine Deformation von $\beta=0.1$ und ohne eine Deformation dargestellt. Für jeden Abstand wurde hierbei die Orientierung des Kerns zwischen 0° und 90° in 1° -Schritten variiert und der Mittelwert der Transferwahrscheinlichkeiten berechnet. Die Rechnungen ergeben für einen Abstand von 12.1 fm eine Erniedrigung des Potentials um ≈ 0.9 MeV. Damit erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für die Transmission von einem Neutron um 4%, für den sequentiellen Transfer zweier Neutronen um 8% und für den simultanen Transfer zweier Neutronen um 16%. Aus

Abb.53 wird weiterhin deutlich, daß im Rahmen dieses Modells die Deformation keinen Einfluß auf die Steigung der Transferwahrscheinlichkeit hat.

Man kann also feststellen, daß der Einfluß einer Deformation von $\beta=0.1$ die gleiche Erniedrigung der Potentialbarriere mit sich bringt wie eine Anregungsenergie von 0.9 MeV und somit nicht vernachlässigt werden darf. Man berücksichtigt die Deformation eines Kerns jedoch genau dann, wenn die in den Rechnungen verwendete Randunschärfe a

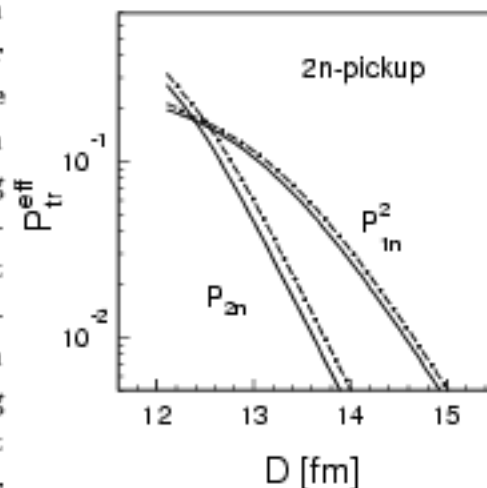


Abbildung 53: Vergleich von Transferwahrscheinlichkeiten mit (punkt-gestrichelte Linie: $\beta=0.1$) und ohne (durchgezogene Linie) Deformation.

experimentell mit schweren Ionen bestimmt worden ist, da a implizit die Deformation enthält. Dies wurde schon bei Eckert [Eck92] ersichtlich, der im System $^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{232}\text{Th}$ eine Randunschärfe $a=0.76$ fm ermittelte, die sich deutlich von dem Wert $a=0.57$ fm unterscheidet, der in einem Elektronenstreuexperiment gefunden wurde. Eine über alle Orientierungen gemittelte effektive Oberflächenunschärfe ergab mit der Unschärfe $a=0.57$ fm ($\langle a \rangle = 0.78$ fm), in guter Übereinstimmung mit dem oben angegebenen Wert. Im Rahmen dieser Betrachtung findet man keinen Einfluß der Deformation auf die Steigung der Transferwahrscheinlichkeit, wie sie in den oben angegebenen Messungen festgestellt worden ist. Auch Landowne [Lan88b] konnte in seiner Betrachtung eine Verstärkung, aber keine Änderung der Steigung finden.

5.2.5.3 Einfluß der Anregungsenergie auf die Transferwahrscheinlichkeit

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit sich unterschiedliche Anregungsenergien und γ -Multiplizitäten auf die Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeiten vom Abstand dichtester Annäherung auswirken.

In Abb.54 sind Transferwahrscheinlichkeiten für den Zweineutronentransfer bei einer Einschubenergie von 185 MeV für die vier in Abb.45 eingezeichneten Bereiche als Funktion von D dargestellt. Bei dieser Darstellung wurde ^{54}Cr und nicht ^{108}Pd gewählt, da bei ^{54}Cr keine Targetverunreinigung berücksichtigt werden muß, die bei kleinen Intensitäten dominieren würde. Im vorletzten Abschnitt wurde gezeigt, daß sich ^{54}Cr und ^{108}Pd in ihrer Abhängigkeit vom Abstand sehr ähnlich verhalten.

Das Überraschende in Abb.54 ist der sehr flache Verlauf für den Bereich niedriger Anregungsenergie und Multiplizität, im Gegensatz zu den deutlich steileren Verläufen bei hohen Anregungsenergien. Man hätte eigentlich genau das entgegengesetzte Verhalten erwartet: Hohe Anregungsenergien sollten einer reduzierten Bindungsenergie entsprechen und einen flachen Verlauf zur Folge haben. Weiterhin entsprechen die Neigungen K_{exp}^{2n} der Kurven B und D gerade derjenigen K_{theo}^{2n} , die man im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells erwarten würde: $K_{exp}^{2n}(B,D) = 2.5 \pm 0.2 \text{ fm}^{-1}$, $K_{theo}^{2n} = 2.4 \text{ fm}^{-1}$. Demgegenüber steht $K_{exp}^{2n}(A) = 0.98 \pm 0.04 \text{ fm}^{-1}$.

Ein flacherer Verlauf für niedrige Anregungsenergien und niedrige Multiplizitäten wurde auch schon von Juutinen [Juu87] und von Kernan [Ker91] in einer $^{162}\text{Dy}(^{116}\text{Sn}, ^{118}\text{Sn})^{160}\text{Dy}$ Reaktion nachgewiesen. Im Gegensatz zu Juutinen findet Kernan auch eine Übereinstimmung zwischen dem vom „Barrier Penetration“-Modell vorhergesagten Verlauf und

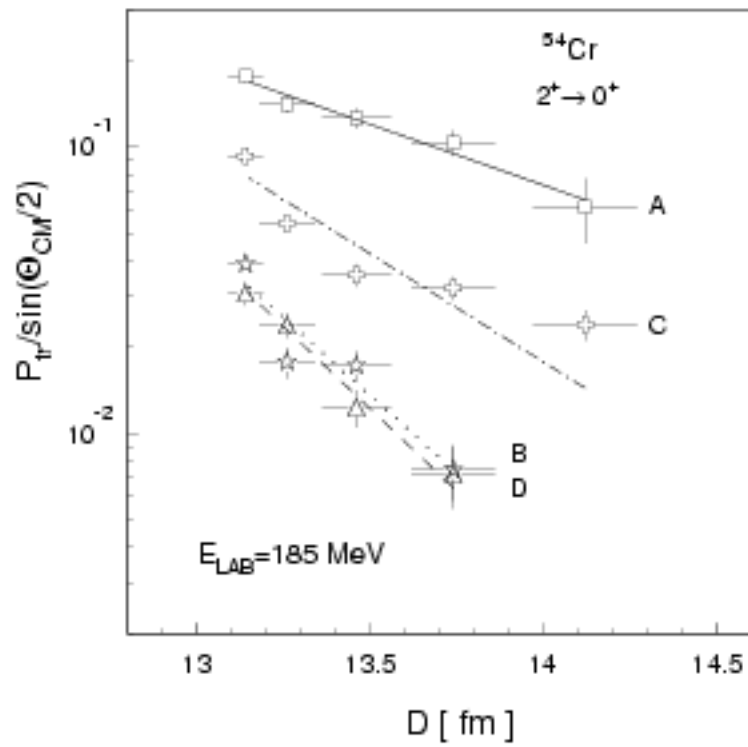


Abbildung 54: Wahrscheinlichkeiten für den Transfer von zwei Neutronen zum ^{54}Cr bei einer Einschussenergie von 185 MeV für die vier in Abb.45 dargestellten Bereiche unterschiedlicher Summenenergie und γ -Multiplizität (A: Quadrate, B: Dreiecke, C: Kreuze, D: Sterne).

dem experimentellen Verlauf für hohe Anregungsenergien. Bei ihm, wie auch in dem in der vorliegenden Arbeit untersuchten System, sind demnach Effekte, die mit niedriger Anregungsenergie verbunden sind, verantwortlich für die häufig gefundene Diskrepanz. Kernan findet allerdings für niedrige Anregungsenergien eine oszillatorische Abhängigkeit der Transferwahrscheinlichkeit von D , die nach Landowne auf einer Interferenz zwischen verschiedenen Transferamplituden beruht, die von unterschiedlichen Orientierungen des deformierten Kerns stammen und zum gleichen Endzustand führen ([Lan88a]). Juutinen fand in dem gleichen System keine oszillatorische Abhängigkeit. Er konnte zwar auch eine mit der Multiplizität und Energie zunehmende Steigung der Transferwahrscheinlichkeit feststellen, wobei aber keine Kurve so flach wie vom „Barrier Penetration“-Modell vorhergesagt verlief.

5.2.5.4 Lokalisation des Transferprozesses

Im Folgenden wird noch einmal auf die sowohl in der Absorption als auch in den Transferwahrscheinlichkeiten gemessenen Unstetigkeiten bei unterschiedlichen Einschußenergien eingegangen.

Neben dem in Abschnitt 5.1.2 diskutierten Ansatz zur Erklärung der Unstetigkeiten durch eine Ablenkung des Projektils von der Trajektorie aufgrund der einsetzenden nuklearen Wechselwirkung, ergibt sich ein weiterer Ansatz aus der Frage nach der Lokalisation des Transferprozesses. Beide Ansätze stellen den Zusammenhang zwischen dem Abstand D und dem Streuwinkel Θ nach Gleichung 7 in Frage.

Ob die Verteilung der Transferwahrscheinlichkeit durch die klassische Dynamik bestimmt wird oder ob die quantenmechanische Unschärfe die Verteilung dominiert, hängt von der Stärke der Lokalisation des Prozesses im Drehimpuls ab. Grundlage für die bisherigen Betrachtungen war die Beschreibung im Rahmen der klassischen Dynamik.

Ein Maß zur Unterscheidung der beiden Bereiche ist die Breite der Partialwellenverteilung $\Delta\ell_c$. Sie läßt sich nach Bass folgendermaßen berechnen [Bas80]:

$$\Delta\ell_c = \frac{\sqrt{\eta}}{\sin(\Theta_0/2)}. \quad (49)$$

η ist wieder der Sommerfeldparameter und Θ_0 ist der Streuwinkel, bei dem die Trans-

ferwahrscheinlichkeit maximal ist. Ist die gemessene Partialwellenverteilung breiter als $\Delta\ell_c$, so ist eine Betrachtung des Streuprozesses im Rahmen der klassischen Dynamik gerechtfertigt, ist allerdings die experimentelle Verteilung schmaler als $\Delta\ell_c$, so beruht die Breite der Verteilung im Ortsraum, also in D , auf der quantenmechanischen Unschärfe. Unter der Voraussetzung der klassischen Dynamik kann der kritische Drehimpuls nach [Wuo91] in eine kritische Breite ΔD_c im Ortsraum umgerechnet werden:

$$\Delta D_c = \sqrt{h \cdot D_0 \cdot \sqrt{\frac{2}{\mu \cdot c^2 \cdot V_c} \cdot \frac{x-1}{x}}}. \quad (50)$$

D_0 entspricht dem Maximum der Verteilung, μ ist die reduzierte Masse des Systems, V_c ist die Coulombbarriere und $x = E_{CM}/V_c$. Für die Umrechnung von $\Delta\ell_c$ nach ΔD_c wurde allerdings schon vorausgesetzt, daß die klassische Dynamik dominant ist.

Für die folgende Diskussion ist es sinnvoll, die Definition der Transferwahrscheinlichkeit aus Gleichung 22 in Abschnitt 2.3.2 zu modifizieren:

$$P_{tr} = \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_{qc}} \cdot (1 - P_{abs}) = \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_R}. \quad (51)$$

Die Wahrscheinlichkeit wird jetzt nicht mehr nur relativ zu Ereignissen betrachtet, die nicht mit einer Absorption verbunden sind, sondern relativ zum gesamten Rutherfordwirkungsquerschnitt. In Abb.55 sind die so berechneten, experimentellen Daten für den In-, 2n-, 1p- und 2p-Transfer dargestellt. Die punkt-gestrichelten Kurven sind Ergebnisse von DWBA-Rechnungen (Distorted Wave Born Approximation), die mit dem weiter oben angegebenen Datensatz von van den Berg [Ber91] erzielt worden sind. Für eine optimale Anpassung der theoretischen Kurven an die experimentellen Daten mußte $r_V=r_W$ von 1.25 fm auf 1.215 fm reduziert werden. Die DWBA-Rechnungen wurden mit dem Programm PTOLEMY ([Roh80] oder [Far78]) durchgeführt, wobei für die Berechnung der Wellenfunktionen der gebundenen Zustände die üblichen Potentialparameter $a=0.65$ fm und $r_V=r_W=1.25$ fm benutzt [Sat83] und die spektroskopischen Faktoren gleich eins gesetzt wurden, da hier nur die Formen der Verteilungen interessant sind. In DWBA-Rechnungen wird der Transferprozeß als Störung der elastischen Streuung in erster Näherung berechnet. Es können damit nur Einstufenprozesse berücksichtigt

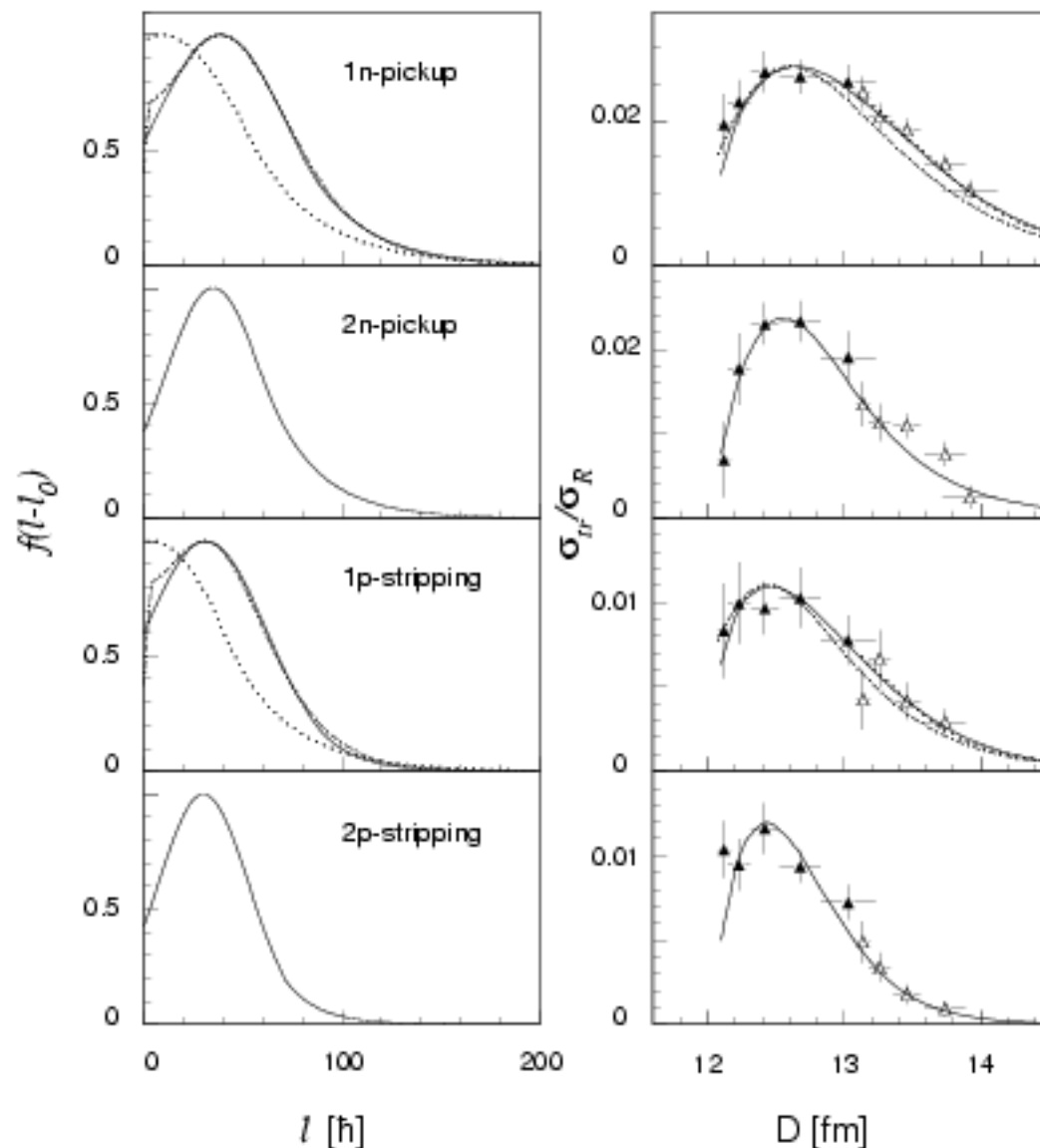


Abbildung 55: Verteilungen von Formfaktoren (links) und Transferwahrscheinlichkeiten (rechts) in den angegebenen Transferkanälen. Die gepunkteten (punkt-gestrichelten) Kurven stammen aus DWBA-Rechnungen bei einer Einschussenergie von 185 MeV (200 MeV), wie auch die ausgefüllten (leeren) experimentellen Werte. Die durchgezogenen Linien für den Transfer von einem Nukleon stammen aus Anpassungen von Formfaktoren an DWBA-Rechnungen und für den Transfer von zwei Nukleonen aus Anpassungen der Transferwahrscheinlichkeiten an die experimentellen Daten.

werden.

Da der Zweinukleonentransfer nicht als Einstufenprozess beschrieben werden kann, sind hier keine DWBA-Rechnungen möglich. Es ist jedoch möglich, Streuamplituden $f_{tr}(\Theta)$ für einen Transferprozeß im Rahmen einer Partialwellenentwicklung zu parametrisieren ([Bas80]):

$$f_{tr}(\Theta) = \frac{1}{2ik} \cdot \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \cdot f(l-l_0) \cdot \exp(2i\sigma_l) \cdot P_l(\cos(\Theta)). \quad (52)$$

σ_l ist die Coulomb-Phasenverschiebung, $f(l-l_0)$ der parametrisierte Formfaktor und $P_l(\cos(\Theta))$ sind die Legendre-Polynome. Aus den Streuamplituden läßt sich der Wirkungsquerschnitt berechnen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_{tr}(\Theta)|^2. \quad (53)$$

Neben den Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion von D sind in Abb.55 die Formfaktoren $f(l-l_0)$ als Funktion der Partialwellen l dargestellt. Die Ergebnisse der DWBA-Rechnungen sind im In- und Ip-Transfer wieder mit den punkt-gestrichelten Kurven dargestellt.

Mit einer Gaußverteilung und einer Exponentialverteilung für größere Werte von l wurden anschließend die Formfaktoren $f(l-l_0)$ der DWBA-Rechnungen gefittet. Die durchgezogenen Linien in Abb.55 stellen diese Anpassungen und die mit dieser Verteilung der $f(l-l_0)$ und Gleichung 53 berechneten Abhängigkeit der P_{tr} von D dar. Die Parametrisierung des Formfaktors nach Gleichung 52 kann demzufolge die Ergebnisse der DWBA-Rechnungen gut reproduzieren. Aufgrund dieser Übereinstimmung sollten sich auch die Zweinukleonentransferkanäle entsprechend parametrisieren lassen. Hierfür wurden die Formfaktoren solange variiert, bis die aus ihnen berechneten Wahrscheinlichkeitsverteilungen optimal die experimentellen Daten reproduzierten. Formfaktoren wie auch die aus ihnen bestimmten Transferwahrscheinlichkeiten sind in Abb.55 dargestellt. Aus den Verteilungen in dieser Abbildung lassen sich für alle vier Transferreaktionen die Halbwertsbreiten bestimmen, die in Tabelle 6 mit den nach Gleichung 49 und 50 berechneten, kritischen Breiten aufgelistet sind. Aus dem Vergleich der experimentellen

| Kanal | l_0 [\hbar] | D_0 [fm] | $\Delta\ell_c$ [\hbar] | ΔD_c [fm] | $\Delta\ell_{exp}$ [\hbar] | ΔD_{exp} [fm] |
|--------------|----------------------|---------------|-------------------------------|----------------------|-----------------------------------|--------------------------|
| 1n-pickup | 38 | 12.61 | 10 | 0.23 | 78 | 1.6 |
| 2n-pickup | 35 | 12.54 | 10 | 0.23 | 57 | 0.9 |
| 1p-stripping | 31 | 12.45 | 10 | 0.23 | 71 | 1.2 |
| 2p-stripping | 30 | 12.44 | 10 | 0.23 | 53 | 0.9 |

Tabelle 6: Drehimpuls l_0 und Abstand D_0 , bei denen die Transferwahrscheinlichkeiten maximal sind, kritische Drehimpulsbreite $\Delta\ell_c$ und Abstandsbreite ΔD_c sowie die experimentell bestimmten Breiten $\Delta\ell_{exp}$ und ΔD_{exp} .

bzw. berechneten mit den kritischen Breiten ist ersichtlich, daß die Transferreaktionen, die in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden, im Rahmen einer klassischen Dynamik beschrieben werden können. Die Transferprozesse sind sowohl im Ort als auch im Drehimpuls zu wenig lokalisiert als daß sie durch die quantenmechanische Unschärfe bestimmt werden könnten. Es läßt sich allerdings feststellen, daß der Transfer von zwei Nukleonen mehr lokalisiert ist als der Transfer von nur einem Nukleon.

In Abb.56 ist die kritische Breite ΔD_c als Funktion von verschiedenen Einschußenergien

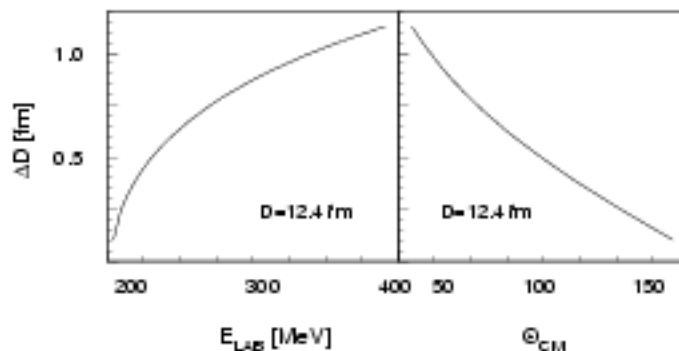


Abbildung 56: Die kritische Breite ΔD_c aus Gleichung 50 für das System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ als Funktion der Einschußenergie E_{LAB} und dem Streuwinkel Θ_{CM} .

und Streuwinkeln dargestellt, die, zumindest in klassischer Näherung, alle zu einem Abstand dichtester Annäherung D von 12.4 fm führen. Aus dieser Abbildung wird ersichtlich, daß sich gerade bei hohen Einschußenergien oder bei Messungen unter kleinen

Streuwinkeln die quantenmechanische Unschärfe bemerkbar machen sollte und die Breite der Streuwinkelverteilung bestimmt.

6 Abschließende Diskussion und Ausblick

Nachdem im letzten Kapitel die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit dargestellt und diskutiert worden sind, sollen in diesem Kapitel Überlegungen und Vorschläge für Experimente beschrieben werden, die auf den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit aufbauen. Dabei soll die Erzeugung und Untersuchung exotischer Kerne durch Vielnukleonentransfer sowie die Untersuchung von totalen Anregungsenergien in Zweinukleon-Transferreaktionen näher betrachtet werden:

(i) *γ -Spektroskopie exotischer Kerne nach Vielnukleonentransfer.*

Aus den gemessenen γ -Intensitäten in den Transferprodukten läßt sich eine untere Nachweisgrenze mit dem verwendeten Aufbau von $\sigma_{\text{lim}} \approx 100 \mu\text{b}$ bestimmen. In dem untersuchten System $^{110}\text{Pd}+^{52}\text{Cr}$ ist jeder Transfer von zwei weiteren Nukleonen im Mittel um einen Faktor fünf unterdrückt. Im Folgenden wird abgeschätzt, wieviele Transferstufen bei einem Einsatz des EUROBALL III-Spektrometers nachweisbar sein sollten. GASP hatte eine Photopeakeffizienz von 3.3% für den Nachweis eines γ -Quants mit der Energie von 600 keV. Simulationen für das EUROBALL III-Spektrometer ergeben eine entsprechende Photopeakeffizienz von 16%. Durch den Einsatz dieses im Bau befindlichen Detektorsystems kann daher für den Nachweis eines γ -Quants eine 5 mal und für den Nachweis zweier γ -Quanten eine 25 mal größere Effizienz erwartet werden. Dies würde eine Nachweisgrenze von ungefähr $4 \mu\text{b}$ bedeuten und sollte es ermöglichen, einen Transfer von bis zu 8 Protonen mit der γ -spektroskopischen Methode nachweisen und untersuchen zu können.

Im System $^{208}\text{Pb}+^{144}\text{Sm}$, das schon im vorhergehenden Kapitel erwähnt wurde, konnte mit einem Massenspektrometer für den 8-Protonentransfer ein Wirkungsquerschnitt von $4 \pm 2 \mu\text{b}$ bestimmt werden ([Spe91]). Von Oertzen schätzte für die Reaktion $^{248}\text{Cm}(^{144}\text{Sm},^{132-x}\text{Sn})^{260+x}\text{Hs}$, die den Transfer von 12 Protonen beinhaltet, einen Wirkungsquerschnitt von $\approx 32 \text{ nb}$ ab ([Oer92], siehe auch [Tür92]). Der Transfermechanismus würde damit zu einer Alternative zum Fusionsmechanismus in der Erzeugung neuer und superschwerer Elemente werden. Mit der γ -spektroskopischen Methode wäre man eventuell in der Lage, in diesem Stoßsystem nach dem Transfer von 8 Protonen Isotope vom Element 104 (Rutherfordium) nachzuweisen und deren Kernstruktur zu untersuchen.

Eine weitere interessante Reaktion könnte der 4-Protonentransfer vom ^{136}Xe zum

^{132}Sn und seiner Nachbarkerne sein. Mit einem geeigneten Projektil sollte man in der Lage sein, weitere Informationen über die Kernstruktur über den doppelmagischen Kern ^{132}Sn zu erhalten.

- (ii) *Studium der Anregungsenergien in Reaktionsprodukten nach Transfer von zwei Nukleonen.*

In dem untersuchten System konnten die bisher größten Anteile einer „kalten“ Komponente in der Anregungsenergie nach dem Transfer von zwei Nukleonen nachgewiesen werden. Es konnte festgestellt werden, daß in dem System $^{52}\text{Cr} \rightarrow ^{110}\text{Pd}$ der Transfer von zwei Protonen zu höheren Anregungsenergien führt als der Transfer von zwei Neutronen, die zusätzliche Coulombbarriere also nicht entscheidend das Tunneln durch die Potentialbarriere verstärkt. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß der Anteil von „kalten“ Transferprozessen dann besonders hoch ist, wenn die Paarungsenergie besonders groß und zusätzlich größer als der effektive Q-Wert ist. Das untersuchte System zeichnet sich vor allem durch eine relativ hohe Paarungsenergie des Donatorkerns aus. Gerade die Neutronen in ^{110}Pd haben eine hohe Paarungsenergie und weisen auch im Experiment sehr deutlich Eigenschaften eines „kalten“ und korrelierten Paartransfers auf.

Ein anderes Indiz für die Bedeutung der Paarkraft für die Untersuchung von korrelierten Paartransferreaktionen betrifft die Zahl von Valenznukleonen. So zeigt zum Beispiel ^{144}Sm in Verbindung mit ^{208}Pb eine Verstärkung der Transferwahrscheinlichkeit im Protonentransfer [Spe91]. ^{144}Sm besitzt 62 Protonen und damit 12 Protonen außerhalb der abgeschlossenen Schale bei $Z=50$, während die Neutronen, die keine Verstärkung zeigen, gerade die Schale bei $N=82$ vollständig füllen¹⁶. Es wäre sicher aufschlußreich, in diesem System Anregungsenergien zu messen, da die Paarungsenergien ($\delta_{don}=2.0$ MeV, $\delta_{acc}=0.7$ MeV) kleiner als der effektive Q-Wert ($Q_{eff}=2.1$ MeV) sind.

In dem in dieser Arbeit untersuchten System hat ^{52}Cr eine gefüllte Neutronenschale ($N=28$) und 4 Valenzprotonen ($Z=24$). ^{110}Pd besitzt dagegen mit $N=64$ eine offene Neutronenschale, in der sich 14 Valenznukleonen befinden und mit $Z=46$ nur 4 Valenzprotonen (eigentlich 4 Protonenlöcher). Auch hier zeigt der Nukleontyp, von dem viele Valenznukleonen existieren, ausgeprägtere Paarkorrelationen.

Im System $^{232}\text{Th}(^{90}\text{Zr},^{92}\text{Zr})^{230}\text{Th}$ [Ger89] besitzt der Projektilkern eine abgeschlos-

¹⁶Dieses System wurde gerade so gewählt, daß nur ein Kern eine große Zahl von Valenzprotonen besitzt [Spe91].

sene Neutronenschale, während ^{232}Th mit 142 Neutronen 16 Valenzneutronen besitzt und damit auch Paarkorrelationen zeigen sollte. Für den sehr geringen Anteil der „kalten“ Komponente (<0.01) könnte auch hier der große Q-Wert von 4.3 MeV verantwortlich gemacht werden.

Auch ^{162}Dy sollte ausgeprägte Paarkorrelationen zeigen, weil es 14 Valenznukleonen besitzt, bei einer nur moderaten Paarungsenergie von 1.7 MeV. Da man nur einen relativ kleinen Anteil von korrelierten Prozessen mißt, liegt die Vermutung nahe, daß die Paarungsenergie mehr Bedeutung als nur die Zahl von Valenznukleonen hat. Im System $^{232}\text{Th}(^{18}\text{O},^{20}\text{O})^{230}\text{Th}$, das einen relativ großen Anteil von „kaltem“ Paarttransfer aufweist (siehe Tabelle 4), besitzt gerade ^{20}O eine hohe Paarungsenergie von 3.6 MeV und nur vier Valenznukleonen. Hier wie in ^{162}Dy macht es sich bemerkbar, daß die Paarungsenergie nicht unbedingt sehr große Werte in halbgefüllten Schalen haben muß (siehe Abb.8 oder [Boh69]).

Ein schon geplantes Experiment hat zum Ziel herauszufinden, inwiefern eine im Vergleich zum effektiven Q-Wert große Paarungsenergie notwendig für die Meßbarkeit eines korrelierten Paarttransfers ist. Die Zweinukleonentransferreaktion sollte an zwei Stoßsystemen untersucht werden, die sich nur darin unterscheiden, daß in dem einen die Paarungsenergie größer als der effektive Q-Wert ist und in dem anderen der effektive Q-Wert die Paarungsenergie überwiegt. Hier bietet sich z.B. die Untersuchung des Zweineutronentransfers in verschiedenen Samariumisotopen an, wie z.B. ^{150}Sm und ^{152}Sm als Target und ^{116}Sn in beiden Fällen als Projektil. Der sphärische Kern ^{150}Sm hat als Donator eine Paarungsenergie $\delta_n=2.1$ MeV, ^{116}Sn als Akzeptor eine Paarungsenergie von $\delta_n=2.4$ MeV. Der 2n-pickup-Kanal hat in diesem Fall einen Q-Wert von 2.4 MeV und liegt damit über dem mittleren Wert der Paarungsenergien. Der deformierte Kern ^{152}Sm besitzt eine Paarungsenergie von $\delta_n=2.7$ MeV und in Verbindung mit ^{116}Sn auch den Q-Wert von 2.4 MeV. Somit ist in diesem System die mittlere Paarungsenergie größer als der Q-Wert. Mit einer Messung von totalen Anregungsenergien in diesen beiden Stoßsystemen sollte die Abhängigkeit des „kalten“ Transfers von der Paarungsenergie und dem effektiven Q-Wert weitergehend untersucht werden können. Diese und andere systematische Untersuchungen sollten an GASP oder an der Heidelberg-Darmstädter Kristallkugel durchgeführt werden. GASP, in Verbindung mit dem zur Zeit im Bau befindlichen Beschleuniger in Legnaro, der es ermöglichen soll, ^{208}Pb bis an die Coulombbarriere zu beschleunigen oder auch der geplante Zusammenbau von 5 CLUSTER-Detektoren mit dem Heidelberg-Darmstädter Kristallkugelspektrometer bei der GSI in Darmstadt, bei

der auch ^{208}Pb -Strahlen zur Verfügung stehen, wird es ermöglichen, über das Verständnis vom korrelierten Paartransfer hinaus neue Einsichten zum Beispiel in die Drehimpulsabhängigkeit der Paarkraft zu erhalten. Dabei stehen zwei Aspekte im Vordergrund:

Zum einen der Übergang zwischen einer normal- und einer supraflüssigen Kernoberfläche, da die Corioliskraft bei hohen Rotationsfrequenzen zur Reduzierung der Paarwechselwirkung führt [Mot58, Mot60] und zum anderen die Vorzeichenumkehr im Matrixelement des Paartransfers bei bestimmten Rotationsfrequenzen und in bestimmten Kernen. Dieser Vorzeichenwechsel sollte im Paartransfer zwischen Yrast-zuständen vor und nach dem Kreuzen z.B. der Grundzustands- und einer Zweiquasiteilchenbande auftreten. Dieser Berührungspunkt der zwei Energieflächen, die durch die Rotationsfrequenz und das chemische Potential aufgespannt werden, wird Diabolischer Punkt genannt und der Paartransfer um diesen Punkt herum als Diabolischer Paartransfer bezeichnet. Er wäre ein Hinweis auf die von Berry eingeführte geometrische Phase und deren Existenz in Atomkernen [Gru79, Nik87a, Nik87b, Ber84]. Die experimentelle Untersuchung dieser beiden Aspekte setzt zum einen einen möglichst großen Anteil eines korrelierten Paartransfers am gesamten Wirkungsquerschnitt des Zweinukleonentransfers und zum anderen die Bevölkering von Zuständen, die jenseits des Kreuzungspunktes liegen, voraus. Solch hohen Drehimpulse sind durch Coulombanregung nur durch die Verwendung sehr schwerer Ionen wie z.B. des ^{208}Pb zu erreichen.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden im Beschleunigerlabor LNL in Legnaro Nukleonentransferreaktionen im System $^{110}\text{Pd}+^{52}\text{Cr}$ bei Einschußenergien von 175 MeV, 185 MeV und 200 MeV ($E/V_c \approx 0.9, 0.95$ und 1.03) untersucht.

Rückgestreute, projektilähnliche Reaktionsprodukte wurden in einem Winkelbereich $78^\circ < \vartheta_{\text{lab}} < 162^\circ$ mit einem für das Experiment neu entwickelten Parallelplattenzähler nachgewiesen. Die zweidimensionale Ortsbestimmung erfolgte dabei über die Ladungsteilung auf einer Widerstandsschicht. Mit dem verwendeten Aufbau konnte eine Ortsauflösung von weniger als 4 mm im Zentrum und etwas mehr als 4 mm an den Rändern der Widerstandsschicht erreicht werden. Es konnte weiterhin zum ersten Mal gezeigt werden, daß sich eine Abbildungsvorschrift von den gemessenen Ladungen auf die Positionen mit Hilfe eines künstlichen neuronalen Netzes finden läßt. Das neuronale Netz bestand dabei aus einem dreischichtigen Perzeptron, in dem mit Hilfe des Backpropagation-Algorithmus Gewichte und Schwellen bestimmt wurden.

Der ortsempfindliche Teilchennachweis ermöglichte es, für jedes Ereignis zum einen den Abstand dichtester Annäherung beim Stoß zu bestimmen und zum anderen die Dopplerverschiebung der im Fluge emittierten γ -Quanten zu korrigieren.

Die γ -Strahlung wurde mit dem 4π - γ -Spektrometer GASP gemessen. GASP bestand zur Zeit der durchgeführten Experimente aus 35 hochauflösenden, großvolumigen Germaniumdetektoren und 80 BGO-Detektoren. Die Reaktionsprodukte konnten anhand ihrer charakteristischen γ -Strahlung, die in den Ge-Detektoren nachgewiesen wurde, identifiziert und selektiert werden. Die BGO-Detektoren dienten der Messung von γ -Summenenergien und γ -Multiplizitäten in den jeweils durch die Ge-Detektoren selektierten Reaktionskanälen.

In den durchgeführten Experimenten war es möglich, 11 verschiedene Transferprodukte zu identifizieren, darunter einen Transfer von 10 Nukleonen. Alle Transferreaktionen, die einen Transfer von mehr als einem Nukleon beinhalten, zeichnen sich dabei durch ähnliche, effektive Q-Werte von $\approx 2-3$ MeV aus. Darüberhinaus läßt sich genau ein Transferpfad finden, der über alle gemessenen pickup-Produkte führt und nur mit kleinen effektiven Q-Werten verbunden ist. Auf diesem Pfad werden immer mindestens zwei Nukleonen in einem Schritt transferiert. Dies legt einen korrelierten Transfer

mehrerer Nukleonen nahe; es muß jedoch berücksichtigt werden, daß die verwendete γ -spektroskopische Methode nur eine eingeschränkte Sensitivität auf den Nachweis von Kernen mit ungerader Nukleonenzahl hat. Für eine Verstärkung des Transfers zweier korrelierten Nukleonen gegenüber dem sequentiellen Transfer zweier Nukleonen spricht die totale Transferwahrscheinlichkeit, die für den Zweinukleonentransfer fast so groß wie für den Einnukleonentransfer ist. Als Grenze für den Nachweis von Transferprodukten konnte ein Wirkungsquerschnitt von $\approx 100 \mu\text{b}$ ermittelt werden.

Für die Transferprodukte des 1n-, 2n- und 4n-pickup- und des 2p-stripping-Kanals war eine Messung von Anregungsenergien in dem inneren Ball aus den 80 BGO-Detektoren möglich. Die gemessene mittlere Anregungsenergie von $\approx 2 \text{ MeV}$ in der 1n-pickup-Reaktion stimmt gut mit DWBA-Rechnungen überein. Um die endliche Effizienz der BGO-Detektoren bei der Bestimmung einer „kalten“ Komponente zu berücksichtigen, wurden Monte-Carlo-Simulationsrechnungen durchgeführt, aus denen sich das Ansprechverhalten von GASP bestimmen ließ. Für die 2n-pickup-Reaktion konnte ein Anteil von 30(4)%, für die 4n-pickup-Reaktion ein Anteil von 31(6)% und für die 2p-stripping-Reaktion ein Anteil von 16(6)% für einen „kalten“ Transfer extrahiert werden. Eine Ursache für diese bisher größten gemessenen Anteile einer „kalten“ Komponente könnte in den großen Paarungsenergien liegen, die größer als die effektiven Q-Werte sind.

Ferner ermöglichte die Messung von Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion des Abstands dichtester Annäherung einen Vergleich von effektiven Bindungsenergien mit gemessenen Anregungsenergien. Wie in vorhergehenden Experimenten ergab sich auch hier ein Widerspruch im Rahmen des „Barrier Penetration“-Modells. Die aus den exponentiellen Verläufen der Transferwahrscheinlichkeiten gewonnenen, kleinen effektiven Bindungsenergien sollten hohe Anregungsenergien mit sich bringen. Gemessen wurden aber, gerade im Transfer von zwei und vier Neutronen, deutlich niedrigere Energien als die flachen Verläufe nahelegen. Eine bessere Übereinstimmung wurde mit einem realistischeren Potential erzielt, in dem schon bei größeren Abständen ein Überlapp der Kernpotentiale erlaubt ist und das effektive Tunnelwahrscheinlichkeiten berücksichtigt. Dieses Modell ist in der Lage, das Verhalten der Transferwahrscheinlichkeiten als Funktion des Abstands im Einklang mit den gemessenen Anregungsenergien zu reproduzieren. Im Transfer von einem und zwei Protonen und im Transfer von zwei Neutronen kann es auch die absoluten Wahrscheinlichkeiten beschreiben. Es erlaubt aber keine eindeutige Aussage, inwieweit der Transfer von zwei Nukleonen sequentiell oder korreliert verläuft.

Ein weiteres Ergebnis dieser Arbeit ergab sich aus der Kombination der gemessenen Summenenergien mit den gemessenen Transferwahrscheinlichkeiten. So ist der Verlauf der Wahrscheinlichkeit für den Transfer zweier Neutronen als Funktion des Abstands dichtester Annäherung für kleine Anregungsenergien sehr viel flacher als für hohe Anregungsenergien. Dies steht im Widerspruch zu bisher bekannten Modellen, die für hohe Anregungsenergien einen flachen Verlauf vorhersagen. Darüberhinaus entspricht der Verlauf der Transferwahrscheinlichkeiten bei hohen Anregungsenergien gerade den vom „Barrier Penetration“-Modell vorhergesagten.

Die Untersuchung des Einflusses der nuklearen Wechselwirkung auf die klassische Trajektorie ergab, daß es bei dem dichtesten Abstand von 12.1 fm zu einer Abweichung von 0.2 fm kommt. Bei reduzierten Abständen, die kleiner als 1.4 fm sind, kann man in mittelschweren System, wie es $^{110}\text{Pd}+^{52}\text{Cr}$ darstellt, demnach nicht mehr eindeutig aus einem gemessenen Streuwinkel auf den Abstand dichtester Annäherung schließen. Für das untersuchte System scheint außerdem der Übergangsbereich zwischen klassischer Trajektorie und Absorption nur sehr schmal zu sein.

Die Betrachtung der Transferwahrscheinlichkeit, die nicht mehr auf alle quasielastischen Prozesse, sondern nur noch auf den Rutherfordwirkungsquerschnitt normiert ist, ergab, daß die Breite der so gewonnenen, glockenförmigen Verteilung nicht durch die quantenmechanische Unschärfe bestimmt wird und damit diffraktive Effekte auf die Dynamik der Trajektorie ausgeschlossen werden können.

Zum Schluß sollte nochmals erwähnt werden, daß die neue Generation von γ -Spektrometern sehr effiziente Werkzeuge liefert, die es erlauben, immer noch offene Fragen bezüglich der Mechanismen von Transferreaktionen zu beantworten, neue Einsichten in die Kernstruktur exotischer, wie zum Beispiel superschwerer Kerne zu gewinnen und den Einfluß der Rotation auf die Paarkraft zu untersuchen.

A Verzeichnis der γ -Intensitäten

In den nachfolgenden Tabellen sind die auf Nachweiswahrscheinlichkeiten korrigierten γ -Intensitäten der stärksten Übergänge für die 18 gemessenen Abstände dichtester Annäherung D für target- und projektilähnliche Kerne zusammengestellt. Im Targetkern ^{110}Pd sind nur die stärksten Übergänge berücksichtigt. Alle angegebenen Übergänge sind auf die Intensität des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang bei einem Abstand von 12.7 fm normiert.

| Energie [keV] | 373.8 | 547.0 | 653.1 | 439.8 | 813.6 | 572.9 | 840.7 | 584.5 | 905.1 | 503.9 |
|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| $I_i^+ \rightarrow I_j^+$ | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ | $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ | $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ | $0_3^+ \rightarrow 2_1^+$ | $2_3^+ \rightarrow 2_1^+$ | $4_3^+ \rightarrow 2_2^+$ | $4_3^+ \rightarrow 2_2^+$ | $4_3^+ \rightarrow 2_3^+$ |
| 15.5 | 8.63(0.17) | 2.13(0.06) | 0.33(0.01) | 0.99(0.03) | 0.26(0.01) | 0.17(0.01) | 0.11(0.01) | 0.19(0.01) | 0.03(0.00) | 0.04(0.00) |
| 15.0 | 61.78(1.24) | 16.69(0.33) | 2.62(0.06) | 6.17(0.12) | 1.91(0.06) | 1.27(0.03) | 0.71(0.03) | 1.56(0.03) | 0.22(0.02) | 0.23(0.01) |
| 14.6 | 67.94(1.36) | 18.32(0.37) | 2.92(0.09) | 7.38(0.15) | 2.18(0.04) | 1.41(0.04) | 0.84(0.03) | 1.71(0.03) | 0.26(0.02) | 0.29(0.01) |
| 14.3 | 48.72(0.97) | 13.85(0.42) | 2.21(0.07) | 6.08(0.12) | 1.70(0.03) | 0.99(0.03) | 0.70(0.02) | 1.43(0.03) | 0.23(0.01) | 0.22(0.01) |
| 14.0 | 39.12(0.78) | 11.47(0.34) | 1.98(0.06) | 5.02(0.10) | 1.47(0.03) | 0.85(0.03) | 0.64(0.02) | 1.29(0.03) | 0.25(0.01) | 0.25(0.01) |
| 13.9 | 27.31(0.82) | 8.18(0.25) | 1.41(0.04) | 3.89(0.08) | 1.13(0.02) | 0.61(0.02) | 0.50(0.02) | 0.90(0.03) | 0.19(0.01) | 0.20(0.01) |
| 14.6 | 7.55(0.15) | 2.38(0.05) | 0.47(0.01) | 1.11(0.02) | 0.28(0.01) | 0.18(0.01) | 0.14(0.01) | 0.30(0.01) | 0.07(0.01) | 0.04(0.00) |
| 14.1 | 44.22(0.88) | 13.66(0.14) | 2.84(0.09) | 6.26(0.06) | 1.77(0.04) | 1.05(0.05) | 0.81(0.02) | 1.80(0.05) | 0.28(0.02) | 0.29(0.01) |
| 13.7 | 51.22(1.02) | 15.98(0.32) | 3.28(0.07) | 7.13(0.07) | 2.13(0.04) | 1.19(0.05) | 1.01(0.02) | 2.09(0.06) | 0.41(0.02) | 0.36(0.01) |
| 13.5 | 37.85(0.76) | 11.88(0.24) | 2.53(0.05) | 5.72(0.11) | 1.64(0.03) | 0.92(0.03) | 0.82(0.02) | 1.69(0.03) | 0.32(0.01) | 0.30(0.01) |
| 13.3 | 28.21(0.56) | 9.25(0.19) | 2.01(0.04) | 4.68(0.09) | 1.36(0.03) | 0.68(0.03) | 0.75(0.02) | 1.38(0.04) | 0.31(0.01) | 0.30(0.01) |
| 13.1 | 17.58(0.35) | 6.07(0.12) | 1.28(0.03) | 3.19(0.06) | 0.95(0.02) | 0.50(0.02) | 0.50(0.02) | 0.99(0.03) | 0.24(0.01) | 0.20(0.01) |
| 13.5 | 15.07(0.30) | 4.34(0.04) | 1.11(0.02) | 1.97(0.02) | 0.66(0.01) | 0.39(0.01) | 0.46(0.01) | 0.72(0.01) | 0.16(0.01) | 0.13(0.01) |
| 13.0 | 90.75(1.82) | 26.26(0.38) | 7.59(0.15) | 14.16(0.14) | 3.96(0.04) | 2.27(0.07) | 2.52(0.05) | 4.55(0.09) | 1.13(0.02) | 0.70(0.03) |
| 12.7 | 100.00(2.00) | 28.43(0.28) | 7.43(0.07) | 14.07(0.14) | 4.00(0.04) | 2.32(0.09) | 2.59(0.05) | 4.54(0.09) | 1.27(0.03) | 0.77(0.03) |
| 12.4 | 66.94(1.34) | 18.49(0.18) | 5.07(0.10) | 10.25(0.10) | 2.87(0.03) | 1.52(0.06) | 1.99(0.04) | 3.15(0.09) | 0.98(0.04) | 0.65(0.03) |
| 12.2 | 40.01(0.80) | 11.89(0.24) | 3.27(0.07) | 6.25(0.06) | 1.85(0.04) | 1.06(0.03) | 1.42(0.03) | 2.17(0.04) | 0.89(0.02) | 0.46(0.02) |
| 12.1 | 20.14(0.40) | 6.11(0.12) | 1.92(0.04) | 3.92(0.04) | 1.13(0.02) | 0.66(0.02) | 0.77(0.02) | 1.23(0.02) | 0.44(0.02) | 0.27(0.02) |

Tabelle 7: Auf Effizienz korrigierte Intensitäten von γ -Übergängen in ^{110}Pd . Alle Werte sind auf den $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ -Übergang in ^{110}Pd bei $D=12.7$ fm normiert. In Klammern sind die Fehler in der Intensitätsbestimmung angegeben.

| Kanal | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{100}Pd | ^{111}Ag | ^{112}Cd | ^{112}Cd | ^{110}Cd |
|---|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| Energie [keV] | 178.0 | 276.3 | 291.4 | 433.9 | 614.1 | 497.1 | 511.1 | 415.2 | 617.2 | 798.1 | 884.1 | | | |
| $I_i^{\gamma} \rightarrow I_j^{\gamma}$ | $3/2^{\pm} \rightarrow 1/2^{\pm}$ | $7/2^{\pm} \rightarrow 5/2^{\pm}$ | $3/2^{\pm} \rightarrow 5/2^{\pm}$ | $2^{\pm} \rightarrow 0^{\pm}$ | $4^{\pm} \rightarrow 2^{\pm}$ | $2^{\pm} \rightarrow 2^{\pm}$ | $2^{\pm} \rightarrow 0^{\pm}$ | $7/2^{\pm} \rightarrow 9/2^{\pm}$ | $2^{\pm} \rightarrow 0^{\pm}$ | $4^{\pm} \rightarrow 2^{\pm}$ | $4^{\pm} \rightarrow 2^{\pm}$ | | | |
| 15.5 | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 3.00(0.12) | 0.56(0.05) | 0.33(0.03) | 0.30(0.03) | 0.00(0.00) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 15.0 | 0.91(0.25) | 1.32(0.08) | 0.74(0.07) | 25.75(0.51) | 4.57(0.18) | 2.11(0.11) | 2.45(0.12) | 0.51(0.15) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.6 | 0.83(0.20) | 1.38(0.11) | 0.67(0.09) | 27.76(0.83) | 5.33(0.21) | 2.51(0.10) | 2.74(0.11) | 0.51(0.35) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.3 | 0.96(0.13) | 1.36(0.08) | 0.85(0.08) | 19.11(0.57) | 4.15(0.17) | 1.94(0.08) | 2.22(0.09) | 0.77(0.28) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.0 | 0.80(0.13) | 1.43(0.10) | 0.68(0.07) | 17.88(0.54) | 3.86(0.15) | 1.79(0.07) | 1.47(0.07) | 1.05(0.33) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 13.9 | 0.55(0.08) | 1.15(0.07) | 0.70(0.06) | 12.43(0.25) | 2.84(0.14) | 1.40(0.07) | 1.09(0.07) | 0.34(0.10) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.6 | 0.27(0.04) | 0.46(0.05) | 0.29(0.04) | 2.87(0.11) | 1.03(0.07) | 0.39(0.03) | 0.36(0.04) | 0.24(0.05) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.14(0.03) | 0.14(0.03) |
| 14.1 | 1.71(0.10) | 2.39(0.12) | 1.14(0.09) | 21.27(0.43) | 6.29(0.28) | 2.41(0.10) | 1.99(0.10) | 0.92(0.14) | 0.06(0.00) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.84(0.15) | 0.84(0.15) |
| 13.7 | 2.05(0.12) | 3.40(0.14) | 1.65(0.12) | 26.26(0.53) | 7.83(0.35) | 3.00(0.12) | 2.44(0.10) | 0.98(0.19) | 0.34(0.16) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 1.03(0.12) | 1.03(0.12) |
| 13.5 | 2.07(0.12) | 2.95(0.12) | 1.42(0.08) | 19.87(0.40) | 7.10(0.28) | 3.06(0.12) | 2.13(0.09) | 0.96(0.21) | 0.46(0.15) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 1.00(0.13) | 1.00(0.13) |
| 13.3 | 1.62(0.10) | 2.66(0.11) | 1.20(0.07) | 17.78(0.53) | 6.48(0.26) | 2.37(0.09) | 1.57(0.08) | 1.22(0.24) | 0.68(0.16) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 1.48(0.12) | 1.48(0.12) |
| 13.1 | 1.18(0.07) | 2.11(0.06) | 1.18(0.06) | 13.06(0.29) | 4.99(0.20) | 1.87(0.09) | 1.64(0.10) | 0.54(0.16) | 0.68(0.16) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 1.89(0.13) | 1.89(0.13) |
| 13.5 | 1.14(0.07) | 2.70(0.08) | 1.50(0.09) | 15.95(0.16) | 6.95(0.14) | 1.89(0.09) | 1.64(0.10) | 1.03(0.08) | 2.51(0.75) | 0.17(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 2.22(0.13) | 2.22(0.13) |
| 13.0 | 8.18(0.33) | 16.72(0.33) | 8.90(0.36) | 98.93(1.98) | 45.14(0.90) | 14.71(0.44) | 10.51(0.32) | 7.23(0.58) | 7.41(0.96) | 26.34(3.16) | 11.06(0.22) | 11.06(0.22) | 11.06(0.22) | 11.06(0.22) |
| 12.7 | 8.17(0.33) | 17.93(0.36) | 9.88(0.40) | 114.33(1.14) | 48.38(0.97) | 14.43(0.29) | 9.55(0.29) | 9.90(0.79) | 9.92(0.89) | 31.64(3.48) | 11.82(0.24) | 11.82(0.24) | 11.82(0.24) | 11.82(0.24) |
| 12.4 | 5.61(0.22) | 12.86(0.39) | 7.58(0.28) | 78.66(0.79) | 36.99(0.74) | 11.39(0.34) | 7.45(0.30) | 6.50(0.46) | 8.61(1.03) | 30.95(3.10) | 11.92(0.48) | 11.92(0.48) | 11.92(0.48) | 11.92(0.48) |
| 12.2 | 3.63(0.15) | 8.41(0.25) | 5.81(0.23) | 60.78(1.22) | 29.17(0.58) | 7.65(0.23) | 6.11(0.18) | 5.34(0.43) | 5.59(0.84) | 14.54(2.03) | 8.95(0.27) | 8.95(0.27) | 8.95(0.27) | 8.95(0.27) |
| 12.1 | 2.09(0.10) | 4.81(0.19) | 3.73(0.15) | 32.10(0.61) | 18.90(0.38) | 4.84(0.19) | 4.00(0.20) | 3.11(0.25) | 4.28(0.64) | 11.12(1.67) | 6.87(0.27) | 6.87(0.27) | 6.87(0.27) | 6.87(0.27) |

Tabelle 8: Relative Intensitäten von γ -Übergängen in targetähnlichen Transferkanälen entsprechend Abbildung 7.

| Kanal | ^{52}Cr | ^{52}Cr | ^{54}Cr | ^{56}Cr | ^{58}Cr | ^{50}Ti |
|-----------------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|-------------------------------|---------------------------|
| Energie [keV] | 1434.1 | 935.5 | 834.8 | 986.0 | 1006.3 | 1553.7 |
| $I_i^{\pi} \rightarrow I_f^{\pi}$ | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ | $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ | $1/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$ | $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ |
| 15.5 | 0.92(0.02) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 15.0 | 6.49(0.06) | 0.21(0.01) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.6 | 6.84(0.07) | 0.20(0.01) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.3 | 5.01(0.10) | 0.17(0.01) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.0 | 4.01(0.08) | 0.14(0.01) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 13.9 | 2.67(0.05) | 0.08(0.01) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.6 | 1.14(0.02) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) | 0.00(0.00) |
| 14.1 | 6.91(0.07) | 0.26(0.01) | 0.30(0.02) | 0.07(0.01) | 0.19(0.01) | 0.00(0.00) |
| 13.7 | 7.51(0.08) | 0.26(0.01) | 0.71(0.02) | 0.14(0.01) | 0.30(0.01) | 0.00(0.00) |
| 13.5 | 5.52(0.06) | 0.27(0.02) | 0.78(0.02) | 0.11(0.01) | 0.23(0.01) | 0.00(0.00) |
| 13.3 | 4.30(0.04) | 0.27(0.01) | 0.81(0.02) | 0.14(0.01) | 0.22(0.01) | 0.06(0.01) |
| 13.1 | 2.56(0.05) | 0.21(0.02) | 0.66(0.03) | 0.13(0.01) | 0.16(0.01) | 0.13(0.02) |
| 13.5 | 2.95(0.03) | 0.35(0.01) | 1.12(0.02) | 0.23(0.01) | 0.23(0.01) | 0.17(0.02) |
| 13.0 | 19.47(0.19) | 2.10(0.04) | 6.93(0.07) | 1.72(0.05) | 1.79(0.05) | 1.36(0.05) |
| 12.7 | 20.28(0.20) | 2.69(0.05) | 7.40(0.07) | 2.18(0.07) | 1.76(0.05) | 1.57(0.08) |
| 12.4 | 14.02(0.14) | 2.18(0.04) | 5.13(0.05) | 1.52(0.05) | 1.46(0.04) | 1.35(0.07) |
| 12.2 | 9.55(0.10) | 1.84(0.06) | 3.78(0.08) | 1.12(0.04) | 0.95(0.05) | 1.26(0.06) |
| 12.1 | 5.35(0.11) | 1.26(0.04) | 2.16(0.04) | 0.69(0.03) | 0.56(0.03) | 0.88(0.04) |

Tabelle 9: Relative Intensitäten von γ -Übergängen in ^{52}Cr und Cr-ähnlichen Reaktionsprodukten entsprechend den vorhergehenden Abbildungen.

Literatur

- [Ald66] K.Alder, A.Winther, Coulomb Excitation, Academic Press, New York and London, 1966
- [Ald75] K.Alder, A.Winther, Electromagnetic Excitation, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1975
- [And77] R.E.Anderson, J.J.Keraushaar, I.C.Oelrich, R.M.DelVecchio, R.A.Naumann, E.R.Flynn, C.E.Moss, Phys. Rev. C15,1 (1977) 123
- [And86] W.Andrejtscheff, L.K.Kostov, L.G.Kostova, P.Petkov, H.Rotter, W.D.Fromm, H.Prade, F.Stary, Nucl. Phys. A448 (1986) 301
- [Aub72] R.L.Auble, D.J.Horen, F.E.Bertrand, J.B.Ball, Phys. Rev. C6 (1972) 2223
- [Bas80] R.Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer, Berlin, Heidelberg, 1980
- [Ber84] M.V.Berry, Proc. Roy. Soc. A392 (1984) 45
- [Ber91] A.M. van den Berg, W.Henning, L.L.Lee, K.T.Lesko, K.E.Rehm, J.P.Schiffer, G.S.F.Stephans, F.L.H.Wolfs, Phys. Rev. C37,1 (1988) 178
- [Ber93] M.Bernath, R.A.Brogia, Y.R.Shimizu, J.H.Sørensen, E.Vigezzi, Nucl. Phys A565 (1993) 495
- [Bla54] J.S. Blair, Phys. Rev. 95 (1954) 1218
- [Bla84] J.Blachot, Nuclear Data Sheets 41 (1984) 111
- [Bla91a] J.Blachot, Nuclear Data Sheets 62 (1991) 709
- [Bla91b] J.Blachot, Nuclear Data Sheets 64 (1991) 1
- [Bre56] G.Breit, M.E.Ebel, Phys. Rev. 103 (1956) 679
- [Boe65] J. de Boer, R.G.Stokstad, G.D.Symons, A.Winther, Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 541
- [Boe86] F.W.N. de Boer, H.J.Wollersheim, H.Emling, H.Grein, E.Grosse, W.Spreng, G.Eckert, Th.W.Elze, K.Stelzer, Ch.Lauterbach, Z. Phys. A325 (1986) 457
- [Boh69] A.Bohr, B.R.Mottelson, Nuclear Structure, Vol.I, W.A.Benjamin, Reading, Massachusetts, 1969
- [Boh75] A.Bohr, B.R.Mottelson, Nuclear Structure, Vol.II, W.A.Benjamin, Reading, Massachusetts, 1975
- [Bro72] R.A.Brogia, A.Winther, Nucl. Phys. A182 (1972) 112;
R.A.Brogia, A.Winther, Phys. Rep. 4 (1972) 153
- [Bro78] R.A.Brogia, C.H.Dasso, S.Landowne, B.S.Nilsson, A.Winther, Phys. Lett. B73 (1978) 404
- [Bro80] U.Brosa, D.H.E Gross, Z. Phys. A298 (1980) 91

- [Bro90] R.A.Brogia, A.Winther, Heavy Ion Reactions, parts I and II, Addison Wesley, Reading, Massachusetts, 1990
- [Bru92] M.Bruno, M. D'Agostino, M.L. Fiandri, E. Fuschini, P.M. Milazzo, S. Ostuni, F. Gramegna, I. Iori, L. Manduci, A. Moroni, R. Scardaoni, P. Buttazzo, G.V. Margagliotti and G. Vannini, Nucl. Instr. Meth. A311 (1992) 189
- [But68] P.J.A.Buttle, L.J.B.Goldfarb, Nucl. Phys. A115 (1968) 461
- [Can85] L.F.Canto, P.Ring, J.O.Rasmussen, Phys. Lett. B161 (1985) 21
- [Cas80] R.F.Casten, G.J.Smith, M.R.Macphail, D.Breitig, W.R.Kane, M.L.Stelts, S.F.Mughabghab, J.A.Cizewski, H.G.Börner, W.F.Davidson, K.Schreckenbach, Phys. Rev. C21,1 (1980) 65
- [Com72] J.R.Comfort, W.J.Braithwaite, J.R.Duray, S.Yoshida, Phys. Rev. Lett 29 (1972) 442
- [Cor93] L.Corradi, S.J.Skorca, T.Winkelmann, K.Balog, P.Jänker, H.Leitz, U.Lenz, K.E.G.Löbner, K.Rudolph, M.Steinmayer, H.G.Thies, B.Million, D.R.Napoli, A.M.Stefanini, S.Beghini, G.Montagnoli, F.Scarlassara, C.Signorini, F.Somarel, Z. Phys. A346, 217-226 (1993)
- [Die70] K.Dietrich, Phys. Lett. B32 (1970) 428
- [Die71a] K.Dietrich, K.Hara, F.Weller, Phys. Lett. B35 (1971) 201
- [Die71b] K.Dietrich, Ann. of Phys. 66 (1971) 408
- [Dok87] T.Doke, J. Kikuchi, H. Yamaguchi, S. Yamaguchi, K. Yamamura, Nucl. Instr. Meth. A261 (1987) 605
- [Eck92] G.Eckert, K.Stelzer, R.O.Nelson, Th.W.Elze, Th.Happ, H.J.Wollersheim, H.Emling, H.Grein, W.Henning, R.Kulesa, E.Lubkiewicz, Ch.Lauterbach, Z. Phys. A343 (1992) 267
G.Eckert, Dissertation, Universität Frankfurt, 1990
- [Eis70] J.M.Eisenberg, W.Greiner, Nuclear Models, North Holland, Amsterdam, 1970
- [Eur91] EUROGAM Proposal, ed. EUROGAM Project Scientific Committee, Strasbourg, 1990.
- [Eur92] EUROBALL Proposal, ed. J. Gerl and R.M. Lieder, GSI Darmstadt, 1992.
- [Fae65] A.Faessler, W.Greiner, R.K.Sheline, Nucl. Phys. A70 (1965) 33

- [Fah88] C.Fahlander, A.Bäcklin, L.Hasselgren, A.Kavka, V.Mittal, L.E.Svensson, B.Varnestig, D.Cline, B.Kotlinski, H.Grein, E.Grosse, R.Kulesa, C.Michel, W.Spreng, H.J.Wollersheim, Nucl. Phys. A485 (1988) 327
- [Far78] M.H.Macfarlane, S.Pieper, Argonne National Laboratory Report No.ANL-76-11 (Rev.1), 1978
- [Fer92] J.O.Fernandez Niello, J.E.Testoni, M.di Tada, A.J.Pacheco, D.R.Napoli, A.M.Stefanini, L.Corradi, B.Million, M.Narayanasamy, P.Spolaore, S.Beghini, G.Montagnoli, F.Scarlassara, G.F.Segato, C.Signorini, F.Somarel, Phys. Rev. C45,2 (1992) 748
- [Fie77] H.W.Fielding, R.E.Anderson, C.D.Zafiratos, D.A.Lind, F.E.Cecil, H.H.Wieman, W.P.Alford, Nucl. Phys. A281 (1977) 389
- [Gam88] GAMMASPHERE Proposal, ed. M.A. Deleplanque and R.M. Diamond, Lawrence Berkeley Laboratory, March 1988.
- [Gas90] D.Bazzacco, C.Rossi Alvarez, C. Baiocchi, G.Prete, G. De Angelis, R.Burch, R.Spolaore, G.P.Bezzon, D.R.Napoli, L.Ziomi, C.Fanin, P.Pavan, F.Brandolini, A.Buscemi, R.Zanon, R.Ponchia, M. De Poli, B. D'Avanzo, G.Maron, R.Ribas, S.Scanferlato, G.Vedovato, A.Negro, G.Parlatti, D.Pascoli, Z.Cavedini, D.Colombo, GASP Proposal, Padova, 1990.
GASP Notizie, Zusammenfassung der Jahresberichte des LNL von 1990 und 1991, Legnaro, 1992.
- [Gea69] C.W.Gear, Proc. for the Skytop Conf. on Computer Systems in Experimental Nuclear Physics (1969), USAEC Conf-670301 S.552.
- [Gea94] GEANT-Detector Description and Simulation Tool
CERN CN-Division, Internet: CERNLIB@CERNVM.CERN.CH
- [Gel83] P. de Gelder, E.Jacobs, D. de Trenne, Nuclear Data Sheets 38 (1983) 545
- [Ger89] J.Gerl, W.Korten, D.Habs, D.Schwalm, H.J.Wollersheim, Z.Phys. A334 (1989) 195
- [Gra76] J.A.Grau, L.E.Samuels, F.A.Rickey,P.C.Simms,G.J.Smith, Phys. Rev. C14,6 (1976) 2297
- [Gru79] F.Grümmer, K.W.Schmid, A.Faessler, Nucl. Phys. A326, 1 (1979)
- [Gui81] M.W.Guidry, T.L.Nichols, R.E.Neese, J.O.Rasmussen, L.F.Oliviera, R.Donangelo, Nucl. Phys. A361 (1981) 275
- [Hae82] R.L. Haese, F. Bertrand, B.Harmatz, M.J.Martin, Nuclear Data Sheets 37 (1982) 289

- [Hag68] R.S.Hager, E.C.Seltzer, Nucl. Data A4 (1968) 1
- [Hap89] T.Happ, Dissertation, Universität Frankfurt, 1989
- [Här94] Private Mitteilung, T.Härtlein, 1994
- [Har79] B.Harmatz, Nuclear Data Sheets 27 (1979) 453
- [Has89] L.Hasselgren, J.Srebrny, C.Y.Wu, D.Cline, T.Czosnyka, L.E.Svensson, A.Bäcklin, C.Fahlander, L.Westerberg, R.M.Diamond, D.Habs, H.J.Körner, F.S.Stephens, C.Baktash, G.R.Young, „Measurement of quadrupole collective degrees of freedom in ^{110}Pd by Coulomb excitation“, University of Rochester, NSRL-338 (1989)
- [Her92] J.Hertz, A. Krogh, R.G. Palmer,
Introduction to the Theory of Neural Computation,
Addison-Wesley, Redwood City, 1992.
- [Her94] R. Hertenberg, G. Ecker, F.J.Ecker, G. Graw, D. Hofer, H.Kader, P. Schiemenz, Gh. Cata-Danil, C. Hategan, N. Fujiwara, K. Hosono, M. Kondo, M. Matsuoka, T. Noro, T. Saito, S. Kato, S. Matsuki, N. Blasi, S. Micheletti, R. de Leo, Nucl. Phys. A574 (1994) 414
- [Hin92] G.E.Hinton, Wie neuronale Netze aus Erfahrung lernen, Spektrum der Wissenschaft, November 1992
- [Jos62] B.D.Josephson, Phys. Lett. 1 (1962) 251; Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 216
- [Juu87] S.Juutinen, X.T.Liu, S.Sørensen, B.Cox, R.W.Kincaid, C.R.Bingham, M.W.Guidry, W.J.Kernan, C.Y.Wu, E.Vogt, T.Czosnyka, D.Cline, M.L.Halbert, I.Y.Lee, C.Baktash, Phys. Lett. B192,3 (1987) 307
- [Ker90] J.Kern, A.Bruder, S.Drissi, V.A.Ionescu, D.Kusnezov, Nucl. Phys. A512 (1990) 1
- [Ker91] W.J.Kernan, C.Y.Wu, X.T.Liu, X.L.Han, D.Cline, T.Czosnyka, M.W.Guidry, M.L.Halbert, S.Juutinen, A.E.Kavka, R.W.Kincaid, J.O.Rasmussen, S.P.Sørensen, M.A.Stoyer, E.G.Vogt, Nucl. Phys. A524 (1991) 344
- [Kim91] H.J.Kim, J.Gomez del Campo, D.Shapira, P.H.Stelson, Phys. Rev. C43,3 (1991) 1321
- [Kit88] C.Kittel, Einführung in die Festkörperphysik,
Oldenbourg, München, 1988
- [Kla88] C.Klatt, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1988
- [Kle89] H.Klein, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1989
- [Kor88] W.Korten, Dissertation, Universität Heidelberg, 1988

- [Kra76] J.V.Kratz, J.O.Liljenzin, A.E.Norris, G.T.Seaborg, *Phys. Rev. C* 13 (1976) 2347
- [Kri77] K.Krien, I.C.Oelrich, R.M.DelVecchio, R.A.Naumann, *Phys. Rev. C* 15,4 (1977) 1288
- [Kuh75] A.W.Kuhfeld, N.M.Hintz, *Nucl. Phys. A* 247 (1975) 152
- [Kün87] R.Künkel, Dissertation, Freie Universität Berlin, 1987;
GSI Scientific Report (1987) GSI-87-21
- [Lam79] M.Lampton und C.W.Carlson, *Rev. Sci. Instrum.* 50,9 (1979) 1093
- [Lan59] L.D.Landau, E.M.Lifschitz, *Quantum Mechanics*,
Pergamon Press, London-Paris, 1959
- [Lan88a] S.Landowne, C.Price, H.Esbensen, *Nucl. Phys. A* 484 (1988) 980
- [Lan88b] S.Landowne, C.H.Dasso, *Phys. Lett. B* 202 (1988) 31
- [Led78] C.M.Lederer, V.S.Shirley, *Tables of Isotopes, Seventh Edition*,
J.Wiley & Sons, Inc., New York, 1978
- [Lee82] I.Y.Lee, N.R.Johnson, F.K.McGowan, R.L.Robinson, M.W.Guidry,
L.L.Riedinger, S.W.Yates, *Phys. Rev. C* 25,4 (1982) 1865
- [Leo87] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*,
Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1987
- [Mac85] A.O.Macchiavelli, M.A.Deleplanque, R.M.Diamond, F.S.Stephens, E.L.Dines,
J.E.Draper, *Nucl. Phys. A* 432 (1985) 436
- [Mar81] C.Martin, P.Jelinsky, M.Lampton, R.F.Malina, H.O.Auger, *Rev. Sci. Instrum.* 52
(1981) 1067
- [Mar92] N.Martin, Dissertation, Universität Frankfurt, 1992
- [Met93] B.Metzler, Diplomarbeit, Universität Frankfurt, 1992
- [Mil92] private Mitteilung, B.Milner, 1992
- [Mot58] B.R.Mottelson, A.Bohr, D.Pines, *Phys. Rev.* 110 (1958) 936
- [Mot60] B.R.Mottelson, J.G.Valatin, *Phys. Rev. Lett.* 5 (1960) 511
- [Mor87] W. Morawek, U. Gollerthan, W. Schwab, K.-H. Schmidt, *Nucl. Instr. Meth. A* 258
(1987) 82
- [Mue91] B. Müller, J. Reinhardt, *Physics of Neural Networks: Neural Networks*,
Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1991
- [Mut84] U.Mutz, P.Ring, *J. Phys. G* 10 (1984) L39

- [Nik87a] R.S.Nikam, P.Ring, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 980
- [Nik87b] R.S.Nikam, P.Ring, L.F.Canto, Phys. Lett. B185 (1987) 269
- [Noe80] W.Nörenberg, Heavy Ion Collisions, Vol. II, ed. R. Bock, North Holland, Amsterdam, New York, 1980
- [Ock78] W.J.Ockels, M.J.A.Voigt, Z.Sujkowski, Phys. Lett. B78 (1978) 401
- [Oer83] W. von Oertzen, B.Gebauer, A.Gamp, H.G.Bohlen, F.Busch, D.Schüll, Z. Phys. A313 (1983) 189
- [Oer87] W. von Oertzen, H.G. Bohlen, B. Gebauer, R. Künkel, F. Pühlhofer, D. Schüll, Z. Phys. A326 (1987) 463
- [Oer91] W. von Oertzen, Phys. Rev. C 43 (1991) 1522
- [Oer92] W. von Oertzen, Z. Phys. A342 (1992) 177
- [Owe82] H.Ower, Th.W.Elze, J.Idzko, K.Stelzer, E.Grosse, H.Emling, P.Fuchs, D.Schwalm, H.J.Wollersheim, N.Kaffrell, N.Trautmann, Nucl. Phys. A388 (1982) 421
- [Par88] A.J.Pacheco, A.O.Macchiavelli, D.Aabriola, D.E.Di-Gregorio, A.Etchegoyen, M.C.Etchegoyen, J.O.Fernandez Niello, A.M.J.Ferrero, S.Gil, J.A.Kittl, J.Testoni, Z. Phys. A331 (1988) 451
- [Pel82] D.Pelte, D.Schwalm, Heavy Ion Collisions, Vol. III, ed. R. Bock, North Holland Amsterdam, New York, 1982
- [Pii93] M.Piipariinen, R.Julin, S.Juutinen, A.Virtanen, P.Ahonen, C.Fahlander, J.Hattula, A.Lampinen, T.Lönroth, A.Maj, S.Mitarai, D.Müller, J.Nyberg, A.Pakkanen, M.Sugawara, I.Thorslund, S.Törmänen, Nucl. Phys. A565 (1993) 671
- [Rae64] H. Räther, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, 1964
- [Reh88] K.E.Rehm, A.M.van den Berg, J.J.Kolata, D.G.Kovar, W.Kutschera, G.Rosner, G.S.F.Stephans, J.L.Yntema, Phys. Rec. C37,6 (1988) 2629
- [Reh90] K.E.Rehm, C.Beck, A.van den Berg, D.G.Kovar, L.L.Lee, W.C.Ma F.Videbaek, T.F.Wang, Phys. Rev. C42,6 (1990) 2497
- [Reh91] K.E.Rehm, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 41 (1991) 429
- [Reh93] K.E.Rehm, B.G.Glagola, W.Kutschera, F.L.H.Wolfs, A.H.Wuosmaa, Phys. Rev. C47,6 (1993) 2731
- [Rib92] Private Mitteilung, R.Ribas, 1992

- [Rin80] P.Ring and P.Schuck, *The Nuclear Many-Body-Problem*, Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1980
- [Rit91] H.Ritter, T.Martinetz, K.Schulten, *Neuronale Netze: Eine Einführung in die Neuroinformatik selbstorganisierender Netzwerke*, Addison-Wesley, Bonn, 1991
- [Roh80] M.Rhoades-Brown, S.Pieper, M.H.Macfarlane, *Phys. Rev. C* 21 (1980) 2417
- [Rum86] D.E.Rumelhart, G.E.Hinton, R.J.Williams, *Nature*, Band 323, Heft 6188, Oktober 1986
- [Sat74] G.R.Satchler, *NA Vol. 2* (1974) 171
- [Sat83] G.R.Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press New York, 1983
- [Sch88] E. Schulz, *Diplomarbeit, Universität Heidelberg*, 1988
- [Sch94] D.Schwalm, *Coulomb Excitation at "safe" and "unsafe" Energies*, MPI für Kernphysik, Heidelberg, 1994
- [Sie72] P.J.Siemens, F.D.Becchetti, *Phys. Lett. B* 36 (1972) 24
- [Sie82] H.Siekman, B.Gebauer, H.G.Bohlen, H.Kluge, W. von Oertzen, P.Föbrich, B.Strack, K.D.Hildenbrand, H.Sann, U.Lynen, *Z. Phys. A* 307 (1982) 113
- [Sie83] O.H.W. Siegmund et al., *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol.MS-30, No.1, Februar 1983
- [Sin90] B.Singh, A.Szucs, *Nuclear Data Sheets* 60 (1990) 1
- [Spe91] J. Speer, *Dissertation, Freie Universität Berlin 1991* und J.Speer, W. von Oertzen, D.Schüll, M.Wilpert, H.G.Bohlen, B.Gebauer, B.Kohlmeyer, F.Pühlhofer, *Phys. Lett. B* 259 (1991) 422
- [Ste92] K. Stelzer, *Semiclassical treatment of inelastic scattering and nucleon transfer in systems of very heavy ions*, Institut für Kernphysik Frankfurt am Main, 1992
- [Tre89] D. de Trenne, E.Jacobs, M.Verhoren, *Nuclear Data Sheets* 57 (1989) 443
- [Tre91] D. de Trenne, E.Jacobs, *Nuclear Data Sheets* 63 (1991) 373
- [Tür92] A.Türler, H.R. von Gunten, J.D. Leyba, D.C.Hoffmann, D.M.Lee, K.E.Gregorich, D.A.Bennett, R.M.Chasteler, C.M.Gannett, H.L.Hall, R.A.Henderson, M.J.Nurmia, *Phys. Rev. C* 46 (1992) 1364
- [Var86] B.Varnestig, A.Bäcklin, C.Fahlander, A.E.Kavka, T.Lenke, L.E.Svensson, *Nucl. Instr. Meth. A* 248 (1986) 419

- [Vet92] K.Vetter, Th.W.Elze, Ch. Ender, Th. Flügel, J.Gerl, Th.Kröll, B.Metzler, D.Schwalm, H.Xie, GSI Scientific Report 1991 (1992) 388
- [Vet94] K.Vetter, Th.W.Elze, J.Gerl, M.Kaspar, Th.Kröll, Nucl. Instr. Meth. A344 (1994) 607
- [Wap93] G.Audi, A.H.Wapstra, Nucl. Phys. A565 (1993) 66
- [War83] D.Ward, H.R.Andrews, B.Haas, P.Taras, N.Rud, Nucl. Phys. A397 (1983) 161
- [Wil73] J. Wilczyński, Phys. Lett. B47 (1973) 484
- [Wil80] W.W.Wilcke, J.R.Birklund, H.J.Wollersheim, A.D.Hoover, J.R.Huizenga, W.U.Schröder, L.E.Tubbs, At. Data Nucl. Data Tables 25 (1980) 389
- [Wil91] M.Wilpert, W.von Oertzen, Th.Wilpert, E.Stiliaris, H.G.Bohlen, Phys. Rev. C44,3 (1991) 1081
- [Win65] A.Winther, J. de Boer, Technical Report, Calif. Inst. of Techn. (1965), enthalten in [Ald66]
- [Wir91] G.Wirth, W.Brüchle, Fan Wo, K.Sümmerer, F.Funke, J.V.Kratz, M.Lerch, N.Trautmann, Phys. Lett. B177 (1991) 282
- [Wol92] F.L.H.Wolfs, Phys. Rev. C45 (1992) 2283
- [Wol93] H.J. Wollersheim, Habilitationsschrift, GSI Scientific Report (1993) GSI-93-22
- [Wu90] C.Y.Wu, W. von Oertzen, D.Cline, M.W.Guidry, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 (1990) 285
- [Wuo91] A.H.Wuosmaa, K.E.Rehm, B.G.Glagola, T.Happ, W.Kutschera, F.L.H.Wolfs, Phys. Lett. B255,3 (1991) 316
- [Yam85] K.Yamamoto, S. Yamaguchi, Y. Terada, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 (1985) 438
- [Yan89] T. Yanagimachi, T. Doke, N. Hasebe, T. Imai, T. Kashiwagi, J. Kikuchi, T. Kohno, W.P. Liu, K. Munakata, T. Motobayashi, H. Murakami, K. Nagata, A. Nakamoto, H. Yamaguchi, Nucl. Instr. Meth. A275 (1989) 307
- [Zeg87] S.Zeghib, F.A.Rickey, G.S.Samudra, P.C.Simms, N.Wang, Phys. Rev. C36,3 (1987) 939

Danksagung

Zum Abschluß möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der vorliegenden Arbeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Th. W. Elze für seine stetige Unterstützung und seine vielfältigen Ratschläge.

In besonderer Weise zu Dank verpflichtet fühle ich mich Herrn Dr. J. Gerl, der durch seine Ideen und Anregungen wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.

Allen Mitgliedern der Euroballgruppe bei der GSI sei für die gute Arbeitsatmosphäre gedankt. Hier seien vor allen die Herren Dipl. Phys. Th. Kröll und Dr. T. Happ für deren Unterstützung vor, während und nach den Experimenten in Italien und M. Kaspar für die Unterstützung bei den Rechnungen mit neuronalen Netzen erwähnt.

Den Herren Dr. D. Bazzacco, Dr. D. Napoli und Dr. C. Rossi-Alvarez vom LNL in Legnaro danke ich für ihre vorbildliche Unterstützung bei den Experimenten.

Herrn Dr. R. Ribas von der Universität Sao Paulo danke ich für seine Hilfestellung bei der Datenanalyse.

Herrn Dr. H.-J. Wollersheim danke ich für seine Unterstützung im Verlauf der gesamten Zeit der Arbeit.

Bei Herrn Prof. Dr. K. Stelzer bedanke ich mich für die stete Bereitschaft zu vielen interessanten und fruchtbaren Diskussionen.

Frau S. Geis danke ich für ihr Engagement bei dem Bau des Rahmens für den Teilchenzähler.

Schließlich möchte ich mich ganz besonders bei meiner Frau Katrin für ihre Geduld und ihr Verständnis im Verlauf bis zur endgültigen Fertigstellung der Arbeit danken.