

Inelastische Photonenstreuung an  $^{52}\text{Cr}$   
mit einem EUROBALL – CLUSTER – Detektor  
am S – DALINAC

**Joachim Enders**

Diplomarbeit

*Institut für Kernphysik  
Technische Hochschule Darmstadt*

Dezember 1995

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der semimagische Kern  $^{52}\text{Cr}$  mit der Methode der Kernresonanzfluoreszenz am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC mit Bremsstrahlung einer Endpunktenergie von 7 MeV untersucht. Dazu wurde erstmals für Photonenstreuexperimente der im Rahmen des EUROBALL-Projektes entwickelte CLUSTER-Detektor eingesetzt, der sich durch hohe Ansprechwahrscheinlichkeit, gute Energieauflösung und sehr gutes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis als hervorragend geeignetes Werkzeug für derartige Experimente erwiesen hat.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten erstmals eine Reihe von Quadrupolübergängen und ein starker Dipolübergang identifiziert werden, der mit einer Anregungsenergie von 5544 keV nur wenige 100 keV unterhalb der Summenenergie des ersten  $2^+$ - und  $3^-$ -Zustandes liegt und daher als ein Kandidat für einen Zwei-Phonon- $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zustand angesehen werden muß. Er besitzt — als  $1^-$ -Zustand interpretiert — eine reduzierte Übergangsstärke von  $1.7 \cdot 10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ .

Wir wollen nun versuchen, es hier in einem einzigen Buch zusammenzufassen. Wir bemerkten nämlich die Flut der Zahlen, und wie schwierig es wegen der Menge des Stoffes ist, sich in die (...) Darstellung einzuarbeiten. So nahmen wir uns vor, die, die gern lesen, zu unterhalten, denen, die mit Eifer auswendig lernen, zu helfen, allen aber, die das Buch auf irgendeine Weise in die Hand bekommen, zu nützen.

*2 Makk 2,23-25*

Die Bibel: Einheitsübersetzung der Heiligen Schrift  
(Katholische Bibelanstalt, Stuttgart 1980)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Kernresonanzfluoreszenz (KRF) . . . . .	3
2.1.1	Wirkungsquerschnitt . . . . .	3
2.1.2	Übergangsstärken . . . . .	4
2.1.3	Winkelverteilung . . . . .	5
2.1.4	Bestimmung von Übergangsstärken aus den Meßwerten . . . . .	7
2.2	Multiphonon-Zustände . . . . .	8
2.2.1	Phononen . . . . .	9
2.2.2	Kopplung von Phononen und Restwechselwirkung . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>12</b>
3.1	KRF-Experimente am S - DALINAC . . . . .	12
3.1.1	S - DALINAC . . . . .	12
3.1.2	KRF-Meßplatz . . . . .	13
3.2	Der EUROBALL - CLUSTER - Detektor . . . . .	15
3.3	Datenerfassung . . . . .	18
3.3.1	Koinzidente und Singles - Spektren . . . . .	20
3.3.2	Elektronik . . . . .	21
3.3.3	Online - Analyse . . . . .	22
3.4	Durchführung des Experiments . . . . .	22
3.5	Relative Ansprechwahrscheinlichkeit . . . . .	23
3.6	Auswertung . . . . .	24

<b>4</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>27</b>
4.1	Meßergebnisse . . . . .	27
4.2	Diskussion . . . . .	30
4.2.1	Identifikation von Untergrundlinien . . . . .	30
4.2.2	Übergänge in $^{50}\text{Cr}$ und $^{53}\text{Cr}$ . . . . .	31
4.2.3	Übergänge in $^{52}\text{Cr}$ . . . . .	32
4.3	Zwei-Phonon-Zustand . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Schlußbemerkungen</b>	<b>43</b>
<b>A</b>	<b>Eigenschaften des CLUSTER-Detektors</b>	<b>45</b>
A.1	Escape-Wahrscheinlichkeit . . . . .	45
A.2	Singles-Spektren und Listmode-Daten . . . . .	45
A.3	Zeitspektren . . . . .	48
A.4	BGO-Abschirmung . . . . .	49
	<b>Quellenverzeichnis</b>	<b>51</b>

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Verteilung der Intensität für Dipol- und Quadrupolstrahlung . . . . .	6
2.2	Formoszillationen eines Tropfens . . . . .	9
2.3	Schematische Darstellung von Vibrationszuständen in Atomkernen . . .	10
3.1	Schematische Darstellung des supraleitenden Darmstädter Linearbeschleunigers (S-DALINAC) . . . . .	12
3.2	Ansicht des KRF-Meßplatzes am S-DALINAC . . . . .	14
3.3	Fotografische Aufnahmen des CLUSTER-Detektors . . . . .	17
3.4	Technische Zeichnung des CLUSTER-Detektors . . . . .	18
3.5	Aufnahme des Meßplatzes . . . . .	19
3.6	Fotografische Aufnahme der unter 90° aufgestellten Einzelkapsel . . . .	19
3.7	Stark vereinfachte schematische Darstellung der Meßelektronik . . . . .	21
3.8	Mit GEANT 3.21 simuliertes Photonenflußspektrum . . . . .	24
3.9	Relative Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Detektoren . . . .	25
4.1	Spektrum des 90°-Detektors und des CLUSTER-Detektors . . . . .	28
4.2	KRF-Spektrum von $^{52}\text{Cr}$ (CLUSTER-Detektor) . . . . .	29
4.3	Normierte Winkelkorrelation der Chrom-Messung . . . . .	30
4.4	Stärkeverteilung für die Übergänge in $^{52}\text{Cr}$ . . . . .	37
4.5	Vergleich von Anregungsenergien . . . . .	41
A.1	Beiträge der einzelnen Multiplizitäten . . . . .	46
A.2	Energieprojektionsspektrum der zentralen Kapsel . . . . .	47
A.3	Zeitprojektionsspektrum der zentralen Kapsel . . . . .	48
A.4	Vergleich des BGO-Spektrums mit dem Gesamtspektrum . . . . .	50

## Tabellenverzeichnis

3.1	Experimentelle Parameter . . . . .	23
4.1	Übergänge in $^{50}\text{Cr}$ und $^{53}\text{Cr}$ . . . . .	32
4.2	Übergänge in $^{52}\text{Cr}$ . . . . .	33
4.3	Zusammenstellung der Übergangsstärken . . . . .	41



# 1 Einleitung

Der Aufbau und die Struktur von Atomkernen und die Wechselwirkungen ihrer Bestandteile sind seit Jahrzehnten ein zentrales Feld experimenteller Forschung in der Physik. Man versucht hierbei, ein möglichst vollständiges Spektrum der Anregungen eines Atomkerns mit den zugehörigen Quantenzahlen zu bestimmen. Bei der Untersuchung des Spektrums eines Kerns findet man Zustände, die auf Anregungen einzelner Nukleonen zurückgeführt werden können (*Einteilchenanregungen*), wie auch solche, die auf *kollektiven* Effekten beruhen, zu denen also mehrere Nukleonen kohärent beitragen [1]. So kennt man z. B. Schwingungen von Protonen und Neutronen gegeneinander (*isovektorielle Riesenresonanzen*), oder in deformierten Kernen werden tiefliegende kollektive Anregungen beobachtet, die als *Rotationen* des gesamten Kerns verstanden werden können.

In sphärischen Kernen existiert eine Klasse elementarer kollektiver Anregungen natürlicher Parität bei relativ niedrigen Anregungsenergien, die als *Formschwingungen* eines Flüssigkeitstropfens (vgl. Bild 2.2) beschrieben werden können. Durch Kopplung derartiger elementarer Anregungsmoden (*Phononen*) erhält man etwa bei der Summenenergie weitere Zustände. In vielen gerade-gerade-Kernen findet man etwa bei der doppelten Energie des ersten  $2^+$ -Zustandes ein Triplett von Niveaus mit den Drehimpulsen  $0^+$ ,  $2^+$  und  $4^+$ , das auf die Zwei-Phonon-Kopplung ( $2^+ \otimes 2^+$ ) zurückgeführt werden kann. In analoger Weise sucht man auch nach Zuständen, die als  $3^- \otimes 3^-$  oder  $2^+ \otimes 3^-$ -Kopplungen zu verstehen sind. Hinweise auf Doppel-Oktupol-Niveaus wurden erst in jüngster Zeit für einige Kernen der seltenen Erden berichtet [2–5], Quadrupol-Oktupol-Kopplungen wurden hingegen bereits vor dreißig Jahren beobachtet [6–9] und theoretisch diskutiert [10–14].

Die Weiterentwicklungen auf experimentellem Gebiet — hier insbesondere die Fortschritte in der  $\gamma$ -Spektroskopie — und ein weitergehendes Verständnis der Kernstruktur durch neue theoretische Modellbildungen haben dazu geführt, daß Multi-Phonon-Anregungen in jüngster Zeit wieder verstärkt untersucht werden. Durch die Betrachtung großer Konfigurationsräume in den theoretischen Rechnungen werden realistische Aussagen über die Kernstruktur möglich; so konnte etwa kürzlich der Zwei-Phonon-Charakter der doppelten Dipolriesenresonanz mit Quasiteilchen-Phonon-Modellrechnungen beschrieben werden [15].

Das  $2^+ \otimes 3^-$ -Multipllett besteht aus fünf Niveaus mit Spin und Parität  $J^\pi = 1^- - 5^-$ . Die Untersuchung sphärischer Kerne, vor allem in der Nähe der Schalenabschlüsse  $Z = 50$  bzw.  $N = 82$ , liefert eindeutige Belege für die Existenz dieser Phonon-Anregungen [4, 16–27]. Ebenfalls konnten in ungeraden Nachbarkernen Niveaus identifiziert werden, die man einem Zwei-Phonon-Teilchen-Multipllett zuordnen kann [28, 29]. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, ob entsprechende  $2^+ \otimes 3^-$



Zustände auch für Kerne mit dem Schalenabschluß  $N = 28$  existieren. Als Beispiel wurde der Kern  $^{52}\text{Cr}$  gewählt, der einen  $2^+$ -Zustand bei der Energie 1434 keV und einen  $3^-$ -Zustand bei 4563 keV besitzt, so daß ein Zwei-Phonon-Quintuplett bei etwa 6 MeV zu erwarten ist. Aus Elektronenstremessungen sind die reduzierten Übergangsstärken des  $2^+$ - wie des  $3^-$ -Niveaus in  $^{52}\text{Cr}$  bekannt: Sie betragen  $634(39) e^2\text{fm}^4$  entsprechend 55 Weisskopf-Einheiten (W. u.)<sup>1</sup> im Falle des Quadrupolphonons [31] und  $6520(340) e^2\text{fm}^6$  entsprechend 41 W. u. für die Anregung des ersten  $3^-$ -Zustands [32].

Die in dieser Arbeit verwendete experimentelle Methode der *Kernresonanzfluoreszenz* ist selektiv auf die Anregung elektrischer und magnetischer Dipol- und elektrischer Quadrupolübergänge und daher in der Lage, den zum Quintuplett gehörenden  $1^-$ -Zustand anzuregen. Gerade für Dipolübergänge zeichnet sich diese Methode durch eine äußerst niedrige Nachweisgrenze aus und stellt damit für die angegebene Fragestellung ein geeignetes Werkzeug dar.

In Kernresonanzfluoreszenz-Experimenten nutzt man in der Regel Bremsstrahlung zur Anregung der zu untersuchenden Kerne, die mit Elektronenbeschleunigern leicht erzeugt werden kann. Der Injektor des supraleitenden Darmstädter Linearbeschleunigers S-DALINAC ist besonders für solche Photonenstreuexperimente geeignet. Er liefert einen Dauerstrich-Elektronenstrahl mit hohen Strömen und einer maximalen Energie bis etwa 10 MeV, so daß der interessierende Energiebereich bei ca. 6 MeV sehr gut zu untersuchen ist.

Für Kernresonanzfluoreszenz-Experimente bei hohen Energien muß der zum Nachweis der resonant gestreuten Photonen verwendete Zähler eine hohe intrinsische Ansprechwahrscheinlichkeit besitzen. Zugleich sollten Escape-Effekte und Compton-Streuung im Detektor unterdrückt werden. In der hier vorliegenden Arbeit wurde mit dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor [33, 34] der zur Zeit leistungsfähigste zusammengestzte Reinstgermanium-Detektor mit Compton-Unterdrückung erstmals für Photonenstreuexperimente genutzt.

In Kapitel 2 werden zunächst die grundlegenden Beziehungen zur Beschreibung der Kernresonanzfluoreszenz vorgestellt und elementare Überlegungen zu Zwei-Phonon-Zuständen dargelegt. Im dritten Kapitel wird der Meßaufbau mit dem Beschleuniger S-DALINAC und dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor vorgestellt, sowie auf die Meßdatenerfassung und -auswertung eingegangen. In Kapitel 4 werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert; Kapitel 5 zieht ein kurzes Fazit. Im Anhang sind einige Charakteristika und Eigenschaften des EUROBALL-CLUSTER-Detektors zusammengestellt, wie sie im Rahmen dieses Experiments bestimmt wurden.

---

<sup>1</sup>In den *Nuclear Data Sheets* und den *Atomic Data and Nuclear Data Tables* wird bei der Einführung der Weisskopfabschätzungen der in Gleichung (2.1) eingeführte statistische Faktor  $g$  entgegen der üblichen Konvention (vgl. z. B. [30]) gebraucht. Die Übergangsstärken sind dort demzufolge um den Faktor  $1/g$  kleiner.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Kernresonanzfluoreszenz (KRF)

#### 2.1.1 Wirkungsquerschnitt

Bei der Methode der *Kernresonanzfluoreszenz* (im folgenden kurz als KRF bezeichnet) werden Atomkerne mittels  $\gamma$ -Strahlung geeigneter Energie angeregt. Mit einem Detektor wird die beim Zerfall des angeregten Zustands ausgesandte Strahlung nachgewiesen. Zur Anregung der Kerne verwendet man meist eine intensive, breitbandige Strahlungsquelle, im allgemeinen Bremsstrahlung. Im Gegensatz zum lichteoptischen Bereich sind die Linienbreiten hier so gering, daß eine Reabsorption von  $\gamma$ -Quanten aus dem Zerfall eines angeregten Zustandes aufgrund der Energieverschiebung durch Rückstoßverluste in der Regel nicht möglich ist. Andere monoenergetische Quellen mit ausreichender Intensität stehen derzeit nicht zur Verfügung. Bei der Wahl der Endpunktenergie des Photonenspektrums muß einerseits ein ausreichender Photonenfluß im zu untersuchenden Energiebereich und andererseits die Erzeugung atomaren Streuuntergrunds vor allem bei niedrigen Energien berücksichtigt werden, der nur in begrenztem Maß durch den Einbau verschiedener Filter<sup>2</sup> vor dem Detektor reduziert werden kann. Zerfälle in den Grundzustand heißen *elastische*, in angeregte Zustände geringerer Energie *inelastische* Übergänge. Die zugehörigen Breiten werden mit  $\Gamma_0$  für den Übergang in den Grundzustand bzw.  $\Gamma_i$  für den Zerfall in das Niveau  $i$  bezeichnet.

Betrachtet man elastische Prozesse, also Resonanzfluoreszenz im strengen Sinne, so ist der Wirkungsquerschnitt für ein Photon der Energie  $E$  durch die Zerfallsbreite  $\Gamma_0$  und die Drehimpulse  $J_0$  des Grundzustandes und des angeregten (*intermediären*) Zustandes  $J_1$  nach [35] durch

$$\sigma^0(E) = \frac{\pi}{2} \underbrace{\left(\frac{\hbar c}{E_x}\right)^2}_{=\lambda^2} \underbrace{(2J_1 + 1)}_{=g} \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_x)^2 + \frac{\Gamma_0^2}{4}} \quad (2.1)$$

bestimmt<sup>3</sup>. Hierbei bezeichnet  $E_x$  das Resonanzmaximum.

Läßt man hingegen Prozesse zu, bei denen auch inelastische Übergänge der Breiten  $\Gamma_i$  erlaubt sind, so ändert sich Gleichung (2.1) nach [37] mit der Gesamtbreite

---

<sup>2</sup>Man verwendet hier vor allem Blei zur Unterdrückung des niederenergetischen Anteils. Zusätzlich werden andere Materialien (wie z. B. Kupfer) hinter den Bleiabsorbern eingebracht, um die entstehende  $K_\alpha$ -Strahlung abzuschwächen. Im Bereich der  $K_\alpha$ -Strahlung von Kupfer besitzen die Detektoren eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit.

<sup>3</sup>Eine ausführliche *klassische* Motivation dieser Beziehung wird in [36] gegeben.

$\Gamma = \sum_{i=0} \Gamma_i$  zu

$$\sigma_i^0(E) = \frac{\pi}{2} \lambda^2 g \frac{\Gamma_0 \Gamma_i}{(E - E_x)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (2.2)$$

Den Wirkungsquerschnitt für Resonanzabsorption erhält man hieraus durch Summation über alle Zerfallskanäle<sup>4</sup>

$$\sigma_{Abs}^0(E) = \sum_{i=0} \sigma_i^0(E) = \frac{\pi}{2} \lambda^2 g \frac{\Gamma_0 \Gamma}{(E - E_x)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (2.3)$$

Durch thermische Bewegung bei einer Temperatur  $T$  unterliegen die Kerne der Masse  $M$  bei Absorption und Emission dem Dopplereffekt, der die Resonanz auf eine Breite

$$\Delta = \frac{E}{c} \sqrt{\frac{2 k_B T}{M}} \quad (2.4)$$

vergrößert, die im Regelfall die Zerfallsbreite  $\Gamma$  deutlich übersteigt. Die Boltzmannkonstante wird hier wie üblich mit  $k_B$  bezeichnet. Die Linie erhält nun die „Dopplerform“ einer Gaußkurve mit

$$\begin{aligned} \sigma^{Doppler}(E) &= \underbrace{2\pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_0}{\Gamma}}_{= \sigma_{Abs}^0(E = E_x)} \frac{\Gamma \sqrt{\pi}}{2\Delta} e^{-\left(\frac{E-E_x}{\Delta}\right)^2}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Um einen Bezug zum Experiment und den daraus ableitbaren Ergebnissen zu erhalten, ist der dopplerverbreiterte Wirkungsquerschnitt nach (2.5) über die Energie zu integrieren. Der *integrierte Wirkungsquerschnitt*  $I_i^S$  ist unabhängig von der Dopplerbreite

$$\begin{aligned} I_i^S &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_i^{Doppler}(E) dE = \sigma_{Abs}^0(E = E_x) \Gamma_i \frac{\pi}{2} \\ &= \pi^2 \lambda^2 g b_0 b_i \Gamma. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dabei sind  $b_0$  und  $b_i$  die *Verzweigungsverhältnisse*, definiert durch die Partialbreiten  $\Gamma_i$

$$b_0 = \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \quad \text{bzw.} \quad b_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma}. \quad (2.7)$$

### 2.1.2 Übergangsstärken

In Gleichung (2.6) wurde eine Beziehung zwischen dem integrierten Wirkungsquerschnitt und den Zerfallsbreiten formuliert, die ihrerseits bei bekannter *Multipolarität*  $L$

---

<sup>4</sup>Die Resonanzkurve hat nun die Breite  $\Gamma > \Gamma_0$ , ist aber im Maximum auf  $\Gamma_0/\Gamma$  reduziert.

der Strahlung die Berechnung von Übergangsstärken gestattet [38]

$$\Gamma_0 = \sum_L \frac{8\pi (L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\lambda^{2L+1}} B(\Pi, L) \downarrow . \quad (2.8)$$

Hier ist  $B(\Pi, L) \downarrow$  die *reduzierte Übergangsstärke*, die mit dem *Übergangsmatrixelement* über

$$B(\Pi, L) \downarrow = \frac{1}{2J_1 + 1} \sum_{M=M_0-M_1} |\langle J_0 \| \mathcal{M}(\Pi, L) \| J_1 \rangle|^2 \quad (2.9)$$

verknüpft ist. Die Größe  $\mathcal{M}(\Pi, L)$  ist der zugehörige Multipoloperator für den Übergang, der durch  $L$  und  $\Pi$  festgelegt wird. Dabei erfüllt  $L$  die „Dreiecksungleichung“ für Drehimpulse

$$|J_1 - J_0| \leq L \leq J_1 + J_0 ; \quad (2.10)$$

die Parität  $\Pi$  bestimmt die Art des Übergangs

$$\begin{aligned} \pi_0 &= \Pi \pi_1 : \\ \pi_0 &= (-1)^L \pi_1 \quad \text{für } EL\text{-Strahlung,} \\ \pi_0 &= (-1)^{L+1} \pi_1 \quad \text{für } ML\text{-Strahlung.} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Für die *Anregung* eines Niveaus kann man in Analogie zu (2.9) gleichfalls eine Übergangsstärke  $B(\Pi, L) \uparrow$  definieren, die sich von der Emissionsstärke nur im statistischen Faktor  $g$  (siehe Gleichung (2.1))

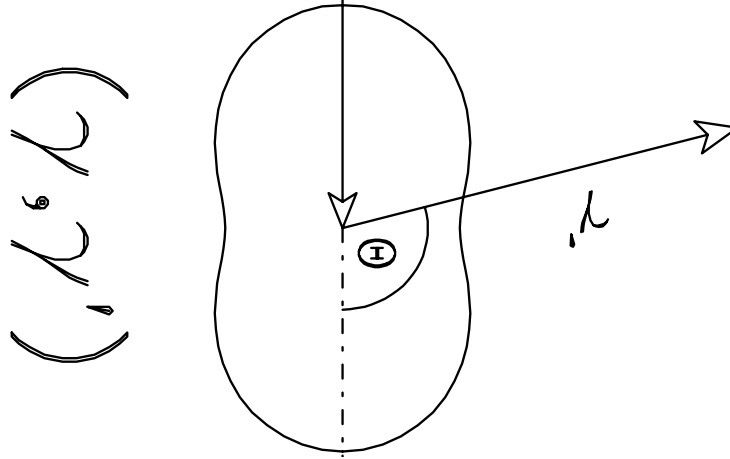
$$B(\Pi, L) \uparrow = g \cdot B(\Pi, L) \downarrow \quad (2.12)$$

unterscheidet.

### 2.1.3 Winkelverteilung

In der Kernresonanzfluoreszenz werden normalerweise nur elektrische und magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge angeregt. Durch die Auszeichnung einer Achse (der Einstrahlrichtung) sind die Strahlungsfelder der emittierten Strahlung nicht mehr isotrop; sie sind allerdings symmetrisch um die ausgezeichnete Achse, falls die einfallenden Photonen wie bei diesem Experiment unpolarisiert sind. Die Verteilung kann in Abhängigkeit vom Winkel  $\Theta$  zwischen einfallendem und gestreutem Quant nach Legendrepolyomen entwickelt werden [39]

$$W(\Theta) = \sum_{k_{\text{gerade}}}^{\min(2J_1, 2L)} a_k P_k(\cos \Theta) . \quad (2.13)$$



**Abb. 2.1:** Verteilung der Intensität für Dipol- und Quadrupolstrahlung bei gg-Kernen

Die Entwicklungskoeffizienten  $a_k$  sind Funktionen von Spin und Übergangsmatrixelementen; sie zerfallen in zwei Faktoren, die jeweils nur von einem Übergang abhängen (für KRF Anregung oder Zerfall) und tabelliert sind (z. B. in [39, 40]). Für den Fall *gemischter* Multipolaritäten definiert man einen Mischungsparameter  $\delta$  als Verhältnis zweier reduzierter Übergangsmatrixelemente, symbolisch geschrieben als

$$\delta = \frac{\langle J_f \| L' \| J_i \rangle}{\langle J_f \| L \| J_i \rangle}, \quad (2.14)$$

bei dem aber die *Phasenkonvention* zur Festlegung des Vorzeichens zu beachten ist [41–43]. Für  $\delta \neq 0$  erhalten wir statt (2.13) für die Winkelverteilung

$$W(\Theta) = \frac{1}{1 + \delta^2} \sum a_k P_k(\cos \Theta). \quad (2.15)$$

So erhält man für jede vorgegebene Multipolarität oder Mischung von Multipolaritäten eine Winkelverteilung. Im Falle von gg-Kernen (mit  $J^\pi = 0^+$  im Grundzustand) nehmen die Verteilungen für reine Dipol- und Quadrupol-Strahlung die in Abbildung 2.1 dargestellte Form an: Dipolstrahlung besitzt ein Minimum unter einem Streuwinkel von  $90^\circ$ , Quadrupolstrahlung hingegen weist ein lokales Maximum unter  $90^\circ$  auf, wird aber minimal unter  $53^\circ$  bzw.  $127^\circ$  emittiert. Zur Bestimmung der Multipolarität des Strahlungsübergangs positioniert man deswegen Detektoren am besten unter  $90^\circ$  und  $127^\circ$ , wobei der Rückwärtswinkel gegenüber  $53^\circ$  wegen des geringeren atomaren Streuuntergrunds vorzuziehen ist. Im Experiment besitzt der Detektor einen endlichen Öffnungswinkel  $\Delta\Omega$ , über den man die Winkelverteilung  $W(\Theta)$  mitteln muß, d. h. man bestimmt eine effektive Winkelkorrelation  $W^{eff}(\Theta = \Theta_0 \pm \Delta\Theta) = (\Delta\Omega)^{-1} \int W(\Theta) d\Theta$ .

### 2.1.4 Bestimmung von Übergangsstärken aus den Meßwerten

Aus einer KRF-Messung gewinnt man die *Linienflächen*  $\mathcal{A}$  der einzelnen Übergänge. Die Linienfläche entspricht der Zahl der von einem Detektor der absoluten intrinsischen Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon(E_\gamma)$  in einem Raumwinkel  $\Delta\Omega$  detektierten Ereignisse. Diese Zählrate ist ferner proportional zur Anzahl der im Strahl befindlichen Streuzentren (Atomkerne) und zur effektiven Winkelkorrelation, die von Position und Geometrie des Detektors abhängt. Setzt man voraus, daß das Targetmaterial hinreichend dünn ist<sup>5</sup> und der Photonenfluß  $\Phi(E_\gamma)$  weder räumlich noch über die energetische Breite der Resonanz variiert, so bestimmt sich die Zahl der Ereignisse zu

$$\mathcal{A}_i = N_K \cdot \int_{T_M} \Phi(E_x, E_0; t) dt \cdot \varepsilon(E_i) \cdot I_i^S \cdot W_i^{eff}(\Theta) \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \quad (2.16)$$

Hier bedeutet  $N_K$  die Anzahl der Targetkerne im Primärstrahl und  $\Phi(E_x, E_0; t)$  die Anzahl der Photonen je Energieintervall, Zeit und Fläche.  $T_M$  ist die Meßzeit.

Die *absolute* Bestimmung von Photonenfluß und intrinsischer Ansprechwahrscheinlichkeit ist in der Regel nicht einfach. Man behilft sich hier durch Verwendung eines Eichstandards mit bekannten Wirkungsquerschnitten. Dann genügt es, den *relativen* Verlauf des Produktes von Nachweiswahrscheinlichkeit und Photonenfluß zu kennen. Es gilt

$$\frac{I_i^S}{I_i^S(Std.)} = \frac{\mathcal{A}_i}{\mathcal{A}_i(Std.)} \cdot \frac{N_K(Std.)}{N_K} \cdot \frac{\Phi(E_{x,Std.}, E_0)}{\Phi(E_x, E_0)} \cdot \frac{\varepsilon(E_i(Std.))}{\varepsilon(E_i)} \cdot \frac{W_i^{eff}(Std.)}{W_i^{eff}}. \quad (2.17)$$

Das Verfahren zur Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählers wird in Abschnitt 3.5 beschrieben.

Damit sind die integrierten Wirkungsquerschnitte aus dem Experiment bestimmbar. Unter Verwendung von Gleichung (2.6) erhält man hieraus die Zerfallsbreite  $\Gamma_0$ , wenn  $\Gamma$  bzw.  $\Gamma_0/\Gamma$  bekannt ist. Letzteres erhält man aus dem Verhältnis

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma_0} = \frac{\mathcal{A}_i}{\mathcal{A}_0} \cdot \frac{W_0^{eff}}{W_i^{eff}} \cdot \frac{\varepsilon^{rel}(E_{\gamma_0})}{\varepsilon^{rel}(E_{\gamma_i})} \quad (2.18)$$

---

<sup>5</sup>Das ist der Fall, wenn die flächenbezogene Teilchendichte vernachlässigbar klein gegen den *totalen* Absorptionsquerschnitt für  $\gamma$ -Strahlung  $\sigma_{Abs}^{tot}$  ist, d. h. wenn gilt

$$\rho D \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_{Abs}^{tot} \ll 1.$$

Es bezeichnet  $\rho$  die (Massen-)Dichte,  $D$  die Dicke und  $A$  die Molmasse (Massenzahl) des untersuchten Nuklids.  $N_A$  ist die Avogadrokonstante. Die Behandlung „dicker“ Targets wird in [37] vorgestellt.

für  $i = 0, \dots$ . Nun können mit den Gleichungen (2.8) und (2.12) reduzierte Übergangsstärken angegeben werden. Schließlich erhält man für *reine* Übergänge als Zusammenhang zwischen integriertem Wirkungsquerschnitt und reduzierter Übergangsstärke

$$\begin{aligned} \frac{B(E1) \uparrow}{[e^2 \text{fm}^2]} &= 2.486 \cdot 10^{-4} \frac{[\text{MeV}]}{E} \cdot \frac{I^S}{[\text{eV b}]}, \\ \frac{B(M1) \uparrow}{[\mu_N^2]} &= 2.248 \cdot 10^{-2} \frac{[\text{MeV}]}{E} \cdot \frac{I^S}{[\text{eV b}]}, \\ \frac{B(E2) \uparrow}{[e^2 \text{fm}^4]} &= 3.226 \cdot 10^2 \frac{[\text{MeV}^3]}{E^3} \cdot \frac{I^S}{[\text{eV b}]} . \end{aligned} \quad (2.19)$$

Bei *gemischten* Übergängen setzt sich die Gesamtbreite nach Gleichung (2.8) aus den Beiträgen der einzelnen Multipolaritäten zusammen, und wegen [44]

$$\delta^2 = \frac{\Gamma(L+1)}{\Gamma(L)} \quad (2.20)$$

berechnen sich die Übergangsstärken zu

$$B(M1)_{mix} = \frac{1}{\delta^2 + 1} B(M1)_{rein} \quad \text{bzw.} \quad B(E2)_{mix} = \frac{\delta^2}{\delta^2 + 1} B(E2)_{rein} . \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnet  $B_{rein}$  die nach Gleichung (2.19) bestimmte Stärke für reine Übergänge.

## 2.2 Multiphonon-Zustände

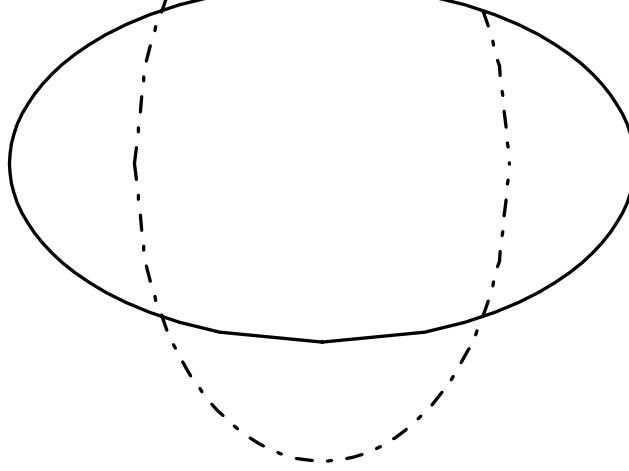
Motivation für eine Untersuchung von  $^{52}\text{Cr}$  mit der KRF-Methode war die Frage, ob in diesem Kern ein  $1^-$ -Zustand durch Kopplung eines Quadrupol- $(2^+)$ -Phonons mit einem Oktupol- $(3^-)$ -Phonon in der Nähe der Summenenergie der beiden Zustände beobachtet werden kann. Um diese Motivation zu verdeutlichen, wird kurz auf Oberflächenschwingungen als kollektive Kernanregungen und ihren Kopplungsprozeß eingegangen. In Abbildung 2.2 sind Quadrupol- und Oktupol-Vibration als Oberflächenschwingung eines Flüssigkeitstropfens schematisch veranschaulicht.

Diese elementaren Anregungsmoden (*Phononen*) des Kerns können miteinander gekoppelt werden, wobei der Gesamtdrehimpuls im wesentlichen durch die bekannte Dreiecksungleichung für Drehimpulse aus der Quantenmechanik bestimmt ist. Durch Symmetriebetrachtungen entfällt ein Teil der Zustände<sup>6</sup>. Bild 2.3 zeigt die Möglichkeiten für die Kopplung von Quadrupol- und Oktupolphononen.

---

<sup>6</sup>So können z. B. zwei symmetrische  $2^+$ -Zustände nicht zu einer antisymmetrischen Ortswellenfunktion eines  $1^+$ - bzw.  $3^+$ -Zustandes koppeln. Die entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten verschwinden.

# upole Vibration



**Abb. 2.2:** Formoszillationen eines Tropfens als Veranschaulichungen von kollektiven Oberflächenschwingungen des Atomkerns.

## 2.2.1 Phononen

Betrachten wir einen sphärischen Kern, so kann dessen Form durch eine Kugeloberfläche vom Radius  $R_0$  angenähert werden. Eine Störung der Kugelgestalt ist dann besonders einfach mit Hilfe von Kugelflächenfunktionen  $Y_{lm}$  darstellbar. Die Kernoberfläche wird beschrieben durch [1, 11]

$$R(\Omega) = R_0 \left[ 1 + \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_{lm}^*(\Omega) \right]. \quad (2.22)$$

Eine Oszillation wird dadurch charakterisiert, daß die Koordinaten  $\alpha_{lm}$  um die Ruhelage schwingen. Mit Einführung eines Massenparameters  $B_l$  und eines Steifigkeitsparameters  $C_l$  erhalten wir deshalb eine Oszillatorgleichung für die Koordinaten

$$H_l = \frac{1}{2B_l} \sum_m \pi_{lm}^\dagger \pi_{lm} + \frac{C_l}{2} \sum_m \alpha_{lm}^\dagger \alpha_{lm}, \quad (2.23)$$

wobei

$$\pi_{lm} = B_l \dot{\alpha}_{lm}^\dagger \quad (2.24)$$

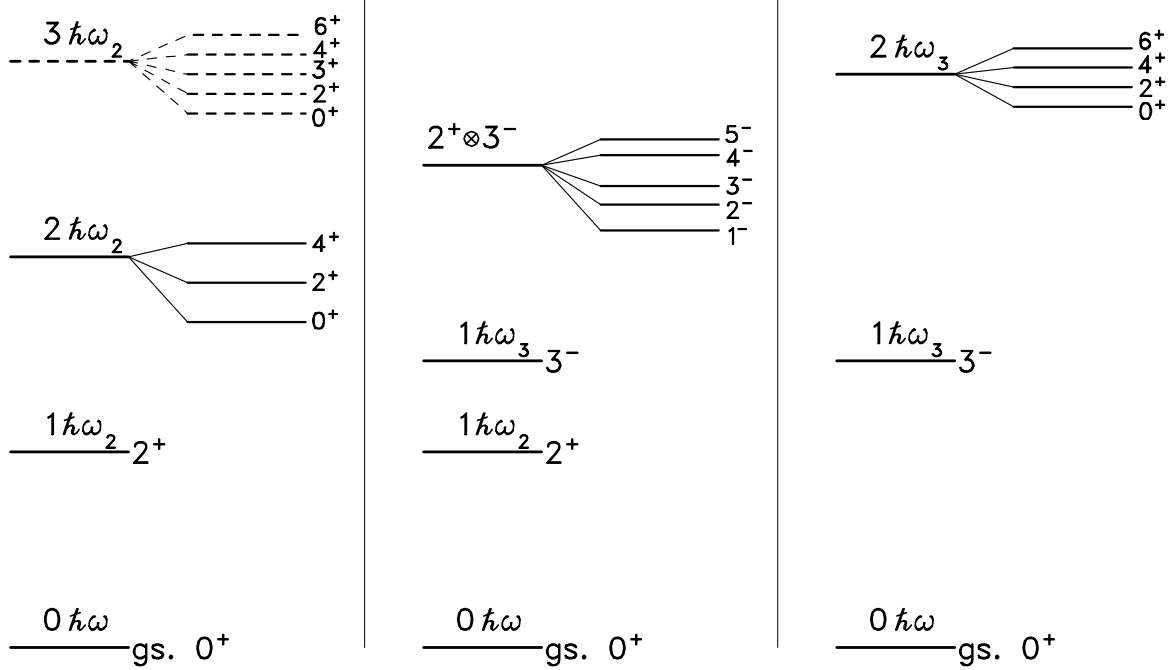
und

$$\alpha_{lm}^\dagger = (-1)^m \alpha_{l,-m} \quad (2.25)$$

bedeuten soll. Durch Einführung von Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, die mit den Koordinaten über

$$\alpha_{lm} = \sqrt{\frac{\hbar \omega_l}{2C_l}} \left[ b_{lm}^\dagger + (-1)^m b_{l,-m} \right] \quad (2.26)$$





**Abb. 2.3:** Schematische Darstellung von Vibrationszuständen in Atomkernen. Links ein Quadrupol-, rechts ein Oktupolvibrationspektrum. Im mittleren Teil des Bildes ist schematisch eine Quadrupol-Oktupol-Kopplung gezeigt. Die gezeigte Niveaufolge soll lediglich die Aufspaltung der Multiphonon-Zustände verdeutlichen. Sie ist in der Regel abhängig von der detaillierten Betrachtung der Restwechselwirkungen.

$$\pi_{lm} = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_l B_l}{2}} \left[ (-1)^m b_{l,-m}^\dagger - b_{lm} \right] \quad (2.27)$$

verknüpft sind und infolge der Orts-Impuls-Vertauschungsrelationen für die Koordinaten die Bosonen-Vertauschungsrelationen erfüllen, kann der Zusatzterm zum Hamiltonoperator in der Form

$$H_l = \sum_m \hbar\omega_l (b_{lm}^\dagger b_{lm} + \frac{1}{2}) \quad (2.28)$$

geschrieben werden. Dabei hängt die Schwingungsfrequenz  $\omega_l$  mit den Parametern  $B_l$  und  $C_l$  über

$$\omega_l = \sqrt{\frac{C_l}{B_l}} \quad (2.29)$$

zusammen.

### 2.2.2 Kopplung von Phononen und Restwechselwirkung

Als Anregungsspektrum aus dem Ansatz (2.28) erhält man ganzzahlige Vielfache von  $\hbar\omega_l$ . Die so gebildeten Zustände sind bezüglich ihres Drehimpulses entartet. Diese Entartung wird aber durch weitere Wechselwirkungen aufgehoben. Als einfachsten Ansatz kann man hier z. B. die Phonon–Phonon–Wechselwirkung betrachten, die in erster Näherung im Hamiltonoperator Terme  $\sim \alpha^3$  beisteuert. Es ergibt sich speziell für die Kopplung  $2^+ \otimes 3^-$  ein Wechselwirkungsterm der Form [11]

$$H_{23} \sim \sum_m (-1)^m \alpha_{2,-m} \left[ \sum_{m', m''} (3, m', 3, m'' | 2, m) \alpha_{3, m'} \alpha_{3, m''} \right]. \quad (2.30)$$

Dabei bezeichnet  $(l', m', l'', m'' | l, m)$  den Clebsch–Gordan–Koeffizienten. Die Matrixelemente dieses Wechselwirkungsoperators können aus den reduzierten Matrixelementen der Operatoren  $\alpha_{lm}$  bestimmt werden. Aus diesem einfachsten Ansatz ergeben sich die Auswahlregeln für die Änderung der Anzahl der Quadrupol- und Oktupolphononen  $\Delta n_2$  bzw.  $\Delta n_3$  zu

$$\Delta n_2 = 1 \quad \text{und} \quad \Delta n_3 = 0, 2, \quad (2.31)$$

d. h. insbesondere, daß der Wechselwirkungsoperator für  $n_2 = 1$  (Anzahl der Quadrupolphononen) und  $n_3 = 1$  (Anzahl der Oktupolphononen) in diesem Bild nicht mit dem Grundzustand mischt. Durch Einbeziehung weiterer Terme kann dieser Ansatz verfeinert werden, doch können schon an dieser Stelle zwei einfache Folgerungen vermutet werden [10]:

- Der Zerfall eines Zustands des Multipletts — d. h. auch des  $1^-$ -Zustands — wird deutlich schwächer sein als die Einteilchenübergangsraten.
- Inelastische Verzweigungen von einem Zustand des Quadrupol–Oktupol–Multipletts in den  $3^-$ - wie den  $2^+$ -Zustand sollten vergleichbare Übergangsstärken besitzen wie die einfachen Phononenmoden, d. h.

$$\begin{aligned} B(\text{E}3, 2^+ \otimes 3^-; J^- \rightarrow 2_1^+) &\approx B(\text{E}3, 3_1^- \rightarrow 0^+) \\ B(\text{E}2, 2^+ \otimes 3^-; J^- \rightarrow 3_1^-) &\approx B(\text{E}2, 2_1^+ \rightarrow 0^+). \end{aligned}$$

Die Grundzustandsübergänge sind aufgrund der eben angeführten Argumente in der Regel sehr schwer nachzuweisen. Da die Methode der KRF jedoch sehr sensitiv in bezug auf E1-Anregungen ist und noch Übergänge mit Stärken  $\approx 0.1$  m W. u. beobachtet werden können, ist hier auch ein Nachweis eines  $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zustandes möglich.

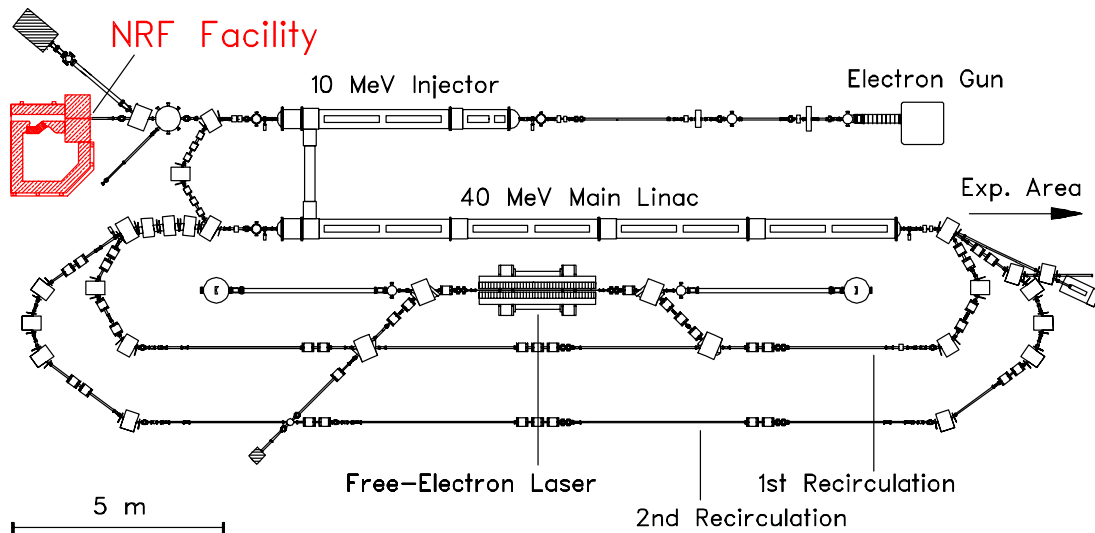
## 3 Experimenteller Aufbau

### 3.1 KRF-Experimente am S-DALINAC

#### 3.1.1 S-DALINAC

Der supraleitende Darmstädter Linearbeschleuniger für Elektronen (Superconducting Darmstadt Linear Accelerator S-DALINAC) liefert einen cw-Strahl (*continuous wave*) und ist daher in besonderem Maße für Koinzidenzexperimente geeignet [45]. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung des Beschleunigers. Der Elektronenstrahl wird mit einer Gleichstromkanone erzeugt und auf 250 keV elektrostatisch vorbeschleunigt. In der folgenden *Chopper-Prebuncher-Sektion* erhält er die für die Beschleunigung nötige Mikrostruktur. Für den Betrieb des *Freie-Elektronen-Lasers* (FEL) kann eine Zeitstruktur von 10 MHz aufgeprägt werden, um Spitzenströme bis 2.7 A zu erreichen [46]. Im cw-Betrieb ist der mittlere Strahlstrom im Bereich von einigen pA bis 60  $\mu$ A regulierbar.

Es folgen im supraleitenden Injektor vier *Beschleunigungskavitäten* aus Niob, zwei Einfangsektionen mit zwei bzw. fünf Zellen [47] und zwei zwanzigzellige Ka-



**Abb. 3.1:** Schematische Darstellung des supraleitenden Darmstädter Linearbeschleunigers (S-DALINAC). In der Verlängerung des 10 MeV-Injektors befindet sich der Meßplatz für KRF-Experimente.

vitäten, wie sie auch im Hauptbeschleuniger installiert sind. Die Beschleunigungsstrukturen werden mit superfluidem Helium bei 2 K gekühlt. Der Injektor alleine — mit Elektronenenergien von 2 bis 10 MeV — wird für *Niederenergie-Channeling-Experimente* [48–50], Erzeugung *Parametrischer Röntgenstrahlung* (PXR) [51] und resonante Photoabsorptionsexperimente (Photoaktivierung von Isomeren [52–56] und Kernresonanzfluoreszenz [26, 27, 57–60]) verwendet.

Zur Erzeugung höherer Energien wird der Elektronenstrahl in den Hauptbeschleuniger umgelenkt [61]. Dieser besteht aus acht ein Meter langen, zwanzigzelligen Niobkavitäten, in denen Feldgradienten zur Beschleunigung bis zu 5 MV/m erzeugt werden können. Um höhere Strahlenergien zu erreichen, kann der Elektronenstrahl rezirkuliert werden, d. h. den Hauptbeschleuniger nochmals durchlaufen. Mit maximal zwei Rezirkulationen erhält man so Elektronenenergien bis 130 MeV. In der ersten Rezirkulation ist eine Schikane für den Betrieb des FEL [62] installiert. In den angrenzenden Experimentierhalle befinden sich weitere Experimente zur inelastischen *Elektronenstreuung* mit einem hochauflösenden Energieverlustspektrometer [63, 64] und einem QCLAM-Spektrometer hoher Raumwinkel- und Impulsakzeptanz für Koinzidenzexperimente [65] sowie zum Nachweis von 180°-Streuung [66, 67] und ein Aufbau zur Erzeugung von *Channelingstrahlung* bei hohen Energien [68].

### 3.1.2 KRF-Meßplatz

In der Verlängerung des Injektors liegt der Meßplatz für Kernresonanzfluoreszenz-Experimente (vgl. Abbildung 3.2). Die Elektronen verlassen das evakuierte Strahlrohr durch ein 100  $\mu\text{m}$  dünnes Aluminiumfenster. Das Photonenpektrum wird durch Bremsstrahlung der Elektronen in einem luftgekühlten, 3 mm starken Tantalblech erzeugt, in dem Elektronen bis zu Energien von 9 MeV vollständig gestoppt werden. Zur Kollimierung der entstehenden Bremsstrahlung dient ein Aufbau aus Bleiziegeln von 60 cm Stärke mit einer konischen Bohrung, die eine Eintrittsöffnung von 12 mm und eine Austrittsöffnung von 20 mm besitzt. In einem Abstand von ca. 80 cm vom Strahlkollimator trifft der Photonenstrahl auf das zu untersuchende Target. Die Targetposition wird mit Hilfe eines Lasers bestimmt, bei dem der Strahl an der Vorder- wie an Rückseite ausgekoppelt werden kann, und der daher simultan auf das Strahlrohr des Beschleunigers wie auf das Target ausgerichtet werden kann. Mit einer Aufweitungsoptik vor dem Strahlkollimator kann man testen, daß die Bohrung richtig ausgeleuchtet ist.

Das Target besteht typischerweise aus dem zu untersuchenden Material in Pulverform und dem Eichstandard. Als Eichstandards finden Bor und Aluminium in natürlicher Isotopenzusammensetzung Verwendung. Für die KRF-Messungen hat es sich bewährt, das Material zu Tabletten von 2 cm Durchmesser zu pressen. Im Falle

**Abb. 3.2:** Ansicht des KRF-Meßplatzes am S - DALINAC(schematisch). Erläuterungen im Text.

des hier verwendeten Targetmaterials Chrom wie des Eichstandards Bor ist ein Pressen jedoch nicht möglich, so daß das Material üblicherweise zwischen zwei Streifen Kaptonfolie eingeschlossen wird, die ein Polyethylenring auf Abstand hält<sup>7</sup>. Das Target wird in einem Polyethylenbeutel fixiert und dieser in eine Halterung eingespannt. Die Halterung kann in der Höhe verstellt und auf den Strahlfleck positioniert werden. Durch entsprechende Markierungen ist die Targetposition auf einen Millimeter genau einstellbar, wodurch sichergestellt ist, daß die aus Aluminium gefertigte Halterung nicht im Strahlengang liegt<sup>8</sup>.

---

<sup>7</sup>Wegen Verwendung von Kaptonfolie und Epoxidharzkleber müssen die erhaltenen Spektren auf Kohlenstoff-, Stickstoff-, Sauerstoff- und Chlorlinien untersucht werden. In den Spektren findet sich jedoch neben aus dem Kohlenstoff herrührenden Übergängen nur eine sehr schwache Stickstofflinie.

<sup>8</sup>Dies gilt auch noch, wenn — wie in unserem Fall — das Target etwa 45° gegen die Strahlrichtung verdreht wird, um den Detektoren einen besseren Blickwinkel auf das Target zu ermöglichen.

In Verlängerung der Strahlachse gelangen die vom Target unbeeinflussten Photonen zu einer in die Wand eingelassenen *Ionisationskammer* [69]. Die Transmission des Photonenstrahls wird im Hinblick auf maximalen Ionisationskammerstrom optimiert, der ein Maß für den integralen Energiefluß  $\int_0^{E_0} E_\gamma \cdot \Phi(E_\gamma) dE$  ist. Dabei ist  $E_0$  die Endpunktenergie des Photonenspektrums — also die Energie des Elektronenstrahls — und  $\Phi(E_\gamma)$  der Photonenfluß.

Die Energie des Elektronenstrahls kann mit Hilfe eines 40°-Ablenkmagneten bestimmt werden, dessen Magnetfeldstärke mit einer Hallsonde gemessen wird. Im Vorfeld der Experimente wurde die Hallsonde neu geeicht. Bei einer Maximalenergie von 10 MeV kann die Ungenauigkeit des angegebenen *Meßverfahrens* zu weniger als 40 keV abgeschätzt werden. Hinzu kommen allerdings durch Ungenauigkeiten in der *Strahlpositionierung* weitere Fehler von wenigstens gleicher Größenordnung. Mit dieser Anordnung kann man auch die Energieunschärfe des Elektronenstrahls abschätzen; für die KRF-Messungen galt in der Regel  $\Delta E \approx 100$  keV.

Zum Schutz vor dem Hallenuntergrund bei Strahlbetrieb sind die beiden Detektoren von allen Seiten mit 30 cm Blei umgeben. Eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 3.2. Verbleibende Öffnungen für die Stickstoffzufuhr und die Verkabelung werden abschließend mit Bleiwolle verschlossen.

### 3.2 Der EUROBALL – CLUSTER – Detektor

Ziele des EUROBALL-Projektes sind im allgemeinen Entwicklung und Aufbau großvolumiger Germaniumdetektoren zur Untersuchung von  $\gamma$ -Strahlung im Energiebereich von 100 keV bis 20 MeV und im besonderen die Realisierung eines  $4\pi$ -Spektrometers aus derartigen Detektoren [70, 71]. Dabei soll ein möglichst großer Anteil des Raumwinkels mit großvolumigen Germaniumkristallen als Zählern abgedeckt werden, um deren hervorragende energetische Auflösung und das gute *Peak-to-total*-Verhältnis nutzen zu können. Zusätzlich wird eine ausreichende Granularität der Ortsauflösung benötigt, um Mehrfachkoinzidenzen für Ereignisse mit großen Multiplizitäten nachweisen zu können [72]. Man strebt daher für das EUROBALL-Projekt eine *Photopeak-Ansprechwahrscheinlichkeit* von wenigstens 13% (absolut), gute Zeit- ( $\leq 5$  ns) und Energieauflösung ( $\Delta E/E < 0.006$ ) und ein *Peak-to-total*-Verhältnis von mindestens 60% an<sup>9</sup>.

Als Konsequenz dieser Zielvorgaben wurden zunächst Detektoren mit großen Germaniumkristallen entwickelt (vgl. etwa [73]) und anschließend die Herstellung *zusammengesetzter* Detektoren vorangetrieben. Bei letzteren baut man einen Detektor aus mehreren Kristallen auf, da noch größere Kristalle nur unter erheblich gesteigertem

---

<sup>9</sup>jeweils für eine Energie von 1333 keV ( $^{60}\text{Co}$ -Zerfall)

Aufwand herzustellen sind. Der erste zusammengesetzte Zähler, der im EUROBALL-Projekt Verwendung finden wird, ist der CLOVER-Detektor, der aus vier kleeblattförmig angeordneten, im wesentlichen quadratischen Kristallen in einem gemeinsamen Kryostaten besteht und im Projekt EUROGAM [74] bereits im Einsatz ist. Eine Weiterentwicklung dieses Typs ist der SEGMENTED CLOVER-Detektor, der zur Zeit an der GSI entwickelt wird und gegenüber dem CLOVER ein größeres Kristallvolumen und eine zusätzliche rechtwinklige Segmentierung der Einzeldetektoren aufweist [70]. Dieser Detektortyp ist prädestiniert für die Bestimmung der Polarisation von  $\gamma$ -Strahlung, für Strahlung hoher Energie und Coulombanregungsexperimente. Das Gesamtprojekt EUROBALL III wird aus 15 großvolumigen Einzeldetektoren mit Compton-Unterdrückung und 48 CLOVER-Dektoren bestehen; hinzu kommen noch 15 Detektoren vom Typ CLUSTER, der im folgenden beschrieben wird. Beim vorliegenden Experiment wurde einer der ersten fertiggestellten CLUSTER-Dektoren erstmals für Experimente verwendet. Der Aufbau des EUROBALL III-Projektes in Legnaro ist für den Spätsommer 1996 geplant.

Der EUROBALL-CLUSTER-Detektor besteht aus sieben sechseckigen<sup>10</sup>, spitz zulaufenden *Reinstgermanium*-Kristallen (High-Purity-Germanium HPGe) mit einem Volumen von jeweils 280 cm<sup>3</sup>, die in Bienenwabenform angeordnet sind [33, 34]. Um die Handhabung zu erleichtern<sup>11</sup>, sind die HPGe-Kristalle einzeln gekapselt und werden in einem gemeinsamen Kryostaten mit flüssigem Stickstoff auf Betriebstemperatur gekühlt.

Die Anordnung der Kristalle wird seitlich und rückwärtig von einer gemeinsamen *Anti-Compton-Abschirmung* umgeben, die aus Wismut-Germanat (BGO) besteht. Die hier registrierten Ereignisse werden mit *Photovervielfachern* (Photomultipliern) verstärkt und zur Meßdatenerfassung weitergeleitet. Um die Montage der BGO-Abschirmung und den Transport des fertig montierten Detektors zum Meßplatz zu erleichtern, sind die Kristalle mit anschließendem Dewar verschiebbar auf drei Stangen gelagert, wie die Abbildungen 3.3 und 3.4 erkennen lassen. Die Stangen sind an einem Metallkragen fixiert, an dem der Wismutgermanat-Szintillator mit Photomultipliern für die seitliche Anti-Compton-Abschirmung angeschraubt wird. Der rückwärtige Teil (*Backcatcher*) kann an der Verbindungsstange zwischen Germaniumkapseln und Stickstoff-Dewar befestigt werden. Der Metallkragen stellt das eigentliche tragende Bauteil dar und ruht auf einem Gestell, das für den Transport Rollen besitzt. Zusätzlich sind drei Füße aus Hartplastik vorhanden, die nach erfolgter Justage den Detektor tragen und dabei zusätzlich elektrisch isolieren.

---

<sup>10</sup>Die Germaniumkristalle werden in koaxialer Form mit einer Länge von 78 mm und einem Durchmesser von 70 mm hergestellt und anschließend in die hexakonische Form geschnitten, die eine dichtere Packung erlaubt, aber 93% des Volumens der zylindrischen Form erhält.

<sup>11</sup>Die einzelnen Kapseln sind leicht auszutauschen und können einzeln ausgeheizt werden, um Neutronenschäden zu beseitigen.

**Abb. 3.3:** Fotografische Aufnahmen des CLUSTER-Detektors. Das obere Bild zeigt den geschlossenen Detektor mit Dewar auf der linken und seitlicher BGO-Abschirmung auf der rechten Seite. Beim unteren Bild wurden die Germaniumkristalle mit dem Dewar herausgezogen, so daß die Backcatcher mit zugehörigen Photomultipliern sichtbar werden.



**Abb. 3.4:** Technische Zeichnung des CLUSTER-Detektors [75]. Das abgebildete Gestell unterscheidet sich geringfügig von dem im KRF-Aufbau verwendeten.

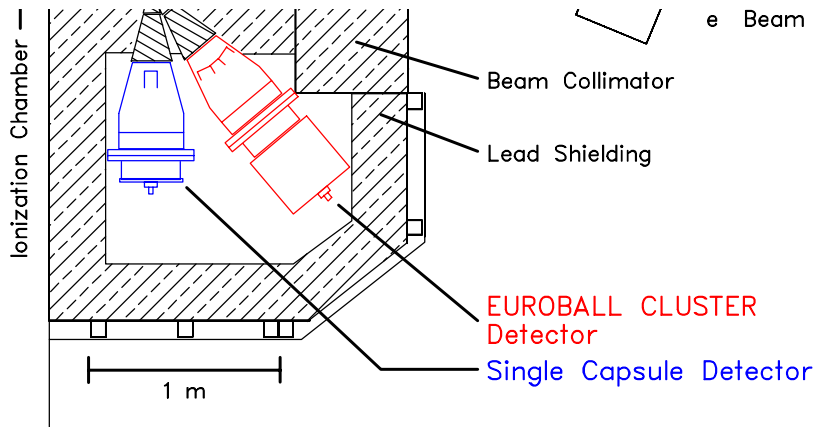
An das vordere Ende der BGO-Abschirmung kann man einen Bleikollimator anschrauben, der verhindern soll, daß Photonen vom Target direkt in die Anti-Compton-Abschirmung gelangen und eine zufällige Koinzidenz mit verwertbaren Ereignissen erzeugen. An der Vorderseite besteht die Möglichkeit, die bereits in Abschnitt 2.1 beschriebenen Blei- und Kupferfilter als Scheiben vor dem Kollimator anzubringen.

Bei der Justage vereinfacht ein auf den Kollimator aufgesetzter Justierdorn die Targetpositionierung (vgl. Abbildung 3.5). Der CLUSTER-Detektor wurde unter dem maximal möglichen Rückwärtswinkel von  $130^\circ \pm 1^\circ$  aufgestellt, der auch für die Bestimmung der Strahlungsmultipolaritäten bei gg-Kernen (vgl. Kapitel 2.1.3) gut geeignet ist.

Eine einzelne hexakonische Kapsel stand überdies als Detektor unter  $\Theta = 90^\circ$  zur Verfügung. Sie besaß eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 65% relativ zu einem  $3'' \times 3''$ -NaI-Kristall. Das hier verwendete Exemplar wurde mit seinem Dewargefäß zwecks einfacher Handhabung in das BGO-Modell („Dummy“) eines CLUSTER-Detektors eingebaut (vgl. Bild 3.6), woran der Detektorkollimator mit der Halterung der Filterscheiben befestigt werden konnte.

### 3.3 Datenerfassung

Um die Funktionsweise der Datenaufnahme (*Analysator*) zu verdeutlichen, wird im folgenden dargestellt, welche Ereignisse bei zusammengesetzten Detektoren auftreten können. Anschließend wird die Realisierung der Meßelektronik vorgestellt und die Online-Analyse beschrieben.



**Abb. 3.5:** Aufnahme des Meßplatzes: links der CLUSTER-Detektor, rechts die Einzelkapsel. Vorne sind an die Detektoren Bleikollimatoren mit Filterscheiben angeflanscht. Beim CLUSTER-Detektor ist zusätzlich ein Justierdorn aufgeschraubt, der auf die Targethalterung zeigt.

**Abb. 3.6:** Fotografische Aufnahme der unter 90° aufgestellten Einzelkapsel nach Einbau in das BGO-Dummy-Gehäuse eines EUROBALL-CLUSTER-Detektors.

### 3.3.1 Koinzidente und Singles-Spektren

Betrachtet man einen zusammengesetzten Detektor zum Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung, so wechselwirkt die Strahlung mit dem Detektorkristall über die bekannten Effekte (Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung). Folgende Fälle werden unterschieden:

1. Ein Photon wird in einem Segment<sup>12</sup> vollständig nachgewiesen,
2. ein Photon deponiert einen Teil seiner Energie in einem Detektorsegment und den übrigen Anteil in einem oder mehreren anderen Kristallen,
3. ein Photon deponiert einen Teil seiner Energie in einem oder mehreren Detektorsegmenten und wechselwirkt mit der BGO-Abschirmung,
4. es treten zufällige Koinzidenzen auf.

Im ersten Fall kann man aus dem Signal eines Detektorsegments die volle Information erhalten. Die Spektren derartiger Ereignisse können direkt in herkömmlichen Speicherkarten akkumuliert werden (*Singles-Spektren*).

Im zweiten Fall müssen zur Rekonstruktion des vollständigen Ereignisses alle Segmente aufaddiert werden, die simultan angesprochen haben. Die so entstehenden Daten werden folglich mit ihren Energie- und Zeitsignalen auf einem Magnetband mitgeschrieben (*Listmode-Daten*). Akkumuliert man die Energie- und Zeitsignale für jeden Detektorkristall einzeln, so erhält man die sogenannten *Projektionen* für jedes Segment. Ist die Energiekalibrierung für jedes Detektorsegment bekannt, so können die koinzidenten Ereignisse aufaddiert werden, und man erhält das *Addback-Spektrum*.

Im dritten Fall kann davon ausgegangen werden, daß nicht die gesamte Energie in den Germaniumdetektoren deponiert wurde<sup>13</sup>. Folglich verwirft man alle koinzident zum BGO-Signal einlaufenden Impulse. Diese Spektren — kurz als *BGO-Spektren* bezeichnet — werden in Speicherkarten für jeden einzelnen Detektor mitprotokolliert.

Zufällige Koinzidenzen können, sofern sie zeitlich kurz aufeinanderfolgend und im selben Detektorsegment auftreten, anhand ihrer veränderten Pulsform bereits bei der Verstärkung aussortiert werden („Pile-up-Reject“). Entsprechende *Pile-up-Spektren* wurden mitprotokolliert. Treffen jedoch mehrere Photonen gleichzeitig auf verschiedene Segmente, so können diese Ereignisse nicht von Fall 2 unterschieden werden. Es besteht aber die Möglichkeit, bei der *Offline-Analyse* das elektronisch vorgesetzte Ereignisfenster weiter einzuschränken und so eventuell das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern.

---

<sup>12</sup>Die Kristalle des CLUSTER-Detektors sind nicht *segmentiert*. Der Begriff „Detektorsegment“ steht hier als Synonym für einen einzelnen hexagonalen Germaniumkristall.

<sup>13</sup>Wegen der schlechten Auflösung eines Szintillators kann hier das ursprüngliche Ereignis nicht sinnvoll rekonstruiert werden.

Die gesuchten Ereignisse findet man in den Singles- und Addback-Spektren, deren Auswertung im weiteren beschrieben wird. Auf weitere Spektren, vor allem auf Projektions-Spektren und das BGO-Spektrum, soll im Anhang eingegangen werden.

### 3.3.2 Elektronik

In Bild 3.7 ist die Realisierung der Meßelektronik schematisch und stark vereinfacht dargestellt. Jeder Vorverstärker einer Germanium-Kapsel besitzt zwei gleichwertige Ausgänge, die als Energie- und Zeitsignal verwendet werden. Das Energiesignal wird verstärkt und digitalisiert; der Verstärker prüft dabei auf eventuelle Pile-up-Effekte. Die Verarbeitung des Zeitsignals (TFA/CFD) öffnet ein Ereignisfenster im Listmode- wie im Singles-Kanal, das je nach Multiplizität des Ereignisses ( $MALU \geq 2$ ) unterdrückt wird. Im Fall eines Listmode-Ereignisses wird außerdem ein Zeitfenster (TDC) geöffnet und nach bestimmter Zeit wieder geschlossen. Die Zeitsignale der Photomultiplier der BGO-Abschirmung werden ebenfalls verstärkt (TFA/CFD). Fällt ein solches Ereignis mit einem Signal aus den Germanium-Kapseln zusammen, so wird das Ener-

**Abb. 3.7:** Stark vereinfachte schematische Darstellung der Meßelektronik zur Erzeugung von Singles- und Listmode-Spektren.

giesignal der Detektorsegmente in das BGO-Spektrum eingeordnet.

Der Analysator besitzt eine VME-Komponente, die die Datenaufnahme und die Speicherung der Listmode-Daten steuert, und das FERA-System zur Übertragung von Listmode-Daten, das über CAMAC gesteuert wird. Zusätzlich steht ein UNIX-Rechner zur Datenanalyse und Speicherung der Singles-Spektren zur Verfügung. Der FERA-Bus ist durch ein *High-Speed-Memory* an die VME-Komponente angebunden und steuert die Datenaufnahme und -übertragung der Speicherbausteine. Zentrale Bestandteile der Datenerfassung sind die NIM-FERA-Interface-Karten (NFI), die eine Einbindung von NIM-ADCs in den FERA-Analysator (Fast Encoded Readout ADC) erlauben. Die NFI-Karten sind einerseits mit jeweils einem ADC verbunden und andererseits über den Daten- und Commandbus mit der FERA-Komponente verknüpft. Zur Einordnung der Daten werden zusätzlich *Rout*-Signale verarbeitet und die generierten Singles-Spektren abgelegt. Nähere Details über Aufbau und Bedienung sind in [76] ausführlich dargestellt.

### 3.3.3 Online-Analyse

Über den VME-Bus können die in den NFI-Karten abgelegten Singles-, BGO- und Pile-up-Spektren ausgelesen und an einen UNIX-Rechner weitergeleitet werden, so daß die Messung durch Beobachtung der Singles-Spektren überwacht werden kann. Überdies ist es möglich, aus den einlaufenden Daten Listmode-Ereignisse getrennt zu verarbeiten und aufzuaddieren, d. h. bereits das Addback-Spektrum zu erzeugen. Da in der Regel die Energieeichungen für die einzelnen Kapseln aber nicht genau bekannt sind und die Verstärkung außerdem thermisch schwankt, ist die Auflösung des so generierten Addback-Spektrums deutlich schlechter als die Offline-Analyse, die nach Ende der Messung vom Band erfolgt.

## 3.4 Durchführung des Experiments

In Tabelle 3.1 sind die Parameter des  $^{52}\text{Cr}(\gamma, \gamma')$ -Experimentes zusammengestellt. Der CLUSTER-Detektor wurde unter  $130^\circ$  positioniert, wie in 3.1.2 erläutert; unter  $90^\circ$  stand die Einzelkapsel, sie wird im folgenden allgemein als „ $90^\circ$ -Detektor“ bezeichnet.

Der angegebene Elektronenstrahlstrom führte zu einer Zählrate von rund 8000 Hz im  $90^\circ$ -Detektor und 1000 Hz im zentralen Kristall des CLUSTER-Detektors. Die ADC-Totzeit lag für den  $90^\circ$ -Detektor bei etwa 10%, für den CLUSTER bei etwa 4% für den zentralen Kristall bzw. 2.5% für die äußeren Segmente.

Während des Betriebs des Analysators traten einige Unregelmäßigkeiten auf, die in zwei Fällen Einfluß auf die Meßdaten hatten:

**Tab. 3.1:** Experimentelle Parameter

Endpunktenergie $E_0$		[MeV]	7.0	
Mittlerer Strahlstrom $\bar{I}$		[ $\mu$ A]	32	
Meßzeit <sup>a</sup>	CLUSTER	[h, min]	34,40'	
	90°-Det.	[h, min]	10,50'	
Filterstärke <sup>b</sup>	Pb	[mm]	15.0	
	Cu	[mm]	15.0	
Targetmasse	Cr(nat.)	[g]	3.140(1)	
davon	<sup>52</sup> Cr	[g]	2.631	(83.8%)
	<sup>53</sup> Cr	[g]	0.293	(9.5%)
	<sup>50</sup> Cr	[g]	0.137	(4.4%)
	<sup>54</sup> Cr	[g]	0.074	(2.4%)
Eichstandard	B(nat.)	[g]	0.362(1)	
davon	<sup>11</sup> B	[g]	0.290	(80%)

<sup>a</sup>Der Analog-Digital-Wandler des 90°-Detektors funktionierte nicht einwandfrei; es wurden zu Beginn der Messung nur die ersten 8192 Kanäle statt der üblichen 16384 konvertiert. Bis 3.5 MeV liegt daher vollständige Statistik vor, zwischen 3.5 und 7 MeV sind nur Daten von knapp elf Stunden vorhanden.

<sup>b</sup>jeweils für beide Detektoren

1. Durch eine Fehleinstellung des Konversionsbereichs beim ADC des 90°-Detektors wurde für mehr als die Hälfte der Meßzeit nur der Energiebereich bis 3.5 MeV verarbeitet. Im Bereich bis 7 MeV ist daher die Statistik recht unbefriedigend; Winkelkorrelationen sind so nur für die stärksten Übergänge zu bestimmen.
2. Infolge eines Kabelbruchs waren die Ereignisfenster im Singles-Kanal auch bei Koinzidenzereignissen permanent geöffnet. Dieser Fehler kann jedoch durch nachträgliche Subtraktion der in der Offline-Analyse erzeugten Projektions-Spektren vom Gesamtspektrum bereinigt werden.

### 3.5 Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit

Wie in Kapitel 2.1 erläutert, ist zur Bestimmung von integrierten Wirkungsquerschnitten und Übergangsstärken die Kenntnis der relativen intrinsischen Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors erforderlich (vgl. Gleichung (2.17)). Unter Verwendung einer genau vermessenen Eichquelle kann die relative Nachweiswahrscheinlichkeit von Detektoren verhältnismäßig einfach bestimmt werden [69, 77, 78]. So besitzt <sup>56</sup>Co eine Vielzahl von Übergängen im Bereich bis 3.5 MeV, deren relative Intensitäten recht gut bekannt sind. Im Bereich oberhalb von 3.5 MeV stehen hingegen keine geeigneten

**Abb. 3.8:** Mit GEANT 3.21 simuliertes Photonenflußspektrum für eine Endpunktenergie von 7.0 MeV [80]

Quellen mehr zur Verfügung. Beim verwendeten Eichstandard der KRF-Messung — in unserem Falle  $^{11}\text{B}$  — ist aber der integrierte Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilung bekannt. Wenn man das Verhalten des Photonenflusses kennt, kann der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit nach Gleichung (2.16) bestimmt werden. Zur Bestimmung des Photonenflusses haben sich in den letzten Jahren Monte-Carlo-Simulationen gut bewährt [79]. Die hier verwendeten Simulationen wurden mit dem Programm GEANT 3.21 durchgeführt [80]. Ein typisches Photonenspektrum für Bremsstrahlung mit der Endpunktenergie 7 MeV zeigt Abbildung 3.8.

Unter Verwendung der Flußspektren wurde der relative Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit zwischen 2.1 MeV und 5.0 MeV über die drei Borlinien bestimmt und anschließend auf die Werte aus der  $^{56}\text{Co}$ -Eichung bei 2125 keV normiert, wie in Abbildung 3.9 dargestellt. Der Fehler in der Bestimmung der Anpassungsfunktion ist durch den schraffierten Bereich kenntlich gemacht und wurde mit dem Programm EFI [69] bestimmt.

### 3.6 Auswertung

Zur Auswertung der Daten nach Beendigung der Messung (*Offline-Analyse*) werden zunächst die Singles-Spektren für jeden Detektor und jeden Meßabschnitt individuell geeicht und nach Rekalibrierung mit dem Programm vs [81] addiert. Die Koeffizienten der Energieeichungen können nun in ein weiteres Programm eingegeben werden, das

**Abb. 3.9:** Relative Ansprechwahrscheinlichkeit der verwendeten Detektoren in willkürlichen Einheiten in Abhängigkeit von der Energie für eine Filterstärke von je 15 mm Blei und 15 mm Kupfer. Oben ist der CLUSTER-Detektor gezeigt, im unteren Bild der 90°-Detektor. Die Ansatzfunktion wurde empirisch mit einer  $\chi^2$ -Minimierung bestimmt.



die Listmode-Bänder ausliest [82] und Projektionen und Addback-Spektrum erstellt. Schließlich werden Singles-Spektrum<sup>14</sup> und Addback-Spektrum zum Gesamtspektrum addiert. Mit LEONE [83,84] bestimmt man nun die Linienflächen und berechnet mit FLX [69] bei bekanntem Photonenfluß die Übergangsstärken, Wirkungsquerschnitte und Übergangsbreiten. Dazu wird die in Abschnitt 3.5 bestimmte relative Detektoransprechwahrscheinlichkeit verwendet.

---

<sup>14</sup>In unserem Fall mußten wegen der oben beschriebenen Fehlfunktion zusätzlich die Projektionen vom Singles-Spektrum abgezogen werden.

## 4 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden zunächst die Meßergebnisse vorgestellt und anschließend detailliert diskutiert. Dabei wird als erstes auf Untergrundlinien und bekannte Übergänge in den Chrom-Isotopen  $^{50}\text{Cr}$  und  $^{53}\text{Cr}$  eingegangen. Dann folgt der Vergleich der Ergebnisse für  $^{52}\text{Cr}$  mit früheren Messungen an diesem Kern. Die Betrachtung im Hinblick auf einen möglichen Zwei-Phonon- $1^-$ -Zustand schließt diesen Abschnitt ab.

### 4.1 Meßergebnisse

Bild 4.1 zeigt einen Ausschnitt der Spektren der unter  $90^\circ$  aufgestellten hexakonischen Einzelkapsel und des CLUSTER-Detektors. Infolge der kürzeren Meßzeit beim  $90^\circ$ -Detektor wurden die Daten skaliert, so daß sie nun grob mit dem Spektrum des CLUSTER-Detektors verglichen werden können. Man erkennt das deutlich schlechtere Peak-zu-Untergrund-Verhältnis bei grober Übereinstimmung im Streuuntergrund. Zu beachten ist allerdings, daß unter dem Rückwärtswinkel von  $130^\circ$  der Streuuntergrund geringer ist. Insgesamt wird hier die deutlich höhere Ansprechwahrscheinlichkeit des CLUSTER-Detektors besonders bei hohen Energien deutlich.

In Abbildung 4.2 ist das Spektrum des CLUSTER-Detektors nun detailliert im Bereich von 2600 keV bis 6600 keV wiedergegeben. Für die in diesem Bereich sichtbaren Übergänge wurden Markierungen vorgenommen, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden sollen. Eine tabellarische Zusammenstellung der hier beobachteten Übergänge, die Chrom-Isotopen zugeordnet werden können, findet sich in Tabelle 4.1 für die Isotope  $^{50}\text{Cr}$  und  $^{53}\text{Cr}$  und in Tabelle 4.2 für  $^{52}\text{Cr}$ .

In Abbildung 4.3 sind die normierten Winkelkorrelationen  $W(130^\circ)/W(90^\circ)$  dargestellt, wie sie aus den Spektren ermittelt wurden; als gestrichelte Linien sind die theoretischen Werte für reine Dipol- bzw. Quadrupolübergänge eingezeichnet. Die Winkelkorrelationen können aus den Linienflächen und den Ansprechwahrscheinlichkeiten nach Gleichung (2.17) erhalten werden

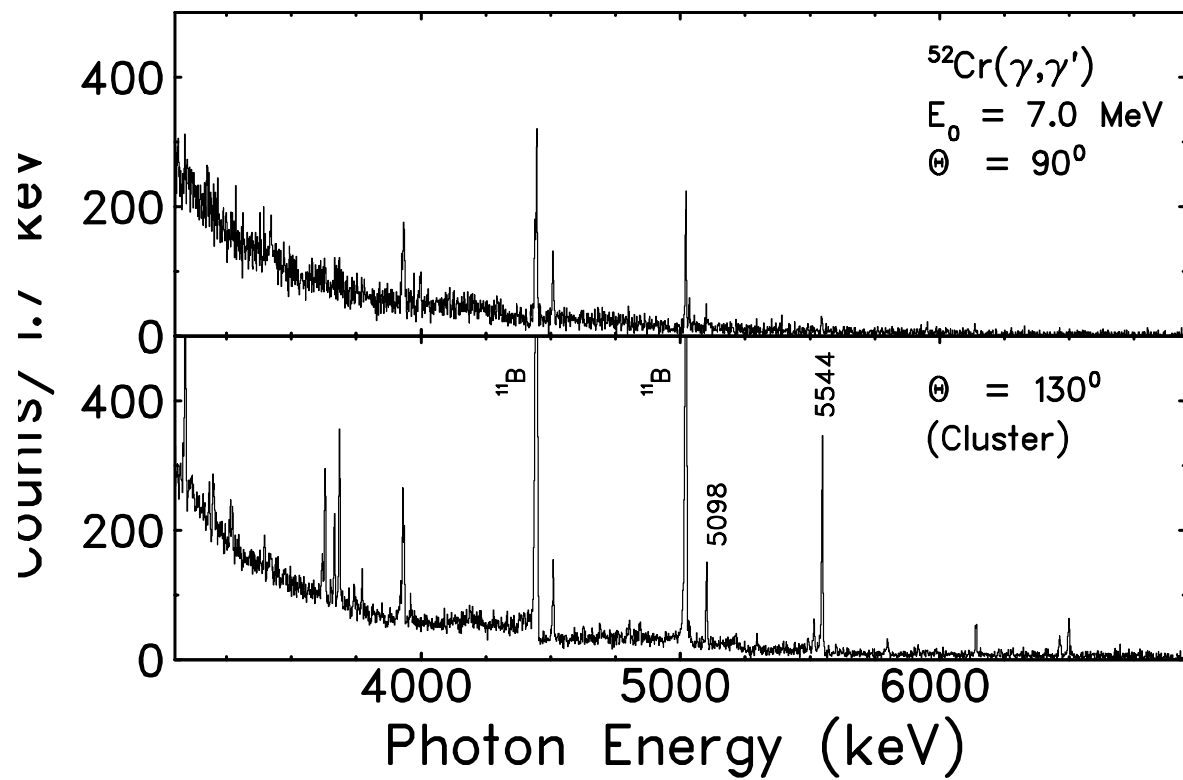
$$\frac{W(130^\circ)}{W(90^\circ)} \sim \frac{A(130^\circ)}{A(90^\circ)} \cdot \frac{\varepsilon(90^\circ)}{\varepsilon(130^\circ)}. \quad (4.1)$$

Durch Anpassung auf die Werte der Eichlinien, deren Winkelkorrelationen bekannt sind, werden auch alle Geometriefaktoren berücksichtigt<sup>15</sup>.

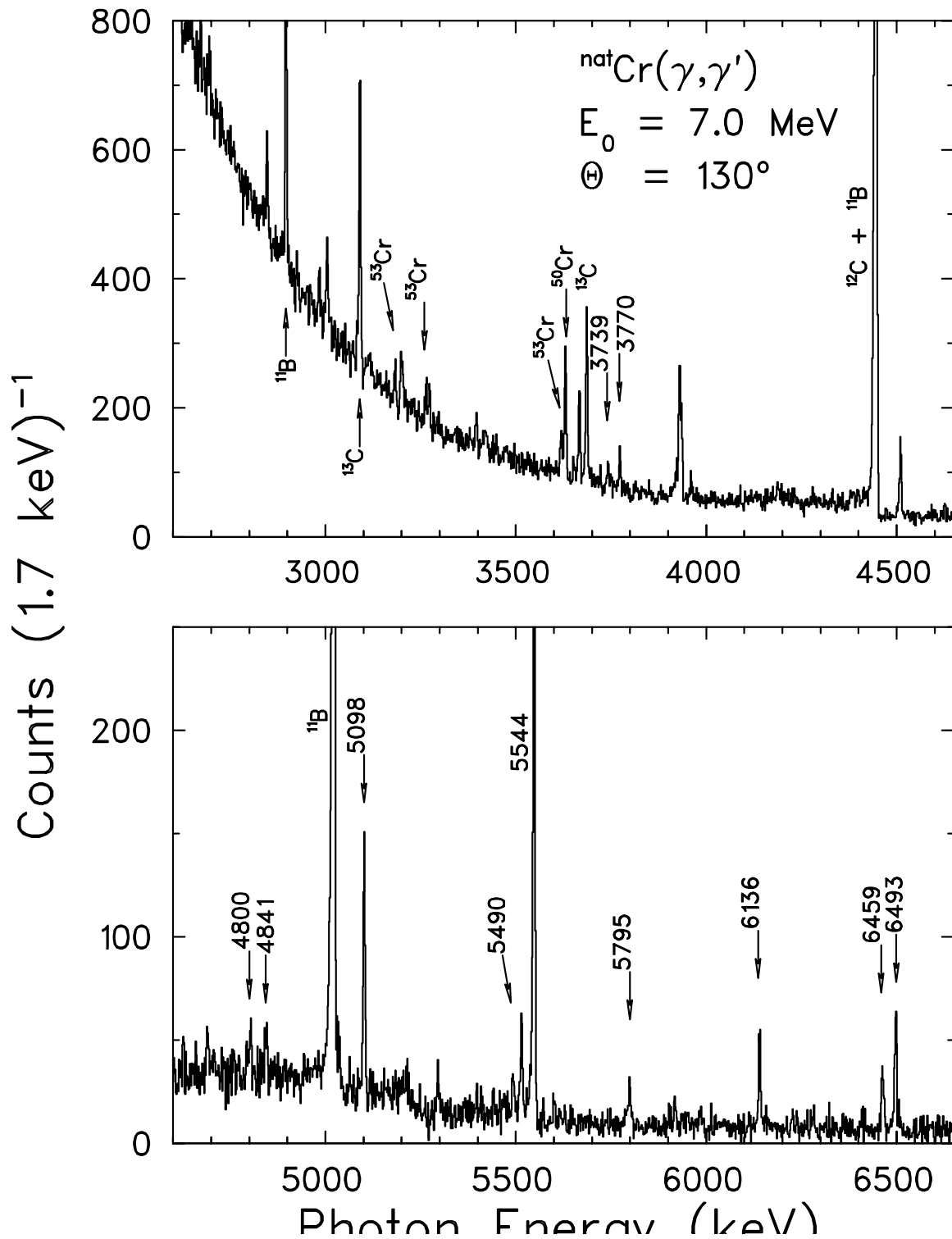
---

<sup>15</sup>In diesem Experiment bestimmt sich der Normierungsfaktor zu

$$\left(\frac{W(130^\circ)}{W(90^\circ)}\right)_{exp} = (3.91 \pm 0.03) \cdot \left(\frac{W(130^\circ)}{W(90^\circ)}\right)_{th}.$$



**Abb. 4.1:** Spektrum des  $90^\circ$ -Detektors (unten) und des CLUSTER-Detektors (oben). Die Statistik des  $90^\circ$ -Detektors wurde in dieser Darstellung wegen der kürzeren Meßzeit auf die Meßzeit des CLUSTER-Detektors skaliert.



**Abb. 4.2:** KRF-Spektrum von  $^{52}\text{Cr}$  bei einer Endpunktenergie von 7.0 MeV: Gesamtspektrum des CLUSTER-Detektors unter einem Winkel von  $130^\circ$ . Bg.: Untergrundlinie, SE/DE: Einfache/doppelte *Escape*-Linie.

**Abb. 4.3:** Normierte Winkelkorrelationen der Chrom-Messung. Als gestrichelte Linien sind die auf den endlichen Öffnungswinkel korrigierten Werte für reine Dipol- $(0 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$ - bzw. Quadrupol- $(0 \rightarrow 2 \rightarrow 0)$ -Übergänge in einem gg-Kern angegeben.

## 4.2 Diskussion

### 4.2.1 Identifikation von Untergrundlinien

Die Untergrundlinien wurden durch Vergleich der verschiedenen bei dieser Strahlzeit gewonnenen Spektren bestimmt. In mehreren bzw. allen Spektren beobachtete Linien wurden dem Untergrund zugeordnet, falls sie unter Berücksichtigung der Meßzeiten ähnliche Flächen besaßen.

Bei der Betrachtung des Spektrums sind einige Linien erkennbar, die energetisch mit bekannten Übergängen in  $^{27}\text{Al}$  zusammenfallen und daher von in der Nähe des Primärstrahls befindlichem Aluminium (z. B. Targethalterung) stammen könnten. Dabei ist allerdings anzumerken, daß sich im Vergleich der einzelnen Linien ein inkonsistentes Bild ergibt: Während bei 2983 keV, 3395 keV und 3956 keV ein Übergang zu beobachten ist, fehlen die entsprechenden Linien bei 4410 keV und 2212 keV, obwohl diese deutlich sichtbar sein müßten. Die Linie bei 3002 keV fällt ebenfalls mit einem bekannten Aluminium-Übergang zusammen, ist jedoch viel stärker als gewöhnlich. Dies

könnte darauf hindeuten, daß hier der Aluminium-Linie ein Chrom-Übergang überlagert ist. Außerdem ist bei 2983 keV unter 90° mit Verwendung der vollständigen Statistik noch eine Linie im Spektrum erkennbar, nicht jedoch für 3002 keV. Dies legt die Vermutung nahe, daß es sich bei dem dem  $^{27}\text{Al}$  überlagerten Übergang um einen Dipolübergang handelt. Unter Vernachlässigung des Untergrundanteils berechnet sich ein integrierter Wirkungsquerschnitt von 2.5(3) eVb für den Fall  $^{52}\text{Cr}$ .

Bei der Energie von 3200 keV ist in allen Spektren eine Linie zu sehen, die interessanterweise vor allem aus den koinzident aufaddierten Listmode-Daten, dem Addback-Spektrum stammt. Eine Erklärung für diesen Effekt kann noch nicht gegeben werden.

#### 4.2.2 Übergänge in $^{50}\text{Cr}$ und $^{53}\text{Cr}$

Als Targetmaterial wurde Chrompulver in natürlicher Isotopenzusammensetzung verwendet. Deshalb kann man im Spektrum der Chrom-Messung eine Reihe bekannter Übergänge identifizieren, die aus Zerfällen bekannter Zustände der stabilen Chrom-Isotope  $^{50}\text{Cr}$  und  $^{53}\text{Cr}$  stammen. Diese Isotope besitzen eine relative Häufigkeit von 4.35% bzw. 9.50%. Es ist hingegen keine Linie im Spektrum erkennbar, die auf  $^{54}\text{Cr}$  zurückzuführen wäre, das mit einem Anteil von 2.36% in natürlichem Chrom enthalten ist.

$^{50}\text{Cr}$ . Die Untersuchung des bekannten starken magnetischen Dipolübergangs zu einem Zustand bei 3628 keV und seiner inelastischen Verzweigung (2844 keV) bietet eine gute Vergleichsmöglichkeit mit Daten aus inelastischer Elektronen- und Protonenstreuung [85, 86]. Aus Photonenstreuung erhält man eine reduzierte Übergangsstärke von  $B(\text{M1})\uparrow = 0.77(9) \mu_N^2$ . Unter Verwendung von Schalenmodell-Formfaktoren wurde in der Elektronenstreuung eine Übergangsstärke von  $1.1(1) \mu_N^2$  bestimmt [85]. In Protonenstreuung [86] ist die bestimmte reduzierte Übergangsstärke kleiner, da man hier bei der hier gegebenen Kinematik vor allem auf den Spin-Anteil sensitiv ist. Im Vergleich der Messungen konnte das Amplitudenverhältnis von Bahn- und Spin-Anteil zu  $A_l/A_\sigma = 0.58$  bestimmt werden, was auch mit theoretischen Betrachtungen und im Vergleich mit anderen Kernen der  $fp$ -Schale verträglich ist [87]. Die Winkelverteilung bestätigt ferner die Multipolarität des elastischen Übergangs zu  $L = 1$ , wie man Bild 4.3 entnehmen kann. Die Verzweigungsverhältnisse bestimmen sich zu  $b_0 = 0.62(13)$  bzw.  $b_1 = 0.38(13)$ .

$^{53}\text{Cr}$ . In Tabelle 4.1 sind die Resultate für  $^{53}\text{Cr}$  gemeinsam mit dem bereits besprochenen Zustand aus  $^{50}\text{Cr}$  dargestellt. Die Werte für den Multipolmischungsparameter  $\delta$  sind der Literatur entnommen [88]. Für den Übergang zum Zustand der Energie

**Tab. 4.1:** Übergänge in  $^{50}\text{Cr}$  und  $^{53}\text{Cr}$

$E_x$ [keV]	$I_0^S$ [eV b]	$J^\pi$ [ $\hbar$ ]	$b_1$	$\delta^a$	$B(\text{M1}) \uparrow$ [ $\mu_N^2$ ]	$B(\text{E1}) \uparrow$ [ $e^2\text{fm}^2$ ]	$B(\text{E2}) \uparrow$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]
$^{50}\text{Cr}$							
3627.8	77(6)	$1^+$	0.38(13)		0.77(9)		
$^{53}\text{Cr}$							
1973.7	16(3)	$(5/2)^-$		0.48	— — — feeding	— — —	
2320.9	57(4)	$(3/2)^-$		-0.11	— — — feeding	— — —	
3180.8	7(1)	$(3/2)^-$			0.05(1) <sup>b</sup>		67(14) <sup>b</sup>
3262.8	10(2)	$(5/2)^+$			7.3(15)		
		$(5/2)^-$		-0.25	0.07(1)		5.2(11)
3617.0	13(2)	$(1/2)^-$		0.19	0.08(1)		3.0(4)
				-35	$7(1) \cdot 10^{-5}$		86(12)

<sup>a</sup>aus [88]; Phasenkonvention von Krane und Steffen [41]

<sup>b</sup>Mischungsparameter unbekannt. Übergangsstärken für reine M1- bzw. E2-Strahlung.

3181 keV ist kein Mischungsparameter bekannt; die hier in der Tabelle angegebenen Werte beziehen sich auf reine M1- bzw. E2-Strahlung. Für  $E_x = \underline{3617 \text{ keV}}$  nennt die Literatur [89] zwei sehr unterschiedliche Mischungsparameter aus  $(n,\gamma)$ -Experimenten.

Für die beiden Übergänge zu den angeregten Zuständen bei 1974 und 2321 keV wurden keine Übergangsstärken angegeben, da die resultierenden Werte die Literaturwerte deutlich übersteigen. Vermutlich werden diese Zustände durch inelastischen Zerfall höherliegender Niveaus bevölkert. Für die anderen Zustände stimmen die angeführten Werte gut mit der Literatur überein. Nicht eindeutig sind die Aussagen über den Zustand bei 3263 keV. Während der Drehimpulsübertrag der Teilchen-Transferreaktion  $(d,p)$  mit  $L = 2$  positive Parität impliziert [90], wird in der Literatur z. T. negative Parität für diesen Zustand aufgeführt und aus  $(d,p\gamma)$  und  $(\alpha,n\gamma)$  ein M1/E2-Mischungsparameter bestimmt [91,92]. Der Tabelle 4.1 zu entnehmende Mischungsparameter von  $\delta = -0.25$  ist ein Mittelwert aus den Literaturangaben.

### 4.2.3 Übergänge in $^{52}\text{Cr}$

In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse des  $^{52}\text{Cr}(\gamma,\gamma')$ -Experimentes zusammengestellt. Hier wurden sowohl alle neuen, bisher noch nicht identifizierten, wie auch die aus der Literatur bekannten Übergänge aufgenommen.

Im Spektrum konnte der erste angeregte Zustand mit  $J^\pi = 2^+$  bei der Energie von 1434 keV beobachtet werden. Weil dieser Zustand von höherliegenden Zuständen

**Tab. 4.2:** Übergänge in  $^{52}\text{Cr}$

$E_x$ [keV]	$I_0^S$ [eV b]	$J^\pi$ [ $\hbar$ ]	$b_1$	$B(\text{M1}) \uparrow$ [ $\mu_N^2$ ]	$B(\text{E1}) \uparrow$ [ $10^{-3} e^2 \text{fm}^2$ ]	$B(\text{E2}) \uparrow$ [ $e^2 \text{fm}^4$ ]
1434.1	19(1)	2 <sup>+</sup>				2100(100) <sup>a</sup>
3161.7			$\geq 0.9$			
3739.6	1.0(2)	1 <sup>+</sup>		0.006(1)		
		1 <sup>-</sup>			0.07(1)	
	1.9(3)	2 <sup>+</sup>				12(2)
3770.5	2.4(3)	2 <sup>+</sup>	0.76(15)			61(8)
4800.1	1.5(3)	1 <sup>+</sup>		0.007(1)		
		1 <sup>-</sup>			0.08(1)	
	2.8(5)	2 <sup>+</sup>				8.2(15)
4841.3	1.9(4)	1 <sup>+</sup>		0.009(2)		
		1 <sup>-</sup>			0.098(18)	
	3.6(7)	2 <sup>+</sup>				10(2)
5098.4	8.8(11)	1 <sup>+</sup>	0.42(21)	0.07(1)		
		1 <sup>-</sup>		0.74(11)		
	16.6(21)	2 <sup>+</sup>	0.27(29)			56(9)
5490.8	1.6(4)	1 <sup>+</sup>		0.006(2)		
		1 <sup>-</sup>			0.07(2)	
	3.0(8)	2 <sup>+</sup>				5.8(16)
5544.4	37(7)	1 <sup>+</sup>		0.15(3)		
		1 <sup>-</sup>			1.7(3)	
5796.0	3.5(10)	1 <sup>+</sup>		0.014(4)		
		1 <sup>-</sup>			0.15(4)	
	6.6(18)	2 <sup>+</sup>				11(3)
6136.7 <sup>b</sup>	16(6)	2 <sup>+</sup>				$\leq 24(9)$
6459.6	10(6)	1 <sup>+</sup>		0.034(20)		
		1 <sup>-</sup>			0.4(2)	
	19(10)	2 <sup>+</sup>				22(12)
6493.8	40(24)	2 <sup>+</sup>				47(28)

<sup>a</sup>Zustand wird aus höherliegenden Niveaus bevölkert

<sup>b</sup>vermutlich überlagert mit einer Untergrundlinie



bevölkert wird<sup>16</sup>, ist die aus der Linienfläche bestimmte Übergangsstärke deutlich größer als der Literaturwert, der aus Elektronenstreuexperimenten mit  $634(39) e^2\text{fm}^4$  angegeben wird [31]. Ebenfalls zeigt Bild 4.3 keine ausgeprägte Winkelverteilung mehr für diesen Zustand, was gleichfalls auf diesen Effekt zurückzuführen ist (vgl. z. B. [93]).

Die Linie bei 1728 keV ist aus der Literatur als inelastische Verzweigung des  $2^+$ -Zustandes bei 3162 keV bekannt. Der elastische Übergang ist nicht zu sehen, seine Intensität ist nach Abschätzung kleiner als 8.5%. Das Intensitätsverhältnis ist demnach nur geringfügig kleiner als das in der Literatur angegebene von etwa 10(1):100(5) ( $^{52}\text{Mn}$ - $\epsilon$ -Zerfall, vgl. [94]). Berechnet man unter Annahme eines Verzweigungsverhältnisses von 8.5% die Anregungsstärke des Zustands bei 3161.7 keV, so erhält man  $B(E2)\uparrow = 69(20) e^2\text{fm}^4$ . Auch dieser Wert weicht gegenüber anderen Experimenten zu höheren Werten ab (12(2) bzw.  $16 e^2\text{fm}^2$ , vgl. [31,95]). Auch hier wird der Zustand bei 3162 keV vermutlich von Niveaus höherer Energien bevölkert.

Bei der Energie von 3740 keV konnte bisher in den Chrom-Isotopen noch kein Übergang identifiziert werden. Für die hier gefundene Linie war die Bestimmung einer Winkelkorrelation nicht möglich.

Der Zustand mit  $E_x = \underline{3770.5 \text{ keV}}$  ist aus der Literatur mit  $J^\pi = 2^+$  bekannt und verzweigt bevorzugt (Verhältnis 4:1) in den ersten angeregten Zustand. Die hier ermittelten Partialbreiten stimmen im Rahmen der Fehler mit den Literaturwerten [94] überein. Des weiteren konnte für den inelastischen Übergang die Winkelkorrelation bestimmt werden, wie Bild 4.3 zu entnehmen ist. Berücksichtigt man, daß der theoretische Wert für die Kaskade  $0 \rightarrow 2 \rightarrow 2$  (mit  $\delta = -0.20(8)$  aus einem  $(p,p'\gamma)$ -Experiment [96]) ein Winkelverhältnis von  $W(130^\circ)/W(90^\circ) = 0.68$  vorhersagt, so findet sich gute Übereinstimmung. Der inelastische Übergang hat also hauptsächlich E2-Charakter. Die berechnete Anregungsstärke von  $61(8) e^2\text{fm}^4$  fällt im Vergleich mit Daten aus der Elektronenstreuung [95] niedriger aus. Unter Verwendung von Schalenmodellrechnungen [97] erhielt man für letztere  $B(E2) = 112 e^2\text{fm}^4$ . Ein Fehler wird in dieser Betrachtung nicht angegeben.

Für die Zerfälle der Zustände bei 4800 keV und 4841 keV konnten keine Winkelkorrelationen ermittelt werden. Für den erstgenannten Übergang ist keine Information aus der Literatur zu beziehen, wohingegen es sich bei Letzterem um einen bereits verschiedentlich beobachteten Zustand handeln könnte (4835(3) keV). Ist der vorliegende Zustand mit dem in der Literatur angegebenen identisch, so besitzt er vermutlich Spin und Parität  $2^+$ , denn durch den Drehimpulsübertrag  $L = 1$  in der Reaktion  $^{51}\text{V}(^3\text{He},d)$  [98] ist positive Parität und minimaler Spin 2 festgelegt. In [99] wird bei der Energie von 4832(5) keV ein  $3^+$ -Zustand vermutet, der in  $(\gamma,\gamma')$  nicht angeregt

---

<sup>16</sup>Eine inelastische Verzweigung in den ersten angeregten Zustand konnte nur in drei Fällen direkt beobachtet werden. Bei anderen Zuständen liegt er vermutlich unter der Nachweisgrenze.

werden kann; ist diese Zuordnung korrekt, so stellt die im KRF-Spektrum gesehene Linie einen neuen Übergang dar.

Aus der Winkelkorrelation des Zustandes bei 5098 keV ist leider keine Information zu gewinnen, beobachtet man hier doch eine nahezu isotrope Winkelverteilung, die auch im Rahmen eines Fehlers von  $2\sigma$  weder Dipol- noch Quadrupolverteilung bevorzugt. Obwohl dieser Zustand nicht aus bisherigen Experimenten bekannt ist, ist die Zuordnung zu  $^{52}\text{Cr}$  eindeutig, da eine relativ starke inelastische Verzweigung zum ersten angeregten Zustand zu beobachten ist.

Im Falle des Übergangs bei 5491 keV kann keine Winkelverteilung aus den Spektren gewonnen werden; auch in der Literatur sind Spin und Parität nicht bekannt. Es könnte sich jedoch um den in Protonenstreuexperimenten und  $(p,\alpha)$ -Reaktionen beobachteten Zustand bei 5494(5) keV handeln [100, 101].

Besondere Aufmerksamkeit verdient der Übergang bei 5544 keV. Er zeigt deutliche Winkelabhängigkeit in der Strahlungsverteilung und besitzt Dipolcharakter, wie man Bild 4.3 entnehmen kann, sowie einen integrierten Wirkungsquerschnitt von 37(7) eVb. Bei der Energie von 5546 keV ist in der Literatur aus Protonenstreuung [100, 101] und  $(^3\text{He},\alpha)$ -Reaktionen [102] in  $^{52}\text{Cr}$  ein Zustand bekannt. Bei der  $(^3\text{He},\alpha)$ -Messung wurde aus der Winkelverteilung der Drehimpulsübertrag  $L = 1$  angegeben, was Spin und Parität auf  $J^\pi = 0^+, 1^+, 2^+, 3^+$  einschränkt. Die Zuordnung anderer Drehimpulsüberträge und damit auch negativer Parität kann jedoch nicht ausgeschlossen werden. Der hier beobachtete Übergang könnte dennoch magnetischen Dipolcharakter besitzen, was andererseits aufgrund von Schalenmodellabschätzungen [103] praktisch auszuschließen ist. Für diesen Fall errechnet sich eine reduzierte Übergangsstärke von  $0.15(3) \mu_N^2$ , im Falle eines E1-Übergangs von  $1.7(3) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ .

Für den Übergang zum Zustand mit einer Anregungsenergie von 5796 keV konnte hier keine Winkelverteilung bestimmt werden. Eventuell könnte dieser Übergang mit einem bekannten Zustand übereinstimmen, für den in  $(^3\text{He},d)$ -Reaktionen der Drehimpulsübertrag von 1 und 3 festgestellt wurde [104]. In diesem Fall ist dem Zustand  $J^\pi = 2^+$  zuzuordnen.

Die Linie bei 6136 keV wurde in allen Spektren der Strahlzeit beobachtet, die bei einer Endpunktenergie von 7.0 MeV gemessen wurden, befindet sich aber zugleich in der Nähe eines bekannten [99]  $2^+$ -Zustandes in  $^{52}\text{Cr}$  (6143(6) keV). Die Linienform läßt keine Überlagerung zweier Linien erkennen, doch fällt im Vergleich der Spektren aller Messungen diese Linie bei der Chrom-Messung deutlich größer aus. Unter Vernachlässigung des Untergrundanteils erhält man eine reduzierte Übergangsstärke von  $24(4) e^2\text{fm}^4$ . Bestimmt man — ebenfalls unter Vernachlässigung eines eventuellen Untergrundbeitrags — eine Winkelkorrelation, so findet man hier die Verteilung für einen Quadrupolübergang, die aber mit großen relativen Fehlern behaftet ist, da die Statistik

schlecht und die Extrapolation der Ansprechwahrscheinlichkeit bei dieser Energie bereits ungenau ist. Überdies ist die Herkunft des Untergrundes unklar, so daß man a priori keine isotrope Winkelverteilung annehmen kann.

Bei der Energie von 6460 keV ist im Spektrum des CLUSTER-Detektors eine Linie zu erkennen. Hier war wiederum keine Winkelverteilung zu ermitteln. Der Vergleich mit Protonenstremessungen [99,100] liefert keine Aussagen über Spin und Parität des Zustands, zeigt aber einen Übergang bei der gleichen Energie (6458 keV bzw. 6462 keV). Einfacher ist die Zuordnung für den Zustand der Anregungsenergie 6494 keV, bei dem Spin und Parität in der Protonenstreuung [105] zu  $2^+$  bestimmt werden konnten.

In Abbildung 4.4 sind die Ergebnisse der Messung an  $^{52}\text{Cr}$  noch einmal graphisch zusammengefaßt. Im oberen Teil des Bildes erkennt man die E1-Stärkeverteilung, es folgen die Übergangsstärken für magnetische Dipol- wie für elektrische Quadrupolübergänge. Da für die meisten Zustände keine eindeutige Zuordnung möglich war, sind die daraus bestimmten Stärken als gestrichelte Linien in alle möglichen Diagramme eingetragen. Der Zustand bei 5544 keV ist durch längere Striche hervorgehoben. Der vermutlich mit Raumuntergrund überlagerte  $2^+$ -Zustand bei 6136 keV wird strichpunktiert dargestellt.

### 4.3 Zwei-Phonon-Zustand

Die soeben diskutierten Ergebnisse zeigen für keinen der beobachteten Übergänge eindeutig die Signatur eines Zwei-Phonon-Zustandes mit  $J^\pi = 1^-$ . Es bleibt aber festzuhalten, daß mit dem Übergang bei 5544 keV ein Zustand zu identifizieren ist, dem durch Bestimmung der Winkelkorrelation der Spin 1 zugeordnet werden kann. Eine Paritätsbestimmung ist mit der verwendeten Geometrie nicht möglich. Eine Interpretation als M1-Übergang führt jedoch auf eine Übergangsstärke, die in signifikantem Widerspruch zu Schalenmodellrechnungen steht, die eine realistische Beschreibung der M1-Stärkeverteilungen in *fp*-Schalenkernen erlauben [103]. In semimagischen Kernen der *fp*-Schale wird hier keine signifikante M1-Stärke unterhalb von 7 MeV erwartet.

Das Intensitätsverhältnis für einen Übergang in den ersten angeregten Zustand liegt nach einer Abschätzung sicher unter 2%, was einer Partialbreite von  $b_1 \leq 0.022$  entspricht. Dies ist mit der Interpretation als Zwei-Phonon-Zustand verträglich. Der Zerfall von einem  $1^-$ -Zustand in einen  $2^+$ -Zustand sollte vorwiegend E1-Charakter besitzen. Die im zweiten Kapitel vorgestellten einfachen Abschätzungen würden vor allem einen starken E3-Übergang erwarten lassen, dessen Partialbreite aber wegen der großen Multipolarität sehr klein sein wird. Für den Kern  $^{142}\text{Nd}$  konnte kürzlich erstmals eine Verzweigung des  $1^-$ -Zustands aus dem Zwei-Phonon-Quintuplett in den  $2_1^+$ -Zustand nachgewiesen werden [106]. Das angegebene Verzweigungsverhältnis von 0.029(8) ist

**Abb. 4.4:** Stärkeverteilung für die Übergänge in  $^{52}\text{Cr}$ .

Gestrichelte Linien: Keine eindeutige Zuordnung zu Multipolarität und Parität,  
strichpunktiert: signifikanter Untergrundanteil wahrscheinlich.

mit der oben erläuterten Abschätzung für die Nachweisgrenze im vorliegenden  $(\gamma, \gamma')$ -Experiment vereinbar. Auch eine Verzweigung in den kollektiven  $3^-$ -Zustand, der für einen Zwei-Phonon-Zustand zu erwarten wäre, kann nicht im Spektrum gefunden werden. Diese Verzweigung ist jedoch vermutlich infolge der geringen Energiedifferenz stark unterdrückt. Wegen des hohen Untergrundes bei der Differenzenergie von knapp 1000 keV ist hier keine sinnvolle Abschätzung für das Verzweigungsverhältnis möglich.

Neben dem erwähnten Übergang bei 5544 keV ist auch die Zuordnung von Multipolarität und Parität für den Übergang bei 5098 keV unklar. Hier kann eine recht starke Verzweigung in den ersten angeregten Zustand beobachtet werden, was eher gegen einen Zwei-Phonon-Zustand spricht. Wie im Fall des Dipolzustands bei 5.5 MeV konnte auch hier wegen des hohen Untergrunds bei niedrigen Energien die Frage einer Verzweigung in den  $3^-$ -Zustand nicht geklärt werden.

Die resultierenden Übergangsstärken unter der Annahme eines E1-Übergangs sind einerseits klein gegen die Einteilchenabschätzungen, aber andererseits stark gegenüber typischen mittleren Übergangsstärken. Die Größenordnung der beobachteten Übergangsstärke liegt in dem Bereich, was in anderen Fällen für die Anregung von  $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zuständen gefunden wurde [21, 24–26, 107].

Ein Vergleich der erhaltenen Ergebnisse mit *Modellrechnungen* liegt zur Zeit noch nicht vor. Die Bestimmung von niedrigliegenden E1-Übergangsstärken im Rahmen des Schalenmodells liefert — unabhängig vom Kern — meist Werte, die deutlich größer sind als das Experiment. Die quantitative Beschreibung von E1-Übergängen im Rahmen des Schalenmodells ist überaus sensitiv auf die Beschränkung des Konfigurationsraums, und realistische Werte sind nur zu erwarten, wenn mehrere Oszillatorschalen berücksichtigt werden können. Dies ist für Kerne der *fp*-Schale mit den heutigen Techniken nicht möglich.

Gerade für die Beschreibung von Multiphononzuständen ist das Quasiteilchen-Phonon-Modell (QPM) besonders gut geeignet [108]. Dieses Modell wurde vor etwa zwanzig Jahren aus dem BCS-Modell (Superfluidmodell) (vgl. z. B. [109]) entwickelt. Der Hamiltonoperator enthält daher neben einem mittleren Potential die Paarkräfte des Superfluidmodells. Zusätzlich werden Multipol-Multipol-Wechselwirkungen der Phononen untereinander und Spin-Multipol-Wechselwirkungen der Quasiteilchen<sup>17</sup> mit den Phononen betrachtet. Rechnungen zu  $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zuständen in Kernen mit  $Z \approx 50$  und den  $N = 82$ -Isotonen [24, 26, 110] haben gute Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt. Vorläufige Rechnungen für den im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Kern  $^{52}\text{Cr}$  zeigen hingegen deutliche Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen [111]. Das Problem für QPM-Rechnungen in einem derart leichten Kern wie  $^{52}\text{Cr}$

---

<sup>17</sup>Die Quasiteilchen-Erzeugungs- und -Vernichtungsoperatoren gehen aus den Teilchenerzeugern und -vernichtern durch die Bogoliubov-Transformation hervor [108].

ist vor allem der viel größere Einfluß der Einteilchenstärke im Kontinuum. Die Anwendungen des QPM in schweren Kernen verwenden typischerweise ein Woods–Saxon–Potential für das mittlere Feld. Der Beitrag des Kontinuums beschränkt sich dabei auf quasi–diskrete Zustände. Unter Umständen sind erfolgreichere QPM–Rechnungen unter Verwendung eines Oszillatorpotentials möglich [112].

Beachtet man, daß in der Dipolriesenresonanz (*GDR*) der überwiegende Anteil der E1–Übergangsstärke zu finden ist, so kann das Auftreten niedrigliegender  $1^-$ –Zustände durch Beimischungen der Dipolriesenresonanz zu Oktupolzuständen verstanden werden [107]. Die Wellenfunktion des niedrigliegenden  $1^-$ –Zustands kann dann in erster Näherung der Störungsrechnung beschrieben werden durch [12]

$$|\Psi_{1^-}\rangle = |\Psi_{okt}\rangle + \frac{\langle H_C \rangle}{E_{okt} - E_{GDR}} \cdot |\Psi_{GDR}\rangle. \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet  $\langle H_C \rangle$  das Mischungsmatrixelement. Berücksichtigt man, daß der Oktupol– $1^-$ –Zustand praktisch nicht mit dem Grundzustand mischt (vgl. z. B. Gleichung (2.31)), d. h. daß für den Dipoloperator  $\mathcal{M}(E1)$  gilt

$$\langle \Psi_{okt} | \mathcal{M}(E1) | 0_1^+ \rangle \approx 0, \quad (4.3)$$

so ist das Mischungsmatrixelement näherungsweise durch die Beziehung

$$\langle H_C \rangle = |E_{okt} - E_{GDR}| \cdot \sqrt{\frac{B(E1, 0_1^+ \rightarrow 1^-)}{B(E1, 0_1^+ \rightarrow GDR)}} \quad (4.4)$$

gegeben. Im Rahmen einer statistischen Analyse [113] kann eine *Spreizungsbreite*  $\Gamma \downarrow$  eingeführt werden, die sich aus dem Mischungsmatrixelement über

$$\Gamma \downarrow = 2\pi \frac{\langle H_C \rangle^2}{|E_{okt} - E_{GDR}|} \quad (4.5)$$

berechnen läßt. Die Spreizungsbreite ist näherungsweise unabhängig vom betrachteten Nuklid [114]. Für schwere Kerne ( $A = 142\text{--}238$ ) wurden Werte zwischen 10 und 100 keV für die hier als  $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ –Zustände interpretierten Niveaus erhalten [107], so daß die Beimischungen der Dipolriesenresonanz zu niedrigliegenden Oktupolzuständen als mögliche Erklärung für die verhältnismäßig großen E1–Übergangsstärken in diesen Kernen betrachtet werden können.

Die Dipolriesenresonanz besitzt im Fall von  $^{52}\text{Cr}$  einen integrierten Absorptionsquerschnitt  $I_{Abs}^S$  von 730(60) MeV mb im  $(\gamma, n)$ –Kanal bei einer mittleren Anregungsenergie von 20.4(3) MeV, für die  $(\gamma, p)$ –Reaktion wird eine mittlere Anregungsenergie von 23.0(4) MeV und ein Absorptionsquerschnitt von 240(50) MeV mb angegeben [115].

Damit erhält man einen totalen Absorptionsquerschnitt von  $970(110)$  MeV mb bei einer Anregungsenergie von  $21.0$  MeV. Die daraus bestimmte reduzierte Übergangsstärke beträgt  $B(E1) = 11.5(13)$   $e^2\text{fm}^2$ . Für das Mischungsmatrixelement berechnet man

$$\langle H_C \rangle = 188(27) \text{ keV}$$

und für die Spreizungsbreite

$$\Gamma \downarrow = 14.4(41) \text{ keV},$$

wobei  $E_{\text{Okt}} \approx E(1^-) = 5.544$  MeV gesetzt wurde. Die so erhaltenen Werte für Mischungsmatrixelement und Streubreite stimmen gut mit den Ergebnissen für schwere Kerne überein [107]. Deshalb kann festgehalten werden, daß sich der starke Dipolübergang in  $^{52}\text{Cr}$  unter dem Gesichtspunkt einer Beimischung der Dipolriesenresonanz zum Oktupolzustand so verhält wie die Übergänge zu oktupol-gekoppelten Zuständen in schweren Kernen.

Es ist interessant, daß man in den gg-Nachbarkernen von  $^{52}\text{Cr}$ , insbesondere den N=28-Isotonen und Titan-Isotopen, vergleichbare Anregungsenergien und Übergangsstärken für die Zustände  $2_1^+$  [116] und  $3_1^-$  [117] findet. Ebenfalls sind auch E1-Übergänge vergleichbarer Stärke bekannt, die ähnlich wie bei  $^{52}\text{Cr}$  eine einige 100 keV gegenüber der  $2^+ \otimes 3^-$ -Summenenergie erniedrigte Anregungsenergie besitzen [118–120]. Diese Daten sind in Abbildung 4.5 zusammengestellt. Dabei wurde der Dipolzustand bei  $5544$  keV für  $^{52}\text{Cr}$  als  $1^-$ -Zustand in die Darstellung eingefügt. Für den Kern  $^{54}\text{Fe}$  wurde der Dipolzustand bei  $6129$  keV verwendet, bei dem allerdings die Parität noch unklar ist. Außerdem existieren für dieses Nuklid niedrigere Zustände mit Spin  $J = 1$  oder  $J = 2$  bei  $5080$  keV,  $5453$  keV und  $6038$  keV Anregungsenergie. Mit Ausnahme des doppelt-magischen Kerns  $^{48}\text{Ca}$ , dessen erster angeregter Zustand ( $2^+$ ) eine deutlich höhere Anregungsenergie und geringere Kollektivität aufweist, besitzen die zugehörigen Übergänge Stärken gleicher Größenordnung, wie der Zusammenstellung in Tabelle 4.3 zu entnehmen ist. Im Kern  $^{50}\text{Ti}$  fehlen bislang Informationen über einen niedrigliegenden  $1^-$ -Zustand, der aber im Rahmen der gezeigten Systematik bei ca.  $5$  MeV vermutet werden darf.

Eine Absenkung der Energie des Zwei-Phonon- $1^-$ -Zustandes gegenüber der  $2^+ \otimes 3^-$ -Summenenergie kann als Folge der Phonon-Phonon-Wechselwirkung oder als Zeichen für Anharmonizität in der Vibration des Kerns interpretiert werden. Die Kerne  $^{46}\text{Ti}$  und  $^{48}\text{Ti}$  sind deformiert, so daß die bei diesen Kernen besonders deutliche Absenkung des ersten  $1^-$ -Zustandes auf starke anharmonische Effekte zurückgeführt werden kann. In deformierten Kernen besitzt der niedrigste  $1^-$ -Zustand in der Regel fast die gleiche Anregungsenergie wie der  $3_1^-$ -Zustand; der Dipolzustand wird als Kopplung des Oktupolphonons mit dem quadrupol-deformierten Kern interpretiert [12].

**Tab. 4.3:** Zusammenstellung der Übergangsstärken in den gg-Nachbarnukliden von  $^{52}\text{Cr}$

	$E(2_1^+ + 3_1^-)$ [keV]	$E(1_1^-)$ [keV]	$B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)^a$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]	$B(E3, 0_1^+ \rightarrow 3_1^-)^b$ [ $10^3 e^2\text{fm}^6$ ]	$B(E1, 0_1^+ \rightarrow 1_1^-)$ [ $10^{-3} e^2\text{fm}^2$ ]
$^{46}\text{Ti}$	3948	3168	950	3.5	$\approx 1^c$
$^{48}\text{Ti}$	4343	3700	720	6.7	$1.6^d$
$^{52}\text{Cr}$	5998	5544	660	6.5	$1.7^e$
$^{54}\text{Fe}$	6190	6129 <sup>f</sup>	620	4.4	$0.3^g$
$^{50}\text{Ti}$	5701		290	5.6	

<sup>a</sup> [116]

<sup>b</sup> [117]

<sup>c</sup>Angaben aus [118] variieren stark

<sup>d</sup> [121]

<sup>e</sup>diese Arbeit

<sup>f</sup> $\pi$  unklar, Zustände unbekannter Stärke mit  $J = 1, 2^+$  bei 5080 keV, 5453 keV bzw. 6038 keV

<sup>g</sup> [122]

**Abb. 4.5:** Vergleich von Anregungsenergien in  $^{52}\text{Cr}$  und den benachbarten gg-Nukliden.



Der ug-Kern  $^{51}\text{V}$  kann unter einer ähnlichen Fragestellung untersucht werden. Aufgrund der Aufspaltung von Quadrupol- und Oktupolniveaus ist ein  $2^+ \otimes 3^- \otimes f_{7/2}$ -Multipllett zu erwarten, dessen Signatur sich von einer einfachen  $1^- \otimes f_{7/2}$ -Kopplung durch eine Vielzahl weiterer E1-Übergänge unterscheidet und somit als ein geeigneter Test für die Interpretation der  $1^-$ -Zustände als Folge von  $2^+ \otimes 3^-$ -Kopplung in den benachbarten gg-Kernen dienen kann. Die Mitglieder dieses Multipletts werden individuell schwächere Übergangsstärken aufweisen aber eine größere Summenstärke zeigen als für den  $1^- \otimes f_{7/2}$ -Fall. Die Übergänge sollten E1-Charakter besitzen, die genauen Spinsequenzen werden jedoch in der Regel — wie bei praktisch allen ungeraden Kernen — wegen der nahezu isotropen Winkelverteilung nicht bestimmbar sein.

## 5 Schlußbemerkungen

Durch die Verwendung eines EUROBALL-CLUSTER-Detektors konnten bei Kernresonanzfluoreszenz-Messungen die Nachweisgrenzen deutlich reduziert werden. Zugleich wird durch das große Detektorvolumen mit Compton-Unterdrückung eine sehr gute Ansprechwahrscheinlichkeit und ein ausgezeichnetes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht. So konnten die im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Daten in nur 34 Stunden mit einem mittleren Elektronenstrahlstrom von  $32 \mu\text{A}$  akkumuliert werden. Diese dramatische Verbesserung auf dem experimentellen Sektor erlaubte überdies bei weiteren Experimenten z. B. den ersten Nachweis der Scissors-Mode in dem  $\gamma$ -instabilen Kern  $^{196}\text{Pt}$  [123] und eine detaillierte Untersuchung der M1-Stärkeverteilung in  $^{154}\text{Sm}$  in der Spinflip-Region bei Anregungsenergien zwischen 4 und 6 MeV.

Für das Verständnis der Kernstruktur von  $^{52}\text{Cr}$  ist die Zuordnung der Parität für den starken Dipolübergang bei 5544 keV bzw. von Spin und Parität für den Übergang bei 5098 keV von besonderem Interesse, um eine Interpretation als  $|2^+ \otimes 3^-; 1^- \rangle$ -Zustand zu erhärten. Eine solche Zuordnung ist zum Beispiel mit Hilfe von inelastischer Elektronenstreuung möglich. Eine weitere offene Frage ist die Suche nach anderen Mitgliedern eines Quadrupol-Oktupol-Quintupletts.

Das vorliegende Experiment hat gezeigt, daß mit der Methode der KRF auch in Kernen der  $fp$ -Schale elektrische Dipolanregungen nachgewiesen werden können, die durch Kopplung eines Quadrupol- und eines Oktupol-Phonons hervorgerufen werden. Die in Kapitel 4.3 dargestellten Zusammenhänge der Ergebnisse dieses Experiments mit benachbarten Nukliden motiviert die Suche nach einem entsprechenden  $1^-$ -Zustand im gleichfalls semimagischen Kern  $^{50}\text{Ti}$ . Hierbei ist eine Anregungsenergie des gesuchten Zustands bei ca. 5 MeV zu erwarten. Vermutlich wird die Übergangsstärke allerdings schwächer sein als die in diesem Experiment bestimmte, da die Übergangsstärken für den niedrigsten  $2^+$ - und  $3^-$ -Zustand geringer sind als für  $^{52}\text{Cr}$ . In gleicher Weise interessant ist die Untersuchung des  $ug$ -Kerns  $^{51}\text{V}$ , der ebenfalls eine volle Neutronenschale besitzt und für den eine  $2^+ \otimes 3^- \otimes$  Teilchen-Konfiguration existieren sollte. Aus diesem Multiplett müßte eine große Zahl von Zuständen mit der  $(\gamma, \gamma')$ -Reaktion anzuregen sein.

Ein Teil der verwendeten Meßelektronik ist bereits für die Verwendung eines zweiten CLUSTER-Detektors ausgelegt. In Anbetracht der hervorragenden Ergebnisse mit dem Detektor unter  $130^\circ$  erscheint die Verwendung eines zweiten Zählers dieses Typs unter  $90^\circ$  in einem weiteren Experiment wünschenswert. Eventuell kann für diesen Streuwinkel mit einem CLUSTER-Detektor auch die Polarisation zumindest starker Übergänge und damit die Parität der zugehörigen Niveaus bestimmt werden. Durch die deutlich höhere Ansprechwahrscheinlichkeit des EUROBALL-CLUSTER-Detektors wären zudem Winkelkorrelationen mit besserer Statistik studierbar.

Die Bestimmung der Parität mit einem CLUSTER-Detektor ist generell durch die Bienenwabenform in der Anordnung der Teildetektoren und das große Volumen der einzelnen Germanium-Kristalle beschränkt. Vielversprechend für die Zukunft erscheinen hier segmentierte Detektoren und zusammengesetzte Detektoren, deren einzelne Kristalle rechtwinklig zueinander angeordnet sind. Ein Beispiel für einen derartigen Detektor ist der SEGMENTED CLOVER-Detektor, der zur Zeit bei der GSI in Darmstadt entwickelt wird. Die Komponenten dieses Zählers sind in Form eines vierblättrigen Kleeblatts angeordnet und überdies je vierfach segmentiert. Durch ein größeres Kristallvolumen lassen sie eine noch weiter gesteigerte Ansprechwahrscheinlichkeit und ein sehr gutes Peak-to-total-Verhältnis erwarten, während die individuelle Segmentierung auch optimale Bedingungen für den Paritätsnachweis verspricht. Mit dieser neuen Generation von HPGe-Detektoren wird die Methode der KRF als Mittel zur selektiven Spektroskopie von Dipol- und Quadrupolübergängen auch in Zukunft von zentraler Bedeutung bleiben.

## A Eigenschaften des CLUSTER-Detektors

An dieser Stelle werden die wichtigsten Eigenschaften und Charakteristika des EURO-BALL-CLUSTER-Detektors zusammenfassend und gegebenenfalls im Vergleich zum  $90^\circ$ -Detektor dargestellt, wie sie aus den Daten der Kernresonanzfluoreszenz-Messung an Chrom gewonnen werden konnten. In Abschnitt 3.5 wurde mit der Ansprechwahrscheinlichkeit bereits eine wichtige Detektoreigenschaft besprochen. Es zeigt sich hier, daß der CLUSTER-Detektor infolge des großen Detektorvolums eine deutlich höhere Ansprechwahrscheinlichkeit besitzt als die unter  $90^\circ$  positionierte hexakonische Detektorkapsel. Dieser Effekt verstärkt sich mit zunehmender Energie, wie Abbildung 3.9 zu entnehmen ist. In dieses Bild fügt sich auch Abbildung 4.1 ein, in der das verbesserte Peak-zu-Untergrund-Verhältnis des CLUSTER-Detektors besonders deutlich wird.

### A.1 Escape-Wahrscheinlichkeit

Anhand der Escape-Wahrscheinlichkeit kann man den Vorteil des CLUSTER-Detektors gegenüber einem Detektor mit vergleichsweise kleinem Volumen ohne Anti-Compton-Abschirmung besonders gut qualitativ verdeutlichen. In mit dem CLUSTER-Detektor aufgenommenen Spektren sind nur für die Bor-Eichlinien bei höheren Energien Single-Escape-Linien im Spektrum erkennbar. Die Escape-Wahrscheinlichkeit liegt für Energien im Bereich von 4 – 5 MeV bei etwa 5 – 7%, wohingegen bei der Einzelkapsel unter  $90^\circ$  ein Escapeanteil von 30 – 35% veranschlagt werden muß. Anzeichen für Double-Escape-Linien sind beim CLUSTER praktisch nicht zu finden, beim  $90^\circ$ -Detektor aber besitzt der 5020 keV-Übergang eine Double-Escape-Wahrscheinlichkeit von knapp 12%.

### A.2 Singles-Spektren und Listmode-Daten

In Abbildung A.1 ist in der linken Bildhälfte der Anteil der Ereignisse einer bestimmten Multiplizität an der Linienfläche des Gesamtspektrums angegeben. Man erkennt, daß der wesentliche Beitrag im Bereich bis 5.5 MeV von den Einzelereignissen stammt. Mit zunehmender Energie nimmt der Beitrag dieser Ereignisse ab, wohingegen der Anteil mit Multiplizität 2 zunimmt. Aus der Addition von Daten mit Multiplizität 3 stammen nur kleine Beiträge ( $\leq 10\%$ ), die — ebenso wie die Flächenanteile aus den Spektren mit Multiplizität 4 und höher — nur geringfügig mit der Energie ansteigen.

In der rechten Bildhälfte von Abbildung A.1 wird das Singles-Spektrum näher untersucht. Bei der Analyse der Listmode-Daten zeigt sich, daß ein mit zunehmender Energie wachsender Anteil von Einzelereignissen auf Band mitprotokolliert wurde

**Abb. A.1:** Beiträge der einzelnen Multiplizitäten zur gesamten Linienfläche. Im linken Bild ist der Anteil für die verschiedenen Multiplizitäten gezeigt. Rechts erkennt man das Übersprechen von Singles-Ereignissen in Nachbardetektoren anhand des Anteils von Listmode-Daten am gesamten Singles-Spektrum.

(*Listmode-Ereignisse*); sie dürften vor allem aus dem Übersprechen einzelner Detektorsegmente stammen. In diesem Fall gelangt nur ein äußerst kleiner Impuls (oft durch elektronische Effekte) in die benachbarte Detektorkapsel. Wegen der Empfindlichkeit bei der Verstärkung des Zeitsignals (vgl. Abschnitt 3.3.2) führt dies zur Öffnung eines Ereignisfensters im Listmode-Kanal, ohne daß ein koinzidentes Energiesignal registriert werden kann. Bild A.1 zeigt die Abnahme des in den NIM-FERA-Interface-Karten abgelegten Anteils an den Linienflächen des Gesamtspektrums.

Bei der Untersuchung der Spektren mit Multiplizität 2 kann man die Ereignisse zusätzlich bezüglich ihrer Orientierung sortieren, um so evtl. die Polarisation der Strahlung und damit die Parität des Übergangs bestimmen zu können. Der CLUSTER-Detektor ist jedoch infolge seiner Sechseckgeometrie nur begrenzt für diese Zwecke einsetzbar. Überdies ist die Strahlung bei unpolarisiertem Primärstrahl lediglich unter  $90^\circ$  vollständig linear polarisiert, unter einem Winkel von  $130^\circ$  jedoch nur teilweise. Deswegen ist für die gegebene Geometrie von Detektor und Meßaufbau eine Paritätsbestimmung nicht möglich. Wenn man den atomaren Streuuntergrund der erzeugten

**Abb. A.2:** Energieprojektionsspektrum der zentralen Kapsel. Man erkennt Linien bei der vollen Energie der Übergänge, die ohne Übersprechen der einzelnen Segmente nicht auftreten dürften. Die Summation aller Energieprojektionen wird für die Korrektur des in 3.4 beschriebenen Fehlverhaltens benötigt.

horizontalen und vertikalen Teilspektren aufeinander normiert, erhält man auch in praktisch allen Linien gute Übereinstimmung, d. h. eine isotrope Verteilung der im Detektor gestreuten Strahlung. Die geringfügigen Abweichungen liegen im Rahmen des statistischen Fehlers.

Durch die in Abschnitt 3.4 erwähnte Fehlfunktion wurden alle Listmode-Ereignisse in den Singles-Kanal geschrieben und in den NFI-Bausteinen abgelegt. Ein Spektrum der fehlerhaft einsortierten Ereignisse kann erzeugt werden, indem man die einzelnen Signale ohne Berücksichtigung ihrer zeitlichen Zusammenhänge aus den Listmode-Daten zusammenstellt, d. h. die Projektionen erzeugt<sup>18</sup>. Indem man die Energieprojektionen vom Singles-Spektrum abzieht, wird das Spektrum korrigiert. In Abbildung A.2 ist eine Aufsummation der Energie-Projektionen am Beispiel der zentralen Detektor-kapsel wiedergegeben: Man erkennt hier das Auftreten von Multiplizität-1-Ereignissen, weil Linien bei der vollen Energie der Übergänge sichtbar sind.

---

<sup>18</sup>Das Zeitfenster für die Offline-Analyse (s. u.) darf hierbei aber nicht eingeschränkt werden.

### A.3 Zeitspektren

Neben den Energieprojektionen wurden auch die zeitlichen Relationen für die Ereignisse in den einzelnen Kristallen auf Band mitgeschrieben. Das Bild A.3 zeigt exemplarisch das Zeitspektrum des zentralen Detektors. Zur Verdeutlichung wurde ein logarithmischer Maßstab gewählt. Die Einbrüche in der Darstellung stammen vermutlich aus der Wahl des Zeitfensters für die Ereignisse in den Germanium-Detektoren (120 ns), denn die Minima liegen 1000 Kanäle bzw. 240 ns auseinander. Das Maximum besitzt eine Halbwertsbreite von ca. 6 Kanälen, entsprechend 1.5 ns und eine Zehntelwertsbreite von 4.4 ns. Eine veränderte Situation ergibt sich, wenn man die Koinzidenzen berücksichtigt. In der Online-Analyse wurden durch eine zusätzliche Prozedur jeweils paarweise Koinzidenzen zu einem gemeinsamen Zeitspektrum zusammengefaßt und den 21 Kombinationsmöglichkeiten entsprechend in Dateien abgelegt [76]. Für diese *Zeitdifferenzspektren* bestimmt man Halbwertsbreiten von durchschnittlich 25 ns. Die volle Breite bei einem Zehntel der Zählrate beträgt im Mittel knapp 100 ns.

Wie in Kapitel 3.3.1 erläutert, kann man zufällige Koinzidenzen bis zu einem gewissen Grad durch Wahl eines geeigneten Zeitfensters für die Koinzidenzbedingung unterdrücken. Außerhalb der deutlichen Minima in Bild A.3, die durch das Zeitfenster von 120 ns Breite hervorgerufen werden, können die registrierten Ereignisse nur zufällig sein. Ihr Auftreten an sich ist unverständlich, so daß es sich bei diesen Daten um fehlerhafte Ereignisse handeln müßte. Schränkt man bei der Auswertung der Listmode-Daten das Ereignisfenster auf eine Breite von 240 ns ein, erhält man dennoch

**Abb. A.3:** Zeitprojektionsspektrum der zentralen Kapsel. Die gestrichelten Linien markieren die Wahl der Zeitfenster für die Offline-Analyse.

keine Verbesserung zur Auswertung mit voller Breite; das mit reduziertem Zeitfenster erstellte Spektrum ist mit dem Spektrum vollständiger Statistik nahezu identisch. Offensichtlich werden vom Analyseprogramm, das auf die FERA-Bibliothek zurückgreift, die außerhalb des Zeitfensters liegenden Ereignisse bereits als fehlerhaft aussortiert. Bei einer weiteren Einschränkung des Zeitfensters auf einen 38 ns schmalen Bereich um das Maximum (vgl. die inneren gestrichelten Linien in Abbildung A.3) wird ein Spektrum mit deutlich geringerer Statistik aber gleichem Peak-zu-Untergrund-Verhältnis erzeugt, d. h. auch aus dieser Beschränkung ergibt sich kein Vorteil.

#### A.4 BGO-Abschirmung

In Abbildung A.4 ist das Gesamtspektrum des CLUSTER-Detektors und die Summe der BGO-gerouteten Spektren abgebildet. Man erkennt, daß der BGO-Szintillator besonders bei hohen Energien einen großen Teil des Untergrundes (der vor allem aus der Höhenstrahlung stammen dürfte) unterdrückt und so in diesem Bereich ein sehr gutes Peak-zu-Untergrund-Verhältnis ermöglicht. Besonders stark tritt im BGO-Spektrum eine Linie hervor, die auf ein elektronisches Fehlverhalten zurückgeführt werden kann, da sie nur aus einem Meßabschnitt („Run“) herrührt und nicht so breit ist wie andere Signale.

Im BGO-Spektrum sind — wie zu erwarten war — die Escape-Linien deutlich zu erkennen. Ein Verzicht auf die Anti-Compton-Unterdrückung hätte demnach neben einem schlechteren Peak-zu-Untergrund-Verhältnis das verstärkte Auftreten von Escape-Linien zur Folge, was besonders bei Kernen mit hoher Niveaudichte die Auswertung der Spektren erschweren würde. Trotz des hohen Aufwands sollte daher auch bei künftigen Experimenten nicht auf eine Anti-Compton-Abschirmung verzichtet werden.



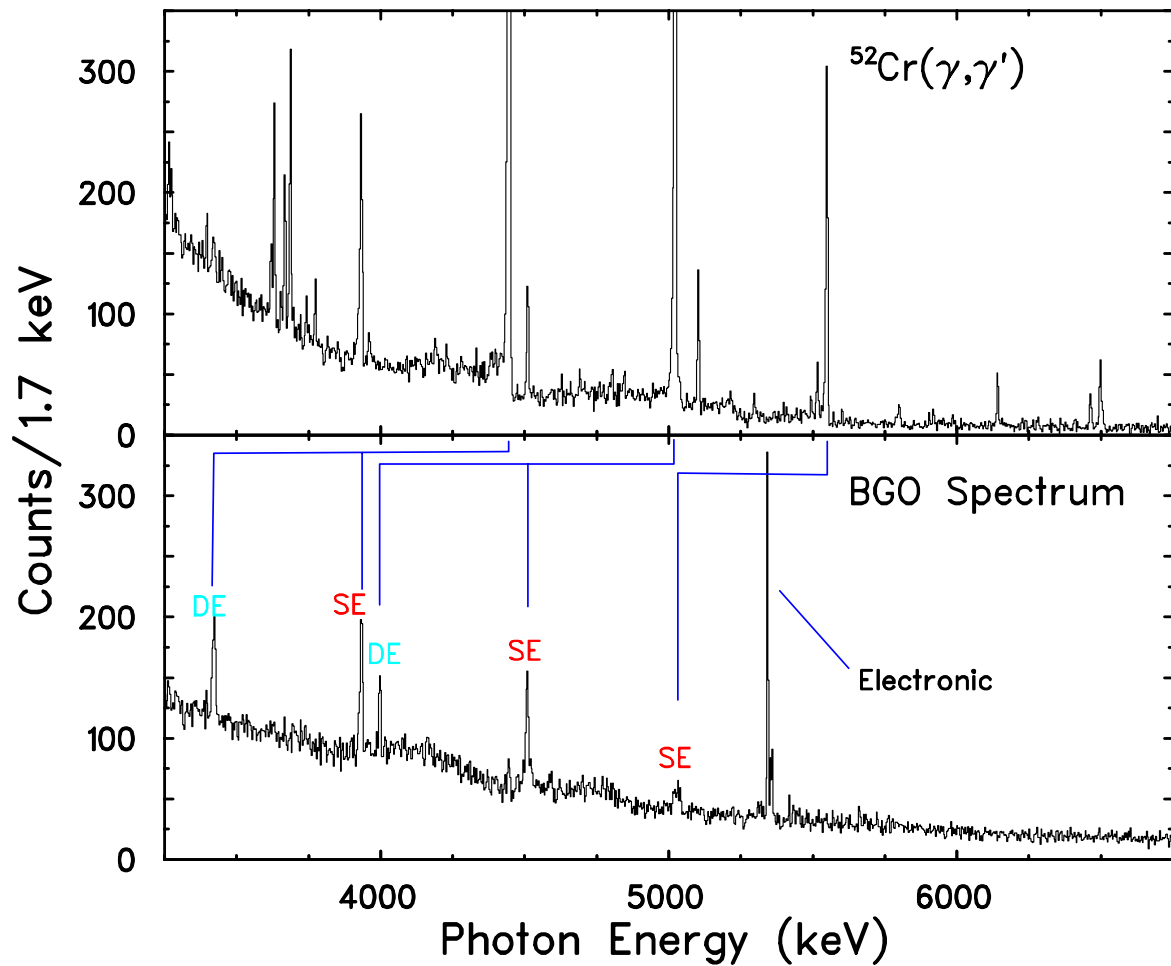


Abb. A.4: Vergleich des BGO-Spektrums (unteres Teilbild) mit dem Gesamtspektrum (oberes Teilbild). SE: Single-Escape-Linie, DE: Double-Escape-Linie.

## Quellenverzeichnis

- [1] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Struktur der Atomkerne*, Bd. 1 u. 2 (Hanser, München 1979)
- [2] P. Kleinheinz, J. Styczen, M. Piiparinen, J. Blomqvist, M. Kortelahti, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1457
- [3] S. Lunardi, P. Kleinheinz, M. Piiparinen, M. Ogawa, M. Lach, J. Blomqvist, *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 1531
- [4] R. A. Gatenby, J. R. Vanhoy, E. M. Baum, E. L. Johnson, S. W. Yates, T. Belgya, B. Fazekas, A. Veres, G. Molnar, *Phys. Rev.* C41 (1990) R414
- [5] L. Bargioni, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, D. Bazzacco, S. Lunardi, P. Pavan, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, G. Maron, J. Rico, *Phys. Rev.* C51 (1995) R1057
- [6] C. V. K. Baba, G. T. Ewan, J. F. Suarez, *Nucl. Phys.* 43 (1963) 264
- [7] C. V. K. Baba, G. T. Ewan, J. F. Suarez, *Nucl. Phys.* 43 (1963) 285
- [8] L. V. Groshev, A. M. Demidov, V. A. Ivanov, V. N. Lutsenko, V. I. Pelekhov, *Nucl. Phys.* 43 (1963) 669
- [9] M. Sakai, T. Tamura, *Phys. Lett.* 10 (1964) 323
- [10] K. H. Bhatt, *Phys. Lett.* 17 (1965) 282
- [11] P. O. Lipas, *Nucl. Phys.* 82 (1966) 91
- [12] W. Donner, W. Greiner, *Z. Phys.* 197 (1966) 440
- [13] A. Raduta, A. Sandulescu, P. O. Lipas, *Nucl. Phys.* A149 (1970) 11
- [14] P. Vogel, L. Kocbach, *Nucl. Phys.* A176 (1971) 33
- [15] V. Yu. Ponomarev, P. F. Bortignon, R. A. Broglia, V. V. Voronov, eingereicht bei *Phys. Rev. Lett.*
- [16] F. R. Metzger, *Phys. Rev.* B137 (1965) 1415
- [17] F. R. Metzger, *Phys. Rev.* C14 (1976) 543
- [18] C. P. Swann, *Phys. Rev.* C15 (1977) 1967
- [19] F. R. Metzger, *Phys. Rev.* C18 (1978) 1603
- [20] F. R. Metzger, *Phys. Rev.* C18 (1978) 2138

- [21] H. H. Pitz, R. D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, U. Seemann, R. Stock, C. Wesselborg, A. Zilges, P. von Brentano, S. D. Hoblit, A. M. Nathan, *Nucl. Phys.* A509 (1990) 587
- [22] P. von Brentano, A. Zilges, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. H. Pitz, C. Wesselborg, *Nucl. Phys.* A557 (1993) 539c
- [23] S. J. Robinson, J. Jolie, H. G. Börner, P. Schillebeeckx, S. Ulbig, K. P. Lieb, *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 412
- [24] K. Goveart, L. Govor, E. Jacobs, D. de Frenne, W. Mondelaers, K. Persyn, M. L. Yoneama, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, K. Huber, S. Lindenstruth, R. Stock, K. Heyde, A. Vdovin, V. Yu. Ponomarev, *Phys. Lett.* B335 (1994) 113
- [25] R.-D. Herzberg, I. Bauske, P. von Brentano, T. Eckert, R. Fischer, W. Geiger, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, *Nucl. Phys.* A592 (1995) 211
- [26] R. Georgii, P. von Neumann-Cosel, T. von Egidy, M. Grinberg, V. A. Khitrov, J. Ott, P. Prokofjevs, A. Richter, W. Schauer, C. Schlegel, R. Schulz, L. J. Simonova, C. Stoyanov, A. M. Sukhovoij, A. V. Vojnov, *Phys. Lett.* B351 (1995) 82
- [27] R. Georgii, T. von Egidy, J. Klora, H. Lindner, U. Mayerhofer, J. Ott, W. Schauer, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Schlegel, R. Schulz, V. A. Khitrov, A. M. Sukhovoij, A. V. Vojnov, J. Berzims, V. Bondarenko, P. Prokofjevs, L. J. Simonova, M. Grinberg, C. Stoyanov, *Nucl. Phys.* A592 (1995) 307
- [28] A. Zilges, R.-D. Herzberg, P. von Brentano, F. Dönau, R. D. Heil, R. V. Jolos, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, C. Wesselborg, *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 2880
- [29] R.-D. Herzberg, A. Zilges, A. M. Oros, P. von Brentano, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, C. Wesselborg, *Phys. Rev.* C51 (1995) 1226
- [30] K. Alder, R. M. Steffen, in: W. D. Hamilton (Hg.), *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam 1975)
- [31] J. W. Lightbody Jr., S. Penner, S. P. Fivozinsky, P. L. Hallowell, H. Crannell, *Phys. Rev.* C14 (1976) 952
- [32] J. Bellicard, P. Barreau, D. Blum, *Nucl. Phys.* 60 (1964) 319
- [33] J. Eberth, P. von Brentano, W. Teichert, T. Mylaeus, R. M. Lieder, W. Gast, G. Hebbinghaus, H. Jäger, K. H. Maier, H. Grawe, H. Kluge, D. Schwalm, J. Gerl, H. Hübel, R. Henck, D. Gutknecht, *Nucl. Phys.* A520 (1990) 669c

- [34] J. Eberth, P. von Brentano, W. Teichert, H. G. Thomas, A. v. d. Werth, R. M. Lieder, H. Jäger, H. Kämmerling, D. Kutchin, K. H. Maier, M. Berst, D. Gutknecht, R. Henck, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 28 (1992) 495
- [35] H. A. Bethe, G. Placzek, *Phys. Rev.* 51 (1937) 450
- [36] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, 2. Auflage (De Gruyter, Berlin 1983)
- [37] F. R. Metzger, *Progress in Nuclear Physics* 7 (1959) 53
- [38] S. A. Moszkowski, in: K. Siegbahn (Hg.), *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam 1966)
- [39] H. Frauenfelder, R. M. Steffen, in: K. Siegbahn (Hg.), *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam 1966)
- [40] A. H. Wapstra, G. J. Nijgh, R. van Lieshout, *Nuclear Spectroscopy Tables* (North-Holland, Amsterdam 1959)
- [41] K. S. Krane, R. M. Steffen, *Phys. Rev.* C2 (1970) 724
- [42] L. C. Biedenharn, M. E. Rose, *Rev. Mod. Phys.* 25 (1953) 729
- [43] H. J. Rose, D. M. Brink, *Rev. Mod. Phys.* 39 (1967) 306
- [44] P. J. Brussard, P. W. M. Glaudemans, *Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam 1977)
- [45] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, A. Richter, T. Rietdorf, K. Rühl, P. Schardt, E. Spamer, F. Thomas, O. Titze, J. Töpfer, H. Weise, *Nucl. Phys.* A553 (1993) 841c
- [46] H. Weise, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1992), D17
- [47] P. Schardt, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1995), D17
- [48] U. Nething, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1994), D17
- [49] U. Nething, M. Galemann, H. Genz, M. Höfer, P. Hoffmann-Stascheck, J. Hormes, A. Richter, J. P. F. Sellschop, *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994) 2411
- [50] H. Genz, L. Groening, M. Höfer, P. Hoffmann-Stascheck, J. Hormes, U. Nething, A. Richter, J. P. F. Sellschop, C. Toepffer, M. Weber, *Phys. Rev.* B, im Druck
- [51] J. Freudenberger, V. B. Gavrikov, M. Galemann, H. Genz, L. Groening, V. L. Morokhovskii, V. V. Morokhovskii, U. Nething, A. Richter, J. F. P. Sellschop, N. F. Shul'ga, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 2487

- [52] C. B. Collins, J. J. Carroll, T. W. Sinor, M. J. Byrd, D. G. Richmond, K. N. Taylor, M. Huber, P. von Neumann–Cosel, A. Richter, C. Spieler, W. Ziegler, *Phys. Rev.* C42 (1990) R1813
- [53] J. J. Carroll, T. W. Sinor, D. G. Richmond, K. N. Taylor, C. B. Collins, M. Huber, N. Huxel, P. von Neumann–Cosel, A. Richter, C. Spieler, W. Ziegler, *Phys. Rev.* C43 (1991) 857
- [54] C. B. Collins, J. J. Carroll, K. N. Taylor, D. G. Richmond, T. W. Sinor, M. Huber, P. von Neumann–Cosel, A. Richter, W. Ziegler, *Phys. Rev.* C46 (1992) 952
- [55] M. Huber, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Schlegel, R. Schulz, J. J. Carroll, K. N. Taylor, D. G. Richmond, T. W. Sinor, C. B. Collins, V. Yu. Ponomarev, *Nucl. Phys.* A559 (1993) 253
- [56] J. J. Carroll, C. B. Collins, K. Heyde, M. Huber, P. von Neumann–Cosel, V. Yu. Ponomarev, D. G. Richmond, A. Richter, C. Schlegel, T. W. Sinor, K. N. Taylor, *Phys. Rev.* C48 (1993) 2238
- [57] W. Ziegler, C. Rangacharyulu, A. Richter, C. Spieler, *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 2515
- [58] N. Huxel, W. Ahner, H. Diesener, P. von Neumann–Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, C. Spieler, W. Ziegler, C. de Coster, K. Heyde, *Nucl. Phys.* A539 (1992) 478
- [59] W. Ziegler, N. Huxel, P. von Neumann–Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, C. Spieler, C. de Coster, K. Heyde, *Nucl. Phys.* A564 (1993) 366
- [60] P. von Neumann–Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, C. Spieler, *Z. Phys.* A350 (1995) 303
- [61] C. Lüttge, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1990), unveröffentlicht
- [62] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, H. Liu, A. Richter, F. Thomas, J. Töpfer, H. Weise, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.* A318 (1992) 184
- [63] T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer, T. Theissen, *Nucl. Instr. Meth.* 153 (1978) 17
- [64] H. Bauer, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1995), unveröffentlicht
- [65] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann–Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994) 1994

- [66] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews, L. W. Fagg, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.* A366 (1995) 325
- [67] C. Lüttge, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1994), D17
- [68] E. Diedrich, G. Buschhorn, W. Kufner, M. Rzepka, H. Genz, H.-D. Gräf, P. Hoffmann–Stascheck, A. Richter, *Phys. Lett.* A178 (1993) 331
- [69] W. Ziegler, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1990), D17
- [70] EUROBALL III, J. Gerl, R. M. Lieder (Hg.), GSI, Darmstadt 1992
- [71] F. A. Beck, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 28 (1992) 443
- [72] P. J. Nolan, F. A. Beck, D. B. Fossan, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45 (1994) 561
- [73] C. W. Beausang, S. A. Forbes, P. Fallon, P. J. Nolan, P. J. Twin, J. N. Mo, J. C. Lisle, M. A. Bentley, J. Simpson, F. A. Beck, D. Curien, G. de France, G. Duchene, D. Popescu, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.* A313 (1992) 37
- [74] P. J. Nolan, *Nucl. Phys.* A520 (1990) 657c
- [75] Zeichnung von J. Stephan, FZ Rossendorf
- [76] N. Nicolay, *Software-Dokumentation: FERA-Analysator unter LynxOS*, Universität zu Köln (1995), unveröffentlicht
- [77] N. Huxel, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1992), unveröffentlicht
- [78] R. Schulz, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1993), unveröffentlicht
- [79] P. von Neumann–Cosel, N. Huxel, A. Richter, C. Spieler, J. J. Carroll, C. B. Collins, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.* A338 (1994) 425
- [80] N. Huxel, private Mitteilung
- [81] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, H. Wolters, Programm vs (Version 6.65), Universität zu Köln (1994), unveröffentlicht
- [82] R. Schwengner, private Mitteilung
- [83] S. Albers, A. Clauberg, A. Dewald, C. Wesselborg, A. Zilges, *Verhandl. DPG VI* 23 (1988) 227
- [84] H. Hanewinkel, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1981), unveröffentlicht

- [85] H. Stein, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1988), unveröffentlicht
- [86] A. Willis, M. Morlet, N. Marty, C. Djalali, D. Bohle, H. Diesener, A. Richter, H. Stein, *Nucl. Phys.* A499 (1989) 367
- [87] D. C. Zheng, L. Zamick, E. Moya de Guerra, A. Richter, *Phys. Rev.* C42 (1990) 1408
- [88] Huo Junde, Hu Dailing, *Nucl. Data Sheets* 61 (1990) 47
- [89] G. A. Bartholomew, M. R. Gunye, *Can. J. Phys.* 43 (1965) 1128
- [90] M. N. Rao, J. Rapaport, A. Sperduto, D. L. Smith, *Nucl. Phys.* A121 (1968) 1
- [91] T. P. G. Carola, W. C. Olsen, D. M. Sheppard, B. D. Sowerby, P. J. Twin, *Nucl. Phys.* A144 (1970) 53
- [92] T. P. G. Carola, J. G. Tamboer, *Nucl. Phys.* A185 (1972) 81
- [93] A. Jung, S. Lindenstruth, H. Schacht, B. Starck, R. Stock, C. Wesselborg, R. D. Heil, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, F. Steiper, *Nucl. Phys.* A584 (1995) 103
- [94] R. P. Yaffe, R. A. Meyer, *Phys. Rev.* C16 (1977) 1581
- [95] J. W. Lightbody Jr., J. B. Bellicard, J. M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, A. Nakada, Phan Xuan Ho, S. K. Platchkov, S. Turck-Chize, C. W. de Jager, J. J. Lapikas, P. K. A. de Witt-Huberts, *Phys. Rev.* C27 (1983) 113
- [96] C. F. Monahan, N. Lawley, C. W. Lewis, I. G. Main, M. F. Thomas, P. J. Twin, *Nucl. Phys.* A120 (1968) 460
- [97] J. D. McCullen, B. F. Bayman, L. Zamick, *Phys. Rev.* B134 (1964) 515
- [98] M. A. Basher, H. R. Siddique, A. Husain, A. K. Basak, H. M. Sen Gupta, *Phys. Rev.* C45 (1992) 1575
- [99] M. Fujiwara, Y. Fujita, S. Imanishi, S. Morinobu, T. Yamazaki, H. Ikegami, K. Katori, S. I. Hayakawa, *Phys. Rev.* C32 (1985) 830
- [100] A. MacGregor, G. Brown, *Nucl. Phys.* A88 (1966) 385
- [101] A. A. Katsanos, J. R. Huizenga, *Phys. Rev.* 159 (1967) 931
- [102] P. David, H. H. Duhm, R. Bock, R. Stock, *Nucl. Phys.* A128 (1969) 47
- [103] A. Poves, private Mitteilung

- [104] D. L. Watson, G. Brown, *Nucl. Phys.* A296 (1978) 1
- [105] R. J. Peterson, *Ann. Phys. (N. Y.)* 53 (1969) 40
- [106] T. Belgya, R. A. Gatenby, E. M. Baum, E. L. Johnson, D. P. DiPrete, S. W. Yates, B. Fazekas, G. Molnar, *Phys. Rev.* C52 (1995) R2314
- [107] A. Zilges, P. von Brentano, A. Richter, *Z. Phys.* A341 (1992) 489
- [108] V. G. Soloviev, *Theory of Complex Nuclei* (Pergamon Press, Oxford 1976)
- [109] P. Ring, P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer, New York 1980)
- [110] M. Grinberg, C. Stoyanov, *Nucl. Phys.* A573 (1994) 231
- [111] M. Grinberg, private Mitteilung
- [112] V. Yu. Ponomarev, private Mitteilung
- [113] H. L. Harney, A. Richter, H. A. Weidenmüller, *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986) 607
- [114] R. Melzer, P. von Brentano, H. Paetz gen. Schieck, *Nucl. Phys.* A432 (1985) 363
- [115] B. S. Ishkhanov, I. M. Kapitonov, I. M. Pisharev, V. G. Shevchenko, O. P. Shevchenko, *Sov. J. Nucl. Phys.* 11 (1970) 272
- [116] S. Raman, C. H. Malarkey, T. W. Milner, C. W. Nestor Jr., P. H. Stelson, *At. Data and Nucl. Data Tables* 36 (1987) 1
- [117] R. H. Spear, *At. Data and Nucl. Data Tables* 42 (1989) 55
- [118] L. K. Peker, *Nucl. Data Sheets* 68 (1993) 271
- [119] T. W. Burrows, *Nucl. Data Sheets* 68 (1993) 1
- [120] Hou Junde, Sun Huibin, Zhao Weizhong, Zhou Qing, *Nucl. Data Sheets* 68 (1993) 887
- [121] A. Degener, C. Bläsing, R. D. Heil, A. Jung, U. Kneissl, H. H. Pitz, H. Schacht, S. Schennach, R. Stock, C. Wesselborg, *Nucl. Phys.* A513 (1990) 29
- [122] H. Lancman, R. J. Sparks, C. van der Leun, *Nucl. Phys.* A257 (1976) 29
- [123] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Esser, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, eingereicht bei *Phys. Rev. Lett.*





# Danksagung

Gemäß der Studienordnung der TH Darmstadt ist die Diplomarbeit eine Studienleistung „unter Anleitung“. Von vielen habe ich in den vergangenen Monaten Anleitung sowie einführende und unterstützende Hilfestellung erhalten. Dafür möchte ich danken.

Mein erster Dank gebührt Herrn Professor Dr. Dr. h. c. Achim Richter, in dessen Arbeitsgruppe ich die verschiedensten Facetten der Physik kennenlernen konnte, und der mir die Mitarbeit in der EUROBALL-Kollaboration ermöglichte. Die interessante Themenstellung und sein förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit waren mir stets Motivation.

Herrn Dr. Peter von Neumann-Cosel danke ich für seine Diskussionsbereitschaft bei der Interpretation der Ergebnisse, die ausführliche Beratung in theoretischen Fragen und seine Hilfe bei der abschließenden Formulierung dieser Arbeit.

„Meinen“ beiden Doktoranden, den Herren Dr. Christian Schlegel und Dipl.-Phys. Norbert Huxel gilt mein besonderer Dank. Ihre gründliche Einführung und stete Diskussionsbereitschaft waren Voraussetzung für das Gelingen dieser Arbeit. Besonders an Christian Schlegels Unterstützung beim Aufbau des Bleihauses und die unzähligen Diskussionen mit Norbert Huxel, dessen GEANT-simulierte Bremsstrahlspektren ich verwendet habe, werde ich noch lange denken.

Allen Mitgliedern unserer Kollaboration, die an den KRF-Messungen mit dem EUROBALL-CLUSTER-Detektor beteiligt waren, bin ich zu Dank verpflichtet:

- Das Gelingen des  $(\gamma, \gamma')$ -Experiments am S-DALINAC wurde in Vorbereitung, Durchführung und Auswertung ermöglicht durch den persönlichen Einsatz von Frau Dr. Siegrun Skoda vom Forschungszentrum Rossendorf.
- Ihre Kollegen, die Herren Dr. Ronald Schwengner, Dr. Jens Reif und Dipl.-Phys. Thomas Servene, haben beim Aufbau der Bleiabschirmung tatkräftig mit angepackt und waren — wie auch Herr Dr. Georg Winter — bei Messung und Interpretation wichtige Gesprächspartner.
- Aus der Gruppe von Herrn Professor Dr. Peter von Brentano hatte ich in Herrn Dipl.-Phys. Rolf-Dietmar Herzberg und Herrn Dipl.-Phys. Norbert Pietralla kompetente Ansprechpartner in KRF-Angelegenheiten.
- Der Aufbau und die Funktionstüchtigkeit des Analysators war vor allem das Werk von Herrn Dipl.-Phys. Norbert Nicolay, Herrn Dipl.-Phys. Ingo Wiedenhöver und Herrn Dr. Mario Kabadiyski aus Köln.

Um den Elektronenstrahl des S-DALINAC haben sich die Beschleunigergruppe um Herrn Dr. Hans-Dieter Gräf, die Linac-Betriebsgruppe und Herr Dr. Ernst Spamer verdient gemacht. Herr Dr. Otto Titze und Herr Dipl.-Phys. Andreas Stiller versorgten mich mit Ressourcen und Know-How in Rechnerfragen. Für die reibungslose Zusammenarbeit möchte ich den Werkstätten danken, ebenso wie dem Zeichenbüro, das diese Arbeit in gewohnter Qualität vervielfältigt hat.

Alle Mitglieder der Arbeitsgruppe von Herrn Professor Richter standen mir stets mit Rat und Tat bei allen Fragen des täglichen Lebens zur Seite. Für diese Hilfsbereitschaft und das gute Betriebsklima möchte ich mich besonders bedanken.

Last but not least bin ich meinen Eltern zu großem Dank verpflichtet. Ihre weit über das Finanzielle hinausgehende Unterstützung und ihre Geduld haben die Fertigstellung dieser Arbeit ermöglicht, obwohl es mir nicht gelungen ist, ihnen das für mich so Faszinierende an der Physik zu vermitteln.

## **Erklärung**

Die vorliegende Arbeit ist von mir selbständig verfaßt. Überall dort, wo ich die Gedanken und Ideen anderer verwendet oder entlehnt, mich auf fremde Kenntnisse in Wort oder Schrift gestützt habe, habe ich dies kenntlich gemacht und die verwendeten Quellen angegeben.

Darmstadt, im Dezember 1995

(Joachim Enders)