

*Institut für Kernphysik*  
*Technische Hochschule Darmstadt*



Ulrich Gollerthan

Untersuchungen zur Emission  
geladener Teilchen bei der  
kalten Fusion von  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$

Dissertation

Dezember 1988

**Untersuchungen zur Emission  
geladener Teilchen bei der kalten  
Fusion von  
 $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Hochschule Darmstadt  
zur Erlangung des Grades eines Doktors der  
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte  
Dissertation

von  
Dipl.-Phys.  
**Ulrich Gollerthan**  
aus Heilbronn / Neckar

Darmstadt  
Dezember 1988  
D 17

**Untersuchungen zur Emission  
geladener Teilchen bei der kalten  
Fusion von  
 $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Hochschule Darmstadt  
zur Erlangung des Grades eines Doktors der  
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)  
genehmigte  
Dissertation

von  
Dipl.-Phys.  
**Ulrich Gollerthan**  
aus Heilbronn / Neckar

Darmstadt  
Dezember 1988  
D 17

Referent: Prof. Dr. H.-G. Clerc  
Korreferent: Prof. Dr. P. Armbruster

Tag der Einreichung: 26. September 1988  
Tag der Prüfung: 9. Dezember 1988

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1	Kernfusion und -zerfall in Schwerionenreaktionen . . . . .	5
1.2	Ältere Messungen und Interpretationen zur Emission geladener Teilchen . . . . .	6
1.3	Neuere Messungen und Interpretationen zur Emission geladener Teilchen . . . . .	6
1.4	Hinweise auf Kerndeformationen aus Messungen von $\gamma$ -Strahlung .	9
1.5	Untersuchungen symmetrischer Systeme um $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Aufbau und Durchführung des Experiments</b>	<b>12</b>
2.1	Das Geschwindigkeitsfilter SHIP . . . . .	13
2.2	Messung von Verdampfungsrestkernen und deren $\alpha$ -Zerfall . . . . .	15
2.3	Messung von geladenen Teilchen . . . . .	16
2.4	Messung von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	19
2.5	Strahl und Targets . . . . .	20
2.6	Elektronik und Datenaufnahme . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Datenauswertung</b>	<b>23</b>
3.1	Auswertung der $\alpha$ -Zerfallsspektren . . . . .	23
3.2	Identifizierung der wahren Koinzidenzen . . . . .	30
3.3	Vorwärtsteleskop . . . . .	32
3.3.1	Identifizierung von Protonen und $\alpha$ -Teilchen . . . . .	32
3.3.2	Energieeichung . . . . .	34
3.3.3	Untergrund . . . . .	37
3.3.4	Bestimmung der Geschwindigkeitsdurchlaßkurve von SHIP	39
3.3.5	Energiespektren . . . . .	42
3.3.6	Wirkungsquerschnitte . . . . .	43
3.4	Rückwärtsteleskop . . . . .	46
3.5	Rechnerische Bestimmung der Effizienz des Nachweissystems . . .	48
3.6	Auswertung der $\gamma$ -Spektren . . . . .	52

<b>4</b>	<b>Das Verdampfungsprogramm CODEX</b>	<b>56</b>
4.1	Statistisches Modell . . . . .	56
4.2	Niveaudichten . . . . .	58
4.3	$\gamma$ -Stärken . . . . .	62
4.4	Teilchentransmissionskoeffizienten . . . . .	65
4.5	Fusion . . . . .	68
4.6	Kollektive Effekte in der Niveaudichte . . . . .	69
4.7	Einfluß von Kerndeformationen auf die Transmissionskoeffizienten geladener Teilchen . . . . .	71
4.8	Einfluß verschiedener Parameter auf die Energiespektren . . . . .	75
4.9	Programmablauf von CODEX . . . . .	80
<b>5</b>	<b>Vergleich experimenteller Daten mit CODEX-Rechnungen</b>	<b>84</b>
5.1	Kalte Fusion in $^{90}\text{Zr}$ -induzierten Reaktionen . . . . .	84
5.1.1	Fehlerbetrachtung der gemessenen Anregungsfunktionen . . . . .	84
5.1.2	Rechnungen mit Variation verschiedener Parameter . . . . .	89
5.1.3	Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse . . . . .	111
5.2	Vergleich weiterer Energiespektren geladener Teilchen mit CODEX- Rechnungen . . . . .	112
5.3	Systematik der Diskrepanzen zwischen Experimenten und Rechnun- gen . . . . .	118
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>122</b>
6.1	Technische Aspekte . . . . .	122
6.1.1	Experimentelle Probleme und Entwicklungen . . . . .	122
6.1.2	Rechnungen nach dem statistischen Modell . . . . .	123
6.2	Interpretation der Ergebnisse . . . . .	125
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>132</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>144</b>
A.1	Tabellen . . . . .	144
A.1.1	Spektroskopische Daten . . . . .	144

A.1.2	Vorläufige Wirkungsquerschnitte aus der Auswertung der $\alpha$ - Zerfallsspektren . . . . .	145
A.1.3	Vorläufige Wirkungsquerschnitte aus der Zählrate der ge- messenen geladenen Teilchen . . . . .	148
A.1.4	Berechnete Nachweiswahrscheinlichkeiten . . . . .	150
A.2	Weitere Ergebnisse einer CODEX-Rechnung für $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ bei 4 MeV/u . . . . .	152
A.3	Betrachtungen zur Bestimmung mittlerer Übergangsraten in defor- mierten Kernen . . . . .	159
A.4	Vergleich experimenteller Spektren geladener Teilchen mit CODEX- Rechnungen . . . . .	161



# 1 Einleitung

## 1.1 Kernfusion und -zerfall in Schwerionenreaktionen

Schwerionenreaktionen, die zur vollständigen Fusion führen, kann man grob in zwei Phasen zerlegen. Die erste Phase ist die dynamische Entwicklung von einem Zustand zweier sich annähernder und berührender Kerne zu einem Zustand eines vereinigten, angeregten Kerns mit gleichmäßiger Verteilung der Energie auf alle Nukleonen. Bei diesem Vorgang müssen die Nukleonen umgeordnet werden, wobei kinetische Energie und Drehimpuls aus der Relativbewegung von Projektil- und Targetkern dissipiert, d. h. auf die intrinsischen Freiheitsgrade der Nukleonen übertragen werden. Der detaillierte Ablauf dieses Prozesses beeinflusst dabei die Fusionswahrscheinlichkeit. Zahlreiche Experimente deuten darauf hin, daß inelastische Anregungen und Transferprozesse stark an die Fusion, insbesondere die Subbarrieren Fusion gekoppelt sind, und neuere Meßergebnisse von  $\gamma$ -Multiplizitäten führen zu dem Schluß, daß Kerne auch noch bei höheren Drehimpulsen, als bisher angenommen, fusionieren. Einen Überblick darüber findet man z. B. in [StR86]. Makroskopische Modelle [Swi85,GrK78,Fro84], die eine dynamische Fusionsbehinderung mit zunehmender Spaltbarkeit des vereinigten Systems vorhersagen, und mikroskopische Modelle [Nor84], die eine Behinderung der Fusion in Abhängigkeit von der Kernstruktur berücksichtigen, können experimentelle Daten [Sah84,Kel85,Qui88] tendenziell beschreiben. Bei der Synthese schwerer Elemente durch kalte Fusion diskutiert Armbruster eine Erhöhung der Überlebenswahrscheinlichkeit des vereinigten Systems durch Emission von  $\gamma$ -Strahlung oder eines Neutrons in einem sehr frühen Stadium des Umordnungs- oder Äquilibrierungsprozesses [Arm87].

Mit dieser Vorstellung wird ein Übergang zwischen erster und zweiter Phase hergestellt, welche den Zerfall des äquilibrierten Compoundkerns unter Emission von  $\gamma$ -Strahlung oder leichten Teilchen oder den Kernzerfall durch Spaltung beschreibt. Die Zerlegung der Reaktion in zwei Phasen formulierte Bohr bereits 1936 in seiner Hypothese vom Zwischenkern (Compoundkern) [Boh36], der bei festem Drehimpuls und fester Anregungsenergie unabhängig von seiner Bildung zerfällt. Nach Weisskopf [Wei37] kann dieser Zerfall mit statistischen Methoden beschrieben werden. Dieses statistische Modell, das die Kernabregung durch  $\gamma$ - oder Teilchenemission als Abdampfungsprozeß betrachtet, wurde bisher erfolgreich zur Beschreibung experimenteller Daten angewendet. Durch Vergleiche der experimentell zugänglichen Observablen (Anregungsfunktionen für einzelne Abdampfungskanäle, Spaltquerschnitte, Energie-, Multiplizitäts- und Winkelverteilungen der emittierten  $\gamma$ -Quanten und Teilchen, u. a.) mit Modellrechnungen kann man Erkenntnisse über die Eigenschaften von Systemen mit endlicher Kernmaterie (z. B. Niveaudichten, Spaltbarrieren, Deformationen, Drehimpulsverteilung der fusionierten Kerne, usw.) gewinnen.

Trotz der Einfachheit des Modells ist dessen möglichst korrekte, quantitative Verifizierung nur mit Hilfe von Großrechnern möglich und auch damit noch mit großen Schwierigkeiten verbunden. Begrenzungen in der Rechenzeit und im Speicherplatz erfordern Vereinfachungen und Vernachlässigungen innerhalb des Modells.

## 1.2 Ältere Messungen und Interpretationen zur Emission geladener Teilchen

Mit zu den Ersten gehörend stellten Dostrovsky et al. 1958 ein Monte-Carlo-Programm vor, mit dem die Energiespektren der schrittweise in einer Abdampfungskaskade emittierten Teilchen berechnet werden konnten [DoR58]. Gemessene Spektren geladener Teilchen, die mit Rechnungen verglichen wurden, waren deutlich zu kleineren Energien verschoben [DoF60, FuC58, KnQ60]. In den Diskussionen zur Erklärung dieser Beobachtungen wurde eine mit der Anregungsenergie zunehmende Verschmierung der Kernoberfläche [HiW53] erwähnt, wodurch Teile der Oberfläche weiter vom Ladungsschwerpunkt entfernt sind und somit eine erniedrigte Coulombbarriere spüren. Auch eine drehimpulsabhängige Deformation wurde diskutiert.

Man muß allerdings bedenken, daß die theoretischen Hilfsmittel damals im Vergleich zu heute noch nicht so weit entwickelt waren. Detaillierte Erkenntnisse über Schalen- und Paarungseffekte und den Einfluß des Drehimpulses in der Niveaudichte, sowie über Transmissionskoeffizienten sind erst im Laufe der nachfolgenden Zeit gewonnen worden. Obendrein lassen die heutigen Großrechner detailliertere Rechnungen zu. Auch auf der experimentellen Seite war die Entwicklung im Vergleich zu heute noch im Anfangsstadium, und die Meßergebnisse widersprachen sich teilweise [FuG60, ShB61]. Die Kenntnis über die Bedeutung und Behandlung von Targetverunreinigungen (H, C, O) und über den Energieverlust von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in verschiedenen Totschichten sowie die Qualität der Meßapparaturen haben sich bis heute verbessert.

## 1.3 Neuere Messungen und Interpretationen zur Emission geladener Teilchen

Als in Fusionsreaktionen schwerer Kerne Compoundssysteme mit höherer Anregungsenergie und höherem Drehimpuls untersucht werden konnten, und neue Ansätze zur Bestimmung von Teilchentransmissionskoeffizienten gefunden wurden, gab es eine Wiederbelebung der Diskussion um eine Erniedrigung der Emissionsbarriere und ihre Erklärungsmöglichkeiten.

McMahan und Alexander [McA80] bestimmten Teilchentransmissionskoeffizienten durch Anpassung an gemessene Fusionsquerschnitte von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen

mit verschiedenen Kernen von Co bis Bi. Damit berechneten sie Energiespektren geladener Teilchen, die aus dem heißen Compoundkern  $^{194}\text{Hg}$  ( $E^* = 98$  MeV, kritischer Drehimpuls bei der Fusion  $l_{\text{crit}} = 45 \hbar$ ) emittiert wurden. Der Vergleich dieser Rechnungen mit den gemessenen Spektren zeigte eine erhöhte Teilchenemission bei kleinen Energien. Daraus wurde geschlossen, daß die Abdampfungsbarriere deutlich niedriger sein muß als die Fusionsbarriere (2 MeV oder etwa 10%). Noch größere Barriererniedrigungen (20 - 30%) und mit Rechnungen nicht erklärbare Unterschiede zwischen den Querschnitten für Protonen- und  $\alpha$ -Emission beobachteten Rivet et al. [RiL82] in den Compoundsystemen  $^{230}\text{Bk}$ ,  $^{194}\text{Hg}$ ,  $^{156}\text{Er}$  bei Anregungsenergien von 64 bis 195 MeV. Als mögliche Erklärung wurde auf extreme Deformationen der emittierenden Kerne hingewiesen.

In systematischen Analysen gemessener Energiespektren und Winkelverteilungen von  $\alpha$ -Teilchen aus angeregten Compoundkernen im Bereich  $35 < Z < 110$  fanden Alexander et al. [AlG82] fast durchweg Erniedrigungen der Emissionsbarrieren gegenüber den Fusionsbarrieren. Eine generelle statische oder dynamische Deformation der emittierenden Kerne sowie Vibrationen oder ein Anschwellen der Kernoberfläche wurden vorgeschlagen. Unter der Annahme von axialsymmetrischen Kernen mit Quadrupoldeformationsparametern von  $\alpha_{20} = 0.1$  bis  $\alpha_{20} = 0.5$  und einer Emission der  $\alpha$ -Teilchen aus den Spitzen dieser Kerne können die Daten erklärt werden. Eine gefundene Abnahme der Emissionsbarrieren mit größer werdendem Kernspin im Bereich  $35 < Z < 68$  wird mit Superdeformationen in Verbindung gebracht, die von dem RLD-Modell vorhergesagt werden [CoP74, Bla80]. Aber auch eine  $\alpha$ -Emission knapp oberhalb der Yrast-Linie, wo aufgrund des verkleinerten Phasenraums nur noch niederenergetische  $\alpha$ -Teilchen emittiert werden können, ist als Erklärung denkbar. Eine zunehmende Barriererniedrigung mit anwachsendem Spin tritt bei Kernen mit  $Z > 80$  nicht deutlich auf, was möglicherweise der hohen Spaltkonkurrenz in diesem Bereich zuzuschreiben ist.

In Fusionsreaktionen von  $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$  fanden Choudhury et al. [ChG84] in dem leichten Kern  $^{59}\text{Cu}$  Deformationen, die mit dem Modell eines rotierenden Flüssigkeitströpfchens von Mustafa et al. [MuB82] verstanden werden können. Konsistent mit dem Modell wurde bei höheren Einschußenergien und damit auch höheren Anfangsdrehimpulsen eine Erhöhung der Deformation beobachtet.

Von einer temperaturunabhängigen extremen Barriererniedrigung (3 MeV) für  $\alpha$ -Emission berichten Nebbia et al. [NeH86] in dem System  $^{14}\text{N} + ^{154}\text{Sm}$  bei Anregungsenergien von 100 - 400 MeV. Es wird darauf hingewiesen, daß diese Beobachtung weder allein durch eine thermische Ausdehnung noch allein durch Deformationen nach dem RLD-Modell erklärt werden kann. Zusätzliche dynamische Effekte, wie die Emission der  $\alpha$ -Teilchen aus den Spitzen eines extrem vibrierenden Kerns, werden vorgeschlagen.

In einer Reihe von Arbeiten [MoK85, LRM87, MoK87, LaA87], in denen zu einer Reaktion Protonen- und  $\alpha$ -Spektren gleichzeitig studiert und mit Rechnungen

des Computercodes GANES [AjL86] verglichen wurden, stellte man unterschiedliche Barriererniedrigungen für Protonen- und  $\alpha$ -Emission fest. Während schon für die  $\alpha$ -Emission axialsymmetrische Kerndeformationen mit Achsenverhältnissen von 1.7 [MoK85] bis 2.5 [LaA87] zur Erklärung der Daten deduziert wurden, wären zur Beschreibung der Barriererniedrigungen für die Protonenemission (27 - 45% [MoK85]) noch sehr viel extremere Kernkonfigurationen notwendig. Ein Neuüberdenken des Konzepts der Abdampfungsbarriere wurde vorgeschlagen. Moses et al. [MoK85] erwähnten zum einen Hartree-Fock-Rechnungen von Davies et al. [DaS80], die für mittelschwere Systeme heftige Schwingungen in Schwerionenreaktionen vorhersagen. Zum anderen sahen sie einen möglichen Zusammenhang mit einem Vorschlag von Randrup und Swiatecki [RaS84], nach dem ein ausgedehntes dinukleares System entschieden länger leben soll, als bisher angenommen.

Ein ganz neuer Gedanke wurde von La Rana et al. [LRM87] geäußert und von Lacey et al. [LaA87] ausgeführt. Da nach ihrer Feststellung die Protonenspektren weder durch Kerndeformationen noch durch Temperatur- oder Spineinflüsse oder einer Kombination aus allem erklärt werden könnten, nach ihrer Aussage auch nicht mit anderen Verdampfungs-codes, wird der Begriff der nuklearen Stratosphäre geprägt. Nach ihrer Vorstellung werden während des Stoßes von Projektil und Target Nukleonen in Übergangorbitale (in [LaA87] „transient orbitals“ genannt) hoher Anregungsenergie angehoben. Während der Thermalisierung, wenn die Umordnung der Nukleonen von der diffusen nuklearen Stratosphäre in die normale Fermiverteilung stattfindet, werden dann Teilchen emittiert. Die Protonen stammen zu einem großen Teil aus den äußersten Bereichen der Dichteverteilung, während die  $\alpha$ -Teilchen aus weiter innen liegenden Bereichen stammen, da sie erst bei höherer Teilchendichte gebildet werden können.

In neuerer Zeit berichteten La Rana et al. [LRM88] von riesigen Deformationen (Achsenverhältnis 3:1) die sie in  $^{60}\text{Ni}$  bei Vergleich ihres gemessenen Energiespektrums der emittierten  $\alpha$ -Teilchen mit Rechnungen des Programms GANES [AjL86] fanden.

Eine Widerlegung der Interpretation von La Rana et al. [LRM87] wurde durch eine Arbeit von Govil et al. [GoH87] impliziert, wo die von La Rana et al. gemessenen Spektren von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus dem Compoundkern  $^{67}\text{Ga}$  ( $E^* = 91 \text{ MeV}$ ,  $l_{\text{crit}} = 31 \hbar$ ) [LRM87] mit Rechnungen des Verdampfungs-Codes CASCADE [Puh77] verglichen wurden. Danach konnten die Spektren unter der Annahme eines sphärischen Compoundkerns beschrieben werden.

Diese Widersprüche in der Interpretation der Daten unterstreichen die Wichtigkeit einer sorgfältigen Modellrechnung der Verdampfungspektren.

## 1.4 Hinweise auf Kerndeformationen aus Messungen von $\gamma$ -Strahlung

Über extreme Deformationen wurde auch an anderer Stelle berichtet. Nyako et al. [NyC84] konnten  $\gamma$ -Übergänge in  $^{152}\text{Dy}$ -Kernen bei hohen Spins messen. Aus dem deduzierten Trägheitsmoment ergaben sich Kerndeformationen von  $\epsilon = 0.51$  bei Spins von  $34-58 \hbar$ . Auch theoretische Arbeiten [RaB80,Abe82,ScV82] in denen Schalenmodellrechnungen in rotierenden Kernen durchgeführt wurden, schlagen bei hohen Spins für Kerne in der Gegend von  $^{152}\text{Dy}$  Superdeformationen von  $\epsilon=0.5$  bis  $0.6$  vor. Wie Åberg in Rechnungen zeigte [Abe82], liegen solche superdeformierten Zustände erst bei sehr hohen Spins auf der Yrast-Linie. Ein Kern jedoch, der sich einmal in solch einem Zustand befindet, wird sich vorwiegend durch  $E2$ -Übergänge auf dieser superdeformierten Bande abregen, bis bei kleineren Spins die Energiedifferenz zum Grundzustand immer erheblicher wird und Zerfälle in tiefer liegende Banden mehr konkurrieren.

Kühn et al. [KuC83] benutzten diese Vorstellung von superdeformierten Zuständen bei hohen Spins, um die in der Reaktion  $^{64}\text{Ni} + ^{92}\text{Zr} \rightarrow ^{156}\text{Er}$  ( $E^* = 46 \text{ MeV}$ ) im Vergleich zu statistischen-Modellrechnungen unerwartet niedrige, gemessene Neutronenmultiplizität zu erklären. Demnach wird der Compoundkern bei der Bildung im Eingangskanal bei hohem Spin mit hoher Wahrscheinlichkeit in dem Potentialminimum eines superdeformierten Zustandes, vergleichbar mit einem Spaltisomer, eingefangen. Die niedrige freie Energie über der angehobenen „effektiven“ Yrast-Linie des Compoundkerns verhindert die Emission einer größeren Anzahl von Neutronen. Eine Bestätigung dieses Eingangskanaleffekts sahen Ruckelshausen et al. [RuF86] in Messungen, in denen der Compoundkern  $^{156}\text{Er}$  durch verschiedene Projektil-Target-Kombinationen gebildet wurde und wo große Abweichungen der Daten zu statistischen-Modellrechnungen gefunden wurden.

Doch Love et al. [LoB86] schlossen aus ihren  $\gamma$ -Multiplizitätsmessungen, daß das System  $^{64}\text{Ni} + ^{92}\text{Zr}$  noch bei sehr hohen Bahndrehimpulsen fusioniert und dies für die gemessenen Neutronenmultiplizitätsverteilungen verantwortlich ist. Die Diskussion um die Interpretation dieser Daten ist noch nicht abgeschlossen [RuH87,LoN87].

Zahlreiche  $\gamma$ -spektroskopische Untersuchungen entlang oder in der Nähe der Yrast-Linien schwerer Kerne haben den Einfluß von Schalen- und Paarungseffekten in rotierenden Kernen gezeigt (s. [GaH86] und darin enthaltene Zitate). So wurden unter anderem Zustände, teilweise langlebige Zustände (Isomere) gefunden, die bei bestimmten Spins eine bevorzugte Ausrichtung der Drehachse parallel zur Symmetrieachse eines deformierten Kerns zeigen. Auch Koexistenzen verschiedener Kerndeformationen wurden beobachtet (s. z. B. [Cli86]). In der Nähe des in dieser Arbeit untersuchten Compoundkerns ( $^{179}\text{Au}$ ) wurde in leichteren Au- und Hg-Isotopen eine Konkurrenz von stark prolaten und schwächer oblaten Kern-

deformationen gefunden, was innerhalb einer Isotopenkette zu gerade-ungerade Effekten in den Grundzustandsdeformationen führt [SiS86,UIB86,WaB87].

Informationen über Kerndeformationen heißer Kerne ( $E^* > 40$  MeV) liefern Messungen von  $\gamma$ -Zerfällen angeregter Compoundkerne (Eine Übersicht findet sich in [Sno86]). Die Aufspaltung der Dipolriesenresonanzenergien bei deformierten Kernen spiegelt sich in den  $\gamma$ -Spektren wieder. Der im Grundzustand deformierte Kern  $^{166}\text{Er}$  ( $\delta=0.3$ ) zeigt bei Anregungsenergien von 49 MeV und Spins um  $15 \hbar$  immer noch seine prolate Grundzustandsgestalt [GoS85], während bei Anregungsenergien  $> 60$  MeV und Temperaturen  $> 1.4$  MeV oblate Kerndeformationen die experimentellen Daten besser beschreiben [GaE84]. Eine Beibehaltung der Grundzustandsdeformation bei Anregungsenergien um 40 - 52 MeV wurde auch in anderen Kernen beobachtet [GoS85]. Diese Meßergebnisse stimmen mit Theorien von Bjørnholm, Bohr und Mottelson [BjB74] und entsprechenden Rechnungen überein [Ver84], nach denen ein deformierter Kern aufgrund der niedrig liegenden kollektiven Zustände eine Erhöhung der Niveaudichte zeigt und daher mit größerer Wahrscheinlichkeit in der deformierten Konfiguration bleibt. Erst bei hohen Temperaturen, wenn die kohärenten Überlagerungen der Einteilchenamplituden zerstört werden, nimmt der Kern seine vom Tröpfchenmodell bevorzugte Gestalt an. Kerne, die im Grundzustand sphärisch sind, zeigen eine Verbreiterung der Dipolriesenresonanz bei Anregung [GoS85]. Gallardo et al. [GaD85] erklären dies damit, daß in diesen Kernen eine Verteilung von Deformationen vorliegt und eine statistische Mittelung über alle diese Zustände zu der beobachteten Breite der Struktur in den gemessenen  $\gamma$ -Spektren führt.

## 1.5 Untersuchungen symmetrischer Systeme um $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$

In dieser Arbeit wurde die Emission geladener Teilchen aus dem System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  bei 4 MeV/u untersucht. Mit Anregungsenergien um 26 MeV und Anfangsdrehimpulsen von 0 bis etwa  $50 \hbar$  werden in dem Compoundkern  $^{179}\text{Au}$  Zustände abgetastet, die im Vergleich zu bisherigen Messungen geladener Teilchen und zu  $\gamma$ -Messungen der Dipolriesenresonanz bei sehr viel kleineren Energien liegen. Damit wird ein Temperaturbereich erreicht, wo Kernstruktureffekte eine wichtige Rolle spielen. Nach mikroskopischen Rechnungen [ScD82] und experimentellen Ergebnissen [IgS75] verschwinden Paarungskorrelationen bei etwa 10 MeV und Schalenefekte in der Niveaudichte bei etwa 20 MeV Anregungsenergie. Im Vergleich zu den Spektroskopiemessungen an der Yrast-Linie wird in dieser Arbeit ein Anregungsenergiebereich untersucht, der deutlich höher liegt. Doch kann die Yrast-Linie nach Emission von wenigen Teilchen und statistischen  $\gamma$ -Quanten schnell erreicht werden. Somit wird mit der ausgewählten Reaktion ein Gebiet angesprochen, das in der beschriebenen Weise eine Verbindung verschiedener bisheriger

Untersuchungen und zwischen mikroskopischen und makroskopischen Kerneigenschaften herstellt.

Das System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  und benachbarte Systeme zeichnen sich weiterhin dadurch aus, daß bei ihnen eine dynamische Behinderung der Fusion einsetzt und aufgrund des hohen negativen Q-Wertes der Reaktion niedrige Anregungsenergien (bis hinunter zu 16 MeV) erreicht werden können (daher der Ausdruck kalte Fusion). Die Fusionswahrscheinlichkeit wurde bestimmt, indem die Anregungsfunktionen verschiedener Ausgangskanäle gemessen wurden [Kel85]. Es wurde erstmals bei schweren Systemen die radiative Fusion, hier als Abregung des Compoundkerns allein durch Emission von  $\gamma$ -Strahlung zu verstehen, beobachtet. Dies motivierte zu einer Messung des  $\gamma$ -Spektrums zu diesem Prozess in dem System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$  [ScS86]. Es wurde keine direkte Emission von hochenergetischen  $\gamma$ -Quanten beobachtet und die  $\gamma$ -Spektren des  $\gamma$ - und 1n-Kanals konnten mit dem statistischen Modell beschrieben werden.

Die Frage nach einer möglichen Deformation des Compoundkerns, die sich in der Aufspaltung der Dipolresonanz äußern sollte, war anhand des  $\gamma$ -Spektrums schwer zu beantworten, weil die Zählstatistik in dem exponentiell abfallenden  $\gamma$ -Spektrum in dem interessanten Energiebereich zu gering war.

Zur Untersuchung einer möglichen Compoundkern-Deformation, eventuell Superdeformation, bot sich nach den Erfahrungen aus den oben erwähnten Experimenten die Messung von geladenen Teilchen an. Die durch die Deformation bedingte Erniedrigung der Emissionsbarriere für geladene Teilchen erhöht die Wahrscheinlichkeit für die Abdampfung niederenergetischer Teilchen.

Die gemessenen und nach statistischen-Modell-Rechnungen nicht erwarteten hohen Querschnitte der  $\alpha$ - und p-Kanäle [Kel85] könnten möglicherweise dann verstanden werden. Die Energieverteilung der geladenen Teilchen könnte auch Hinweise zum Fusionsmechanismus geben, wenn Teilchen in der oben erwähnten frühen Phase der Reaktion emittiert würden.

Um Fehlinterpretationen, die in inklusiven Messungen auftreten können, zu vermeiden und die Energiespektren zweifelsfrei mit Fusionsreaktionen in Verbindung bringen zu können, wurde ein Koinzidenzexperiment zwischen geladenen Teilchen und Verdampfungsrestkernen durchgeführt.

Das Ziel dieser Arbeit war unter anderem auch die Entwicklung eines Monte-Carlo-Programms, das die im statistischen Modell beschriebenen Abdampfungskaskaden simuliert und die dabei sich ergebenden Energieverteilungen der emittierten Teilchen oder  $\gamma$ -Quanten berechnet. Im Hinblick auf die verschiedenen Interpretationsmöglichkeiten der Spektren geladener Teilchen, die bisher vorgeschlagen wurden, und die sich nicht zuletzt durch den Vergleich von Messungen und Rechnungen nach dem statistischen Modell ergaben, schien dies ein sehr wesentlicher Punkt zum Verständnis der Ergebnisse.

## 2 Aufbau und Durchführung des Experiments

In der vorliegenden Arbeit sollen die bei der Fusion von  $^{90}\text{Zr}$  mit  $^{89}\text{Y}$  emittierten geladenen Teilchen gemessen werden. Wie andere Experimente zeigten, und wie auch in diesem Experiment bestätigt werden konnte, gibt es neben den zu untersuchenden Compoukernen auch andere Quellen für geladene Teilchen. Es können sich zum Beispiel Dämpfe vom Pumpenöl oder Restgasatome in Spuren auf dem Target niederschlagen, oder das Targetmaterial selbst kann vor dem Einbau in das Vakuumsystem bereits teilweise oxidiert worden sein. Die Projektilkerne reagieren mit solchen Verunreinigungen zum Teil mit Wirkungsquerschnitten, die um Größenordnungen höher sind als die der zu untersuchenden Reaktionen. Nur teilweise lassen sich diese Untergrundteilchen durch ihren Impuls von den gewünschten geladenen Teilchen unterscheiden.

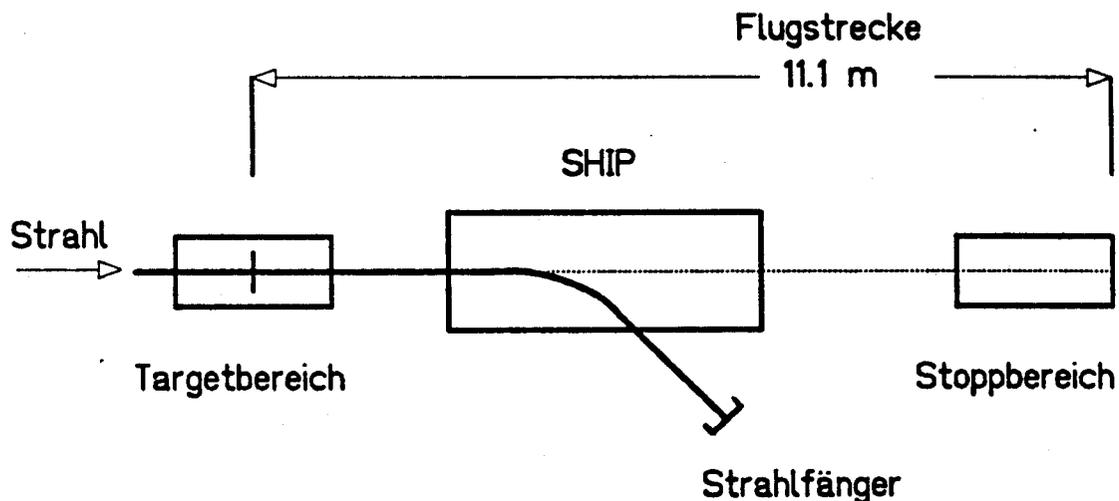


Abbildung 1: Übersicht über den experimentellen Aufbau

Sehr viel wirksamer ist es, die emittierten Teilchen in Koinzidenz zu den zugehörigen Verdampfungsrestkernen nachzuweisen. Ein weiteres Problem besteht nun darin, die Fusionsprodukte von dem sehr viel intensiveren Projektilstrahl zu trennen. Für diese Aufgabe ist das Geschwindigkeitsfilter SHIP (Separator of Heavy Ion Products), das als feste Einrichtung in gerader Verlängerung des Schwerionenbeschleunigers UNILAC bei der GSI steht, hervorragend geeignet. Mit dieser Apparatur können Verdampfungsrestkerne mit hoher Separationsgüte getrennt und daher direkt in einen Halbleiterdetektor hinter SHIP implantiert werden. Dort können die für die einzelnen Isotope charakteristischen Zerfallsenergien der vorwiegend  $\alpha$ -radioaktiven Kerne gemessen werden. Daraus läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die einzelnen Abdampfungskanäle bestimmen.

Der Einsatz von SHIP mit der durch den gewählten experimentellen Aufbau bedingten Winkelakzeptanz von  $\pm 1.3^\circ$  hat zur Folge, daß nicht für alle Emissionswinkel der geladenen Teilchen Koinzidenzen mit den zugehörigen Verdampfungsrestkernen gemessen werden können. Insbesondere für  $\alpha$ -Teilchen sind Koinzidenzen nur zu erwarten, wenn diese nahe  $0^\circ$  oder nahe  $180^\circ$  zur Strahlachse emittiert werden (s. Abbildung 19). Daher wurden die Detektoren zum Nachweis geladener Teilchen unter diesen Winkeln aufgestellt. Eine Messung der Winkelverteilung für die Emission von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen war nicht möglich.

Jedoch bleibt Platz für den Aufbau von  $\gamma$ -Detektoren, die fast den vollständigen Raumwinkel um das Target erfassen. Dadurch kann mit gewisser Wahrscheinlichkeit der gesamte in  $\gamma$ -Strahlung gehende Anteil der Zerfallsenergie eines Compoundkerns gemessen werden. Durch eine hohe Detektormultiplizität kann man die spektrale Verteilung der  $\gamma$ -Energien sowie ihre Winkel- und Multiplizitätsverteilung erhalten.

In Abbildung 1 ist ein schematischer Überblick des Aufbaus gezeigt. Es lassen sich 3 Bereiche unterscheiden:

- der Targetbereich, wo die emittierten geladenen Teilchen und die  $\gamma$ -Strahlung nachgewiesen werden
- das Geschwindigkeitsfilter SHIP, das die Fusionsprodukte von dem Projektilstrahl separiert
- der Stoppbereich, wo die Verdampfungsrestkerne in Halbleiterzähler implantiert werden und ihr  $\alpha$ -Zerfall gemessen wird.

Die einzelnen Komponenten und detailliertere Überlegungen sollen im folgenden erläutert werden.

## 2.1 Das Geschwindigkeitsfilter SHIP

Das Geschwindigkeitsfilter SHIP ist in zahlreichen Arbeiten [EwG76, MuF79, Fau78] beschrieben. Daher werden an dieser Stelle nur die wichtigsten und für diese Arbeit bedeutenden Eigenschaften zusammengefaßt. Abbildung 2 zeigt die wesentlichen Komponenten von SHIP.

Es besteht aus zwei symmetrisch angeordneten Geschwindigkeitsfiltern mit je einem statischen elektrischen und zwei statischen magnetischen Feldern. Im Gegensatz zum klassischen Wienfilter sind elektrische und magnetische Felder aus technischen Gründen räumlich getrennt. Zur Strahlfokussierung befindet sich vor und hinter dieser Anordnung je ein Quadrupol-Triplett. In der Mitte von SHIP, der Zwischenbildebene, wird eine Geschwindigkeitsdispersion erzeugt. Diese wird

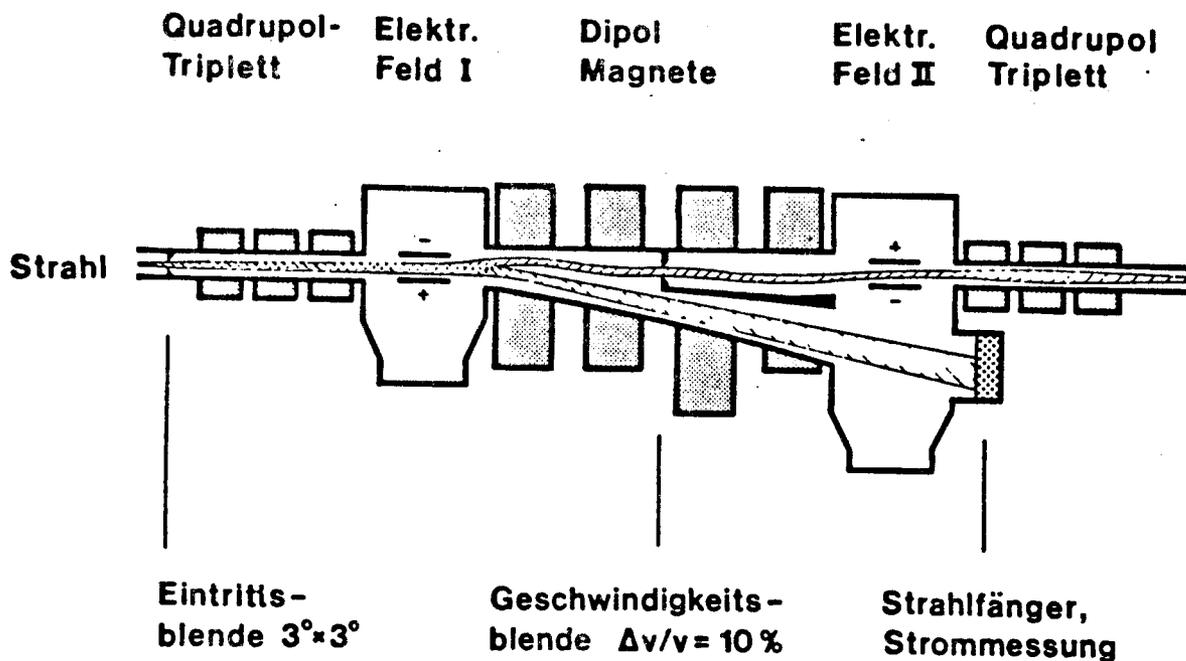


Abbildung 2: Schematischer Aufbau des Geschwindigkeitsfilters SHIP

ausgenutzt, um den Primärstrahl auszublenden und in einer Faraday-Tasse, an die ein Stromintegrator angeschlossen ist, aufzufangen. Durch eine verstellbare Blende - die Geschwindigkeitsblende - kann man das Geschwindigkeitsspektrum der durchgelassenen Teilchen beeinflussen. Bei voll geöffneter Blende beträgt die Breite dieses Spektrums 10%. Durch einen Defekt in der Hochspannungszuleitung zu den Kondensatoren konnten jedoch in dem zu dieser Arbeit durchgeführten Experiment die elektrischen Felder nicht stabil gehalten werden, wie aus den Meßdaten zu erkennen war. Dies führte zu einer periodischen Variation der eingestellten Durchlaßgeschwindigkeit und resultierte in einer über die Zeit gemittelten Geschwindigkeitsverteilung mit einer Breite von 14% (s. Kapitel 3.3.4).

Durch die symmetrische Anordnung der Felder kompensieren sich die meisten Bildfehler, so daß am Ausgang von SHIP der transmittierte Strahl wieder gut fokussiert ist.

Die Winkelakzeptanz von SHIP ist durch den Abstand des Targets von der Eintrittsaperturblende gegeben und beträgt in dem betrachteten Aufbau 1.3°. Die Ionenladungsakzeptanz ist durch die Bildfehler der Quadrupole auf 10% beschränkt. Die Ladung, auf die das Geschwindigkeitsfilter eingestellt wird, ist die mittlere Gleichgewichtsladung, die bei den Geschwindigkeiten der Verdampfungsrestkerne in dieser Arbeit nach Nikolaev et al. [NiD71] 20 Elementarladungen beträgt. Da sich der Ladungszustand der Verdampfungsrestkernionen nach Austritt aus dem Target infolge von Abregungsprozessen in der Atomhülle noch ändern kann, müssen sie vor Eintritt in das Geschwindigkeitsfilter eine Kohlenstoffolie der Dicke

35  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  passieren.

Eine wichtige Information für diese Arbeit (s. Kapitel 3.5) ist die Abhängigkeit der Transmission vom Eintrittswinkel der Ionen in das Filter. Eine Messung mit einer  $\alpha$ -Quelle [Mor88] sowie Untersuchungen von Faust [Fau78] zeigen, daß die Transmission von  $0^\circ$  bis  $0.9^\circ$  nahezu konstant ist und dann bis  $1.5^\circ$  etwa quadratisch abfällt.

## 2.2 Messung von Verdampfungsrestkernen und deren $\alpha$ -Zerfall

Der Aufbau im Stoppbereich ist in Abbildung 3 schematisch dargestellt. Zum Nachweis der Verdampfungsrestkerne diente eine Anordnung von zwei Detektoren, bestehend aus einem  $100\ \mu\text{m}$  dicken ringförmigen und einem  $300\ \mu\text{m}$  dicken kreisförmigen Oberflächensperrschichtzähler. Der ringförmige Detektor, im weiteren als äußerer Stoppdetektor bezeichnet, hat einen Außendurchmesser von  $50.0\ \text{mm}$  und einen Innendurchmesser von  $28.0\ \text{mm}$  der nachweisempfindlichen Fläche. In der Mitte befindet sich ein Loch von  $450\ \text{mm}^2$  Querschnittsfläche. Unmittelbar dahinter sitzt der zweite Detektor, im weiteren innerer Stoppdetektor genannt, mit gleich großer aktiver Fläche. Mit diesem Aufbau bleibt der inaktive Bereich auf etwa 10% beschränkt.

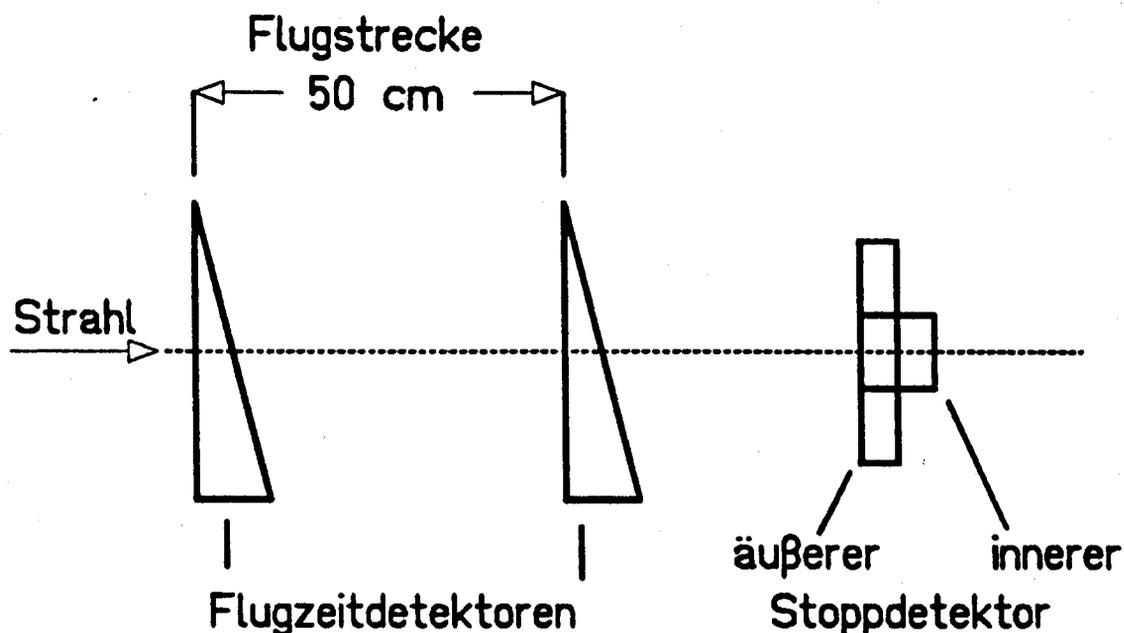


Abbildung 3: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus hinter SHIP (Stoppbereich)

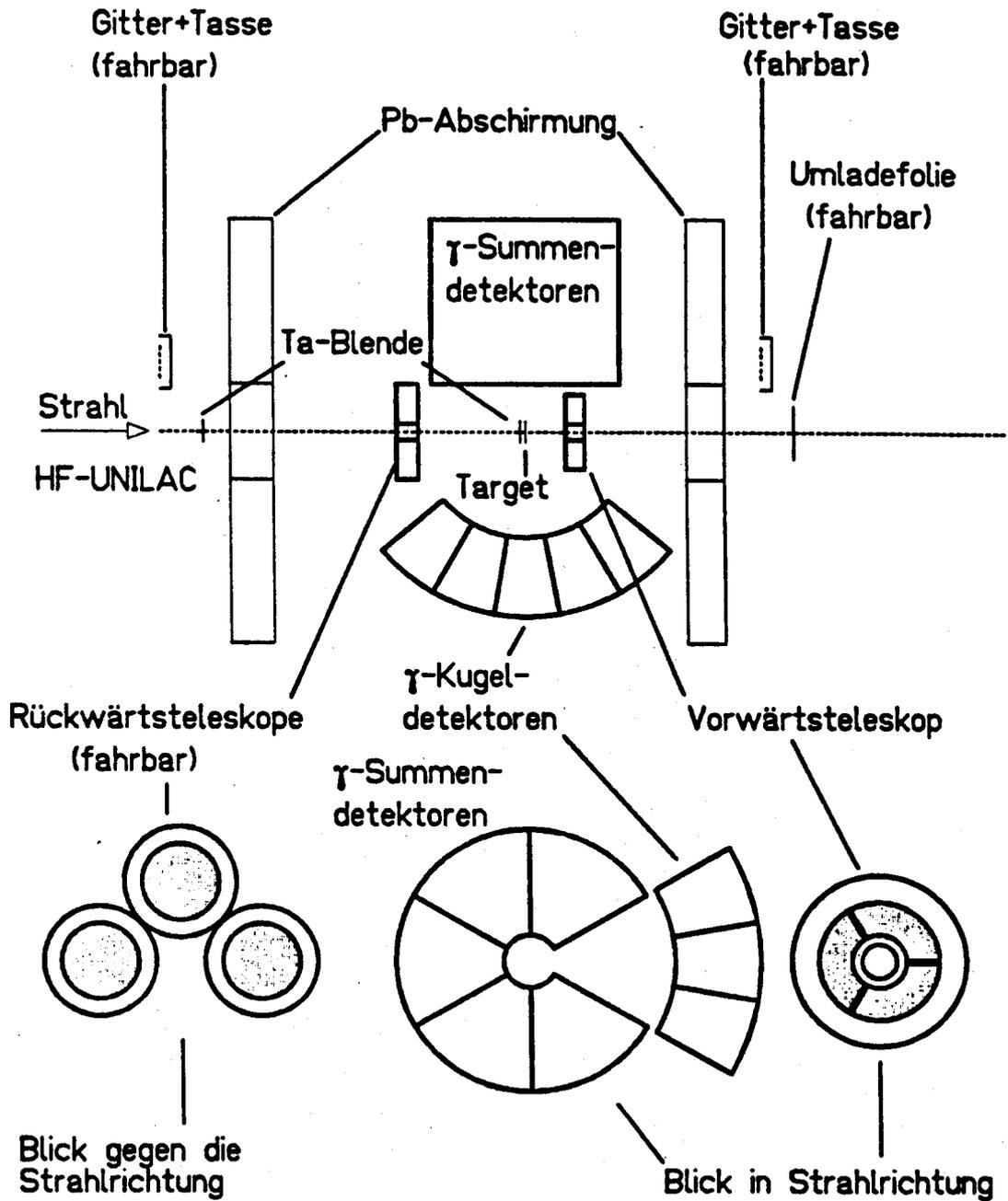
Vor den Stoppdetektoren wurden auf einer Flugstrecke von 50 cm zwei Flugzeitdetektoren [Hes85] aufgebaut, die im wesentlichen jeweils aus einer Kohlenstoffolie und Gitterdrähten bestehen. Der unterschiedliche Energieverlust und die daher unterschiedliche Sekundärelektronenausbeute bei Teilchen unterschiedlicher Kernladung und unterschiedlicher Energie wurde ausgenutzt, um elektronisch Verdampfungsrestkerne von leichteren Untergrundteilchen zu diskriminieren. Da die an der Anode der Channelplates abgegriffenen Signale bei den Verdampfungsrestkernen am größten sind, wurde auf diese eine elektronische Schwelle gesetzt. Allerdings brachten die Breiten und das teilweise Überlappen der Signalhöhenverteilungen von Untergrundteilchen und Verdampfungsrestkernen mit sich, daß ein Teil der Verdampfungsrestkerne beschnitten wurde. Der Nachweisverlust betrug etwa 10 - 20%. Die Flugzeitinformation selbst wurde bei der Auswertung nicht benutzt, da sich eine bessere Methode zur Ermittlung der echten Koinzidenzen zwischen Verdampfungsrestkern und geladenem Teilchen ergab. Es wurde nämlich das Zeitsignal der Stoppdetektoren benutzt, um zusammen mit dem Zeitsignal eines Teleskops für geladene Teilchen grob die Flugzeit der Verdampfungsrestkerne vom Target bis zu ihrem Implantationsort zu bestimmen. Bei einer Flugstrecke von 11.1 m genügt diese Information, um Ereignisse im Targetbereich und Ereignisse hinter SHIP, die zum selben Strahlmakropuls gehören, von zeitlich unkorrelierten Ereignissen zu unterscheiden (s. Kapitel 3.2).

Die meisten Verdampfungsrestkerne sind  $\alpha$ -radioaktiv mit Halbwertszeiten im Sekundenbereich, d. h. sie zerfallen nicht im Flug, sondern erst nach ihrer Implantation in einem der Halbleiterdetektoren. Die Halbwertszeit ist auch groß gegen die Dauer eines Strahlmakropulses von 20 ms. Daher wird das  $\alpha$ -Spektrum nicht verfälscht, wenn die  $\alpha$ -Zerfallssignale nur in der Pause zwischen zwei Makropulsen aufgenommen werden, und eine zeitliche Trennung von  $\alpha$ -Zerfallsereignissen und Ereignissen im Makropuls, bei denen eine Kernreaktion stattgefunden hat, ist möglich. Entsprechend dem Verhältnis von Pulsdauer zu Pulspause von 1:3 muß dann ein Nachweisverlust der  $\alpha$ -Zerfälle von 25% berücksichtigt werden. Die Energiesignale von  $\alpha$ -Zerfällen und implantierten Schwerionen, die ja über dieselbe Leitung liefen, konnten aufgrund ihrer unterschiedlichen Höhe diskriminiert und anschließend jeweils ihrem dynamischen Bereich angemessen verstärkt und weiterverarbeitet werden.

Zu Eichzwecken wurde eine 3-Komponenten- $\alpha$ -Quelle ( $^{239}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Cm}$ ,  $^{244}\text{Cf}$ ) montiert, die bei Bedarf vor die Detektoren gedreht werden konnte.

### 2.3 Messung von geladenen Teilchen

Zur Messung der geladenen Teilchen im Targetbereich (Abbildung 4) wurden vier Halbleiterteleskope verwendet. Ein Ringteleskop, bestehend aus vier jeweils 500  $\mu\text{m}$  dicken ionenimplantierten Si-Dioden wurde 12.0 cm hinter dem Target konzen-



**Abbildung 4:** Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus im Targetbereich. Im oberen Bildteil ist ein Horizontalschnitt in Höhe der Strahlachse zu sehen. Im unteren Teil der Abbildung sind die Teleskope und die  $\gamma$ -Detektoren mit Blick in bzw. gegen die Strahlrichtung gezeigt. Die aktive Fläche der Dioden ist schraffiert gezeichnet. Diese Flächen waren beim Vorwärtsteleskop mit einer Ta-Folie, bei den Rückwärtsteleskopen mit Au-Folien bedeckt.

trisch zur Strahlrichtung positioniert. Auf einer Blende mit einem Außendurchmesser von 22.5 mm und einem Innendurchmesser von 10.1 mm wurde unmittelbar vor der vordersten Diode eine Tantalfolie von  $30.2 \text{ mg/cm}^2$  Dicke angebracht. Mit dieser Folie wurden gestreute Projektil- oder Targetkerne gestoppt. Eine Kernreaktion zwischen  $^{90}\text{Zr}$  oder  $^{89}\text{Y}$  und Ta als eine mögliche Entstehungsquelle für geladene Teilchen war aufgrund der hohen Kernladungszahl von Ta und der daher hohen Coulombbarriere bei der Strahlenergie von  $4.02 \text{ MeV/u}$  nicht möglich.

Der Akzeptanzbereich des Vorwärtsteleskops beträgt mit den genannten Maßen  $4.8^\circ$  bis  $10.6^\circ$ . Detailliertere Angaben und Untersuchungen der Eigenschaften des Teleskops sind in der Diplomarbeit von Ninov [Nin87] zu finden.

Zur Vermeidung von erhöhtem Untergrund hinter SHIP (s. Kapitel 2.5) durch Streuung des Strahls im Lochbereich des Teleskops wurde dieser Bereich mit einem in Strahlrichtung breiter werdenden Tantal-Röhrchen von 11 mm bis 13 mm Durchmesser abgedeckt. Eine Streuung war dann nur an der ringförmigen Vorderkante und nicht an der Innenfläche des Röhrchens möglich. Das Teleskop saß auf einem Gestänge inmitten eines Strahlrohrs von 65 mm Durchmesser, um das herum die  $\gamma$ -Detektoren aufgebaut waren.

In einer Entfernung von 25.5 cm vor dem Target befand sich eine fahrbare (s. Kapitel 2.5) Anordnung von drei Teleskopen. Jedes besteht aus einem dünnen ( $150 \mu\text{m}$  bzw.  $150 \mu\text{m}$  bzw.  $300 \mu\text{m}$ ) und einem 2 mm dicken kreisförmigen Oberflächensperrschichtzähler mit  $450 \text{ mm}^2$  aktiver Fläche. Die Mittelpunkte dieser Flächen lagen jeweils im Abstand von 25 mm zur Strahlachse. Vom Target emittierte Teilchen konnten mit dieser Anordnung in einem Winkelbereich von  $174.4^\circ$  bis  $177.1^\circ$  entsprechend einem Raumwinkel von 5.7 msrd gemessen werden. Vor jedem Teleskop war eine Goldfolie von  $460 \mu\text{g/cm}^2$  Dicke angebracht, die elektromagnetische Strahlung abschirmen sollte. Aus denselben Gründen wie bei dem Ringteleskop war auch in der Mitte der Anordnung der Rückwärtsteleskope konzentrisch zur Strahlrichtung ein Tantalröhrchen angebracht.

Die Wahl der Position der Teleskope relativ zum Target ergab sich aus folgenden Überlegungen: Zunächst waren durch die begrenzte Winkelakzeptanz von SHIP ( $\pm 1.3^\circ$ ) Koinzidenzen zwischen Verdampfungsrestkernen und geladenen Teilchen nur unter bestimmten kinematischen Bedingungen möglich (s. Kapitel 3.5, Abbildung 19). Da obendrein die Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP nur für Rückstoßwinkel  $< 0.9^\circ$  nahezu konstant ist, würden bei ungünstiger Position der Teleskope Teilchen mit höheren Energien benachteiligt. Dies würde eine Verfälschung des Energiespektrums zur Folge haben. Mit dem gewählten Aufbau konnte dies bei einem maximal ausgenutztem Raumwinkel bis zu  $\alpha$ -Energien von etwa 30 MeV vermieden werden.

Für die Rückwärtsteleskope war ein größerer Raumwinkel aus technischen Gründen nicht möglich.

## 2.4 Messung von $\gamma$ -Strahlung

Die Messung der bei der Compoundkern-Abregung emittierten  $\gamma$ -Strahlung war nicht Hauptanliegen dieser Arbeit. Da jedoch die Apparatur dazu vorhanden und bereits erfolgreich eingesetzt worden war [Scw86] und ohne Beeinträchtigung der Messung von geladenen Teilchen hinzugefügt werden konnte, sollte die Möglichkeit, zusätzliche physikalische Informationen zu erhalten, genutzt werden. Damit zeichnet sich das zu dieser Arbeit durchgeführte Experiment auch hinsichtlich seiner Vielseitigkeit an physikalischen Informationen gegenüber anderen Experimenten zur Messung geladener Teilchen aus.

Der Aufbau (Abbildung 4) bestand aus einer Anordnung von 20 NaJ-Detektoren, die man sich wie folgt vorstellen kann: Man denke sich einen Hohlzylinder symmetrisch um das Strahlführungsrohr, in dem das Target und das Vorwärtsteleskop sitzen, gelegt. Während 5/6 dieses Zylinders mit 5 gleich großen Segmenten (Zylinder-Detektoren) [ObS84] ausgefüllt waren, wurde das 6. Sechstel entfernt und stattdessen durch 15 Kugelsegmente (Kugel-Detektoren) der Darmstadt-Heidelberg-Kristallkugel [Sim80,MeF83] ersetzt. Mit dem gewählten Aufbau kann prinzipiell bei relativ geringem elektronischen Aufwand ein mehrfacher Zweck erreicht werden:

- Aufgrund des Raumwinkels von 90% kann mit hoher Wahrscheinlichkeit der gesamte in  $\gamma$ -Strahlung gehende Anteil der Zerfallsenergie gemessen werden.
- Die Anzahl von 20 Detektoren erlaubt eine Messung der  $\gamma$ -Multiplizität. Damit gewinnt man Informationen über den Drehimpuls des Compoundkerns.
- Die Messung der Winkelverteilung mit den Kugeldetektoren kann Aufschluß über die Multipolarität der  $\gamma$ -Strahlung geben.
- Da der Raumwinkel, der von einem einzelnen Kugeldetektor erfaßt wird, sehr klein ist (0.6%), kann mit den Kugeldetektoren die Energieverteilung der  $\gamma$ -Quanten bestimmt werden.

Aufgrund mangelnder Optimierung der elektronischen Einstellung konnte, wie sich erst nach der Messung zeigte, die Energie der  $\gamma$ -Quanten in den Kugeldetektoren nur bis etwa 9 MeV gemessen werden.

Die Signale aller NaJ-Detektoren wurden jeweils mit einem Photomultiplier verstärkt und anschließend in einen Zeitweig und einen Energiezweig aufgeteilt. Weitere Angaben über den Aufbau sind in [Scw86] und [Bro88] zu erfahren.

Zur Abschirmung der NaJ-Detektoren vor Streustrahlung wurden diese sowohl auf der Seite zum UNILAC hin, als auch auf der Seite zum SHIP hin von Bleiziegeln und -platten umgeben.

## 2.5 Strahl und Targets

Die isotonenreinen freitragenden  $^{89}\text{Y}$ -Targets wurden im Targetlabor der GSI hergestellt und hatten Dicken von 320 oder 340  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Da ihr Bestrahlungsort in der Mitte des Strahlrohrs (s. Kapitel 2.4) nicht direkt zugänglich war, wurde ein Transportsystem gebaut, mit dem die Targets von einer Targetkammer an ihren Bestimmungsort gebracht werden konnten. Ein Gummiband, das über zwei Zahnräder lief, enthielt mehrere Halterungen, auf welche die Targeträhmchen aufgesteckt werden konnten. Eines der Zahnräder wurde von einem elektronisch steuerbaren Schrittmotor angetrieben. Mit einem Stufenschalter konnte das gewünschte Target angesprochen und zum Mittelpunkt des Strahlrohrs direkt hinter einen Ta-Kollimator transportiert werden.

Dort befand sich auch ein Glühlämpchen, mit dessen Hilfe über einen Umlenkspiegel mittels einer Videokamera eine Beobachtung des Targets möglich war. So konnte nicht nur die exakte Positionierung des zu bestrahlenden Targets hinter dem Kollimator vorgenommen sondern auch der Targetzustand optisch kontrolliert werden. Außerdem war unter Einsatz eines Leuchttargets eine Kontrolle der Strahlage und des Strahlfokus möglich. Der Targettransport und die Beobachtung waren jedoch nur möglich, wenn das Rückwärtsteleskop von seiner Meßposition weggefahren war.

Zur Einstellung und Überprüfung von Strahlfokus und -richtung dienten weiterhin dünne ladungsempfindliche Profilgitter in einem Abstand von 110 cm vor und 60 cm hinter dem Target. All die bisher beschriebenen Vorgänge wurden nicht während der Datenaufnahme durchgeführt, weil verschiedene Geräte in den und aus dem Strahlengang gefahren werden mußten. Dagegen konnte durch die Strommessung an einer Ta-Blende 39 cm vor dem Target eine Richtungsabweichung des Strahls auch während des Experiments festgestellt werden.

Die erwähnten Kontrollen von Projektilstrahl und Target waren aus mehreren Gründen von Bedeutung.

Für die Messung von geladenen Teilchen und  $\gamma$ -Strahlung war eine Berührung des Strahls mit Fremdmaterialien eine zusätzliche Quelle für Untergrundereignisse. Zwar liegt die Strahlenergie bezüglich Ta, woraus die meisten Objekte im Strahlengang gefertigt waren, unterhalb der Coulombbarriere, doch sind Kernreaktionen, die zur Emission von  $\gamma$ -Strahlung und Teilchen führen, an den immer vorhandenen Verunreinigungen teilweise mit hohem Wirkungsquerschnitt möglich.

Eine Impulskomponente des Strahls senkrecht zur Sollrichtung führt zu einem veränderten Geschwindigkeitsvektor der Projektile und Verdampfungsrestkerne bei Eintritt in SHIP und daher zu veränderter Separationsgüte und Transmission. Streuung der Projektile an Hindernissen (Target eingeschlossen) auf der gesamten Strecke von UNILAC-Ausgang bis SHIP verringert ihre Geschwindigkeit und bringt sie teilweise in den Bereich der eingestellten Durchlaßgeschwindigkeit von

SHIP. Die daraus folgende erhöhte Implantationsrate in die Detektoren hinter SHIP verschlechtert deren Auflösung. Vor allem aber erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für zufällige Koinzidenzen und damit auch die Rate der Ereignisse, die auf Magnetband geschrieben werden, was wiederum die Totzeit verlängert. Weiterhin steigt die Wahrscheinlichkeit für Pile-up in den Stoppdetektoren. Bei symmetrischen Reaktionen können dann Projektile mit der gleichen Geschwindigkeit wie die Verdampfungsrestkerne weder durch die Flugzeit noch durch das Energiesignal von Verdampfungsrestkernen unterschieden werden.

Auch Projektile mit voller Strahlenergie können durch SHIP gelangen. Dies geschieht vor allem dann, wenn das Target ein Loch hat, und der Strahl ohne Reaktion oder Streuung dieses passiert. Zur Erkennung eines größeren Lochs im Target wurde eine akustische Alarmvorrichtung aufgebaut, die bei einer Zählrate in den Stoppdetektoren oberhalb einer eingestellten Frequenzgrenze ansprach. Geringere Veränderungen des Targetzustands konnten durch Beobachtung der Zählraten bei gleichzeitiger Messung des Strahlstroms festgestellt werden. Die Wahrscheinlichkeit für die Zerstörung eines Targets nimmt mit der pro Flächen- und Zeiteinheit deponierten Energie zu. Im Experiment betrug der Strahldurchmesser etwa 3-5 mm. Der mittlere Projektilstrom lag bei  $10^{10}$  Teilchen/s.

Zur Ermittlung des Strahlstroms wurde der elektrische Strom in der Faraday-Tasse, die den abgelenkten Projektilstrahl in SHIP stoppte, mittels eines digitalen Stromintegrators in eine Coulombzählrate umgewandelt. Bei bekanntem Ladungszustand  $Q$  der Projektilionen konnte dann der Teilchenstrom berechnet werden.

Ein Abspeichern der Strahlenergie als Meßparameter war nicht möglich. Die Energie wurde in regelmäßigen Abständen am UNILAC gemessen und betrug  $4.02 \text{ MeV/u} \pm 0.5\%$ . Der durch die endliche Targetdicke bedingte Energieverlust der Projektile führte zu einer Verschiebung und Verbreiterung der effektiven Einschußenergie und damit der Anregungsenergie des Compoundkerns. Bei über die Targetdicke konstant angenommener Stopping-Power ergibt sich für eine feste Beschleunigerenergie eine konstante Verteilung des Energieverlusts. Nach Braune und Schwalm [BrS77] beträgt deren Breite  $9.9 \text{ MeV}$ . Dies entspricht einer Anregungsenergie von  $26 \pm 2 \text{ MeV}$ .

## 2.6 Elektronik und Datenaufnahme

Die Elektronik der Messung war für 83 Parameter mit umfangreichen logischen Verknüpfungen ausgelegt. Bei der Datenaufnahme und Online-Analyse mußten daher einige Optimierungen durchgeführt werden. Nähere Erläuterungen dazu, sowie ein Schaltplan des elektronischen Aufbaus sind in der Diplomarbeit von Ninov [Nin87] zu finden.

Die Signale wurden mit Standard NIM Modulen verarbeitet. Signale, die von Detektoren im Targetbereich kamen, wurden entsprechend der Flugzeit der Verdamp-

fungsreiskerne durch SHIP ( $1 \mu\text{s}$ ) verzögert. Nach Analog-Digital-Umwandlung wurden die Parameter über ein CAMAC System mit dem GSI Datenaufnahme-System GOLDA und einem PDP11/45-Prozessor ereignisweise auf Magnetband abgespeichert. Mit Hilfe der Online-Analyse konnte das Experiment überwacht werden.

Die bei der Vielzahl der Parameter lange Gesamtzeit für die Konversion der Analog-Signale sowie für die Datenauslese und -abspeicherung erforderte, um die Totzeit (2-4%) gering zu halten, eine entsprechende elektronische Vorselektion derjenigen Ereignisse, die aufgenommen werden sollten. Es wurden durch logische Verknüpfungen 4 verschiedene Ereignisarten (Trigger) definiert:

- eine Mehrfachkoinzidenz zwischen Signalen irgend eines Teleskops und irgend eines  $\gamma$ -Detektors und einem der beiden Stoppdetektoren, sowie dem ersten Flugzeitdetektor.
- eine Koinzidenz zwischen Signalen von irgendeinem Rückwärtsteleskop und irgendeinem  $\gamma$ -Detektor
- jedes 1000. Signal irgend eines  $\gamma$ -Detektor.
- ein  $\alpha$ -Zerfall in einem der beiden Stoppdetektoren nur in der Zeit zwischen zwei Strahlpulsen.

Ein Trigger-Signal setzt das Zeitfenster, innerhalb dessen ein Analogsignal in einem ADC konvertiert wird und startet in den TDC-Modulen eine interne Uhr. Durch Stoppen dieser Uhr bei Eintreffen eines Zeitsignals von den entsprechenden Detektoren ( $\gamma$ -Detektoren, Teleskope) konnten zeitliche Korrelationen hergestellt und damit Unterscheidungen zwischen physikalisch sinnvollen und zufälligen Koinzidenzen getroffen werden. Eines dieser TDC-Signale, das TATO-Signal, sei hier hervorgehoben, weil es zur Erklärung einiger zeitlicher Korrelationen im weiteren Verlauf dieser Arbeit von Bedeutung ist (s. Kapitel 3.2 und Kapitel 3.3.2). Es ist die Zeitdifferenz zwischen dem Start des TDC mit einem Triggersignal und dem Eintreffen des Zeitsignals des Vorwärtsteleskops.

### 3 Datenauswertung

#### 3.1 Auswertung der $\alpha$ -Zerfallsspektren

Die Offline Auswertung der Daten wurde auf der IBM 3081 mit dem bei der GSI entwickelten Analyseprogramm SATAN durchgeführt. Ein typisches  $\alpha$ -Zerfallsspektrum, das bei einer SHIP-Einstellung von -7% (s. Kapitel 3.3.4) im inneren Stoppdetektor gemessen wurde, zeigt Abbildung 5.

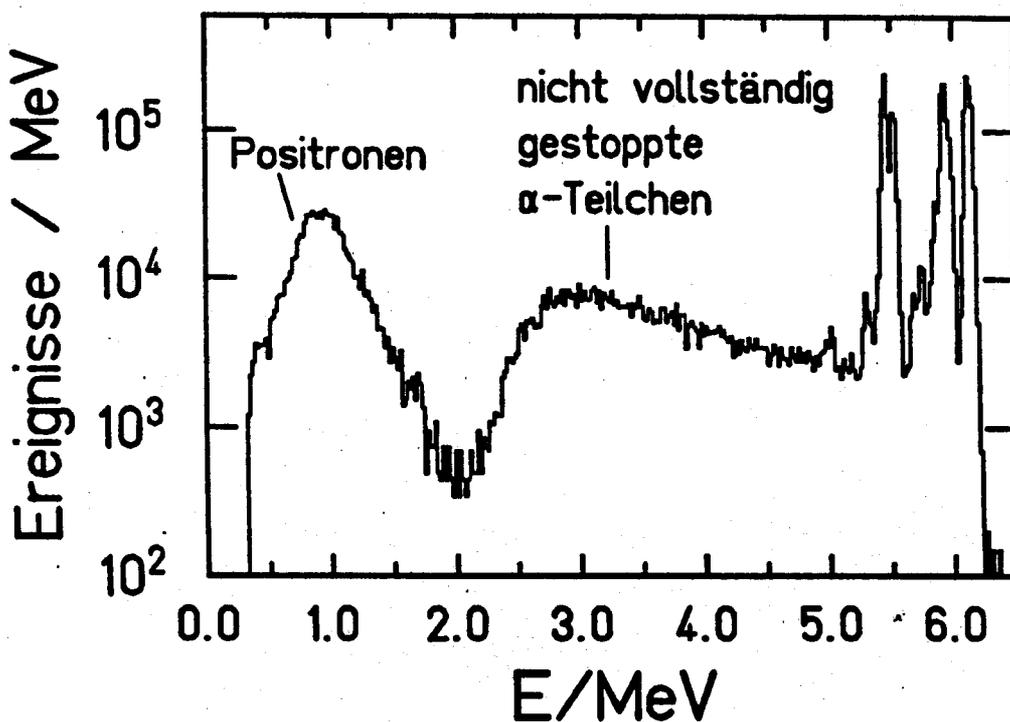


Abbildung 5: Verteilung der im inneren Stoppdetektor bei einer SHIP-Einstellung von -7% gemessenen Energien im niederenergetischen Bereich. Neben  $\alpha$ -Linien sind Ereignisse von nicht vollständig im Detektor gestoppten  $\alpha$ -Teilchen sowie von Positronen aus  $\beta^+$ -Zerfällen zu erkennen.

Nach der Grobeichung mit einer 3-Komponenten- $\alpha$ -Quelle ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ) wurden die Spektren aus beiden Stoppdetektoren mit identifizierten Linien von bekannten  $\alpha$ -Zerfällen der produzierten Verdampfungsrestkerne geeicht. Da die Verdampfungsrestkerne in die Detektoren implantiert wurden, wurde bei ihrem  $\alpha$ -Zerfall nicht nur die Energie des  $\alpha$ -Teilchens, sondern auch die Rückstoßenergie (abzüglich des Pulshöhendefekts) des Restkerns nachgewiesen. Dieser Effekt wurde experimentell im Massenbereich  $A = 150 - 170$  bei  $\alpha$ -Energien von 4 - 6 MeV untersucht [HoM81, HoM82]. Die mittlere Energieverschiebung beträgt demnach

27.5 % der totalen Rückstoßenergie. Bei den in diesem Experiment vorkommenden Kernen und  $\alpha$ -Energien liegt diese Energieverschiebung im Mittel bei  $35 \pm 3$  keV. Die Schwankung von 3 keV war klein gegen die Auflösung der Detektoren. Diese wurde im Laufe des Experiments aufgrund der hohen Bestrahlung schlechter und betrug für den inneren Stoppdetektor 40 bis 60 keV und für den äußeren Detektor ungefähr 80 keV. Der Effekt der Rückstoßenergie der Zerfallsprodukte konnte also mit der beschriebenen Eichung vernachlässigt werden.

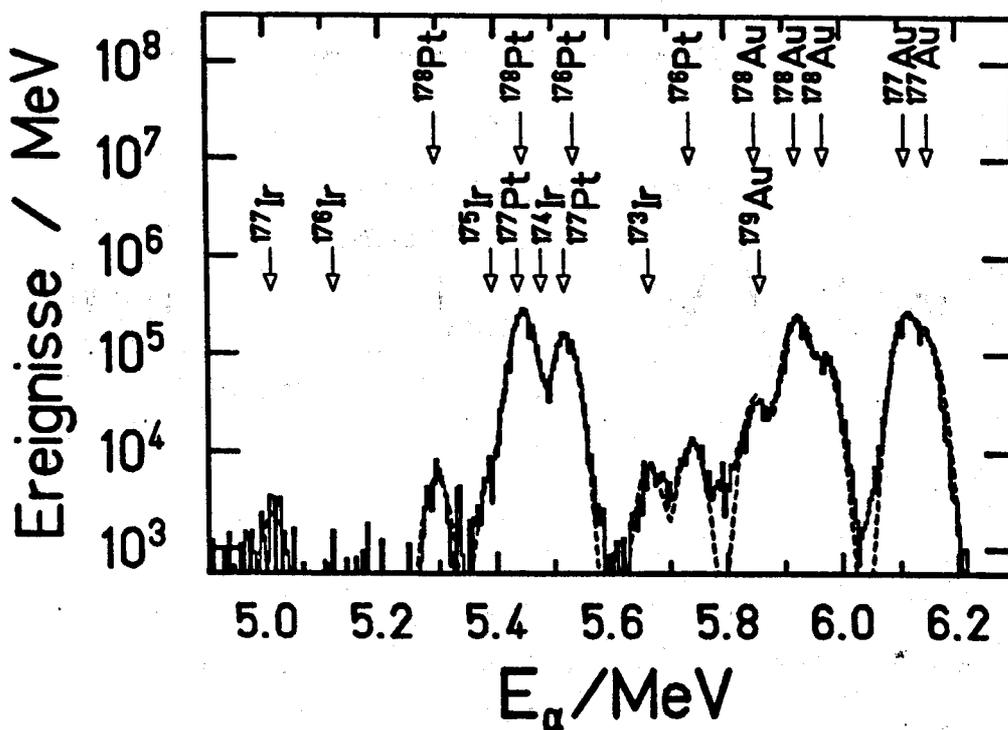


Abbildung 6: Gemessenes (Histogramm) Energiespektrum der  $\alpha$ -Zerfälle bei einer SHIP-Einstellung von -7% nach Abzug des Untergrunds (vgl. Abbildung 5). Gestrichelt eingezeichnet ist eine aus überlagerten Gaussfunktionen bestehende Fitfunktion. Die Pfeile markieren die Lage der  $\alpha$ -Zerfallsenergien der angegebenen Isotope.

Das Energie-Spektrum in Abbildung 5 zeigt neben  $\alpha$ -Linien einen breiten Ausläufer zu niedrigen Energien bis etwa 2 MeV und eine weitere Ereignisgruppe bei Energien kleiner 2 MeV. Letztere Ereignisse stammen hauptsächlich von Positronen, aus  $\beta^+$ -Zerfällen, erstere von nicht vollständig im Detektor gestoppten  $\alpha$ -Teilchen. Da die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen ( $R_\alpha$ ) größer als die Reichweite der Verdampfungsrückkerne ( $R_{VR}=17.5 \mu\text{m}$ ) ist, können  $\alpha$ -Teilchen, die in den vorderen Halbraum, d. h. entgegengesetzt zur Primärstrahlrichtung, emittiert werden, aus dem Stoppdetektor wieder austreten, so daß sie hier nur einen Teil ihrer Energie abgeben.

Der Anteil  $g(E_\alpha)$  der Teilchen mit vollständig nachgewiesener Energie beträgt nach einfachen geometrischen Überlegungen

$$g(E_\alpha) = 0.5 \left( 1 + \frac{R_{VR}}{R_\alpha(E_\alpha)} \right), \quad (1)$$

während der Anteil  $f(R)$  der  $\alpha$ -Teilchen, die nach einer Strecke  $R$  den Detektor verlassen, gegeben ist durch:

$$f(R) = 0.5 \frac{R_{VR}}{R^2} dR. \quad (2)$$

Das Energiespektrum  $f'(\Delta E)$  der entkommenen  $\alpha$ -Teilchen der kinetischen Energie  $E_\alpha$  lautet dann

$$f'(\Delta E) = f(R) \frac{\partial R}{\partial E}(E_\alpha) |_{\Delta E} \quad (3)$$

Zur Ermittlung des gesamten Untergrundspektrums werden die Beiträge von den einzelnen  $\alpha$ -Linien auf deren Gesamteinhalt normiert. Die Energieverluste und Reichweiten der  $\alpha$ -Teilchen wurden nach [Zie77] und die Reichweite der Verdampfungsrestkerne nach [NoS70] berechnet.

Das  $\alpha$ -Spektrum nach Abzug des Untergrunds ist in Abbildung 6 zusammen mit einer angepaßten Funktion zu sehen. Diese Funktion besteht aus einer Überlagerung von Gaussfunktionen mit einer einheitlichen Breite von 40 keV. Im wesentlichen wurde nur die Anzahl der Zerfälle der einzelnen Isotope angepaßt. Die Energien der Linien sowie die Intensitätsverhältnisse mehrerer Linien desselben Isotops ließen sich innerhalb der Fehlergrenzen durch die Literaturwerte wiedergeben.

Auffallend bei der Auswertung der  $\alpha$ -Spektren war, daß bei allen SHIP-Einstellungen sich Ereignisse bei etwa 6.3 MeV anhäuferten und die Anzahl dieser Ereignisse in konstantem Verhältnis zur Summe der  $\alpha$ -Zerfälle bei 6.11 MeV und 6.15 MeV standen. Dies überraschte deswegen, weil bei der gegebenen Anregungsenergie nach bekannten spektroskopischen Daten keine  $\alpha$ -Zerfälle mit Energien oberhalb von 6.15 MeV auftreten sollten. Keller [Kel85] machte ähnliche Beobachtungen und ordnete diese Ereignisse dem  $\alpha$ -Zerfall von  $^{176}\text{Au}$  zu. Doch die Separationsenergie für 3 Neutronen ist bei den betrachteten Strahlenergien höher als die maximal mögliche Anregungsenergie (28 MeV). Einiges spricht dafür, die Ereignisse um 6.3 MeV dem  $\alpha$ -Zerfall von  $^{177}\text{Au}$  in den Grundzustand von  $^{173}\text{Ir}$  zuzuschreiben. Zum einen verläuft die Anregungsfunktion zu Ereignissen bei 6.3 MeV (vgl. 3n-Kanal bei Keller [Kel85]) bei kleineren Energien parallel zu der Anregungsfunktion von  $^{177}\text{Au}$ . Das Verhältnis der Querschnitte bleibt also konstant. Zum anderen entnimmt man einer Arbeit von Schneider [Sne83], der koinzident zu den  $\alpha$ -Zerfällen von  $^{177}\text{Au}$  bei 6.15 MeV  $\gamma$ -Übergänge von 171 keV in der Tochter  $^{173}\text{Ir}$  beobachtet

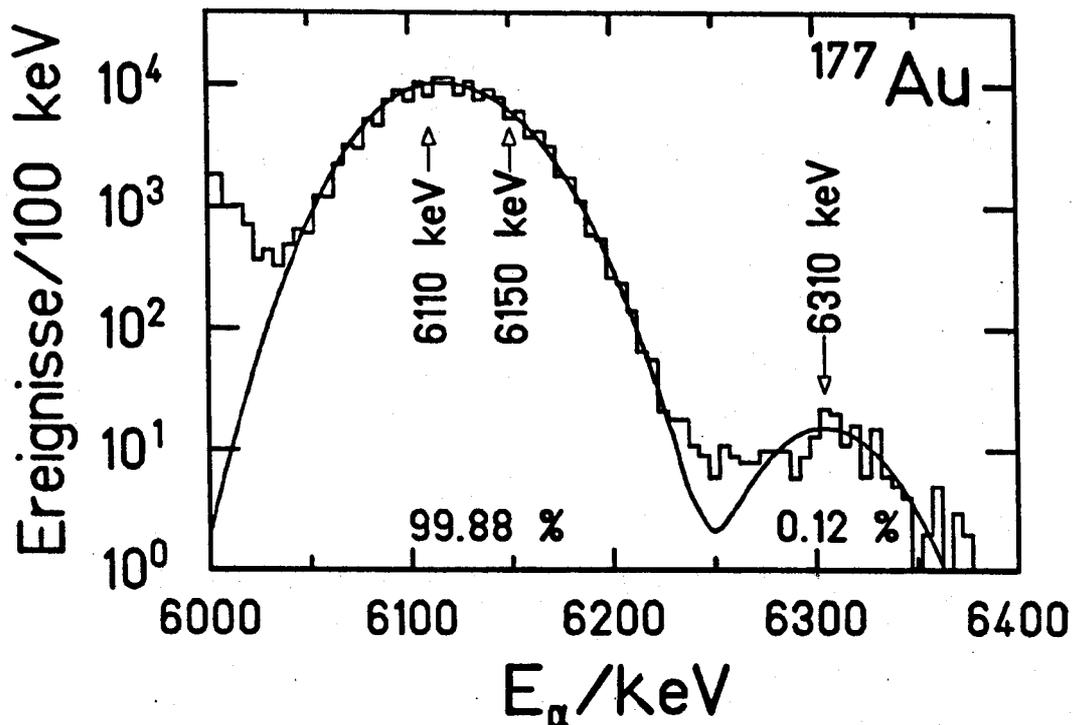


Abbildung 7: Ausschnitt eines  $\alpha$ -Zerfallsspektrums, das bei einer SHIP-Einstellung von -5% gemessen wurde (Histogramm). Die gemessenen, teilweise nicht aufgelösten Linien der  $\alpha$ -Zerfälle von  $^{177}\text{Au}$  wurden durch 3 Gaussfunktionen angepaßt. Die relativen Intensitäten der Summe der beiden nicht aufgelösten Linien und der kleinen Linie bei 6.31 MeV sind dem Bild zu entnehmen.

hat, daß der  $\alpha$ -Zerfall in den Grundzustand von  $^{173}\text{Ir}$  bei Energien um 6.3 MeV liegen muß. In Abbildung 7 ist ein Ausschnitt des  $\alpha$ -Spektrums gezeigt, das mit der besten Statistik aufgenommen wurde (SHIP-Einstellung -5%).

Die Linien in diesem Ausschnitt wurden durch 3 Gaussfunktionen angepaßt. Die einheitliche Halbwertsbreite, sowie die Energielagen und Intensitätsverhältnisse der beiden bekannten  $\alpha$ -Linien von  $^{177}\text{Au}$  (6.11 MeV und 6.15 MeV) wurden dabei fest vorgegeben. Als Ergebnis des Fits wurde für die neue  $\alpha$ -Linie eine Energie von 6.31 MeV mit einem Anteil am Gesamtinhalt aller 3 Gausskurven von 0.0012 erhalten. Der Fehler in der Energie, der von der Eichung und der Anpassung sowie der Rückstoßenergie des Tochterkerns herrührt, wurde zu  $\pm 20$  keV abgeschätzt. Der Intensitätsanteil der Linie am gesamten  $\alpha$ -Zerfall von  $^{177}\text{Au}$  (0.0012) hat bei etwa 200 gemessenen Ereignissen einen Absolutfehler von 0.0001.

Aus der Anzahl  $n_i$  der  $\alpha$ -Zerfälle in einer Linie  $i$  lassen sich die Produktionsraten  $p_i$  der primär durch Teilchenabdampfung erzeugten Isotope bestimmen.

$$n_i = \sum_k w_{ik} p_k \quad (4)$$

Dabei muß berücksichtigt werden, daß manche Isotope nicht nur direkt sondern auch als Tochter eines  $\beta^+$ - oder  $\alpha$ -Zerfalls erzeugt werden. Die Wahrscheinlichkeit  $w_{ik}$ , daß ein Kern des Nuklids  $k$  einen Zerfall in der Linie  $i$  produziert, ist:

$$w_{ik} = \sum_m q_{mk} (1 - b_m^{ec}) b_{mi}^{\alpha} g_i \quad (5)$$

- mit  $q_{mk}$  - Bevölkerungsrate des Kerns  $m$ , wenn der Kern  $k$  direkt, d. h. nicht über radioaktiven Zerfall gebildet wurde  
 $b_m^{ec}$  - Elektronen-Einfang-Verzweigungsverhältnis des Kerns  $m$   
 $b_{mi}^{\alpha}$  - Anteil der Linie  $i$  des Kerns  $m$  an  $(1 - b_m^{ec})$   
 $g_i$  - Nachweiswahrscheinlichkeit der vollen Energie der Linie  $i$  im Detektor (s. Gleichung (1) )

Die in dieser Arbeit benutzten spektroskopischen Daten sind der Tabelle 8 (s. Anhang A.1.1) zu entnehmen. Man kann nun sukzessive vorgehen. Zunächst werden die Anzahlen der Au-Isotope, die ja nur direkt produziert werden können, bestimmt und daraus die Anzahlen der Tochter-Isotope und deren Anzahlen an  $\alpha$ -Zerfällen ermittelt. Durch Differenzbildung können im nächsten Schritt die direkt produzierten Pt-Isotope bestimmt werden, usw. Diese einfache Methode ist sehr übersichtlich, hat jedoch den großen Nachteil, daß die Fehler in den ermittelten Verdampfungsrestkernraten zu leichteren Isotopen hin immer größer werden.

Daher wurde eine zweite Methode benutzt, die auf einem linearen Ausgleichsverfahren beruht und schon in zahlreichen Arbeiten [Ver84, Sah84, Kel85, Qui88] angewendet wurde. Gleichung (4) lautet in Matrixschreibweise:

$$N = W \cdot P \quad (6)$$

Das lineare Gleichungssystem ist im allgemeinen überbestimmt. Da zudem die  $\alpha$ -Zerfälle der Poisson-Statistik unterliegen, ist das Gleichungssystem nicht exakt lösbar sondern muß mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst werden [Bev69]. Die Lösung ergibt sich dann zu:

$$P = E \cdot N, \quad (7)$$

wobei die Kovarianzmatrix  $E$  die Inverse der Krümmungsmatrix  $A$  ist.  $A$  kann aus der Matrix  $W$  und deren Transponierten  $W^T$  berechnet werden.

$$A = W \cdot S \cdot W^T \quad (8)$$

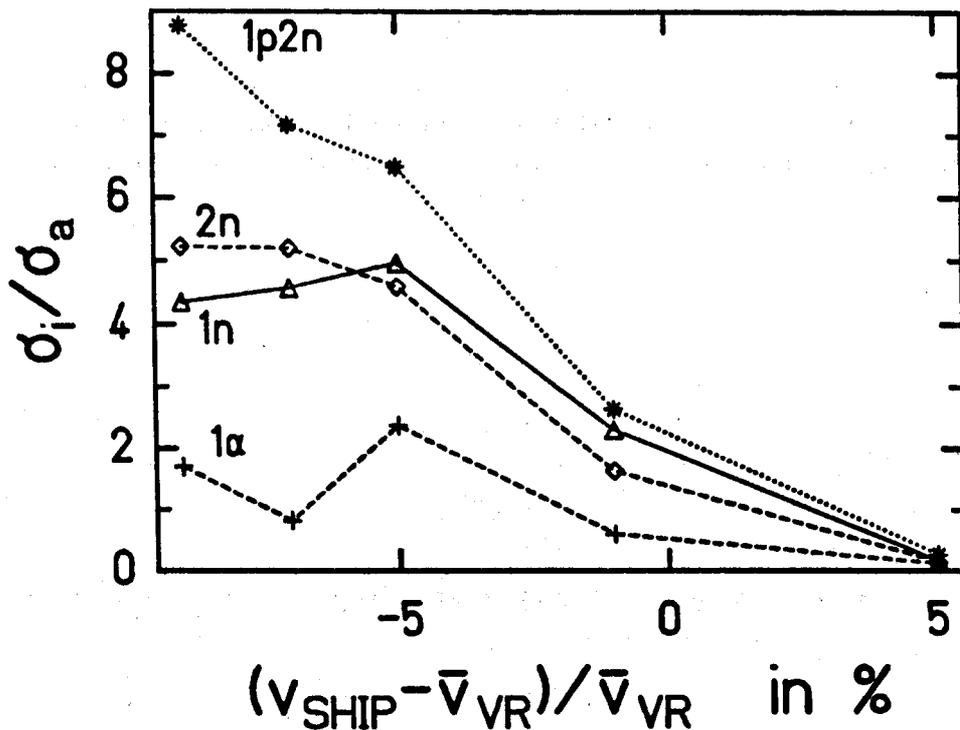


Abbildung 8: Gemessenes Verhältnis der Verdampfungsrestkernraten von innerem zu äußerem Stoppdetektor für verschiedene Ausgangskanäle, aufgetragen über der SHIP-Einstellung. Die Abszisse gibt die relative Abweichung der eingestellten Durchlaßgeschwindigkeit  $v_{SHIP}$  von der berechneten mittleren Vermpfungsrestkerngeschwindigkeit  $\bar{v}_{VR}$  an.

In die Diagonalmatrix  $S$  gehen die Unsicherheiten der Zählraten  $n_i$  ein.

$$s_{ii} = \frac{1}{\sigma_i} \quad (9)$$

mit  $\sigma_i$  - Varianz der Linie  $i$

Die Fehler der Produktionsraten sind dann

$$\Delta p_k = \frac{1}{\sqrt{e_{kk}}}, \quad (10)$$

wobei  $e_{kk}$  die Diagonalelemente der Matrix  $E$  sind.

Da negative Produktionsraten nicht zulässig sind, wird das Gleichungssystem (6) durch diese Randbedingung nichtlinear. Die Produktionsraten müssen daher mit einem Suchverfahren nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt

Kanal	$\sigma$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]
1n	$1.47 \times 10^{-3}$	20
2n	$4.40 \times 10^{-4}$	30
1p	$4.39 \times 10^{-3}$	25
1p1n	$6.13 \times 10^{-3}$	20
1p2n	$4.39 \times 10^{-5}$	35
2p	$4.28 \times 10^{-4}$	80
1 $\alpha$	$2.92 \times 10^{-2}$	50

**Tabelle 1:** Tabelle der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Abdampfungskanäle, wie sie sich aus der Auswertung der  $\alpha$ -Zerfallsspektren ergeben. Bezüglich des  $\gamma$ -, 2p1n- und 1 $\alpha$ 1n-Kanals war eine eindeutige Querschnittsbestimmung nicht möglich. Die Fehler beruhen im wesentlichen auf dem Ergebnis von Analysen der bei verschiedenen SHIP-Einstellungen gemessenen  $\alpha$ -Zerfallsspektren mittels eines Fitverfahrens nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (s. Tabelle 9). Zusätzliche Unsicherheiten (SHIP-Transmission, Untergrundabzug an nicht vollständig nachgewiesenen  $\alpha$ -Teilchen) sind abgeschätzt und in den Fehlerangaben der Tabelle mit enthalten.

werden. Bei der Bestimmung der Fehler kann dies in einzelnen Fällen zu einer Überschätzung der Fehler führen.

Gemäß der beschriebenen Methode (Gleichungen (4) bis (10) ) unter Berücksichtigung des Anteils an nicht vollständig gestoppten  $\alpha$ -Teilchen (Gleichungen (1) bis (3) ) wurden von Schmidt et al. [ScS83] bei der GSI der Computercode DEFPROD und weitere Hilfsprogramme entwickelt, mit deren Hilfe die  $\alpha$ -Zerfallsdaten in dieser Arbeit ausgewertet wurden. Dabei wurden nach Abzug des Untergrunds an nicht vollständig gestoppten  $\alpha$ -Teilchen in den geeichten  $\alpha$ -Spektren Fenster gesetzt, wonach das Programm mit Hilfe der eingegebenen spektroskopischen Daten (Tabelle 8) die Inhalte der  $\alpha$ -Linien  $n_i$  bestimmte. Auf diese Weise werden alle Ereignisse des Spektrums als gemessene  $\alpha$ -Zerfälle voller Teilchenenergie interpretiert und Fehler, die bei Abzug des Untergrunds auftreten, nicht berücksichtigt. Dies kann bei  $\alpha$ -Linien, deren Inhalt in der Größenordnung des Untergrunds oder gar darunter liegt, zu eklatant falschen Querschnitten führen. So könnte es z. B. geschehen, daß bei Energien um 5.118 MeV nach Untergrundabzug 100 Ereignisse übrig bleiben, die mit einem statistischen Fehler von 10% als  $\alpha$ -Zerfälle von  $^{176}\text{Ir}$  interpretiert würden, während tatsächlich nur sehr wenige oder auch keine Zerfälle von  $^{176}\text{Ir}$  gemessen worden wären. Der dann ermittelte Wirkungsquerschnitt für den 2p1n-Kanal wäre um Größenordnungen falsch.

Die Ergebnisse der Auswertung mit DEFPROD sind in Tabelle 9 (s. Anhang

A.1.2) aufgelistet. Bei manchen Kanälen konnte das Programm nicht zu jeder SHIP-Einstellung und jedem Detektor Querschnitte bestimmen, oder die Fehler waren  $>1000\%$ . Die Ursachen dafür können teilweise in der oben genannte Problematik liegen. Die für verschiedene Kanäle bei den verschiedenen SHIP-Einstellungen ermittelten Querschnitte sind auf die ebenfalls in Tabelle 9 angegebenen berechneten Transmissionen der Verdampfungsrestkerne durch SHIP (s. Kapitel 3.5) korrigiert. Der Fehler der Transmission wird auf etwa 10% abgeschätzt. Bei  $\alpha$ -Kanälen kann er jedoch sehr viel größer sein (vgl. Diskussion in Kapitel 5.1.1). Verluste durch Auftreffen der Verdampfungsrestkerne auf die inaktive Zone zwischen innerem und äußerem Stoppdetektor sowie auf die Drähte der Flugzeitdetektoren sind in Tabelle 9 noch nicht berücksichtigt.

Wie in Abbildung 8 am Beispiel des  $1n$ -,  $2n$ -,  $1p2n$ - und  $1\alpha$ -Kanals gezeigt ist; ändert sich das Verhältnis der Zählraten von innerem zu äußerem Stoppdetektor stark mit der Einstellung von SHIP und dem betrachteten Kanal. An dem Abnehmen des Verhältnisses mit Änderung der SHIP-Einstellung kann man erkennen, daß der Strahlfleck hinter SHIP wandert, sich also auch über die inaktive Zone hinwegbewegt. Die Ungewißheit der dabei im einzelnen auftretenden Nachweisverluste legt nahe, einen über die verschiedenen SHIP-Einstellungen gemittelten Querschnitt zu bestimmen und auf die mittlere geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit zu korrigieren. Diese wurde anhand von Erfahrungen aus zahlreichen Experimenten am SHIP mit ähnlichem Aufbau zu 0.8 abgeschätzt. Weiterhin wurde der Verlust an Zählrate (25%) durch die Tatsache, daß  $\alpha$ -Teilchen nur in der Pulspause registriert wurden (s. Kapitel 2.2), berücksichtigt.

Die so erhaltenen endgültigen Querschnitte sind in Tabelle 1 gezeigt. Die Fehlerabschätzung basiert hauptsächlich auf den Ergebnissen des Ausgleichsverfahrens DEFPROD unter Berücksichtigung der oben genannten möglichen Fehler beim Abzug des Untergrunds und der Unsicherheit der SHIP-Transmission. Kriterien zu dieser Abschätzung lieferten neben dem Vergleich der Querschnitte bei verschiedenen SHIP-Einstellungen und in verschiedenen Detektoren die genaue Betrachtung der  $\alpha$ -Spektren vor und nach Abzug des Untergrunds (z. B. die Abbildungen 5 und 6) sowie die Auswertung der  $\alpha$ -Spektren nach der oben beschriebenen einfachen und übersichtlichen Methode. In einigen Fällen ( $\gamma$ -,  $2p1n$ ,  $1\alpha$ -Kanal) kann aufgrund dieser Betrachtungen keine verlässliche Aussage über die Querschnitte und deren Fehler getroffen werden. Daher fehlen diese Kanäle in der Tabelle 1. Weitere Fehlerdiskussionen und Vergleiche mit den von Keller [Kel85] gemessenen Querschnitten sind in Kapitel 5.1.1 zu finden.

### 3.2 Identifizierung der wahren Koinzidenzen

Durch die Messung der Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen eines geladenen Teilchens in einem der Teleskope bis zum Nachweis des zugehörigen Verdampfungs-

restkerns in einem der Stoppzähler hinter SHIP erhält man die Flugzeit dieses Verdampfungsrestkerns vom Target bis zu seiner Implantation abzüglich der Flugzeit des geladenen Teilchens vom Target zum Teleskop. Bezüglich des Vorwärtsteleskops beträgt letztere Flugzeit für ein Proton etwa 2 ns und für ein  $\alpha$ -Teilchen etwa 3 ns. Der jeweils zugehörige Verdampfungsrestkern benötigt für seine Flugstrecke von 11.1 m etwa 820 bzw. 850 ns, eine Zeit, die groß gegen die Flugzeit der geladenen Teilchen ist. Anhand der im Stoppzähler deponierten Energie können Ereignisse mit Verdampfungsrestkernen von Untergrundeignissen getrennt und mit der zusätzlichen Zeitinformation wahre Koinzidenzen gefunden werden. Abbildung 9 zeigt die Korrelation zwischen den in dem inneren Stoppdetektor registrierten Energien und dem Zeitsignal TATO (s. Kapitel 2.6). Man kann zunächst bezüglich der Energie zwei Ereignisgruppen unterscheiden.

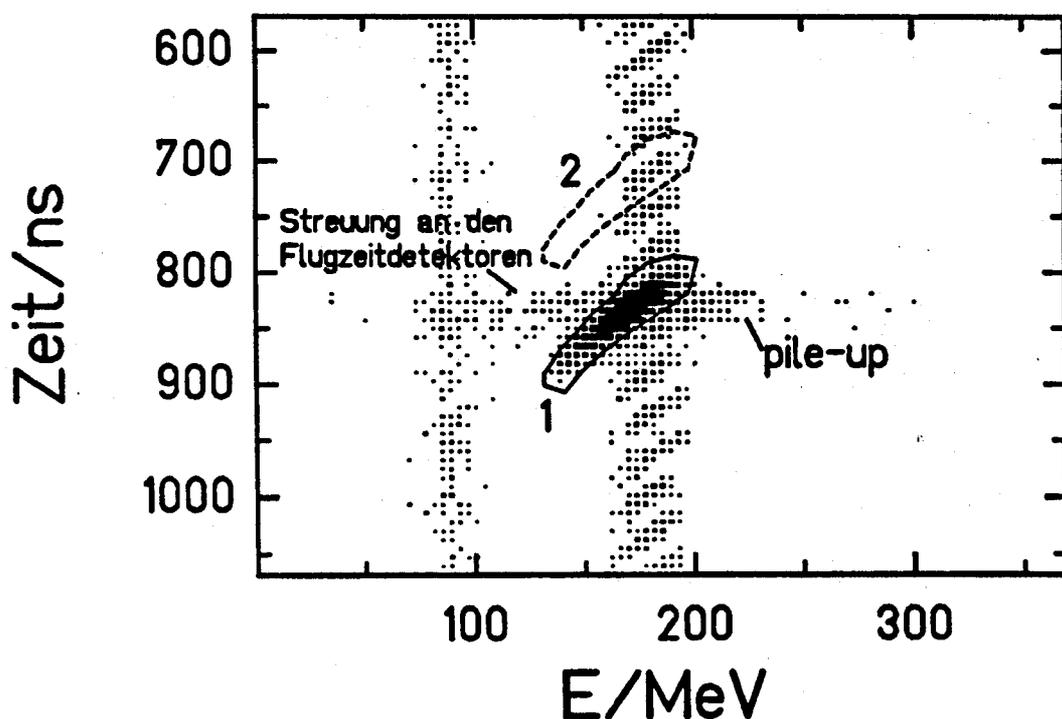


Abbildung 9: Korrelation zwischen der Energie der im inneren Stoppdetektor implantierten Kerne und dem geeichteten Zeitsignal TATO, das die Zeitdifferenz zwischen dem Auftreffen eines geladenen Teilchens auf dem Vorwärtsteleskop und der Implantation eines Ions im inneren Stoppdetektor angibt. Fenster 1 markiert Ereignisse, bei denen ein geladenes Teilchen in Koinzidenz mit dem zugehörigen Verdampfungsrestkern gemessen wurde, während in Fenster 2 Ereignisse liegen, bei denen das geladene Teilchen und der registrierte Verdampfungsrestkern aus verschiedenen Strahlmikropulsen stammten, also nicht zusammengehörten.

Da im wesentlichen nur Kerne mit der eingestellten Durchlaßgeschwindigkeit von SHIP (s. Kapitel 3.3.4) gemessen werden, stammen die Ereignisse um 180 MeV von Verdampfungsrestkernen und die bei halber Energie um 90 MeV von Kernen mit der halben Masse, nämlich gestreuten projektil- oder targetähnliche Kernen. Untergrundereignisse bei der vollen Strahlenergie wurden nicht beobachtet.

Die Gruppe der Verdampfungsrestkerne zeigt eine ausgeprägte Korrelation bei Zeiten um 830 ns (Fenster 1). Hier liegen die gesuchten echten Koinzidenzen zwischen einem abgedampften Teilchen und dem zugehörigen Verdampfungsrestkern. Bei größeren und kleineren Zeiten sind regelmäßig wiederkehrende Strukturen im Abstand von 37 ns zu erkennen. Diese markieren zufällige Koinzidenzen zwischen einem geladenen Teilchen und irgend einem Verdampfungsrestkern aus einer Reaktion von Projektilen eines früheren bzw. späteren Mikropulses. Auch Pile-up von zwei gleichzeitig implantierten projektil- oder targetähnlichen Kernen ist denkbar. Mit der gleichen Häufigkeit wie in Fenster 2 treten zufällige Koinzidenzen auch innerhalb des Fensters 1 auf, wo sie einen Anteil von etwa 1% der Gesamt Ereignisse dieses Fensters haben. Daher können unter der Bedingung, daß Ereignisse im Fenster 2 liegen, Untergrundspektren ermittelt und von den entsprechenden Spektren, die koinzident zu Fenster 1 sind, abgezogen werden. Pile-up gibt es auch von zwei Verdampfungsrestkernen oder einem Verdampfungsrestkern mit einem gestreuten Untergrund-Ion. Die Ereignisse mit Energien knapp unterhalb von 180 MeV können durch Streuung von Verdampfungsrestkernen an den Gitterdrähten der Flugzeitdetektoren erklärt werden. Die grobe Eichung der Energie- und Zeitachsen in Abbildung 9 wurde nach der beschriebenen Interpretation anhand der kinematischen Verhältnisse und der bekannten Flugstrecken der geladenen Teilchen und der Verdampfungsrestkerne durchgeführt.

### 3.3 Vorwärtsteleskop

#### 3.3.1 Identifizierung von Protonen und $\alpha$ -Teilchen

Zur Identifizierung von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen im Vorwärtsteleskop wurde ausgenutzt, daß verschiedene Teilchensorten bei gleicher kinetischer Energie einen unterschiedlichen Energieverlust beim Durchdringen einer Halbleiterdiode erleiden. Abbildung 10 zeigt die Korrelation zwischen der Summe der in den vier Dioden registrierten Energien und dem Energieverlust des geladenen Teilchens in der ersten Diode. Man kann deutlich zwei Hauptereignisgruppen unterscheiden.

Bei Gesamtenergien um 13 MeV liegen die Protonen und bei Energien um 37 MeV die  $\alpha$ -Teilchen, die bei gleicher Gesamtenergie wie die Protonen einen etwa viermal höheren Energieverlust in der ersten Diode erleiden. Sowohl bei Protonen als auch bei  $\alpha$ -Teilchen findet man Ereignisse, bei denen Energieverlust und Gesamtenergie identisch sind, d. h. die Teilchen werden bereits in der ersten Diode

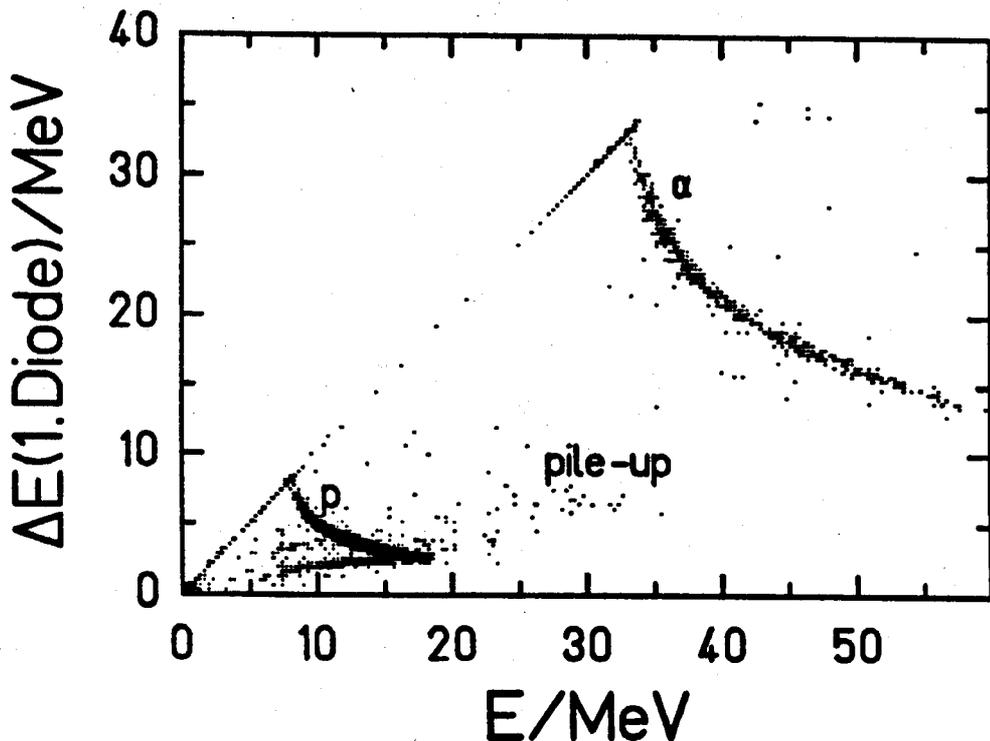


Abbildung 10: Korrelation zwischen der Summe der in allen Dioden des Vorwärtsteleskops registrierten Energien und der in der 1. Diode des Vorwärtsteleskops gemessenen Energie. Ereignisse von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen sind markiert.

gestoppt oder haben aus anderen Gründen in den restlichen Dioden kein Signal geliefert. Im Prinzip sind diese Teilchen dann nicht mehr eindeutig identifizierbar. Doch  $\alpha$ -Teilchen, die in der ersten Diode gestoppt werden, zeigen aufgrund ihrer größeren Energieabgabe einen deutlichen Abstand zu anderen Teilchensorten. Eine Fehlinterpretation ist daher bei  $\alpha$ -Teilchen mit Energien oberhalb von 20 MeV sehr unwahrscheinlich. Anders sieht es bei Protonen aus. Hier ist ein fließender Übergang zu Energien bis 0 MeV zu beobachten (Abbildung 10). Daher ist das Protonenspektrum unterhalb von Laborenergien um 8 MeV nicht mehr zu verwenden.

Wird die Gesamtenergie größer, dann können die Teilchen die nächste Diode erreichen. Der Energieverlust in der ersten Diode wird bei höherer Gesamtenergie kleiner. Bei Energien um 18 MeV ist die Reichweite der Protonen größer als die Dicke des Teleskops. Dann wird auch die gesamte im Teleskop deponierte Energie kleiner, so daß die Korrelationskurve umknickt. Durch jeweiliges Setzen einer Bedingung auf die beiden Ereignisgruppen ( $\alpha, p$ ) in Abbildung 10 können also Protonen und  $\alpha$ -Teilchen identifiziert und getrennt werden. Ereignisse, die außerhalb dieser Bedingungen liegen, stammen z. B. von Streuung der geladenen Teilchen

an Kanten des Teleskopdeckels, von Pile-up oder von anderen Nukliden [Nin87]. Bei  $E=8$  MeV und  $\Delta E=3$  MeV findet man Ereignisse, bei denen die Protonen das Teleskop nach der 2. Diode seitlich verlassen, weshalb ein Teil der Gesamtenergie fehlt.

### 3.3.2 Energieeichung

Zur Eichung des Vorwärtsteleskops wurde am Bonner Isochron-Zyklotron elastische und unelastische Streuung von  $\alpha$ -Teilchen an einem aus Gold und Kohlenstoff bestehendem Doppeltarget gemessen [Nin87]. Bei Strahlenergien von 34.3 und 55.4 MeV gab es Linien in einem weiten Energiebereich, in dem auch die Energien der geladenen Teilchen beim Fusionsexperiment erwartet wurden. Zur Eichung der obersten Diode konnte zusätzlich eine 3-Komponenten- $\alpha$ -Quelle ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ) benutzt werden. Anstatt durch die Energiesignale von den Dioden wurden auch künstliche Linien im Spektrum erzeugt, indem mit einem Pulsgenerator über eine Eichbox (im wesentlichen ein Kondensator) dem Vorverstärker eine definierte Ladung zugeführt wurde. Nach der Energieeichung mit den  $\alpha$ -Linien konnten dann den verschiedenen Spannungssignalen des Pulsgenerators präzise Energien zugeordnet werden.

Mit derselben Pulser-Eichbox Kombination und denselben Vorverstärkern wurden dann beim GSI-Experiment Linien bekannter Energie in den entsprechenden Spektren erzeugt. Als weitere Ergebnisse des Bonner Experiments konnte der maximale Energieverlust von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen in einigen Dioden bestimmt werden. Diese markanten Energien, im folgenden als  $\alpha$ - bzw. p-Kanten bezeichnet, dienten zur Überprüfung der Eichung bei GSI.

Doch zuvor mußte eine Korrektur der Digitalisierung der Energiesignale aus allen 4 Dioden vorgenommen werden. Abbildung 11 zeigt die Korrelation zwischen dem bereits erklärten Zeitsignal TATO (s. Kapitel 2.6) und der Pulshöhe der Energiesignale von der vordersten Diode. Man erkennt ein Band von Ereignissen, das schräg durch das Diagramm verläuft und dessen Schwerpunkt durch eine gestrichelte Linie wiedergegeben wird. Diese Ereignisse stammen, wie sich nach der Eichung herausstellte, von Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung von  $^{90}\text{Zr}$  an  $^1\text{H}$ . Diese kommen in zufälliger Koinzidenz mit einem hinter SHIP nachgewiesenen Kern.

Das TATO-Signal bestimmte den Öffnungszeitpunkt des Fensters im ADC, innerhalb dessen das Maximum des Energiesignals und die daraus folgende Kanalzahl ermittelt werden. Kam nun das Energiesignal sehr früh relativ zum Triggersignal, dann wurde das absolute Maximum des Pulses verpaßt, und das Fenster wurde erst auf der abfallenden Flanke des Pulses geöffnet. Die Abbildung 11 zeigt nun genau diesen Effekt. Das Pulsmaximum wurde zu kleineren Zeiten hin immer mehr verpaßt und die Kanalzahl wurde entsprechend kleiner. Der Verlauf der

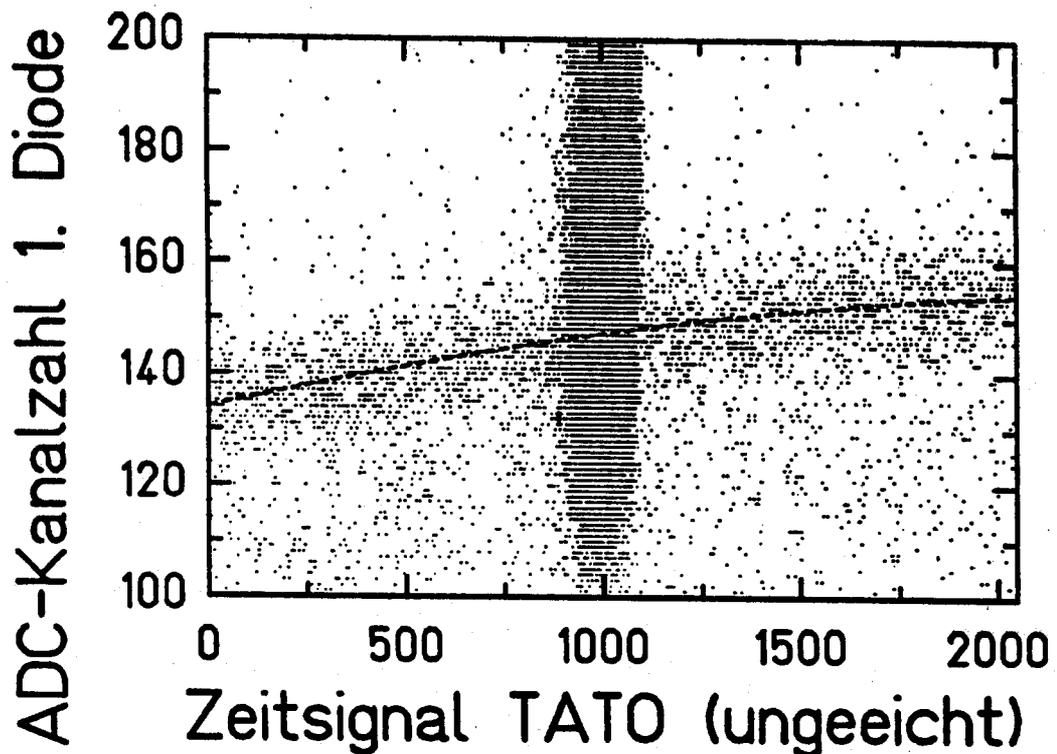


Abbildung 11: Korrelation zwischen dem ungeeichten Zeitsignal TATO und der nach Digitalisierung der Energiesignale der 1. Diode des Vorwärtsteleskops sich ergebenden Kanalzahlen. Das Zeitsignal TATO kennzeichnet in diesem Zusammenhang den Zeitpunkt, zu dem im ADC ein Fenster geöffnet wurde, innerhalb dessen das Maximum eines von der 1. Diode stammenden Energiesignals ermittelt wurde. Durch die gestrichelte Linie werden Ereignisse hervorgehoben, die von Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung von  $^{90}\text{Zr}$  mit  $^1\text{H}$  stammen.

gestrichelten Linie in Abbildung 11 gibt somit einen Ausschnitt des abfallenden Teils des Energiesignals wieder. Dieser Verlauf wurde unter der Annahme einer Gaussfunktion angepaßt. Daraus wurde dann die tatsächliche Pulshöhe ermittelt.

Auch bei der Eichung der Dioden mit den Pulserlinien wurde der ADC-Effekt beobachtet und anhand der Zeitinformation die wahre Pulshöhe berechnet. Die Tatsache, daß das Zeitsignal dabei bei etwa 800 ns lag, also der Zeit, zu der auch die wahren Koinzidenzen auftraten, hielt den Fehler gering. Auch für die 2. und 3. Diode konnte das gleiche Korrekturverfahren anhand der gemessenen Informationen durchgeführt werden. Bezüglich der Signale der 4. Diode war das nicht möglich, da die monoenergetischen Rückstoßprotonen bereits in der 3. Diode gestoppt wurden und somit für die 4. Diode keine Eichlinie vorlag. Daher wurde die Korrekturformel, die bei den Signalen der 3. Diode verwendet wurde, übernommen. Aufgrund der ähnlichen Korrekturparameter in den vordersten 3 Dioden, ist

der dabei entstandene Fehler vermutlich gering. Nach Korrektur der Pulshöhen und anschließender Eichung mit den Pulserlinien wurde die Eichung anhand der bekannten Energie der elastisch gestreuten Rückstoßprotonen und der aus Bonn bekannten  $\alpha$ - und p-Kanten überprüft.

		p-Kante E/MeV	$\alpha$ -Kante E/MeV		elast. p E/MeV
1. Diode	Bonn	$8.2 \pm 0.6$	$33.8 \pm 0.3$	Rechnung	3.34
	GSI	$8.5 \pm 0.1$	$33.7 \pm 0.2$	Messung	$3.32 \pm 0.02$
2. Diode	Bonn	$8.3 \pm 0.2$	$33.8 \pm 0.4$	Rechnung	4.23
	GSI	$8.3 \pm 0.1$	$33.7 \pm 0.3$	Messung	$4.28 \pm 0.03$
3. Diode	GSI	$8.3 \pm 0.3$		Rechnung	7.45
				Messung	$7.50 \pm 0.05$
Gesamt- energie				Rechnung	15.45
				Messung	$15.50 \pm 0.05$

**Tabelle 2:** Überprüfung der Energieeichung des Vorwärtsteleskops anhand von markanten Energien. Die Spalten 3 und 4 zeigen die Energien, bei denen die Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen gerade in der angegebenen Diode gestoppt werden (p- bzw.  $\alpha$ -Kante). Verglichen werden die bei der Eichung des Teleskops bei einem Experiment in Bonn bestimmten Werte mit denen, die sich nach der Eichung der angegebenen Dioden im Hauptexperiment bei GSI ergaben. Die beim Hauptexperiment in den einzelnen Dioden gemessenen Energieverluste und die dabei ermittelte Gesamtenergie von Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung von  $^{90}\text{Zr}$  an  $^1\text{H}$  werden in Spalte 6 mit den entsprechenden berechneten Werten verglichen.

Tabelle 2 zeigt die Vergleichszahlen. Beim Vergleich der  $\alpha$ - und p-Kanten wurde berücksichtigt, daß die abgedampften Teilchen unter einem mittleren Winkel von  $7.7^\circ$  auf das Teleskop treffen und daher die zu durchdringende Schichtdicke in den Dioden im Vergleich zum Bonner Experiment etwa  $6 \mu\text{m}$  größer ist. Aus Energieverlustrechnungen ergibt sich dann eine Energiedifferenz der Kanten von 30 keV (Protonen) bzw. 120 keV ( $\alpha$ -Teilchen).

Für die Berechnung der mittleren Energie der elastisch gestreuten Protonen wurde eine mittlere Projektilenergie von 3.97 MeV/u zugrundegelegt. Entsprechend dem Rutherford-Querschnitt wurden die vom Streuwinkel abhängigen Energien über das gesamte Teleskop gemittelt. Dann ergab sich eine mittlere Energie von 15.45 MeV. Mit den Stopping-Power-Werten von Ziegler [Zie77] konnte der Energieverlust der Protonen in den einzelnen Dioden berechnet werden. Der Energieverlust in der Ta-Folie beträgt 0.43 MeV. Nicht berücksichtigt wurden in der Rechnung: die Breite der Verteilung der Projektilenergien, bedingt durch die Targetdicke, sowie

die endliche Emittanz des Strahls und Schwankungen in der Beschleunigerenergie. Doch deren Einfluß kann im Rahmen anderer Fehler vernachlässigt werden.

Die Fehlerangaben in der Spalte 6 der Tabelle 2 resultieren von Beobachtungen der elastisch gestreuten Protonen über einen längeren Zeitraum der Strahlzeit. Diese Schwankungen können mit den am UNILAC gemessenen Schwankungen der Strahlenergie von 0.5% erklärt werden. Aus den genannten Vergleichszahlen wurde der Fehler der Energieeichung für Teilchen, die in einer der vordersten 3 Dioden gestoppt wurden, zu  $\pm 2\%$  abgeschätzt.

Bei Protonen, deren Reichweite größer als die Dicke des Teleskops ist, wurde aus ihrem Energieverlust in den vordersten drei Dioden auf die Gesamtenergie geschlossen. Dazu wurde zunächst mit Protonen, die vollständig gestoppt wurden, in den 3 vorderen Dioden der Zusammenhang zwischen der Gesamtenergie und dem jeweiligen Energieverlust der Protonen ermittelt und durch eine jeweils geeignete Funktion angepaßt. Diese Fitfunktionen wurden zu kleineren Energieverlusten extrapoliert. Ein Vergleich dieser aus den Meßdaten gewonnenen Funktionen mit Rechnungen nach [Zie77] zeigte, daß die extrapolierten Beziehungen physikalisch sinnvoll waren. Die aus den 3 Dioden anhand der gemessenen Energieverluste erhaltenen Gesamtenergien wurden gemittelt. Da bei kleineren Energieverlusten die Unsicherheiten der daraus bestimmten Gesamtenergie größer sind, wurde bei der Mittelung den Dioden, die weiter hinten liegen, größeres Gewicht gegeben. Mit dieser Methode konnte auch die Eichung der 4. Diode überprüft und bestätigt werden. Die Unsicherheit in der Energiemessung der Teilchen, die in die 4. Diode gelangen, ist etwas größer als 2%. Zu höheren Teilchenenergien, wenn die Protonen im gesamten Teleskop immer weniger Energie deponieren, werden die Fehler der Gesamtenergien immer größer.

### 3.3.3 Untergrund

Um die Bedeutung der Koinzidenz zwischen Verdampfungsrestkern und geladenem Teilchen für die Qualität der physikalischen Ergebnisse des Experiments herauszustellen, wird an dieser Stelle das Untergrundproblem untersucht. Obwohl allein schon durch die Koinzidenz zwischen einem geladenen Teilchen und irgendeinem von SHIP separierten Kern der Untergrund in den Spektren der geladenen Teilchen um einen Faktor  $> 100$  unterdrückt werden konnte, wurden immer noch zu viele geladene Teilchen, die nicht aus der Abregung des Compoundkerns stammten, gemessen. Die Abbildungen 12 und 13 zeigen Energie-Spektren von Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen im Laborsystem unter der Bedingung, daß die Ereignisse außerhalb des Fensters 1 in Abbildung 9 liegen. Dies sind zufällige Koinzidenzen zwischen irgendeinem Proton bzw.  $\alpha$ -Teilchen und irgendeinem implantierten Kern in dem inneren Stoppzähler.

In Abbildung 12 sticht zunächst die Linie von Rückstoßprotonen aus der elasti-

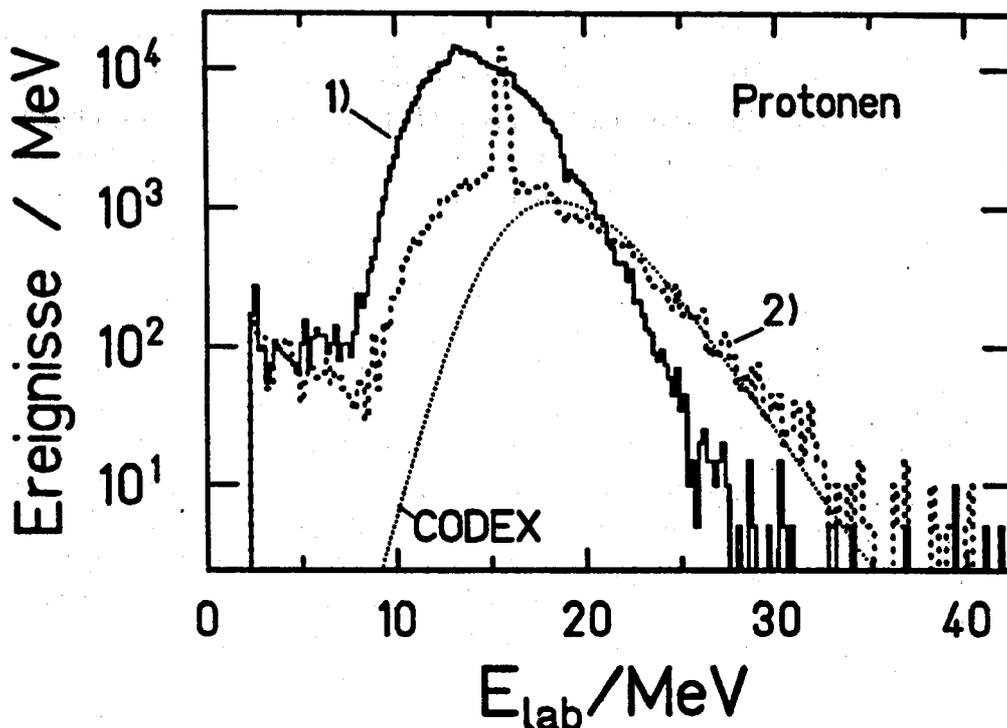


Abbildung 12: Energiespektren von Protonen im Laborsystem. 1) in echter Koinzidenz mit zugehörigen Verdampfungsrestkernen (Fenster 1 in Abbildung 9). 2) in zufälliger Koinzidenz mit hinter SHIP gestoppten Kernen (alle Ereignisse außerhalb von Fenster 1 in Abbildung 9). Wie eine Verdampfungsrechnung mit CODEX (s. Kapitel 4) zeigt, können die Untergrundereignisse mit Protonen identifiziert werden, die nach Fusion von  $^{90}\text{Zr}$  mit  $^{12}\text{C}$  oder  $^{16}\text{O}$  von den entsprechenden Compondkernen emittiert werden. Die Linie in Spektrum 2) bei 15 MeV stammt von Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung von  $^{90}\text{Zr}$  an  $^1\text{H}$  im Target.

schen Streuung von  $^{90}\text{Zr} + ^1\text{H}$  hervor. Diese unerwartete Untergrundlinie war in dem Experiment zur Überprüfung der Eichung sogar willkommen (s. Kapitel 3.3.2). Im Vergleich mit den Spektren der wahren Koinzidenzen (1) zeigen Spektren der zufälligen Koinzidenzen (2) auch Ereignisse bei höheren Energien. Eine Rechnung nach dem statistischen Modell mit CODEX (s. Kapitel 4) für die Fusion von  $^{90}\text{Zr} + ^{16}\text{O}$  zeigt, wie in beiden Abbildungen der Untergrund erklärt werden kann. Aufgrund der höheren Schwerpunktsgeschwindigkeit dieses leichten Systems sind die Teilchenenergien im Laborsystem höher als bei  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ . Dasselbe gilt auch für benachbarte Elemente, wie z. B. Kohlenstoff. Der Vergleich der Kurven 1 und 2 unterstreicht also die enorme Bedeutung von SHIP und der zeitlichen Koinzidenz. Als mögliche Ursachen für eine Targetverunreinigung an Wasserstoff, Kohlenstoff oder Sauerstoff kommen z. B. in Frage:

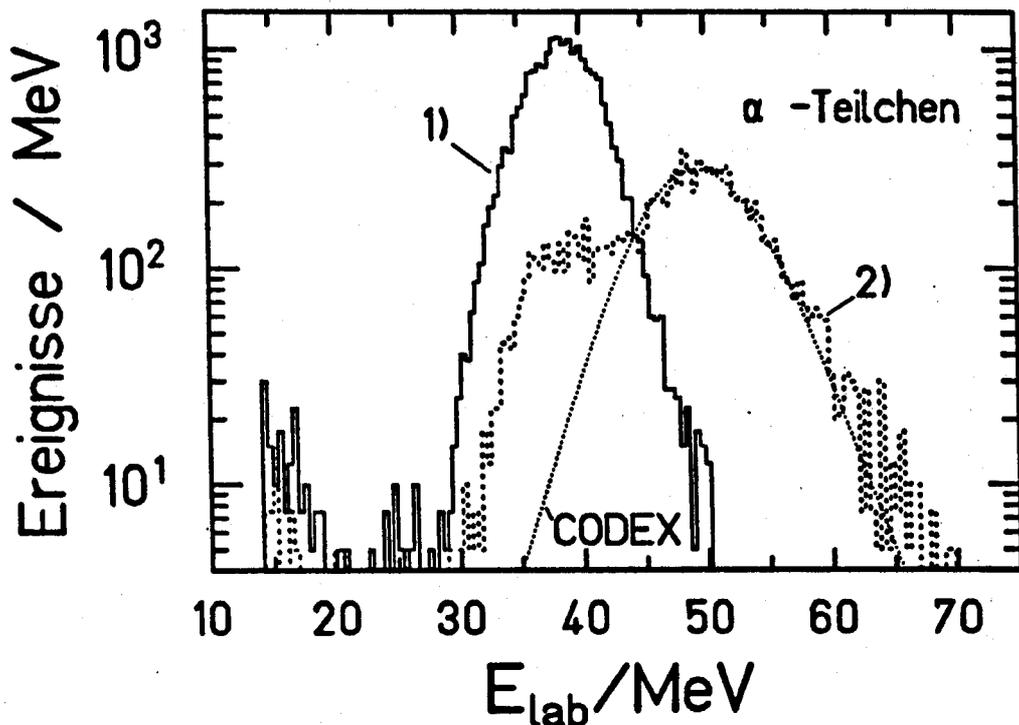


Abbildung 13: wie Abbildung 12, jedoch für  $\alpha$ -Teilchen

- Niederschlag von Kohlenwasserstoffen des Pumpenöls
- Oxidation des metallischen Targets
- Einlagerung von  $H_2O$ -Molekülen im Target

Generell können bei inklusiven Messungen geladener Teilchen Targetverunreinigungen zu einer möglicherweise sehr starken Verfälschung der Ergebnisse führen. Wie bereits erwähnt (s. Kapitel 3.2), gab es auch innerhalb der wahren Koinzidenzen noch einen Anteil an Untergrundeignissen. Dieser beträgt bei Protonen etwa 1%. Das Untergrundspektrum besteht fast nur aus der Linie der elastisch gestreuten Protonen und ist in Abbildung 15 zu sehen. Der Untergrund in den  $\alpha$ -Spektren ist deutlich kleiner als 1% und könnte auch vernachlässigt werden. Dennoch wurde vor der Weiterbehandlung der Spektren sowohl bei den Protonen als auch bei den  $\alpha$ -Teilchen der Untergrund abgezogen.

### 3.3.4 Bestimmung der Geschwindigkeitsdurchlaßkurve von SHIP

Um eine eventuelle Abhängigkeit der Form der Energiespektren der geladenen Teilchen von der Geschwindigkeitseinstellung von SHIP zu prüfen, wurde bei

durch die Geschwindigkeit derjenigen Teilchen, die bei der gewählten Einstellung der elektrischen und magnetischen Felder die größte Durchlaßwahrscheinlichkeit haben. Daher wird diese Geschwindigkeit in dieser Arbeit auch Durchlaßgeschwindigkeit  $v_{SHIP}$  genannt. Üblicherweise wird diese Geschwindigkeit als prozentuale Abweichung von einer mittleren Verdampfungsrestkerngeschwindigkeit angegeben, die unter Annahme einer isotropen Teilchenabdampfung und Berücksichtigung aller Energieverluste im Target und in der Umladefolie bei gegebener Reaktion und Strahlenergie berechnet wird. Eine SHIP-Einstellung von beispielsweise -5% bedeutet also eine Durchlaßgeschwindigkeit  $v_{SHIP}$ , die 95% der berechneten mittleren Verdampfungsrestkerngeschwindigkeit beträgt.

Für das jeweils bei der Durchlaßgeschwindigkeit  $v_{SHIP}$  in Koinzidenz zu den Verdampfungsrestkernen gemessene Protonen- oder  $\alpha$ -Spektrum gilt in einer vereinfachten Betrachtung:

$$\frac{dW}{dE}(E_{cm}, v_{SHIP})_{gem} = \frac{dW}{dE}(E_{cm})_{wahr} \cdot T(v_{SHIP} - v_{VR}(E_{cm})), \quad (11)$$

wobei  $dW/dE(E_{cm})_{wahr}$  das wahre Energiespektrum im Schwerpunktsystem und T die Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP ist. Näherungsweise wird angenommen, daß die Transmission allein von der Abweichung der Verdampfungsrestkerngeschwindigkeit  $v_{VR}$  von der Durchlaßgeschwindigkeit  $v_{SHIP}$ , auf die SHIP eingestellt ist, abhängt.  $v_{VR}$  ist bei gegebener Einschußenergie und gegebener Emissionsrichtung des geladenen Teilchens im Laborsystem eine Funktion der Energie  $E_{cm}$  des Teilchens.

Mit Hilfe einer geeigneten Parametrisierung des wahren Spektrums und der Transmission wurden die bei verschiedenen SHIP-Einstellungen gemessenen und auf die jeweilige Anzahl der Projektile normierten Protonen- bzw.  $\alpha$ -Spektren angepaßt. Somit wurde die Form der Transmissionskurve T bestimmt. Dazu wurde für T eine Gaussfunktion mit zwei freien Parametern (Lage des Maximums und Halbwertsbreite) angenommen. Das wahre Spektrum wurde beschrieben durch:

$$\frac{dW}{dE}(E_{cm})_{wahr} = P_5 \cdot \frac{1}{1 + e^{P_3(E_{cm} - P_4)}} \cdot \frac{\sqrt{P_1} e^{2 \cdot \sqrt{P_1(E^* - E_{cm} - P_2)}}}{(E^* - E_{cm} - P_2)^2} \quad (12)$$

Während  $P_5$  die Höhe des Spektrums festlegt, kommen den anderen Parametern im Rahmen der Näherung folgende physikalische Bedeutungen zu (vgl. auch mit den Gleichungen (79) und (29) in Kapitel 4.2):

- $P_1$  : Niveaudichteparameter
- $P_2$  : Backshift in der Energie (Pairing, Schaleneffekt, Yrast-Energie)
- $P_3$  : Krümmung des Teilchen-Restkern-Potentials an der Barriere
- $P_4$  : Höhe der Potentialbarriere

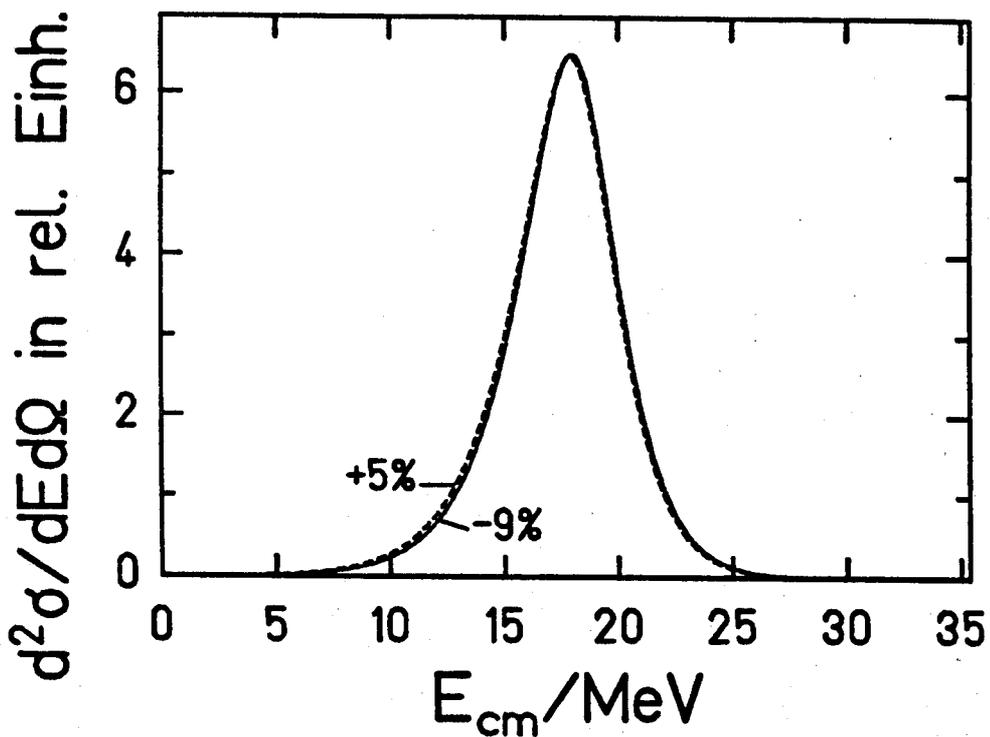


Abbildung 14: Einfluß der Geschwindigkeitsdurchlaßkurve auf die Form der gemessenen  $\alpha$ -Spektren. Gezeigt sind die bei den beiden extremen SHIP-Einstellungen -9% (durchgezogene Kurve) und +5% (gestrichelte Kurve) berechneten Spektren, wie sie sich unter Benutzung der experimentell bestimmten Geschwindigkeitsdurchlaßkurve von SHIP in einem vereinfachten Modell ergeben.

$E^*$  ist die Anregungsenergie des Compoundkerns abzüglich der Separationsenergie für ein Proton bzw.  $\alpha$ -Teilchen. Als Ergebnis der Fitprozeduren nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergab sich für die Lage des Maximums der gaussförmigen Transmission  $v_{SHIP} - v_{VR} \approx 0$  und für die volle Halbwertsbreite etwa 14%, d. h. Verdampfungsrestkerne, deren Geschwindigkeit um  $\pm 7\%$  von der eingestellten Durchlaßgeschwindigkeit abweicht, erfahren eine Transmissionseinbuße von 50% relativ zu Verdampfungsrestkernen mit  $v_{VR} = v_{SHIP}$ . Die gegenüber dem üblichen Wert von  $\pm 5\%$  größere Breite rührt von der Instabilität der Hochspannung in SHIP her und muß als zeitlich gemittelte effektive Breite verstanden werden.

Mit den Fitergebnissen lassen sich nun die Spektrenformen für verschiedene Ge-

schwindigkeitseinstellungen gemäß Gleichung (11) berechnen und miteinander vergleichen. Abbildung 14 zeigt den Vergleich zweier  $\alpha$ -Spektren für die Extrem-Einstellungen  $-9\%$  und  $+5\%$ . Die Spektren wurden auf gleiche Höhe im Maximum normiert. Man erkennt nur eine geringfügige Formänderung. Noch geringer ist dieser Effekt bei den Protonen. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die zu den Energiespektren der geladenen Teilchen korrespondierenden Breiten der Geschwindigkeitsverteilung der Verdampfungsrestkerne klein sind gegen die Breite der Durchlaßkurve. Andere Einflüsse auf die Form der Spektren werden in Kapitel 3.5 in Simulationsrechnungen untersucht.

### 3.3.5 Energiespektren

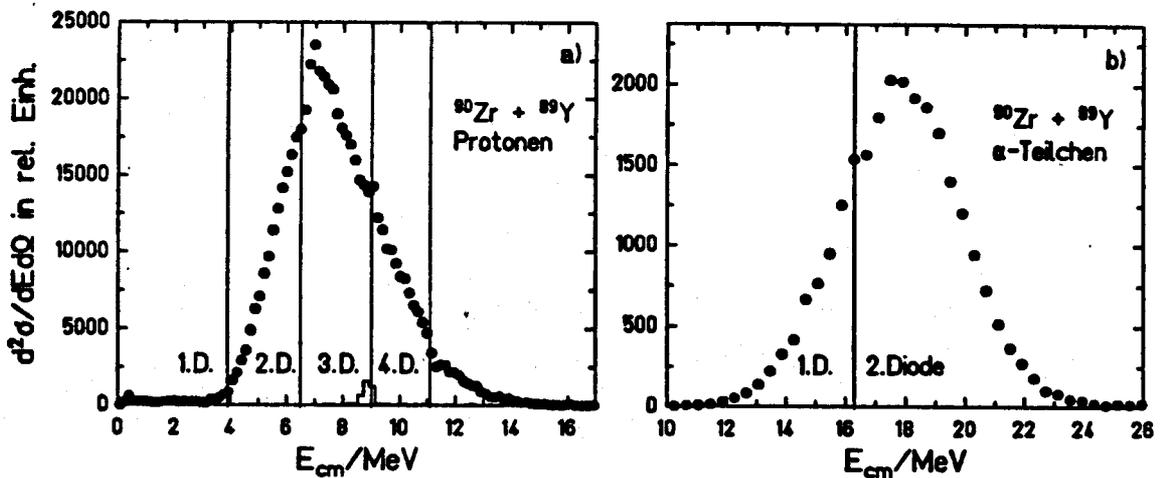


Abbildung 15: Experimentelles Energiespektrum (volle Symbole) der Protonen (a) und der  $\alpha$ -Teilchen (b) aus der Abregung des Compoundkerns  $^{179}\text{Au}$  nach Transformation ins Schwerpunktsystem. Der Untergrund (Histogramm) im Protonenspektrum bei 9 MeV ist abgezogen. Die vertikalen Striche zeigen den Übergangsbereich von einer zur anderen Diode (Abk.: D.) an, d. h. die Energien, bei denen Protonen gerade noch in der angegebenen Diode gestoppt werden oder gerade schon die nachfolgende Diode erreichen.

Die Abbildungen 15a und 15b zeigen die endbereiteten Spektren der Protonen und der  $\alpha$ -Teilchen aus der Abregung des Compoundkerns  $^{179}\text{Au}$ . Trotz des vernachlässigbar kleinen Einflusses der verschiedenen SHIP-Einstellungen auf die

Form der Energiespektren wurden nach Abzug des geringen Untergrunds die Spektren mit Hilfe der experimentell bestimmten Geschwindigkeitsdurchlaßkurve (s. Kapitel 3.3.4) korrigiert und ins Schwerpunktsystem transformiert. Dabei wurde eine isotrope Winkelverteilung im Schwerpunktsystem angenommen. Da die Winkel, unter denen die Teilchen registriert wurden, nahe bei 0 Grad lagen, ist der Einfluß der Winkelverteilung auf die Transformation sehr gering, wie auch in Rechnungen bestätigt wurde.

In den Abbildungen 15a und 15b wird jeweils auf die Energien hingewiesen, bei denen die Teilchen gerade noch in der angegebenen Diode gestoppt werden. Dort erscheint eine kleine Überhöhung des Spektrums gegenüber der Umgebung. Da Energieverluste in einer Diode unterhalb einer elektronischen Schwelle nicht nachgewiesen werden können, fehlt bei Teilchen, die am Anfang einer Diode gestoppt werden, ein Teil der Gesamtenergie. Solche Ereignisse erscheinen dann bei kleineren Gesamtenergien, was zu der genannten Überhöhung führt. Bei 11 MeV tritt im Protonenspektrum ebenfalls eine Unstetigkeit auf, die daher rührt, daß Protonen, die gerade noch am Ende des Teleskops gestoppt werden, nicht eindeutig von Protonen, die gerade noch das Teleskop passiert haben, getrennt werden können.

### 3.3.6 Wirkungsquerschnitte

Aus den Zählraten der Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in den vier Teleskopen lassen sich die Wirkungsquerschnitte für die Teilchenemission bestimmen. Diese Querschnitte sind nicht identisch mit denen für die Summe aller p- bzw.  $\alpha$ -Kanäle. Denn Kanäle, bei denen zwei oder mehr Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen emittiert werden, tragen im Vergleich zum Kanalquerschnitt mit doppeltem und mehrfachem Querschnitt im Energiespektrum bei. Es gilt:

$$\sigma_{p,\alpha}^i = \frac{N_{p,\alpha} - N_{p_u,\alpha_u}}{N_P \cdot N_T} \epsilon_{p,\alpha}^i \quad (13)$$

- mit  $N_{p,\alpha} - N_{p_u,\alpha_u}$  : Zählrate der Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen in wahrer Koinzidenz abzüglich Untergrund  
 $N_P \cdot N_T$  : Projektilstrom  $\cdot$  Anzahl Targetatome /cm<sup>2</sup>  
 $\epsilon_{p,\alpha}^i$  : Nachweiswahrscheinlichkeit für p, $\alpha$  in echter Koinzidenz zu Verdampfungsrestkernen  
 $i = 1,2$  : Vorwärts- bzw. Rückwärtsteleskop

In den Tabellen 10 und 11 (s. Anhang A.1.3) sind die Wirkungsquerschnitte aufgeführt, die unter Zugrundelegung berechneter Nachweiswahrscheinlichkeiten (s. Kapitel 3.5) aus den bei den verschiedenen SHIP-Einstellungen gemessenen Zählraten in den Teleskopen ermittelt wurden. In der Tabelle 10 wurde eine isotrope

Emission der Teilchen im Raum ( $dW/d\Omega = \text{const.}$ ), in Tabelle 11 eine Winkelverteilung der Form  $dW/d\Omega \sim 1/\sin\theta$  angenommen. Man erkennt, daß sich das Verhältnis der mit dem Vorwärtsteleskop ermittelten Querschnitte zu denen, die mit den Rückwärtsteleskopen bestimmt wurden, ändert, während gleichzeitig die Querschnitte bei der  $1/\sin\theta$ -Verteilung abnehmen. Die tatsächliche Winkelverteilung wird wahrscheinlich irgendwo zwischen den Extremen liegen.

Aus der Tabelle 10 erkennt man jedoch, daß bei Annahme einer isotropen Winkelverteilung die Querschnitte, die sich mit dem Vorwärtsteleskop ergeben, innerhalb der Fehlergrenzen mit den Querschnitten, die sich mit den Rückwärtsteleskopen ergeben, übereinstimmen. Daher werden bei den weiteren Betrachtungen diese Werte zugrundegelegt. Diese aus dem Mittelwert der Querschnitte des Vorwärtsteleskops und der Rückwärtsteleskope erhaltenen vorläufigen Querschnitte müssen auf weitere Verluste korrigiert werden. Im einzelnen sind zu beachten:

- die Wahrscheinlichkeit, daß ein durch SHIP durchgelassener Verdampfungsrestkern auf einen Stoppdetektor trifft. Sie beträgt etwa 0.8. (vgl. Kapitel 3.1)
- die Wahrscheinlichkeit, daß ein Verdampfungsrestkern im Flugzeitdetektor nachgewiesen wird. Bei den unterschiedlichen SHIP-Einstellungen können die Verdampfungsrestkerne der verschiedenen Kanäle dabei auch die Randzonen des Flugzeitdetektors durchlaufen, wo die Nachweiswahrscheinlichkeit abnimmt ([Hes85]). Eine Effizienz von  $0.9 \pm 0.1$  wird abgeschätzt.
- Pile-up in den Stoppdetektoren ( $\leq 1\%$  Verlust)
- Streuung der Verdampfungsrestkerne an den Gitterdrähten der Flugzeitdetektoren ( $\leq 1\%$  Verlust)
- Pile-up in den Teleskopen ( $\leq 1\%$  Verlust)
- die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens ein  $\gamma$ -Detektor angesprochen und das zugehörige Signal innerhalb eines vorgegebenen Zeitbereichs relativ zu dem Verdampfungsrestkern und geladenen Teilchen auftrat. Diese Wahrscheinlichkeit hängt von der Anzahl der emittierten  $\gamma$ -Quanten ab. Bei  $\gamma$ -Multiplizität  $M_\gamma = 1$  beträgt sie etwa 70%, bei  $M_\gamma = 4$  bereits 99% (s. [Bro88]). Ein Verlust von  $\approx 5\%$  wird abgeschätzt.
- die Rechnertotzeit für die Datenaufnahme (2 - 4%)

Insgesamt wird eine Effizienz von  $0.6 \pm 15\%$  abgeschätzt.

Aus dem Anteil der Protonen des 1p-Kanals am gesamten Protonenspektrum (s. Kapitel 3.6) läßt sich auch der Querschnitt des 1p-Kanals bestimmen. Entsprechendes gilt für den  $1\alpha$ -Kanal. Die Tabelle 3 gibt die auf alle Verluste korrigierten

	$\sigma$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]
1p-Kanal	$3.45 \times 10^{-3}$	>40.0
p-Emission	$9.87 \times 10^{-3}$	>31.0
1 $\alpha$ -Kanal	$8.10 \times 10^{-4}$	>60.0
$\alpha$ -Emission	$1.11 \times 10^{-3}$	>39.0

**Tabelle 3:** Tabelle der endgültigen Wirkungsquerschnitte, wie sie mit den Teleskopen gemessen wurden. Die Fehlerangaben beinhalten den mittleren Fehler der bei verschiedenen SHIP-Einstellungen gemessenen Zählraten sowie den Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit. Beim 1p- und 1 $\alpha$ -Kanal kommen zusätzlich die Fehler der Aufteilung des Summenspektrums in Abbildung 21 hinzu.

Wirkungsquerschnitte für die Teilchenemission sowie für den 1p- und 1 $\alpha$ -Kanal an. Die Fehler ergeben sich aus den Fehlern der mittleren Querschnitte in Tabelle 10 und dem oben abgeschätzten Fehler von 15% bei den weiteren Korrekturfaktoren. Bei den Angaben bezüglich des 1p- und des 1 $\alpha$ -Kanals kommt ein Fehler von etwa 10% bzw. 20% hinzu, der von der Aufteilung des Summenspektrums in Abbildung 21 herrührt. Aufgrund der Unkenntnis der exakten Winkelverteilung und der exakten SHIP-Transmission können die Querschnitte der Tabelle 3 jedoch systematisch falsch sein. Daher geben die Fehler nur eine untere Grenze an.

Die Querschnitte des 1p- und 1 $\alpha$ -Kanals können mit den aus den  $\alpha$ -Zerfallsspektren gewonnenen Querschnitten, die stark von den spektroskopischen Eigenschaften der Kerne abhängen, verglichen werden (vgl. Tabelle 1 und Tabelle 3). Die entsprechenden Werte des 1p-Kanals stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Beim 1 $\alpha$ -Kanal tritt jedoch eine Diskrepanz von 1 bis 2 Größenordnungen auf, die bei Annahme einer  $1\sin\Theta$ -Winkelverteilung sogar noch größer wird. Dies ist ein Anzeichen dafür, daß die aus den  $\alpha$ -Zerfallsspektren ermittelten Querschnitte der  $\alpha$ -Kanäle möglicherweise aufgrund falscher spektroskopischer Informationen (s. auch Kapitel 5.1.1) überschätzt werden.

Geht man davon aus, daß gemäß Tabelle 1 die Querschnitte des 1p- und 1p1n-Kanals sehr viel größer als die Querschnitte aller 2p- und 3p-Kanäle sind und die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen dieser p-Kanäle ungefähr gleich ist (s. Tabelle 12 im Anhang A.1.4), dann kann der Querschnitt für die Protonenemission von  $9.87 \times 10^{-3}$  barn doch mit dem Querschnitt für die Summe aller p-Kanäle verglichen werden. Dann ist im Rahmen der Fehler eine Übereinstimmung zu den Ergebnissen in Tabelle 1 festzustellen.

### 3.4 Rückwärtsteleskop

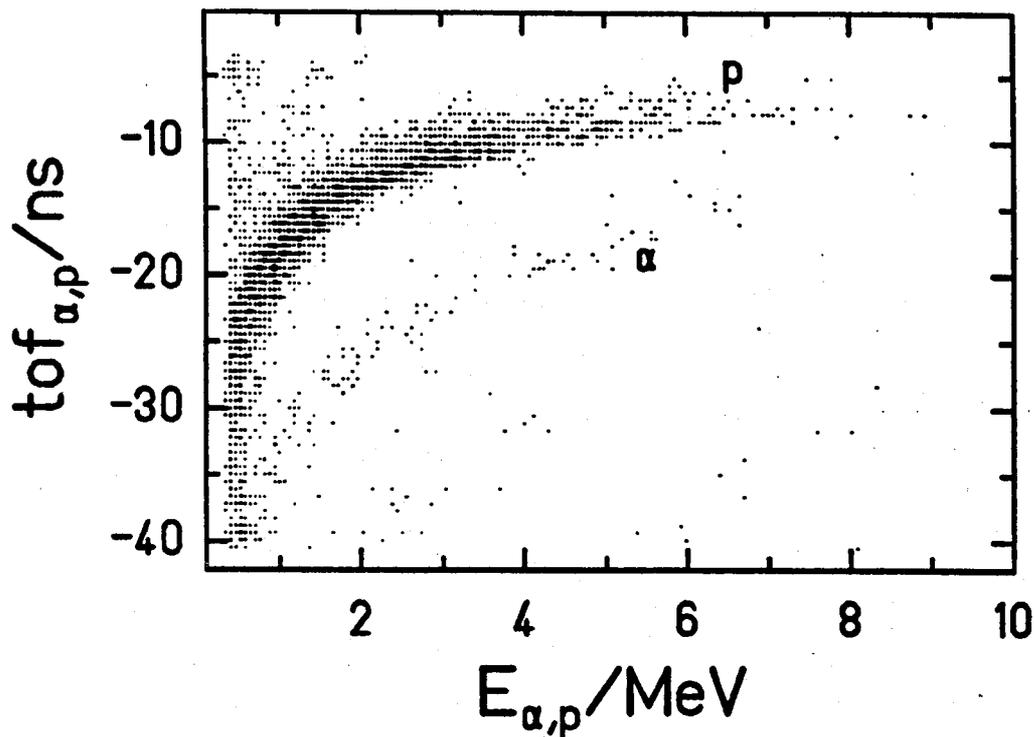


Abbildung 16: Energie-Flugzeit-Korrelation der Teilchen, die in einem Rückwärtsteleskop gemessen wurden. Das in der Zeit breite Band bei 500 keV zeigt den Einfluß der Plasmaschwingungen der Ionenquelle. Dementsprechend schlecht ist die Energieauflösung.

In Rückwärtsrichtung wurde die durch die längere Flugstrecke und kleinere Laborgeschwindigkeit bedingte längere Flugzeit der geladenen Teilchen ausgenutzt, um über eine Energie - Flugzeit Korrelation Protonen und  $\alpha$ -Teilchen zu trennen (s. Abbildung 16). Die Energiespektren wurden wie beim Vorwärtsteleskop mit der Pulsgenerator-Eichbox Kombination geeicht. Die Protonenkanten der jeweils vorderen Dioden der Teleskope, die Rechnungen zufolge bei 3.7 MeV erwartet werden, lagen im Experiment bei  $3.9 \pm 0.4$  MeV. Der Grund für die Unsicherheit von 0.4 MeV sind Schwingungen, die mit der Frequenz (120 kHz) der Plasmaschwingungen der Ionenquelle auftraten und sich mit Amplituden bis 400 keV dem eigentlichen Energiesignal überlagerten. Da der Hauptverstärker mit Baseline-Restorer betrieben wurde, kann eine mittlere Energieverschiebung der Signale nicht ganz ausgeschlossen werden.

Die Flugzeit der geladenen Teilchen wurde durch Messung der Zeitdifferenz zwischen der Registrierung eines Teilchens im Teleskop (Startsignal) und dem näch-

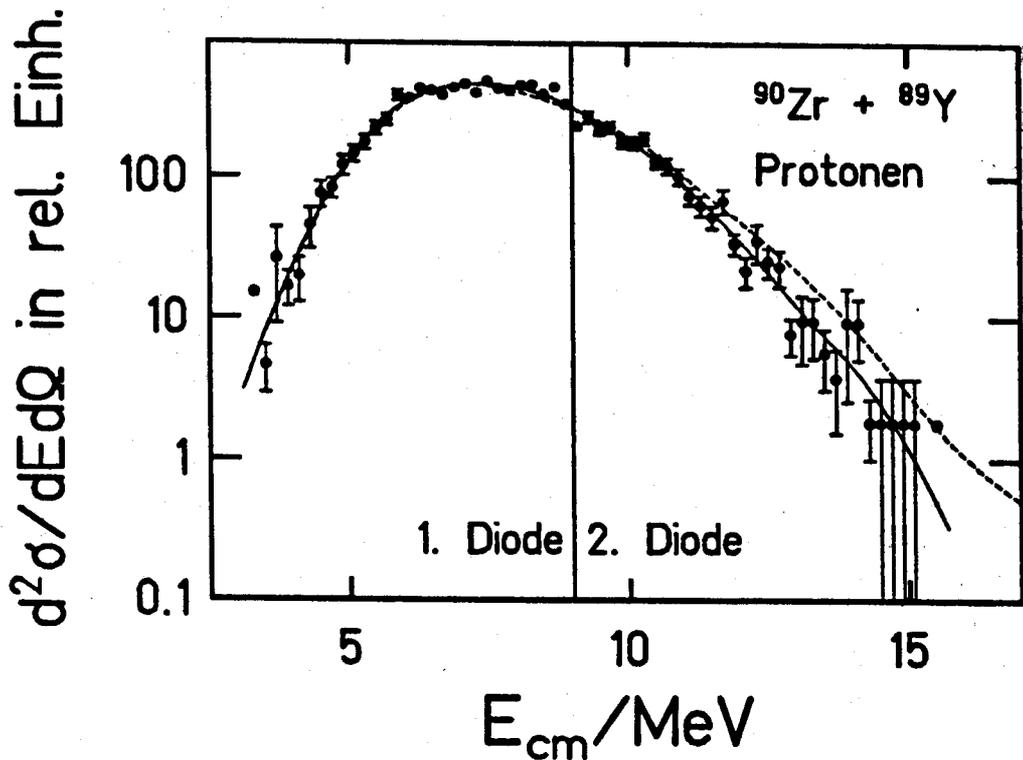


Abbildung 17: Protonenspektrum im Schwerpunktsystem, wie es mit den Rückwärtsteleskopen gemessen wurde (die an die vollen Symbole durch einen geglätteten Verlauf angepasste durchgezogene Linie). Der vertikale Strich bei 9 MeV gibt an, ab welcher Energie Protonen in der vordersten Diode nicht mehr gestoppt werden. Zum Vergleich ist das Protonenspektrum gezeigt, das mit dem Vorwärtsteleskop gemessen wurde (gestrichelte Linie). Es wurde auf die Anzahl der Ereignisse in den Rückwärtsteleskopen normiert. Die statistischen Fehler sind angegeben.

sten oder übernächsten Mikropuls (Stoppsignal) gewonnen. Die Umrechnung des Mikropulses ermöglichte sofort eine Relativierung der Zeitsignale, da sich das Flugzeitspektrum nach 37ns wiederholt. Die Absolut Eichung wurde so vorgenommen, daß die aus der Flugzeit errechneten Energien im Mittel mit den direkt gemessenen und auf den Energieverlust in der Goldfolie korrigierten Energien übereinstimmten. Dabei gilt folgende Beziehung:

$$E_{p,\alpha} = \frac{1}{2} m_{p,\alpha} \frac{s^2}{(a \cdot TAMI + b)^2} \quad (14)$$

- mit  $E_{p,\alpha}$  : Direkt gemessene Energie der Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen nach Korrektur auf den Energieverlust in der Goldfolie  
 $m_{p,\alpha}$  : Masse eines Protons bzw.  $\alpha$ -Teilchens  
 $s$  : Abstand Target - Teleskop (25.5 cm)  
TAMI : Zeitsignal in Kanälen  
 $a, b$  : Eichkoeffizienten

Nach der Eichung der Zeitsignale kann prinzipiell daraus ebenfalls die Energieverteilung der geladenen Teilchen bestimmt werden. Doch ist die Zeitaufösung zu schlecht. Außerdem ist die Zeiteichung von der Energieeichung abhängig. Daher wurden die Energiespektren aus der Summe der geeichten Energiesignale der jeweils vorderen und hinteren Diode der Rückwärtsteleskope ermittelt. Abbildung 17 zeigt das Energiespektrum der Protonen im Schwerpunktsystem, nachdem die Energieverteilungen aus den 3 Rückwärtsteleskopen addiert worden waren. Zum Vergleich ist das mit dem Vorwärtsteleskop gemessene Energiespektrum, das in der Höhe angepaßt wurde, gestrichelt eingezeichnet. Eine gute Übereinstimmung ist festzustellen.

Ein  $\alpha$ -Spektrum kann aufgrund der wenigen Ereignisse in der gesamten Meßzeit (200 Ereignisse) nicht gezeigt werden.

### 3.5 Rechnerische Bestimmung der Effizienz des Nachweis-systems

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Abdampfungskanäle muß die Transmission der entsprechenden Verdampfungsrestkerne durch SHIP bekannt sein. Da eine Messung der absoluten Transmission in diesem Experiment nicht möglich war, wurde sie berechnet. Dazu gibt es Programme mit empirischen Formeln, die experimentelle Transmissionen [Ver84] gut wiedergeben [Scm88]. In dieser Arbeit interessiert jedoch außerdem die Wahrscheinlichkeit, daß sowohl ein geladenes Teilchen als auch der zugehörige Verdampfungsrestkern nachgewiesen werden, und dies bei verschiedenen SHIP-Einstellungen. Darüber hinaus ist zur Diskussion der gemessenen Energiespektren von abgedampften Protonen und  $\alpha$ -Teilchen der Einfluß der kompletten Nachweisapparatur auf die Spektrform von Bedeutung. Insbesondere stellt sich die Frage, ob durch eine Bevorzugung bestimmter Kanäle oder Energien eine Verfälschung der Spektrform erfolgen kann.

Für die genannten Zwecke wurde ein Monte Carlo Programm geschrieben, das eine rechnerische Simulation des Experiments bezüglich der gestellten Fragen gestattet. Da mit CODEX gerechnete Energieverteilungen, welche die experimentellen Spektren gut wiedergeben (s. Kapitel 5.2), als Listmode-Daten vorliegen, bietet sich an, diese Werte unter Berücksichtigung der experimentellen Bedingungen mit

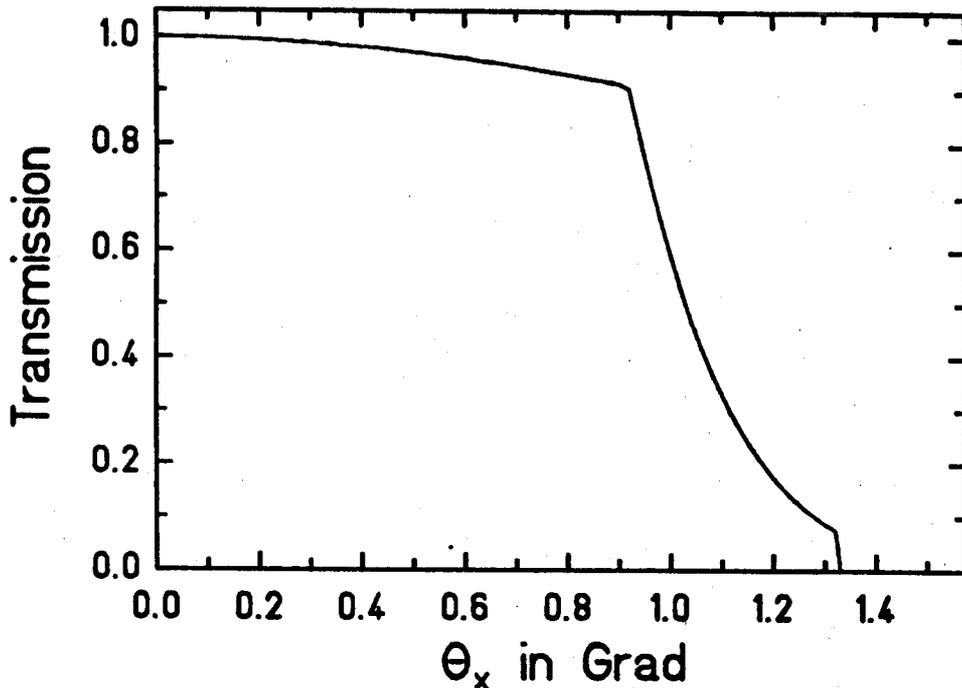


Abbildung 18: Der in Simulationsrechnungen benutzte Zusammenhang zwischen der Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP und deren Flugrichtung  $\Theta_x$  relativ zur Strahlachse. In der gezeigten Kurve sind andere Einflüsse auf die Transmission nicht berücksichtigt.

dem GSI Datenauswerteprogramm SATAN zu analysieren. Im folgenden werden die entscheidenden Größen und ihre funktionalen Zusammenhänge erläutert.

Die CODEX-Daten enthalten für jede Compoundkernabregung die Anzahl der nacheinander emittierten Teilchen mit ihren jeweiligen Massen und Energien. Gemäß einer vorgegebenen Winkelverteilung im Ruhesystem des zerfallenden Nuklids wird nun die Emissionsrichtung des jeweiligen Teilchens per Zufall bestimmt. Die Winkel und die Energien des emittierten Teilchens und des Verdampfungsrestkerns im Laborsystem folgen dann aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz. Der Energieverlust von Projektil (max. 9.9 MeV) und Verdampfungsrestkern (max. 15.4 MeV) im Target ( $0.34 \text{ mg/cm}^2$ ) werden nach Braune-Schwalm [BrS77] berechnet, wobei die Eindringtiefe des Projektils in das Target bei konstanter Reaktionswahrscheinlichkeit über die gesamte Dicke per Zufall ermittelt wird. Gemäß dem Winkelstraggling nach Eastham [Eas75] und der Breite der Ionenladungsverteilung um ihren Mittelwert nach Nikolaev et al. [NiD71] werden eine zusätzlich zur Kinematik auftretende Richtungsänderung und der Ladungszustand des Verdampfungsrestkerns ermittelt. Damit sind für jeden Verdampfungsrestkern indi-

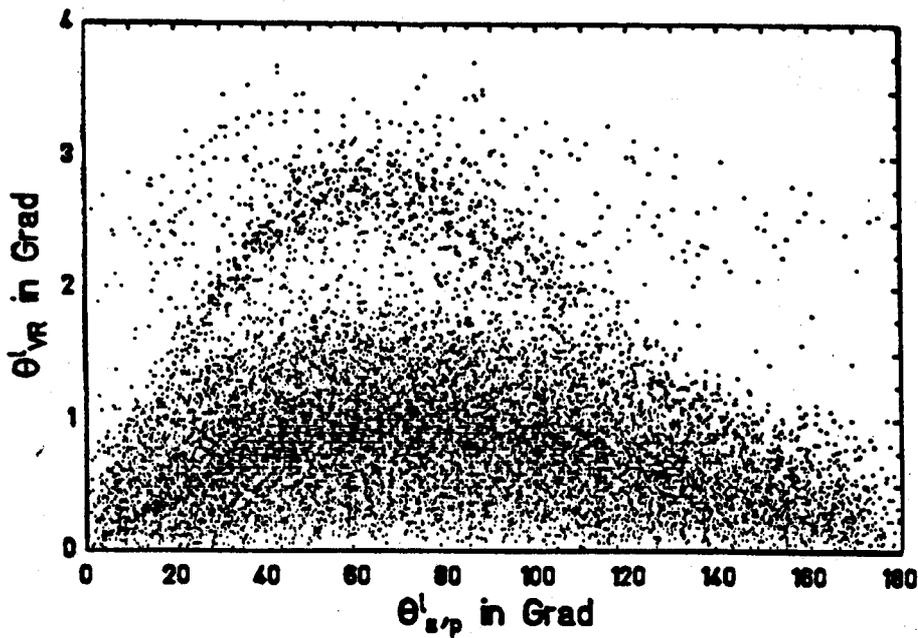


Abbildung 19: Die aus einer Simulationsrechnung erhaltene Korrelation zwischen dem Laborwinkel des ersten emittierten Teilchens  $\theta_{p,\alpha}^l$  und dem Laborwinkel des zugehörigen Verdampfungsrestkerns  $\theta_{VR}^l$  bei der Reaktion  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  (3.97 MeV/u).

viduell die für die Transmission durch SHIP wichtigen Größen Ionenladung  $Q$ , Geschwindigkeit  $v_{VR}$  und Eintrittsrichtung  $\theta_x, \theta_y$  (entsprechend der horizontalen und vertikalen Schlitzblende) bekannt.

Für die Durchlaßwahrscheinlichkeit als Funktion der Geschwindigkeit wird eine Gaussfunktion um die in SHIP eingestellte Durchlaßgeschwindigkeit  $v_{SHIP}$  mit der experimentell ermittelten Breite von  $\pm 7\%$  angenommen (s. Kapitel 3.3.4).

Die Durchlaßkurve über dem Winkel  $\theta_x$  ist in Abbildung 18 gezeigt. Die Form ergab sich aus Transmissionsmessungen mit einer  $\alpha$ -Quelle [Mor88] und bei einer Fusionsreaktion [Fau78].

Die Ladungsdurchlaßkurve ist ebenfalls eine Gaussfunktion, jedoch mit variabler Halbwertsbreite. Die Halbwertsbreite  $\text{FWHM}_Q$  ergibt sich in dem Programm aus dem Eintrittswinkel  $\theta$  der Verdampfungsrestkerne in SHIP, der relativen Abweichung ihrer Geschwindigkeit von der mit SHIP eingestellten Durchlaßgeschwindigkeit  $\Delta v/v_{SHIP}$  und der Ladung  $Q_{SHIP}$ , auf welche die Felder in SHIP optimiert wurden.

$$\text{FWHM}_Q = \frac{0.1 \cdot Q_{SHIP}}{x + 0.01} \quad (15)$$

$$\text{mit } x = \frac{1}{4} \left( 3 \frac{\theta}{1.5} + \frac{\Delta v / v_{SHIP}}{0.07} \right) \quad (16)$$

Damit soll berücksichtigt werden, daß in den Randzonen der Felder in SHIP nur noch ein sehr schmales Ladungsband durchgelassen wird.

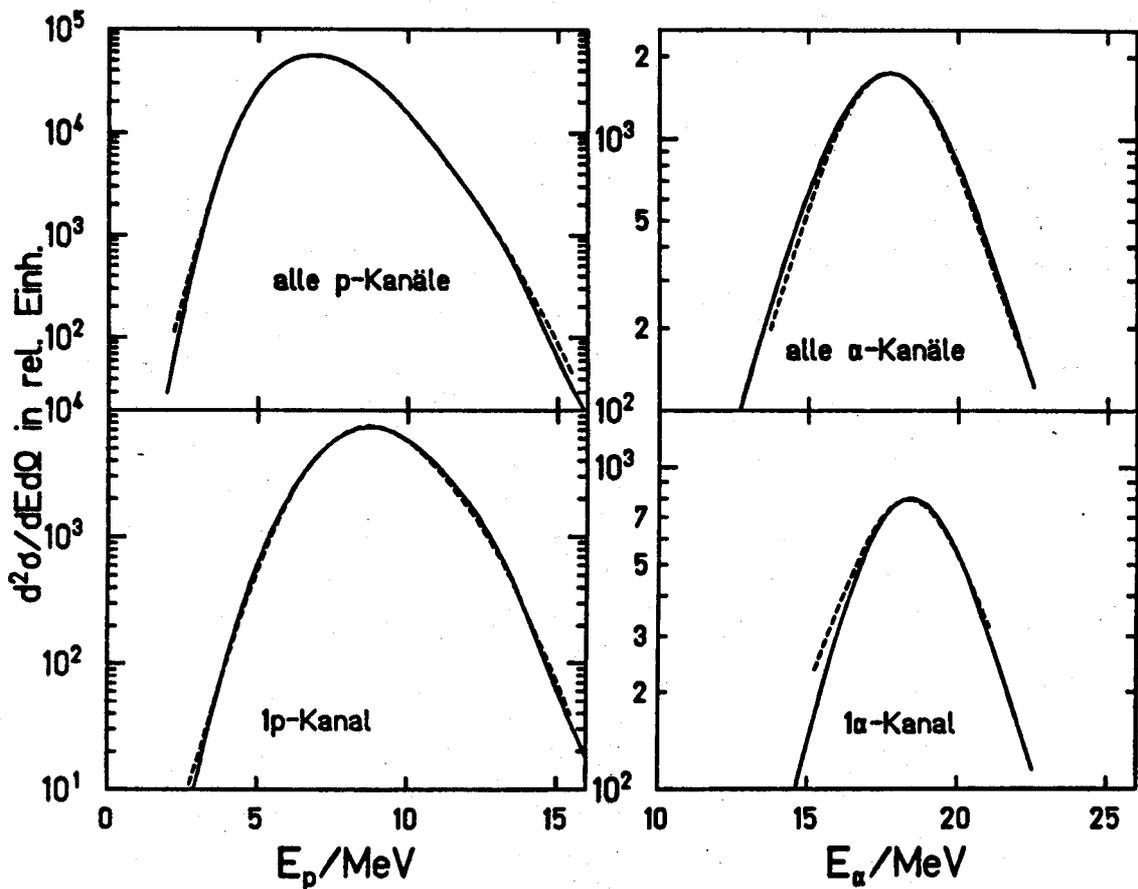


Abbildung 20: Vergleich der berechneten Energiespektren von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen ohne (durchgezogene Linie) und mit (gestrichelte Linie) experimentellen Bedingungen.

Tabelle 12 (s. Anhang A.1.4) zeigt die aus der Rechnung erhaltenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP sowie für die Koinzidenz mit einem entsprechenden geladenen Teilchen im Vorwärtsteleskop oder in den Rückwärtsteleskopen. Zwei verschiedene Winkelverteilungen

wurden dabei angenommen. In dem Programm wird automatisch berücksichtigt, daß bei Kanälen mit mehr als einem geladenen Teilchen die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis genau eines Teilchens erhöht ist. Die Wahrscheinlichkeit für das gleichzeitige Eintreffen von mehr als einem geladenen Teilchen in einem Teleskop, Pile-up, beträgt laut Rechnung weniger als 0.5% bezogen auf alle in Koinzidenz mit Verdampfungsrestkernen nachgewiesenen Teilchen.

In Abbildung 19 ist die Korrelation der Laborwinkel des ersten emittierten geladenen Teilchens und des Verdampfungsrestkerns vor der Aperturblende zu sehen. Bedenkt man die Akzeptanzwinkelbereiche von SHIP ( $\leq 1.3^\circ$ ), des Vorwärtsteleskops ( $5.6^\circ - 11.6^\circ$ ) und der Rückwärtsteleskope ( $175^\circ - 178^\circ$ ), dann werden nun die in der Tabelle 12 errechneten Zahlen verständlich. Nach Abdampfung eines Protons, auch unter Winkeln um  $90^\circ$ , liegt der Laborwinkel des Verdampfungsrestkerns immer noch mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit im Akzeptanzbereich von SHIP. Dagegen werden die Verdampfungsrestkerne nach Emission von  $\alpha$ -Teilchen unter Winkeln von etwa  $20^\circ$  bis  $130^\circ$  nicht mehr akzeptiert.

Unter der Bedingung, daß ein geladenes Teilchen mit einem Teleskop nachgewiesen wird, können die Verdampfungsrestkerne fast mit 100%iger Wahrscheinlichkeit in SHIP eintreten. Daraus folgt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit unter Koinzidenzbedingung nahezu unabhängig von der Energie des geladenen Teilchens sein muß und daher eine Beeinflussung der Form der Energiespektren der geladenen Teilchen durch die Koinzidenzbedingung kaum vorhanden ist.

Dies verdeutlicht auch die Abbildung 20, wo die mit CODEX errechneten wahren Spektren mit den simulierten gemessenen Spektren verglichen werden. Dabei wurde eine Geschwindigkeitseinstellung in SHIP von -5% angenommen. Die verglichenen Spektren unterscheiden sich kaum in ihrer Form, und ihre Schwerpunkte sind gleich. Damit sind die Ergebnisse der Simulationsrechnung konsistent mit den aus experimentellen Daten erhaltenen Informationen in Kapitel 3.3.4.

### 3.6 Auswertung der $\gamma$ -Spektren

Die Energieeichung der  $\gamma$ -Spektren in den einzelnen Detektoren wurde mittels Eichquellen ( $^{24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ) vorgenommen. Die jeweilige Quelle wurde in die Position gebracht, wo bei Bestrahlung das  $^{89}\text{Y}$ -Target saß. Um den hohen Untergrund an  $\gamma$ -Strahlung aus der Umgebung und Höhenstrahlung zu unterdrücken, wurde einer der Kugeldetektoren als Triggerdetektor verwendet. Nur wenn die in ihm registrierte Energie größer als eine vorgegebene Schwellenenergie war, wurden die Daten ereignisweise auf Band geschrieben. So konnte nicht nur die Ansprechfunktion der Kugeldetektoren, sondern auch die Antwort der Gesamtapparatur auf ein  $\gamma$ -Quant der gegebenen Eichenergie bestimmt werden. Da alle Eichisotope zwei  $\gamma$ -Übergänge besitzen, konnte das  $\gamma$ -Quant, das der Apparatur angeboten wurde, mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit nur eine der möglichen Eichenergien haben, wenn

im Triggerdetektor das andere Eichquant mit seiner vollen Energie nachgewiesen wurde. Die experimentell zu verschiedenen  $\gamma$ -Energien erhaltenen Ansprechfunktionen wurden jeweils durch eine Fitfunktion mit mehreren Parametern angepaßt. Durch Inter- und Extrapolation dieser Parameter erhält man dann auch die Ansprechfunktionen bei anderen Energien [Scw86]. Da beim Zerfall eines angeregten  $^{179}\text{Au}$ -Kerns bei hoher  $\gamma$ -Multiplizität mit großer Wahrscheinlichkeit auf einen Summendetektor mehr als ein  $\gamma$ -Quant traf, wurden zur Bestimmung der Energieverteilung der einzelnen  $\gamma$ -Quanten nur die Kugeldetektoren benutzt. Die geeichten Spektren wurden entsprechend der Position der einzelnen Kugeldetektoren auf die Dopplerverschiebung korrigiert und aufaddiert. Das addierte Spektrum wurde mit der experimentell ermittelten Responsematrix entfaltet [Bro88].

Durch ereignisweises Aufaddieren der Energien aller angesprochenen  $\gamma$ -Detektoren wurden  $\gamma$ -Summenenergiespektren erhalten. In einem weiteren Schritt wurde zu der  $\gamma$ -Summenenergie die Energie des koinzident im Vorwärtsteleskop gemessenen geladenen Teilchens addiert. Die so ermittelten Spektren sind in Abbildung 21 zu sehen.

Theoretisch würde man damit für den 1p- bzw.  $1\alpha$ -Kanal die gesamte Anregungsenergie abzüglich der Separationsenergie des Protons bzw.  $\alpha$ -Teilchens erhalten, was bei fester Strahlenergie in dem jeweiligen Spektrum zu einer scharfen Linie führen müßte. Doch aufgrund des Energieverlusts der Projektile im Target variiert die Anregungsenergie zwischen 24 und 28 MeV. Die durch die Schwankung der Strahlenergie bedingte Unsicherheit in der mittleren Anregungsenergie beträgt etwa 1 MeV. Die Pfeile in Abbildung 21 markieren die maximal mögliche Summenenergie (Endpunktsenergie), die entsprechend einer maximalen Anregungsenergie von 28 MeV mit den Massenwerten von [WaA85] errechnet wurde. Durch die Verbreiterung der Anregungsenergie und das Ansprechverhalten der Nachweisapparatur für die  $\gamma$ -Summenenergie entsteht jedoch eine Verschmierung und Verschiebung der Endpunktsenergie. Daher finden sich Ereignisse, die dem 1p-Kanal angehören, in einer breiten Linienstruktur um 20 MeV in Abbildung 21a wieder. Ereignisse von allen anderen Protonenkanälen, bei denen weitere Teilchen emittiert wurden, liegen bei kleineren Summenenergien. Bei dem 1p1n-Kanal fehlen die Separationsenergie und die kinetische Energie des Neutrons. Daher wird die Summenenergie unterhalb von 15 MeV erwartet. Ereignisse vom 2p- und  $1\alpha 1p$ -Kanal, bei denen die kinetische Energie des zweiten Teilchens fehlt, liegen ebenfalls bei kleineren Summenenergien. Allerdings gibt es Ausläufer zu höheren Energien, wie es auch Ausläufer vom 1p-Kanal zu kleineren Summenenergien gibt.

Durch eine Anpassung des Spektrums in Abbildung 21a mit zwei Gaussfunktionen kann der Anteil der Ereignisse vom 1p-Kanal ermittelt werden. Dieser beträgt 35% vom Gesamtspektrum. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen des 1p-Kanals und für Protonen aller p-Kanäle nach Simulationsrechnungen etwa gleich ist (s. Tabelle 12 im Anhang A.1.4), gibt diese Zahl direkt den Anteil des 1p-

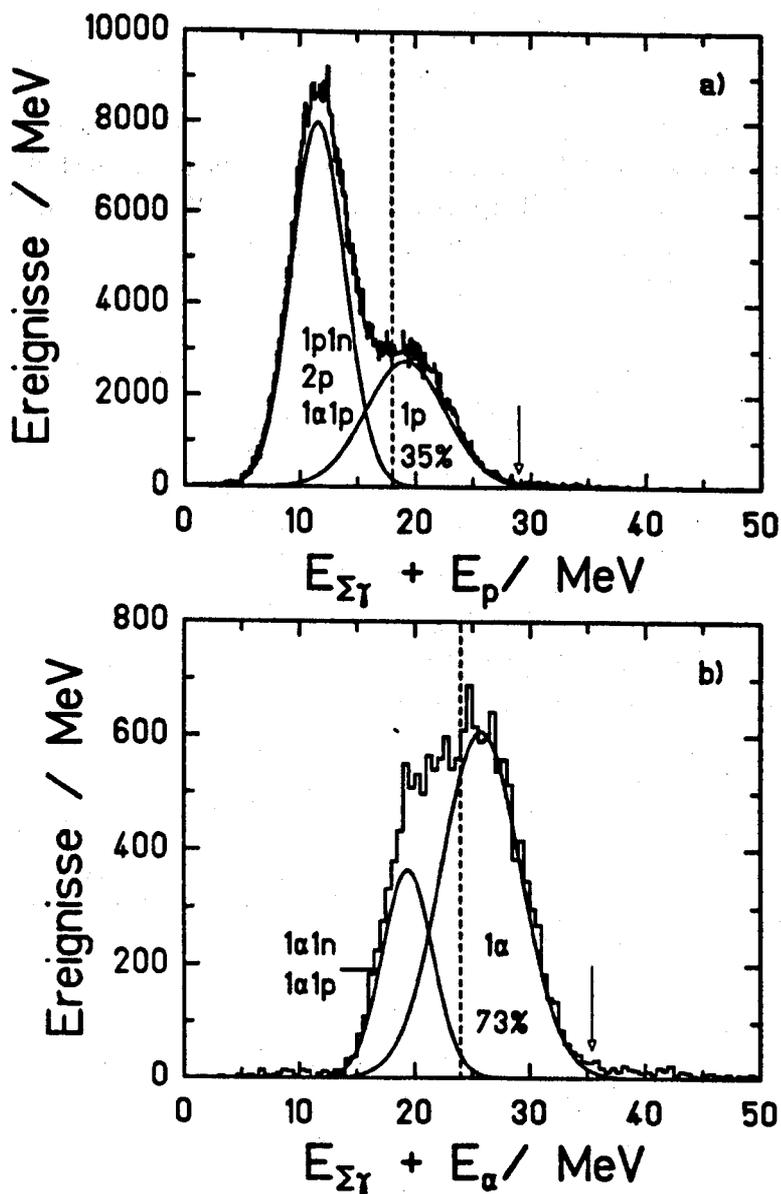


Abbildung 21: Gemessenes Summenenergiespektrum (Histogramm) der Summe aller  $\gamma$ -Energien und der Energie des Protons (a) bzw. des  $\alpha$ -Teilchens (b). Die Pfeile markieren jeweils die theoretisch maximal mögliche Summenenergie bei Benutzung der Massentabelle von [WaA85]. Der senkrechte Strich gibt jeweils die Schwellenenergie an, oberhalb der die Ereignisse bei der Analyse dem 1p- bzw. 1 $\alpha$ -Kanal zugeordnet wurden. Die Gaussfunktionen zeigen eine angepasste Zusammensetzung des jeweiligen Summenspektrums aus Ereignissen des 1p- (35%) bzw. 1 $\alpha$ -Kanals (73%) und den Ereignissen aller übrigen p- bzw.  $\alpha$ -Kanäle.

Kanals am gesamten Protonenspektrum an. Indem man bei der Datenanalyse eine Bedingung auf Ereignisse mit Summenenergien oberhalb von etwa 18 MeV setzt (s. senkrechter Strich in der Abbildung), kann man das Protonen- und  $\gamma$ -Spektrum des 1p-Kanals erhalten.

Um eine mögliche Abhängigkeit der Spektrenform von der Lage der Schwelle im Summenspektrum zu untersuchen, wurde die Schwellenenergie zwischen 16 MeV und 22 MeV variiert und jeweils das koinzident zu Summenenergien oberhalb der Schwelle gemessene Protonenspektrum betrachtet. Alle koinzidenten Spektren wurden auf gleichen Inhalt normiert. Es zeigte sich, daß bei Schwellenenergien zwischen 18 MeV und 22 MeV die Form der koinzidenten Protonenspektren nur innerhalb der statistischen Fehler schwankte. Bei einer Schwellenenergie von 16 MeV war eine deutliche Verschiebung des koinzidenten Protonenspektrums zu niedrigen Energien hin festzustellen. Dies liegt daran, daß dann eine nicht mehr zu vernachlässigende Anzahl von Ereignissen des 2p- oder 1p1n-Kanals, die im Mittel bei niedrigeren Energien liegen, mit im Spektrum enthalten sind.

Was in der Abbildung 21a bezüglich der Protonen diskutiert wurde, gilt in Abbildung 21b entsprechend für  $\alpha$ -Teilchen. Der Anteil des 1 $\alpha$ -Kanals am Gesamtspektrum beträgt hier 73%. Die Güte der Abtrennung des  $\alpha$ -Spektrums zum 1 $\alpha$ -Kanal wurde hier ebenfalls durch Variation der Schwellenenergie im Summenspektrum überprüft. Oberhalb der Schwellenenergie von 24 MeV waren die koinzidenten  $\alpha$ -Spektren im Rahmen der statistischen Fehler identisch.

Ein anderer interessanter Aspekt der Summenenergiespektren liegt in der Bestimmung der Massen von  $^{178}\text{Pt}$  und  $^{175}\text{Ir}$ . Es gilt folgende Beziehung:

$$M_{VRC}^2 = [M(^{90}\text{Zr}) + M(^{89}\text{Y}) - M_{p(\alpha)}]c^2 + E_{cm} - E_{End} \quad (17)$$

$M_{VR}$  ist dabei die zu bestimmende Masse von  $^{178}\text{Pt}$  bzw.  $^{175}\text{Ir}$ ,  $M_{p(\alpha)}$  die Masse des Protons bzw.  $\alpha$ -Teilchens,  $E_{cm}$  die gesamte kinetische Energie vor der Reaktion im Schwerpunktsystem und  $E_{End}$  die aus dem Summenenergiespektrum zu bestimmende Endpunktsenergie. Wie Abbildung 21 zeigt, ist die Vorhersage der Endpunktsenergien mit den Massen von [WaA85] mit der Messung verträglich. Eine genauere Massenbestimmung erfordert die Kenntnis des Ansprechverhaltens des  $\gamma$ -Nachweissystems. Dieses Experiment war nicht für eine Massenmessung optimiert. Eine Apparatur mit erhöhter Ansprechwahrscheinlichkeit für die  $\gamma$ -Summenenergie sowie ein dünneres Target können diese neue Methode der direkten Massenbestimmung interessant werden lassen. Detailliertere Informationen zur Auswertung der  $\gamma$ -Messungen sind in der Diplomarbeit von Brohm zu finden [Bro88].

## 4 Das Verdampfungsprogramm CODEX

### 4.1 Statistisches Modell

Nach der Compoundkern Hypothese von Bohr [Boh36] bildet sich im Verlauf einer Kernreaktion eines einfallenden Teilchens  $a$  mit einem Targetkern  $b$  ein Zwischenkern  $c$  mit wohldefiniertem Drehimpuls  $J$  und wohldefinierter Parität  $\pi$  und Anregungsenergie  $E^*$ , die auf alle Nukleonen verteilt ist. Der Kern befindet sich im statistischen oder thermischen Gleichgewicht und hat die Erinnerung an die Art seiner Bildung verloren. Der Anfangsdrehimpuls  $J$  ergibt sich aus den Grundzustandspins von Projektil und Targetkern  $J_P, J_T$  und dem Bahndrehimpuls  $l$  der reagierenden Partner.

$$J = |\vec{J}_P + \vec{J}_T + \vec{l}| \quad (18)$$

Die Anregungsenergie  $E^*$  kann aus den Massen der Kerne  $a, b, c$  und der gesamten kinetischen Energie im Schwerpunktsystem berechnet werden.

$$E^* = (M_a + M_b - M_c) \cdot c^2 + E_{cm} \quad (19)$$

Im Zustand  $(J, E^*)$  kann der Compoundkern  $c$  wieder zerfallen. Durch die Unabhängigkeit des Zerfalls von der Bildung läßt sich der Wirkungsquerschnitt für eine beliebige Zerfallsart  $\nu$  ausdrücken durch:

$$\sigma_\nu(J, E) = \sigma_{f_{us}}(J, E, \pi) \cdot w_\nu(J, E, \pi) \quad (20)$$

mit dem Bildungsquerschnitt  $\sigma_{f_{us}}$  und der Zerfallswahrscheinlichkeit  $w_\nu$ . Ist die Anregungsenergie hoch im Vergleich zu den niedrigsten Anregungszuständen, dann ist der Abstand der einzelnen Zustände sehr viel kleiner als die Zerfallsbreite. Dann kann über die individuellen Quantenzustände gemittelt und der Zerfall mit statistischen Methoden beschrieben werden [Wei37]. Wie bei einer siedenden Flüssigkeit können leichte Teilchen abgedampft oder kann in Konkurrenz dazu  $\gamma$ -Strahlung emittiert werden, oder der Kern spaltet. Der nach dem ersten Abkühlungsprozeß entstandene Tochterkern kann nun seinerseits wieder zerfallen, usw.. So entsteht eine Zerfallskaskade. Bei jedem Schritt ergibt sich die Zerfallswahrscheinlichkeit  $w_\nu(N, Z, J, E)$  eines Kerns mit Neutronenzahl  $N$  und Protonenzahl  $Z$  in dem Zustand  $(J, E)$  in einen Kanal  $\nu$  zu:

$$w_\nu(N, Z, J, E) = \frac{\Gamma_\nu(N, Z, J, E)}{\Gamma} \quad \text{mit} \quad \Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (21)$$

$\Gamma_\nu$  ist die partielle Zerfallsbreite und  $\Gamma$  die totale Zerfallsbreite, die sich in den in dieser Arbeit diskutierten Fällen nahezu vollständig durch die Berücksichtigung der 5 wichtigsten Zerfallsarten  $\gamma$ -, n-, p-,  $\alpha$ -Emission und Spaltung ergibt.

Mit der Mittelung über viele Quantenzustände kann die Zerfallsrate von den Zuständen  $(N, Z, J, E)$  in die Endzustände  $(N', Z', J', E')$  durch Emission eines Teilchens  $\nu$  beschrieben werden durch:

$$R_\nu(N, Z, J, E \rightarrow N', Z', J', E') = \frac{1}{h} \frac{\rho(N', Z', J', E')}{\rho(N, Z, J, E)} \sum_{s=|J-s_\nu|}^{J+s_\nu} \sum_{l=|J'-s|}^{J'+s} T_\nu(N, Z, l, E_\nu) \quad (22)$$

$$\text{mit } E_\nu = E - S_\nu - E' \quad (23)$$

$E_\nu$  ist die kinetische Energie des abgedampften Teilchens,  $S_\nu$  dessen Separationsenergie. Summiert wird über alle Drehimpulse und Orientierungen des Teilchenspins  $s_\nu$ , deren Kopplung mit  $J$  zu dem Gesamtspin des Tochterkerns  $J'$  führen.  $T_\nu$  steht für den Transmissionskoeffizienten des Teilchens und  $\rho$  für die Niveaudichten des Mutter- bzw. Tochterkerns. Dem Ansatz (22) liegt der Reziprozitätssatz zugrunde. Danach wird der Umkehrprozeß zur Emission, nämlich der Teilcheneinfang betrachtet [Wei37]. Ein Teilchen trifft auf einen beliebig orientierten Kern im Zustand  $(J', E')$ , im allgemeinen der Grundzustand. Nach dem Einfang befindet sich der neue Kern im Zustand  $(J, E)$ . Mit Berücksichtigung des statistischen Gewichts der Anfangs- und Endzustände erhält man Gleichung (23). Der Ansatz in der Form der Gleichung (22) ist nur für sphärische Kerne gültig. Bei deformierten Kernen hängt der Transmissionskoeffizient von der Emissionsrichtung der Teilchen relativ zur Symmetrieachse des Kerns ab. Diese kann wiederum verschiedene Einstellungen relativ zur Rotationsachse haben. Auf diese Weise wird die Übergangsrate abhängig von der Emissionsrichtung des Teilchens.

Bei festgehaltener Teilchenenergie  $E_\nu$  kann Gleichung 22 als Verteilungsfunktion für die Bevölkerung der Spins  $J'$  des Tochterkerns angesehen werden. Durch Summation über alle  $J'$  bei allen möglichen Energien  $E'$  und damit nach Gleichung (23) alle möglichen ( $s$ . unten) Teilchenenergien  $E_\nu$  erhält man das Energiespektrum der Teilchen für eine Emission von den Zuständen  $(N, Z, J, E)$ :

$$\frac{d^2 P}{dE_\nu dt}(E_\nu) = \sum_{J'=0}^{J'_{\max}} R_\nu(N', Z', J', E') \quad (24)$$

Die Integration über das Energiespektrum liefert dann  $\Gamma_\nu$ .

$$\Gamma_\nu(N, Z, J, E) = h \cdot \int_0^{E-S_\nu} \frac{d^2 P}{dE_\nu dt}(E_\nu) dE_\nu \quad (25)$$

$E-S_v$  ist die maximal mögliche kinetische Energie des Teilchens. Eine Teilchenemission ist daher nur möglich, solange die Anregungsenergie des Kerns  $E$  größer als die Teilchenseparationsenergie  $S_v$  ist.

Ähnlich wie bei der Teilchenabdampfung erhält man auch die Zerfallsbreite  $\Gamma_\gamma$  für die  $\gamma$ -Emission. An die Stelle der Transmissionskoeffizienten treten formal Funktionen  $F_{XL}$ , welche die Phasenraumfaktoren und  $\gamma$ -Stärken der verschiedenen Multipolstrahlungen enthalten (s. Kapitel 4.3). Da im betrachteten Anregungsenergiebereich weit oberhalb der Yrast-Linie im wesentlichen nur die E1- und E2-Strahlung zu den  $\gamma$ -Spektren und zu  $\Gamma_\gamma$  beitragen, können andere Multipolaritäten vernachlässigt werden. Die Übergangsrate lautet dann

$$R_\gamma(N, Z, J, E \rightarrow N, Z, J', E') = \frac{1}{\hbar} \frac{\rho(N, Z, J', E')}{\rho(N, Z, J, E)} \sum_L F_{EL}(N, Z, E_\gamma) \quad (26)$$

$$\text{mit } E_\gamma = E - E' \quad (27)$$

Summiert wird über alle  $L$  ( $L=1$  oder  $2$ ), die quantenmechanisch zu dem Übergang  $J \rightarrow J'$  erlaubt sind; für  $|J - J'| \geq 2$  gibt es also keine Übergänge. Nach Summation über  $J'$  erhält man das Energiespektrum; und die Integration darüber liefert wie bei den Teilchen die Zerfallsbreite  $\Gamma_\gamma(N, Z, J, E)$ .

Zur Beschreibung der Spaltwahrscheinlichkeit wird die Näherung von Bohr und Wheeler [BoW39] benutzt. Danach ist der Transmissionskoeffizient oberhalb des Sattelpunktes 1, sonst 0. Die Breite  $\Gamma_{f.i.}$  ergibt sich dann durch Integration über die Niveaudichte oberhalb des Sattelpunktes  $E_{s.ad}(J)$ .

$$\Gamma_{f.i.}(N, Z, E, J) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho(N, Z, J, E)} \int_{E_{s.ad}(J)}^E \rho_{s.ad}(N, Z, J, E') dE' \quad (28)$$

Die physikalischen Komponenten, die in die Berechnung der Zerfallsbreiten eingehen und welche die spektralen Verteilungen bestimmen, werden in den folgenden Kapiteln näher erläutert.

## 4.2 Niveaudichten

Der Formel für die Niveaudichte in CODEX liegen mikroskopische Rechnungen von Schmidt et al. [ScD82] zugrunde, die einen analytischen Ausdruck für die Zustandsdichte der Grundzustandskonfiguration eines Kerns hergeleitet haben. Nach [BoM69] läßt sich daraus die Niveaudichte  $\rho(J, E)$  entwickeln.

$$\rho(J, E) = \frac{\sqrt{a} \cdot (2J + 1) \hbar^3}{48 \cdot \sqrt{(2 \Theta_\perp^2 \Theta_\parallel)} U^2} e^{2\sqrt{a}U} \quad (29)$$

$$\text{mit } U = E_{eff}(J) + f(E_{eff}(J))\delta S' + h(E_{eff}(J))\delta P' \quad (30)$$

$$E_{eff}(J) = E - E_{Rot}(J) \quad (31)$$

Der Niveaudichteparameter  $a$  ergibt sich aus der Einteilchen-Niveaudichte eines Fermigas unter Berücksichtigung der endlichen Ausdehnung und diffusen Oberfläche eines realen Tröpfchenkernes nach [ToS81] zu:

$$a = 0.06845A(1 + 3.114A^{-\frac{1}{3}}B_S + 5.626A^{-\frac{2}{3}}B_K) \quad (32)$$

Die Größen  $B_S$  und  $B_K$  sind die Oberfläche und die integrierte Krümmung der Oberfläche des Kernes mit der Massenzahl  $A$  in Einheiten der jeweiligen Werte für die sphärische Kerngestalt. Nach [MyS74] ergeben sich diese Größen für kleine Deformationsparameter  $\alpha_2$  zu:

$$B_S = 1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 - \frac{4}{105} \alpha_2^3 - \frac{66}{175} \alpha_2^4 \quad (33)$$

$$B_K = 1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \frac{16}{105} \alpha_2^3 - \frac{82}{175} \alpha_2^4 \quad (34)$$

$$\text{mit } \alpha_2 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \quad (35)$$

Für einen Kern der Masse  $A = 178$  ergibt sich demnach für die sphärische Gestalt  $a = A/8.438$  und für eine Deformation von z. B.  $\beta = 0.3$   $a = A/8.389$ . Dies ist eine geringfügige Erhöhung von 0.6 %. Über einen Skalierungsparameter  $f_a$  (Standardwert = 1) kann die Niveaudichte verändert werden.

Die Trägheitsmomente  $\Theta_{\perp}$  und  $\Theta_{\parallel}$  bezüglich einer Rotation um eine Achse senkrecht bzw. parallel zur Symmetrieachse eines axial-symmetrischen Kernes werden Berechnungen nach dem Modell des rotierenden Flüssigkeitströpfchen (RLDM) entnommen [CoP74]. Bei einem im Grundzustand deformierten Kern ergeben sich die Trägheitsmomente ähnlich wie in den Gleichungen (33) und (34) durch eine Reihenentwicklung nach  $\alpha_2$  näherungsweise zu [HaM88]:

$$\Theta_{\perp} = \Theta_{sph}(1 + \frac{1}{2}\alpha_2 + \frac{9}{7} \alpha_2^2) \quad (36)$$

$$\Theta_{\parallel} = \Theta_{sph}(1 - \alpha_2 + \frac{3}{7}\alpha_2^2) \quad (37)$$

Um eine Variation der Trägheitsmomente in CODEX zu ermöglichen, wurde ein Parameter  $f_{\Theta}$  (Standardwert = 1) eingeführt, mit dem die Trägheitsmomente skaliert werden können. Diese Skalierung ist aus mehreren Gründen sinnvoll. Zum

einen weiß man, daß viele Kerne superfluid sind. Sie rotieren nicht als starrer Körper, sondern nur ein Teil der Kernmaterie rotiert, weshalb das Trägheitsmoment entsprechend kleiner ist. Zum anderen kann zusätzlich zu Gleichung (37) das Trägheitsmoment deformierter Kerne skaliert werden. Beide Aspekte verändern in der Niveaudichte (s. Gleichung (31)) die effektive Anregungsenergie über dem Grundzustand über die Beziehung:

$$E_{Rot}(J) = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\Theta_{\perp}} \quad (38)$$

Reisdorf et al. [ReH85] berechneten eine effektive Rotationsenergie, indem sie über alle quantenmechanisch möglichen Einstellungen der Symmetrieachse des Kerns relativ zur Drehachse (K-Quantenzahl) mittelten. Für Anregungsenergien weit über dem Grundzustand zeigte Ericson [Eri60], daß diese Mittelung in guter Näherung in die Beziehung

$$E_{Rot}(J) = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\Theta_{\perp}^2} 2\Theta_{\perp}^{\frac{2}{3}}\Theta_{\parallel}^{\frac{1}{3}} \quad (39)$$

übergeht.

Eine Änderung der Grundzustandsenergie verändert das Verhältnis von Spaltwahrscheinlichkeit zu Abdampfungswahrscheinlichkeit, jedoch unwesentlich das Verhältnis der Querschnitte der einzelnen Abdampfungskanäle, solange alle Kerne gleich behandelt werden. Insofern ist eine Skalierung der Yrast-Linie über  $f_0$  für die Zwecke dieser Arbeit ausreichend.

Der Schaleneffekt  $\delta S'$  und die Paarungsenergie  $\delta P'$  ergeben sich aus der Differenz von der experimentellen oder der aus experimentellen Daten hergeleiteten Masse  $M_{exp}$  und der Tröpfchenmasse  $M_{LD}$ .

$$\delta S' + \delta P' = M_{exp} - M_{LD} \quad (40)$$

Alle benötigten Massen  $M_{exp}$  werden in CODEX aus entsprechenden Tabellen eingelesen. Tabellen nach [WaA85] oder [LiZ76] stehen dafür zur Verfügung. Die Massen  $M_{LD}$  werden nach [MoN81] berechnet.

Die effektive Paarungsenergie  $\delta P'$  ist gegeben durch:

$$\delta P' = \begin{cases} -\Delta_n & -\Delta_p & \text{für gerade - gerade} \\ -\Delta_p & & \text{für gerade - ungerade} \\ -\Delta_n & & \text{für ungerade - gerade} \\ 0 & & \text{für ungerade - ungerade Kerne} \end{cases} \quad (41)$$

Die Neutronen- und Protonenpaarungsenergien  $\Delta_n$  und  $\Delta_p$  werden durch Vergleich der Masse  $M_{exp}(Z,N)$  des Kerns  $Z,N$  mit den Massen der benachbarten Kerne

ermittelt.

$$\Delta_n = \frac{1}{2} (M_{exp}(Z, N+1) - 2 M_{exp}(Z, N) + M_{exp}(Z, N-1)) \quad (42)$$

$$\Delta_p = \frac{1}{2} (M_{exp}(Z+1, N) - 2 M_{exp}(Z, N) + M_{exp}(Z-1, N)) \quad (43)$$

Die Funktionen  $f(E_{eff})$  und  $h(E_{eff})$  beschreiben das Ausdämpfen des Schalen- bzw. Paarungseffekts mit zunehmender Anregungsenergie über der Yrast-Linie. Nach [IgS75] ist:

$$f(E_{eff}(J)) = 1 - e^{-\gamma \cdot E_{eff}(J)} \quad (44)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{a}{0.4A^{\frac{1}{3}}} \quad (45)$$

und nach [JeS78] ist:

$$h(E_{eff}) = \begin{cases} 1 - (1 - \frac{E_{eff}}{E_{crit}})^2 & \text{für } E < E_{crit} \\ 1 & \text{sonst} \end{cases} \quad (46)$$

wobei die kritische Energie  $E_{crit}$  in [ScD82] mit 5 MeV vorgeschlagen wird. Nach neueren Erkenntnissen ist jedoch  $E_{crit} = 10$  MeV realistischer.

Die Niveaudichte am Sattelpunkt ist im Ansatz mit der Beziehung (29) identisch. Jedoch muß für  $U$  nun

$$U = E_{eff}(J) + h(E_{eff}(J)) \delta P' \quad (47)$$

$$\text{mit } E_{eff}(J) = E - E_{s,ad}(J) \quad (48)$$

eingesetzt werden. An die Stelle der Yrast-Energie tritt hier nun die Sattelpunktenergie  $E_{s,ad}$ . Diese Energie ergibt sich aus der Sattelpunktenergie eines rotierenden Flüssigkeitstropfens [CoP74] abzüglich des Schaleneffekts im Grundzustand.

$$E_{s,ad}(J) = E_{s,ad}^{RLDM}(J) - \delta S' \quad (49)$$

Ein möglicher Schaleneffekt am Sattelpunkt wird vernachlässigt, weil darüber experimentell nur wenig bekannt ist. Die Trägheitsmomente in Gleichung (29) sind bei der Sattelpunktskonfiguration zu nehmen und werden ebenfalls dem Modell des rotierenden Flüssigkeitstropfens [CoP74] entnommen. Die Tröpfchenspaltbarriere kann mit dem Parameter  $f_{j,i}$  (Standardwert = 1) erhöht oder erniedrigt werden.

Die Funktion  $h(E_{eff})$ , die in Gleichung (47) das Ausdämpfen des Paarungseffekts mit zunehmender Anregungsenergie über dem Sattelpunkt beschreibt, ist identisch mit Gleichung (46), allerdings mit geändertem  $E_{eff}$ . Die Paarungsenergie  $\delta P'$  am

Sattelpunkt ist identisch mit dem Wert im Grundzustand (s. Gleichung (41)). Für die Berücksichtigung der Kernform im Niveaudichteparameter nach Gleichung (32) wird eine Tabelle nach [MyS74] benutzt. Die Autoren geben die Größen  $B_S$  und  $B_K$  als Funktion von  $(1 - x_f)$  an, wobei  $x_f$  der Spaltbarkeitsparameter ist. Der Spaltbarkeitsparameter wird aus einer Parametrisierung von [DaV82] errechnet.

$$x_f = \frac{Z^2}{A} 49.22 (1 - 0.3803 I^2 - 20.489 I^4) \quad (50)$$

$$\text{mit } I = \frac{N - Z}{A} \quad (51)$$

### 4.3 $\gamma$ -Stärken

Die  $\gamma$ -Zerfallsrate eines hochangeregten Kerns aus einem Zustand  $(J, E)$  in einen Zustand  $(J', E')$  durch Multipolstrahlung des Charakters XL kann geschrieben werden als [BaE73, Lon78, Sno86]:

$$R_{XL}(J, E \rightarrow J', E') = \frac{1}{\hbar} \frac{\rho(J', E')}{\rho(J, E)} F_{XL}(E_\gamma) \quad (52)$$

$$\text{mit } E_\gamma = E - E' \quad \text{und} \quad F_{XL}(E_\gamma) = E_\gamma^{2L+1} f_{XL}(E_\gamma) \quad (53)$$

$f_{XL}$  ist die  $\gamma$ -Stärkefunktion. Zahlreiche Experimente haben gezeigt, daß die elektrische Dipolstrahlung den Hauptbeitrag der  $\gamma$ -Zerfälle des angeregten Compoundkerns ausmacht. Die Hypothese von Brink [Bri55], daß sich auf jedem angeregten Zustand eine Dipolriesenresonanzschwingung aufbauen kann, wurde dabei bestätigt. Einen Überblick darüber gibt Snover [Sno86]. Die Stärkefunktion für die elektrische Dipolriesenresonanz kann geschrieben werden als:

$$f_{E1} = p \frac{\sigma_{abs}(E_\gamma)}{3} \frac{1}{E_\gamma} \frac{1}{(\pi \hbar c)^2} \quad (54)$$

$$\text{mit } \sigma_{abs} = \sigma_0 \frac{E_\gamma^2 \Gamma}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2} \quad (55)$$

$$\sigma_0 = \frac{4\pi e^2 \hbar N Z}{M c A} = 38.2 \frac{N Z}{A} \text{ MeV mbarn} \quad (56)$$

$$E_0 = \frac{80}{A^{1/3}} \text{ MeV} \quad \Gamma = 5 \text{ MeV} \quad (57)$$

$\sigma_0 \pi/2$  ist das Integral über den Absorptionsquerschnitt  $\sigma_{abs}(E_\gamma)$  und ist unter der Bezeichnung Thomas-Reiche-Kuhn Summenregel bekannt. Der Faktor p soll die Möglichkeit bieten, den Anteil der Ausschöpfung der Summenregel zu skalieren. Die Resonanzenergie  $E_0$  als Funktion der Massenzahl A folgt experimentell

näherungsweise dem in Gleichung (57) angegebenen Verlauf. Die Resonanzbreite  $\Gamma$  liegt im Mittel bei 5 MeV. Der Faktor 3 im Nenner berücksichtigt die statistische Aufteilung der Stärke in die 3 möglichen Emissionsrichtungen ( $J' = J, J' = J \pm 1$ ). Bei einem axialsymmetrisch deformierten Kern spaltet die Dipolriesenresonanz auf.  $\sigma_{ab}$  in Gleichung (55) ist dann zu ersetzen durch:

$$\sigma_{ab} = \sigma_0 \sum_{j=1}^2 \frac{S_j E_\gamma^2 \Gamma}{(E_\gamma^2 - E_{0j}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma^2} \quad (58)$$

In einem schematischen Modell sind die Eigenfrequenzen der Schwingungen und damit die Resonanzenergien  $E_{0j}$  umgekehrt proportional zur Ausdehnung des Kerns entlang der entsprechenden Schwingungsachse. Seien  $R$  der Kernradius,  $a$  die große,  $b$  die kleine Halbachse, dann gelten für ein Rotationsellipsoid folgende Beziehungen:

$$E_{01} = \frac{R}{a} E_0 \quad E_{02} = \frac{R}{b} E_0 \quad (59)$$

mit  $E_0$  aus Gleichung (57).

In einem hydrodynamischen Modell [StJ50] leitet Danos [Dan58] die Beziehung

$$\frac{E_{02}}{E_{01}} = 0.911 \frac{a}{b} + 0.089 \quad (60)$$

her. Die absoluten Werte liegen in diesem Modell jedoch etwa 30% tiefer als die experimentellen [StJ50]. In CODEX wird über den einzugebenden Deformationsparameter  $\beta_\gamma$  (Standardwert = 0) das Verhältnis  $a/b$  von großer zu kleiner Halbachse berechnet. Damit und mit der Bedingung, daß das Volumen des Rotationsellipsoid mit dem Volumen des sphärischen Kerns (Radius  $R$ ) identisch ist, können dann die Resonanzenergien  $E_{01}$  und  $E_{02}$  nach Gleichung (59) bestimmt werden. Der Parameter  $\beta_\gamma$  wirkt sich allein auf die  $\gamma$ -Stärke aus. In Abbildung 29 wird sein Einfluß auf die  $\gamma$ -Spektren gezeigt.

Die Größen  $S_j$  geben die Aufteilung der Stärke entsprechend der Anzahl der Freiheitsgrade zu den jeweiligen Frequenzen an. Bei prolat deformierten Kernen lautet also das Verhältnis von  $S_2 : S_1 = 2 : 1$ , bei oblat deformierten 1 : 2.

Neben der Dipolriesenresonanz wurde in CODEX auch die Quadrupolriesenresonanz berücksichtigt. Den Ausführungen von Snover [Sno86] folgend tragen zur gesamten Stärkefunktion  $f_{E2}$  im wesentlichen zwei Komponenten bei, nämlich eine isoskalare Komponente (IS) und eine isovektorielle Komponente (IV) mit ungefähr folgenden Resonanzenergien:

$$E_{01}(IS) = \frac{63}{A^{\frac{1}{3}}} \text{ MeV} \quad E_{02}(IV) = \frac{130}{A^{\frac{1}{3}}} \text{ MeV} \quad (61)$$

Die Breiten und Intensitätsverhältnisse der beiden Komponenten schwanken stark. In CODEX wird eine konstante Breite  $\Gamma_Q$  von 5 MeV und eine Stärke von jeweils 50% der isosaklaren Summenregel angenommen. Die E2 - Stärkefunktion lautet ähnlich wie in Gleichung (54):

$$f_{E2} = p_{E2} \frac{\sigma_{abs}(E_\gamma)}{5} \frac{1}{E_\gamma} \frac{1}{(\pi \hbar c)^2} \quad (62)$$

$$\text{mit } \sigma_{abs} = \sigma_0 \sum_{j=1}^2 \frac{0.5 E_\gamma^2 \Gamma_Q}{(E_\gamma^2 - E_{0j}^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_Q^2} \quad (63)$$

und mit der Beziehung aus der energiegewichteten Summenregel:

$$\sigma_0 \frac{\pi}{2} = \frac{\pi^2 e^2 Z \langle r^2 \rangle}{\hbar c M c^2} = 7.745 \cdot 10^{-5} \frac{Z \langle r^2 \rangle}{MeV} \quad (64)$$

Z ist die Kernladung und  $\langle r^2 \rangle$  der mittlere quadratische Radius, der sich aus dem scharfen Kernradius R nach [Sus75, MyS74] näherungsweise ergibt zu:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2 \left( 1 + \frac{5}{2} \frac{b^2}{R^2} \right) \quad (65)$$

$$\text{mit } R = 1.18 A^{\frac{1}{3}} \text{ fm} \quad (66)$$

b bedeutet dabei die Breite des Kerndichteabfalls am Rande und beträgt etwa 1fm.

Wie Abbildung 22 zeigt, haben statistische Quadrupolübergänge erst bei größeren  $\gamma$ -Energien Einfluß auf die Energieverteilung und die gesamte  $\gamma$ -Zerfallsbreite  $\Gamma_\gamma$ . Für die in dieser Arbeit diskutierten Fälle könnten sie daher auch ganz vernachlässigt werden. Zu demselben Schluß kommen auch Wakei et al. [WaF78], die gemessene  $\gamma$ -Multiplizitäten bei fusionierten  $^{162}\text{Er}$  Kernen mit Monte-Carlo Rechnungen nach dem statistischen Modell verglichen haben. Sie finden jedoch, daß bei kleinen Anregungsenergien die  $\gamma$ -Stärke für kollektive E2-Übergänge längs der Rotationsbanden besonders stark ist. In CODEX werden kollektive Übergänge erzwungen, indem unterhalb einer vorgegebenen Anregungsenergie über der Yrast-Energie E2-Übergänge auf die Yrast-Linie und danach entlang der Yrast-Linie konkurrenzlos stattfinden. Dieses grobe Vorgehen wird damit gerechtfertigt, daß CODEX zur Beschreibung der statistischen Anregungsenergiebereiche entwickelt wurde, und außerdem über Rotationsbanden bei den in dieser Arbeit untersuchten Kernen wenig oder gar nichts experimentell bekannt ist. In den berechneten  $\gamma$ -Spektren wird dementsprechend der Energiebereich, der von  $\gamma$ -Übergängen in der Nähe des Grundzustands herrührt, nur ungenügend beschrieben.

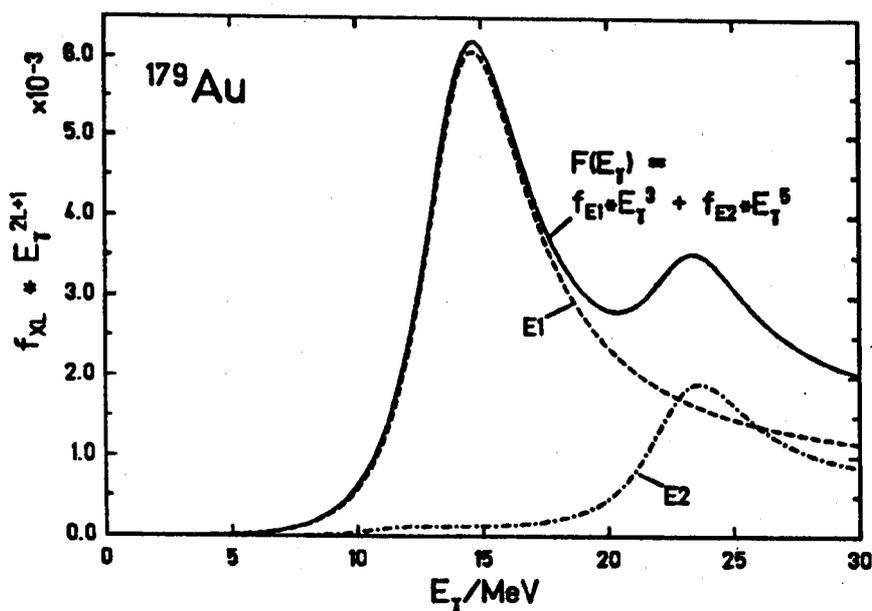


Abbildung 22:  $\gamma$ -Stärkefunktionen  $f_{\chi L}$  multipliziert mit  $E_{\gamma}^{2L+1}$  für E1- und E2-Strahlung. Die Summe  $F(E_{\gamma})$  dieser Funktionen (durchgezogene Linie) wird bei der Berechnung von  $\gamma$ -Übergangsraten mit  $|\Delta J| \leq 1$  mit der Niveaudichte des Tochterkerns multipliziert. Die  $\gamma$ -Stärkefunktionen beziehen sich auf sphärische  $^{179}\text{Au}$ -Kerne.

#### 4.4 Teilchentransmissionskoeffizienten

Vaz und Alexander [VaA84] paßten in einer Systematik gemessene Fusionsquerschnitte von Kernreaktionen mit Protonen und  $\alpha$ -Teilchen als Projektilen in einem weiten Massenbereich durch Rechnungen an. Dabei verwendeten sie das Proximity-Potential mit einem freien Parameter  $\Delta R$ , der die Ausdehnung des Kernpotentials beschreibt. Durch Tunnelung durch dieses Potential in WKB-Näherung wurden die Transmissionskoeffizienten unterhalb der Barriere und mit der Hill-Wheeler Näherung oberhalb der Barriere berechnet. Um die Abdampfung von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen direkt mit dem Umkehrprozeß, der Fusion, vergleichen zu können, werden in CODEX die Teilchentransmissionskoeffizienten in exakt der gleichen Weise berechnet wie in [VaA84]. Das Proximity-Potential  $V_N$  [Bas79] lautet für einen sphärischen Kern.

$$V_N(r) = 4\pi\gamma \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} b\Phi(\zeta(r)) \quad (67)$$

Die universelle Potentialfunktion  $\Phi(\zeta)$  wird angenähert durch die analytische Funktion

$$V_N(r) = \begin{cases} \Phi(\zeta) = -0.5(\zeta - 2.54)^2 - 0.0852(\zeta - 2.54)^3 & \text{für } \zeta \leq 1.2511 \\ -3.437e^{-\frac{\zeta}{0.75}} & \text{für } \zeta > 1.2511 \end{cases} \quad (68)$$

$$\text{mit } \zeta = \frac{r - C_1 - C_2}{b} \quad (69)$$

$C_1$  und  $C_2$  sind die Halbdichterradien des Verdampfungsrestkerns und des Protons bzw.  $\alpha$ -Teilchens. Es gilt näherungsweise der Zusammenhang:

$$C_i = R_i \left(1 - \frac{b^2}{R_i^2}\right) \quad (70)$$

$$\text{mit } R_1 = \left(1.28A^{\frac{1}{3}} - 0.76 + \frac{0.8}{A^{\frac{1}{3}}}\right) \text{ fm} \quad (71)$$

$$\text{und } R_2 = 1.32 \text{ fm } (1.78 \text{ fm}) + \Delta R \quad \text{für Protonen}(\alpha - \text{Teilchen}) \quad (72)$$

und  $b$  wie in Gleichung (65).

$$\gamma = 0.9517 \left(1 - 1.7826 \frac{(N - Z)^2}{A^2}\right) \quad (73)$$

Mit dem Coulomb-Potential:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & \text{für } r > R_C \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right) & \text{für } r \leq R_C \end{cases} \quad (74)$$

$$\text{mit } R_C = (1.3(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})) \text{ fm} \quad (75)$$

und dem Zentrifugal-Potential  $V_Z(l, r)$ :

$$V_Z(l, r) = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (76)$$

$$\text{mit } \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} 931.5 \frac{\text{MeV}}{c^2} \quad (77)$$

lautet das Gesamtpotential  $V(l, r)$ :

$$V(l, r) = V_N(r) + V_C(r) + V_Z(l, r) \quad (78)$$

In WKB-Näherung berechnen sich dann die Transmissionskoeffizienten zu:

$$T(l, E) = \frac{1}{1 + t_l} \quad (79)$$

$$\text{mit } t_l = \exp\left(2 \int_{r_i}^{r_a} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}(V(l, r) - E)} dr\right) \quad (80)$$

Die Grenzen  $r_i$  und  $r_a$  sind die Punkte, wo das Teilchen in das Potential eintritt bzw. es am Ende des Tunnelvorgangs wieder verläßt. Oberhalb der Barriere können die Transmissionskoeffizienten nach Hill-Wheeler durch Gleichung (79) beschrieben werden; dabei ist:

$$t_l = e^{\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}(V_{\max}(l) - E)} \quad (81)$$

$$\text{mit } \hbar\omega_l = \sqrt{\left. \frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2V(l, r)}{dr^2} \right|_{r=r_{\max}}} \quad (82)$$

Transmissionskoeffizienten, die sich aus dem optischen Modell mit Potentialen ergeben, die an die elastische Streuung angepaßt sind, haben den Nachteil, daß sie nur die Wahrscheinlichkeit für ein Eindringen des geladenen Teilchens in den Kern angeben. Außer der Fusion können darin auch anderer Prozesse, wie z.B. direkte Reaktionen enthalten sein [May79]. Außerdem gibt die elastische Streuung von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen nur Aufschluß über das Potential am Kernrand. Wie in [VaA84] gezeigt wird, überschätzen daher die optischen Modellrechnungen gemessene Fusionsquerschnitte gerade unterhalb der Barriere zum Teil beträchtlich.

Die Emission von Neutronen mit Bahndrehimpuls  $l > 0$  wird ebenso behandelt wie die Abdampfung von geladenen Teilchen. Das Zentrifugalpotential allein bewirkt hier die Barriere. Für s-Neutronen, die keine Barriere sehen, wird die quantenmechanische Transmission an einem Rechteckpotentialtopf der Tiefe  $V_0$  berechnet. Dann gilt für den Transmissionskoeffizient:

$$T(l = 0, E) = 4 \frac{k k_0}{(k + k_0)^2} \quad \text{mit} \quad (83)$$

$$k = \frac{\sqrt{2m_n E}}{\hbar} \quad \text{und} \quad k_0 = \frac{\sqrt{2m_n(E + V_0)}}{\hbar} \quad (84)$$

$m_n$  ist die Masse des Neutrons.

## 4.5 Fusion

Der Wirkungsquerschnitt für die Fusion zweier Kerne mit Bahndrehimpuls  $l$  und kinetischer Energie  $E$  im Schwerpunktsystem kann geschrieben werden als:

$$\sigma(l, E) = \pi\lambda^2(2l + 1)T(l, E) \quad (85)$$

$\lambda$  ist die de Broglie-Wellenlänge im Eingangskanal.

Bei leichten Projektilen, wie zum Beispiel im vorherigen Kapitel erwähnt, läßt sich der Transmissionskoeffizient durch eindimensionales Tunneln durch eine feste Barriere berechnen. Doch bei schwereren Projektil-Target-Kombinationen unterschätzt dieses einfache Modell gemessene Subbarrieren Fusionsquerschnitte. Esbensen [Esb81] diskutierte eine Erhöhung der Fusionswahrscheinlichkeit durch dynamische Kernformänderung infolge von Nullpunktsschwingungen. Er schlug daher eine gaussförmige Verteilung von Barrieren vor. Diese Form der Parametrisierung wurde aufgegriffen, um formal gemessene Fusionsquerschnitte zu beschreiben (s. z. B. [Kel85, Qui88]). Aus energetischen Gründen muß die Barrierenverteilung eine Grenze haben, die in Form eines Abschneideparameters  $c$  in der Gaussverteilung berücksichtigt wird. Seien  $\sigma_{flukt}$  (Standardwert = 0) die Breite der Barrierenverteilung in Einheiten der mittleren Fusionsbarriere  $B_{fus}$  und  $c$  (Standardwert = 0) die Abschneidegrenze der Gaussverteilung in Einheiten von  $\sigma_{flukt}$ , dann ergibt sich der mittlere Transmissionskoeffizient zu:

$$T(l, E) = \frac{\int_{-c}^c \frac{1}{1+t_l(E, B_{fus}+E')} e^{-\frac{(B_{fus}+E')^2}{2\sigma_{flukt}^2}} dE'}{\int_{-c}^c e^{-\frac{(B_{fus}+E')^2}{2\sigma_{flukt}^2}} dE'} \quad (86)$$

$t_l(E, B_{fus}+E')$  wird in Hill-Wheeler- Näherung berechnet.

$$\text{mit } t_l(E, B_{fus} + E') = e^{\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}(B_{fus}+E'-E)} \quad (87)$$

$$\text{und } \hbar\omega_l = \sqrt{\left| \frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2 V(l, r)}{dr^2} \right|_{r=r_{max}}} \quad (88)$$

$V(l, r)$  ist das Gesamtpotential, das sich aus dem Coulombpotential  $V_C(r)$ , dem Kern-Kern Potential  $V_N(r)$  und dem Zentrifugalpotential  $V_{Zent}(l, r)$  zusammensetzt. Für  $V_N(r)$  wird das Bass-Potential [Bas79] gewählt. Bei Bedarf kann  $\hbar\omega_l$  durch den konstanten Parameter  $\hbar\omega$  ersetzt werden, dessen Wert bei der Eingabe spezifiziert wird. Um eine dynamische Behinderung der Fusion zu berücksichtigen, wurde ein weiterer Parameter ( $E_{E_{extra}}$ ) (Standardwert = 0) eingeführt, der eine

Verschiebung der mit dem Bass-Potential berechneten Barriere (Bass-Barriere) beschreibt.

$$B_{fus} = B_{Bass} + E_{Extra} \quad (89)$$

Die Terme  $T(l,E)$  werden bei festgehaltener Energie  $E$  mit zunehmendem  $l$  aufgrund der immer größer werdenden Zentrifugalbarriere immer kleiner und werden exakt 0, wenn das Gesamtpotential  $V(l,r)$  keine Tasche mehr aufweist. Durch Aufaddieren der partiellen Querschnitte aus Gleichung (85), welche auch die Anfangsdrehimpulsverteilung der fusionierten Kerne beschreibt, erhält man den Fusionsquerschnitt.

#### 4.6 Kollektive Effekte in der Niveaudichte

Nach Bjørnholm et al. [BjB74] ist in deformierten Kernen gegenüber sphärischen Kernen die Niveaudichte bei kleinen Anregungsenergien erhöht. Kollektive Anregungszustände liegen bei kleinen Energien dichter, als es durch die Fermigasniveaudichte beschrieben wird. Dieser Effekt kann nach [BjB74] durch einen Überhöhungsfaktor  $f_{rot}$  beschrieben werden.

$$f_{rot} = \left( \frac{\Theta_{\perp} T}{\hbar^2} - 1 \right) \quad (90)$$

Eine kollektive Rotation läßt sich als Überlagerung kohärenter Einteilchenanregungen beschreiben. Mit zunehmender Kerntemperatur  $T$  werden die thermischen Fluktuationen der Einteilchenbewegungen immer stärker und die Kohärenz geht verloren. Damit gibt es auch keine kollektive Rotationszustände mehr. Dem wird durch ein Ausdämpfen des Überhöhungsfaktors  $f_{rot}$  mit zunehmender Temperatur, analog dem Ausdämpfen des Schaleneffekts entsprochen.

$$F_{rot} = 1 + f_{rot} e^{-\gamma_{rot} E_{eff}(J)} \quad (91)$$

$E_{eff}(J)$  ist die Anregungsenergie über der Yrast- bzw. Sattelpunktslinie. Die Stärke der Dämpfung wird durch den Parameter  $\gamma_{rot}$  beschrieben, der mit der kritischen Temperatur  $T_{crit}$  über die Beziehung

$$\gamma_{rot} = \frac{1}{a T_{crit}^2} \quad \text{mit} \quad T_{crit} = 38 \text{MeV} A^{-\frac{1}{3}} \beta \quad (92)$$

zusammenhängt.  $A$  ist dabei die Massenzahl des Kerns,  $\beta$  dessen Deformation und  $a$  der Niveaudichteparameter (s. Kapitel 4.2). Die Niveaudichte  $\rho(J, E)$  lautet damit

$$\rho(J, E) = F_{rot} \frac{\sqrt{a} \cdot (2J + 1) h^3}{48 \cdot \sqrt{(2 \Theta_{\perp}^2 \Theta_{\parallel})} U^2} e^{2 \sqrt{a} U} \quad (93)$$

mit  $U$  nach Gleichung (30). Untersuchungen und Beschreibungen zur Erhöhung der Niveaudichte durch kollektive Rotationszustände sind in [Ver84] zu finden. Dort wurde in Rechnungen festgestellt, daß ein im Grundzustand sphärischer Kern sich mit zunehmender Anregungsenergie deformiert, während ein im Grundzustand bereits deformierter Kern keine wesentliche Deformationsänderung mit zunehmender Anregungsenergie zeigt. Die detaillierten Rechnungen konnten jedoch experimentelle Abdampfungsquerschnitte nur unbefriedigend wiedergeben [Ver84]. Auch Vigdor und Karwowski [ViK82] untersuchten sehr detailliert den Einfluß einer kollektiven Erhöhung der Niveaudichte, wobei sie unterschiedliche Ausdämpfungsfunktionen (vgl.  $F_{rot}$ ) betrachteten. Wie Vermeulen et al. [Ver84] ließen sie eine dynamische Deformationsänderung zu, d. h. ein Kern sucht sich die Gestalt, bei der bei gegebener Anregungsenergie die Niveaudichte am größten ist.

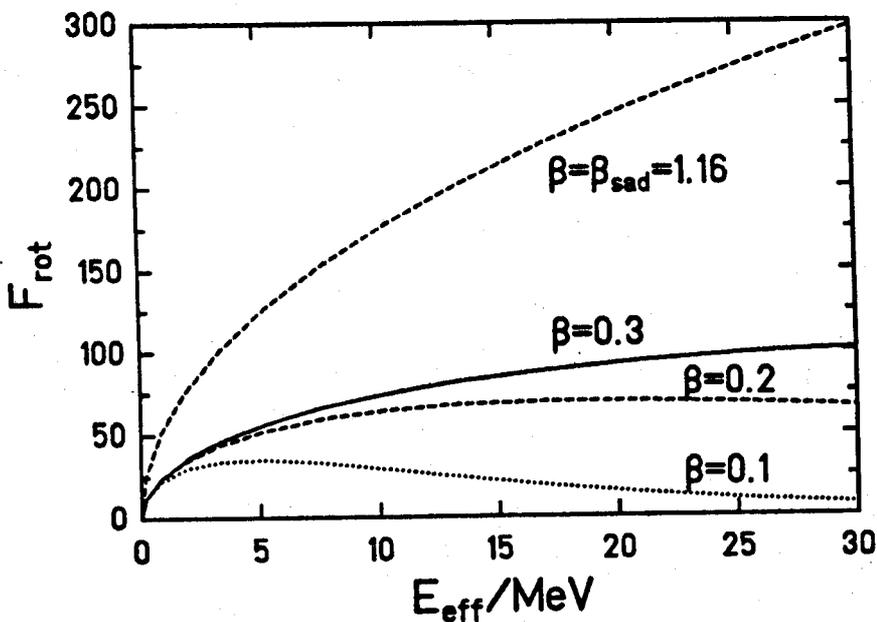


Abbildung 23: Erhöhungsfaktor  $F_{rot}$  in der Niveaudichte bei Berücksichtigung niedrig liegender kollektiver Zustände in deformierten Kernen. Der Deformationsparameter  $\beta$  ist angegeben.  $\beta_{sad}$  bezeichnet die Kerndeformation am Sattelpunkt.  $E_{eff}$  ist die Anregungsenergie über dem Grundzustand bzw. Sattelpunkt ( $\beta_{sad}$ ).

Aufgrund der unterschiedlichen Deformationen von Sattelpunkt und Grundzustand hat die Berücksichtigung der kollektiven Effekte in der Niveaudichte hauptsächlich Auswirkung auf das Verhältnis von Spalt- zu Abdampfungswahrschein-

lichkeit, wie aus der Abbildung 23 gefolgert werden kann. Bei gleicher Deformation aller betrachteten Kerne im Grundzustand sollte sich jedoch das Verhältnis der Querschnitte der einzelnen Abdampfungskanäle weniger stark ändern, da die Änderung in der Energieabhängigkeit der Niveaudichte (s. Abbildung 23) gering ist. Daher sollte auch der Einfluß der Niveaudichte auf die Energiespektren der emittierten Teilchen und der  $\gamma$ -Quanten klein bleiben.

#### 4.7 Einfluß von Kerndeformationen auf die Transmissionskoeffizienten geladener Teilchen

Ist ein Kern deformiert, dann hängt das Wechselwirkungspotential zwischen geladenem Teilchen und Restkern von der Orientierung der Partner zueinander ab. Bei rotationssymmetrischen Kernen müssen dann die Transmissionskoeffizienten als Funktion des zusätzlichen Parameters  $\Theta$  berechnet werden, wobei  $\Theta$  der Polarwinkel bezüglich der Kernsymmetrieachse ist.

Die Einführung des zusätzlichen Freiheitsgrades  $\Theta$  und die Berechnung des  $\Theta$ -abhängigen Wechselwirkungspotentials sind in CODEX wegen Speicherplatz- und Rechenzeitbegrenzungen nicht mehr möglich. Daher mußte ein anderer Weg beschritten werden.

In separaten Rechnungen parametrisierte Horz [Hor88] mit dem Deformationsparameter  $\beta$  die Kerngestalt in der Form

$$R(\Theta) = kR_0 \left( 1 + \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \left( \frac{3}{2} \cos^2 \Theta - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (94)$$

$k$  ist eine Konstante, die sich unter der Bedingung ergibt, daß der deformierte Kern dasselbe Volumen haben muß wie der sphärische Kern mit Radius  $R_0$ . Für Polarwinkel  $0^\circ \leq \Theta \leq 180^\circ$  wurden die Wechselwirkungspotentiale  $V_{p,\alpha}(l,r,\Theta)$  und damit in WKB- bzw. Hill-Wheeler-Näherung (s. Kapitel 4.4) die Transmissionskoeffizienten von Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen für Emissionen aus unterschiedlich deformierten  $^{179}\text{Au}$ -Kernen berechnet.

Zur Berechnung der Übergangrate  $R_{p,\alpha}$  (s. Gleichung (22)) muß bei deformierten Kernen über die verschiedenen Emissionsrichtungen der Teilchen gemittelt werden. Diese Mittelung ist sehr kompliziert. Doch unter zwei extremen und gegensätzlichen Voraussetzungen lassen sich einfache Näherungen herleiten (s. Anhang A.3). In guter Näherung läßt sich die Mittelung der Übergangrate (22) auf die Mittelung der Transmissionskoeffizienten reduzieren, wobei sich unter den extremen Voraussetzungen einfache Gewichtsfunktionen angeben lassen. Im folgenden werden Beispiele für die angesprochenen Spezialfälle diskutiert, die helfen sollen, die angesprochene Mittelung der Transmissionskoeffizienten etwas anschaulicher zu machen.

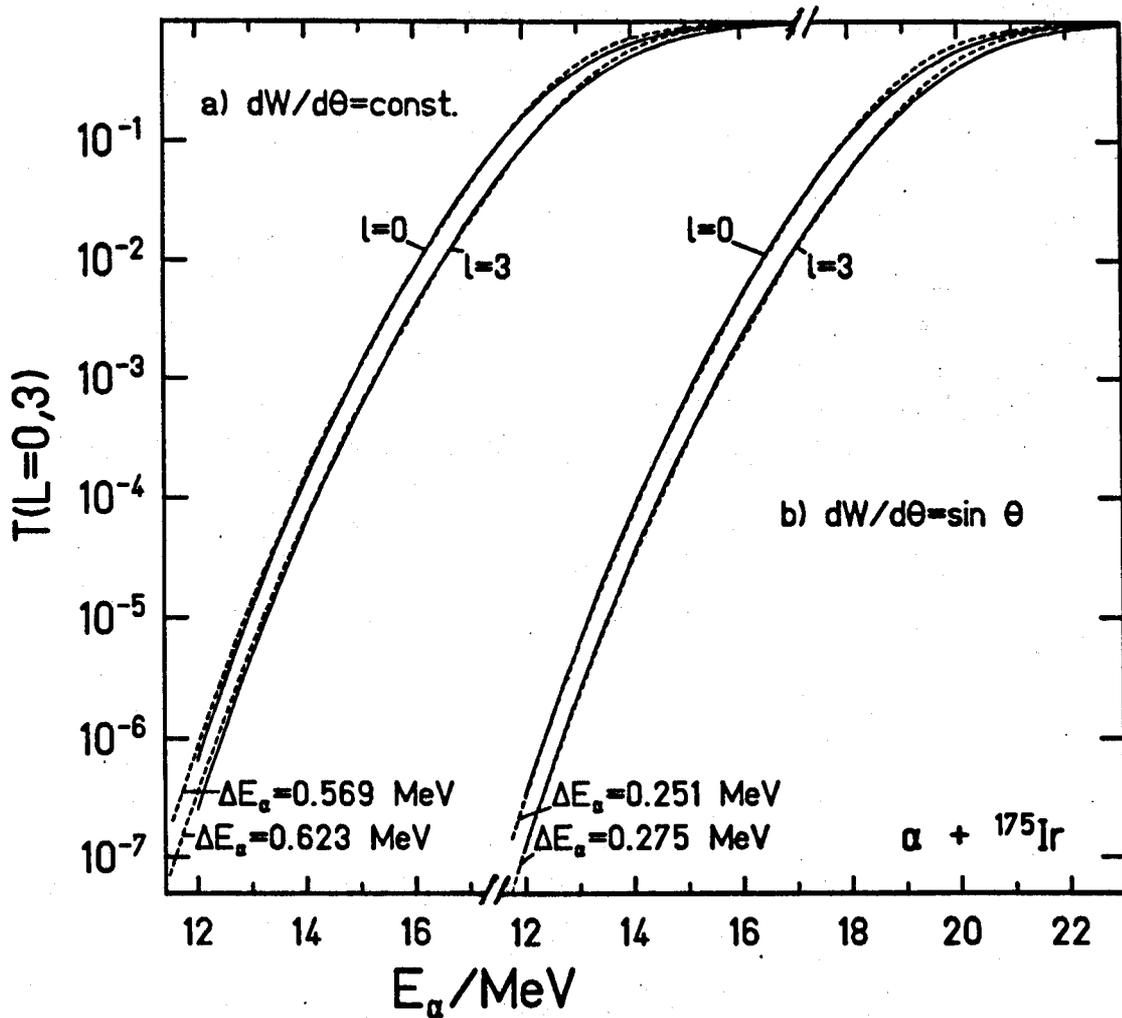


Abbildung 24: Transmissionskoeffizienten von  $\alpha$ -Teilchen, die mit Bahndrehimpulsen  $l=0$  bzw.  $l=3$  von  ${}^{179}\text{Au}$  emittiert werden. Mit durchgezogenen Linien sind die gemittelten Transmissionskoeffizienten (Gewichtsfunktion  $dW/d\Theta = \text{const.}$  (a) und  $dW/d\Theta = \sin \Theta$  (b)) gezeigt, die für die Kerndeformation  $\beta=0.3$  berechnet wurden. Im Vergleich dazu sind in gestrichelten Linien die Transmissionskoeffizienten zu sehen, die für die sphärische Kerngestalt berechnet und anschließend um den in der Abbildung angegebenen Wert  $\Delta E_\alpha$  zu kleineren Energien verschoben wurden.

Bei dem Umkehrprozeß zur Emission, der Fusion, findet ein Teilchen, das mit Bahndrehimpuls  $l=0$  auf einen Kern geschossen wird, alle möglichen Orientierungen des Kerns im Raum mit gleicher Wahrscheinlichkeit vor. Entsprechend der isotropen Verteilung der Kernorientierungen im Raum  $\frac{dW}{d\Omega} = \text{const.}$  lautet dann die Wichtungsfunktion, mit der die Mittelung über die Transmissionskoeffizienten  $T(E, l=0, \theta)$  durchgeführt werden muß,  $\frac{dW}{d\theta} = \sin \theta$ . Stokstad et al. [StE78] konnten damit die Fusion von sphärischen  $^{16}\text{O}$ -Kernen mit deformierten Sm-Kernen beschreiben. Vigdor et al. [ViK82] führten die beschriebene Mittelung der Transmissionskoeffizienten bei der Emission von Teilchen aus angeregten Compoundkernen durch. Ein etwas anderer, aber doch ähnlicher Ansatz liegt bei Blann [Bla80] zugrunde, der die Teilchentransmissionskoeffizienten proportional dem zugehörigen Flächenelement der deformierten Kernoberfläche wichtete.

Im anderen Grenzfall werden Kerne betrachtet, die sich mit hohem Drehimpuls und bei niedriger Kerntemperatur senkrecht zu ihrer Symmetrieachse bei prolaten bzw. parallel dazu bei oblaten extremen Deformationen, also um die Achse mit dem größten Trägheitsmoment drehen. Hohe Drehimpulse werden bei der Fusion schwerer Kerne realisiert und große Deformationen treten zum Beispiel am Sattelpunkt auf. Unter der weiteren Voraussetzung einer Emission von Teilchen ausschließlich in der Ebene, in der die Symmetrieachse eines prolats Kerns liegt, lautet die Wichtungsfunktion  $\frac{dW}{d\theta} = \text{const.}$ . Bei oblaten Kernen gibt es in dieser extremen Betrachtung nur eine Emissionsbarriere, nämlich die niedrigste bei  $\theta=90^\circ$ . Die Bedingungen für eine Annäherung an diesen Spezialfall werden im allgemeinen nur schwer erfüllt, insbesondere nicht bei der Reaktion  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y} \rightarrow ^{179}\text{Au} (E^* = 26 \text{ MeV})$  (s. Anhang A.3).

Die bisherigen Betrachtungen gingen nur von einer Orientierung der Rotationsachse relativ zur Kernsymmetrieachse aus, jedoch nicht von einer ausgezeichneten Orientierung des Mutterspins  $\vec{J}$  in einem raumfesten Koordinatensystem. Unter Vernachlässigung des Grundzustandspins  $1/2$  von  $^{89}\text{Y}$  liegen die Anfangsdrehimpulse  $\vec{J}$  nach den Fusionsreaktionen in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung. Je höher dann die Wahrscheinlichkeit ist, daß  $\vec{J}$  senkrecht zur Kernsymmetrieachse steht, desto größer ist auch die Wahrscheinlichkeit, unter  $0^\circ$  und unter  $180^\circ$  relativ zur Strahlachse bevorzugt Teilchen zu messen, die längs eines Längengrades der Kernoberfläche emittiert werden. Für solche Fälle lautet, wie schon oben erwähnt, die Gewichtsfunktion  $dW/d\Theta = \text{const.}$ . Teilchen, die dagegen unter  $90^\circ$  emittiert werden, sehen im Vergleich zu  $0^\circ$  und  $180^\circ$  im Mittel eine höhere Barriere. Dadurch kann bei Teilchenemissionen aus deformierten Kernen die Form der Energiespektren von der Meßposition der Detektoren abhängen. Außerdem entsteht eine zusätzliche Anisotropie in der Winkelverteilung.

Wie im Anhang A.3 diskutiert wird, liegen bei exakt durchgeführter Mittelung die Ergebnisse zwischen den Resultaten, die mit den oben diskutierten extremen Annahmen durchgeführt werden. Rechnungen unter Annahme der Extremfälle

können daher helfen, die Grenzen abzustecken, innerhalb derer sich Kerndeformationen auf die Transmissionskoeffizienten geladener Teilchen auswirken können.

Mit den beiden Gewichtsfunktionen  $dW/d\Theta = \sin \Theta$  und  $dW/d\Theta = \text{const.}$  berechnete Horz [Hor88] bei verschiedenen Kerndeformationen  $\beta$  gemittelte Transmissionskoeffizienten und verglich sie mit denen von sphärischen Kernen. Es stellte sich heraus, daß diese gemittelten Transmissionskoeffizienten sich in sehr guter Näherung durch eine Verschiebung der Transmissionskoeffizienten sphärischer Kerne zu kleineren Energien beschreiben lassen. Abbildung 24 zeigt einige Beispiele von Rechnungen, in denen  $\alpha$ -Teilchen mit Bahndrehimpulsen  $l=0$  und  $l=3$  von einem deformierten  $^{179}\text{Au}$ -Kern ( $\beta = 0.3$ ) emittiert werden. Es sind gemittelte Transmissionskoeffizienten zu sehen, die mit der Wichtungsfunktion  $\frac{dW}{d\theta} = \sin \Theta$  bzw.  $\frac{dW}{d\theta} = \text{const.}$  berechnet wurden. Gestrichelt gezeichnet sind im Vergleich dazu die für sphärische Kerngestalt berechneten Transmissionskoeffizienten, die um den jeweils angegebene Wert  $\Delta E_\alpha$  zu kleineren Energien hin verschoben wurden. Die Übereinstimmung der entsprechenden Kurven ist sehr gut. Nur an der Barriere ( $T=1/2$ ) und bei der Mittelung mit  $dW/d\Theta = \text{const.}$  gibt es geringfügige Abweichungen. Man entnimmt der Abbildung 24 auch, wie die Gewichtsfunktion  $dW/d\Theta = \sin \Theta$  im Vergleich mit  $dW/d\Theta = \text{const.}$  die höheren Barrieren stärker berücksichtigt und daher die Verschiebung der Transmissionskoeffizienten sphärischer Kerne geringer ist.

In den Abbildungen 25 ( $dW/d\Theta = \sin \Theta$ ) und 26 ( $dW/d\Theta = \text{const.}$  bei prolaten bzw. ( $dW/d\Theta = \delta(\Theta-90^\circ)$  bei oblaten Deformationen) sind die in den Vergleichen von Transmissionskoeffizienten sphärischer und deformierter Kerne gefundenen Energieverschiebungen  $\Delta E(l, \beta)$  zusammengefaßt.

Zunächst sind die Energieverschiebungen für prolate Deformationen bei einer isotropen Wichtung im Raum, wie schon am Beispiel der Abbildung 24 gezeigt wurde, kleiner als bei einer isotropen Wichtung in  $\theta$ , da bei letzterem Fall die niedrigen Barrieren relativ mehr Gewicht haben. Bei kleinen Drehimpulsen ( $l=0,1$ ) ist die Energieverschiebung für Protonen bei gleicher Deformation kleiner als bei den  $\alpha$ -Teilchen (etwa halb so groß). Bei kleinen Bahndrehimpulsen, die hauptsächlich das Energiespektrum bestimmen, reagieren also die  $\alpha$ -Teilchen empfindlicher auf Deformationen. Da die Protonen aufgrund ihrer kleinen Masse eine sehr viel stärkere Bahndrehimpulsabhängigkeit aufweisen (Zentrifugalpotential  $l(l+1)/\mu r^2$ ), geht dieser Unterschied zwischen Protonen und  $\alpha$ -Teilchen mit zunehmenden Drehimpulsen zurück. Einschränkend muß allerdings gesagt werden, daß dann auch das Verfahren der Energieverschiebung der Transmissionskoeffizienten sphärischer Kerne nicht mehr so gut funktioniert. Doch tragen hohe Drehimpulse sehr viel weniger zum Spektrum bei. Auch bei sehr großen Deformationen können die gemittelten Transmissionskoeffizienten nicht mehr so gut durch eine Verschiebung der Transmissionskoeffizienten sphärischer Kerne angenähert werden [Hor88].

Nach den aufgezeigten Zusammenhängen ist es möglich, in CODEX-Rechnungen

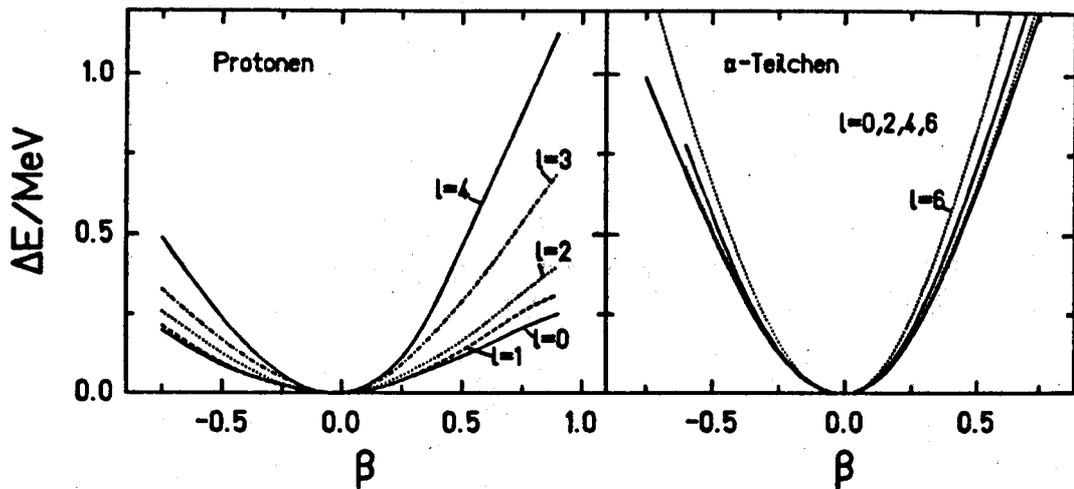


Abbildung 25: Energieverschiebungen  $\Delta E$  von Transmissionskoeffizienten sphärischer Kerne, mit denen gemittelte Transmissionskoeffizienten, die mit den angegebenen Deformationen  $\beta$  bei verschiedenen Bahndrehimpulsen  $l$  berechnet wurden, näherungsweise beschrieben werden können [Hor88]. Die Wichtungsfunktion bei der Mittelung lautet:  $\frac{dV}{d\Theta} = \sin \Theta$ .  $\Theta$  ist der Polarwinkel relativ zur Symmetrieachse des axial-symmetrisch-deformierten Kerns.

die für sphärische Kerne berechneten Transmissionskoeffizienten in der Energie zu verschieben und somit die Emission geladener Teilchen aus deformierten Kernen zu untersuchen. Bei der Eingabe stehen dafür die Parameter  $\Delta E_p$  und  $\Delta E_\alpha$  (Standardwert = 0 MeV) zur Verfügung. Die Zuordnung zwischen Energieverschiebung und Deformation sollte für die beiden geschilderten Extremfälle bezüglich der Mittelung der Transmissionskoeffizienten betrachtet werden, um daraus mittlere Deformationen und deren Fehlergrenzen abzuleiten.

#### 4.8 Einfluß verschiedener Parameter auf die Energiespektren

Um ein Gefühl für den Einfluß verschiedener Parameter auf die Form der Energiespektren zu bekommen, werden an dieser Stelle zunächst verschiedene analytische Untersuchungen mit den in den vorherigen Kapiteln diskutierten Niveaudichten, Transmissionskoeffizienten und  $\gamma$ -Stärken durchgeführt. Es sind keine Monte-Carlo-Rechnungen. Die Konkurrenz verschiedener Abdampfungschanäle und damit

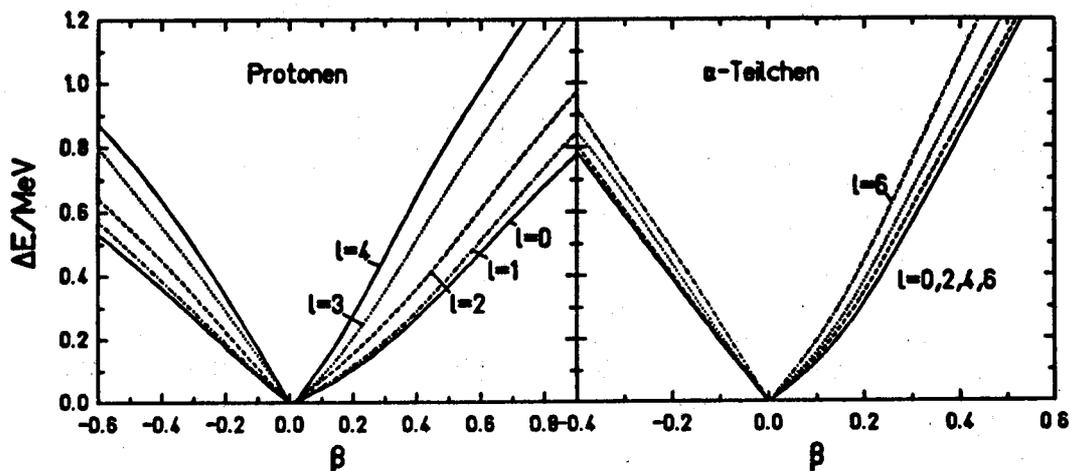


Abbildung 26: wie Abbildung 25, jedoch mit der Wichtungsfunktion  $\frac{dV}{d\Theta} = \text{const.}$  für prolate und  $\frac{dV}{d\Theta} = \delta(\Theta - 90^\circ)$  für oblate Deformationen.

die Wichtung verschiedener Übergänge in einer Kaskade werden im folgenden also noch nicht berücksichtigt.

Das Zustandekommen eines Protonen- bzw.  $\gamma$ -Spektrums zeigt Abbildung 27. In a sieht man Transmissionskoeffizienten, Niveaudichten und die daraus resultierende Energieverteilung (s. Gleichung (22)) von  $l=0$  Protonen, die einen Übergang von  $^{179}\text{Au}$  im Zustand ( $J=31/2\hbar, E=26 \text{ MeV}$ ) zu  $^{178}\text{Pt}$  in den Zuständen ( $J'=15\hbar, E'=26 \text{ MeV}$ ,  $S_p$ - $E_p$ ) machen. Die Niveaudichte wurde dabei nach Gleichung (29) bei sphärischer Kerngestalt und der Transmissionskoeffizient nach Gleichung (79) berechnet. Wie man sieht, wird die hochenergetische Seite des Protonenspektrums durch die Niveaudichte bestimmt, da hier der Transmissionskoeffizient etwa konstant 1 ist. Auf der niederenergetischen Seite wird das Spektrum von dem steil abfallenden Transmissionskoeffizienten beherrscht. Ganz ähnlich sieht es in b bei den  $\gamma$ -Übergängen von demselben Zustand in  $^{179}\text{Au}$  aus, wo die  $\gamma$ -Stärke eine ähnliche Rolle spielt, wie in Abbildung 27 der Transmissionskoeffizient.

Die Abbildungen 28a bis 28d zeigen Protonenspektren bei Variation verschiedener Parameter. Bis auf die Abbildung 28b sind alle Spektren auf den Inhalt des Vergleichsspektrums (Standardspektrum) normiert. Bei diesem Vergleichsspektrum, das allen Teilbildern gemeinsam ist, wurden die bereits im Zusammenhang mit Abbildung 27a genannten Übergänge betrachtet. In den Tabellen der Teilbilder werden die Zerfallsbreiten, die sich jeweils mit den verschiedenen Parametern

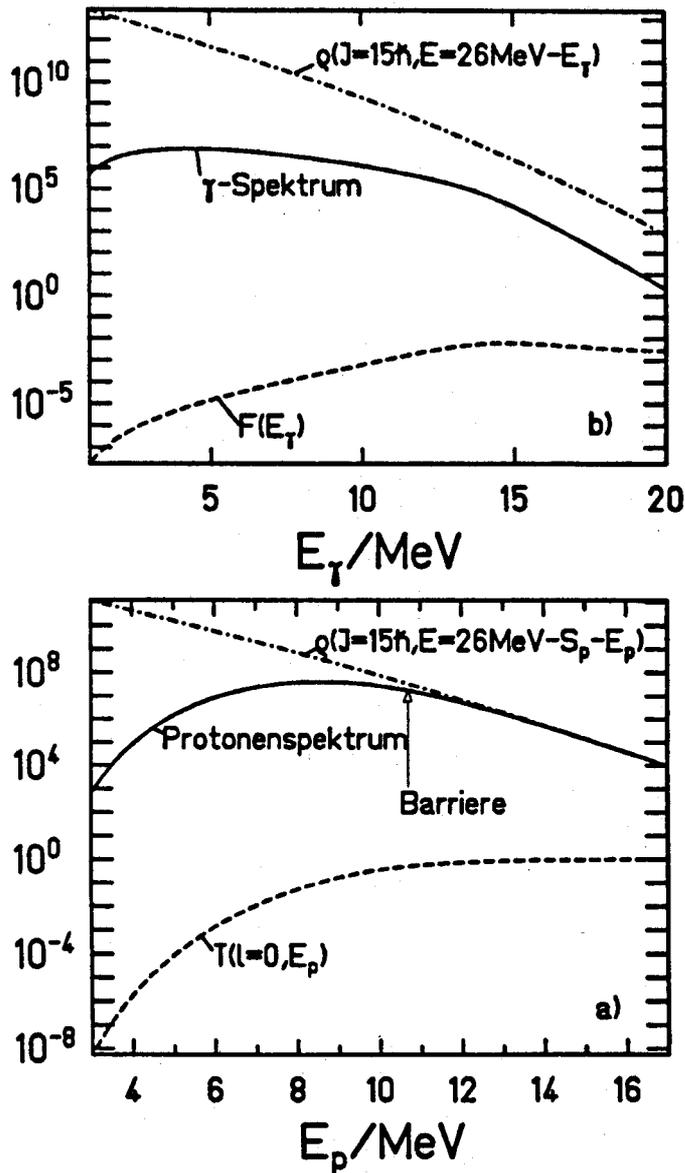


Abbildung 27: Beispiel für das Zustandekommen eines Protonenspektrums (a) und eines  $\gamma$ -Spektrums (b) bei Emission der Protonen bzw.  $\gamma$ -Quanten aus dem Anfangszustand ( $J=31/2\hbar$ ,  $E=26$  MeV) in  $^{179}\text{Au}$ . In (a) sind die Niveaudichte des Tochterkerns  $^{178}\text{Pt}$  (strichpunktierte Linie) sowie der Transmissionskoeffizient für  $l=0$  Protonen (gestrichelte Linie) als Funktion der Protonenenergie gezeigt. Das Produkt beider Funktionen ergibt das Protonenspektrum (durchgezogene Linie). Die Emissionsbarriere ( $E_p(T=1/2)$ ) ist durch ein Pfeil markiert. Ähnlich ergibt sich in (b) das  $\gamma$ -Spektrum (durchgezogene Linie) durch Multiplikation der Niveaudichte nach der  $\gamma$ -Emission (strichpunktierte Linie) mit der Funktion  $F(E_\gamma)$  (gestrichelte Linie), die in Abbildung 22 gezeigt und erklärt ist.

ergeben, mit der Zerfallsbreite des Standardspektrums verglichen.

In Abbildung 28a wurde der Niveaudichteparameter mit den angezeigten Faktoren  $f_a$  skaliert. Man erkennt eine leichte Verschiebung des Maximums zu kleineren Energien bei Vergrößerung des Niveaudichteparameters. Der steilere Abfall des hochenergetischen Teils des Spektrums bei größeren Niveaudichteparametern ist in der linearen Darstellung kaum erkennbar. Er zeigt sich deutlicher bei logarithmischer Darstellung, wenn die Steigung über einen größeren Energiebereich verfolgt werden kann. Auffallend ist die Änderung der Zerfallsbreite, die pro 10% Vergrößerung des Niveaudichteparameters fast um eine Größenordnung anwächst, was durch entsprechende Erhöhung der Anzahl der Niveaus im Tochterkern verständlich wird.

In Abbildung 28b sind Spektren bei verschiedenen Drehimpulsen der Protonen gezeigt. Durch das Zentrifugalpotential wird die Barriere mit zunehmendem Drehimpuls  $l$  erhöht und das Spektrum im Mittel zu höheren Energien verschoben. Die Zerfallsbreiten nehmen mit größer werdendem  $l$  immer schneller ab. Partialwellen mit  $l > 3$  tragen schon weniger als 10% zur Summe über alle Partialwellen bei.

Ist ein Kern deformiert, dann hängt der Transmissionskoeffizient von der Emissionsrichtung der Protonen relativ zur Symmetrieachse des Kerns ab. In Abbildung 28c sind Spektren bei Emission aus der Spitze ( $0^\circ$ ) und der Breitseite ( $90^\circ$ ) eines mit  $\beta = 0.5$  deformierten Kerns zu sehen. Zwei weitere Spektren wurden mit gemittelten Transmissionskoeffizienten berechnet, wobei verschiedene Gewichtsfunktionen (s. Kapitel 4.7) angenommen wurden.

Die Rechnungen zeigen, daß beide extremen Annahmen bei einer schon großen Deformation von  $\beta=0.5$  nicht weit auseinander und nahe dem Spektrum bei sphärischer Kerngestalt liegen. Der Effekt der Verschiebung der Spektren zu kleineren Energien vergrößert sich mit zunehmender Masse des emittierten Teilchens, da dann eine Tunnelung durch die Barriere immer schwerer wird und daher die Erniedrigung der Barriere an der Spitze größere Bedeutung gewinnt.

Den größten Einfluß auf eine Verschiebung der Spektren nimmt der Anregungsenergiezustand, von dem aus eine Protonenemission erfolgt. Bei gleicher Protonenenergie macht sich die Abnahme der Niveaudichte in der Tochter bei Erniedrigung der Anregungsenergie deutlich bemerkbar (vgl. Abbildung 27). Da ein geringerer Energiebereich in der Tochter zur Verfügung steht, wird das Spektrum mit der Verschiebung auch schmaler. Da in einer Abdampfungskaskade in verschiedenen Emissionsschritten unterschiedliche Anregungsenergien erreicht werden, setzt sich das Gesamtspektrum aus einer Überlagerung vieler unterschiedlich geformter Spektren zusammen. Die Wichtung der einzelnen Beiträge nimmt daher großen Einfluß auf die Form und die Lage des Gesamtspektrums. Eine Diskussion der Spektren sollte daher auch in Zusammenhang mit den Querschnitten der einzelnen Abdampfungskanäle geführt werden.

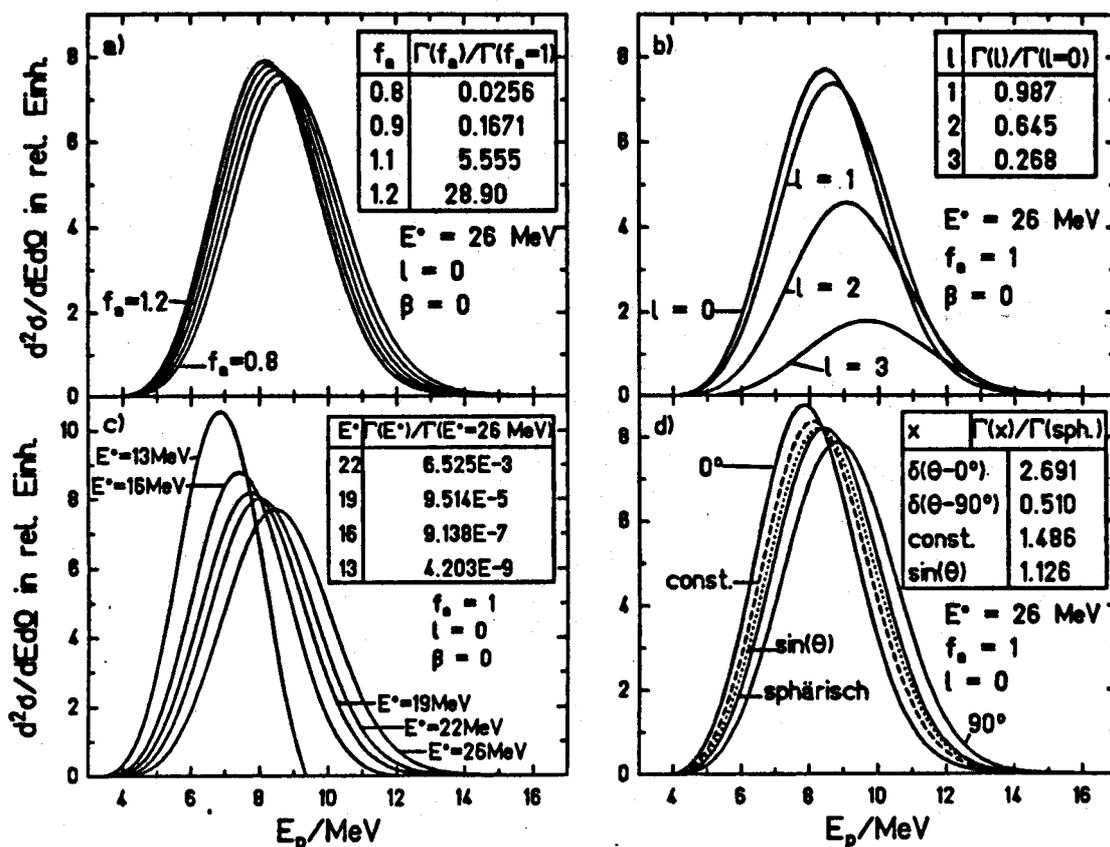


Abbildung 28: Vergleich von berechneten Protonenspektren bei Variation verschiedener Parameter. In allen Teilbildern werden die Protonen aus Anfangszuständen  $J=31/2\hbar$  in  $^{179}\text{Au}$  emittiert. Der Standardniveaudichteparameter beträgt  $a=A/8.4$ . Variiert wurden: a) der Niveaudichteparameter  $a$  mit dem Faktor  $f_a$ , b) der Bahndrehimpuls der Protonen  $l$ , c) die Anregungsenergie des Mutterkerns  $E^*$ , d) die Wichtungsfunktion  $x = dW/d\Theta(\Theta)$ , mit der die vom Polarwinkel  $\Theta$  des axial-symmetrisch deformierten Kerns ( $\beta=0.5$ ) abhängigen Transmissionskoeffizienten gemittelt werden. In a), c) und d) sind die Spektren auf gleichen Inhalt normiert. Die Tabelle in jedem Teilbild gibt die relative Änderung der Zerfallsbreite  $\Gamma$  als Funktion des variierten Parameters an.

Ähnlich wie bei den Protonen werden in Abbildung 29  $\gamma$ -Spektren für Übergänge in  $^{179}\text{Au}$  aus dem Anfangszustand  $J=31/2\hbar$ ,  $E=26\text{MeV}$  in Endzustände  $J'=31/2\hbar$  verglichen.

In Abbildung 29a ist in logarithmischer Darstellung der unterschiedliche Abfall der  $\gamma$ -Spektren bei verschiedenen Niveaudichteparametern zu sehen. Da nur die Emission eines  $\gamma$ -Quants aus einem festen Anfangszustand betrachtet wird, haben die Spektren bei etwa 4 - 5 MeV ein Maximum. Noch mehr als bei den leichten Teilchen setzt sich das totale  $\gamma$ -Spektrum in einer Zerfallskaskade aus einer Vielzahl von Spektren aus unterschiedlichen Anregungsenergiebereichen bis nahe zum Grundzustand zusammen. Die Änderung der Zerfallsbreite verläuft steiler als vergleichsweise bei den Protonen.

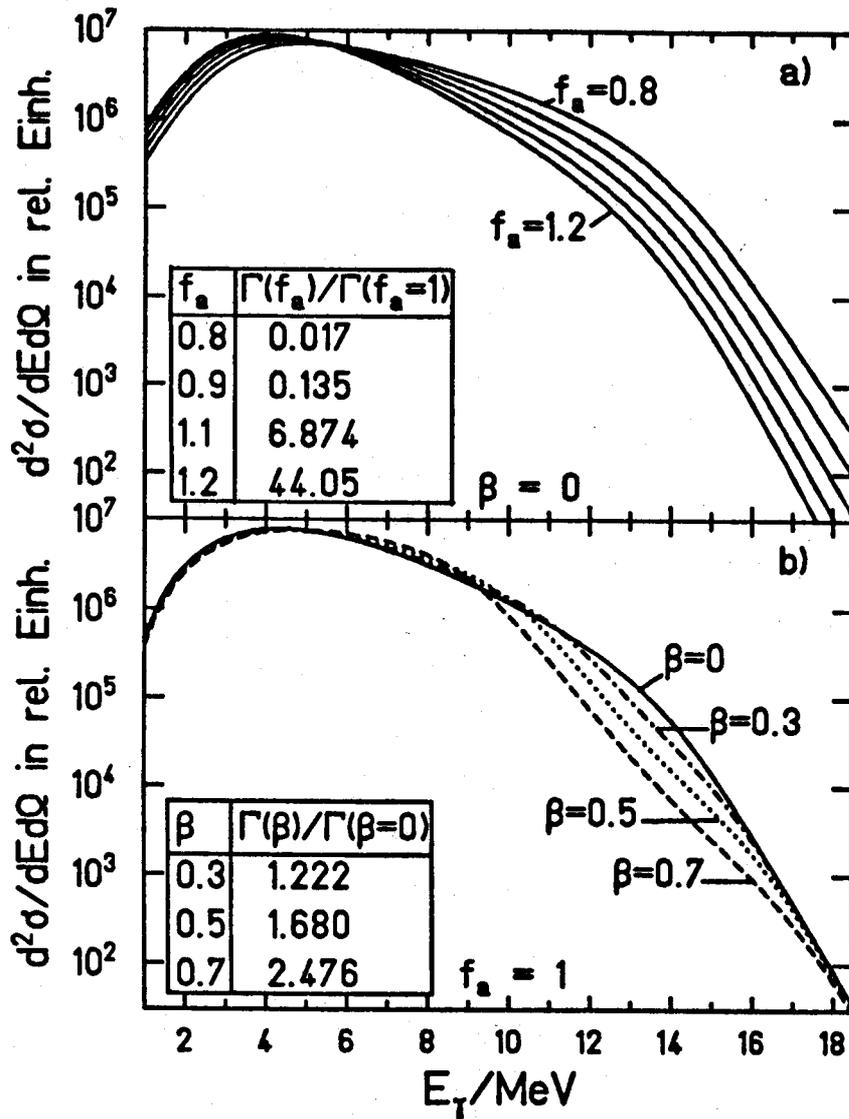
Eine Vergrößerung der Zerfallsbreite wird auch durch Emission von einem deformierten Kern (Parameter  $\beta_\gamma$ ) bewirkt. Dann spaltet die Riesenresonanz auf (vgl. Kapitel 4.3) Die eine Resonanz wandert mit zunehmender Deformation zu kleineren Energien, wo die  $\gamma$ -Stärke dann erhöht wird. Die andere Resonanz entfernt sich zu höheren Energien und dort, wo bei  $\beta_\gamma=0$  ein Maximum ( $E_0=14.2\text{MeV}$ ) war, zeigt sich dann eine Mulde.

Zu einer möglichst genauen Bestimmung der Deformation anhand der Form eines  $\gamma$ -Spektrums sollten daher möglichst viele Ereignisse bei höheren  $\gamma$ -Energien gemessen werden, also dort, wo die Zählrate abnimmt. Bei Spektren geladener Teilchen gibt im Gegensatz zur  $\gamma$ -Strahlung der niederenergetische Teil der Energieverteilung Aufschluß über eine mögliche Deformation. Da die Zerfallsbreiten sehr empfindlich auf die Niveaudichteparameter reagieren, können diese eventuell auch anhand gemessener Anregungsfunktionen überprüft werden.

## 4.9 Programmablauf von CODEX

Die Unabhängigkeit von Bildung und Zerfall des Compoundkerns sowie die Produktschreibweise der Zerfallswahrscheinlichkeit mit den Faktoren Niveaudichte und Transmissionskoeffizient bzw.  $\gamma$ -Stärke bilden die Grundlage für die Programmstruktur von CODEX.

Zunächst werden alle benötigten Anfangswerte aus einer Eingabedatei eingelesen und daraus wichtige Größen und interessante Informationen errechnet (z. B. Anregungsenergie, Riesenresonanzenergien, u. a.). Danach wird die Drehimpulsverteilung der partiellen Fusionsquerschnitte bestimmt und gespeichert. Durch Summation über alle Partialwellen ergibt sich der Fusionsquerschnitt. Aus dem Grenzdrehimpuls der Fusion, der Anregungsenergie und speziellen Eingabewerten werden dann mehrdimensionale Gitterpunkte errechnet und für verschiedene Größen (s. Kapitel 4.1) entsprechende Felder allokiert. Während für die Dimensionen Drehimpuls sowie für die Neutronen- und Protonenzahl der Isotope der



**Abbildung 29:** Vergleich von  $\gamma$ -Spektren bei Variation des Niveaudichteparameters  $a$  (Standardwert =  $a/8.4$ ) mit dem Faktor  $f_a$  (Teilbild a) und der Kerndeformation  $\beta$  (Teilbild b). Es werden Übergänge vom Anfangszustand ( $J=31/2\hbar$ ,  $E=26$  MeV) in  $^{179}\text{Au}$  in Endzustände mit  $J'=31/2\hbar$  betrachtet. Alle Spektren sind auf gleichen Inhalt normiert. Die Tabelle in jedem Teilbild gibt die relative Änderung der Zerfallsbreite  $\Gamma$  als Funktion des variierten Parameters an.

Abstand der Gitterpunkte durch die Natur gegeben ist, kann für die Anregungsenergien und kinetischen Energien der Teilchen bzw.  $\gamma$ -Quanten die Schrittweite bei der Eingabe gewählt werden. Bei der Festlegung der Gitterpunkte bezüglich der Anregungsenergie besteht die Möglichkeit, die Abstände zu höheren Energien über der Yrast-Linie größer werden zu lassen. Dadurch können die später in den einzelnen Schritten der Zerfallskaskade notwendigen Interpolationen zwischen den Gitterwerten mit geringerer Fehler durchgeführt werden. Denn bei kleinen Anregungsenergien zeigt die Niveaudichte einen komplizierten Funktionsverlauf, der stark von den von Isotop zu Isotop sehr unterschiedlichen Schalen- und Paarungsenergien abhängt, während sie bei hohen Energien im wesentlichen exponentiell mit der Wurzel aus der Energie ansteigt (s. Kapitel 4.2).

In den vorgegebenen Gitterpunkten werden die Trägheitsmomente, die Yrast-, Sattelpunkts- und Teilchenseparationsenergien sowie anschließend die Niveaudichte berechnet und in den angelegten Feldern gespeichert. Ähnliches geschieht mit den Transmissionkoeffizienten und den Zerfallsbreiten, zu deren Berechnung zeitraubende Summationen bzw. Integrationen durchzuführen sind (s. Kapitel 4.1 und 4.4). Um Rechenzeit zu sparen, werden diese Größen erst bei Bedarf berechnet und abgespeichert, d. h. dann, wenn in einer Abdampfungskaskade das betreffende Isotop zum ersten Mal bevölkert wird.

Die eigentliche Monte-Carlo-Rechnung geschieht in einer Schleife über eine vorgegebene Anzahl von Zerfallskaskaden. Jede Kaskade beginnt mit dem „Auswürfeln“ des Anfangsdrehimpulses gemäß der Fusionsdrehimpulsverteilung. Alle weiteren Vorgänge wiederholen sich bei jedem Übergangsschritt, bis die Kaskade durch Eintreten von vorher festgelegten Bedingungen beendet ist. Zuerst wird aus den Zerfallsbreiten (s. Gleichung (25)) der Abregungskanal per Zufall bestimmt. Bei Spaltung ist eine Abbruchbedingung erfüllt und damit die Kaskade beendet. Bei allen anderen Zerfallsarten wird die kinetische Energie des Teilchens bzw.  $\gamma$ -Quants „erwürfelt“ und dazu wiederum der Drehimpuls des Tochterkerns (s. Gleichung (22)). Damit ist der Übergang vollzogen und der Zustand des Tochterkerns liegt als neuer Ausgangszustand vor. Das „Würfelspiel“ mit den neuen Zerfallsbreiten beginnt von vorn.

Wird die Nähe der Yrast-Linie erreicht, dann ist das Zufallsspiel beendet und die weitere Abregung verläuft in E2-Übergängen die Yrast-Linie abwärts (vgl. Kapitel 4.3) Die Bedingungen, die zum Abbruch einer Kaskade führen, können bei der Eingabe spezifiziert werden. In der Regel wird das Ende das Erreichen des Grundzustands eines Isotops oder Spaltung sein. Die bei jedem Abregungsschritt per Zufall bestimmten Größen (Zerfallsart, kinetische Energie, Tochterdrehimpuls) und daraus sich ergebende Größen (z.B. Anregungsenergie des Tochterkerns) sowie bei Beendigung der Kaskade die Abbruchbedingung werden ähnlich wie bei einem Experiment ereignisweise auf Datei geschrieben. Dadurch bleiben alle Informationen über die Korrelationen zwischen den einzelnen Größen erhalten und jede

Kaskade kann vollständig rekonstruiert werden.

Mit einem Datenanalyseprogramm können die errechneten Listmode-Daten unabhängig von CODEX unter verschiedenen Gesichtspunkten in Spektren einsortiert werden. Bei GSI steht dafür das Programmpaket SATAN zur Verfügung. Die Simulationsrechnungen zu Kapitel 3.5 wurden z. B. auf diese Weise durchgeführt. Im Anhang A.2 wird an weiteren Beispielen gezeigt, was CODEX und eine anschließende Datenanalyse mit SATAN zu leisten vermögen.

## 5 Vergleich experimenteller Daten mit CODEX-Rechnungen

### 5.1 Kalte Fusion in $^{90}\text{Zr}$ -induzierten Reaktionen

Zu Fusionsreaktionen von  $^{90}\text{Zr}$ -Projektilen mit  $^{89}\text{Y}$ - und benachbarten Kernen ( $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ) liegen zahlreiche experimentelle Daten vor.

- Anregungsfunktionen für xn-, pxn-, 2pxn-,  $\alpha$ xn-Kanäle in den Systemen  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  und  $^{92}\text{Zr}$  von Keller [Kel85, KeS86], ergänzt durch die Querschnitte dieser Arbeit.
- $\gamma$ -Spektren zum  $\gamma$ - und 1n-Kanal im System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$  bei einer Anregungsenergie von 22 MeV.
- $\gamma$ -Spektren koinzident zu der Summe aller p-Kanäle und der Summe aller  $\alpha$ -Kanäle, sowie koinzident zum 1p- und 1 $\alpha$ -Kanal im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  bei einer Anregungsenergie von 26 MeV.
- Energiespektren der Protonen und  $\alpha$ -Teilchen koinzident zur Summe aller p-Kanäle und zum 1p-Kanal bzw. zur Summe aller  $\alpha$ -Kanäle und zum 1 $\alpha$ -Kanal im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  bei einer Anregungsenergie von 26 MeV.

Ein besseres Verständnis dieser komplexen Informationen und damit auch der Daten dieser Arbeit wird am besten durch Vergleich mit CODEX-Rechnungen erreicht, weil damit sämtliche gemessene Größen gleichzeitig behandelt werden. Für die Folgerungen, die man aus solchen Vergleichen ziehen kann, spielen auch die experimentellen Fehler eine große Rolle. Diesbezüglich bedürfen die gemessenen Anregungsfunktionen näherer Erläuterungen.

#### 5.1.1 Fehlerbetrachtung der gemessenen Anregungsfunktionen

In der Abbildung 30 sind die gemessenen Wirkungsquerschnitte einzelner Zerfallskanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y} \rightarrow ^{179}\text{Au}$  als Funktion der Anregungsenergie des Compoundkerns gezeigt. Diese wurde hier aus der effektiven Einschussenergie und den teilweise nicht experimentell bekannten und daher in einer Systematik extrapolierten Massenwerten von Wapstra et al. [WaA85] ermittelt.

$$E^* = E_{cm} - [M(^{179}\text{Au}) - M(^{90}\text{Zr}) - M(^{89}\text{Y})]c^2 \quad (95)$$

Die Bänder geben einen geglätteten Verlauf durch die Meßpunkte und einen aus den Fehlerbalken abgeschätzten mittleren Fehlerbereich an. Sie dienen nur dazu,

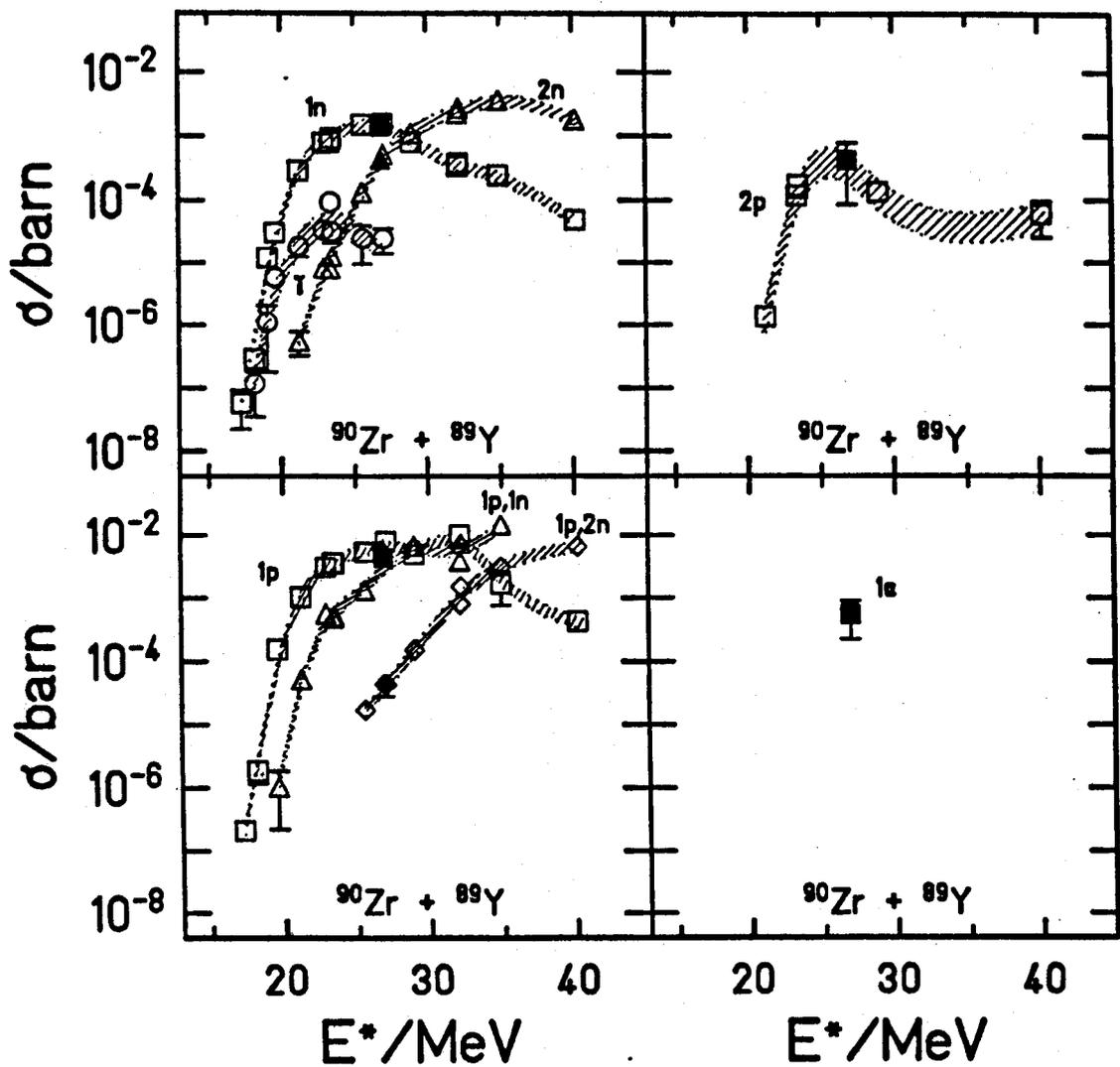


Abbildung 30: Von Keller [Kel85] gemessene Anregungsfunktionen (offene Symbole) und die in dieser Arbeit bei 26 MeV Anregungsenergie gemessenen Querschnitte (volle Symbole) verschiedener Ausgangskanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ . Die Bänder geben einen geglätteten Verlauf einschließlich eines mittleren Fehlerbereichs der Daten von Keller wieder. Unsicherheiten, die über die dargestellten statistischen Fehler und Fehler in der Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP hinausgehen, sind in Tabelle 4 abgeschätzt. Aufgrund dieser zusätzlichen Unsicherheiten wurden in der Abbildung die Anregungsfunktionen des  $2p1n$ -Kanals und der  $\alpha xn$ -Kanäle von Keller nicht übernommen.

das Auge zu führen und einen anschaulich besseren Vergleich der Daten mit den Rechnungen zu ermöglichen. Die Punkte, die mit offenen Symbolen dargestellt sind, stammen aus der Arbeit von Keller [Kel85], der die Querschnitte ebenfalls durch Messungen am Geschwindigkeitsfilter SHIP der GSI in ähnlicher Weise wie in dieser Arbeit bestimmte. Die ausgefüllten Symbole repräsentieren die Ergebnisse dieser Arbeit. Die Fehler bei Keller geben die Unsicherheiten an, die sich aus der Auswertung der  $\alpha$ -Zerfallsspektren der Verdampfungsrestkerne mit dem Fitprogramm DEFPROD (s. Kapitel 3.1) nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergaben, sowie die Unsicherheiten in der Bestimmung der Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP. Die Fehler dieser Arbeit beinhalten darüber hinaus Abschätzungen über weitere Unsicherheiten, die zum Teil schon in Kapitel 3.1 angesprochen wurden.

Auf Fehlerquellen, die bei den Ergebnissen von Keller und zum Teil auch bei den Ergebnissen dieser Arbeit nicht berücksichtigt sind, da man sie quantitativ schwer oder gar nicht abschätzen kann, werde ich im folgenden näher eingehen.

Im Experiment können Querschnitte nicht exakt bei einer festen Einschussenergie gemessen werden. Bedingt durch die endliche Targetdicke und Strahlenergieschwankungen liegt immer eine Verteilung von Projektilenergien vor. Die effektive Einschuss- bzw. Anregungsenergie  $E_x^*$ , bei der die gemessenen Wirkungsquerschnitte des Kanals  $x$  betrachtet werden müssen, ergibt sich durch eine Wichtung der Projektilenergieverteilung mit der Anregungsfunktion  $\sigma_x(E)$  des Kanals  $x$ . Sei  $f(E)$  die Verteilung der Strahlenergie des UNILAC und  $\Delta E$  der maximale Energieverlust der Projektile im Target, der in sehr guter Näherung unabhängig von  $f(E)$  ist, dann gilt für die effektive Anregungsenergie  $E_x^*$  bezüglich der Querschnittsmessung des Kanals  $x$ :

$$E_x^* = \frac{\int f(E) \int_{E-\Delta E}^E E^*(E') \sigma_x(E') dE' dE}{\int f(E) \int_{E-\Delta E}^E \sigma_x(E') dE' dE} \quad (96)$$

In der Praxis ist aber die Anregungsfunktion  $\sigma_x(E)$  nicht bekannt sondern soll ja gerade bestimmt werden. Durch Inter- und Extrapolation der bei verschiedenen Energien gemessenen Querschnitte kann die Gleichung (96) iterativ näherungsweise gelöst werden. Die Interpolationsfunktion und der Energieabstand der Meßpunkt sind dabei für das Ergebnis entscheidend.

In der Arbeit von Keller [Kel85] wurde dieses Entfaltungsverfahren nicht kanalweise sondern nur bezüglich des Fusionsquerschnitts durchgeführt. Dies kann in Bereichen, in denen die Steigungen der verschiedenen Anregungsfunktionen sehr verschieden sind, zu großen Fehlern führen. Insbesondere an der Schwelle, an der sich mit zunehmender Anregungsenergie plötzlich ein neuer Ausgangskanal öffnet und daher die Anregungsfunktion sehr steil verlaufen sollte, können die den gemessenen Querschnitten zugeordneten Anregungsenergien bis einige MeV zu klein sein (s. z. B.  $1p2n$ -Kanal in Abbildung 30).

Die Querschnitte dieser Arbeit wurden ebenfalls bei allen Kanälen einheitlich in der Energie korrigiert. Da die Strahlenergieverteilung nicht mitgemessen und mit einem Energiemeßpunkt auch keine Anregungsfunktion bestimmt werden konnte, wurde die effektive Anregungsenergie aus der mittleren Projektilenergie von 3.97 MeV ermittelt.

Der Untergrund an nicht vollständig im Detektor gestoppten  $\alpha$ -Teilchen bewirkt, daß der Inhalt von niederenergetischen  $\alpha$ -Linien mit geringer Statistik nur mit größerer Unsicherheit bestimmt werden kann. Denn der Inhalt dieser Linien ergibt sich aus der Subtraktion zweier großer nahezu gleicher Zahlen, die selbst der Statistik unterliegen. Betroffen davon ist z. B. der 2p1n-Kanal (vgl. Kapitel 3.1).

Schwierigkeiten bestehen auch in der Bestimmung der Querschnitte von solchen Kanälen, bei denen  $\alpha$ -Linien mit sehr geringer Intensität sehr nahe an  $\alpha$ -Linien mit sehr hoher Intensität liegen und nicht mehr aufgelöst werden können. Dies ist zum Beispiel beim  $\gamma$ -Kanal der Fall, wo die  $\alpha$ -Linie von  $^{179}\text{Au}$  (5448 keV) von der Linie von  $^{178}\text{Au}$  (5450 keV) nicht getrennt werden kann. In manchen Fällen kann dennoch anhand der  $\alpha$ -Zerfälle der Tochterprodukte eine Querschnittsbestimmung möglich sein. Allerdings ist dann zu beachten, daß die entsprechenden Kerne möglicherweise auch direkt produziert werden können ( $\alpha$ -Kanäle).

Bei den  $\alpha$ -Kanälen sorgt die geringe und nicht gut bekannte Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP für zusätzliche Fehler. Keller gibt Transmissionswerte von 4% bis 10% an, während in dieser Arbeit Transmissionen von 10% bis 15% errechnet wurden (s. Kapitel 3.5). Die errechneten Werte hängen ab von der angenommenen Winkelverteilung der abgedampften Teilchen sowie von den nicht gut bekannten Trajektorien der Verdampfungsrestkerne in den Randfeldern der Quadrupole und Dipole. Transmissionen der  $\alpha$ -Kanäle, die um Faktoren 2-4 größer oder kleiner als die in dieser Arbeit abgeschätzten Werte sind, können nicht ausgeschlossen werden.

Führen  $\alpha$ -Zerfälle nicht in den Grundzustand des Tochterisotops, dann können sich bei nachfolgenden stark konvertierten Übergängen die Energien der Konversionselektronen und die  $\alpha$ -Energie addieren. Die Ereignisse erscheinen dann im Spektrum bei höheren Energien. Die Auswertung mit den spektroskopischen Daten aus der Literatur kann dann zu schwer abschätzbaren Fehlern führen.

Systematische Fehler werden gemacht, wenn die spektroskopischen Daten, die entscheidend in die Auswertung der  $\alpha$ -Zerfallsspektren eingehen und im wesentlichen der Literatur entnommen sind, falsch oder unvollständig sind. Hierfür gibt es einige Beispiele. Die von Keller [Kel85] im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  dem 3n-Kanal zugeordneten Punkte zwischen 28 und 36 MeV Anregungsenergie gehören nach den Erkenntnissen aus dieser Arbeit dem 2n-Kanal an (s. Kapitel 3.1).

Bei allen Anregungsfunktionen der Zerfallsprodukte  $^{178}\text{Pt}$  und  $^{177}\text{Pt}$  ist zu beachten, daß wegen der bei Keller nicht bekannten zweiten  $\alpha$ -Linie von  $^{177}\text{Pt}$  bei 5435 keV die gezeigten Querschnitte leicht zugunsten von  $^{177}\text{Pt}$  und zuungunsten

$^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y} \rightarrow ^{179}\text{Au}$		
Kanal	Unsicherheiten	Ursachen der Unsicherheiten
$\gamma$	zu höheren $E^*$ bis ca. 1 GO	Detektorauflösung
1n	keine spürbaren	
2n	bei kleinen $E^* < 1$ GO sonst keine spürbaren	Strahlenergiebreite
$\circ 3n$	fraglich	spektrosk. Daten
1p	zu höheren $E^*$ bis ca. 1 GO	spektrosk. Daten
1p1n	deutlich $< 1$ GO	spektrosk. Daten
1p2n	bei kleinen $E^*$ ca. 1 GO sonst keine spürbaren	Strahlenergiebreite
2p	bei kleinen $E^*$ bis ca. 2 GO sonst bis ca. 1 GO	Untergrund, spektrosk. Daten spektrosk. Daten
2p1n	bei kleinen $E^*$ mehrere GO	Untergrund, spektrosk. Daten, Strahlenergiebreite
	bei hohen $E^*$ bis ca. 1 GO	Untergrund, spektrosk. Daten
1 $\alpha$	bis ca. 2 GO	spektrosk. Daten
1 $\alpha$ 1n	mehrere GO	spektrosk. Daten, Detektorauflösung, Strahlenergiebreite

**Tabelle 4:** Abschätzung der Unsicherheiten in den gemessenen Anregungsfunktionen des Systems  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ , die über die bei [Kel85] angegebenen statistischen Fehler und die Fehler der Transmission hinausgehen. Die Abkürzungen  $E^*$  und GO stehen für Anregungsenergie bzw. Größenordnung.

$\circ$  Bei kleinen Anregungsenergien gehören die von Keller dem 3n-Kanal zugeordneten Ereignisse dem 2n-Kanal an.

von  $^{178}\text{Pt}$  korrigiert werden müssen. Wie groß die Korrektur im Einzelfall ist, hängt davon ab, wie gut die bei 5457 keV liegende  $\alpha$ -Linie von  $^{178}\text{Pt}$  noch von der genannten  $\alpha$ -Linie von  $^{177}\text{Pt}$  unterschieden werden kann, und wie die Zählratenverhältnisse beider Linien zueinander sind. In der Arbeit von Keller betrug die Auflösung des inneren Stoppdetektors 20 keV und die des äußeren Ringdetektors 50 keV. Man kann also vermuten, daß im Ringdetektor wahrscheinlich Ereignisse von  $^{177}\text{Pt}$  fälschlicherweise der Hauptlinie von  $^{178}\text{Pt}$  (5457 keV) zugeordnet wurden, d. h. bei höheren Energien, bei denen die Querschnitte von  $^{177}\text{Pt}$  dominieren, müssen die Querschnitte von  $^{178}\text{Pt}$  wahrscheinlich merkbar zu kleineren Werten hin korrigiert werden. Bei kleineren Energien, bei denen noch keine oder nur sehr wenige Ereignisse von  $^{177}\text{Pt}$  auftreten, ändert sich wenig an der Anregungsfunktion zu  $^{178}\text{Pt}$ . Die Querschnitte von  $^{177}\text{Pt}$  müssen zu höheren Werten hin korrigiert werden.

Beim 1 $\alpha$ -Kanal von  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  ist unter anderem möglicherweise das  $\alpha$ -Verzwei-

gungsverhältnis von  $^{175}\text{Ir}$  falsch, denn der mit den Teleskopen ermittelte Querschnitt des  $1\alpha$ -Kanals, der unabhängig von den spektroskopischen Eigenschaften von  $^{175}\text{Ir}$  ist, ist um mehr als eine Größenordnung kleiner als der aus den  $\alpha$ -Zerfallsdaten bestimmte Querschnitt.

Generell sind die  $\alpha$ -Verzweigungsverhältnisse der Ir-Isotope sehr klein. Sie wurden aus den  $\alpha$ -Zerfallsdaten von  $^{90}\text{Zr}$ -induzierten Reaktionen in der Arbeit von Keller [Kel85] ermittelt, d. h. ihre Bestimmung unterliegt ebenfalls einem Teil der hier diskutierten Schwierigkeiten.

Aufgrund der geschilderten Schwierigkeiten wurden die von Keller gemessenen Anregungsfunktionen auf mögliche Unsicherheiten, die über die statistischen Fehler und die Fehler in der Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP hinausgehen, kritisch untersucht (s. Tabelle 4). Bei manchen Kanälen ergaben sich so große Unsicherheiten, daß eine Querschnittsangabe innerhalb vernünftiger Fehlergrenzen nicht mehr möglich war. Daher wurden die entsprechenden Daten von Keller nicht mit in die Abbildung 30 übernommen.

Die ebenfalls von Keller [Kel85] gemessenen Wirkungsquerschnitte verschiedener Ausgangskanäle in den Systemen  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$  und  $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr} \rightarrow ^{182}\text{Hg}$  sind in Abbildung 31 bzw. 32 in gleicher Weise dargestellt wie die Querschnitte in Abbildung 30. Hier gelten prinzipiell ähnliche Fehlerbetrachtungen wie im Nachbarsystem. Da jedoch diese Systeme in dieser Arbeit nur eine untergeordnete Rolle spielen und eine kritische Überprüfung der Anregungsfunktionen aus der Sicht dieser Arbeit schwierig ist, wurden die Daten von Keller ohne weitere Diskussionen zum Vergleich mit CODEX-Rechnungen übernommen.

### 5.1.2 Rechnungen mit Variation verschiedener Parameter

Es wurden zahlreiche Rechnungen unter Variation einer Vielzahl von Parametern und Optionen von CODEX, und damit physikalischer Vorstellungen, durchgeführt und mit den Daten verglichen. Um die Übersicht zu bewahren, werde ich jedoch nur die Ergebnisse weniger ausgewählter Rechnungen zeigen und ausführlicher diskutieren und von den Resultaten anderer Rechnungen, so weit sie von Bedeutung sind, nur kurz berichten. Die wesentlichen Erkenntnisse werden jedoch auf diese Weise deutlich. Um das Verändern von Parameterwerten besser ermessen zu können und einen objektiven Vergleich der Daten anderer Systeme zu ermöglichen, sei eine Standardrechnung definiert.

Diese Standardrechnung geht aus von dem in Kapitel 4 beschriebenen Modell der Abregung eines sphärischen Compoundkerns und den damit nach bisherigen Kenntnissen verbundenen Vorstellungen über die Niveaudichte, die Teilchentransmissionskoeffizienten, die  $\gamma$ -Stärken usw.. Freie Parameter werden, wie in Kapitel 4 angegeben, auf ihren Standardwert gesetzt, d. h. der Skalierungsparameter für die Niveaudichte  $f_n = 1$ , der Parameter in der  $\gamma$ -Stärkefunktion  $\beta_\gamma = 0$ , die Ener-

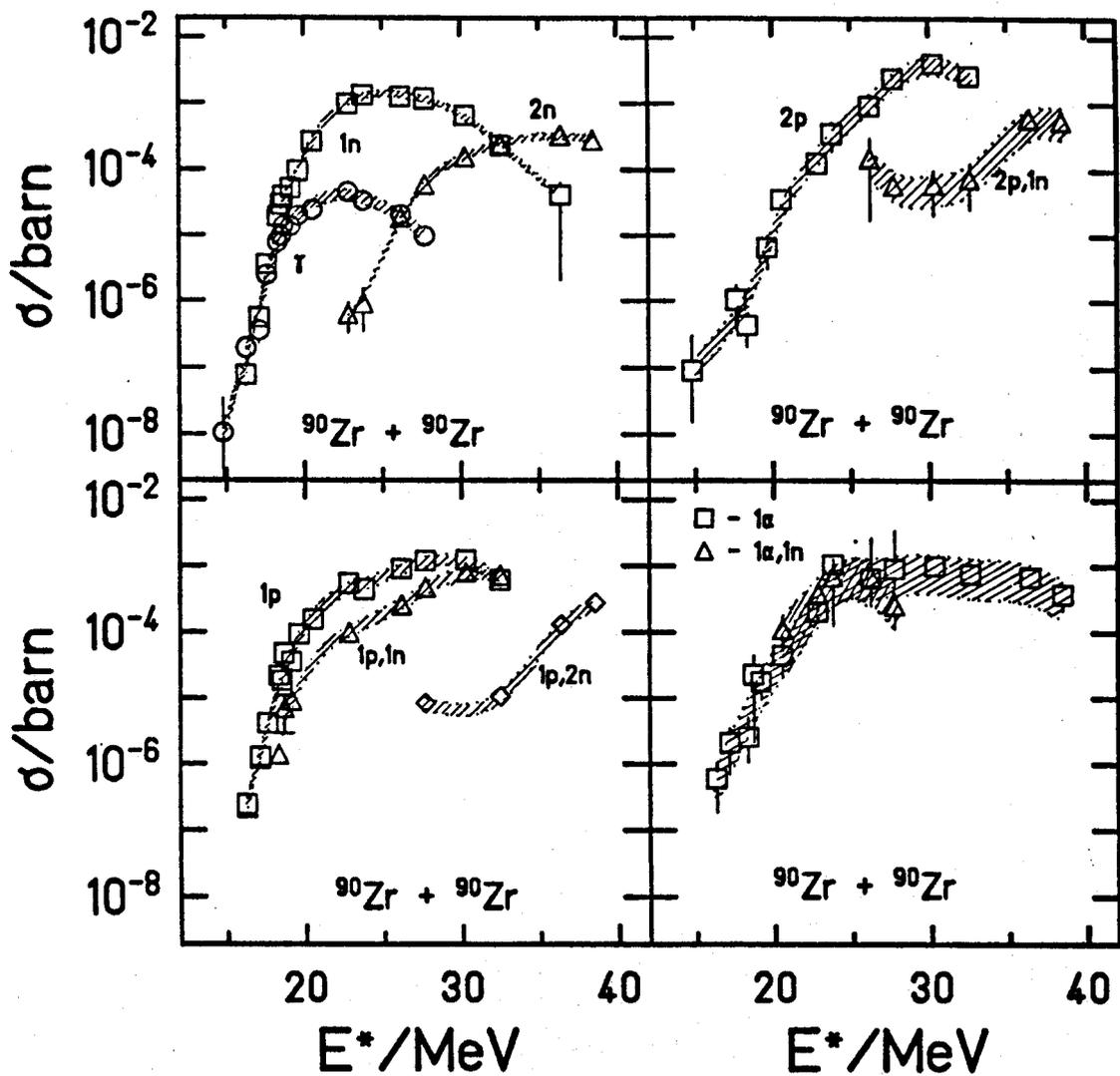


Abbildung 31: Von Keller [Kel85] gemessene Anregungsfunktionen (offene Symbole) verschiedener Ausgangskanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ . Die Bänder geben mittlere Fehlerbereiche an, die sich aus statistischen Fehlern und Fehlern in der Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP ergeben. Darüber hinausgehende Unsicherheiten sind möglich, können aber aus der Sicht dieser Arbeit nicht quantitativ angegeben werden.

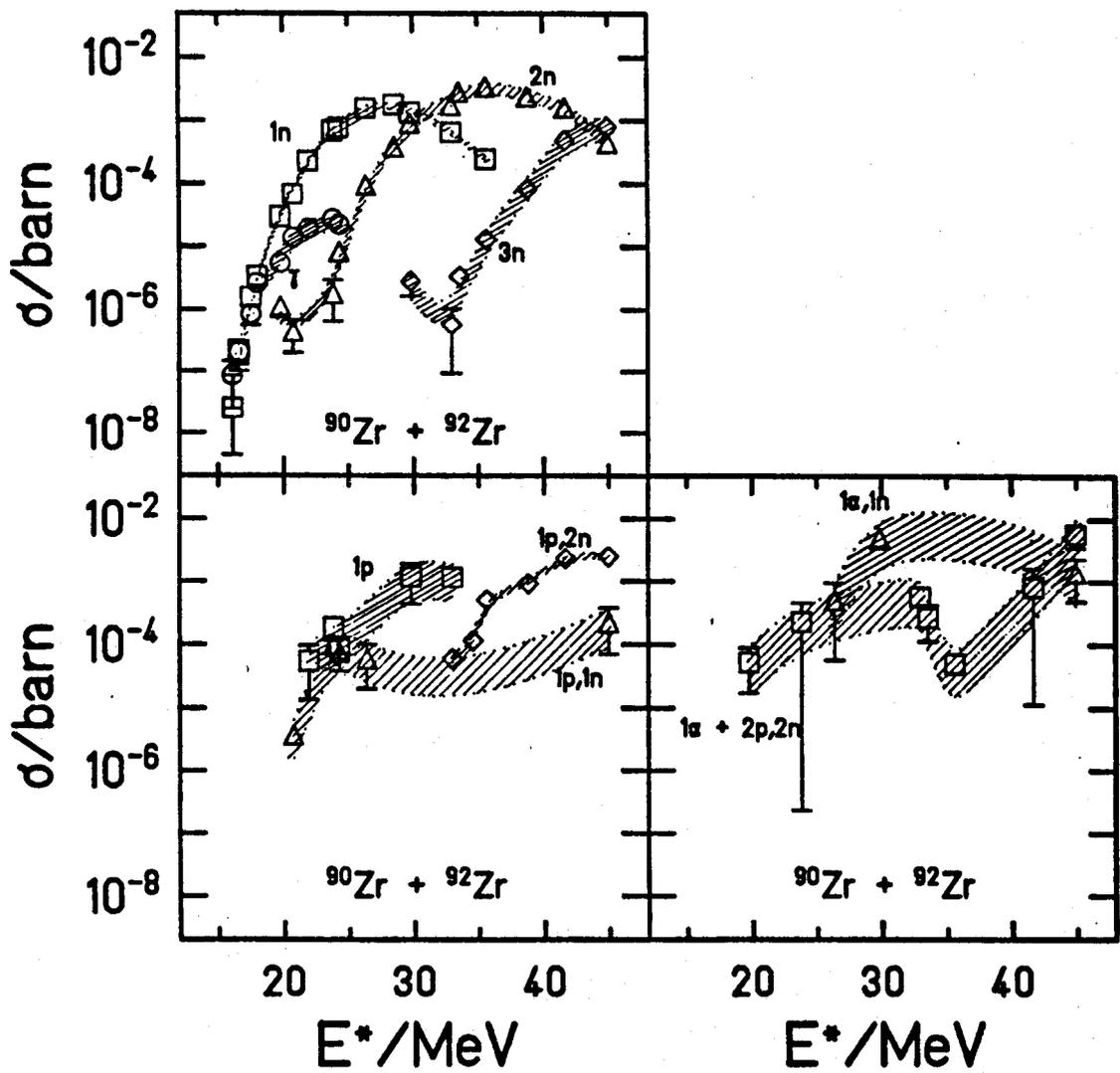


Abbildung 32: Wie Abbildung 31, jedoch für das System  $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$ .

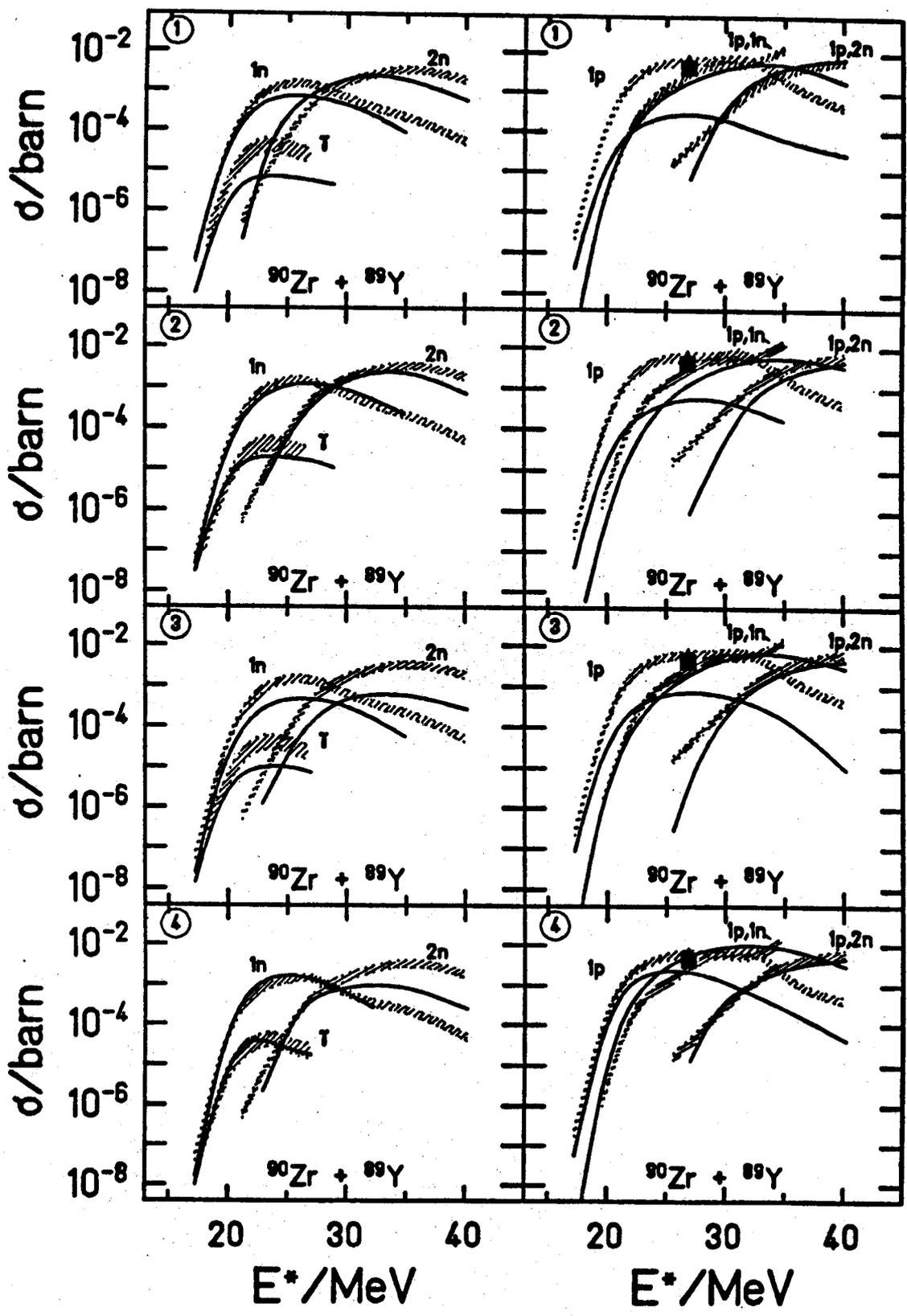
$^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y} \rightarrow ^{179}\text{Au}$							
Nr.	$\frac{B_{Fus}}{\text{MeV}}$	$\frac{E_{extra}}{\text{MeV}}$	$\frac{\sigma_{Fluk}}{B_{Fus}}$	$\frac{c}{\sigma_{Fluk}}$	$f_a$	$\frac{\Delta E_p}{\text{MeV}}$	$\frac{\Delta E_\alpha}{\text{MeV}}$
1	181.47	4.3	2.4%	2.6	1.0	0.0	0.0
2	181.47	4.3	2.4%	2.6	1.2	0.0	0.0
3	181.47	4.3	2.4%	2.6	1.2	0.8	0.4
4	177.17	0.0	2.3%	1.55	1.2	0.8	0.4

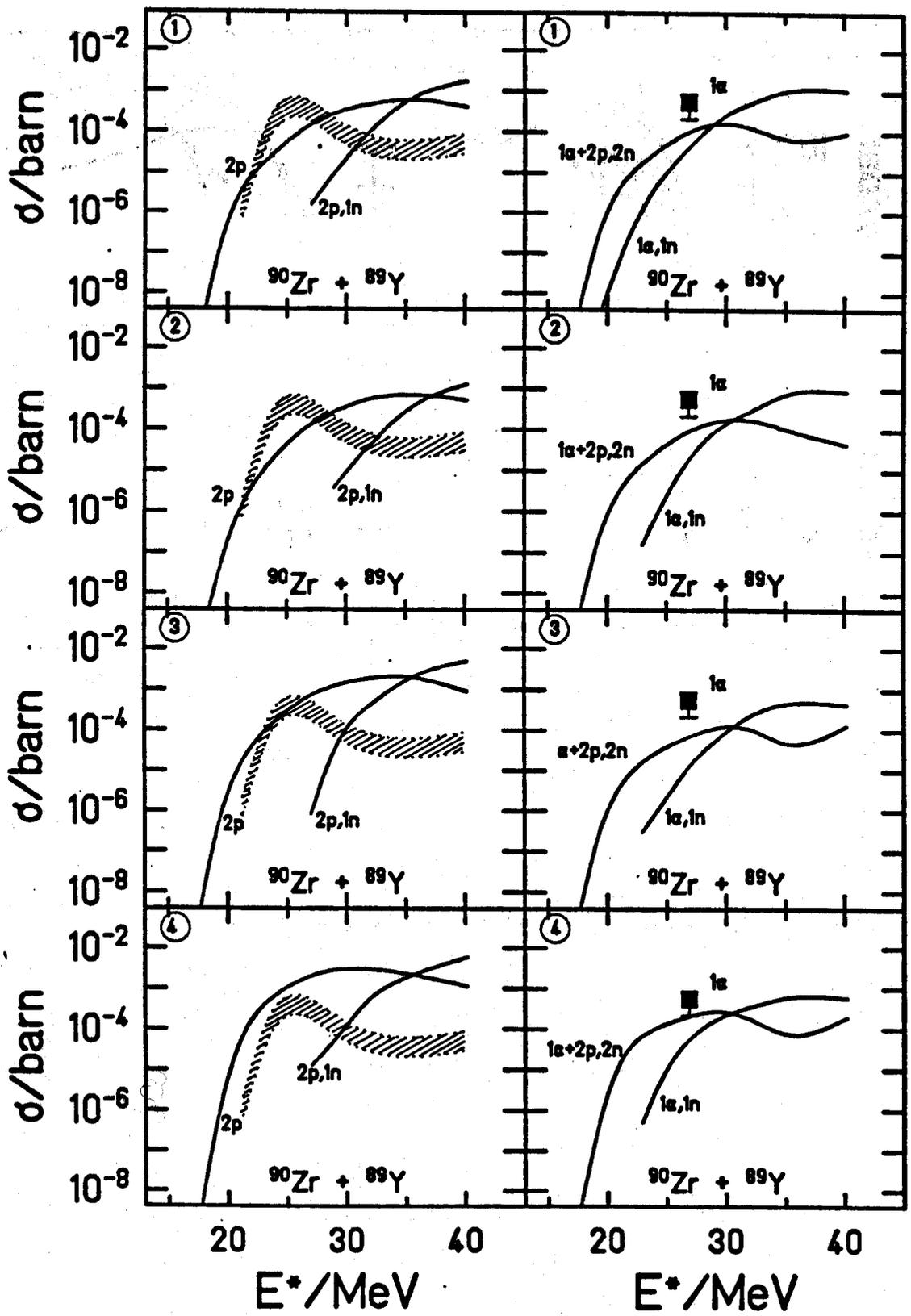
**Tabelle 5:** Parameterwerte, mit denen die im Text beschriebenen Rechnungen Nr. 1 - 4 (Spalte 1) zum System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  durchgeführt wurden. Die Parameter der Spalten 2 bis 5 beschreiben die Fusion. Mit dem Parameter  $f_a$  der Spalte 6 wird der Niveaudichteparameter skaliert. Die Parameter der Spalten 7 und 8 geben die Verschiebung der für sphärische Kerne berechneten Transmissionskoeffizienten von Protonen (p) und  $\alpha$ -Teilchen ( $\alpha$ ) zu kleinen Energien an.

gieverschiebung der Transmissionskoeffizienten von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen  $\Delta E_p$ ,  $\Delta E_\alpha = 0$ , die Skalierung der Tröpfchenspaltbarriere  $f_{fi} = 1$ , und das Trägheitsmoment der Kerne im Grundzustand wird aus dem RLD-Modell entnommen ( $f_0 = 1$ ). Die Standardwerte der Fusionsparameter betragen  $E_{extra}=0$  (Extra-Push),  $\sigma_{Bfus}=0$  (Barrierenfuktuation),  $c=0$  (cutoff). Die Größe  $\hbar\omega_l$  (s. Gleichung (88)) wird im Programm selbst aus der zweiten Ableitung des Potentials berechnet.

Bei den im folgenden zu diskutierenden Rechnungen wurden schrittweise einige der oben genannten Parameter geändert. In Tabelle 5 sind die Werte dieser Parameter neben einer Nummerierung der Rechnungen angegeben. Parameter, die nicht aufgelistet sind, behielten ihre Standardwerte oder andere konstante Werte, die im Text angegeben sind. Die Anregungsfunktionen der xn- und pxn- sowie der 2pxn- und  $\alpha$ xn-Kanäle der 4 verschiedenen Rechnungen sind in den Abbildungen 33 und 34 als durchgezogene geglättete Kurven im Vergleich mit den Meßdaten zu sehen, die durch die schon in Abbildung 30 gezeigten Bänder repräsentiert werden. In den Abbildungen 35 bis 37 werden die berechneten Energiespektren der Protonen und  $\alpha$ -Teilchen mit den in dieser Arbeit gemessenen Spektren verglichen. Durch die von der Statistik der Monte-Carlo-Rechnungen bestimmten Spektren wurde jeweils eine geglättete Kurve gelegt, und diese wurde in der Höhe an die hochenergetische Flanke des gemessenen Spektrums angepaßt.

**Abbildung 33:** Gemessene (Symbole und Bänder wie in Abbildung 30) Anregungsfunktionen der xn- und pxn-Kanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  im Vergleich mit CODEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Die Nummern in den Teilabbildungen kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 5.





Um der im Experiment durch die Targetdicke bedingten Verteilung der Einschussenergie Rechnung zu tragen, wurden die Energiespektren bei 3 verschiedenen Einschussenergien (3.92, 3.97, 4.02 MeV/u) berechnet und addiert. Dabei sind die Verhältnisse der zu den einzelnen Energien gerechneten Gesamtzahlen an Compoundkernen proportional den Verhältnissen der entsprechenden berechneten Fusionsquerschnitte.

In den Rechnungen Nr. 1 - 3 wurden zunächst zur Berechnung des Fusionsquerschnitts weitgehend die von Keller et al. [KeS86] bestimmten Parameterwerte übernommen. Bis auf den Parameter  $\hbar\omega$ , der bei allen 4 Rechnungen 1.933 MeV betrug, sind die Werte der Tabelle 5 zu entnehmen. Damit war auch zu jeder Einschussenergie die Anfangsdrehimpulsverteilung festgelegt. Bei hohen Anregungsenergien, bei denen die Spaltwahrscheinlichkeit die Überlebenswahrscheinlichkeit weit übersteigt, wurde die Spaltbarriere an die Daten angepaßt. Mit dem Parameter  $f_{ji} = 0.9$  betrug die Tröpfchenspaltbarriere von  $^{179}\text{Au}$  bei allen 4 Rechnungen 9.64 MeV.

Nach dieser Anpassung von Fusions- und Spaltwahrscheinlichkeit behielten in Rechnung Nr. 1 alle anderen Parameter ihre Standardwerte. Deutlich fällt in Abbildung 33 auf, daß der  $\gamma$ -Kanal und vor allem der 1p-Kanal in der Rechnung stark unterschätzt werden. Auch der berechnete Querschnitt des  $1\alpha$ -Kanal scheint, im Rahmen des möglichen Vergleichs mit dem experimentellen Querschnitt etwas zu niedrig zu sein. Der fehlende Querschnitt zeigt sich auch in den Spektren der geladenen Teilchen (Abbildungen 35 - 37), wo im Experiment bei kleinen Energien deutlich mehr Ereignisse auftreten als in der Rechnung. Ganz hervorragend wiedergegeben wird die Steigung der Spektren auf der hochenergetischen Seite, die hauptsächlich von der Niveaudichte bestimmt wird.

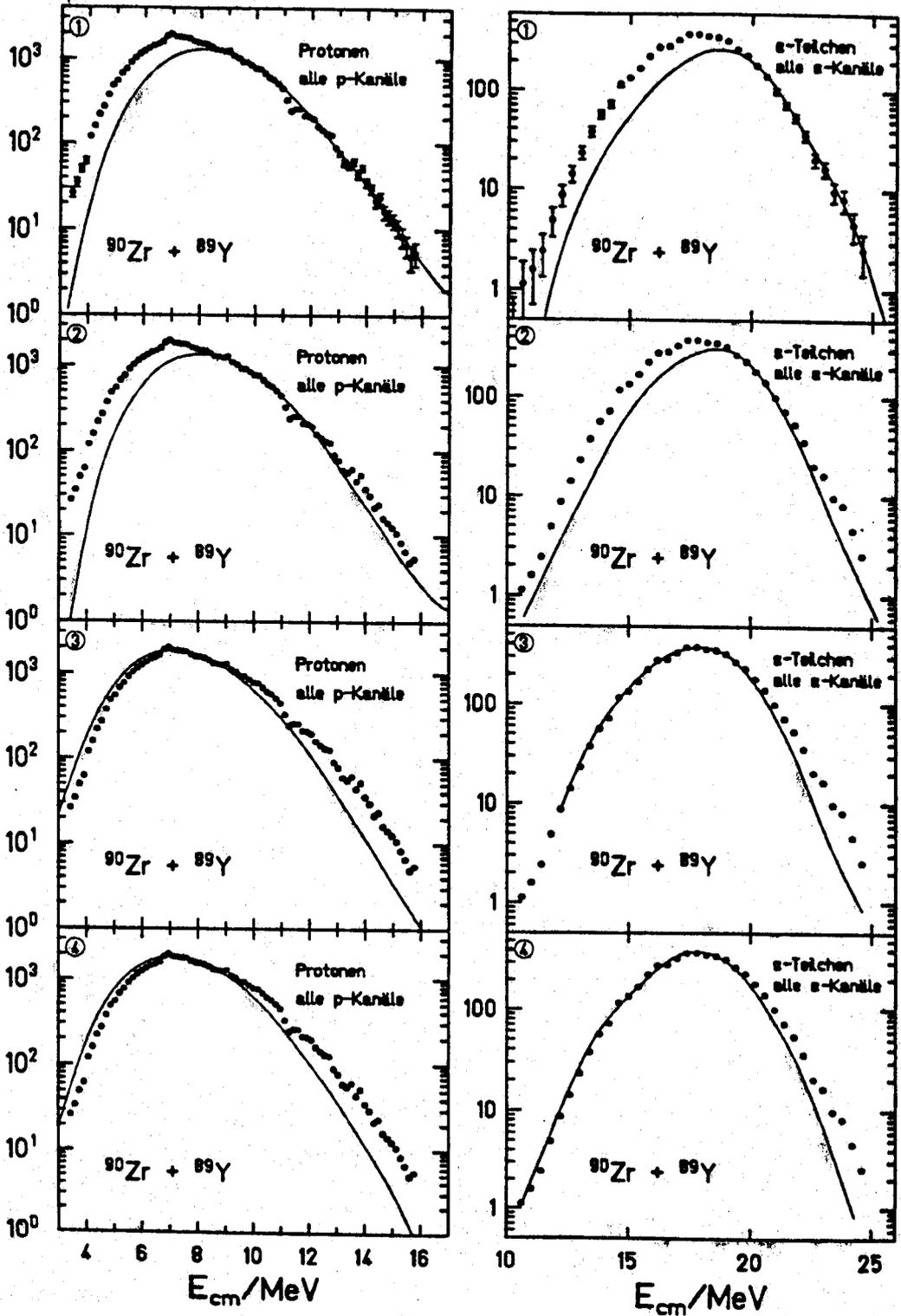
**Abbildung 34:** Gemessene (Symbole und Bänder wie in Abbildung 30) Anregungsfunktion des 2p-Kanals bzw. gemessener Querschnitt des  $1\alpha$ -Kanals im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ . Die durchgezogenen Linien repräsentieren im Vergleich dazu die mit CO-DEX berechneten Anregungsfunktionen der 2pxn- und  $\alpha$ xn-Kanäle. Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 5.

Deutlich wird der Einfluß der Niveaudichte in Rechnung Nr. 2, in welcher allein der Niveaudichteparameter erhöht wurde ( $f_a=1.2$ ). Entsprechend dem steileren Anstieg der Niveaudichte fallen die berechneten Energiespektren nun zu hohen Energien steiler ab. Auf der niederenergetischen Seite der Spektren sind in Abbildung 35 und 36 geringfügige, in Abbildung 37 größere Verschiebungen zu kleinen Energien hin festzustellen. Teilweise hängt diese Beobachtung auch von der vorgenommenen Anpassung der berechneten an die gemessenen Spektren ab. Doch werden generell die Energien der Schwerpunkte der Spektren etwas kleiner. Die Verhältnisse der Querschnitte der einzelnen Kanäle haben sich geändert. Kanäle mit Abdampfung weniger Teilchen gewinnen gegenüber anderen Kanälen. Dies liegt vor allem daran, daß eine  $\gamma$ -Emission im Vergleich zu einer Teilchenemission zu Bereichen höherer Niveaudichte führt und daher bei der steileren Niveaudichte relativ zur Teilchenabdampfung wahrscheinlicher wird. Die xn-Kanäle einschließlich des  $\gamma$ -Kanals werden von der Rechnung recht gut wiedergegeben. Die p-Kanäle werden weniger gut beschrieben.

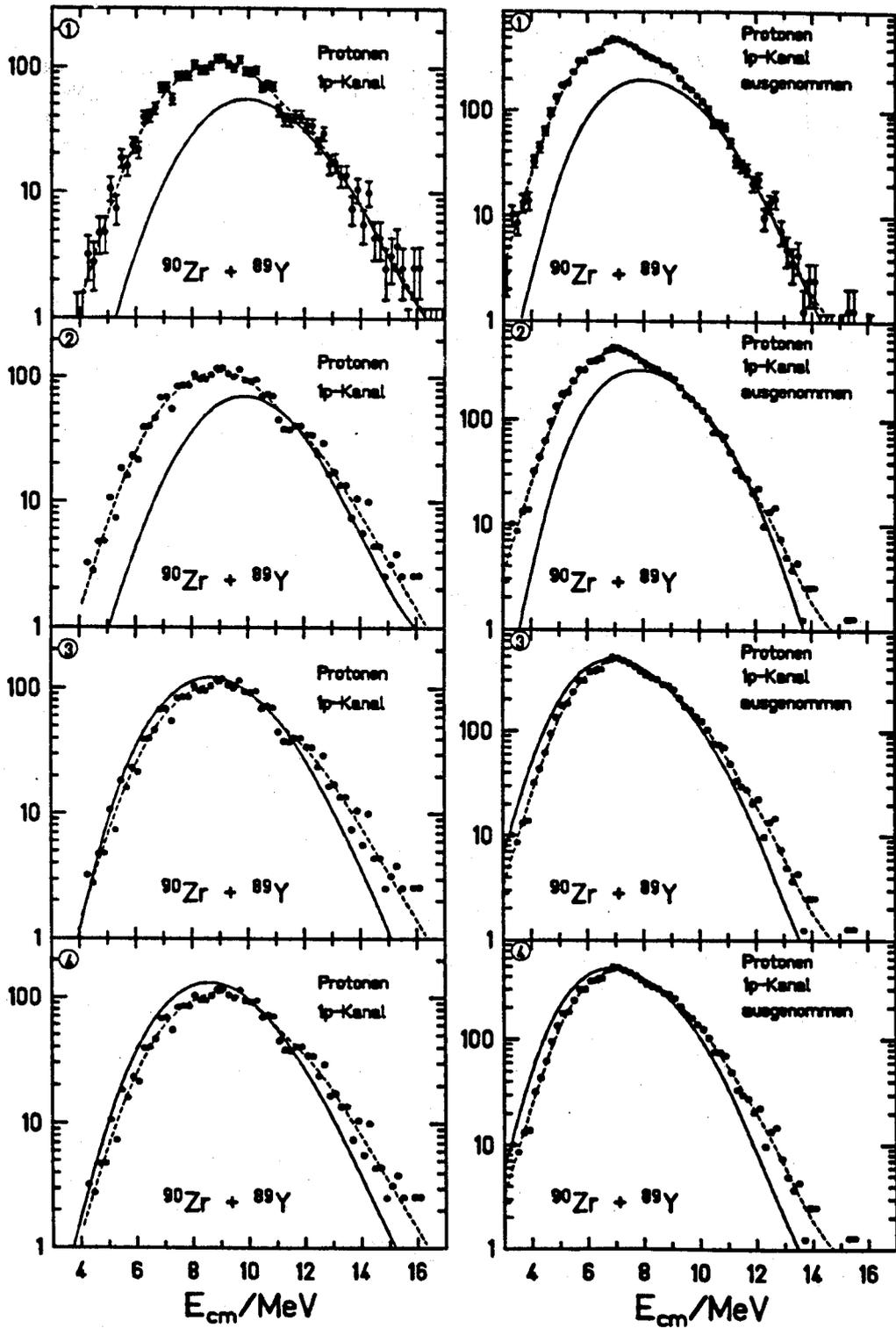
Man kann nun schon erahnen, wie sich ein weiteres Erhöhen des Niveaudichteparameters auswirkt. Abgesehen vom 1p-Kanal werden sämtliche Querschnitte schlechter wiedergegeben, während sich die Schwerpunkte der Energiespektren zu kleineren Energien hin verschieben. Allerdings weicht die Form der berechneten Spektren, insbesondere auf der hochenergetischen Seite, immer mehr von der Form der gemessenen Spektren ab. Bei einer Niveaudichte mit  $f_a = 2$  wird zwar der Schwerpunkt des Protonenspektrums aller p-Kanäle richtig wiedergegeben, aber die Anregungsfunktionen und die  $\alpha$ -Spektren haben mit dem Experiment keine Ähnlichkeit mehr.

**Abbildung 35:** Gemessene (volle Symbole) Energiespektren der Protonen aller p-Kanäle und der  $\alpha$ -Teilchen aller  $\alpha$ -Kanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  im Vergleich mit CODEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Die berechneten Spektren wurden auf der hochenergetischen Flanke den gemessenen Spektren angepaßt. Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 5. In den Teilabbildungen 1 sind die statistischen Fehler angegeben, die teilweise kleiner als die Symbolgröße sind.

$d^2\sigma/dE d\Omega$  in rel. Einh.



$d^2\sigma/dE d\Omega$  in rel. Einh.



Nachdem nun der Rahmen, innerhalb dessen eine Änderung der Niveaudichte angesichts der Daten sinnvoll ist, vorgegeben ist, wurde versucht, die experimentellen Spektren durch eine Änderung der Transmissionskoeffizienten zu beschreiben. In der Rechnung Nr. 3 wurden die Transmissionskoeffizienten der Protonen um 0.8 MeV und diejenigen der  $\alpha$ -Teilchen um 0.4 MeV zu kleineren Energien hin verschoben. Als Folge davon werden die Energiespektren der geladenen Teilchen auf der niederenergetischen Seite besser wiedergegeben. Das Verhältnis der Querschnitte von xn- zu pxn-Kanälen hat gleichzeitig deutlich abgenommen.

Da nun generell die Querschnitte zu niedrig sind, wurde in der Rechnung Nr. 4 der Fusionsquerschnitt neu angepaßt, ohne die bisherigen Parameter bezüglich des Compoundkernzerfalls zu ändern. Die Anregungsfunktionen, insbesondere die des 1p-Kanals werden nun besser wiedergegeben. Doch konnten immer noch nicht sämtliche Diskrepanzen zwischen Experiment und Rechnung beseitigt werden. Als ein deutliches Beispiel ist der 2n-Kanal zu nennen, der bei hohen Anregungsenergien von der Rechnung unterschätzt wird. Auch der 1p-Kanal wird noch etwas unterschätzt, während der 1p1n- und der 1p2n-Kanal recht gut beschrieben werden. Man beachte in Abbildung 33 die beiden Meßpunkte aus dieser Arbeit, die aufgrund der Verwendung neuerer spektroskopischer Daten den Rechnungen näher liegen als die von Keller bestimmten Querschnitte. Die Energiespektren der geladenen Teilchen blieben von der alleinigen Änderung der Fusionsparameter unbeeinflusst.

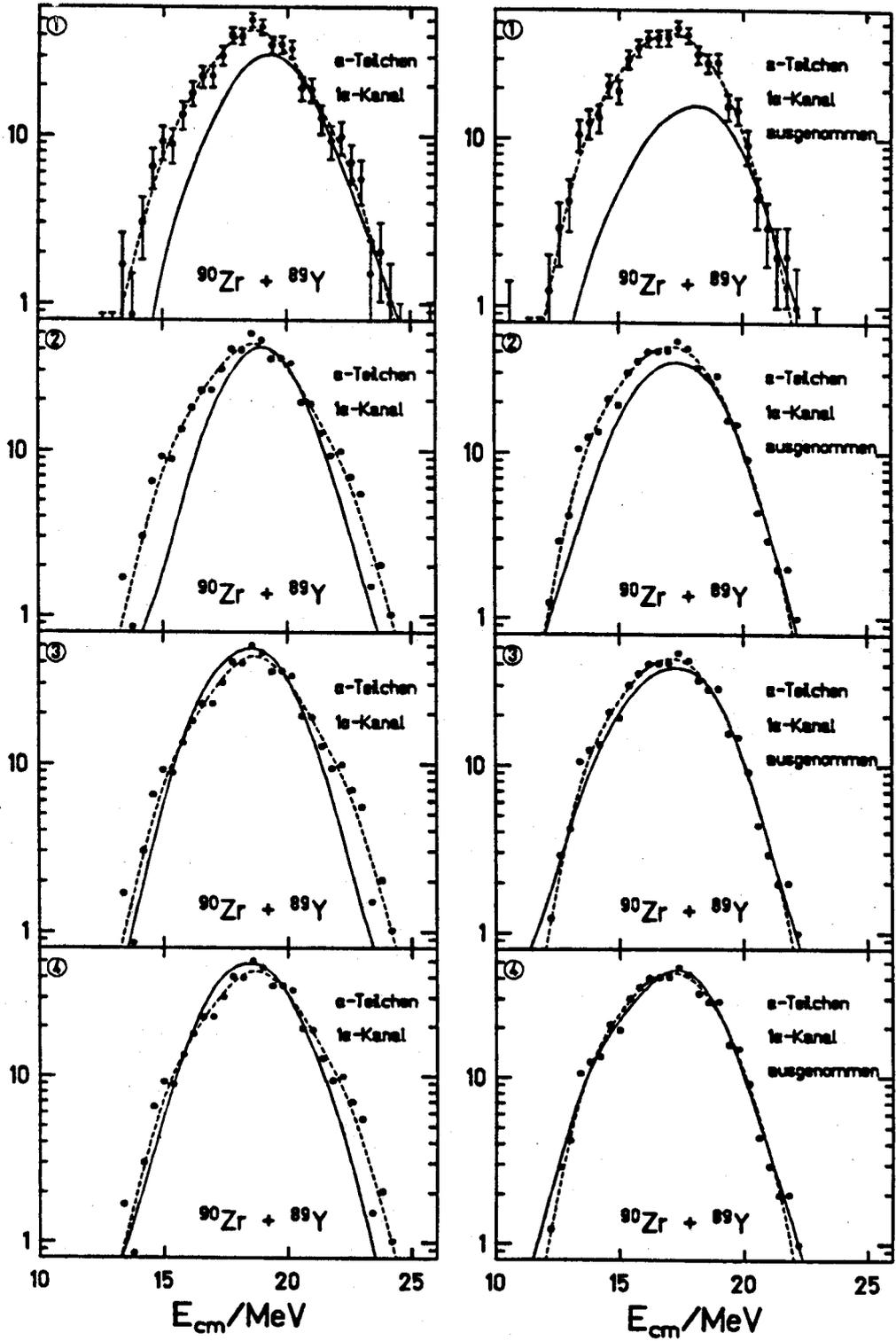
**Abbildung 36:** Gemessene (volle Symbole) Energiespektren der Protonen des 1p-Kanals und der Protonen aller p-Kanäle ausgenommen des 1p-Kanals im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  im Vergleich mit CODEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Die berechneten Spektren wurden auf der hochenergetischen Flanke den gemessenen Spektren angepaßt. Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 5. In den Teilabbildungen 1 sind die statistischen Fehler angegeben, die teilweise kleiner als die Symbolgröße sind.

Zu den Rechnungen Nr. 1 und Nr. 4 sind in Abbildung 38 auch die  $\gamma$ -Spektren zu sehen. Die Spektren der Rechnung Nr. 4 unterscheiden sich im Rahmen der experimentellen Fehler nicht signifikant von den  $\gamma$ -Spektren der Rechnungen Nr. 2 - 3, die daher nicht gezeigt werden. Wie in Kapitel 2.5 erwähnt, konnten die Energiesignale der  $\gamma$ -Quanten nur bis 9 MeV aufgenommen werden. Daher bleibt ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Spektren auf Energien unterhalb von 9 MeV beschränkt. Die berechneten Spektren wurden jeweils auf den Inhalt der entfalteten experimentellen Spektren oberhalb von 3 MeV normiert. In dem Bereich von 3 - 9 MeV ist allgemein eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment festzustellen, wobei mit dem größeren Niveaudichteparameter in der Rechnung Nr. 4 die koinzident zu den  $\alpha$ -Kanälen gemessenen  $\gamma$ -Spektren scheinbar etwas besser beschrieben werden. Bei diesen Spektren fehlen im Vergleich zu den Rechnungen Ereignisse zwischen 7 und 9 MeV, was jedoch der geringen Statistik zugeschrieben werden kann. Die  $\gamma$ -Spektren der verschiedenen Kanäle unterscheiden sich in den Steigungen. Die  $\gamma$ -Spektren der  $\alpha$ -Kanäle verlaufen steiler, da die Emission eines  $\alpha$ -Teilchens im 1. Zerfallsschritt im Mittel zu niedrigeren Anregungsenergien in der Tochter führt als vergleichsweise die Emission eines Protons. Vergleicht man das  $\gamma$ -Spektrum koinzident zum  $1p(1\alpha)$ -Kanal mit dem Spektrum koinzident zu allen  $p(\alpha)$ -Kanälen, dann erkennt man, wie bei den Mehrteilchen-Kanälen weniger Gesamtenergie in  $\gamma$ -Strahlung geht, und daher entsprechend mehr niederenergetische  $\gamma$ -Quanten emittiert werden.

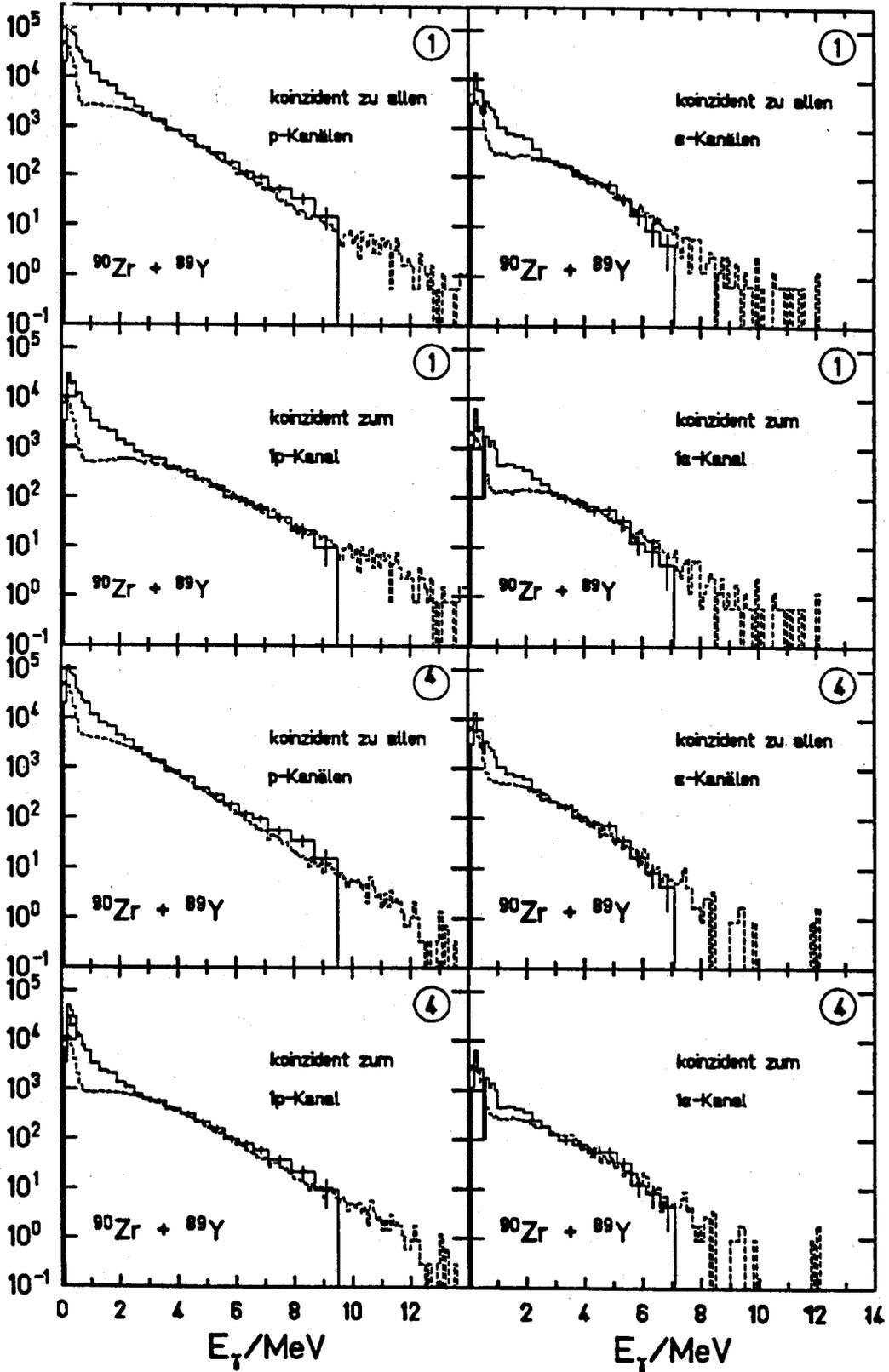
Bei kleinen Energien ist die in CODEX von kollektiven E2-Übergängen entlang der Yrast-Linie herrührende Erhöhung zu erkennen. Auch im Experiment zeigt sich eine Überhöhung. Doch ist der Übergang von  $\gamma$ -Energien aus statistischen E1- und E2- zu kollektiven E2-Übergängen in der Rechnung nicht fließend. Diese Tatsache und auch eine ungenügende Beschreibung der Niveaudichte nahe des Grundzustands sind vermutlich für die Diskrepanz zwischen den berechneten und den gemessenen  $\gamma$ -Spektren bei kleinen Energien verantwortlich. Möglicherweise spielen auch Fehler bei der Entfaltung der gemessenen Spektren eine geringfügige Rolle. Der Einfluß der Niveaudichte auf  $\gamma$ -Energien unterhalb von 3 MeV zeigt sich auch beim Vergleich der Spektren von Rechnung Nr. 1 und Rechnung Nr. 4, wobei letztere eine etwas bessere Beschreibung liefert.

**Abbildung 37:** Gemessene (volle Symbole) Energiespektren der  $\alpha$ -Teilchen des  $1\alpha$ -Kanals und der  $\alpha$ -Teilchen aller  $\alpha$ -Kanäle ausgenommen des  $1\alpha$ -Kanals im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  im Vergleich mit CODEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Die berechneten Spektren wurden auf der hochenergetischen Flanke den gemessenen Spektren angepaßt. Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 5. In den Teilabbildungen 1 sind die statistischen Fehler angegeben.

$d^2\sigma/dE d\Omega$  in rel. Einh.



Ereignisse pro MeV



Weitere Ergebnisse zur Rechnung Nr. 4 sind im Anhang A.2 zu finden. Unter anderem sind die Energieverteilungen der Protonen und  $\alpha$ -Teilchen der verschiedenen Ausgangskanäle sowie die Energiespektren des 1p- und des 1p1n-Kanals bei Emission der Teilchen in verschiedenen Schritten der Zerfallskaskade gezeigt. Es wird deutlich, wie die Lage des Schwerpunkts und die Form der Energiespektren von dem Anregungszustand abhängen, aus dem die Teilchen emittiert werden. Dieser Einfluß des Anregungsenergiezustandes, aber auch die Aufteilung der gesamten ursprünglichen Anregungsenergie auf die einzelnen Teilchen und  $\gamma$ -Quanten sind der Grund dafür, daß zu jedem Ausgangskanal ein spezifisches Energiespektrum der Teilchen und der  $\gamma$ -Quanten gehört. Somit werden auch die Formen des Protonen- und  $\gamma$ -Spektrums aller p-Kanäle bzw. des  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Spektrums aller  $\alpha$ -Kanäle in starkem Maße von dem relativen Anteil der einzelnen Kanäle bestimmt.

Den gemessenen Spektren der Summe der Protonen- bzw.  $\alpha$ -Energie und der  $\gamma$ -Summenenergien in Abbildung 21 ist zu entnehmen, daß der 1p-Kanal mit etwa 35% am gesamten Protonenspektrum bzw. der  $1\alpha$ -Kanal mit etwa 73% am gesamten  $\alpha$ -Spektrum beteiligt ist. Diese Zahlen werden auch von der Rechnung Nr. 4 (Tabelle 13 im Anhang A.2) in etwa richtig wiedergegeben (20% beim 1p- bzw. 44% beim  $1\alpha$ -Kanal). Dieser Vergleich ist gerechtfertigt, da die berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten für Protonen aller p-Kanäle bzw.  $\alpha$ -Teilchen aller  $\alpha$ -Kanäle und Protonen des 1p-Kanals bzw.  $\alpha$ -Teilchen des  $1\alpha$ -Kanals nahezu gleich sind. Die von der Messung der geladenen Teilchen unabhängige Bestimmung der Wirkungsquerschnitte verschiedener Ausgangskanäle anhand der  $\alpha$ -Zerfälle der Verdampfungsrestkerne zeigt bei den Protonen zu den eben angestellten Vergleichen konsistente Ergebnisse. Die Rechnung Nr. 4 kann im großen und ganzen die Querschnitte der 3 Hauptkanäle des Protonenspektrums (1p, 1p1n, 2p) recht gut wiedergeben. Diese Übereinstimmungen zeigen, daß eine etwaige Beschreibung des gesamten Protonenspektrums durch stärkere Wichtung anderer Kanäle (z. B. 2p1n oder 3p), was z. B. durch eine geeignete Änderung der Niveaudichte der entsprechenden Restkerne denkbar wäre, zu einer massiven Veränderung im Verhältnis der Querschnitte führen würde und daher als mögliche Erklärung ausscheidet.

In weiteren Rechnungen wurden die Parameterwerte gefunden, die sowohl alle Protonen- als auch alle  $\alpha$ -Spektren gut wiedergeben. Wie sich schon in der Rech-

**Abbildung 38:** Gemessene (durchgezogene Histogramme)  $\gamma$ -Spektren im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  im Vergleich mit CODEX-Rechnungen (gestrichelte Histogramme). Aus technischen Gründen konnten die  $\gamma$ -Spektren nur unterhalb von 9 MeV gemessen werden. Die berechneten Spektren sind auf die Anzahl der Ereignisse oberhalb von 3 MeV in den gemessenen Spektren normiert. Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 5. Die statistischen Fehler sind in jedem gemessenen Spektrum angegeben.

nung Nr. 1 gezeigt hat, muß die Standardniveaudichte ( $f_a=1$ ) gewählt werden. Die Verschiebung der Transmissionskoeffizienten zu kleineren Energien beträgt bei den Protonen 0.7 MeV und bei den  $\alpha$ -Teilchen 0.4 MeV. Die dazugehörigen Anregungsfunktionen wichen dann jedoch im Vergleich zur Rechnung Nr. 4 geringfügig stärker von den Meßdaten ab. Nach den in Kapitel 4.7 aufgezeigten Zusammenhängen entspricht die Energieverschiebung der Transmissionskoeffizienten um 0.4 MeV bei  $\alpha$ -Teilchen Kerndeformationen von  $|\beta| = 0.3 \pm 0.1$ . Bei den Protonen ergeben sich entsprechend der Energieverschiebung der Transmissionskoeffizienten von 0.7 MeV Deformationen von  $|\beta| > 0.8$ .

Eine weitere Änderung der Transmissionskoeffizienten wurde erreicht, indem das Kernpotential durch einen Radiusparameter  $\Delta R$  wie bei Vaz et al. [VaA84] vergrößert wurde (s. Kapitel 4.4). Mit den Werten  $\Delta R=1$  fm bei den Protonen und  $\Delta R=0.5$  fm bei den  $\alpha$ -Teilchen konnten zwar ungefähr die mittleren Energien, jedoch nicht die Formen der gemessenen Spektren wiedergegeben werden. Die für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen schon sehr unterschiedliche scheinbare Ausdehnung des Kernpotentials kann also in der von Vaz et al. [VaA84] gewählten Parametrisierung die gemessenen Spektren nicht erklären.

Die Schwierigkeiten bei der Beschreibung der Anregungsfunktionen war Anlaß zu weiteren Untersuchungen, deren wesentliche Ergebnisse im folgenden genannt werden.

Die Yrast-Linie wurde in mehreren Rechnungen erhöht und erniedrigt. Dies bedeutete eine Verringerung bzw. eine Erhöhung des Phasenraums für die Abdampfung. Als Folge davon änderte sich die Konkurrenz zur Spaltung, weshalb jedesmal die Spaltbarriere neu angepaßt wurde. Die Anregungsfunktionen zeigten sich bei Anregungsenergien  $< 30$  MeV zum großen Teil unempfindlich gegenüber den genannten Änderungen, mit Ausnahme des  $\gamma$ -Kanals. Da  $\gamma$ -Übergänge im Mittel zu höheren Anregungsenergien des Tochterkerns führen als Teilchenemissionen, und die Wahrscheinlichkeit für eine anschließende Spaltung dann nicht vernachlässigbar ist, reagiert der  $\gamma$ -Kanal empfindlich auf die Höhe der Spaltbarriere. Bei höheren Anregungsenergien zeigte sich die geänderte Spaltbarriere auch in den Teilchenkanälen, deren Querschnitte bei erhöhter Spaltbarriere dann leicht zunehmen. Die  $\gamma$ -Spektren oberhalb von 3 MeV und die Spektren der geladenen Teilchen wurden durch die Änderungen der Yrast-Linie nur geringfügig beeinflusst. In den  $\gamma$ -Spektren zeigten sich unterhalb von 3 MeV die entsprechenden Yrast-Übergangsenergien.

Eine Änderung der  $\gamma$ -Stärkefunktion mit dem Parameter  $\beta_\gamma$ , also eine Aufspaltung der Dipolriesenresonanz (s. Kapitel 4.3), erhöhte im wesentlichen die Querschnitte des  $\gamma$ -Kanals bzw. der Kanäle, bei denen wenig Teilchen emittiert werden. Die  $\gamma$ -Spektren selbst blieben in dem Energiebereich, in dem ein Vergleich mit dem Experiment möglich ist ( $< 9$  MeV), wenig berührt. Erst bei höheren  $\gamma$ -Energien machten sich die Unterschiede, die durch die Aufspaltung der Resonanzenergie

$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$						
Nr.	$\frac{B_{Fus}}{\text{MeV}}$	$\frac{E_{extra}}{\text{MeV}}$	$\frac{\sigma_{Fluk}}{B_{Fus}}$	$\frac{c}{\sigma_{Fluk}}$	$f_a$	$\beta_\gamma$
1	181.70	0.0	1.5%	2.3	1.0	0.0
2	181.70	0.0	1.5%	2.3	1.2	0.5

**Tabelle 6:** Parameterwerte, mit denen die im Text beschriebenen Rechnungen Nr. 1 - 2 (Spalte 1) zum System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$  durchgeführt wurden. Die Parameter der Spalten 2 bis 6 sind in Tabelle 5 beschrieben.  $\beta_\gamma$  ist der Deformationsparameter, mit dem die Aufspaltung der E1-Riesenresonanz in der  $\gamma$ -Stärkefunktion berechnet wird.

entstehen, bemerkbar (vgl. Abbildung 29).

Auch die Fusionsparameter wurden variiert, wobei auch jedesmal die Spaltbarriere neu angepaßt wurde. Es stellte sich heraus, daß sich mit den Parameterwerten  $E_{Extra} = 3.5 \text{ MeV}$ ,  $\sigma_{Fluk} = 0.04 B_{Fus}$ ,  $c = 1.4 \sigma_{Fluk}$ ,  $f_{fis} = 0.94$ ,  $\beta_\gamma = 0.5$ ,  $\Delta E_p = 0.8 \text{ MeV}$ ,  $\Delta E_\alpha = 0.4 \text{ MeV}$  sehr ähnliche Anregungsfunktionen ergeben wie bei der Rechnung Nr. 4. Die Energiespektren der  $\gamma$ -Quanten und der geladenen Teilchen waren im Rahmen der experimentellen Fehler identisch mit den in der Rechnung Nr. 4 berechneten Spektren. Dies zeigt, daß eine eindeutige Bestimmung der einzelnen Parameter, welche die Fusion beschreiben, nicht möglich ist.

Eine Berücksichtigung der kollektiven Erhöhung der Niveaudichte (s. Kapitel 4.6) bei der Deformation  $\beta=0.3$  führt wieder zu einer Änderung der Spaltkonkurrenz, da infolge der größeren Deformation am Sattelpunkt die Niveaudichte dort mehr erhöht wird als im Grundzustand. Nach Neuanpassung der Spaltbarriere wurden geringe Änderungen in den Anregungsfunktionen festgestellt, die jedoch keine bessere Beschreibung der Daten brachten. Der Einfluß auf die Energiespektren war ebenfalls sehr gering. Dies war auch zu erwarten, da einerseits die Transmissionskoeffizienten überhaupt nicht und die Steigung der Niveaudichte durch den Erhöhungsfaktor  $F_{rot}$  (s. Kapitel 4.6) nicht dramatisch geändert wurden.

Eine Rechnung mit der Massentabelle von Liran und Zeldes [LiZ76] brachte auch keine wesentlichen Unterschiede, da die Massenwerte ähnlich denen von Wapstra et al. waren. Jedoch bleibt festzuhalten, daß größere Korrekturen ( $\geq 0.5 \text{ MeV}$ ) einzelner Massenwerte zu deutlichen Änderungen im Verhältnis der Querschnitte der verschiedenen Ausgangskanäle führen können. Denn die Massenwerte nehmen über die Teilchenseparationsenergien sowie die Paarungs- und Schalenkorrekturen Einfluß auf die Niveaudichte des beim Kernzerfall bevölkerten Tochterkerns, und zwar bei jeder Zerfallsart in unterschiedlicher Weise. Da die genauen Massenwerte der Kerne um  $^{179}\text{Au}$  bisher experimentell nicht zugänglich waren und die Massenwerte in den vorliegenden Massentabellen daher berechnet oder durch Extrapolation bekannter Massenwerte ermittelt wurden, ist hierin eine Fehlerquelle bezüglich der Rechnungen gegeben.

$^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr} \rightarrow ^{182}\text{Hg}$						
Nr.	$\frac{B_{F_{\text{int}}}}{\text{MeV}}$	$\frac{E_{\text{exista}}}{\text{MeV}}$	$\frac{\sigma_{F_{\text{int}}}}{B_{F_{\text{int}}}}$	$\frac{c}{\sigma_{F_{\text{int}}}}$	$f_a$	$\beta_\gamma$
1	184.42	3.5	2.3%	3.2	1.0	0.0
2	184.42	3.5	2.3%	3.2	1.2	0.5

Tabelle 7: Wie in Tabelle 6, jedoch für das System  $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$ .

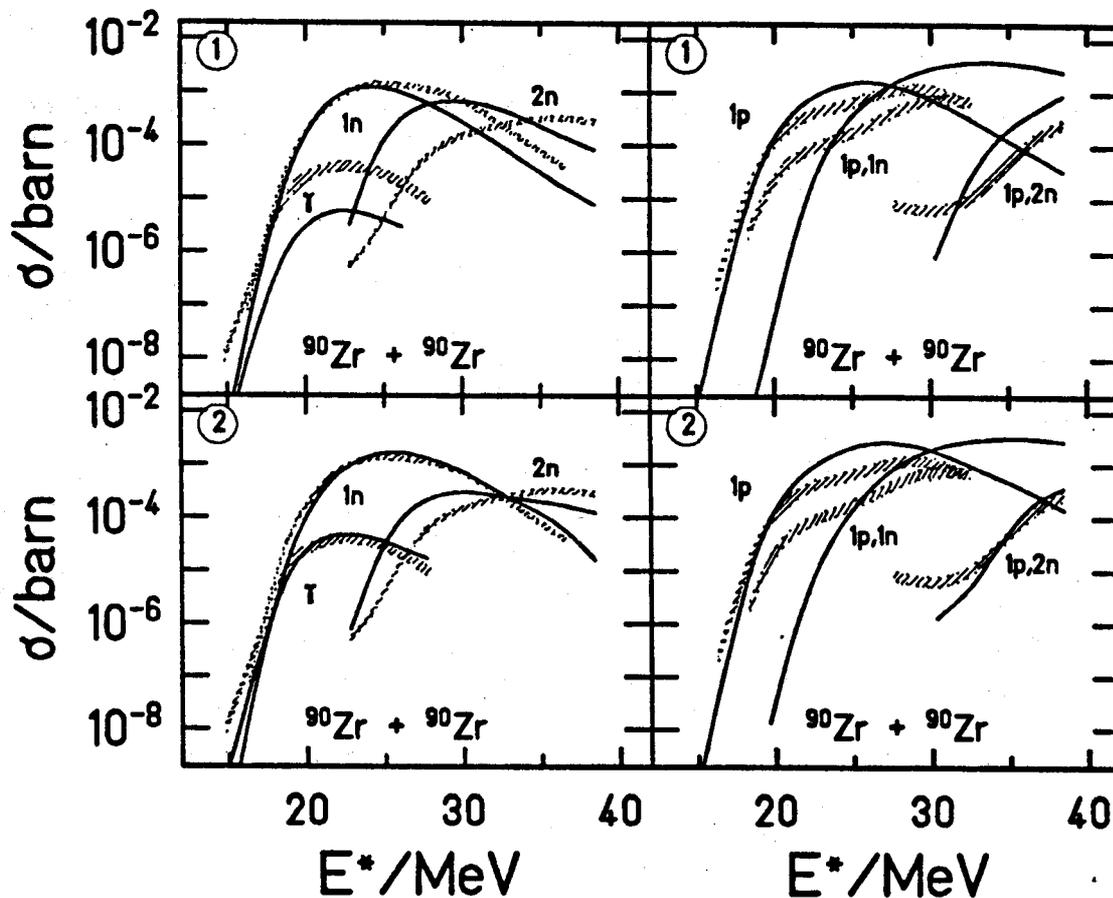


Abbildung 39: Gemessene (Bänder wie in Abbildung 31) Anregungsfunktionen der xn- und pxn-Kanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$  im Vergleich mit CO-DEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 6.

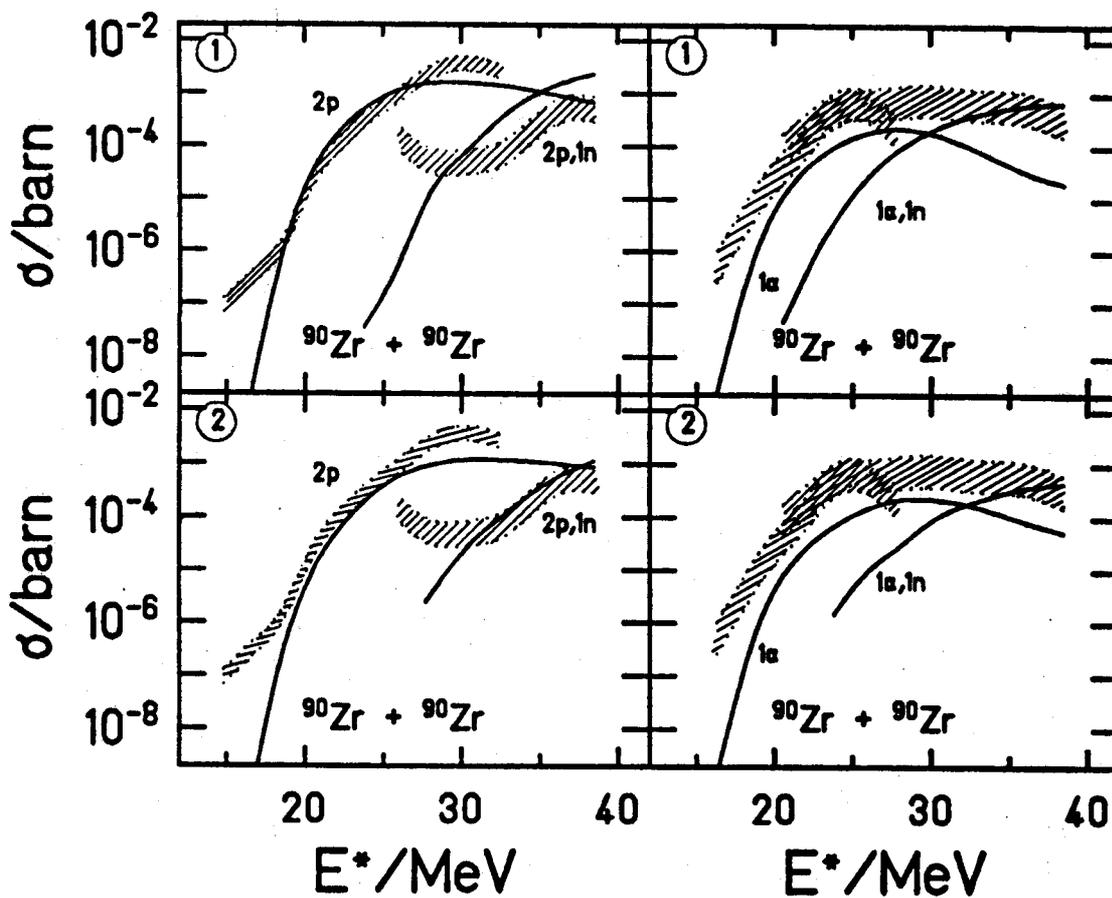


Abbildung 40: Gemessene (Bänder wie in Abbildung 31) Anregungsfunktionen der 2pxn- und  $\alpha$ xn-Kanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$  im Vergleich mit CO-DEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 6.

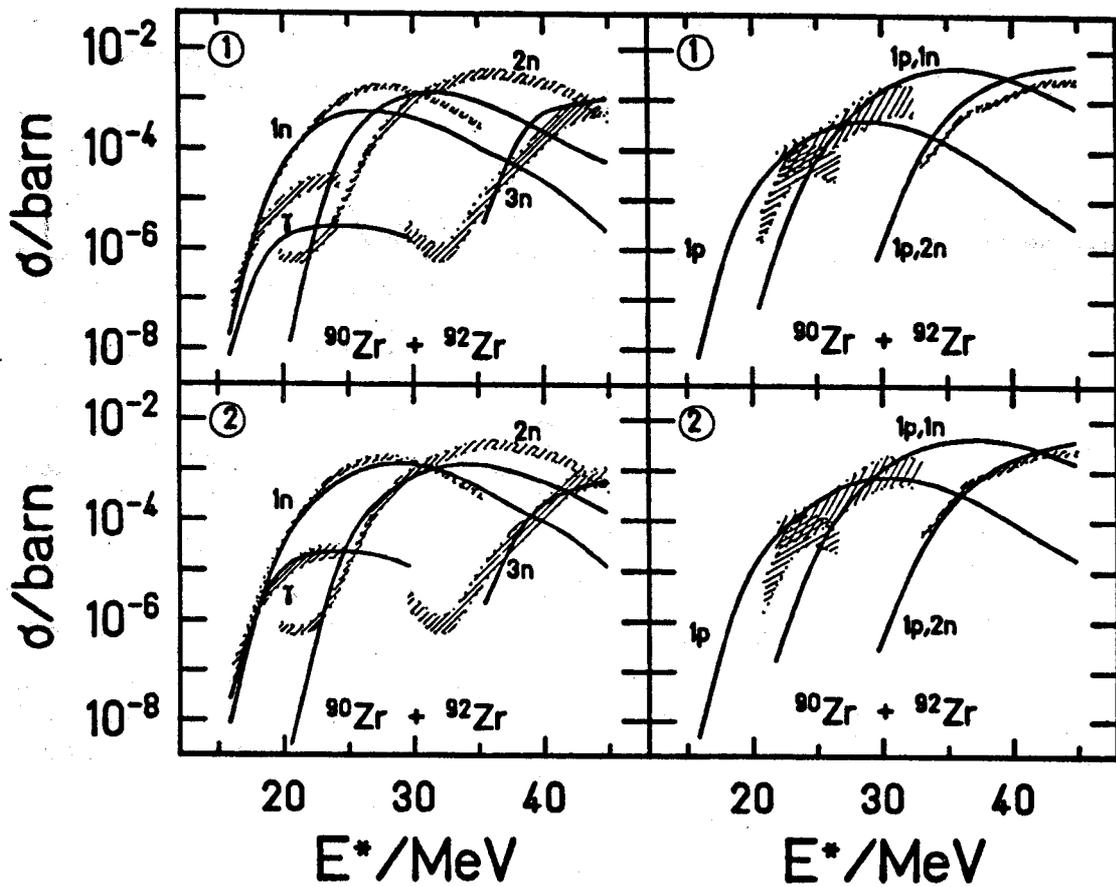


Abbildung 41: Gemessene (Bänder wie in Abbildung 32) Anregungsfunktionen der xn- und pxn-Kanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$  im Vergleich mit CODEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 7.

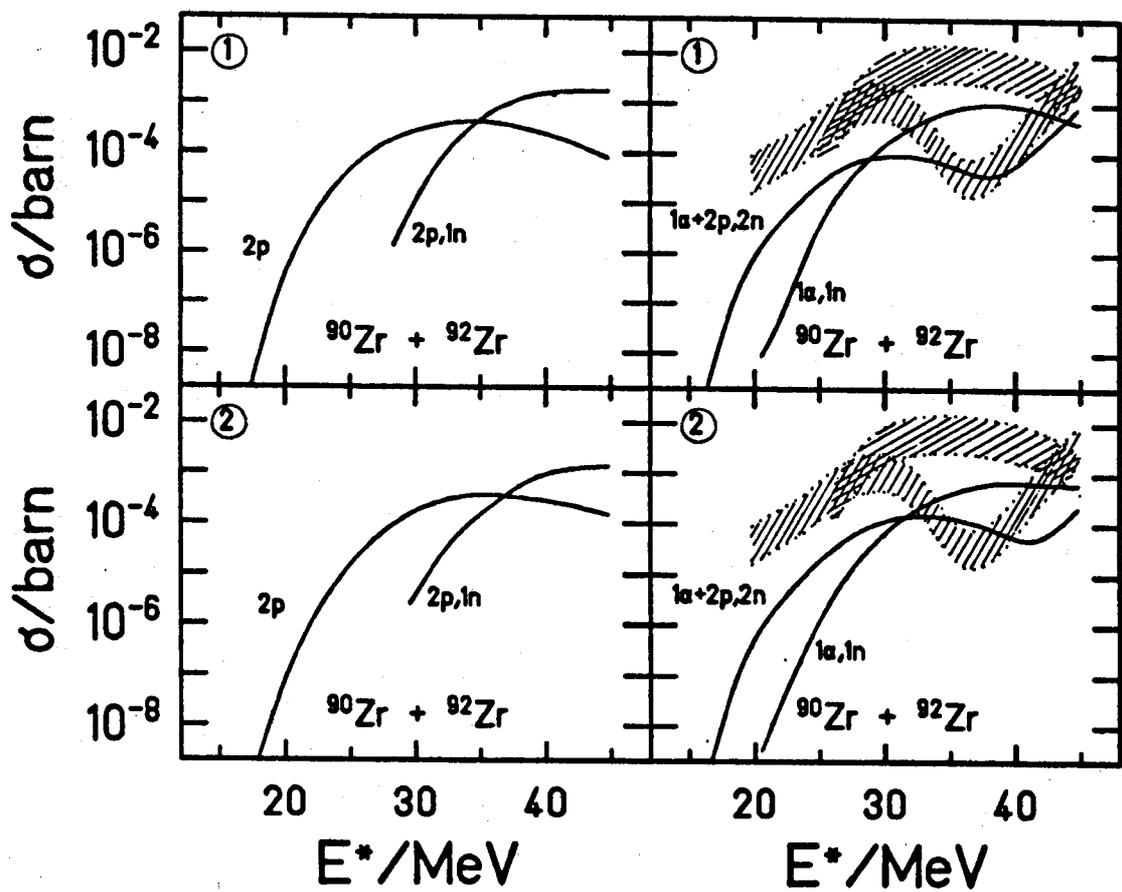


Abbildung 42: Gemessene (Bänder wie in Abbildung 32) Anregungsfunktionen der  $\alpha n$ -Kanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$  im Vergleich mit CODEX-Rechnungen (durchgezogene Linien). Zu den  $2pxn$ -Kanälen liegen keine experimentellen Daten vor. Daher sind hierzu nur die berechneten Anregungsfunktionen zu sehen. Die Nummern in der Abbildung kennzeichnen die Parameterwahl gemäß Tabelle 7.

Um die Güte der benutzten Niveaudichte zu testen, wurden auch in den Nachbarsystemen  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ , wo teilweise die gleichen Kerne bevölkert werden, Anregungsfunktionen berechnet und mit den Daten verglichen. Von jeweils 2 Rechnungen sind die variierten Parameter in der Tabelle 6 bzw. 7 aufgelistet. Die Fusionsparameter wurden wieder weitgehend von Keller et al. [KeS86] übernommen. Der Parameter  $\hbar\omega$  betrug in beiden Systemen 2.265 MeV. Die anderen Werte sind den Tabellen zu entnehmen. Die Tröpfchenspaltbarriere wurde ebenfalls in beiden Systemen mit  $f_{f,i}=0.94$  an die Daten angepaßt. Die Energieverschiebung der Transmissionskoeffizienten betrug sowohl bei Protonen als auch bei  $\alpha$ -Teilchen in allen gezeigten Rechnungen 0 MeV.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind für das System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$  in den Abbildungen 39 und 40 und für das System  $^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr}$  in den Abbildungen 41 und 42 zu sehen. In beiden Systemen bringt die Änderung des Niveaudichteparameters von seinem Standardwert in den Rechnungen Nr. 1 ( $f_a=1$ ) zu dem erhöhten Wert in den Rechnungen Nr. 2 ( $f_a=1.2$ ) eine bessere Beschreibung der experimentellen Anregungsfunktionen, genau wie im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ . Zusätzlich mußte jedoch die  $\gamma$ -Stärke ( $\beta_\gamma=0.5$ ) erhöht werden, um auch den  $\gamma$ -Kanal besser zu beschreiben. Dies nimmt aber keinen wesentlichen Einfluß auf die anderen Kanäle. Bemerkenswert ist, daß auch die Querschnitte der p-Kanäle ohne Verschiebung der Transmissionskoeffizienten im Rahmen der experimentellen Fehler im allgemeinen recht gut beschrieben werden, vielleicht eher überschätzt werden. Eine Ausnahme bildet der  $1p1n$ -Kanal im System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ , wo bei kleinen Anregungsenergien das Experiment sehr viel größere Querschnitte aufweist. Wie schon im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  wird auch in den Nachbarsystemen der  $2n$ -Kanal bei höheren Anregungsenergien von der Rechnung deutlich unterschätzt.

Im System  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$  wurden bei einer Anregungsenergie von 20 MeV auch die  $\gamma$ -Spektren des  $\gamma$ -Kanals und des  $1n$ -Kanals gemessen und mit Rechnungen nach dem statistischen Modell verglichen [ScS86,GoC86]. Mit diesen Rechnungen, in denen ähnliche Parameter wie bei den Rechnungen Nr.1 und Nr.2 (Tabelle 6) benutzt wurden, konnten die gemessenen  $\gamma$ -Spektren gut beschrieben werden.

Rechnungen mit Transmissionskoeffizienten, die wie bei der Rechnung Nr. 4 in Tabelle 5 zu kleineren Energien verschoben waren, führten in den Systemen  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  zu einer schlechteren Beschreibung der Wirkungsquerschnitte. Doch sollte man aufgrund dieses Ergebnisses keine Schlüsse auf die mögliche Form der Energiespektren geladener Teilchen in diesen Systemen schließen, solange diese nicht gemessen sind. Die Anregungsfunktionen werden auch von vielen anderen Parametern beeinflusst.

### 5.1.3 Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse

Mit den durchgeführten CODEX-Rechnungen konnten alle experimentellen Daten, nämlich die Energiespektren der geladenen Teilchen und der  $\gamma$ -Quanten bei verschiedenen mittleren Anregungsenergien sowie die Anregungsfunktionen verschiedener Ausgangskanäle, in dem System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  und benachbarten Systemen im Hinblick auf eine konsistente Erklärung nach dem statistischen Modell untersucht werden.

Es wurde gezeigt, daß mit Transmissionskoeffizienten, die an gemessene Fusionsquerschnitte von Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen mit sphärischen Kernen angepaßt sind, in dem System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  die berechneten Spektren geladener Teilchen im Vergleich mit den gemessenen Spektren zu höheren Energien verschoben sind. Da die gemessenen Querschnitte der p-Kanäle von der Rechnung unterschätzt werden, kann die Beobachtung auch als erhöhte Emissionswahrscheinlichkeit niederenergetischer geladener Teilchen interpretiert werden.

Während durch Variation anderer Modellparameter, die unabhängig von den Transmissionskoeffizienten sind, keine widerspruchsfreie Erklärung der Daten möglich ist, können mit Verschiebungen der Transmissionskoeffizienten der Protonen um 0.7 MeV und der  $\alpha$ -Teilchen um 0.4 MeV zu kleineren Energien und mit Niveaudichteparametern zwischen  $a=A/8.4$  und  $a=A/7$  sowohl sämtliche Energiespektren der geladenen Teilchen und der  $\gamma$ -Quanten als auch die Anregungsfunktionen im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  gut beschrieben werden.

Die Verschiebung der Transmissionskoeffizienten der  $\alpha$ -Teilchen um 0.4 MeV kann unter der Annahme von Kerndeformationen von etwa  $|\beta| = 0.3 \pm 0.1$  verstanden werden. Dagegen müßten zur Erklärung der Verschiebung der Transmissionskoeffizienten der Protonen sehr viel größere Deformationen von  $|\beta| > 0.8$  angenommen werden.

Da mit den Protonenspektren des 1p-Kanals und aller p-Kanäle außer dem 1p-Kanal sowie den  $\alpha$ -Spektren des  $1\alpha$ -Kanals und aller  $\alpha$ -Kanäle außer dem  $1\alpha$ -Kanal verschiedene Anregungsenergiebereiche abgetastet werden, ist zu folgern, daß die im Experiment in diesen Spektren beobachtete erhöhte Wahrscheinlichkeit für die Emission niederenergetischer Teilchen weitgehend unabhängig von der Anregungsenergie ist.

Weitere Parameter und Größen, die stark miteinander korreliert sind, wie die Yrast-Linie, die Spaltbarriere, die Fusionsparameter und der Parameter  $\beta_\gamma$ , der die Aufspaltung der Dipolriesenresonanz infolge von Deformation beschreibt, lassen sich anhand der vorliegenden Daten im einzelnen nicht genauer bestimmen.

## 5.2 Vergleich weiterer Energiespektren geladener Teilchen mit CODEX-Rechnungen

Auch zahlreiche andere experimentelle Spektren geladener Teilchen, die sich in der Literatur finden, wurden mit CODEX-Rechnungen verglichen. Sämtliche Vergleiche wurden, wenn nicht anders angegeben, mit den in Kapitel 5.1.2 definierten Standardrechnungen durchgeführt. Die experimentellen Massen wurden Tabellen von Wapstra et al. [WaA85] oder Liran et al. [LiZ76] entnommen. Spektren, die in der Literatur im Laborsystem gezeigt werden, wurden unter der Annahme einer isotropen Winkelverteilung im Schwerpunktsystem in dieses transformiert.

Die berechneten Spektren sind im Anhang A.4 im Vergleich mit den Meßdaten gezeigt. Einige wenige Beispiele werde ich jedoch in diesem Kapitel näher diskutieren. Für die getroffene Auswahl spielen verschiedene Aspekte eine Rolle. Zum einen wurden zu den Experimenten in der Literatur auch Rechnungen mit anderen Programmen durchgeführt, so daß diese Rechnungen mit CODEX-Rechnungen verglichen werden konnten. Zum anderen können die Beispiele im Hinblick auf aktuell geführte Diskussionen einen wichtigen Beitrag liefern.



In einer Arbeit von La Rana et al. [LRM87] wurden inklusive Energiespektren von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus dem System  ${}^{40}\text{Ar} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{67}\text{Ga}$  ( $E^* = 91$  MeV,  $l_{\text{crit}} = 46 \hbar$ ) gemessen und mit Rechnungen des Computerprogramms GANES [AjL86] verglichen. In den Rechnungen wurden die geladenen Teilchen in einem Schritt bei einer mittleren Anregungsenergie von 64 MeV emittiert. Bei Annahme eines sphärischen Compoundkerns sind die experimentellen gegenüber den von den Autoren berechneten Spektren sowohl bei den Protonen als auch bei den  $\alpha$ -Teilchen deutlich zu kleineren Energien hin verschoben.

In der Standardrechnung mit CODEX betrug bei der Projektilenergie von 4.75 MeV/u der maximale Anfangsdrehimpuls  $43 \hbar$ . Das Ergebnis der Rechnung ist in Abbildung 43 zu sehen. Die experimentellen Spektren wurden einer Veröffentlichung entnommen [LRM87], und die berechneten Spektren wurden auf deren hochenergetische Flanke normiert. Wie man sieht, wird das experimentelle  $\alpha$ -Spektrum sehr gut reproduziert. Auch das berechnete Protonenspektrum gibt den Verlauf des experimentellen Spektrums recht gut wieder. Eine kleine Energieverschiebung zu kleineren Energien hin und eine leichte Überhöhung des experimentellen Spektrums ist zu erkennen.

Zu einem ähnlichen Ergebnis kamen auch Govil et al. [GoH87], die ebenfalls bei Annahme eines sphärischen Compoundkerns die von La Rana et al. gemessenen  $\alpha$ -Spektren mit Rechnungen des Codes CASCADE [Puh77] exakt reproduzieren konnten. Auch von einer guten Übereinstimmung bezüglich der gemessenen und berechneten Protonenspektren wird berichtet [GoH87].

Wenn auch nicht in einem Monte-Carlo-Programm sondern auf andere Weise,

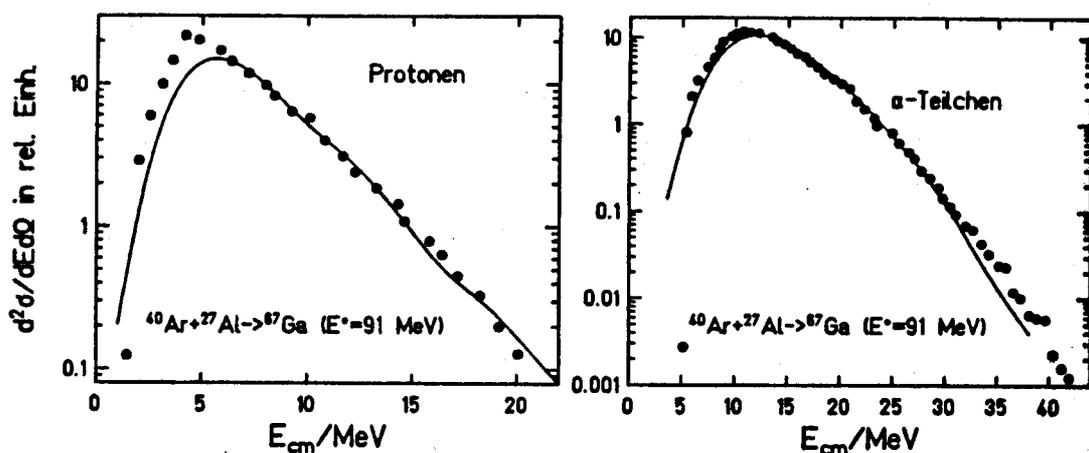


Abbildung 43: Die experimentellen (volle Symbole) Protonen- und  $\alpha$ -Spektren der angegebenen Reaktion aus [LRM87] im Vergleich mit den Ergebnissen einer Standardrechnung mit CODEX (durchgezogene Linien). Die berechneten Spektren sind an die hochenergetischen Flanken der gemessenen Spektren angepaßt.

wurde bei den Rechnungen von Govil et al. wie bei CODEX berücksichtigt, daß im Verlaufe einer Zerfallskaskade Protonen und  $\alpha$ -Teilchen aus verschiedenen Anregungsenergiezuständen emittiert werden. Die Transmissionskoeffizienten wurden mit experimentell ermittelten optischen-Modell-Parametern für sphärische Kerne errechnet. Als Niveaudichteformel wurde die eines Fermigases mit äquidistanten Einteilchen-Zuständen und konstantem Niveaudichteparameter verwendet. Im Gegensatz zu dem Programm CODEX wurde eine von der Anregungsenergie und dem jeweiligen Isotop unabhängige konstante Paarungskorrektur benutzt. Schaleneffekte wurden vernachlässigt. Dafür wurde jedoch die Yrast-Linie dem gemessenen  $\alpha$ -Spektrum angepaßt. Die Anfangsdrehimpulsverteilung endete bei etwa  $46 \hbar$  mit einer Unschärfe von  $2 \hbar$ .

Während eine große Diskrepanz zwischen den Rechnungen von GANES und CODEX besteht, ist die Übereinstimmung zwischen der CASCADE und der CODEX-Rechnung sehr gut, wobei allerdings in CODEX kein Parameter angepaßt wurde.



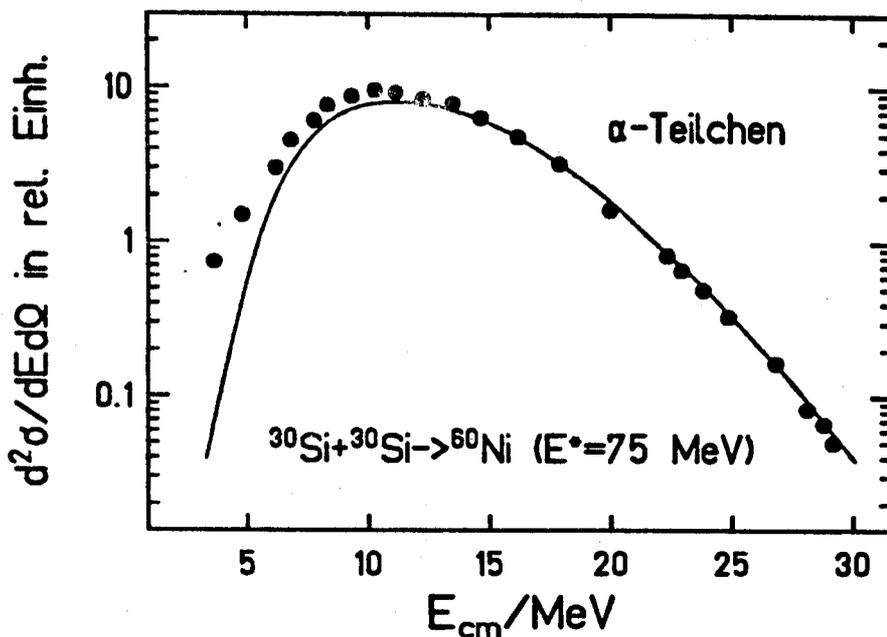


Abbildung 44: Die experimentellen (volle Symbole) Protonen- und  $\alpha$ -Spektren der angegebenen Reaktion aus [LRM88] im Vergleich mit den Ergebnissen einer Standardrechnung mit CODEX (durchgezogene Linien) (Normierung wie in Abbildung 43).

In einem weiteren Beispiel zeigt sich die große Diskrepanz zwischen Rechnungen mit GANES und mit CODEX. In dem System  $^{30}\text{Si} + ^{30}\text{Si} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$  ( $E^* = 75$  MeV,  $l_{\text{crit}} = 38 \hbar$ ) wurden die inklusiv gemessenen  $\alpha$ -Spektren mit GANES-Rechnungen unter der Annahme eines sphärischen Compoundkerns verglichen [LRM88]. La Rana et al. stellten wieder eine große Verschiebung der Daten zu kleineren Energien hin im Vergleich mit den Rechnungen fest. Dagegen kann mit einer CODEX-Rechnung unter den gleichen Annahmen das gemessene Spektrum sehr gut beschrieben werden (Abbildung 44). Der maximale Drehimpuls der Anfangsdrehimpulsverteilung betrug dabei  $40 \hbar$ .

Da La Rana et al. die Äquivalenz ihrer Rechnungen mit dem 1-Schritt-Programm GANES zu Rechnungen mit dem Viel-Schritt-Programm LILITA zeigen, folgt ebenfalls ein deutlicher Unterschied zwischen CODEX und LILITA.



In der Reaktion  $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{122}\text{Ba}$  ( $E^* = 64$  MeV) wurden von Bösser et al. [BoK85] unter anderem Protonen in Koinzidenz zu Verdampfungsrestkernen der Masse  $A=119$  gemessen. In einer vorläufigen Datenanalyse zeigt eine CASCADE-Rechnung, daß das gemessene Spektrum zu kleineren Energien hin verschoben ist. Das mit CODEX erhaltene Spektrum (Abbildung 45), das eine Addition der Protonenspektren des  $1p2n$ -,  $2p1n$ - und  $3p$ -Kanals ist, kann ebenfalls das experimentelle Spektrum nicht wiedergeben und ist dem Ergebnis der CASCADE-Rechnung

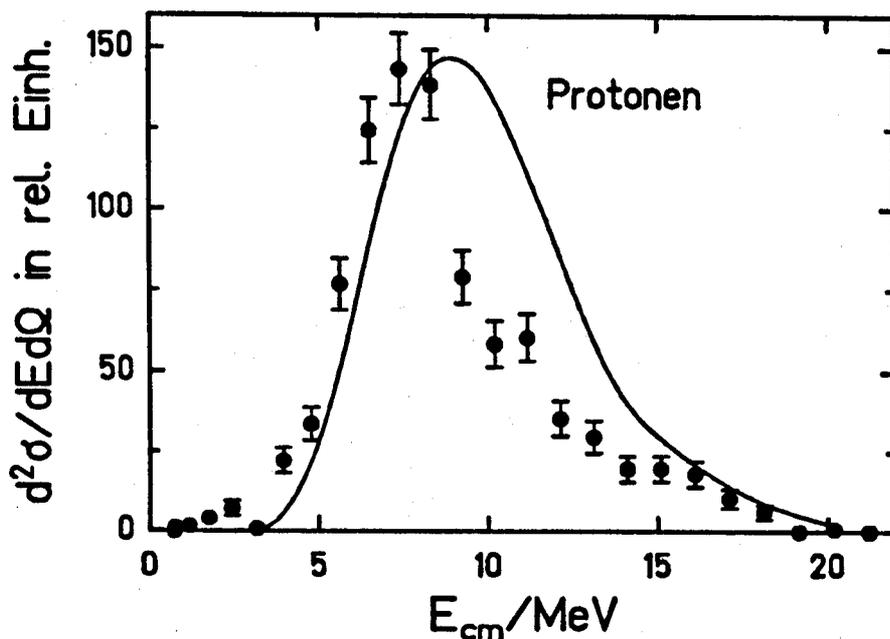


Abbildung 45: Das experimentelle (volle Symbole) Protonenspektrum in Koinkidenz zu Verdampfungsrestkernen der Masse  $A=119$  aus der Reaktion  $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{122}\text{Ba}$  ( $E^* = 66 \text{ MeV}$ ) aus [BoK85] im Vergleich mit dem Ergebnis einer Standardrechnung mit CODEX (durchgezogene Linie). Das berechnete Spektrum ist auf den Inhalt des gemessenen Spektrums normiert.

ähnlich. Die Fehler in Abbildung 45 sind statistische Fehler und ergaben sich aus der Anzahl der Ereignisse des in [BoK85] gezeigten Spektrums. In dieser Referenz wird auch auf Strukturen in den gemessenen Protonenspektren hingewiesen.



In dem schweren Compoundsystem  $^6\text{Li} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{203}\text{Pb}$  ( $E^* = 80 \text{ MeV}$ ) wurden von Vigdor et al. [VKa82] Energiespektren von emittierten Protonen und  $\alpha$ -Teilchen gemessen und mit Rechnungen verglichen. Dabei wurde eine modifizierte Form des Verdampfungsprogramms MB-II [BeB77] benutzt. Die Transmissionskoeffizienten ergaben sich aus optischen-Modell-Rechnungen. In Übereinstimmung mit den CODEX-Rechnungen (Abbildung 46) kann das gemessene  $\alpha$ -Spektrum recht gut beschrieben werden, während das Protonenspektrum in der Messung sehr viel mehr Ereignisse bei hohen Energien zeigt. Vigdor et al. [VKa82] erklären diese Abweichung mit Präequilibriumsprozessen, die bei der Einschussenergie der  $^6\text{Li}$ -Projektile von etwa  $12.5 \text{ MeV/u}$  mit hoher Wahrscheinlichkeit auftreten.



Bei einer relativ hohen Anregungsenergie von  $173 \text{ MeV}$  in der Reaktion  $^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{197}\text{Tl}$  wurde von Vaz et al. [VaL84] die Emission von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen gemessen. Vergleiche der experimentellen Spektren mit unterschiedlichen Rechnungen findet man in [VaL84] und [VaA84]. In [VaL84] wurden zunächst in einer

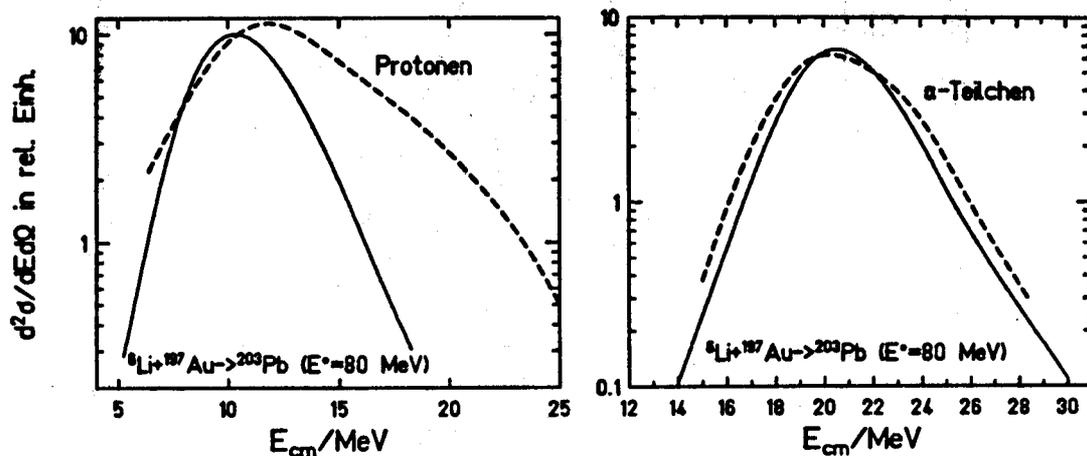


Abbildung 46: Die experimentellen (gestrichelte Linien) Protonen- und  $\alpha$ -Spektren der angegebenen Reaktion aus [VKa82] im Vergleich mit den Ergebnissen einer Standardrechnung mit CODEX (durchgezogene Linien). Die Normierung der berechneten Spektren ist willkürlich.

einfachen Analyse [AlG82] aus den mittleren Energien der gemessenen Spektren und den Anisotropien in den Winkelverteilungen Erniedrigungen der Emissionsbarrieren gegenüber den Fusionsbarrieren von  $>3\text{MeV}$  festgestellt. In Verdampfungsrechnungen, in denen eine Niveaudichte mit einer konstanten Temperatur von  $2.8\text{ MeV}$ , was einer Teilchenemission im 1. Zerfallsschritt entspricht, benutzt wurde, konnten die gemessenen Spektren durch Anpassung der mittleren Emissionsbarrieren und unter Annahme von breiten Barrierenverteilungen beschrieben werden. Die daraus resultierenden Erniedrigungen der Emissionsbarrieren waren zwar geringer, aber immer noch größer als  $2\text{ MeV}$ . In einer anderen, sehr ähnlichen Rechnung in [VaA84] wurden Transmissionskoeffizienten benutzt, die an gemessene Fusionsquerschnitte von  $\alpha$ -Teilchen mit sphärischen Kernen angepaßt waren. Hier zeigte sich im Vergleich zur Rechnung im Experiment ebenfalls eine erhöhte Emission von  $\alpha$ -Teilchen bei kleinen Energien.

Ein ähnliches Ergebnis wurde auch mit der Standardrechnung von CODEX erhalten, wie in Abbildung 47 zu sehen ist. Doch ist die Diskrepanz zu dem experimentellen  $\alpha$ -Spektrum weniger stark als in [VaA84]. Der Grund liegt wohl hauptsächlich darin, daß in CODEX nicht nur die Emission von Teilchen im 1. Zerfallsschritt, wie in [VaA84], sondern während der gesamten Zerfallskaskade in Betracht gezogen wird.

In einer weiteren CODEX-Rechnung wurden die Transmissionskoeffizienten für

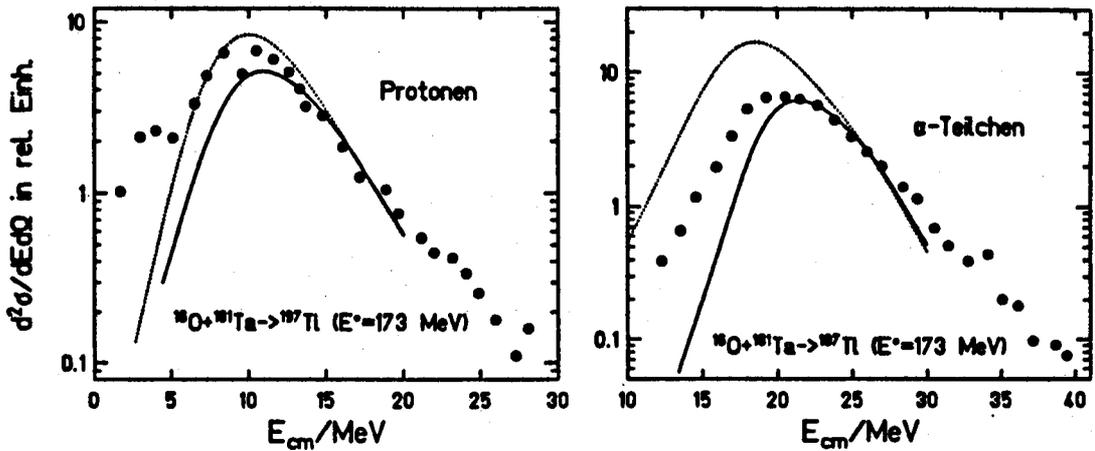


Abbildung 47: Die experimentellen (volle Symbole) Protonen- und  $\alpha$ -Spektren der angegebenen Reaktion aus [VaL84] im Vergleich mit den Ergebnissen einer Standardrechnung mit CODEX (durchgezogene Kurve) und einer Rechnung, bei der die Transmissionskoeffizienten für Protonen um 1.5 MeV und für  $\alpha$ -Teilchen um 3 MeV zu kleineren Energien hin verschoben wurden (gepunktete Kurve) (Normierung wie in Abbildung 43).

$\alpha$ -Teilchen um 3 MeV und für Protonen um 1.5 MeV zu kleineren Energien hin verschoben. Die Ergebnisse sind in Abbildung 47 als gepunktete Kurven gezeigt, die wieder auf der hochenergetischen Seite an das jeweilige experimentelle Spektrum angepaßt sind. Der Wert von 3 MeV bei den  $\alpha$ -Teilchen, der aufgrund der von Alexander et al. [AlG82] deduzierten Barrierenerniedrigung von 3.1 MeV so gewählt wurde, führt zu einer großen Überschätzung des  $\alpha$ -Spektrums bei kleinen Energien und steht damit im Widerspruch zu den Ergebnissen von Alexander et al. [AlG82] und von Vaz et al. [VaL84]. Im Protonenspektrum, das mit einer Energieverschiebung der Transmissionskoeffizienten sphärischer Kerne von 1.5 MeV recht gut beschrieben werden kann, zeigt sich ebenfalls ein deutlicher Widerspruch zu den erwähnten Untersuchungen von Vaz et al. [VaL84].

Bei hohen Energien liegen die von CODEX berechneten Spektren unterhalb der Datenpunkte. Dies liegt vermutlich an der Anfangsdrehimpulsverteilung, einer möglicherweise zu niedrigen Spaltbarriere oder auch an der Yrast-Linie, weniger an der Niveaudichte. Bei hohen Spins des Compoundkerns, bei denen auch die Yrast-Linie steiler verläuft und daher die Niveaudichte mit steigendem Spin deutlich kleiner wird, nimmt die Wahrscheinlichkeit für die Emission von Teilchen, insbesondere  $\alpha$ -Teilchen, mit hohem Bahndrehimpuls und damit auch mit höhe-

rer Energie zu, da somit Bereiche höherer Niveaudichte erreicht werden. Werden durch fehlende hohe Anfangsdrehimpulse oder durch eine zu starke Spaltkonkurrenz diese hohen Kernspins von der Abdampfung ausgeschlossen, dann führt dies zu der genannten Unterschätzung des Spektrums bei hohen Energien.

Aus Abbildung 47 wird, wie bereits in Kapitel 5.1.2 diskutiert, auch deutlich, daß die hochenergetische Flanke des Spektrums selbst von drastischen Änderungen der Transmissionskoeffizienten nicht berührt wird. Teilchen, die mit Energien oberhalb der Barriere emittiert werden, wo die Transmissionskoeffizienten nahezu 1 und damit konstant sind, reagieren nicht empfindlich auf die Änderung der tief unter ihnen liegenden Potentiallandschaft. Erst niederenergetische Teilchen, die durch das Potential tunneln müssen, sind sehr empfindlich auf dessen genaue Form, wobei die schwereren  $\alpha$ -Teilchen im Vergleich zu den Protonen sensibler sind.

Man kann weiter folgern, daß bei hohen Anregungsenergien, bei denen Teilchen mit hohen Energien emittiert werden können, die spezielle Potentialform weniger eine Rolle spielt als bei niedrigen Anregungsenergien, bei denen aufgrund des kleinen Phasenraums nur noch Teilchen, die durch den Potentialwall tunneln, den Kern verlassen können. Insofern ist der Effekt einer erhöhten Teilchenemission bei kleinen Teilchenenergien auch bei anfänglich hohen Temperaturen mehr auf die Emission aus niedrigliegenden Anregungszuständen zurückzuführen.

### 5.3 Systematik der Diskrepanzen zwischen Experimenten und Rechnungen

Um einen Überblick über den Vergleich der CODEX-Rechnungen mit den gemessenen Spektren zu erhalten, wurden in den Abbildungen 48 und 49 zweierlei Energieverschiebungen als Funktion der Kernladungszahl  $Z$  des Compoundkerns aufgetragen.

Zum einen ist die Differenz der Energien der Maxima  $\Delta E_{max} = E_{max}(\text{Rechnung}) - E_{max}(\text{Messung})$ , zum anderen die Differenz derjenigen Energien, bei denen die halbe Höhe der Spektren auf der niederenergetischen Seite erreicht wird,  $\Delta E_{1/2} = E_{1/2}(\text{Rechnung}) - E_{1/2}(\text{Messung})$  zu sehen. Das Verfahren zur Bestimmung dieser Größen ist jedoch mit großen Unsicherheiten behaftet. Die Ermittlung des Maximums des gemessenen Spektrums, das durch eine glatte Kurve angepaßt wurde, hängt stark von der Lage einzelner Datenpunkte in der Umgebung des Maximums ab. Ähnliches gilt auch für die Energie der halben Höhe. Zudem spielt für die Bestimmung von  $\Delta E_{1/2}$  die Anpassung von berechnetem und gemessenem Spektrum auf der hochenergetischen Seite eine große Rolle. Für eine objektive Beurteilung sei daher auf den Vergleich der gesamten Spektren (s. Kapitel 5.2 und Anhang A.4) verwiesen.

Dennoch lassen die Abbildungen 48 und 49 einige Aussagen zu. Zunächst ist

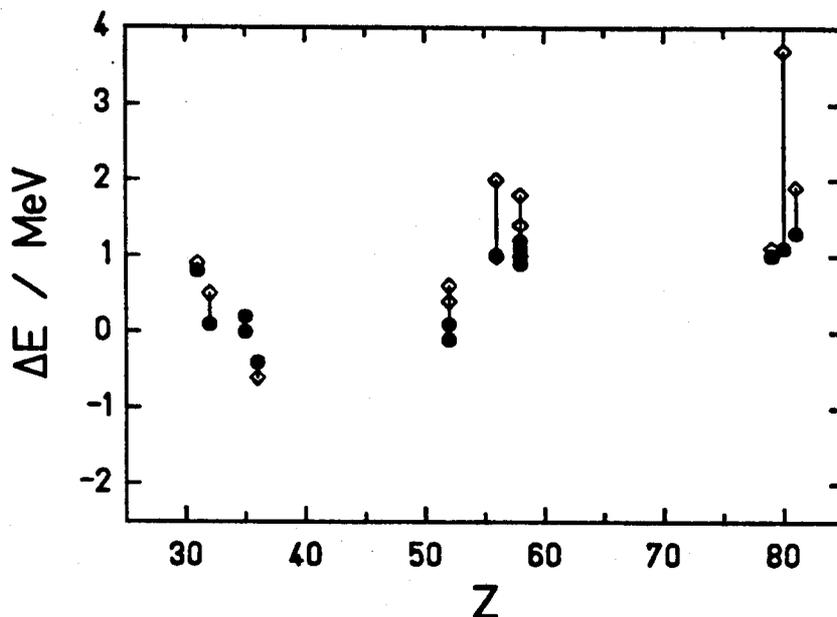


Abbildung 48: Differenzen der Energien der Maxima (volle Symbole) und halben Höhen (offene Symbole) zwischen berechneten und gemessenen Protonenspektren aufgetragen gegen die Kernladungszahl des Compoundkerns. Zusammengehörende Symbole sind mit durchgezogenen Linien verbunden.

weder bei den Protonen noch bei den  $\alpha$ -Teilchen ein einfacher Zusammenhang zwischen den Energieverschiebungen und  $Z$  zu erkennen. Bedenkt man, daß die Energieverschiebung ein Maß für die Erniedrigung der Abdampfungs- gegenüber der Fusionsbarriere ist, wie z. B. die beiden Rechnungen in Abbildung 47 zum Ausdruck bringen, dann ist ein grober Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit einer Systematik von Alexander et al. [AlG82] möglich. Alexander et al. betrachteten die Schwerpunkte gemessener Energieverteilungen sowie gemessene Anisotropien in der Winkelverteilung und erhielten damit in einer analytischen Formel die Emissionsbarriere. Eine Niveaudichte mit konstanter Temperatur, Transmissionskoeffizienten, die ab einem maximalen Drehimpuls null werden, und eine Teilchenemission aus einem einzigen effektiven Anregungszustand ( $J_{rms}, E^*$ ) wurden angenommen. Tendenziell sind bei Alexander et al. in denjenigen Systemen, die auch mit CODEX untersucht wurden, die Ergebnisse ähnlich wie in Abbildung 49.

Um bezüglich der Absolutwerte der Barriererniedrigungen einen Vergleich der Ergebnisse von Alexander et al. zu den Ergebnissen dieser Arbeit zu erhalten, wurden das  $\alpha$ -Spektrum des  $1\alpha$ -Kanals und das  $\alpha$ -Spektrum aller  $\alpha$ -Kanäle im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  mit dem Verfahren von Alexander et al. analysiert. Als Eingabewerte wurden dabei  $E^* = 26$  MeV für die Anregungsenergie und  $a = A/10$  für den Niveaudichteparameter eingesetzt. Der Anisotropieparameter  $\beta_2$  der Winkelverteilung, die nicht gemessen werden konnte, wurde zwischen  $\beta_2 = 0$  und  $\beta_2 = 0.3$  variiert. Mit der gemessenen mittleren Energie von  $\langle\langle \epsilon \rangle\rangle = 17.6$  MeV für das

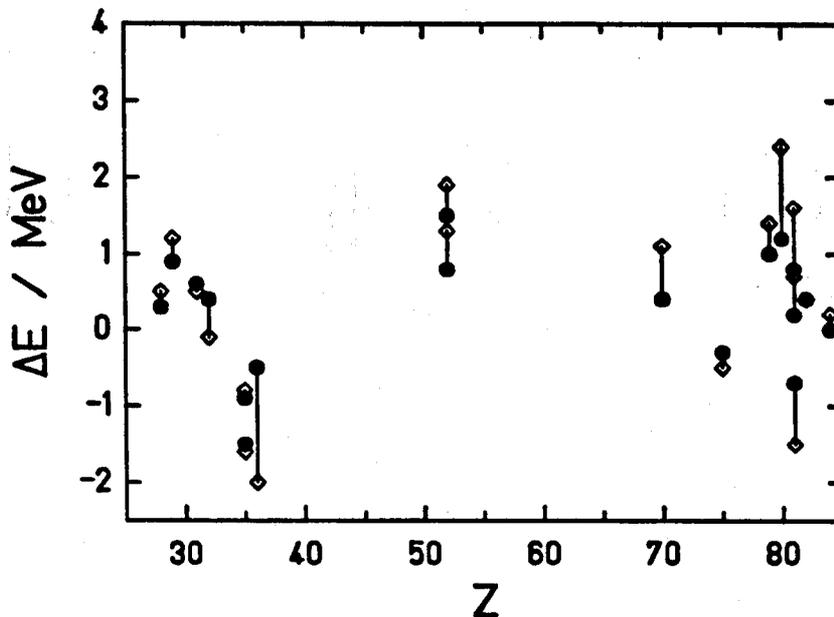


Abbildung 49: Differenzen der Energien der Maxima (volle Symbole) und halben Höhen (offene Symbole) zwischen berechneten und gemessenen  $\alpha$ -Spektren aufgetragen gegen die Massenzahl des Compoundkerns. Zusammengehörende Symbole sind mit durchgezogenen Linien verbunden.

$\alpha$ -Spektrum aller  $\alpha$ -Kanäle ergab sich eine Emissionsbarriere von 15.9 MeV. Dieser Wert bedeutet gegenüber der Fusionsbarriere von 19.7 MeV, die einer Systematik von Vaz et al. [VaA84] entnommen wurde, eine Barriererniedrigung von 3.8 MeV. Im Vergleich zu der Barriererniedrigung von 0.4 MeV, mit der in der CODEX-Rechnung das gemessene Spektrum beschrieben werden kann, ist dies ein gewaltiger Unterschied von 3.4 MeV.

Während Alexander et al. bei ihrer systematischen Analyse eine bezüglich des  $\alpha$ -Spektrums aller Kanäle mittlere Anregungsenergie annehmen mußten, hat man mit dem  $\alpha$ -Spektrum des  $1\alpha$ -Kanals in dieser Arbeit eine realistischere Zuordnung zu dem Anregungszustand ( $E^* = 26$  MeV), aus dem die  $\alpha$ -Teilchen emittiert werden. Eine Analyse gemäß der Methode von Alexander et al. [AlG82] mit der mittleren Energie von  $\langle \epsilon \rangle = 18.5$  MeV dieses Spektrums ergibt eine Barriererniedrigung von 2.8 MeV. Ein Variieren des Niveaudichteparameters von  $a = A/10$  bis  $a = A/7.5$ , womit die Anregungsfunktionen der verschiedenen Ausgangskanäle des Zerfalls von  $^{179}\text{Au}$  besser beschrieben werden können, resultiert in Emissionsbarrieren von 16.9 bis 17.1 MeV. Versucht man nun eine Emissionsbarriere von 17 MeV durch die Emission der  $\alpha$ -Teilchens aus den Spitzen eines prolat deformierten Kerns zu erklären, dann erhält man nach Alexander et al. Deformationen von  $\beta > 0.6$ . Bei Berücksichtigung einer Mittelung über verschiedene Emissionsrichtungen des  $\alpha$ -Teilchens relativ zur Symmetrieachse des Kerns, würde man noch größere Deformationen erhalten. Ein weiteres Beispiel für zu große Barrierener-

niedrigungen nach Alexander et al. wurde bereits im vorangegangenen Kapitel 5.2 im System  $^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{197}\text{Tl}$  angesprochen (s. Abbildung 47).

Aufgrund dieser Vergleiche der Analysen von Alexander et al. [AlG82] und den CODEX-Rechnungen dieser Arbeit ist zu vermuten, daß die in der Systematik von Alexander et al. angegebenen Emissionsbarrieren generell deutlich zu niedrig sind. Dementsprechend werden die damit erhaltenen Deformationen gewaltig überschätzt.

Wie bei den  $\alpha$ -Teilchen erkennt man auch bei den Protonen keine einfache Beziehung zwischen  $\Delta E$  und  $Z$ . Nur sehr grob kann man die Tendenz erkennen, daß eher bei schwereren Systemen eine erhöhte Teilchenemission bei kleineren Energien auftritt.

Bei anfänglichen Anregungsenergien von 26 MeV bis 173 MeV, die in den untersuchten Systemen vorkamen, war eine Korrelation zwischen  $\Delta E$  und der anfänglichen Temperatur nicht festzustellen. Nach den Ausführungen am Ende von Kapitel 5.2 kann dies dadurch erklärt werden, daß sich eine Barriererniedrigung, falls es sie gibt, erst auf Teilchen auswirkt, die bei sehr niedrigen Anregungsenergien emittiert werden.

Für eine noch detaillierte Interpretation der experimentellen Befunde anhand der Vergleich mit CODEX-Rechnungen müßten verschiedene andere Parameter untersucht und mit weiteren experimentellen Informationen, die zu einem System vorliegen, verglichen werden. Es ist darauf hinzuweisen, daß eine Änderung der Anfangsdrehimpulsverteilung, der Yrast-Linien, der meist nicht bekannten experimentellen Massen und damit der Schalen- und Paarungseffekte, u. a. die CODEX-Rechnungen beeinflussen. Auch experimentelle Unsicherheiten (Untergrund, Eichungen, Verteilung der Anregungsenergie bedingt durch die endliche Targetdicke, u. a.) können die Ergebnisse möglicherweise wesentlich verändern. Eine weitere Schwierigkeit besteht in der Transformation der Spektren vom Labor- ins Schwerpunktsystem, die meistens nur unter der Annahme einer isotropen Winkelverteilung im Schwerpunktsystem durchgeführt wird. Im Hinblick auf die Vielzahl bestehender Unsicherheiten wurden daher mit CODEX keine weiteren Untersuchungen angestellt.

## 6 Diskussion

### 6.1 Technische Aspekte

#### 6.1.1 Experimentelle Probleme und Entwicklungen

Diese Arbeit hat gezeigt, daß Targetverunreinigungen ein ernst zu nehmendes Problem bei der Messung geladener Teilchen sind. Wie Kennedy et al. [KeP72] bei Untersuchungen zur Verunreinigung von metallischen Folien ( $1\text{mg}/\text{cm}^2$ ) in der Gegend um Eisen feststellten, lagen die  $^{12}\text{C}$ - und  $^{16}\text{O}$ -Anteile in der Größenordnung 1%. Von Bedeutung ist der Wirkungsquerschnitt für die Teilchenemission in Reaktionen des Projektilstrahls mit Verunreinigungen im Verhältnis zum Querschnitt der Teilchenemission in der zu untersuchenden Reaktion. Auch die kinematischen Verhältnisse spielen dabei eine große Rolle. Da die Schwerpunktsgeschwindigkeit im System Projektil + Verunreinigung meistens größer ist, liegen die Laborenergien der aus dem Untergrundsystem emittierten Teilchen in Vorwärtsrichtung in der Nähe der hochenergetischen und in Rückwärtsrichtung in der Nähe der niedereenergetischen Seite des gewünschten Spektrums. Selbst kleine Mengen von in der Regel  $^1\text{H}$ ,  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  können daher in ungünstigen Fällen zu einer Verfälschung der gesuchten Spektren führen, insbesondere an deren Flanken.

Die Qualität einer Messung hängt angesichts dieser Tatsachen bei inklusiven Messungen stark vom Einzelfall ab. In einigen Experimenten wurden Untergrundspektren ermittelt und die Daten entsprechend korrigiert. Gefährlich ist es jedoch, allein mit der Bestimmung des gesamten Untergrundanteils zu argumentieren, der in der Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts zwar vernachlässigbar sein mag, sich aber dennoch auf die Ausläufer des gesuchten Spektrums auswirken kann.

Neben Verunreinigungen, die von chemischen Veränderungen der Targets (Oxidation, Einlagerung von Wasser, o. a.) oder Niederschlägen von Kohlenwasserstoffen des Pumpenöls oder Restgasen auf dem Target herrühren können, kann auch ein Halo des Strahls zu Reaktionen mit Fremdmaterialien (Blenden, Targeträhmchen, o. a.) und damit zu Untergrund führen. Alle diese Probleme können mit Koinzidenztechniken vermieden werden. Weist man geladene Teilchen in Koinzidenz mit dem zugehörigen Verdampfungsrestkern nach, dann können obendrein andere physikalische Prozesse, wie z. B. tiefinealistische Reaktionen, unvollständige Fusion, Spaltung, u. a. als Quelle für eine Teilchenemission ausgeschlossen werden. Koinzidenzexperimente sind daher im Hinblick auf präzise physikalische Informationen sehr vorteilhaft.

Ein weiterer wichtiger technischer Aspekt ist die Energieeichung. In der Literatur liest man meistens, daß die Energieeichung der gemessenen Impulshöhenverteilungen mit  $\alpha$ -Quellen vorgenommen wurde. Da jedoch die Energien der zu messenden

geladenen Teilchen im Laborsystem in Vorwärtsrichtung oft bei sehr viel höheren Werten liegen, muß die Eichung extrapoliert werden. Die Frage nach der Genauigkeit der Eichung bei hohen Energien darf dann gestellt werden. Ein weiteres Problem sind Energieverluste der emittierten Teilchen in diversen Totschichten, wie z. B. Abdeckfolien, Targets oder inaktiven Detektorschichten. Darauf muß korrigiert werden.

In dieser Arbeit wurden relevante Totschichten im Teleskop selbst durch die Verwendung von ionenimplantierten Detektoren vermieden. Ein günstiges Verfahren bezüglich der Eichung ist die Messung bekannter Reaktionen mit dem Teleskop in einem separaten Experiment und die Übertragung der dabei durchgeführten Eichung mittels eines Pulsgenerators auf das Hauptexperiment. Dieses Verfahren hat zusätzlich den Vorteil, daß man die bei der Eichmessung gewonnenen Erkenntnisse über Energiekorrelationen in den einzelnen Dioden des Teleskops zur Überprüfung der Eichung im Hauptexperiment ausnützen kann. Eine sehr vorteilhafte Methode ist die Eichung mit bekannten Reaktionen des Projektils mit einem geeigneten Target, so daß monoenergetische Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen bekannter Energie im gewünschten Energiebereich in die Meßposition des Detektors emittiert werden. Diese Möglichkeit hängt jedoch stark von den im einzelnen vorliegenden Verhältnissen ab und wird im allgemeinen nicht gegeben sein. Die elastische Streuung von  $^{90}\text{Zr}$  an  $^1\text{H}$  in inverser Kinematik, die in dem Experiment dieser Arbeit die monoenergetischen Protonen lieferte, war hervorragend zur Überprüfung der Eichung geeignet.

Diese Arbeit lieferte also auch einen Beitrag zum Formulieren und Lösen experimenteller Probleme bei der Messung geladener Teilchen in Compoundkernreaktionen.

### 6.1.2 Rechnungen nach dem statistischen Modell

Wie schon in der Einleitung angesprochen und in Kapitel 5.2 und 5.3 an einigen Beispielen gezeigt, spielen Rechnungen nach dem statistischen Modell im Hinblick auf eine Interpretation experimenteller Daten eine ebenso wichtige Rolle wie die Messungen. Die Schlußfolgerungen, die man aus Vergleichen von Rechnungen mit experimentellen Daten zieht, hängen sowohl von technischen als auch den physikalischen Inhalt betreffenden Aspekten der Rechnungen ab. Die große Vielfalt an bestehenden Rechenprogrammen sowie deren Anwendung rührt hauptsächlich daher, daß unterschiedliche experimentell zugängliche Observable, wie z. B. die Wirkungsquerschnitte für Compoundkernspaltung oder verschiedene Abdampfungskanäle, Energie- und Winkelverteilungen von  $\gamma$ -Strahlung oder leichten Teilchen beschrieben werden sollen. Da es in dieser Arbeit vorwiegend um Energiespektren geladener Teilchen und die daraus abgeleiteten Informationen geht, werde ich diesbezüglich Programme und Rechnungen diskutieren.

Zunächst muß festgestellt werden, daß eine einfache Analyse gemessener Energie- und Winkelverteilungen geladener Teilchen, wie sie von Alexander et al. [AlG82] durchgeführt wurde, zwar einen groben relativen Vergleich verschiedener Messungen erlaubt, jedoch im Hinblick auf absolute Barrierenerniedrigungen und daraus abgeleiteten Kerndeformationen zu falschen Aussagen führt. Diese Erkenntnis stellte sich bereits bei [VaA84] heraus und wurde in dieser Arbeit an Beispielen (Kapitel 5.2 und 5.3) erhärtet. Eine große Vereinfachung, die dabei gemacht wurde, war die Annahme, daß die Teilchenabdampfung durch die Emission in einem Zerfallsschritt aus Zuständen fester, meist der anfänglichen Anregungsenergie, beschrieben werden kann.

Diese Näherung oder, besser ausgedrückt, falsche Realisierung des statistischen Modells, die auch dem Programm GANES [AjL86] zugrunde liegt, ist mit großer Wahrscheinlichkeit der Grund dafür, daß in zahlreichen Arbeiten, in denen gemessene Spektren und Winkelverteilungen geladener Teilchen mit GANES-Rechnungen verglichen wurden, unerklärbar große Kerndeformationen angenommen werden mußten, bzw. neue physikalische Prozesse zur Compoundkernabregung formuliert wurden. Wie mehrmals in dieser Arbeit und auch in Übereinstimmung damit von Govil et al. [GoH87] gezeigt wurde, führt die Berücksichtigung der Teilchenemission entlang der gesamten Abregungskaskade dazu, daß bei Annahme einer Emission geladener Teilchen aus einem sphärischen Compoundkern die experimentellen Spektren nahezu exakt oder zumindest besser beschrieben werden können als mit den GANES-Rechnungen.

Bei der Berechnung der Energiespektren unter voller Berücksichtigung der Abregungskaskade gibt es unterschiedliche Verfahren. In analytischen Rechnungen wird zu allen Kernen, die bei Zerfällen bevölkert werden können, ausgehend von einer mittleren Anregungsenergie und einem mittleren Drehimpuls jeweils das Energiespektrum des betrachteten emittierten Teilchens berechnet. Diese Spektren werden dann gewichtet addiert, wobei der jeweilige Wichtungsfaktor proportional der Wahrscheinlichkeit ist, daß der entsprechende Kern während des Zerfalls bevölkert wird.

Ein anderes, detaillierteres Vorgehen ist die vollständige Simulation der Zerfälle in einem Monte-Carlo-Programm, wie es z. B. in dieser Arbeit realisiert wurde. Ein großer Vorteil liegt unter anderem darin, daß die Korrelationen zwischen interessanten physikalischen Größen in den Rechnungen enthalten sind und zu einem besseren Verständnis der Daten benutzt werden können. Beispiele hierfür sind im Anhang A.2 zu finden. Durch Berücksichtigung experimenteller Randbedingungen können ganze Experimente simuliert und auf diese Weise die gemessenen, unkorrigierten Daten direkt mit den Ergebnissen der Rechnung verglichen werden. Als Beispiel für eine Simulation unter Einbeziehung experimenteller Gegebenheiten können die zu Kapitel 3.5 durchgeführten Rechnungen angesehen werden.

Was trotz unterschiedlicher Programmtechniken alle Rechnungen verbindet, sind

die entscheidenden physikalischen Größen im statistischen Modell. Bezüglich der Niveaudichte wurde in CODEX im Vergleich zu anderen Programmen detaillierter auf individuelle Kerneigenschaften, wie Schalen- und Paarungseffekte sowie Korrekturen im Niveaudichteparameter aufgrund der endlichen Kernausdehnung eingegangen. Es gibt in dieser Arbeit zahlreiche Beispiele, daß damit die hochenergetische Seite von Spektren geladener Teilchen wie auch die Wirkungsquerschnitte verschiedener Ausgangskanäle ohne weitere Anpassung recht gut beschrieben werden können. Mehr im Detail liegende offene Fragen betreffen die Yrast-Linie und die Spaltbarrieren, sowie die Anfangsdrehimpulsverteilung, die sich aus dem zugrunde gelegten Fusionsmodell ergibt.

Mit der Benutzung der  $\gamma$ -Stärkefunktion der elektrischen Dipolriesenresonanz wurde in CODEX auch neueren Erkenntnissen entsprochen. Ältere Rechnungen, die man in der Literatur findet, wurden mit  $\gamma$ -Stärken für Einteilchenübergänge durchgeführt.

Ein sehr wichtiger Punkt bei der Berechnung der Spektren geladener Teilchen sind die Transmissionskoeffizienten. In den meisten Arbeiten wurden diese nach dem optischen Modell mit Parametern berechnet, die an Experimente zur Streuung leichter Teilchen an stabilen Kernen angepaßt wurden. Mit der Vorstellung, daß die Abdampfung von Teilchen, was das Durchlaufen der Potentiallandschaft betrifft, die Umkehrung der Fusion ist, wurden in CODEX Transmissionskoeffizienten benutzt, die an eine Reihe von gemessenen Fusionsquerschnitten von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen mit sphärischen Kernen angepaßt wurden. Im allgemeinen sind die auf diese Weise erhaltenen Transmissionskoeffizienten denen aus Berechnungen nach dem optischen Modell sehr ähnlich, wie man aus dem Vergleich einiger CODEX-Rechnungen mit anderen Rechnungen schließen kann. Da jedoch im optischen Modell lediglich der Absorptionsquerschnitt, also der Querschnitt, der nicht in die elastische Streuung geht, beschrieben wird, und daher darin neben der Fusion auch andere Prozesse, wie z. B. unelastische Anregungen, enthalten sind, kann es Fälle geben, in denen die Transmissionskoeffizienten aus dem optischen Modell deutlich größer sind als die aus den Fusionsquerschnitten abgeleiteten. Auch wird in Streuexperimenten mehr das Potential am Kernrand abgetastet und nicht so sehr in einem Bereich, durch den die Teilchen tunneln müssen.

Nach Untersuchungen von Horz [Hor88] ist auch die Berücksichtigung der Teilchenemission aus deformierten Kernen in CODEX in sehr guter Näherung möglich, zumindest für das in dieser Arbeit untersuchte System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ .

## 6.2 Interpretation der Ergebnisse

Zunächst müssen aufgrund der Erkenntnisse beim Vergleich der CODEX-Rechnungen mit Messungen oder mit anderen Verdampfungsprogrammen (s. Kapitel 5.2) die von La Rana et al. vorgeschlagenen Interpretationen korrigiert werden.

Ein Bedarf an „neuer Physik“ [LRM87], etwa der Vorstellung von einer nuklearen Stratosphäre scheint nach bisherigen Messungen zum Verständnis der Emission geladener Teilchen in den leichten Kernen ( $Z < 40$ ) nicht geboten. Unter der Annahme einer Emission aus sphärischen Kernen oder aus Kernen, die mit dem Modell des rotierenden Flüssigkeitströpfchens [CoP74, MuB82] zu verstehende Deformationen aufweisen, können die Energiespektren verstanden werden. Zur Erklärung von etwaigen Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen Spektren, etwa Unterschieden zwischen Protonen- und  $\alpha$ -Emission, gibt es neben möglichen experimentier- und analysetechnisch bedingten Fehlern noch Freiheiten im Rahmen der bestehenden Modellvorstellungen. Unter anderem ist darauf hinzuweisen, daß bei den leichten Kernen die genaue Berücksichtigung der Niveaudichte und der Übergangsmatrixelemente am Ende einer Abregungskaskade einen wesentlichen Einfluß auf die Beschreibung der Observablen haben kann. Teilchen, die bei kleinen Anregungsenergien oberhalb der Yrast-Linie emittiert werden, füllen das Energiespektrum auf der niederenergetischen Seite auf. Experimente von Wiley et al. [WiP73], die unter anderem Protonen- und  $\alpha$ -Spektren beim Zerfall niedrig angeregter Kerne ( $E^* = 19 - 23$  MeV) von  $Z = 28$  bis  $Z = 31$  gemessen haben, zeigen eine hohe Emissionswahrscheinlichkeit von Protonen des  $1p_{1/2}$ -Kanals. Diese Protonen haben eine schmale Energieverteilung um 2 MeV, die sich deutlich von der höhergelegenen Energieverteilung der Protonen des  $1p$ -Kanals abhebt.

Die in dieser Arbeit gemessenen Energiespektren geladener Teilchen und der  $\gamma$ -Quanten können mit einer von der Statistik bestimmten Teilchenemission und deutlich zu kleineren Energien verschobenen Transmissionskoeffizienten erklärt werden. Bezüglich der  $\alpha$ -Teilchen kann die Verschiebung unter der Annahme von Kerndeformationen mit ungefähr  $|\beta| = 0.3 \pm 0.1$  erklärt werden.

Diese Werte sind vergleichbar mit Grundzustandsdeformationen die für Kerne um  $^{179}\text{Au}$  berechnet und in benachbarten Isotopen [WaB87] gemessen wurden. Gemäß der Kenntnisse aus  $\gamma$ -Messungen ist auch in den Kernen um  $^{179}\text{Au}$  bei noch relativ niedrigen Anregungsenergien von  $< 26$  MeV ein Beibehalten der Grundzustandsdeformation oder eine Koexistenz von oblaten und prolaten Konfigurationen denkbar. Dies kann im Sinne einer statistischen Verteilung von Kernkonfigurationen verstanden werden, wobei die deformierten Zustände aufgrund ihrer großen Niveaudichten mit größerer Wahrscheinlichkeit auftreten.

Die Deformationen sind nicht mit dem RLD-Modell zu erklären, nach dem bei den vorliegenden Drehimpulsen die Kerne noch nahezu sphärisch sind [CoP74].

Bei der Fusion werden extreme Deformationen durchlaufen, wenn sich das System von dem Zustand zweier sich berührender Kerne hin zum Compoundkern entwickelt. Da das System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  an der Grenze zu dem Gebiet liegt, wo eine dynamische Fusionsbehinderung einsetzt, und die Potentialfläche hier sehr flach verläuft, geht die dynamische Formentwicklung relativ langsam vonstatten. Theoretisch werden Transitzeiten bis zu  $10^{-20}$  s erwartet. [NiS86, BIF86]. Die

Halbwertszeit für eine Teilchenemission aus dem Compoundkern bei 26 MeV Anregungsenergie ist nach den durchgeführten statistischen Modell-Rechnungen sehr viel länger ( $10^{-18}$  s). Daraus folgert man, daß die Teilchenspektren nicht empfindlich auf die dynamische Kernformentwicklung bei der Fusion sind.

Wie im Eingangskanal werden auch im Ausgangskanal extreme Deformationen durchlaufen, wenn sich der Compoundkern zum Sattelpunkt hinbewegt. Messungen zur Emission leichter Teilchen aus Compoundkernen mit Anregungsenergien  $> 100$  MeV haben gezeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für Teilchenemission gegenüber der Spaltwahrscheinlichkeit sehr viel größer ist, als nach dem Standard-Statistischen Modell erwartet wird [RiL82, GaB81]. Diese Beobachtung führte zu theoretischen Untersuchungen, in denen die Spaltung als Diffusionsprozeß beschrieben wird, währenddessen leichte Teilchen auf dem Weg zum Sattelpunkt emittiert werden [GrJ83, DeG86]. Doch die erhöhte Emissionswahrscheinlichkeit betrifft Protonen, Neutronen und  $\alpha$ -Teilchen in etwa gleichem Maße. Außerdem sagt das Diffusionsmodell für kleine Anregungsenergien verschwindend kleine Effekte vorher [Del88]. Im Rahmen dieses Modells können also die Ergebnisse im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  nicht erklärt werden.

Kernaushenungen infolge erhöhter Temperatur können allein die experimentellen Daten auch nicht erklären. Chen et al. berechneten das Wechselwirkungspotential zwischen  $\alpha$ -Teilchen bzw. Protonen und angeregten Kernen mit einem modifizierten Thomas-Fermi-Modell [ChN83]. Bei den zu betrachtenden Temperaturen sind bei  $^{197}\text{Au}$  die Barrierenerniedrigungen für  $\alpha$ -Teilchen  $< 100$  keV und für Protonen  $< 50$  keV.

All die bisher beschriebenen Betrachtungen über statische oder dynamische Deformationen betreffen die Protonen in entsprechender Weise wie die  $\alpha$ -Teilchen. Allerdings sind die grundzustandsähnlichen Deformationen nicht groß genug, um die Verschiebung der Transmissionkoeffizienten der Protonen vollständig zu erklären. Dies Tatsache kann unterschiedlich interpretiert werden. Man könnte nach einem Mechanismus suchen, der bei den Deformationen, welche die Protonendaten erklären, die  $\alpha$ -Spektren zu höheren Energien hin verschiebt oder bei den Deformationen, welche die  $\alpha$ -Spektren beschreiben, die zusätzliche Erhöhung der Emissionswahrscheinlichkeit niederenergetischer Protonen durch andere Effekte erklären. Auch an grundsätzlich neue Ideen, die sowohl die Protonen als auch die  $\alpha$ -Teilchen betreffen, kann gedacht werden. Angesichts der enormen Deformationen von  $|\beta| > 0.8$ , die zur näherungsweisen Beschreibung der Protonenspektren notwendig wären, und der Beschreibung der  $\alpha$ -Spektren mit erklärbaren grundzustandsähnlichen Deformationen, scheint ein zusätzlicher Mechanismus, der die Protonendaten erklärt, näherliegend zu sein.

Die Tatsache, daß sowohl Protonen aus höher angeregten Zuständen, wie die Protonen des 1p-Kanals, als auch Protonen aus niederenergetischeren Zuständen durch die gleiche Energieverschiebung der Transmissionskoeffizienten beschrieben werden

können, zeigt, daß der gesuchte Mechanismus im wesentlichen unabhängig von der Anregungsenergie auftritt, zumindest in dem Energiebereich, in dem diese Protonen emittiert werden. Es bedarf also diesbezüglich nicht eines genaueren Verständnisses der Niveaudichte, mit der ja die hochenergetischen Seiten der Spektren geladener Teilchen und auch die  $\gamma$ -Spektren gut beschrieben werden können, sondern der Übergangsmatrixelemente, die den Zerfall des anfänglichen Compoundzustandes in einen Endzustand beschreiben, der durch einen angeregten Restkern und ein freies Proton mit Energie  $E_p$  und Bahndrehimpuls  $l$  gekennzeichnet ist. Dazu ist es anschaulicher, die experimentellen Ergebnisse in etwas anderer Weise zu formulieren.

Unter der Annahme der zur Beschreibung der  $\alpha$ -Spektren gefundenen Kerndeformationen ergeben sich für Protonen Transmissionskoeffizienten, die näherungsweise um etwa 0.2 MeV zu kleineren Energien verschoben sind. Dann fehlt noch eine Verschiebung von 0.5 MeV zur vollständigen Wiedergabe der gemessenen Protonenspektren. Doch stattdessen können die Transmissionskoeffizienten, die soweit nur die Transmission  $P_l(E_p)$  einer Welle durch die Barriere eines deformierten Potentials beschreiben, mit Funktionen  $4\pi s_l(E_p)$  multipliziert werden, die sich durch Division der um 0.7 MeV verschobenen Transmissionskoeffizienten durch die um 0.2 MeV verschobenen Transmissionskoeffizienten ergeben.

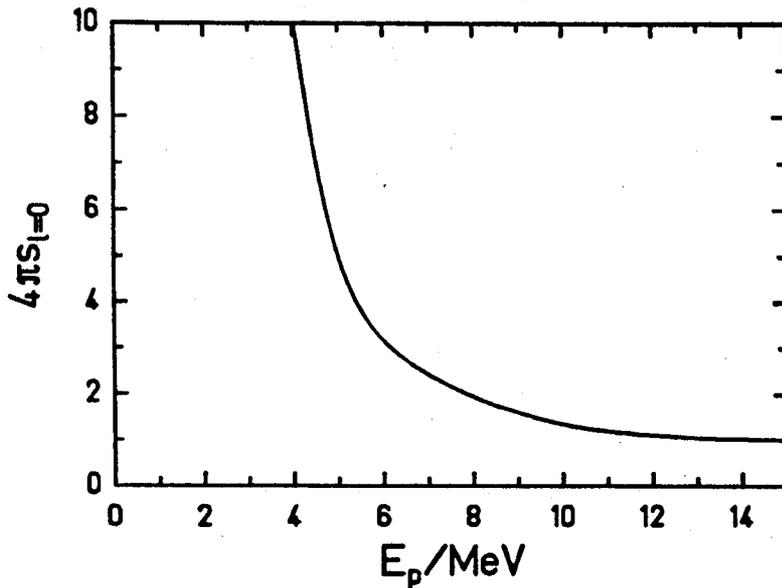
$$T_l(E_p) = 4\pi s_l(E_p)P_l(E_p) \quad (97)$$

Für Protonen mit Bahndrehimpuls  $l=0$  ist in Abbildung 50 die so erhaltene Funktion gezeigt. Da unterhalb von 4 MeV eine genaue Messung des Protonenspektrums nicht mehr möglich war, ist auch nur oberhalb von 4 MeV die in Abbildung 50 gezeigte Funktion als Anpassung an die Messung zu verstehen.

Für Transmissionskoeffizienten  $\ll 1$ , wie sie hier vorliegen, kann nach [Vog68] die Funktion  $s_l(E_p)$  in Gleichung (97) als Stärkefunktion interpretiert werden. Mit  $l$  und  $E_p$  sind die Ausgangskanäle gekennzeichnet, in denen Protonen mit Bahndrehimpuls  $l$  und kinetischer Energie  $E_p$  emittiert werden. Neben des bereits in  $P_l(E_p)$  berücksichtigten Effekts der Kerndeformation enthält die Stärkefunktion Struktureigenschaften des angeregten Compoundkerns. In der genannten Interpretation können die an die experimentellen Spektren angepaßte Funktionen  $s_l(E_p)$  allerdings nur die Energieabhängigkeit, nicht die absolute Höhe der Protonenstärkefunktion wiedergeben.

In einer ähnlichen Darstellung wie in Abbildung 50 schreiben Jonson et al. [JoH76] Transmissionskoeffizienten  $T_{ij}$ , die im Rahmen des optischen Modells mit experimentell gefundenen Modell-Parametern berechnet wurden [HoW72], als Produkt von Barrierenpenetrabilität  $P_l$  und Funktionen  $\gamma_{ij}^2(E_p)$ , die wie die Protonenstärkefunktion Struktureigenschaften enthalten. Die in [JoH76] gezeigten Funktionen  $\gamma_{ij}^2(E_p)$  für  $s_{1/2}$  Protonen zeigen einen glatten Verlauf mit jeweils einem Maximum,

das bei leichten Kernen etwas ausgeprägter ist, und dessen Lage sich von etwa 3.5 MeV bei  $^{76}\text{Kr}$  zu etwa 9 MeV bei  $^{181}\text{Au}$  verschiebt.



**Abbildung 50:** An die experimentellen Protonenspektren angepasste Funktion  $4\pi s_{l=0}(E_p)$ , die äquivalent einer Verschiebung der Transmissionskoeffizienten von 0.5 MeV zu kleineren Energien ist.  $s_{l=0}(E_p)$  gibt nach [Vog68] die Energieabhängigkeit der Protonenstärkefunktion wieder. Der Bahndrehimpuls  $l=0$  und die Energie  $E_p$  der Protonen kennzeichnen den Ausgangskanal.

Mit der Formulierung der Protonenstärkefunktion stellt sich die Frage nach den physikalischen Ursachen für deren speziellen Verlauf als Funktion der Protonenenergie  $E_p$ . Da Kernstruktureigenschaften auch bei der Fusion eine Rolle spielen können, bleibt offen, in wieweit in den Transmissionskoeffizienten ein Unterschied zwischen Fusion und Emission von Protonen mit  $^{178}\text{Pt}$  bzw. von  $^{179}\text{Au}$  besteht. Es wurden bei den Rechnungen zwar Transmissionskoeffizienten benutzt, die an die gemessenen Fusionsquerschnitte von geladenen Kernen mit sphärischen Kernen angepasst waren, doch lagen diese Targetkerne in einem anderen Bereich der Nuklidkarte. Speziell für das System  $p + ^{178}\text{Pt}$  ist die Fusionswahrscheinlichkeit unbekannt.

Die Aussage, daß die hier betrachteten Kerne bei kleinen Drehimpulsen auch noch in höher angeregten Zuständen deformiert sind, legt nahe, daß mikroskopische Effekte, wie z. B. Schalenefekte noch einen großen Einfluß auf die Kerneigenschaften haben. Lane et al. [LaT55] beschreiben ein intermediäres Modell, in dem Einteilchenzustände mit angeregten Zuständen des Restkerns zu Zuständen des Compoundkerns gekoppelt werden. Die bevorzugte Emission eines Protons aus ungebundenen einteilchen-ähnlichen Zuständen äußert sich dann als resonanzartige

Erhöhungen in der Stärkefunktion. Während mit zunehmender Anregungsenergie die Kopplungen schwächer und daher die Resonanzen breiter werden, bleiben die Energien der Resonanzen im wesentlichen unabhängig davon konstant.

Neben dieser direkten Emission sind auch indirekte Effekte vorstellbar, wenn 1-Teilchen-1-Loch-Zustände an andere Zustände gekoppelt sind. Übergänge eines Teilchens mit Übertragung der Energie auf ein Proton an der Fermikante, das in  $^{179}\text{Au}$  fast ungebunden ist, könnte ebenfalls zu mehr oder weniger breiten Strukturen in der Stärkefunktion führen.

Von Strukturen in gemessenen Protonenspektren berichten Bössert et al. [BoK85], die in der Reaktion  $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{122}\text{Ba}$  ( $E^* = 64 \text{ MeV}$ ) Protonen in Koinzidenz zu Verdampfungsrestkernen untersuchten.

Neben Einteilcheneffekten kann auch an kollektive Effekte, wie etwa Riesenresonanzen auf angeregten Zuständen, vergleichbar mit der Brink-Hypothese bezüglich der E1-Riesenresonanz bei  $\gamma$ -Zerfällen, gedacht werden. Ein Blick auf gemessene  $\gamma$ -Stärkefunktionen scheint in diesem Zusammenhang nicht uninteressant zu sein. In (n, $\gamma$ )- und (d,p $\gamma$ )-Reaktionen wurden bei zahlreichen schweren Kernen ( $A > 110$ ), vor allem in der Au-Gegend, in den  $\gamma$ -Stärkefunktionen resonanzartige Strukturen unterhalb der Energie der elektrischen Dipolresonanz beobachtet [YoA84, IgS84]. Die Lage dieser Resonanzen war in den Messungen weitgehend unabhängig von der Anregungsenergie. Als Funktion der Neutronenzahl des Compoundkerns nehmen sowohl die Resonanzenergie als auch der Anteil der E1-Stärke an der klassischen Summenregel zu [IgS84]. Diese Beobachtungen sind noch nicht verstanden. Verschiedene theoretische Erklärungsversuche haben im wesentlichen gemeinsam, daß unter Berücksichtigung von Restwechselwirkungen 1-Teilchen-1-Loch-Zustände gekoppelt werden.

Energiespektren von Protonen, die aus sehr niedrigliegenden Anregungszuständen ( $E < 10 \text{ MeV}$ ) emittiert werden, sind aus Messungen  $\beta$ -verzögerter Protonen bekannt. Hier werden durch  $\beta^+$ -Zerfall oder Elektroneneinfang angeregte Zustände im Tochterkern bevölkert, die dann durch Teilchenemission zerfallen können. Aufgrund der geringen Anregungsenergie liegen die Protonenenergien bei kleineren Werten. Bei leichten Kernen treten in der Regel Strukturen auf, die bestimmten Kernübergängen zugeordnet werden können. Der kontinuierliche Teil der Energiespektren kann mit dem  $\beta$ -Zerfall nach der „gross-theory“ [KoT70, TaY73] und der Protonenemission nach dem statistischen Modell in der Regel gut beschrieben werden. Ausnahmen betreffen einige Xe-Isotope und Te-Isotope, wo die gemessenen Protonenspektren gegenüber den berechneten zu kleineren Energien verschoben sind [Har81]. Bisher konnte noch keine widerspruchsfreie Erklärung dafür gefunden werden. Die Ähnlichkeiten der gemessenen Protonenspektren mit den Protonenspektren dieser Arbeit und die beobachtete Energieverschiebung legen auch hier nahe, nach gemeinsamen physikalischen Ursachen zu suchen.

Auch die Protonenspektren aus anderen Messungen, die teilweise eine erhöhte Teil-

chenemission bei kleineren Energien erkennen lassen, hängen möglicherweise auch mit Mechanismen bei kleiner Anregungsenergie zusammen, da auch bei anfänglich hohen Anregungsenergien am Ende einer Zerfallskaskade niederenergetische Zustände erreicht werden und Protonen, die aus solchen Zuständen emittiert werden, die niederenergetische Flanke des Spektrums mitbestimmen.

Trotz der neuen Informationen aus dieser Arbeit, die mit der Messung von  $\alpha$ -Teilchen und Protonen aus dem symmetrischen, schweren System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  bei kleiner Anregungsenergie eine Brücke zwischen den Untersuchungen hochangeregter Compoundkerne mit hohem Drehimpuls und Messungen von  $\beta$ -verzögerten, geladenen Teilchen oder geladenen Teilchen aus H- oder He-induzierten Reaktionen bei niedriger Anregungsenergie schlägt, sind die experimentellen Beobachtungen im Detail noch unverstanden. Obwohl bei leichten Systemen eher eine Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment erzielt wird, während bei schweren Systemen größere Diskrepanzen auftreten, ist eine systematische Abhängigkeit der beobachteten Effekte von makroskopischen Größen, wie z. B. Massen- oder Protonenzahl, Temperatur o. a., schwer auszumachen. Es scheint sich vielmehr anzudeuten, daß strukturelle Eigenschaften der Kerne eine Rolle spielen.

## 7 Ausblick

Angesichts der noch vielen offenen physikalischen Fragen müssen mehr und präzisere Informationen in neuen Experimenten erhalten werden. Bezüglich der kalten Fusion von  $^{90}\text{Zr}$ -induzierten Reaktionen mit Targets um  $^{90}\text{Zr}$  liegen bereits einige Daten vor. Messungen geladener Teilchen in diesen Systemen könnten Aufschluß über den Zusammenhang zwischen der Form der Energiespektren und den gemessenen Anregungsfunktionen geben und eventuelle Abhängigkeiten von den speziellen Kerneigenschaften erkennen lassen. Auch eine eventuelle systematische Abhängigkeit der Spektrenformen von der Anregungsenergie sollte bezüglich dieser Fragen untersucht werden.

Die in dieser Arbeit angewandte Methode zur Abtrennung der Spektren des  $1p$ - und  $1\alpha$ -Kanals kann optimiert werden, indem die Nachweiswahrscheinlichkeit für die gesamte  $\gamma$ -Summenenergie durch großvolumige Summenspektrometer und die Erfassung von  $\gamma$ -Strahlung in bisher nicht abgedeckte Raumwinkelbereiche erhöht wird. Auch eine Bestimmung von Kernmassen wird dann präziser. Trotz Einbuße an Zählrate sind dazu dünnere Targets empfehlenswert, um die Anregungsenergie genauer festzulegen.

Eine Separation der Spektren auch anderer Kanäle kann durch Korrelation von  $\alpha$ -Zerfällen mit den jeweils zugehörigen Verdampfungsrestkernen und dem dazu in Koinzidenz gemessenen geladenen Teilchen erzielt werden. Das Geschwindigkeitsfilter SHIP ist dazu hervorragend geeignet. Entsprechende Techniken sind vorhanden und werden weiterentwickelt. Von großer Bedeutung für den Erfolg eines Korrelation-Koinzidenz-Experiments sind hohe  $\alpha$ -Verzweigungsverhältnisse der untersuchten Verdampfungsrestkerne und genügend große Abstände der vorkommenden  $\alpha$ -Zerfallsenergien im Vergleich zur Energieauflösung des Detektors. Am Fehlen der Erfüllung dieser Anforderungen scheiterte ein während der Strahlzeit zu dieser Arbeit durchgeführter Versuch, mit einem zwei-dimensional ortsauflösenden Detektor  $\alpha$ -Zerfälle von Pt-Isotopen mit abgedampften Protonen aus  $pxn$ -Kanälen zu korrelieren.

Auch das Programm CODEX ist ausbaufähig. Weitere Entwicklungen sollten hier z. B. die Wiedergabe von Winkelverteilungen sein, die bereits implizit im Programm enthalten sind.

## 8 Zusammenfassung

Mit Hilfe des Geschwindigkeitsfilters SHIP wurden bei der GSI Energiespektren von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in Koinzidenz zu den nach der kalten Fusion von  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  entstandenen Verdampfungsrestkernen gemessen. Der große Anteil an geladenen Teilchen aus Reaktionen von  $^{90}\text{Zr}$  mit Targetverunreinigungen (H, O, C) in inklusiven Energiespektren konnte durch die zeitliche Korrelation eines vom Target emittierten geladenen Teilchens und des hinter SHIP nachgewiesenen Verdampfungsrestkerns vollständig unterdrückt werden. In zusätzlicher Koinzidenz wurde der in  $\gamma$ -Strahlung gehende Anteil der totalen Zerfallsenergie des Compoundkerns  $^{179}\text{Au}$  gemessen. Dadurch konnten die Energiespektren der Protonen und  $\gamma$ -Quanten des 1p-Kanals und der  $\alpha$ -Teilchen und  $\gamma$ -Quanten des 1 $\alpha$ -Kanals von den entsprechenden Energiespektren aller p- bzw.  $\alpha$ -Kanäle unterschieden werden. Damit wurden Informationen über den Zerfall von Zuständen verschiedener Anregungsenergie erhalten. Über die Messung der absoluten Intensitäten der einzelnen Spektren der emittierten geladenen Teilchen und über den Nachweis der Grundzustands- $\alpha$ -Zerfälle der Verdampfungsrestkerne konnten mit zwei unabhängigen Methoden Wirkungsquerschnitte verschiedener Ausgangskanäle bestimmt werden.

Um die gewonnenen Daten angemessen interpretieren zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit das Monte Carlo Programm CODEX entwickelt, das die im statistischen Modell beschriebenen Compoundkernzerfälle vollständig simuliert. Niveaudichten,  $\gamma$ -Stärken und Transmissionskoeffizienten geladener Teilchen werden dabei gemäß dem heutigen Kenntnisstand, bzw. den heutigen theoretischen Vorstellungen berechnet. Durch schrittweises Verfolgen jeder einzelnen Zerfallskaskade bis zum Grundzustand können Korrelationen interessierender Größen dargestellt und mit dem Experiment verglichen werden.

Mit dem neuentwickelten Programm wurden in zahlreichen Rechnungen alle vorliegenden experimentellen Daten im System  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  gemeinsam im Hinblick auf eine Beschreibung nach dem statistischen Modell untersucht. Mit Transmissionskoeffizienten geladener Teilchen, die an gemessene Fusionsquerschnitte von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen angepaßt waren, zeigte sich in den gemessenen Spektren geladener Teilchen im Vergleich mit den Rechnungen eine erhöhte Emissionswahrscheinlichkeit niederenergetischer Teilchen, die nicht durch Variation anderer Modellgrößen erklärt werden kann. Durch eine von der Anregungsenergie unabhängige Verschiebung der Transmissionskoeffizienten der  $\alpha$ -Teilchen um 0.4 MeV und der Transmissionskoeffizienten der Protonen um 0.7 MeV zu kleineren Teilchenenergien konnten die niederenergetischen Seiten aller gemessenen Spektren der geladenen Teilchen gut beschrieben werden. Mit der zusätzlichen Annahme von Niveaudichteparametern zwischen  $a=A/8.4$  und  $a=A/7$  ergab sich obendrein eine gute Beschreibung der hochenergetischen Flanken aller gemessenen Teilchen-

und  $\gamma$ -Spektren sowie der gemessenen Anregungsfunktionen. Diese Niveaudichteparameter sind auch mit den gemessenen Anregungsfunktionen der Nachbarsysteme  $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  konsistent.

Während grundzustandsähnliche Deformationen die Verschiebung der Transmissionskoeffizienten der  $\alpha$ -Teilchen erklären können, reichen diese Deformationen zum Verständnis der geänderten Transmissionskoeffizienten der Protonen nicht aus. Es werden zusätzliche Effekte, wie Struktureigenschaften angeregter Kerne diskutiert. Eine Lösung des Problems kann jedoch nicht gegeben werden.

Zu der in der Literatur lebhaft geführten Diskussion über eine bevorzugte Emission besonders niederenergetischer geladener Teilchen aus verschiedenen Compoundsystemen konnte ein klärender Beitrag geliefert werden. Eine Vielzahl von gemessenen und berechneten Energiespektren geladener Teilchen aus der Literatur wurde mit CODEX-Rechnungen verglichen. Im Gegensatz zu veröffentlichten Ergebnissen, die sich aufgrund sehr vereinfachter Analysen und Abdampfungsrechnungen ergaben, können mit sorgfältigen CODEX-Rechnungen die gemessenen Spektren geladener Teilchen mit sehr viel kleineren Kerndeformationen, teilweise sogar mit sphärischen Kerngestalten, verstanden werden.

## Literaturverzeichnis

- [Abe82] S. Åberg, Phys. Scr. 25 (1982) 23
- [AjL86] N.N. Ajitanand, R. Lacey, G.F. Peaslee, E. Duck, J.M. Alexander, Nucl. Instr. and Meth. A243, (1986) 111
- [AlG82] J.M. Alexander, D. Guerreau, L.C. Vaz, Z. Phys. A 305 (1982) 313
- [Arm87] P. Armbruster, Proceedings of: Scuola Int. di Fisica Enrico Fermi", Course "Trends in Nuclear Physics", 23. Juni bis 3. Juli 1987, Varenna, Italien
- [BaE73] G.A. Bartholomew, E.D. Earle, A.J. Ferguson, J.W. Knowles, M.A. Lone, in Advances in Nuclear Physics Band 7, M. Baranger, E. Vogt, Plenum New York (1973) 229
- [Bas79] R. Bass: Proceedings of the Symposium on Deep-Inelastic and Fusion Reactions with Heavy Ions, Berlin (1979), Springer Verlag, Berlin (1979) 281
- [BeB77] M. Beckermann, M. Blann, University of Rochester, Internal Report UR-NSRL-135 (1977), unveröffentlicht
- [Bev69] P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw Hill, New York (1969)
- [Bla80] M. Blann, Phys. Rev. C21 (1980) 1770
- [BjB74] S. Bjørnholm, A. Bohr, B.R. Mottelson, Proc. of the Conf. of Phys. and Chem. of Fission, Rochester 1973, IAEA Wien (1974), Bd. 1, S. 367
- [BlF86] J.P. Blocki, H. Feldmeier, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A459 (1986) 145
- [Boh36] N. Bohr, Nature 137 (1936) 344
- [BoK85] H.A. Bösser, H.J. Keim, H. Stege, B. Kohlmeier, R. Künkel, F. Pühlhofer, D. Schüll, H. Freiesleben, GSI Scientific Report 1985 (1986) 64
- [BoM69] A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure II, W.A. Benjamin Inc., New York (1969)
- [BoW39] A. Bohr, J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426
- [Bri55] D.D. Brink, Dissertation Oxford University 1955

- [Bro88] T. Brohm, Diplomarbeit TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [BrS77] K. Braune, D. Schwalm, GSI Jahresbericht GSI-J-1-77, (1977) 117
- [ChG84] R.K. Choudhury, P.L. Gonthier, K. Hagel, M.N. Namboodiri, J.B. Natowitz, L. Adler, S. Simon, S. Kniffen, G. Berkowitz, Phys. Lett. B143 (1984) 74
- [ChN83] X.S. Chen, C. Ngô, E. Tomasi, M. Barranco, X. Viñas, H. Ngô, Nucl. Phys. A401 (1983) 143
- [Cli86] D. Cline, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci. 36 (1986) 683
- [CoP74] S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (New York) 82 (1974) 557
- [Dan58] M. Danos, Nucl. Phys. 5 (1958) 23
- [DaS80] K.T.R. Davies, K.R. Sandhya Devi, M.R. Strayer, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 23
- [DaV82] M. Dahlinger, D. Vermeulen, K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. A376 (1982) 94
- [DeG86] H. Delagrange, C. Grégoire, F. Scheuter, Y. Abe, Z. Phys. A323, (1986) 437
- [Del88] H. Delagrange, private Mitteilung
- [DiS82] F.A. Dilmanian, D.G. Sarantites, M. Jääskeläinen, H. Puchta, R. Woodward, J.R. Beene, D.C. Hensley, M.L. Halbert, R. Novotny, L. Adler, R.K. Choudhury, M.N. Namboodiri, R.P. Schmitt, J.B. Natowitz, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1909
- [DoF60] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, Phys. Rev. 118 (1960) 781
- [DoR58] I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins, Phys. Rev. 111 (1958) 1659
- [Eas75] D.A. Eastham, Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 277
- [Eri60] T. Ericson, Adv. Phys. 9 (1960) 425
- [Esb81] H. Esbensen, Nucl. Phys. A352 (1987) 147
- [EwG76] H. Ewald, K. Güttner, G. Münzenberg, P. Armbruster, W. Faust, S. Hofmann, K.-H. Schmidt, W. Schneider, K. Valli, Nucl. Instr. and Meth. 139, (1976) 223
- [Fau78] W. Faust, Dissertation Universität Gießen 1978, GSI Report P-4-78

- [Fro84] P. Fröbrich, *Phys. Rep.* 116 (1984) 137
- [FuC58] C.B. Fulmer, B.L. Cohen, *Phys. Rev.* 112 (1958) 1672
- [FuG60] C.B. Fulmer, C.D. Goodman, *Phys. Rev.* 117 (1960) 1339
- [GaB81] A. Gavron, J.R. Beene, B. Cheynis, R.L. Ferguson, F.E. Obenshain, F. Plasil, G.R. Young, G.A. Petitt, M. Jääskeläinen, D.G. Sarantites, C.F. Maguire, *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 1255
- [GaD85] M. Gallardo, M. Diebel, T. Dossing, R.A. Broglia, *Nucl. Phys.* A443 (1985) 415
- [GaE84] J.J. Gaardhøje, C. Ellegaard, B. Herskind, S.G. Steadman, *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 148
- [GaG74] J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, C. Rousset, U.C. Schlotthaus-Voos, X. Tarrago, *Phys. Rev.* C9 (1974) 1126
- [GaH86] J.D. Garrett, G.B. Hagemann, B. Herskind, *Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci.* 36 (1986) 419
- [GiG71] J. Gilat, J.R. Grover, *Phys. Rev.* C3 (1971) 734
- [GoC86] U. Gollerthan, H.-G. Clerc, W. Schwab, P. Armbruster, F.P. Heßberger, J.G. Keller, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, C.-C. Sahm, R.S. Simon, *Proceedings of the Symposium on the Many Facets of Heavy Ion Fusion Reactions*, Argonne National Laboratory (1986) 503
- [GoH87] I.M. Govil, J.R. Huizenga, W.U. Schröder, J. Töke, *Phys. Lett.* B197 (1987) 515
- [GoS85] C.A. Gossett, K.A. Snover, J.A. Behr, G. Feldman, J.L. Osborne, *Phys. Lett.* 54 (1985) 1486
- [GrJ83] P. Grangé, L. Jun-Qing, H.A. Weidenmüller, *Phys. Rev.* C27 (1983) 2063
- [GrK78] D.H.E. Gross, H. Kalinowski, *Phys. Rep.* 45 (1978) 175
- [HaH79] E. Hagberg, P.G. Hansen, P. Hornshøj, B. Jonson, S. Mattsson, P. Tidemand-Peterson und die ISOLDE Kollaboration, *Nucl. Phys.* A318, (1979) 29
- [HaM88] R.W. Hasse, W.D. Myers, *Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics*, Springer Verlag, Berlin Heidelberg (1988)
- [Har81] J.C. Hardy, *Proceedings of the 4th International Conference on Nuclei far from Stability*, Helsingør (1981), 217

- [Hes85] F.P. Heßberger, Dissertation TH Darmstadt 1985, GSI Report 85-11
- [HiW53] D.L. Hill, J.W. Wheeler, Phys Rev. 89 (1953) 1102
- [HoM81] S. Hofmann, G. Münzenberg, K. Valli, F. Heßberger, P. Armbruster, B. Thuma, GSI Scientific Report 1980 GSI 81-2 (1981) 204
- [HoM82] S. Hofmann, G. Münzenberg, K. Valli, F. Heßberger, J.R.H. Schneider, P. Armbruster, B. Thuma, Y. Eyal, GSI Scientific Report 1981 GSI 82-1 (1982) 241
- [Hor88] M. Horz, Diplomarbeit TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [HoW72] P. Hornshøj, K. Wilsky, P.G. Hansen, B. Jonson, O.B. Nielsen, und die ISOLDE Kollaboration, Nucl. Phys. A187, (1972) 609
- [IgS75] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin, A.S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. 21 (1975) 255
- [IgS84] M. Igashira, M. Shimizu, H. Komano, H. Kitazawa, N. Yamamuro, Proceedings of the Fifth International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Knoxville (1984) 523
- [IlC84] A.S. Il'inov, E.A. Cherepanov, GSI-tr-84-5, Übersetzung aus JINR P 7-84-68, Dubna 1984
- [JeS78] A.S. Jensen, J. Sandberg, Phys. Scr. 17 (1978) 107
- [JoH76] B. Jonson, E. Hagberg, P.G. Hansen, P. Hornshøj, P. Tidemand-Petersson, Proceedings of the 3rd International Conference on Nuclei far from Stability, Cargèse (1976), 277
- [Kel85] J.G. Keller, Dissertation TH Darmstadt 1985, GSI Report 85-2
- [KeP72] A.J. Kennedy, J.C. Pacer, A. Sprinzak, J. Wiley, N.T. Porile, Nucl. Instr. Meth. 101 (1972) 471
- [KeS86] J.G. Keller, K.-H. Schmidt, F.P. Heßberger, G. Münzenberg, W. Reisdorf, H.-G. Clerc, C.-C. Sahm, Nucl. Phys. A452, (1986) 173
- [KnQ60] W.J. Knox, A.R. Quinton, C.E. Anderson, Phys. Rev. 120 (1960) 2120
- [KoT70] S.I. Koyama, K. Takahashi, M. Yamada, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 44 (1970) 663
- [KuC83] W. Kühn, P. Chowdhury, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, F. Haas, J. Kasagi, R.M. Ronningen, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1858

- [LaA87] R. Lacey, N.N. Ajitanand, J.M. Alexander, D.M. de Castro Rizzo, P. DeYoung, M. Kaplan, L. Kowalski, G. La Rana, D. Logan, D.J. Moses, W.E. Parker, G.F. Peaslee, L.C. Vaz, *Phys. Lett. B* 191 (1987) 253
- [LaH84] A. Lazzarini, D. Habs, W. Hennerici, R. Kroth, J. Schirmer, *Phys. Rev.* 53 (1984) 1045
- [LaT55] A.M. Lane, R.G. Thomas, E.P. Wigner, *Phys. Rev.* 98 (1955) 693
- [LiZ76] S. Liran, N. Zeldes, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* 17 (1976) 431
- [LoB86] D.J.G. Love, P.J. Bishop, A. Kirwan, P.J. Nolan, D.J. Thornley, A.H. Nelson, P.J. Twin, *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 551
- [Lon78] M.A. Lone, in *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy*, ed. by R.E. Chrien, W.R. Kane, Plenum Press New York und London (1978)
- [LoN87] D.J.G. Love, P.J. Nolan, P.J. Twin, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1585
- [LRM87] G. La Rana, D.J. Moses, W.E. Parker, M. Kaplan, D. Logan, R. Lacey, J.M. Alexander, R.J. Welberry, *Phys. Rev.* C35 (1987) 373
- [LRM88] G. La Rana, R. Moro, A. Brondi, P. Cuzzocrea, A. D'Onofrio, E. Perillo, M. Romano, F. Terrasi, V. Vardaci, H. Dumont, *Phys. Rev.* C37 (1988) 1920
- [May79] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, Teubner Verlag, Stuttgart (1979)
- [McA80] M.A. McMahan, J.M. Alexander, *Phys. Rev.* C21 (1980) 1261
- [MeF83] V. Metag, R.D. Fischer, W. Kühn, R. Mühlhans, R. Novotny, D. Habs, U. v.Helmolt, H.W. Heyng, R. Kroth, D. Pelte, D. Schwalm, W. Hennerici, H.J. Hennrich, G. Himmele, E. Jaeschke, R. Repnow, W. Wahl, E. Adelberger, A. Lazzarini, R.S. Simon, R. Albrecht, B. Kolb, *Nucl. Phys.* A409, (1983) 331 C
- [MoK85] D.J. Moses, M. Kaplan, J.M. Alexander, D. Logan, M. Kildir, L.C. Vaz, N.N. Ajitanand, E. Duek, M.S. Zisman, *Z. Phys.* A320 (1985) 229
- [MoK87] D.J. Moses, M. Kaplan, G. La Rana, W.E. Parker, R. Lacey, J.M. Alexander, *Phys. Rev.* C36 (1987) 422
- [MoN81] P. Möller, J.R. Nix, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* 26 (1981) 165
- [Mor88] W. Morawek, private Mitteilung 1988
- [MuB82] M.G. Mustafa, P.A. Baisden, H. Chandra, *Phys. Rev.* C25 (1982) 2524

- [MuF79] G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster, K. Güttner, H. Ewald, Nucl. Instr. and Meth. 161, (1979) 65
- [Mul87] H.L. Müller, Dissertation TU München 1987
- [MyS74] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Ann. Phys. , New York 84 (1974) 186
- [NeH86] G. Nebbia, K. Nagel, D. Fabris, Z. Majka, J.B. Natowitz, R.P. Schmitt, B. Sterling, G. Mouchaty, G. Berkowitz, K. Strozewski, Phys. Lett. B176 (1986) 20
- [NiD71] V.S. Nikolaev, I.S. Dimitriev, Sov. Phys. Techn. Phys. 15, (1971) 1383
- [Nin87] V. Ninov, Diplomarbeit TH Darmstadt, Dezember 1987
- [NiS86] J.R. Nix, A.J. Sierk, in: International School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, UDSSR, 23. - 30. September 1986
- [Nor84] W. Nörenberg, Nucl. Phys. A428 (1984) 177
- [NoS70] L.C. Northcliff, R.F. Schilling, Nuclear Data Tables A7 (1970)
- [NyC84] B.M. Nyako, J.R. Cresswell, P.D. Forsyth, D. Howe, P.J. Nolan, M.A. Riley, J.F. Sharpey-Schafer, J. Simpson, N.J. Ward, P.J. Twin, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 507
- [Obs84] P. Oblozinsky, R.S. Simon, Nucl. Instr. and Meth. 223, (1984) 52
- [Puh77] F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A280 (1977) 267
- [Qui88] A.B. Quint, Dissertation TH Darmstadt 1988
- [RaB80] I. Ragnarsson, T. Bengtsson, G. Leander, S. Åberg, Nucl. Phys. A347 (1980) 287
- [RaS84] J. Randrup, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A429 (1984) 105
- [ReF69] R.C. Reedy, M.J. Fluss, G.F. Herzog, L. Kowalski, J.M. Miller, Phys. Rev. 188 (1969) 1771
- [ReH85] W. Reisdorf, F.P. Heßberger, K.D. Hildenbrand, S. Hofmann, G. Münzenberg, K.-H. Schmidt, W.F.W. Schneider, K. Sümmerer, G. Wirth, J.V. Kratz, K. Schlitt, C.-C. Sahm, Nucl. Phys. A444 (1985) 154
- [RiL82] M.F. Rivet, D. Logan, J.M. Alexander, D. Guerreau, E. Duek, M. Zisman, M. Kaplan, Phys. Rev. C25 (1982) 2430

- [RuF86] A. Ruckelshausen, R.D. Fischer, W. Kühn, V. Metag, R. Mühlhans, R. Novotny, T.L. Khoo, R.V.F. Janssens, H. Gröger, D. Habs, H.W. Heyng, R. Repnow, D. Schwalm, G. Duchene, R.M. Freeman, B. Haas, F. Haas, S. Hlavac, R.S. Simon, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 2356
- [RuH87] A. Ruckelshausen, B. Haas, D. Habs, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, W. Kühn, V. Metag, D. Schwalm, R.S. Simon, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1584
- [Sah84] C.C. Sahn, Dissertation TH Darmstadt 1984
- [ScD82] K.-H. Schmidt, H. Delagrangé, J.P. Dufour, N. Carjan, A. Fleury, *Z. Phys.* A308, (1982) 215
- [Scm88] K.-H. Schmidt, private Mitteilung 1988
- [ScS83] K.-H. Schmidt, C.-C. Sahn, J.G. Keller, private Mitteilung 1983
- [ScS86] K.-H. Schmidt, R.S. Simon, J.G. Keller, F.P. Heßberger, G. Münzenberg, B. Quint, H.-G. Clerc, W. Schwab, U. Gollerthan, C.-C. Sahn, *Phys. Lett.* B168, (1986) 39
- [ScV82] Y. Schutz, J.P. Vivien, F.A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, J.C. Merdinger, J. Dudek, W. Nazarewicz, Z. Symanski, *Phys. Lett.* 48 (1982) 1534
- [Scw86] W. Schwab, Diplomarbeit TH Darmstadt, Februar 1986
- [ShB61] R. Sherr, F.P. Brady, *Phys. Rev.* 124 (1961) 1928
- [Sim80] R.S. Simon, *Journal de Physique Coll.* 41 (1980) C10-281
- [SiS86] R.S. Simon, K.-H. Schmidt, F.P. Heßberger, S. Hlavac, M. Honusek, G. Münzenberg, H.-G. Clerc, U. Gollerthan, W. Schwab, *Z. Phys.* A325 (1986) 197
- [Sne83] J. Schneider, Dissertation Universität Mainz 1983
- [Sno86] K.A. Snover, *Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci.* 36 (1986) 545
- [StE78] R.G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U. Smilansky, I. Tseruya, *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 465
- [StJ50] H. Steinwedel, J.H.D. Jensen, *Z. Naturf.* 5a (1950) 413
- [StR86] S.G. Steadman, M.J. Rhoades-Brown, *Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci.* 36 (1986) 649

- [Sus75] G. Süssmann, Z. Phys. A274 (1975) 145
- [Swi85] W.J. Swiatecki, Proceedings of the Niels Bohr Centennial Conference, Semiclassical Descriptions of Atomic and Nuclear Collisions, Kopenhagen, 1985, Es. J. Bang, J. de Boer, North Holland, Amsterdam, New York (1985) 281
- [TaY73] K. Takahashi, M. Yamada, T. Kondoh, Atomic Data and Nucl. Data Tables 12 (1973) 101
- [ToS81] J. Töke, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A372 (1981) 141
- [UIB86] G. Ulm, S.K. Bhattacharjee, P. Dabkiewicz, G. Huber, H.-J. Kluge, T. Kühl, H. Lochmann, E.-W. Otten, K. Wendt, S.A. Ahmad, W. Kl-empt, R. Neugart und die ISOLDE Kollaboration, Z. Phys. A325 (1986) 247
- [VaA84] L.C. Vaz, J.M. Alexander, Z. Phys. A318, (1984) 231
- [VaL84] L.C. Vaz, D. Logan, E. Duek, J.M. Alexander, M.F. Rivet, M.S. Zisman, M. Kaplan, J.W. Ball, Z. Phys. A315, (1984) 169
- [Ver84] D. Vermeulen, Dissertation TH Darmstadt 1984, GSI Report 84-2
- [ViK82] S.E. Vigdor, H.J. Karwowski, Phys. Rev. C26 (1982) 1068
- [VKa82] S.E. Vigdor, H.J. Karwowski, W.W. Jacobs, S. Kailas, P.P. Singh, F. Soga, T.G. Throwe, Phys. Rev. C26 (1982) 1035
- [Vog68] E. Vogt, in Advances in Nuclear Physics Band 1, M. Baranger, E. Vogt, Plenum New York (1968) 261
- [WaA85] A.H. Wapstra, G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 1
- [WaB87] K. Wallmeroth, G. Bollen, M.J.G. Borge, J. Campos, A. Dohn, P. Egelhof, H.-J. Kluge, U. Krönert, R.B. Moore, A. Rodriguez, A. Venugoplan, J. Wood, und die ISOLDE Kollaboration, Contribution to the 7. International Conference on Hyperfine Interactions and Exhibition, Bangalore (Indien) (1987) C11
- [WaF78] M. Wakai, A. Faessler, Nucl. Phys. A307 (1978) 349
- [Wei37] V. Weisskopf, Phys. Rev. C52 (1937) 295
- [Wes85] W. Westmeier, A. Merklin, Catalog of Alpha Particles from Radioactive Decay, Fachinformationszentrum Energie, Physik, Mathematik GmbH Karlsruhe (1985)

- [WiP73] J. Wiley, J.C. Pacer, C.R. Lux, N.T. Porile, Nucl. Phys. A212 (1973) 1.
- [YoA84] P.G. Young, E.D. Arthur, Proceedings of the Fifth International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Knoxville (1984) 530
- [Zie77] J.F. Ziegler in: The Stopping Power and Ranges of Ions in Matter, Vol. IV, Pergamon Press, New York (1977)

# A Anhang

## A.1 Tabellen

### A.1.1 Spektroskopische Daten

Isotop	$E_\alpha/\text{keV}$	$(1-b_{ec})$	$b_\alpha$	Referenz
$^{170}\text{Os}$	5399	0.1200	1.00	Wes85
$^{171}\text{Os}$	5245	0.0170	1.00	Wes85
$^{172}\text{Os}$	5105	0.0020	1.00	Wes85
$^{173}\text{Os}$	4940	0.0002	1.00	Wes85
$^{174}\text{Os}$	4760	0.0002	1.00	Wes85
$^{171}\text{Ir}$	5910	1.0000	1.00	Wes85
$^{172}\text{Ir}$	5815	1.0000	1.00	Wes85,Sne83
$^{173}\text{Ir}$	5665	0.0202	1.00	Wes85,Kel85
$^{174}\text{Ir}$	5478	0.0047	1.00	Wes85,Kel85
$^{175}\text{Ir}$	5393	0.0085	1.00	Wes85,Kel85
$^{176}\text{Ir}$	5118	0.021	1.00	Wes85,Kel85
$^{177}\text{Ir}$	5011	0.0013	1.00	Wes85,Kel85
$^{176}\text{Pt}$	5757	0.381	0.997	HaH79
	5537	0.381	0.003	HaH79
$^{177}\text{Pt}$	5527	0.0565	0.885	HaH79
	5435	0.0565	0.115	HaH79
$^{178}\text{Pt}$	5457	0.074	0.973	HaH79
	5302	0.074	0.027	HaH79
$^{176}\text{Au}$	6290	1.00	0.20	Wes85
	6260	1.00	0.80	Wes85
$^{177}\text{Au}$	6310	1.00	0.0012	diese Arbeit
	6150	1.00	0.35	Wes85
	6110	1.00	0.65	Wes85
$^{178}\text{Au}$	5920	0.40	0.659	Wes85,Kel85
	5980	0.40	0.235	Kel85
	5850	0.40	0.106	Kel85
$^{179}\text{Au}$	5848	0.220	1.00	Wes85,Kel85

Tabelle 8: Tabelle der in dieser Arbeit verwendeten spektroskopischen Daten.

A.1.2 Vorläufige Wirkungsquerschnitte aus der Auswertung der  $\alpha$ -Zerfallsspektren

$\gamma$ -Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	-	-	-	-	0.20	-	-
-7%	-	-	$3.97 \times 10^{-6}$	37.2	0.38	$3.97 \times 10^{-6}$	$0.47 \times 10^{-6}$
-5%	$8.94 \times 10^{-7}$	101.1	$2.13 \times 10^{-6}$	19.8	0.62	$3.02 \times 10^{-6}$	$0.48 \times 10^{-6}$
-1%	-	-	-	-	0.95	-	-
+5%	-	-	-	-	0.69	-	-
Mittelwert						$3.50 \times 10^{-6}$	$\pm 14.0\%$

1n-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$7.29 \times 10^{-4}$	1.0	$1.68 \times 10^{-4}$	2.2	0.18	$8.97 \times 10^{-4}$	$0.15 \times 10^{-4}$
-7%	$6.30 \times 10^{-4}$	0.8	$1.38 \times 10^{-4}$	1.8	0.34	$7.68 \times 10^{-4}$	$-1.14 \times 10^{-4}$
-5%	$7.94 \times 10^{-4}$	0.2	$1.60 \times 10^{-4}$	0.5	0.53	$9.54 \times 10^{-4}$	$0.72 \times 10^{-4}$
-1%	$5.72 \times 10^{-4}$	0.6	$2.48 \times 10^{-4}$	1.0	0.86	$8.20 \times 10^{-4}$	$-0.62 \times 10^{-4}$
+5%	$1.32 \times 10^{-4}$	1.0	$8.37 \times 10^{-4}$	0.4	0.60	$9.69 \times 10^{-3}$	$0.87 \times 10^{-4}$
Mittelwert						$8.82 \times 10^{-4}$	$\pm 8.7\%$

2n-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$2.28 \times 10^{-4}$	1.2	$4.36 \times 10^{-5}$	2.7	0.18	$2.72 \times 10^{-4}$	$0.08 \times 10^{-4}$
-7%	$2.72 \times 10^{-4}$	0.8	$5.23 \times 10^{-5}$	1.8	0.33	$3.24 \times 10^{-4}$	$0.60 \times 10^{-4}$
-5%	$2.12 \times 10^{-4}$	0.3	$4.62 \times 10^{-5}$	0.6	0.53	$2.58 \times 10^{-4}$	$-0.06 \times 10^{-4}$
-1%	$1.76 \times 10^{-4}$	0.6	$1.08 \times 10^{-4}$	0.9	0.85	$2.84 \times 10^{-4}$	$0.20 \times 10^{-4}$
+5%	$2.31 \times 10^{-5}$	1.6	$1.59 \times 10^{-4}$	0.6	0.60	$1.82 \times 10^{-4}$	$-0.82 \times 10^{-4}$
Mittelwert						$2.64 \times 10^{-4}$	$\pm 17.8\%$

1p-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$2.50 \times 10^{-3}$	3.8	$3.42 \times 10^{-4}$	5.0	0.15	$2.84 \times 10^{-3}$	$0.21 \times 10^{-3}$
-7%	$2.28 \times 10^{-3}$	3.4	$3.81 \times 10^{-4}$	3.4	0.27	$2.66 \times 10^{-3}$	$0.03 \times 10^{-3}$
-5%	$2.55 \times 10^{-3}$	0.9	$3.64 \times 10^{-4}$	1.0	0.42	$2.91 \times 10^{-3}$	$0.28 \times 10^{-3}$
-1%	$2.06 \times 10^{-3}$	2.2	$5.79 \times 10^{-4}$	2.2	0.68	$2.64 \times 10^{-3}$	$0.01 \times 10^{-3}$
+5%	$7.32 \times 10^{-4}$	3.1	$1.36 \times 10^{-3}$	94.6	0.46	$2.09 \times 10^{-3}$	$-0.54 \times 10^{-3}$
Mittelwert						$2.63 \times 10^{-3}$	$\pm 11.0\%$

1p1n-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$2.35 \times 10^{-3}$	1.8	$1.08 \times 10^{-3}$	2.6	0.15	$3.43 \times 10^{-3}$	$-0.25 \times 10^{-3}$
-7%	$2.52 \times 10^{-3}$	1.3	$9.90 \times 10^{-4}$	2.0	0.27	$3.51 \times 10^{-3}$	$-0.17 \times 10^{-3}$
-5%	$2.23 \times 10^{-3}$	0.4	$1.10 \times 10^{-3}$	0.5	0.43	$3.33 \times 10^{-3}$	$-0.35 \times 10^{-3}$
-1%	$1.89 \times 10^{-3}$	1.0	$2.14 \times 10^{-3}$	1.1	0.69	$4.03 \times 10^{-3}$	$0.35 \times 10^{-3}$
+5%	$6.60 \times 10^{-4}$	1.4	$3.43 \times 10^{-3}$	405.9	0.47	$4.09 \times 10^{-3}$	$0.41 \times 10^{-3}$
Mittelwert						$3.68 \times 10^{-3}$	$\pm 8.7\%$

1p2n-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$2.37 \times 10^{-5}$	6.4	$2.70 \times 10^{-6}$	19.4	0.18	$2.64 \times 10^{-5}$	$0.01 \times 10^{-5}$
-7%	$2.89 \times 10^{-5}$	4.5	$4.03 \times 10^{-6}$	11.9	0.30	$3.29 \times 10^{-5}$	$0.66 \times 10^{-5}$
-5%	$2.45 \times 10^{-5}$	1.4	$3.77 \times 10^{-6}$	3.5	0.48	$2.83 \times 10^{-5}$	$0.20 \times 10^{-5}$
-1%	$1.98 \times 10^{-5}$	3.6	$7.51 \times 10^{-6}$	6.4	0.77	$2.73 \times 10^{-5}$	$0.10 \times 10^{-5}$
+5%	$3.49 \times 10^{-6}$	7.5	$1.33 \times 10^{-5}$	3.8	0.55	$1.68 \times 10^{-5}$	$-0.95 \times 10^{-5}$
Mittelwert						$2.63 \times 10^{-5}$	$\pm 20.2\%$

2p-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$6.98 \times 10^{-5}$	*	$4.61 \times 10^{-9}$	*	0.13	$6.98 \times 10^{-5}$	$-1.87 \times 10^{-4}$
-7%	$2.20 \times 10^{-4}$	253.5	$2.82 \times 10^{-9}$	*	0.23	$2.20 \times 10^{-4}$	$-0.37 \times 10^{-4}$
-5%	-	-	-	-	0.36	-	-
-1%	$4.43 \times 10^{-4}$	77.7	$1.97 \times 10^{-7}$	*	0.56	$4.43 \times 10^{-4}$	$1.86 \times 10^{-4}$
+5%	$2.97 \times 10^{-4}$	57.6	$4.09 \times 10^{-7}$	*	0.38	$2.97 \times 10^{-4}$	$0.40 \times 10^{-4}$
Mittelwert						$2.57 \times 10^{-4}$	$\pm 52.5\%$

2p1n-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	-	-	$4.02 \times 10^{-6}$	179.9	0.16	$4.02 \times 10^{-6}$	$-0.99 \times 10^{-4}$
-7%	-	-	$5.33 \times 10^{-5}$	26.7	0.28	$5.33 \times 10^{-5}$	$-0.50 \times 10^{-4}$
-5%	-	-	$8.11 \times 10^{-5}$	5.5	0.43	$8.11 \times 10^{-5}$	$-0.22 \times 10^{-4}$
-1%	-	-	$1.19 \times 10^{-4}$	13.7	0.66	$1.19 \times 10^{-4}$	$0.16 \times 10^{-4}$
+5%	$2.65 \times 10^{-9}$	25.9	$2.57 \times 10^{-4}$	51.4	0.43	$2.57 \times 10^{-4}$	$1.54 \times 10^{-4}$
Mittelwert						$1.03 \times 10^{-4}$	$\pm 71.8\%$

1 $\alpha$ -Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$6.92 \times 10^{-3}$	4.7	$4.08 \times 10^{-3}$	5.7	0.05	$1.10 \times 10^{-2}$	$-0.65 \times 10^{-2}$
-7%	$4.53 \times 10^{-3}$	5.1	$5.53 \times 10^{-3}$	4.2	0.07	$1.01 \times 10^{-2}$	$-0.74 \times 10^{-2}$
-5%	$1.75 \times 10^{-2}$	0.8	$7.37 \times 10^{-3}$	1.1	0.09	$2.48 \times 10^{-2}$	$0.73 \times 10^{-2}$
-1%	$6.41 \times 10^{-3}$	3.4	$1.07 \times 10^{-2}$	2.8	0.12	$1.71 \times 10^{-2}$	$-0.04 \times 10^{-2}$
+5%	$2.54 \times 10^{-3}$	4.1	$2.22 \times 10^{-2}$	1.3	0.10	$2.47 \times 10^{-2}$	$0.72 \times 10^{-2}$
Mittelwert						$1.75 \times 10^{-2}$	$\pm 36.6\%$

1 $\alpha$ 1n-Kanal							
SHIP-Einst.	$\sigma_i$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	$\sigma_a$ [ barn ]	$\pm$ [ % ]	Tr.	$\sigma_t$ [ barn ]	$\Delta\sigma$ [ barn ]
-9%	$6.50 \times 10^{-7}$	*	-	-	0.05	$6.50 \times 10^{-7}$	$-1.04 \times 10^{-3}$
-7%	$3.04 \times 10^{-3}$	125.1	-	-	0.08	$3.04 \times 10^{-3}$	$0.88 \times 10^{-3}$
-5%	$2.96 \times 10^{-3}$	49.9	-	-	0.10	$2.96 \times 10^{-3}$	$-0.76 \times 10^{-3}$
-1%	$1.12 \times 10^{-4}$	*	$5.62 \times 10^{-9}$	*	0.14	$1.12 \times 10^{-4}$	$-0.73 \times 10^{-3}$
+5%	$2.05 \times 10^{-3}$	*	$3.21 \times 10^{-3}$	*	0.11	$5.26 \times 10^{-3}$	$1.66 \times 10^{-3}$
Mittelwert						$2.27 \times 10^{-3}$	$\pm 87.7\%$

**Tabelle 9:** Tabelle der gemessenen Wirkungsquerschnitte, wie sie sich aus der Auswertung der  $\alpha$ -Zerfallsspektren bei verschiedenen SHIP-Einstellungen ergeben. Auf die Transmission der Verdampfungsrestkerne durch SHIP (Spalte 6) wurde korrigiert. In Spalte 2 und 4 sind die Querschnitte aufgelistet, die sich mit dem inneren ( $\sigma_i$ ) bzw. äußeren ( $\sigma_a$ ) Stoppdetektor ergeben, in Spalte 7 steht die Summe ( $\sigma_t$ ) aus beiden. Die zugehörigen Fehler des Anpassungsverfahrens stehen in den jeweils benachbarten Spalten (3,5,8). In einigen Fällen (Felder mit Strich) konnte der Fit bei manchen SHIP-Einstellungen bestimmten Kanälen keinen Querschnitt zuordnen ( $\gamma$ -, 1 $\alpha$ 1n, 2p und 2p1n-Kanal). Ein Stern(\*) in der Tabelle besagt, daß die vom Fit angegebenen Fehler  $>1000\%$  sind. Etwas abgesetzt steht in der letzten Zeile eines Blocks der aus allen SHIP-Einstellungen gemittelte Querschnitt mit der mittleren quadratischen Abweichung. Dieser Fehler kann in Fällen, in denen nicht zu jeder SHIP-Einstellung und jedem Detektor Querschnitte bestimmt wurden, nicht als realistisch betrachtet werden.

**A.1.3 Vorläufige Wirkungsquerschnitte aus der Zählrate der gemessenen geladenen Teilchen**

$\Sigma$ p-Kanäle				
SHIP-Einst.	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ VW.-Teleskop	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ RW.-Teleskop
-9%	$6.80 \times 10^{-3}$	$3.43 \times 10^{-3}$	$5.80 \times 10^{-3}$	$6.11 \times 10^{-5}$
-7%	$6.89 \times 10^{-3}$	$5.58 \times 10^{-3}$	$5.26 \times 10^{-3}$	$1.42 \times 10^{-4}$
-5%	$5.58 \times 10^{-3}$	$7.74 \times 10^{-3}$	$7.69 \times 10^{-3}$	$2.22 \times 10^{-4}$
-1%	$4.83 \times 10^{-3}$	$9.91 \times 10^{-3}$	$6.27 \times 10^{-3}$	$4.41 \times 10^{-4}$
+5%	$4.83 \times 10^{-3}$	$4.94 \times 10^{-3}$	$5.23 \times 10^{-3}$	$4.05 \times 10^{-4}$
$\bar{\sigma}$	$5.79 \times 10^{-3} \pm 15.7\%$		$6.05 \times 10^{-3} \pm 15.0\%$	

$\Sigma$ $\alpha$ -Kanäle				
SHIP-Einst.	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ VW.-Teleskop	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ RW.-Teleskop
-9%	$6.06 \times 10^{-4}$	$6.18 \times 10^{-3}$	-	-
-7%	$6.78 \times 10^{-4}$	$7.60 \times 10^{-3}$	-	-
-5%	$5.13 \times 10^{-4}$	$8.55 \times 10^{-3}$	$1.02 \times 10^{-3}$	$9.99 \times 10^{-5}$
-1%	$6.91 \times 10^{-4}$	$6.58 \times 10^{-3}$	$7.26 \times 10^{-4}$	$2.84 \times 10^{-4}$
+5%	$4.87 \times 10^{-4}$	$1.57 \times 10^{-3}$	$4.66 \times 10^{-4}$	$4.71 \times 10^{-4}$
$\bar{\sigma}$	$5.95 \times 10^{-4} \pm 14.0\%$		$7.37 \times 10^{-4} \pm 30.7\%$	

**Tabelle 10:** Vorläufige Wirkungsquerschnitte für Protonen- bzw.  $\alpha$ -Emission, wie sie sich aus der Messung mit den Teleskopen bei Annahme einer Winkelverteilung  $\frac{dW}{d\Omega} = \text{const.}$  ergeben. Auf die berechneten (s. Kapitel 3.5) Nachweiswahrscheinlichkeiten (Spalte 3,5) wurde korrigiert. Die Querschnitte stehen in der 2. Spalte (Vorwärtsteleskop) und in der 4. Spalte (Rückwärtsteleskope). Bei -9% und -7% wurden mit den Rückwärtsteleskopen keine  $\alpha$ -Teilchen gezählt.

$\Sigma$ p-Kanäle				
SHIP-Einst.	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ VW.-Teleskop	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ RW.-Teleskop
-9%	$1.88 \times 10^{-3}$	$1.24 \times 10^{-3}$	$4.83 \times 10^{-4}$	$7.34 \times 10^{-4}$
-7%	$1.93 \times 10^{-3}$	$1.99 \times 10^{-2}$	$5.26 \times 10^{-4}$	$1.42 \times 10^{-3}$
-5%	$1.57 \times 10^{-3}$	$2.75 \times 10^{-2}$	$6.89 \times 10^{-4}$	$2.48 \times 10^{-3}$
-1%	$1.36 \times 10^{-3}$	$3.53 \times 10^{-2}$	$5.80 \times 10^{-4}$	$4.77 \times 10^{-3}$
+5%	$1.36 \times 10^{-3}$	$1.76 \times 10^{-2}$	$4.55 \times 10^{-4}$	$4.66 \times 10^{-3}$
$\bar{\sigma}$	$1.62 \times 10^{-3} \pm 15.2\%$		$5.47 \times 10^{-4} \pm 15.1\%$	

$\Sigma$ $\alpha$ -Kanäle				
SHIP-Einst.	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ VW.-Teleskop	$\sigma$ [ barn ]	$\epsilon$ RW.-Teleskop
-9%	$1.80 \times 10^{-4}$	$2.08 \times 10^{-2}$	-	-
-7%	$1.91 \times 10^{-4}$	$2.70 \times 10^{-2}$	-	-
-5%	$1.48 \times 10^{-4}$	$2.96 \times 10^{-2}$	$9.34 \times 10^{-5}$	$1.09 \times 10^{-3}$
-1%	$2.04 \times 10^{-4}$	$2.23 \times 10^{-2}$	$6.90 \times 10^{-5}$	$2.99 \times 10^{-3}$
+5%	$1.49 \times 10^{-4}$	$5.14 \times 10^{-3}$	$4.10 \times 10^{-5}$	$5.36 \times 10^{-3}$
$\bar{\sigma}$	$1.74 \times 10^{-4} \pm 12.9\%$		$6.78 \times 10^{-5} \pm 31.6\%$	

**Tabelle 11:** Vorläufige Wirkungsquerschnitte für Protonen- bzw.  $\alpha$ -Emission, wie sie sich aus der Messung mit den Teleskopen bei Annahme einer Winkelverteilung  $\frac{dW}{d\Omega} = \frac{1}{\sin\Theta}$  ergeben. Auf die berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten (Spalte 3,5) wurde bereits korrigiert. Die Querschnitte stehen in der 2. Spalte (Vorwärtsteleskop) und in der 4. Spalte (Rückwärtsteleskope). Bei -9% und -7% wurden mit den Rückwärtsteleskopen keine  $\alpha$ -Teilchen gezählt.

### A.1.4 Berechnete Nachweiswahrscheinlichkeiten

$\Sigma$ p-Kanäle						
	$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \text{const.}$			$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \frac{1}{\sin\Theta}$		
SHIP-Einst.	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP
-9%	$3.43 \times 10^{-3}$	$6.11 \times 10^{-5}$	0.15	$1.24 \times 10^{-2}$	$7.34 \times 10^{-4}$	0.17
-7%	$5.58 \times 10^{-3}$	$1.42 \times 10^{-4}$	0.26	$1.99 \times 10^{-2}$	$1.42 \times 10^{-3}$	0.29
-5%	$7.74 \times 10^{-3}$	$2.22 \times 10^{-4}$	0.41	$2.75 \times 10^{-2}$	$2.48 \times 10^{-3}$	0.45
-1%	$9.91 \times 10^{-3}$	$4.41 \times 10^{-4}$	0.66	$3.53 \times 10^{-2}$	$4.77 \times 10^{-3}$	0.71
+5%	$4.94 \times 10^{-3}$	$4.05 \times 10^{-4}$	0.45	$5.14 \times 10^{-3}$	$4.66 \times 10^{-3}$	0.49

1p-Kanal						
	$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \text{const.}$			$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \frac{1}{\sin\Theta}$		
SHIP-Einst.	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP
-9%	$3.65 \times 10^{-3}$	$8.18 \times 10^{-5}$	0.15	$1.30 \times 10^{-2}$	$8.99 \times 10^{-4}$	0.17
-7%	$5.70 \times 10^{-3}$	$2.12 \times 10^{-4}$	0.27	$2.10 \times 10^{-2}$	$1.98 \times 10^{-3}$	0.30
-5%	$7.74 \times 10^{-3}$	$3.08 \times 10^{-4}$	0.42	$2.84 \times 10^{-2}$	$3.43 \times 10^{-3}$	0.46
-1%	$9.48 \times 10^{-3}$	$6.50 \times 10^{-4}$	0.69	$3.55 \times 10^{-2}$	$6.69 \times 10^{-3}$	0.74
+5%	$4.65 \times 10^{-3}$	$6.59 \times 10^{-4}$	0.47	$1.76 \times 10^{-2}$	$6.77 \times 10^{-3}$	0.51

$\Sigma$ $\alpha$ -Kanäle						
	$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \text{const.}$			$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \frac{1}{\sin\Theta}$		
SHIP-Einst.	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP
-9%	$6.18 \times 10^{-3}$	$8.88 \times 10^{-6}$	0.05	$2.08 \times 10^{-2}$	$2.04 \times 10^{-4}$	0.10
-7%	$7.60 \times 10^{-3}$	$8.88 \times 10^{-6}$	0.07	$2.70 \times 10^{-2}$	$4.44 \times 10^{-4}$	0.14
-5%	$8.55 \times 10^{-3}$	$9.99 \times 10^{-5}$	0.10	$2.96 \times 10^{-2}$	$1.09 \times 10^{-3}$	0.17
-1%	$6.58 \times 10^{-3}$	$2.84 \times 10^{-4}$	0.12	$2.23 \times 10^{-2}$	$2.99 \times 10^{-3}$	0.20
+5%	$1.57 \times 10^{-3}$	$4.71 \times 10^{-4}$	0.10	$5.14 \times 10^{-3}$	$5.36 \times 10^{-3}$	0.18

1 $\alpha$ -Kanal						
	$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \text{const.}$			$\frac{dW}{d\Omega}(\Theta) = \frac{1}{\sin\Theta}$		
SHIP-Einst.	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP	$\epsilon$ VW.-Telesk.	$\epsilon$ RW.-Telesk.	Tr. SHIP
-9%	$6.49 \times 10^{-3}$	$5.62 \times 10^{-5}$	0.05	$2.39 \times 10^{-2}$	$2.03 \times 10^{-4}$	0.10
-7%	$8.47 \times 10^{-3}$	$4.72 \times 10^{-5}$	0.07	$3.00 \times 10^{-2}$	$5.48 \times 10^{-4}$	0.14
-5%	$9.15 \times 10^{-3}$	$1.05 \times 10^{-4}$	0.09	$3.32 \times 10^{-2}$	$1.34 \times 10^{-3}$	0.17
-1%	$7.71 \times 10^{-3}$	$2.89 \times 10^{-4}$	0.11	$2.42 \times 10^{-2}$	$3.08 \times 10^{-3}$	0.20
+5%	$1.41 \times 10^{-3}$	$7.37 \times 10^{-4}$	0.10	$5.29 \times 10^{-3}$	$6.12 \times 10^{-3}$	0.19

**Tabelle 12:** Berechnete Wahrscheinlichkeiten  $\epsilon$  für den Nachweis geladener Teilchen in den Teleskopen in Koinzidenz zu den Verdampfungsrestkernen. Zwei verschiedene Winkelverteilungen für die Emission der Teilchen im Schwerpunktsystem wurden angenommen (Spalten 2-4, bzw. 5-7). Die Transmissionen der Verdampfungsrestkerne durch SHIP stehen in den Spalten 4 bzw. 7.

## A.2 Weitere Ergebnisse einer CODEX-Rechnung für $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$ bei 4 MeV/u

An dieser Stelle werden einige mit einer CODEX-Rechnung erhaltene Ergebnisse gezeigt, die nicht direkt mit experimentellen Daten verglichen werden können. Alle im folgenden gezeigten Bilder und Tabellen beziehen sich auf eine Rechnung, die mit den Parameterwerten der Rechnung Nr. 4 in Tabelle 5 in Kapitel 5.1.2 durchgeführt wurde.

Abbildung 51 zeigt die Anfangsdrehimpulsverteilung aller fusionierenden Kerne und der Ereignisse, die zur Spaltung des Compoundkerns führen. Man erkennt, daß mit zunehmendem Drehimpuls, wenn die nach dem RLD-Modell berechnete Grundzustandskonfiguration sich langsam der Sattelpunktskonfiguration annähert, die Überlebenswahrscheinlichkeit gegen 0 geht.

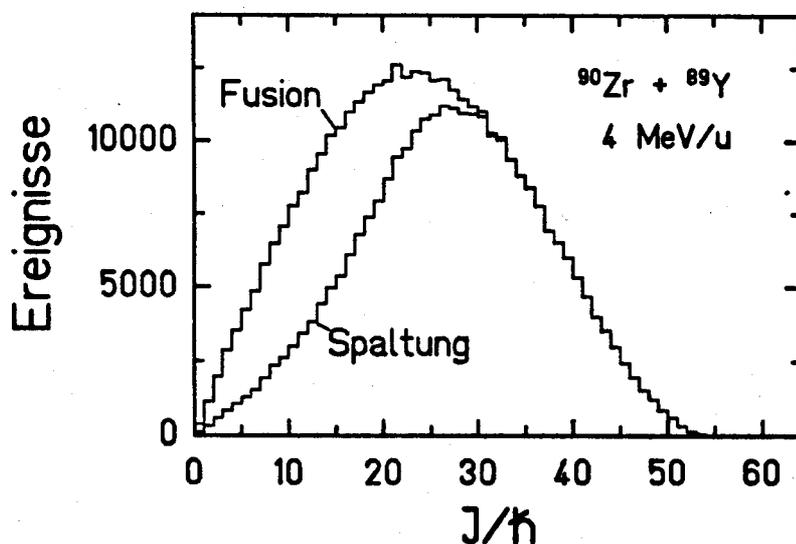


Abbildung 51: Anfangsdrehimpulsverteilung für Fusion und Spaltung

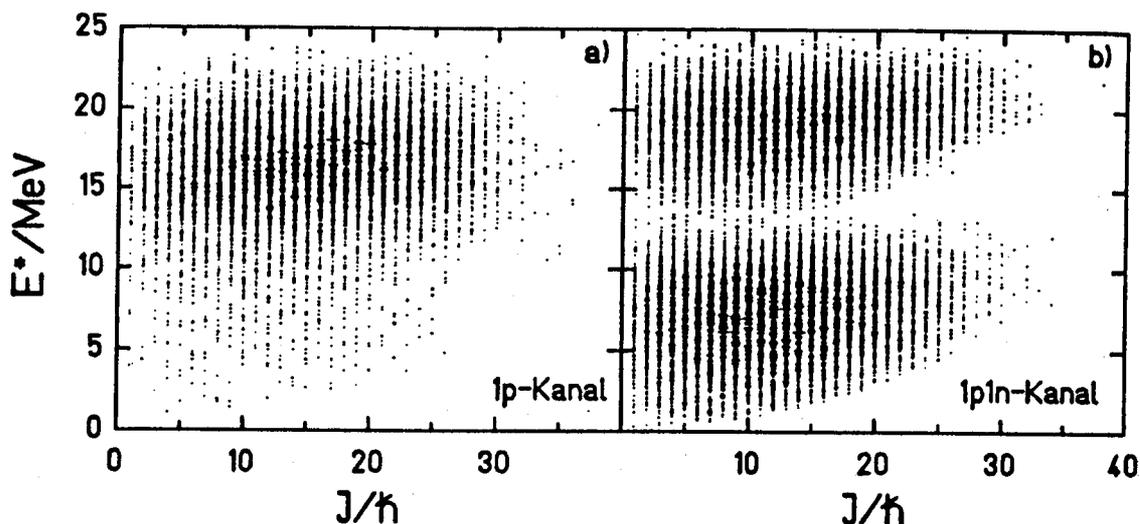
In Korrelationsdarstellung ist in Abbildung 52 gezeigt, zu welchen Tochterzuständen ( $J, E^*$ ) die Emission eines Protons des  $1p$ - bzw. des  $1p1n$ -Kanals führt. Beim  $1p1n$ -Kanal sind zwei Gruppen zu erkennen. Etwas häufiger findet man Ereignisse, bei denen das Neutron vor dem Proton emittiert wird und daher niedrigere Energiezustände erreicht werden. Auch die Begrenzung des Phasenraums durch die Yrast-Linie wird sichtbar. Entsprechend der Abbildung 51 ist die Anfangsdrehimpulsverteilung der Ereignisse, bei denen ein Proton der in Abbildung 52 betrachteten Kanäle emittiert wird, bei höheren Drehimpulsen durch die zunehmende Spaltwahrscheinlichkeit und bei kleinen Drehimpulsen durch den Fusionsquerschnitt begrenzt.

Protonen			
Kanal	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	$\langle J_i \rangle$ [ $\hbar$ ]	p [ % ]
1p	8.8	14.7	20.4
1p1n	7.1	12.7	44.4
1p2n	4.9	8.7	0.3
2p	7.4	13.4	31.4
2p1n	5.3	8.8	0.2
3p	6.3	11.3	1.3
1 $\alpha$ 1p	6.8	14.1	2.0

$\alpha$ -Teilchen			
Kanal	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	$\langle J_i \rangle$ [ $\hbar$ ]	p [ % ]
1 $\alpha$	18.5	16.1	44.1
1 $\alpha$ 1n	16.0	12.0	9.6
1 $\alpha$ 1p	17.2	14.1	45.3
2 $\alpha$	16.3	9.4	0.7

**Tabelle 13:** Zusammensetzung des p- bzw.  $\alpha$ -Spektrums aus den Beiträgen der einzelnen Kanäle. Die Werte beziehen sich auf die Rechnung Nr. 4 in Tabelle 5. Für die verschiedenen Kanäle sind jeweils die mittleren Energien  $\langle E \rangle$  des Teilchenspektrums, der mittlere Anfangsdrehimpuls  $\langle J_i \rangle$  und der Anteil p des Spektrums am gesamten p- bzw.  $\alpha$ -Spektrums angegeben.



**Abbildung 52:** Korrelation zwischen dem Drehimpuls  $J$  und der Anregungsenergie  $E^*$  des Tochterkerns, der nach Emission eines Protons des  $1p$ -Kanals (a) und des  $1p1n$ -Kanals (b) bevölkert wird.

Die Abbildung 53 zeigt, welche Änderung des Drehimpulses beim Übergang von Mutterkern zu Tochterkern durch die Emission eines Protons bzw.  $\alpha$ -Teilchens bewirkt wird. Die Projektion dieser zweidimensionalen Darstellung auf die  $\Delta J$ -Achse ist ebenfalls in Abbildung 53 zu sehen. Der Betrag der Drehimpulsänderung  $\Delta J$  kann näherungsweise dem Bahndrehimpuls des emittierten Teilchens gleichgesetzt werden. Man sieht, wie die Zerfälle im Mittel zu niedrigeren Drehimpulsen der Tochter führen. Die Protonen werden im wesentlichen mit Bahndrehimpulsen in einem engen Bereich um  $0 \hbar$  emittiert. Aufgrund der mit zunehmendem Bahndrehimpuls sehr schnell anwachsenden Zentrifugalbarriere treten Ereignisse bei höheren Drehimpulsen und entsprechend höheren Energien sehr selten auf. Die Bahndrehimpulsverteilung der  $\alpha$ -Teilchen ist breiter. Der Einfluß der Zentrifugalbarriere auf die Energieverteilung ist hier deutlich weniger ausgeprägt als bei den Protonen.

Die Zusammensetzung des Protonen- bzw.  $\alpha$ -Spektrums aus den Beiträgen der einzelnen Kanäle ist in Abbildung 54 gezeigt. Zusammen mit den Zahlen der Tabelle 13 gewinnt man weitere Vorstellungen, wie die unterschiedlichen Zerfallskanäle erreicht werden. Eine Emission mehrerer Teilchen ist tendenziell eher bei kleinen Anfangsdrehimpulsen möglich. Bei höheren Anfangsdrehimpulsen reicht die Anregungsenergie über der Yrast-Linie nicht aus, um mehrere Teilchen abzdampfen. Aufgrund des Einflusses der Drehimpulsbarriere (s. oben) ist es auch kaum möglich, durch Emission mit hohem Bahndrehimpuls in Bereiche mit niedrigem

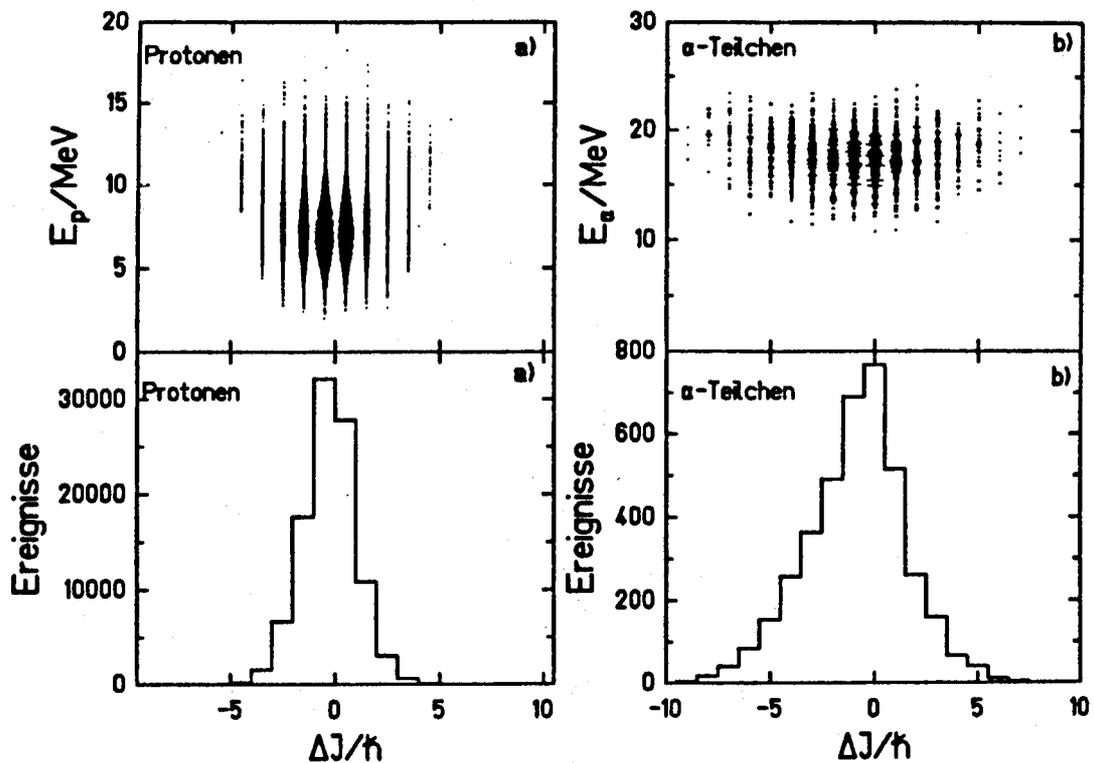


Abbildung 53: Korrelation (obere Bildhälfte) zwischen der Drehimpulsdifferenz  $\Delta J = J' - J$  und der kinetischen Energie des angegebenen geladenen Teilchens, dessen Emission vom Zustand  $J$  des Mutterkerns in den Zustand  $J'$  des Tochterkerns führt, sowie die Projektion (untere Bildhälfte) dieser Korrelationen auf die  $\Delta J$ -Achse ( $\Delta J$ -Verteilung).

Kernspin und damit hoher Anregungsenergie über der Yrast-Linie zu gelangen. Auf diese Weise nimmt die Anfangsdrehimpulsverteilung Einfluß auf die Querschnitte der einzelnen Kanäle. Damit mehrere Teilchen emittiert werden können, ist auch eine entsprechende Aufteilung der Anregungsenergie über der Yrast-Linie auf die kinetischen Energien der einzelnen Teilchen notwendig. Umgekehrt führt die Emission eines hochenergetischen Teilchens dazu, daß der  $\gamma$ -Zerfall des Tochterkerns besser mit einer weiteren Teilchenabdampfung konkurrieren kann. So erklären sich auch die mittleren Energien der Energiespektren der einzelnen Kanäle (s. Tabelle 13).

Eine weitere interessante Information ist, in welchem Schritt einer Kaskade ein geladenes Teilchen emittiert wird. Die Tabelle 14 und die Abbildung 55 geben Aufschluß darüber. Auffallend ist, daß bei den  $p\alpha n$ -Kanälen und dem  $2p1n$ -Kanal in den meisten Fällen das bzw. die Neutronen vor einem Proton emittiert werden. Diese Reihenfolge ist, wie folgt, erklärbar. Die Emission eines Neutrons von  $^{179}\text{Au}$  führt zu einem ungerade-ungerade Kern, während die Emission eines Protons zu einem gerade-gerade Kern führt, wo die Niveaudichte aufgrund der gepaarten Neutronen und Protonen sehr viel kleiner ist. Beim  $1p$ -Kanal ist festzustellen, daß in etwa 9% aller Fälle  $\gamma$ -Strahlung vor dem Proton emittiert wird. Wegen der niedrigeren Anregungsenergie nach der  $\gamma$ -Emission wird dann die mitt-

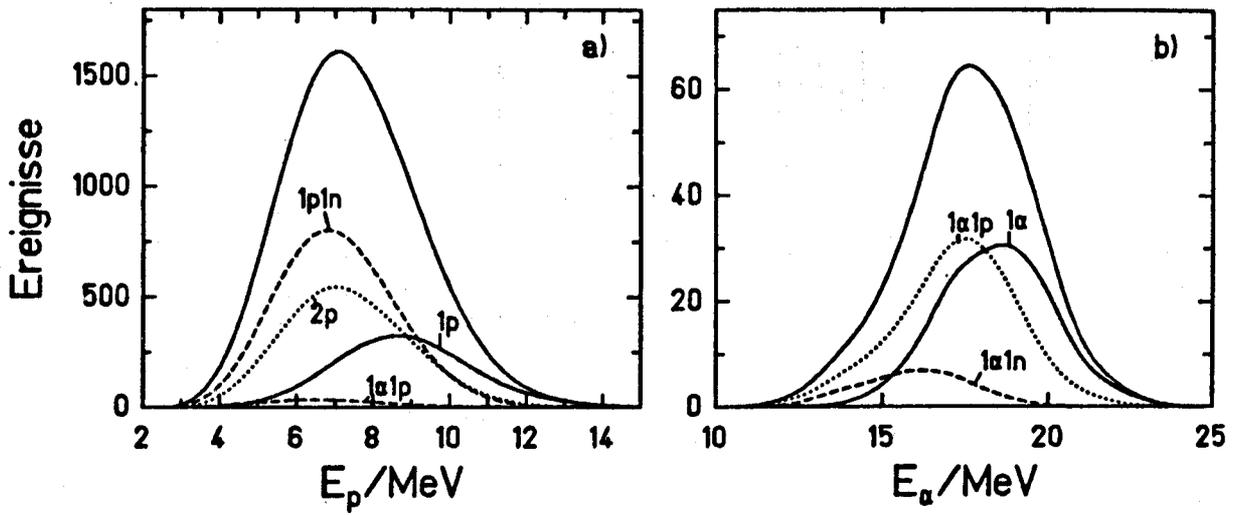


Abbildung 54: Zusammensetzung des Protonenspektrums (a) und des  $\alpha$ -Spektrums (b) aus den Beiträgen der einzelnen Kanäle (vgl. Tabelle 13)

lere Protonenenergie kleiner.

Protonen								
Kanal	1.Schritt		2.Schritt		3.Schritt		4.Schritt	
	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]
1p	9.0	90.8	7.6	7.9	6.9	1.1		
1p1n	7.7	39.5	6.8	50.1	6.1	8.8	5.4	1.4
1p2n	5.2	10.1	5.0	18.5	5.0	65.5	3.9	5.9
2p	8.0	49.5	6.9	42.9	6.2	6.6	5.6	0.9
2p1n	5.9	15.8	5.4	35.9	5.0	46.7		
3p	7.0	33.2	6.0	32.6	5.8	28.7	5.3	5.2
1 $\alpha$ 1p	7.9	24.0	6.7	55.8	6.0	15.5	5.6	3.8

$\alpha$ -Teilchen								
Kanal	1.Schritt		2.Schritt		3.Schritt		4.Schritt	
	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]	$\langle E \rangle$ [ MeV ]	p [ % ]
1 $\alpha$	18.5	97.8	17.57	2.2				
1 $\alpha$ 1n	16.4	55.3	15.67	41.7	14.4	2.7		
1 $\alpha$ 1p	17.7	75.3	16.07	21.1	15.1	3.0	14.8	0.6

**Tabelle 14:** Emission von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen in verschiedenen Schritten der Abdampfungskaskade. Für die verschiedenen Kanäle sind jeweils die mittleren Energien  $\langle E \rangle$  der Teilchen angegeben, die in den ersten 4 Schritten in der Zerfallskaskade emittiert werden. p gibt den Anteil der in dem betreffenden Schritt emittierten Teilchen am Gesamtspektrum des jeweiligen Kanals an. Die Werte beziehen sich auf die Rechnung Nr. 4 in Tabelle 5.

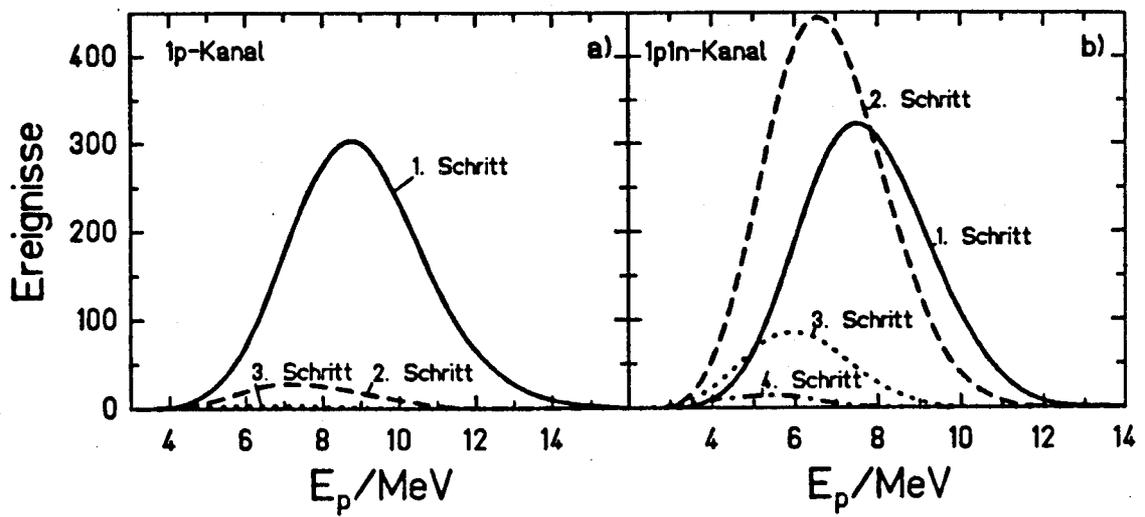


Abbildung 55: Energiespektren der Protonen des 1p-Kanals (a) und des 1p1n-Kanals (b) bei Emission in verschiedenen Schritten der Zerfallskaskade (vgl. Tabelle 14).

### A.3 Betrachtungen zur Bestimmung mittlerer Übergangsraten in deformierten Kernen

Zur Bestimmung der Übergangsraten  $R_{p,\alpha}(N,Z,J,E \rightarrow N',Z',J',E')$  (s. Gleichung (22)) muß bei deformierten Kernen über die verschiedenen Emissionsrichtungen der Protonen bzw.  $\alpha$ -Teilchen gemittelt werden. Bei axial-symmetrischen Kernen sind verschiedene Einstellungen der Kernsymmetrieachse relativ zur Rotationsachse unterscheidbar, was durch die K-Quantenzahl zum Ausdruck gebracht wird. Die statistische Verteilung dieser Quantenzahl  $K$  kann geschrieben werden als:

$$W(K) \approx e^{-\frac{\kappa^2 \hbar^2 (\Theta_{\perp} - \Theta_{\parallel})}{2\Theta_{\perp}\Theta_{\parallel}T_M}} \quad (98)$$

$$\text{wobei} \quad -J \leq K \leq J \quad (99)$$

In klassischer Betrachtung lautet die äquivalente Verteilung

$$\frac{dW}{d\psi}(\psi) \approx e^{-\frac{J^2 \hbar^2 \cos^2 \psi (\Theta_{\perp} - \Theta_{\parallel})}{2\Theta_{\perp}\Theta_{\parallel}T_M}} = e^{-\frac{\cos^2 \psi}{2\sigma^2}} \quad (100)$$

$$\text{mit} \quad K = J \cos \psi \quad \text{und} \quad \sigma^2 = \frac{\Theta_{\perp}\Theta_{\parallel}T_M}{J^2 \hbar^2 (\Theta_{\perp} - \Theta_{\parallel})} \quad (101)$$

$T_M$  ist die Kerntemperatur des Mutterkerns. Gleichung (100) ist also eine Gaussverteilung von  $\cos^2 \psi$  mit der Varianz  $\sigma$ , die von der Deformation, der Temperatur und dem Drehimpuls des Mutterkerns abhängt. Bei sphärischen Kernen oder Kernen mit Drehimpuls 0 ( $\sigma$  ist unendlich) entartet die Gaußverteilung zu einer isotropen Verteilung in  $\psi$ , d. h. es gibt keine Symmetrieachse bzw. keine Rotationsachse, und somit sind alle Orientierungen des Kerns im Raum gleich wahrscheinlich. Im anderen Grenzfall ( $\sigma = 0$ ), was bei  $T_M = 0$ , also auf der Yrast-Linie der Fall ist, entartet die Verteilung (100) zu einer  $\delta$ -Funktion, d. h. nur Einstellungen mit  $K=0$  (Rotationsachse senkrecht zur Kernsymmetrieachse) sind energetisch möglich. Auch bei sehr hohen Drehimpulsen und extremen Deformationen gibt es eine Annäherung an die  $\delta$ -Verteilung. Im Falle der Fusion von  $^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y}$  bei 4 MeV/u liegt bei realistischen Werten von  $T_M = 1$  MeV (etwa 20 MeV Anregungsenergie) und  $J = 15\hbar$   $\sigma^2$  bei etwa 1, und die Anisotropie  $dW/d\psi(\psi = 0^\circ)$  ( $K=J$ ) zu  $dW/d\psi(\psi = 90^\circ)$  ( $K=0$ ) beträgt 0.6. Der Grenzfall einer  $\delta$ -Funktion liegt also weit entfernt. Die Annahme einer isotropen Orientierung der Kernsymmetrieachse relativ zur Rotationsachse ist also in diesem Fall eine gute Näherung.

Die Energie- und Drehimpulsabhängigkeit der Niveaudichte ist aufgrund der geringen Unterschiede der Rotationsenergie bei verschiedenen K-Einstellungen und

ihres geringen Beitrags im Energieterm der Niveaudichte (s. Kapitel 4.2) in guter Näherung unabhängig von  $K$ . Da sie zudem unabhängig von der Emissionsrichtung des Teilchens ist, kann die Mittelung darüber in Gleichung (22) auf die Mittelung der  $\Theta$ -abhängigen Transmissionskoeffizienten reduziert werden, wobei  $\Theta$  der Polwinkel bezüglich der Symmetrieachse des axial-symmetrischen Kerns ist.

In Gleichung (22) ist abgesehen vom Teilchenspin  $s_z$ , der bei  $\alpha$ -Teilchen sowieso 0 ist, eine Summation von  $l=|J' - J|$  bis  $l=J'+J$  durchzuführen. Das erste Glied dieser Summe mit dem minimalen  $l$  liefert den größten Beitrag in der Summe und ist dadurch ausgezeichnet, daß die Vektoren  $\vec{J}$ ,  $\vec{J}'$  und  $\vec{l}$  parallel liegen. Sie stehen alle senkrecht auf der Ebene, in der die Teilchen emittiert werden. Zu jedem  $K$  ergibt sich eine andere Schnittlinie der Emissionsebene mit der Kernoberfläche, wobei entlang solch einer Linie sich die Emissionsbarrieren und damit auch die Transmissionskoeffizienten ändern. Die Transmissionskoeffizienten müssen entlang dieser Linien gemittelt und dann entsprechend der Wahrscheinlichkeit der  $K$ -Einstellung aufaddiert werden.

Diese Mittelung läßt sich für die oben genannten Extreme der  $K$ -Verteilungen einfach angeben. Im Falle, daß die Kernsymmetrieachse nur senkrecht zur Rotationsachse steht, muß entlang eines Längengrades ( $0^\circ \leq \Theta \leq 180^\circ$ ) gemittelt werden, wo jeder Winkel  $\Theta$  gleich häufig vorkommt. Die Gewichtsfunktion  $dW/d\Theta$  ist daher konstant.

Bei isotroper  $K$ -Verteilung sind alle Orientierungen des Kerns im Raum gleich wahrscheinlich. Die Teilchen können unter jedem Raumwinkel emittiert werden. Daher lautet die Gewichtsfunktion  $dW/d\Omega = \text{const.}$  bzw.  $dW/d\Theta = \sin \Theta$ .

Bei den weiteren Gliedern der Summe in Gleichung (22), die zu größerem  $l$  immer weniger beitragen, liegen die Vektoren  $\vec{J}$ ,  $\vec{J}'$  und  $\vec{l}$  nicht mehr parallel. Im Grenzfall großer  $J$  und  $J'$  und  $J \approx J'$  liegt für kleine  $l > |J' - J|$  der Vektor  $\vec{l}$  nahezu senkrecht zu  $\vec{J}$  und  $\vec{J}'$ . Dann kann  $\vec{l}$  nicht mehr nur eine sondern mehrere Orientierungen relativ zu  $\vec{J}$  einnehmen. Die Teilchen können dann auch bei  $K=0$  nicht mehr nur längs eines Längengrades sondern auch längs anderer Schnitte der Emissionsebene mit der Kernoberfläche emittiert werden. Für diesen Spezialfall ( $K=0, \vec{l} \perp \vec{J}$ ) ist dann die Mittelung analog zu dem obigen Fall einer isotropen  $K$ -Verteilung und  $|\vec{l}||\vec{J}$  durchzuführen, da hier die relativen Orientierungen von  $\vec{l}$  zur Kernsymmetrieachse identisch mit denen des oben diskutierten Falls sind. Umgekehrt ist für  $|K|=J$ ,  $\vec{l} \perp \vec{J}$  analog zu  $K=0$ ,  $|\vec{l}||\vec{J}$  die Gewichtsfunktion  $dW/d\Theta = \text{const.}$  anzuwenden.

Man kann festhalten, daß die relative Orientierung des Kerndrehimpulses  $\vec{J}$ , der Kernsymmetrieachse ( $K$ -Quantenzahl) und des Teilchenbahndrehimpulses  $\vec{l}$  entscheidend dafür ist, mit welchem Gewicht  $dW/d\Theta(\Theta)$  die vom Polwinkel  $\Theta$  des axial-symmetrisch deformierten Kerns abhängigen Transmissionskoeffizienten gemittelt werden müssen. Über alle möglichen Einstellungen von  $K$  und  $\vec{l}$  relativ zu  $\vec{J}$ , die mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit vorkommen, muß weiter gemittelt werden. Eine einfache Gewichtsfunktion kann daher im allgemeinen nicht

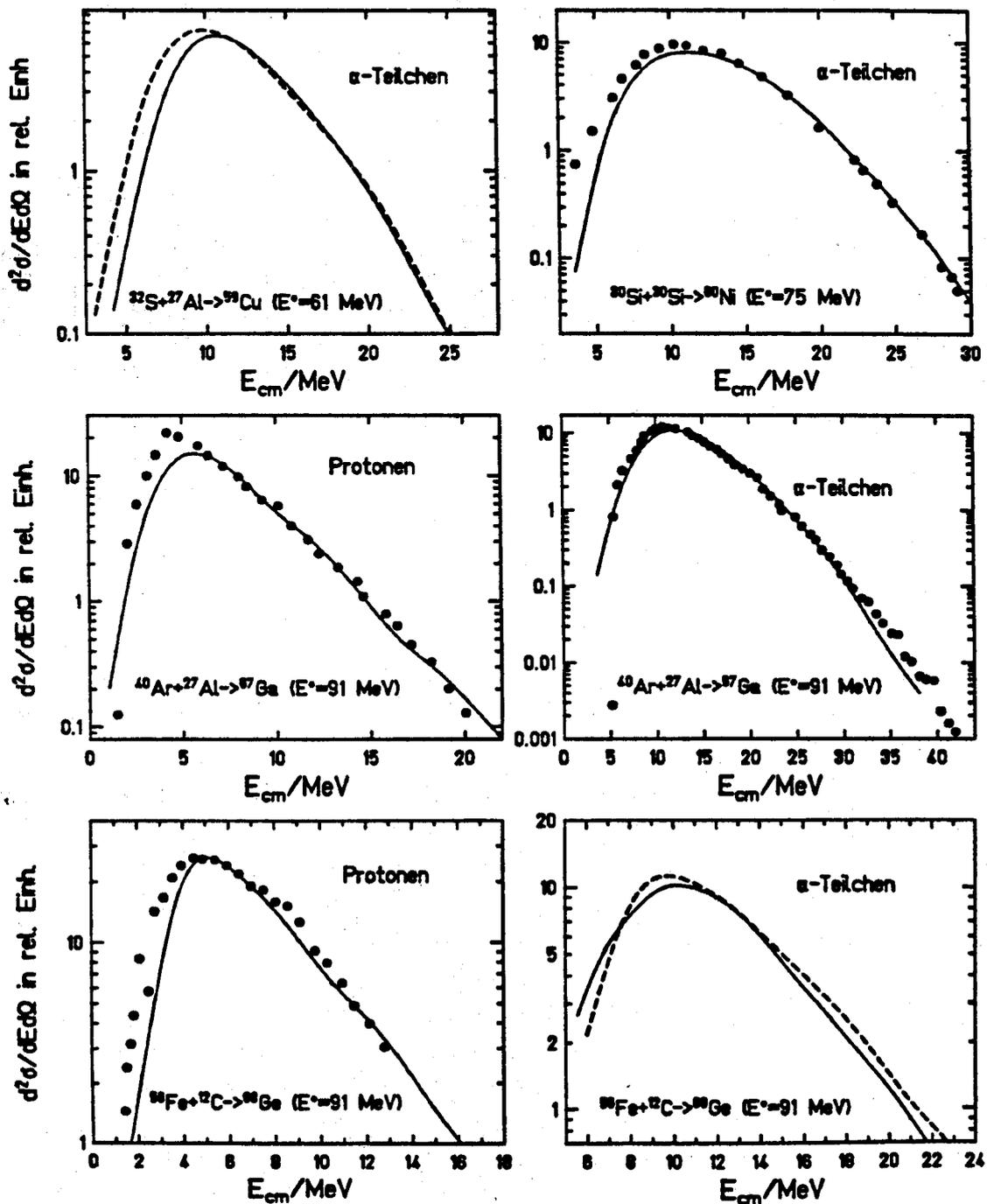
angegeben werden. Nach den diskutierten Spezialfällen, die Grenzfälle darstellen, kann man jedoch folgern, daß allgemein die Gewichtsfunktion zwischen  $dW/d\Theta = \sin \Theta$  und  $dW/d\Theta = \text{const.}$  liegt. Es ist daher sinnvoll, Übergangsraten  $R_{p,\alpha}$  für beide Extremfälle zu berechnen und das exakte Ergebnis irgendwo zwischen den extremen Ergebnissen zu suchen.

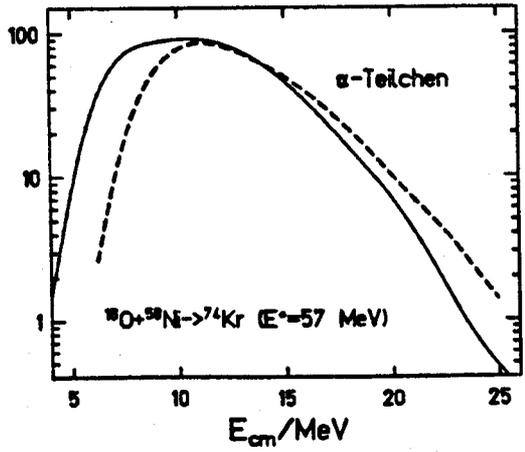
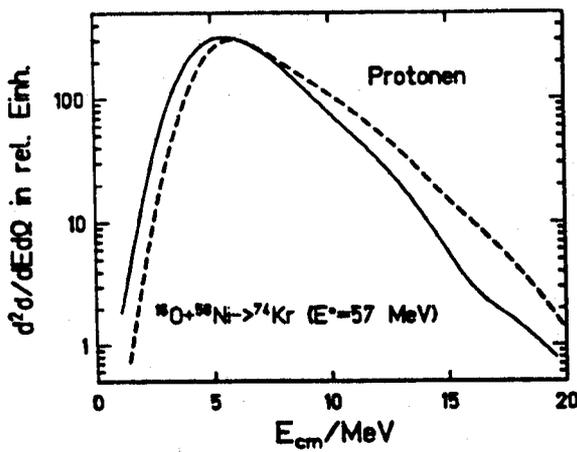
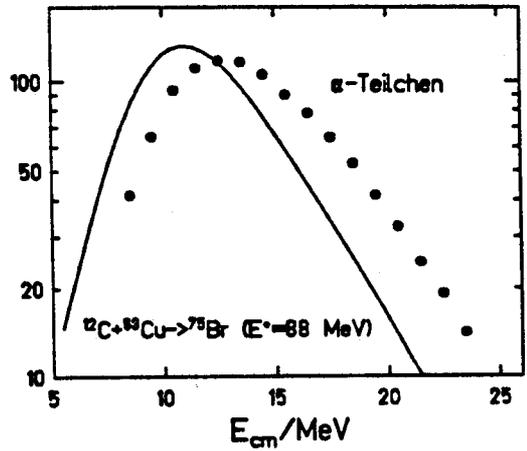
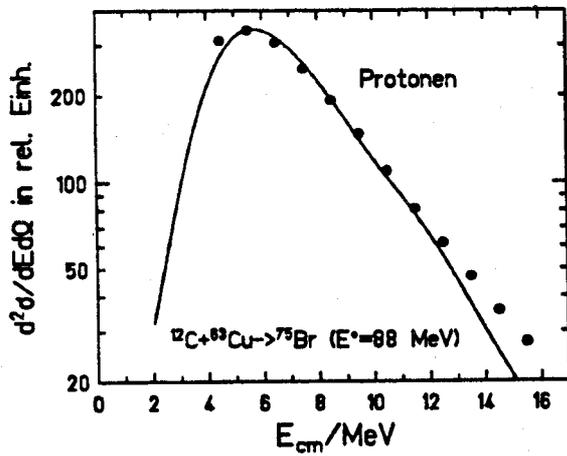
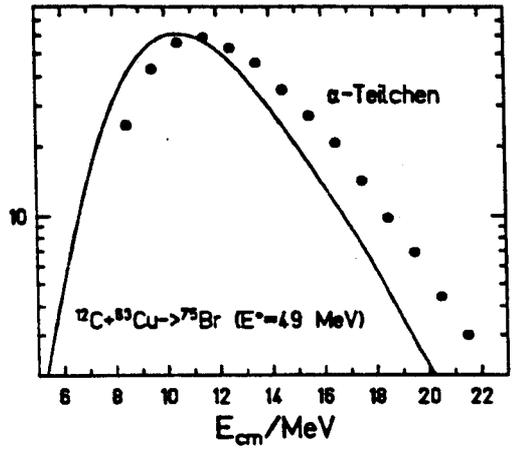
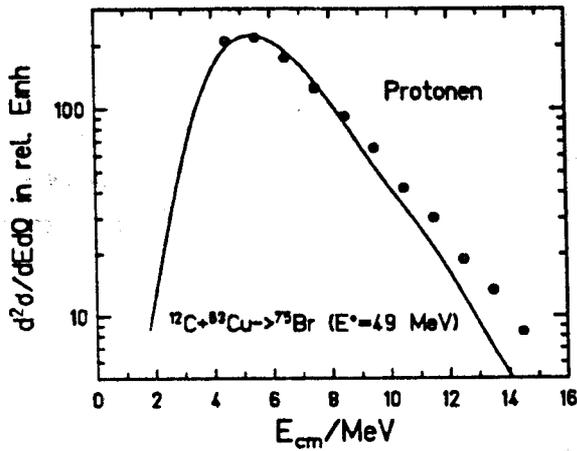
#### A.4 Vergleich experimenteller Spektren geladener Teilchen mit CODEX-Rechnungen

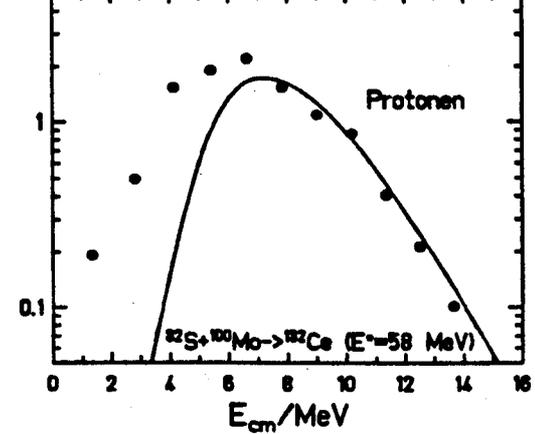
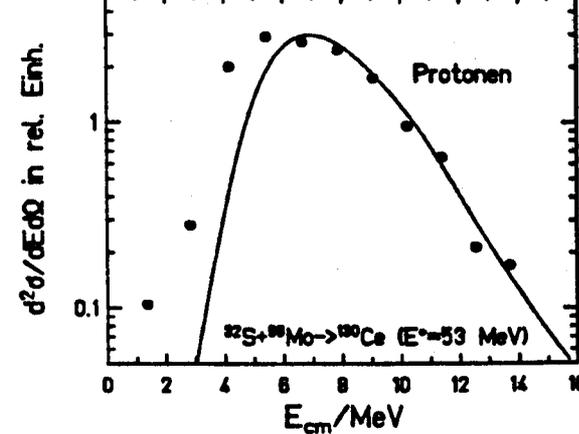
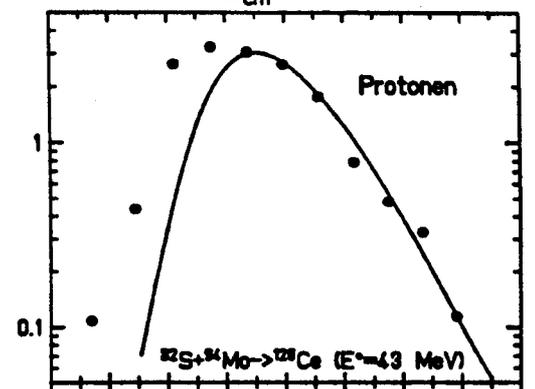
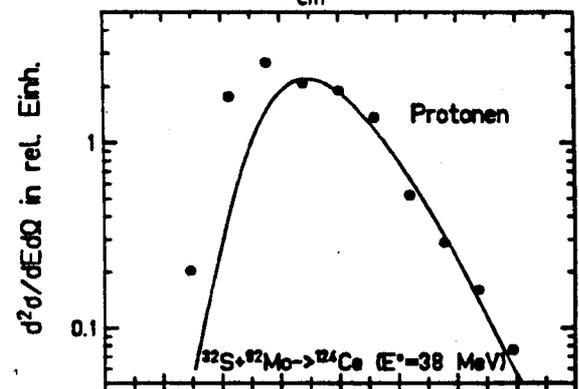
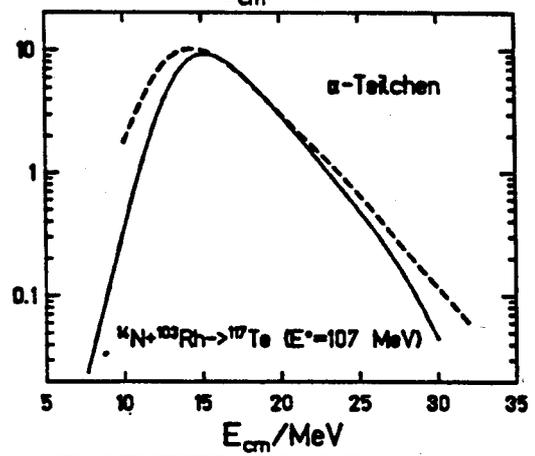
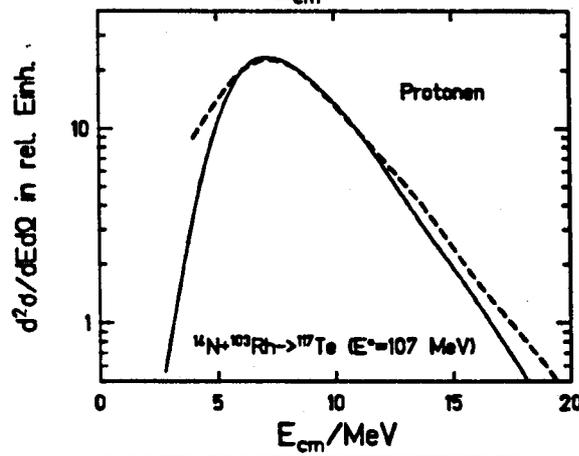
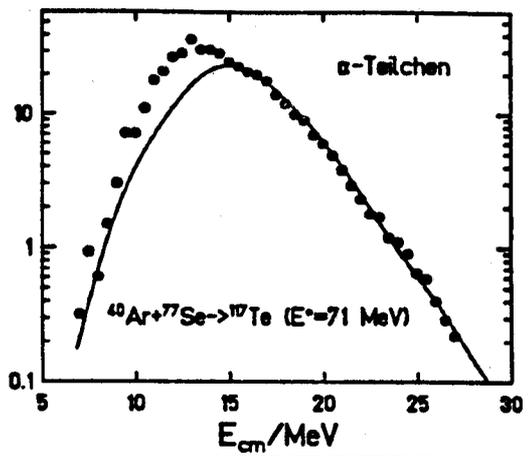
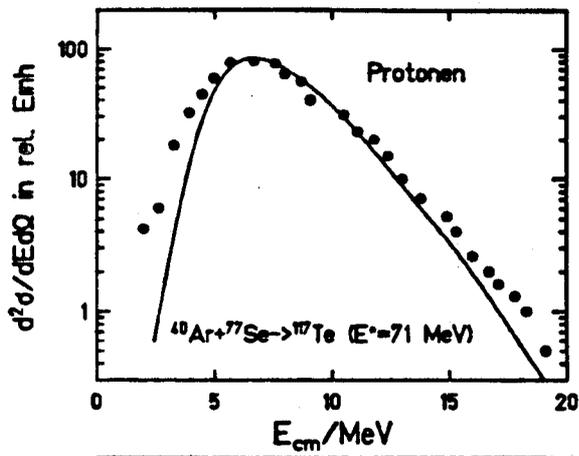
Reaktion	$E_{in}$ [ MeV/u ]	$E^*$ [ MeV ]	$l_{max}$ [ $\hbar$ ]	$\sigma_{fus}$ [ barn ]	Zitat exp. Spektrum	Zitat Rechnung
$^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{59}\text{Cu}$	3.28	61	31	0.89	ChG84	ChG84
$^{30}\text{Si} + ^{30}\text{Si} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$	4.00	75	40	1.21	LRM88	LRM88
$^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{67}\text{Ga}$	4.75	91	43	1.08	LRM87	LRM87
$^{56}\text{Fe} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{68}\text{Ge}$	8.57	91	31	0.75	LRM87	LRM87
$^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{75}\text{Br}$	4.54	49	30	1.11	ReF69	GiG71
$^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{75}\text{Br}$	8.33	88	32	0.85	ReF69	
$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{74}\text{Kr}$	10.00	57	38	1.13	LaH84	LaH84
$^{40}\text{Ar} + ^{77}\text{Se} \rightarrow ^{117}\text{Te}$	3.65	71	57	0.68	GaG74	IC84
$^{14}\text{N} + ^{103}\text{Rh} \rightarrow ^{117}\text{Te}$	7.64	107	43	1.10	GaG74	IC84
$^{32}\text{S} + ^{92}\text{Mo} \rightarrow ^{124}\text{Ce}$	3.63	38	27	0.05	Mul87	Mul87
$^{32}\text{S} + ^{94}\text{Mo} \rightarrow ^{126}\text{Ce}$	3.63	43	30	0.08	Mul87	
$^{32}\text{S} + ^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{130}\text{Ce}$	3.63	53	34	0.15	Mul87	
$^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{132}\text{Ce}$	3.63	58	36	0.18	Mul87	
$^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{122}\text{Ba}$	4.00	66	55	0.54	BoK85	
$^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$	8.80	135	60	1.01	DiS82	
$^4\text{He} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{185}\text{Re}$	16.25	61	21	1.28	ChH68	ChH68
$^4\text{He} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{201}\text{Tl}$	14.50	47	21	1.80	ChH68	ChH68
$^4\text{He} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{201}\text{Tl}$	16.25	62	22	1.39	ChH68	ChH68
$^4\text{He} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{212}\text{Po}$	16.25	55	23	1.51	ChH68	ChH68
$^6\text{Li} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{203}\text{Pb}$	12.47	80	30	1.49	ViK82	ViK82
$^{90}\text{Zr} + ^{89}\text{Y} \rightarrow ^{179}\text{Au}$	4.00	26	50	0.04	d. A.	d. A.
$^{12}\text{C} + ^{182}\text{W} \rightarrow ^{194}\text{Hg}$	10.08	98	49	1.28	McA80	McA80
$^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{197}\text{Tl}$	13.44	173	60	0.81	VaA84	VaA84

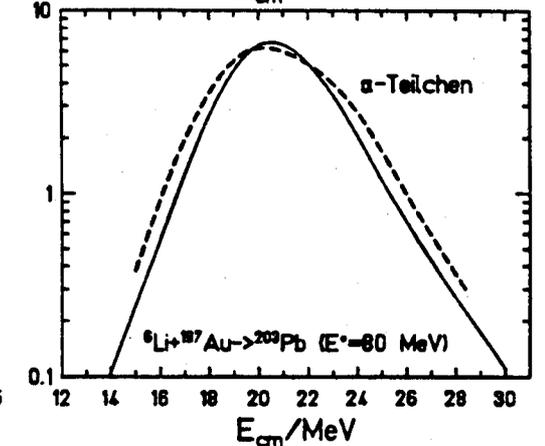
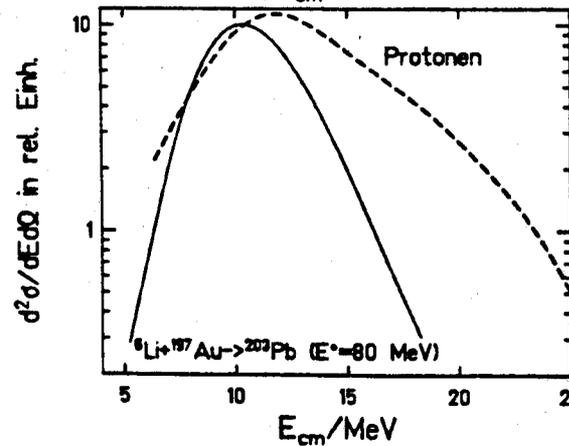
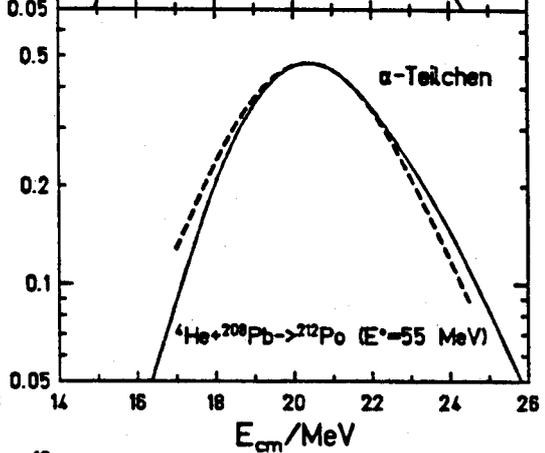
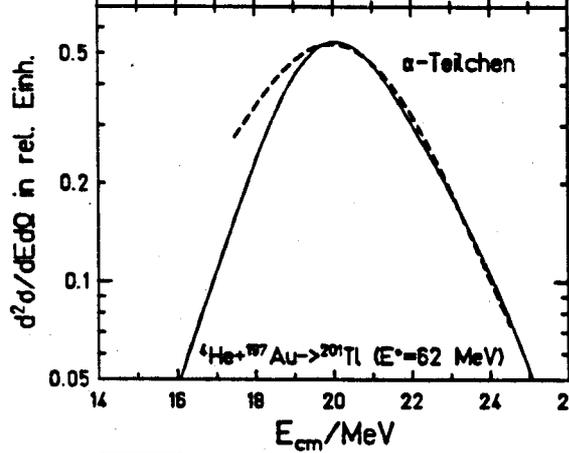
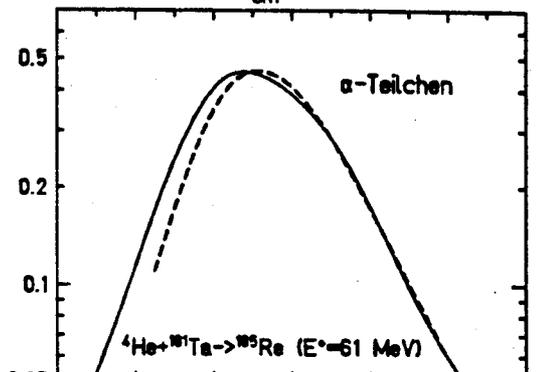
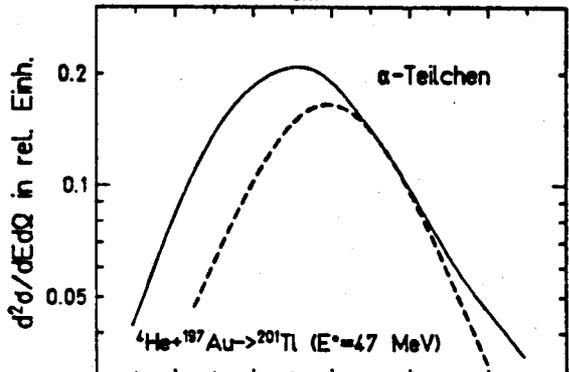
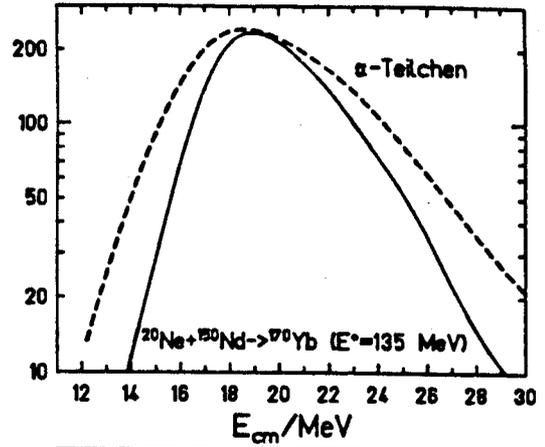
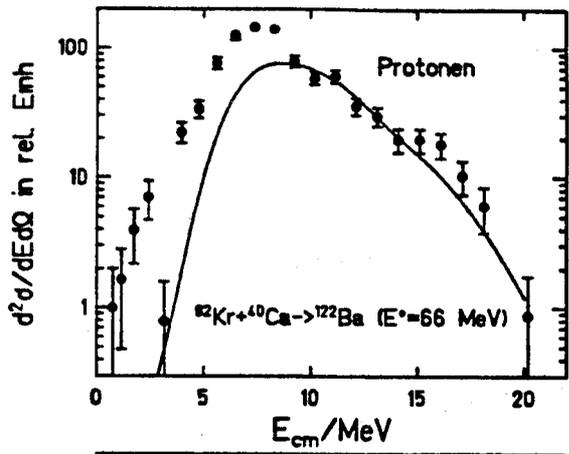
**Tabelle 15:** Tabelle der Reaktionen, die mit CODEX-Rechnungen verglichen wurden. Die Anregungsenergie, der maximale Anfangsdrehimpuls und der Fusionsquerschnitt, wie sie sich in der Standardrechnung ergeben, sind in den Spalten 3, 4 und 5 genannt. Die Quellen, aus denen die experimentellen Spektren der geladenen Teilchen entnommen sind, stehen in Spalte 6. Sofern Rechnungen von anderen Programmen in der Literatur gefunden wurden, sind die Quellen in Spalte 7 angegeben.

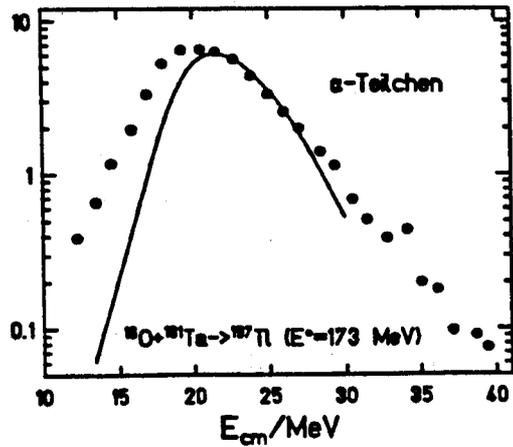
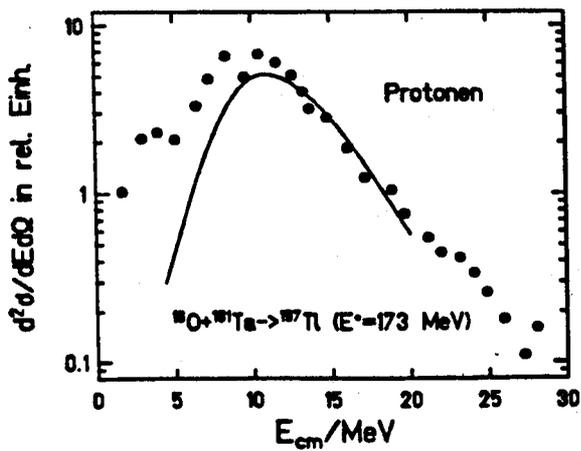
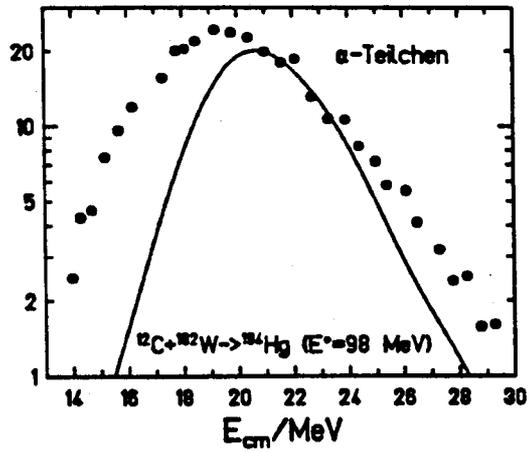
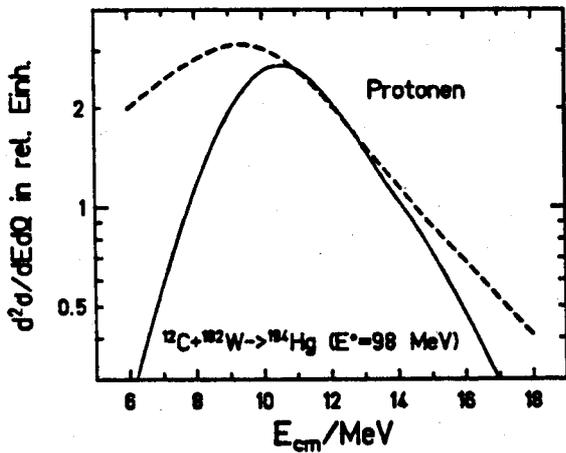
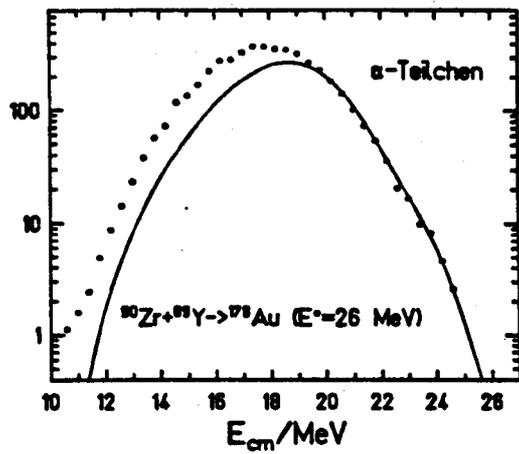
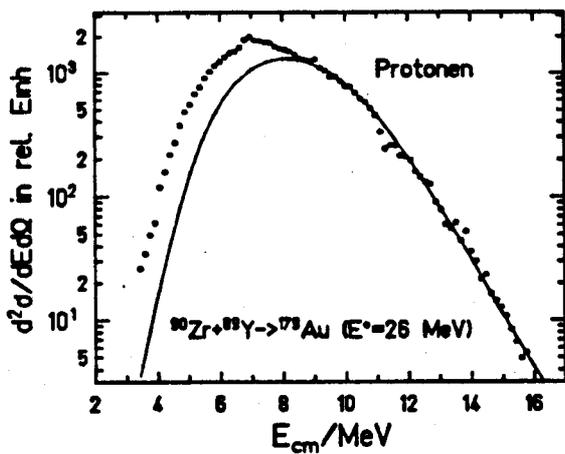
Abbildung 56: Zusammenstellung der gemessenen Energiespektren geladener Teilchen aus der Literatur, die mit CODEX-Rechnungen verglichen wurden (Seite 162 - Seite 166). Die mit CODEX berechneten Spektren sind jeweils in durchgezogenen Linien gezeigt, während die experimentellen Daten teilweise durch volle Symbole, teilweise durch gestrichelte Linien repräsentiert werden. Die jeweilige Kernreaktion und die Anregungsenergie des Compoundkerns sind in jedem Teilbild angegeben.











## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Entstehen und Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein erster Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. H.-G. Clerc für die Aufgabenstellung und die Bereitstellung der für die Durchführung der Arbeit notwendigen Forschungsmittel. Besonders herzlich danke ich ihm für die zahlreichen angeregten Diskussionen, in denen ich viel von seinen Erfahrungen lernte, in denen aber auch meine eigenen Ideen immer ein offenes Ohr fanden. Dadurch wurde nicht nur die Arbeit positiv beeinflusst, sondern auch eine freie Entwicklung meiner Persönlichkeit als Wissenschaftler ermöglicht.

Herrn Dr. K.-H. Schmidt danke ich von Herzen für seine in jeder Phase dieser Arbeit tatkräftige, teilweise aufopferungsvolle Unterstützung, seine unzähligen fachlichen Ratschläge und die Zusammenarbeit in einer freundschaftlichen Atmosphäre.

Großen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. P. Armbruster für sein Interesse an der Durchführung des Experiments und der Erarbeitung der Ergebnisse und für sein Verständnis, das er mir bei großen und kleinen Problemen und in vielen Diskussionen entgegenbrachte.

Den ehemaligen und jetzigen Doktoranden und Diplomanden der zu Herrn Prof. Dr. H.-G. Clerc gehörenden Arbeitsgruppe, den Herren D. Ackermann, T. Brohm, E. Hanelt, M. Hoß, W. Morawek, V. Ninov, W. Schwab, B. Voss danke ich teils für den großen Einsatz vor und während des Experiments, teils für die Hilfe bei der Auswertung und den Rechnungen mit CODEX sowie für viele kritischen Fragen, die mich oft zu tieferem Nachdenken anregten.

Vielen Dank gebührt auch Herrn Dr. R.S. Simon von der GSI, der für den Aufbau und die Bedienung der  $\gamma$ -Meßapparatur und daher für wesentliche experimentelle Informationen sorgte. Außerdem nahm er an vielen Diskussionen, die bezüglich der  $\gamma$ -Strahlungen geführt wurden, mit seiner Erfahrung regen Anteil.

Den Herren Dr. F.P. Heßberger, Dr. S. Hoffmann, Dr. G. Münzenberg, Dr. B. Quint und Dr. W. Reisdorf von der SHIP-Gruppe der GSI danke ich für die sehr gute und angenehme Zusammenarbeit, die sich teils in ihrem engagierten Einsatz bei der Durchführung des Experiments, teils in steter Hilfsbereitschaft bei Fragen und sonstigen Anliegen zeigte.

Gedankt sei auch zahlreichen Damen und Herren aus verschiedenen Werkstätten, Labors und sonstigen Abteilungen des Instituts für Kernphysik (Mechanik- und Elektronik-Werkstatt, Fotolabor, Zeichenbüro und Bibliothek) sowie der GSI (Targetlabor, Konstruktionsbüro, Mechanikwerkstatt, Elektroniklabor, Rechenzentrum und Strahlenschutz), die auf verschiedene Weisen und zu unterschiedlichen Phasen der Arbeit mehr oder weniger große, aber dennoch wichtige Arbeiten verrichteten.

Hervorheben möchte ich davon Herrn H. Folger, der für die sehr wichtige Herstellung der Targets sorgte, sowie den Mechaniker H.-G. Burkhard und den Elektroniker H.-J. Schött der SHIP-Gruppe, die trotz des teilweise großen Zeitdrucks, unter dem manche Arbeiten erledigt werden mußten, durch ihren nimmermüden Einsatz bei der Vorbereitung und der Durchführung großen Anteil am Erfolg des Experiments hatten.

Für interessante und anregende Diskussionen bei der Interpretation der Ergebnisse danke ich Herrn Prof. Dr. W. Nörenberg.

Weitere spezielle Diskussionen führte ich mit Herrn Dr. D. Schardt von der GSI und den zeitweilig bei GSI als Gast weilenden französischen Physikern Herrn Prof. Dr. H. Delagrange und Herrn Dr. J.-P. Dufour, der auch am Experiment aktiv mitwirkte. Dafür sei auch ihnen vielen Dank ausgesprochen.

Zu großem Dank verpflichtet bin ich auch den Herren Dr. R. Jahn und Dr. P. von Neumann-Cosel, die sich bei der Strahlzeit zur Eichung des Ringteleskops am Bonner Isochron-Zyklotron sehr stark engagierten.

Für die gute Zusammenarbeit bei der Sonderanfertigung des Ringteleskops und auch anderer Halbleiterdetektoren danke ich Frau Dr. M. Lampert und Herrn Dr. J.R. Schüssler von der ehemaligen Firma Enertec-Schlumberger, heute Firma Intertechnique.

Herrn H. Balonier danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts dieser Arbeit.

Die Arbeit wurde finanziert mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie und mit Mitteln der GSI.



**Berufliche Tätigkeiten:**

seit Okt. 1984

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am  
Institut für Kernphysik der  
Technischen Hochschule Darmstadt

Darmstadt, 26. September 1988