

# Gamma-Spektroskopie von Rotationsbanden in den N = Z Kernen $^{48}\text{Cr}$ und $^{46}\text{V}$

Inaugural-Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln

vorgelegt von  
Karsten Jessen  
aus Köln

copy team cologne, Köln

2003

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. von Brentano  
Prof. Dr. J. Jolie

Tag der mündlichen Prüfung:

16. Mai 2003

In Gedenken an W. Andrejscheff (1941 – 2001)



## Abstract

The investigation of self-conjugate nuclei is a topic of current interest in nuclear structure physics, as they allow a sensitive testing of the isospin symmetry of the nuclear forces. Such nuclei in the  $A = 50$  mass region have been the subjects of recent studies at the Institute for Nuclear Physics at the University of Cologne. As a part of these systematic low-spin  $\gamma$ -spectroscopic works on medium mass self-conjugate nuclei, the  $N = Z$  nuclei  $^{48}\text{Cr}$  and  $^{46}\text{V}$  have been investigated.

Both of these nuclei are placed mid-shell between the magic numbers 20 and 28 in the nuclear chart, and thus are well deformed. Rotational bands of unnatural parity are to be found in  $^{48}\text{Cr}$  and  $^{46}\text{V}$ . This work has been focussed on the decay properties of nuclear states in these bands.

Low spin states in the even-even nucleus  $^{48}\text{Cr}$  were investigated twice using the  $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},n)$  reaction at the FN TANDEM accelerator of the University of Cologne. The first experiment was performed with the OSIRIS-6 cube  $\gamma$ -ray spectrometer and carried out at 9 MeV beam energy to measure  $\gamma\gamma$ -coincidences and  $\gamma\gamma$ -angular correlations. In another experiment the MINIBALL spectrometer was used for the measurement of an excitation function from 7 to 12 MeV beam energy in  $\gamma\gamma$ -coincidence mode.

The construction of the level scheme of  $^{48}\text{Cr}$  resulted in 17 excited states, nine observed for the first time by means of  $\gamma$ -ray spectroscopy. New spin assignments were made, and negative parity has been assigned to the non-yrast band, which resulted from the multipole mixing ratio of its band head decay. No excited states apart from the ground state band were observed below 3.4 MeV. For comparison the results of a shell model calculation are presented.

In  $^{46}\text{V}$  picosecond lifetimes were determined using the recoil distance Doppler-shift technique with the Cologne plunger device coupled to the EUROBALL IV spectrometer. The experiment was carried out using the  $^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si},\alpha pn)$  reaction at 110 MeV at the Strasbourg VIVITRON accelerator. Subsequently the differential decay curve method in coincidence mode was employed to derive lifetimes for four excited states in the  $K^\pi = 0^-$  band.

The resulting transition probabilities in the odd-odd nucleus  $^{46}\text{V}$  give a comparison of isospin-allowed and forbidden  $E1$  transitions. Especially the unsettled decay properties of the  $2^-, T = 0$  state are clarified. Furthermore the  $B(E2)$  values within the  $K^\pi = 0^-$  band are compared to shell model calculations, that had recently been published.

## Zusammenfassung

Selbstkonjugierte Kerne stellen ein aktuelles Forschungsgebiet in der Kernstrukturphysik dar, da an ihnen sensitive Tests der Isospinsymmetrie möglich sind. Solche Kerne in der Massenregion um  $A = 50$  sind seit wenigen Jahren Schwerpunkt der Forschungstätigkeiten am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Als Teil dieser systematischen  $\gamma$ -spektroskopischen Untersuchungen mittelschwerer  $N = Z$  Kerne wurden die Kernstrukturen von  $^{48}\text{Cr}$  und  $^{46}\text{V}$  erforscht.

Diese beiden Kerne liegen in der Mitte zwischen den magischen Zahlen 20 und 28 und sind somit nahe dem Grundzustand wohldeformiert. Rotationsbanden unnatürlicher Parität existieren sowohl in  $^{48}\text{Cr}$  als auch  $^{46}\text{V}$ . In dieser Arbeit wird besonders auf das Zerfallsverhalten angeregter Kernzustände dieser Banden eingegangen.

Zustände niedrigen Spins im doppelt geraden Kern  $^{48}\text{Cr}$  wurden mit der Reaktion  $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},n)$  untersucht. Dazu wurden zwei Experimente am FN TANDEM-Beschleuniger der Universität zu Köln durchgeführt. Die erste Messung erfolgte mit dem OSIRIS-6 Würfelspektrometer bei einer Strahlenergie von 9 MeV, um  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen zu bestimmen. In einem weiteren Experiment wurde das MINIBALL-Spektrometer verwendet, um eine Anregungsfunktion in  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz zu vermessen bei Strahlenergien von 7 bis 12 MeV.

Die Konstruktion des Termschemas von  $^{48}\text{Cr}$  zeigte 17 angeregte Zustände, von denen neun erstmalig  $\gamma$ -spektroskopisch beobachtet wurden. Neue Spinzuordnungen wurden getroffen, und aufgrund eines gemessenen Multipolmischungsverhältnisses wurde der non-yrast Bande negative Parität zugeordnet. Abseits von der Grundzustandsbande wurden keine Zustände oberhalb von 3.4 MeV beobachtet. Schließlich wurde eine Schalenmodellrechnung durchgeführt, um einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen anzugeben.

Im doppelt ungeraden Kern  $^{46}\text{V}$  wurden Lebensdauern im Pikosekundenbereich mit dem Kölner Koinzidenzplunger unter Anwendung der Recoil Distance Doppler-Shift Methode bestimmt. Das Experiment erfolgte mit dem EUROBALL IV Spektrometer am VIVITRON-Beschleuniger des IReS, Straßburg mit der Reaktion  $^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si},\alpha pn)$  bei 110 MeV Strahlenergie. Mit der Differential Decay Curve Methode wurden  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten analysiert, um die Lebensdauern von vier Zuständen in der  $K^\pi = 0^-$  Bande zu ermitteln.

Die bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten für  $^{46}\text{V}$  ermöglichten den Vergleich von isospin-erlaubten und -verbotenen  $E1$  Übergängen. Insbesondere das ungewöhnliche Zerfallsverhalten des  $2^-, T = 0$  Zustandes wurde geklärt. Darüber hinaus werden die  $B(E2)$  Werte innerhalb der  $K^\pi = 0^-$  Bande mit den Ergebnissen einer kürzlich veröffentlichten Schalenmodellrechnung verglichen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Experimente und Datenaufbereitung</b>	<b>5</b>
2.1	Übersicht . . . . .	5
2.2	Das OSIRIS-Experiment, $^{48}\text{Cr}$ . . . . .	6
2.3	Das EUROBALL-Experiment, $^{46}\text{V}$ . . . . .	8
2.4	Das MINIBALL-Experiment, $^{48}\text{Cr}$ . . . . .	10
2.5	Datenaufbereitung . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>13</b>
3.1	Niveauschema und Verzweigungsverhältnisse . . . . .	13
3.2	Bestimmung von Multipol-Mischungsverhältnissen . . . . .	15
3.3	Spinbestimmung mittels Anregungsfunktion . . . . .	19
3.4	Auswertung einer RDDS-Lebensdauermessung . . . . .	23
3.4.1	RDDS- und DDC-Methode . . . . .	23
3.4.2	Durchgeführte Auswertung . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Ergebnisse der Messungen</b>	<b>31</b>
4.1	Ergebnisse zu $^{48}\text{Cr}$ . . . . .	31
4.2	Ergebnisse zu $^{46}\text{V}$ . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>43</b>
5.1	Isospin . . . . .	44
5.2	Rotationsbanden . . . . .	46
5.3	$^{48}\text{Cr}$ . . . . .	48
5.3.1	Zustände negativer Parität . . . . .	48
5.3.2	Zustände positiver Parität . . . . .	50
5.4	$^{46}\text{V}$ . . . . .	53
5.4.1	$E1$ Übergänge . . . . .	53
5.4.2	$E2$ Übergänge . . . . .	55
<b>A</b>	<b>Abbildungen</b>	<b>57</b>
A.1	Zur Anregungsfunktion, $^{48}\text{Cr}$ . . . . .	57

A.2 Termschema von $^{46}\text{V}$ . . . . .	58
A.3 Zur DDCM-Analyse, $^{46}\text{V}$ . . . . .	59
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>67</b>
<b>Veröffentlichungen</b>	<b>73</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Kerne, in denen Neutronen- und Protonenzahl übereinstimmen ( $N = Z$ ), nennt man selbstkonjugiert. Sie stellen ein interessantes Forschungsgebiet in der Kernstrukturphysik dar, da nur in ihnen Isospin-Singulets ( $T = 0$ ) auftreten können. Diese Tatsache entspricht einem Maximum an Freiheitsgraden in Bezug auf den Isospin. Somit läßt sich an selbstkonjugierten Kernen die Isospinsymmetrie der Kernkräfte sensitiven Tests unterziehen.

Die Region um  $A = 50$  in der Nuklidkarte ist dabei aus mehreren Gründen von besonderem Interesse. In den doppelt ungeraden  $N = Z$  Kernen dieser Region liegen jeweils der energetisch niedrigste Zustand mit Isospinquantenzahl  $T = 1$  unter dem tiefstliegenden Zustand mit  $T = 0$ . Diese Kerne zeichnen sich also dadurch aus, daß angeregte Zustände beider Isospinquantenzahlen bei Anregungsenergien von wenigen MeV mit Mitteln der  $\gamma$ -Spektroskopie untersucht werden können. Diese energetische Absenkung der Zustände mit  $T = 1$  läßt für leichtere selbstkonjugierte Kerne nach.

Zwei weitere Gründe für das aktuelle Interesse an dieser Massenregion liegen im aktuellen Stand der Kernphysik. Auf experimenteller Seite machte die Entwicklung leistungsfähiger  $\gamma$ -Spektrometer große Fortschritte. Seit einigen Jahren ermöglichen  $4\pi$ -Multidetektor-Arrays die detaillierte Untersuchung der Struktur mittelschwerer und schwerer  $N = Z$  Kerne. Auf theoretischer Seite ist man mit neuartigen Methoden und moderner Rechnerhardware in der Lage, die Beschreibung mittelschwerer Kerne anzugehen. Dies war aufgrund der relativ niedrigen Zahl der Valenzteilchen zwischen den magischen Zahlen 20 und 28 zwar schon vorher möglich, doch waren lange Zeit bei der Betrachtung stark wechselwirkender Vielteilchensysteme Beschränkungen notwendig. Um  $A = 50$  lassen sich somit experimentelle Ergebnisse mit herkömmlichen und neuartigen Modellrechnungen vergleichen.

Am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln bilden die  $N = Z$  Kerne der Region um  $A = 50$  seit wenigen Jahren einen Schwerpunkt der Forschungstätigkeiten. Dabei wurde mit der Erforschung der Struktur des Kerns  $^{46}\text{V}$  begonnen [1], weitere Untersuchungen widmeten sich  $^{50}\text{Mn}$ ,  $^{54}\text{Co}$  und  $^{58}\text{Cu}$ . Neben

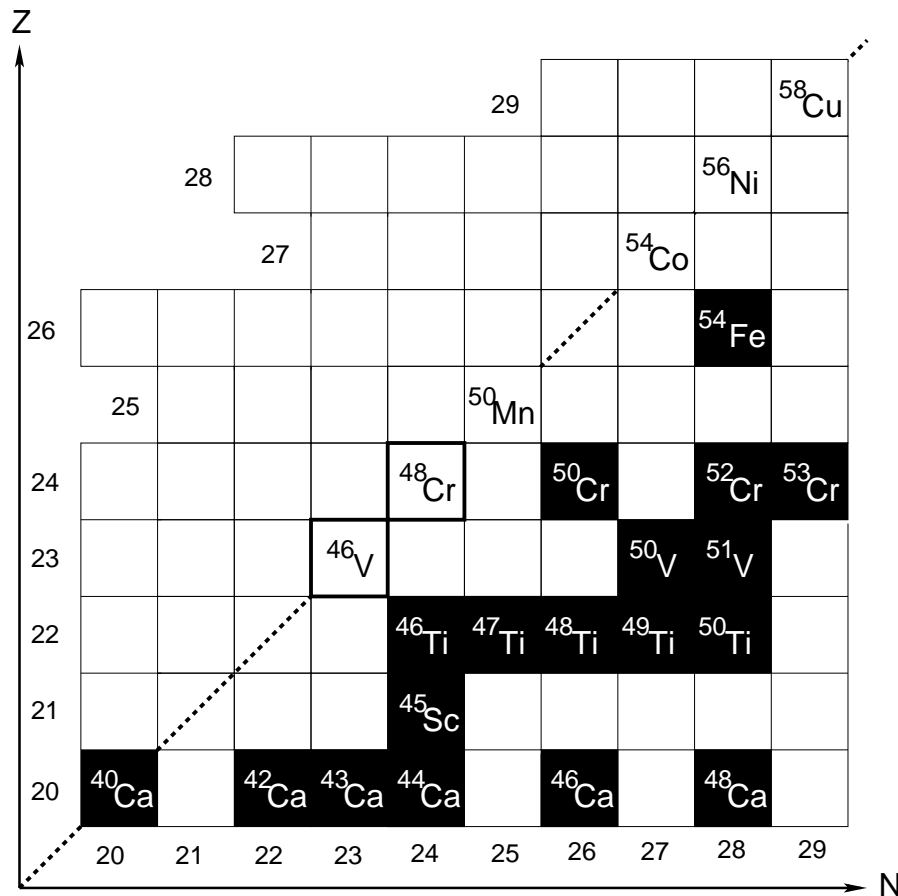


Abbildung 1.1: Schematischer Ausschnitt aus der Nuklidkarte: Massenregion um  $A = 50$  zwischen den magischen Zahlen 20 und 28. Schwarz auf Weiss gekennzeichnet sind die Kerne, an denen in Köln Messungen durchgeführt wurden – die in dieser Arbeit untersuchten sind dick umrahmt. Die Linie  $N = Z$  ist gestrichelt angedeutet und Weiss auf Schwarz gekennzeichnet sind stabile Kerne.

diesen doppelt ungeraden Kernen wurden auch die doppelt geraden selbstkonjugierten Kerne  $^{48}\text{Cr}$  und  $^{56}\text{Ni}$  in Köln untersucht. Diese Arbeit ist ein Teil dieses Meßprogramms und dokumentiert experimentelle Untersuchungen der Kernstruktur von  $^{46}\text{V}$  und  $^{48}\text{Cr}$ . Abbildung 1.1 zeigt einen Ausschnitt aus der Nuklidkarte, in dem die erwähnten Kerne zu finden sind.

Die Kerne mit  $N \approx Z \approx 24$  liegen in der Mitte zwischen zwei magischen Zahlen (20 und 28) und weisen somit eine starke und stabile Kerndeformation auf. Man findet in diesen Kernen Rotationsbanden unnatürlicher Parität, mit Deformationen, die von ähnlicher Größe sind, wie die nahe dem Grundzustand. Diese Banden lassen sich im Schalenmodell durch  $d_{3/2}^{-1}$  Konfigurationen beschreiben [2, 3, 4].

Im Zentrum dieser Massenregion zwischen den doppelt magischen Kernen

$^{40}\text{Ca}$  und  $^{56}\text{Ni}$  liegt  $^{48}\text{Cr}$ , dem Untersuchungen verschiedener Arbeitsgruppen in den letzten Jahren galten [2, 5, 6, 7, 8, 9]. Die Grundzustandsbande dieses Kerns wurde erfolgreich sowohl durch das Schalenmodell [7], als auch mit Hilfe des kollektiven Modells [8] beschrieben. Die kollektive Beschreibung zeigt  $^{48}\text{Cr}$  nahe dem Grundzustand als Rotor mit einer Quadrupoldeformation  $\beta = 0.30$ , was dem experimentellen Wert  $\beta = 0.33(2)$  [2, 10] recht nahe kommt.

Abgesehen von der sehr gut reproduzierten Grundzustandsbande sagt das Schalenmodell die Existenz von vielen Zuständen ausschließlich oberhalb einer Anregungsenergie von 3.5 MeV voraus. Allerdings konnten diesen vorhergesagten Zuständen bisher keine experimentell beobachteten Niveaus zugeordnet werden. Die Durchführung dieses Vergleichs liefert einen entscheidenden Test des Schalenmodells.

In der jüngsten experimentellen Arbeit zu  $^{48}\text{Cr}$  [2] wurde neben der yrast Struktur eine non-yrast Seitenbande etabliert. Ihr wurde eine Rotationsquantenzahl und Parität  $K^\pi = (4^-)$  zugeordnet, aber weder Spin- noch Paritätszuweisungen für die Zustände der Bande waren experimentell eindeutig begründet. Außerdem beschreiben die Ergebnisse einer kürzlich veröffentlichten  $^{40}\text{Ca}+\alpha+\alpha$  Cluster-Modellrechnung [9] die Energien und reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb der Grundzustandsbande zwar gut, sagen jedoch viele bisher unbeobachtete Niveaus ab einer Anregungsenergie von 2 MeV voraus.

Ziel dieser Arbeit in Bezug auf  $^{48}\text{Cr}$  war also die Messung von Spins und Paritäten für die non-yrast Seitenbande und der Vergleich neuer experimenteller Daten mit aktuellen Modellrechnungen. Die Untersuchung von  $^{46}\text{V}$  im Rahmen dieser Arbeit wurde dagegen mit einer recht spezifischen Zielsetzung durchgeführt.

Das Isospin-Konzept führt zu Auswahlregeln – so z.B. sind elektrische Dipolübergänge zwischen Isospin-Singulett verboten. Treten derartige Übergänge dennoch auf, läßt dies auf eine Beimischung von Komponenten mit  $T = 1$  in der entsprechenden Wellenfunktion schließen. Der Kern  $^{46}\text{V}$  weist im Grundzustand eine Isospinquantenzahl  $T = 1$  auf, obwohl man die niedrigst mögliche Quantenzahl  $T = 0$  erwarten sollte. Weiterhin sind für diesen Kern die drei energetisch höher angeregten Zustände mit  $T = 1$  bekannt und elektrische Dipolübergänge sowohl isoskalärer ( $\Delta T = 0$ ), als auch isovektorieller Natur ( $\Delta T \neq 0$ ) wurden in  $^{46}\text{V}$  beobachtet.

In diesem Zusammenhang interessant ist der Zerfall des einzigen isospinverbotenen  $2^- \rightarrow 1^+$  Übergangs im Kern  $^{46}\text{V}$ , dessen absolute Übergangswahrscheinlichkeit bekannt ist. Sie ist sechsmal größer, als die Übergangswahrscheinlichkeit eines konkurrierenden isospin-erlaubten Übergangs [1]. In [11] wird dieses Verhalten im Rahmen des Rotationsmodells interpretiert. Um die Stichhaltigkeit dieser Erklärung zu prüfen, ist ein Vergleich mit absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten weiterer isospin-erlaubter Übergänge notwendig. Dieser Vergleich für  $^{46}\text{V}$  wird im Rahmen dieser Arbeit aufgrund erstmalig bestimmter Lebensdauerwerte gegeben.



# Kapitel 2

## Experimente und Datenaufbereitung

### 2.1 Übersicht

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Experimente zur Untersuchung der Struktur der  $N = Z$  Kerne  $^{46}\text{V}$  und  $^{48}\text{Cr}$  durchgeführt. Die folgende Tabelle 2.1 stellt die einzelnen Messungen kurz vor. Nähere Einzelheiten dazu werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

Datum/ Ort	Beschleuniger/ Spektrometer	Reaktion/ Strahlenergie	Experiment bzw. Auswertemethode
07/1999 Köln	FN-Tandem OSIRIS	$^{46}\text{Ti}(^3\text{He},n)^{48}\text{Cr}$ 9 MeV	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation
05/2000 Straßburg	Vivitron EUROBALL IV	$^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si},\alpha pn)^{46}\text{V}$ 110 MeV	RDDS-Lebensdauer- Messung mit Plunger
02/2002 Köln	FN-Tandem MINIBALL	$^{46}\text{Ti}(^3\text{He},n)^{48}\text{Cr}$ 7, 8, 10, 12 MeV	Anregungsfunktion in $\gamma\gamma$ -Koinzidenz

Tabelle 2.1: Überblick über die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten und ausgewerteten Experimente.

Im folgenden werden die hier aufgeführten Messungen anhand des Spektrometers, an dem sie durchgeführt wurden benannt. Das OSIRIS-Experiment hatte das Ziel, das Termschema des Kerns  $^{48}\text{Cr}$  im Niedrigspinbereich zu erweitern. Für  $^{46}\text{V}$  war das Termschema bereits aufgrund der Arbeiten von Frießner et al. [1] und Brandolini et al. [3] bekannt, so daß im Rahmen des EUROBALL-Experimentes noch unbekannte Lebensdauern in diesem Kern bestimmt wurden. Die folgende Messung am MINIBALL-Spektrometer diente zur genaueren Spinbestimmung angeregter Kernzustände in  $^{48}\text{Cr}$  und ergänzte das erste Experiment in sinnvoller

Weise.

## 2.2 Das OSIRIS-Experiment, $^{48}\text{Cr}$

Am OSIRIS-Würfelspektrometer, welches am Strahlrohr R45 des Kölner FN-Tandem Beschleunigers aufgebaut war, wurde das erste  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperiment dieser Arbeit zum Kern  $^{48}\text{Cr}$  durchgeführt. Die Bevölkerung der angeregten Zustände erfolgte über die Fusionsverdampfungsreaktion  $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},n)$ , wobei das Target aus einer selbsttragenden  $^{46}\text{Ti}$ -Folie von  $0.94\text{ mg/cm}^2$  (86.1% Anreicherung) bestand. Die Strahlenergie von 9 MeV wurde so gewählt, daß einerseits der relative Wirkungsquerschnitt für den  $^{48}\text{Cr}$ -Ausgangskanal möglichst groß ist und andererseits die Coulomb-Anregung der Targetkerne nicht in starker Konkurrenz zur Fusionsverdampfung auftritt. Dazu wurde eine Rechnung mit dem Programm *Cascade* [12] durchgeführt, dessen Ergebnis in Abb. 2.1 angegeben ist.

CASCADE Calculation $\LaTeX$ Output © F. Seiffert code vers.: F. Pühlhofer, Nucl.Phys.A 280(1977)267								Target: <b><math>^{46}\text{Ti}</math></b> Projectile: <b><math>^3\text{He}</math></b>				
Date of calc: 30-May-99			Compound Nucleus: $^{49}\text{Cr}$				Vcoul.= 7.72 MeV			Lcrit.= $7\hbar$		
E [MeV]	$\hbar$	7.00	8.00	9.00	10.00	11.00	12.00	13.00	14.00	15.00	16.00	17.00
C10		1.00	0.96	2.63	3.97	5.07	5.07	5.60	6.08	6.36	6.46	6.49
Nuc.	chan.	$\sigma / \text{mb}$										
$^{48}\text{Cr}$	n	8.95	14.12	15.39	12.62	9.55	6.82	4.62	3.13	1.98	2.43	1.55
$^{47}\text{Cr}$	$2n$						1.17	0.35	0.64	0.69	0.65	2.03
$^{48}\text{V}$	p	13.92	23.04	27.33	26.25	39.14	29.92	22.24	16.04	10.58	7.77	4.87
$^{47}\text{V}$	np	14.45	53.58	120.16	192.81	266.65	357.39	402.44	432.08	421.66	381.55	303.37
$^{47}\text{Ti}$	$2p$	26.38	72.49	132.77	183.72	194.97	188.34	207.22	216.72	213.08	211.71	219.33
$^{46}\text{Ti}$	$n2p$							1.16	6.03	17.79	38.41	74.84
$^{45}\text{Ti}$	$\alpha$	4.50	11.99	22.72	32.68	35.16	31.54	24.89	18.05	11.88	7.59	4.65
$^{44}\text{Ti}$	$n\alpha$			1.18	4.83	10.75	17.20	23.28	28.34	28.03	25.72	26.79
$^{44}\text{Sc}$	$p\alpha$				0.45	2.29	6.27	12.20	19.92	29.17	37.63	43.48
$^{41}\text{Ca}$	$2\alpha$			1.06	0.53	2.59	6.73	11.38	14.34	15.70	16.63	14.77
$\sigma_{\text{fusion}}$		68.23	175.46	320.65	453.92	561.14	645.52	709.87	755.37	767.20	745.69	710.45

Abbildung 2.1: Output des Programms *Cascade* zu den Reaktionen  $^{46}\text{Ti}(^3\text{He}, \dots)$ . In Abhängigkeit von der Projektilenergie sind die Wirkungsquerschnitte angegeben.

Man sieht, daß bei einer Strahlenergie zwischen 7 und 8 MeV der relative Wirkungsquerschnitt etwa doppelt so groß ist wie bei 9 MeV. Jedoch wurde letztere Energie gewählt, um über der Coulombschwelle zu bleiben, die hier bei etwa 8 MeV berechnet wurde, und um einen nennenswerten Drehimpulsübertrag vom Projektil auf den Compoundkern beizubehalten. Im späteren MINIBALL-Experiment zeigte sich, daß diese Wahl nicht optimal war (vgl. Abschnitt 2.4).

Die  $\gamma$ -Strahlung der erzeugten angeregten Atomkerne wurde mit dem OSIRIS-Würfelspektrometer [13, 14] detektiert. Im Inneren dieses Spektrometers dient eine würfelförmige Targetkammer aus Densimet als Kollimator für die einzelnen Detektoren und zur Abschirmung der Anticompton-Shields (ACS). Letztere sind aus Wismuth-Germanat (BGO) und umgaben jeweils die Detektoren bei diesem

Experiment. Für die  $^{48}\text{Cr}$ -Messung war das OSIRIS-Spektrometer mit fünf HP Ge-Detektoren und einem EUROBALL CLUSTER-Detektor bestückt. Abb. 2.2 zeigt die Anordnung der Zähler um die Targetkammer, sowie den Strahlrohrverlauf.

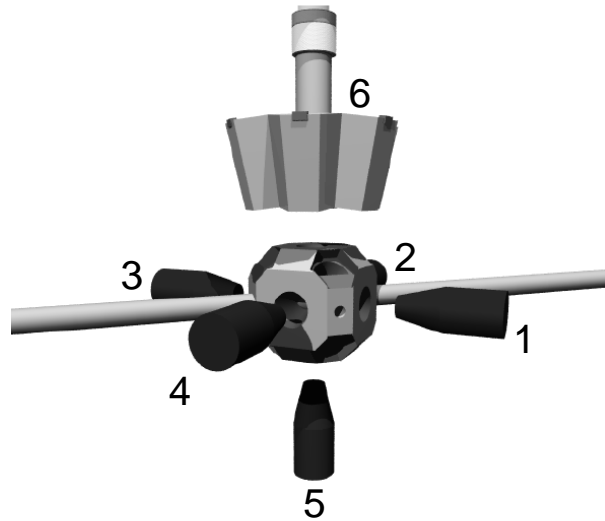


Abbildung 2.2: Detektoranordnung am OSIRIS-Würfelspektrometer. Der Verlauf des einfallenden Ionenstrahls ist von links nach rechts.

Bei dem verwendeten Aufbau waren die einfachen Ge-Detektoren an den Flächen des Würfels in 11.7 cm Abstand zum Target angebracht. Der EUROBALL CLUSTER-Detektor war in einem Abstand von 25.7 cm vom Target und unter  $90^\circ$  zum Strahl montiert. Zusammen wurde dabei ein gesamtes Photopeak-Ansprechvermögen von knapp 2% bei einer  $\gamma$ -Energie von 1.3 MeV erreicht [15], wobei der EUROBALL CLUSTER-Detektor zu etwa der Hälfte des Ansprechvermögens (Efficiency) beitrug [16]. Er besteht aus sieben individuell gekapselten HP Ge-Segmenten (s. Abb. 2.3), die in einem gemeinsamen Kryostaten zusammengefaßt sind. Diese Detektoreinheit zeichnet sich durch eine große Nachweisempfindlichkeit aus, sie wurde im sogenannten Addback-Modus betrieben, was die Efficiency bei 1.3 MeV um 44% erhöht im Vergleich zum unabhängigen Betrieb der sieben einzelnen Zählersegmente. Einzelheiten zu diesem Detektortyp (insbes. zum Addback) findet man in [17, 18].

Während der Messung wurden etwa  $9 \cdot 10^8$   $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse auf 8mm-Videoband (EXABYTE) mitgeschrieben. Zur Energieeichung und Eichung des relativen Ansprechvermögens der einzelnen Detektoren wurde für eine Stunde die  $\gamma$ -Strahlung aus dem Zerfall des Isotops  $^{226}\text{Ra}$  spektroskopiert.

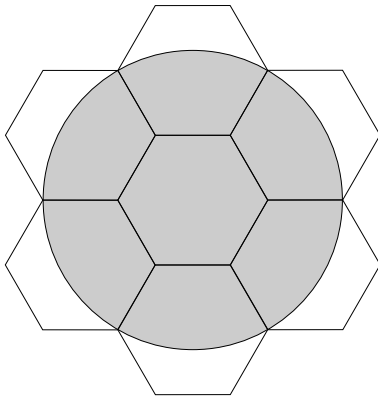


Abbildung 2.3: Sicht auf den EUROBALL CLUSTER-Detektor vom Target aus. Man erkennt die sieben einzelnen Segmente (hexagonale Form), sowie den durch den Kollimatorwürfel des OSIRIS-Spektrometers ausgeleuchteten Bereich.

### 2.3 Das EUROBALL-Experiment, $^{46}\text{V}$

Das zweite Experiment war eine Recoil Distance Doppler-Shift (RDDS) Messung mit dem Kölner Koinzidenzplunger [19] am VIVITRON Beschleuniger des Institut de Recherches Subatomiques (IReS) in Straßburg. Mit der Reaktion  $^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si}, \alpha\text{pn})$  bei 110 MeV Strahlenergie wurden angeregte Zustände im Kern  $^{46}\text{V}$  populiert. Das Target bestand aus  $0.6 \text{ mg/cm}^2$   $^{24}\text{Mg}$  vor einer Goldfolie der Dicke  $13.3 \text{ mg/cm}^2$  als Stopper. Die mittlere Geschwindigkeit der Rückstoßkerne betrug dabei

$$v/c = 4.52(4)\% .$$

Sie wurde aus der Dopplerverschiebung einiger intensitätsstarker Übergänge des Kerns  $^{46}\text{Ti}$  bestimmt (siehe auch Abschnitt 4.2). Aus den Positionen der Flug- und Stoppeaks in den Spektren verschiedener Ringe wurde obiger Wert gemäß Gleichung 3.5 (S. 24) bestimmt.

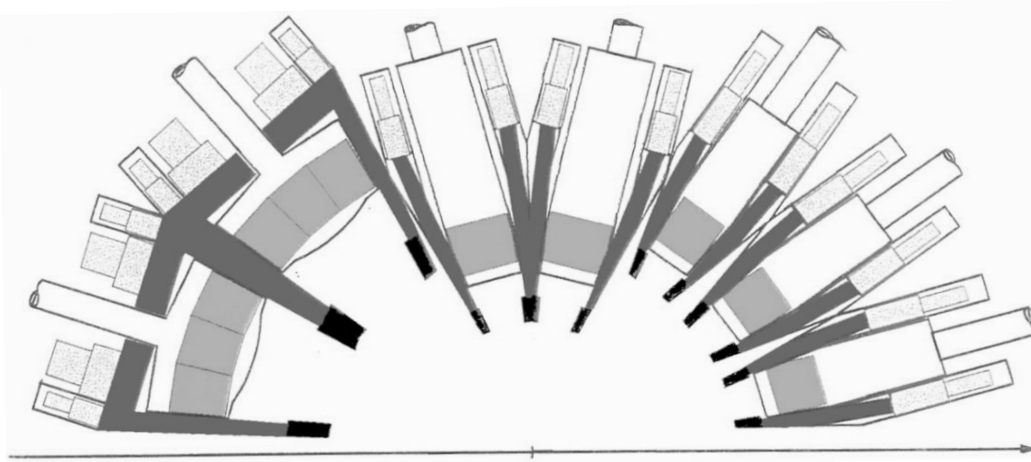


Abbildung 2.4: Anordnung der Detektoren des EUROBALL-Spektrometers (aus [20]). Der Verlauf des einfallenden Ionenstrahls ist von links nach rechts.



Das verwendete Spektrometer, der  $4\pi$ -Multidetektor-Array EUROBALL, befand sich am IReS in Operationsphase IV (nach Phase III am INFN, LNL in Italien). Es wies ein totales Photopeak-Ansprechvermögen von etwa 8% bei 1.3 MeV  $\gamma$ -Energie auf [21]. Der Querschnitt durch die obere Hälfte des Spektrometers (Abbildung 2.4) zeigt die Anordnung der drei verschiedenen Detektortypen. EUROBALL IV besteht insgesamt aus 15 CLUSTER-, 26 Clover- und 30 Tapered-Detektoren, die jeweils von einem BGO-Shield umgeben sind. Die Segmentierung der EUROBALL-CLUSTER-Detektoren wurde im letzten Abschnitt schon beschrieben, die vier Einzelsegmente jedes Clovers sind zu einem Detektor mit quadratischer Frontseite zusammengesetzt und die Tapered-Detektoren bestehen aus nur einem Ge-Kristall. In Tabelle 2.2 sind die geometrischen Daten der acht verschiedenen Winkelgruppen bzw. Detektor-Ringe aufgelistet, in die die Zähler für die Auswertung eingeordnet wurden.

Tabelle 2.2: Gruppierung der 239 Einzeldetektoren des EUROBALL-Spektrometers und deren Zuordnung in Ringe.

Ring	Winkel $\theta$	Segmentanzahl	Detektortyp
0	156.1°	35	Cluster
1	137.1°	35	Cluster
2	129.7°	35	Cluster
3	103.3°	52	Clover
4	76.5°	52	Clover
5	52.3°	15	Tapered
6	34.6°	10	Tapered
7	15.4°	5	Tapered

Innerhalb der gesamten Meßzeit wurden  $3 \cdot 10^9$   $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse aufgezeichnet (auf DLT-Magnetbändern), wobei bei 17 Abständen zwischen Target und Stopper gemessen wurde (vgl. S. 26). Aufgrund der thermischen Belastung des Targets wurde es notwendig, seine Oberflächenbeschaffenheit nach Messung bei sieben Target-Stopper-Abständen zu kontrollieren. So wurden für die Meßabschnitte vor und nach dem Öffnen der Targetkammer zwei unterschiedliche Abstandseichungen (vgl. Abschnitt 3.4) notwendig. Die Daten dieser beiden Abschnitte wurden während der Auswertung separat bearbeitet und werden im folgenden als Teil I und Teil II der Messung bezeichnet. Die einzelnen Abstände für beide Teile sind in Tabelle 3.3 in Abschnitt 3.4.2 aufgeführt. Zu Eichzwecken wurden eine  $^{152}\text{Eu}$ - und eine  $^{56}\text{Co}$ -Quelle verwendet.

## 2.4 Das MINIBALL-Experiment, $^{48}\text{Cr}$

Am Strahlrohr R45 des Kölner FN-Tandem Beschleunigers wurde das OSIRIS-Spektrometer abgebaut, um Platz für den Aufbau zweier neuer Multidetektor-Systeme geschaffen. Das Rohr wurde aufgeteilt und ein Schaltmagnet eingebaut, so daß – in Strahlrichtung gesehen – am linken Zweig das MINIBALL-Spektrometer [20] errichtet werden konnte. Abbildung 2.5 zeigt ein Foto von MINIBALL. Dieses flexibel einsetzbare  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrometer war für seine erste Meßphase mit 18 sechsfach segmentierten gekapselten HP Ge-Detektoren bestückt. Jeweils drei dieser segmentierten Detektoren sind dabei in einem sogenannten Triple-Cluster Kryostaten zusammengefasst. Bei dieser Messung wurde nur das gesamte Energie-Signal der Zähler, welches vom inneren Core-Kontakt ausgelesen wird, verwendet; die Information der einzelnen Segmente wurde nicht benötigt. Allerdings wurden die Triple-Cluster Einheiten – wie der EUROBALL CLUSTER-Detektor beim OSIRIS-Experiment – im Addback-Modus betrieben, um das Ansprechvermögen zu erhöhen. Die einzelnen Detektoren waren so nah wie möglich an der Targetkammer angebracht, was einem Abstand von 10 cm zur Targetposition entsprach. Mit der verwendeten softwaregesteuerten Analyseelektronik führte dies zu einer gesamten Photopeak-Efficiency (ohne Addback) dieses Aufbaus von 4.3 % bei 1.3 MeV, was mit Hilfe einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle bestimmt wurde. Eine detaillierte Beschreibung des verwendeten Spektrometerrahmens und der verwendeten Triple-Cluster ist in [20] gegeben.

Bei diesem Experiment wurde das Target des OSIRIS-Experimentes ein zweites Mal verwendet, um die Reaktion  $^{46}\text{Ti}(^3\text{He},n)^{48}\text{Cr}$  erneut durchzuführen – diesmal bei den Strahlenergien 7, 8, 10 und 12 MeV. Ein erster Testschuss mit einer Strahlenergie unterhalb der berechneten Coulombschwelle (vgl. Abb. 2.1) hatte gezeigt, daß die konkurrierende Coulomb-Anregung und der Rückgang des gesamten Wirkungsquerschnitts schwächer ins Gewicht fielen, als der Anstieg des relativen Wirkungsquerschnitts für den n-Ausgangskanal der Reaktion.

Während der Meßzeit von 56 Stunden wurden 1.9, 2.8, 4.5 bzw.  $2.9 \cdot 10^8$   $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse für die Strahlenergien 7, 8, 10 und 12 MeV auf Festplatten mitgeschrieben. Zur Energieeichung der Detektoren wurde 20 Minuten lang die  $\gamma$ -Strahlung aus dem Zerfall einer  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle spektroskopiert.

## 2.5 Datenaufbereitung

Die ersten Schritte bei der Aufbereitung der Daten waren für alle beschriebenen Experimente nahezu identisch und werden daher – unabhängig von den anschließenden Analyseprozeduren – im folgenden nur einmal erläutert.

Mit Hilfe der Energiespektren von  $\gamma$ -strahlenden Eichpräparaten wie z.B.  $^{226}\text{Ra}$  wurden für die einzelnen Detektoren die Energie-Kanal-Beziehungen ermittelt. Damit erfolgte beim späteren Sortieren die Umeichung, d.h. die verein-

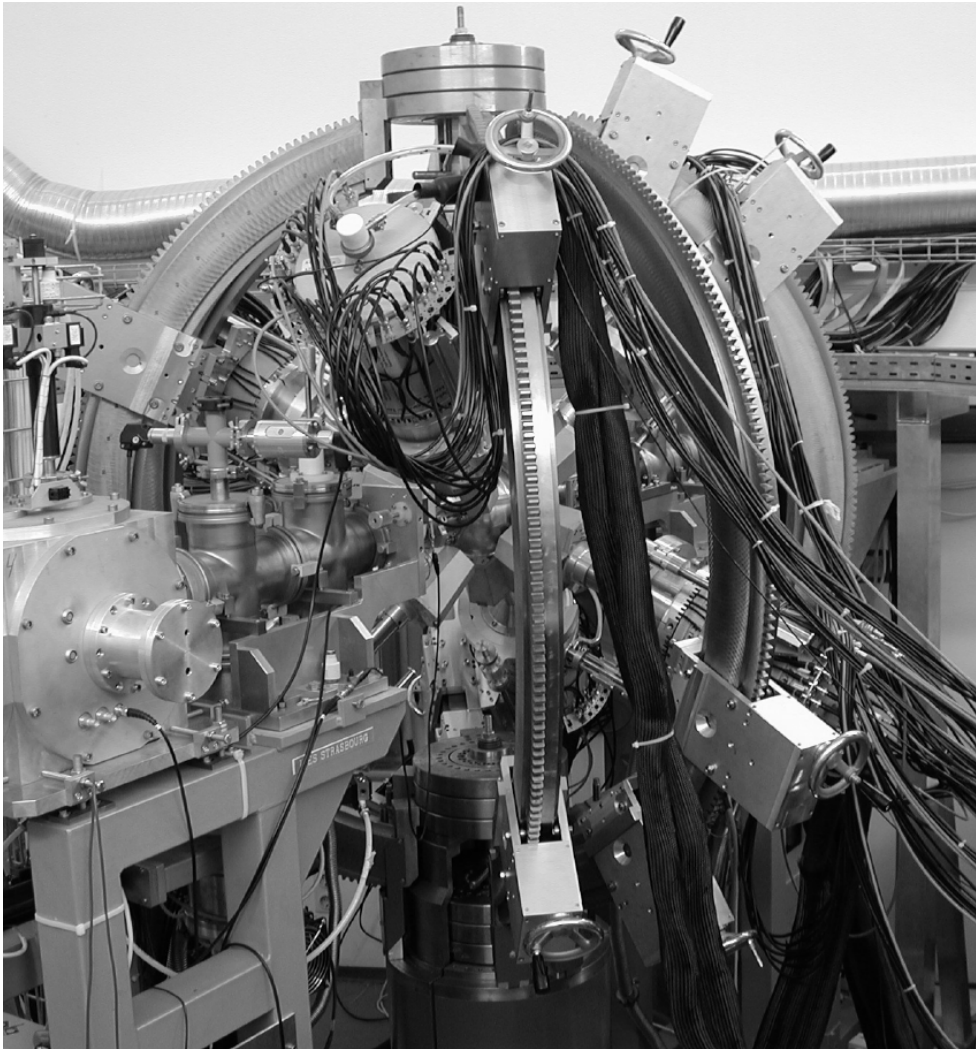


Abbildung 2.5: Das MINIBALL-Spektrometer während der ersten Meßphase in Köln.

heitliche Abbildung der Kanäle auf Energien.

In einem ersten Durchlauf der Datenbänder (oder schon on-line während des Experimentes) wurden für einheitliche Meßzeiten Energiespektren aus den Meßdaten erzeugt. Sie dienten dazu, für jeden einzelnen Detektor zeitliche Schwankungen in der Energie-Kanal-Beziehung festzustellen und auszugleichen. Solche Schwankungen sind durch temperaturabhängige Effekte in der Meßelektronik bedingt. Diese vorbereitende Bearbeitung der Daten wurde mit Hilfe der Programme *Cali* [22] und *Autoshift* [23] durchgeführt.

Die auf Magnetbändern bzw. Fesplatten mitgeschriebenen Koinzidenzereignisse wurden off-line in  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen einsortiert. Diese  $4k \times 4k$ - (oder  $8k \times 8k$ -) Matrizen enthielten zu jedem Paar von  $\gamma$ -Energien die Anzahl der koin-

zident registrierten  $\gamma$ -Quanten (in verschiedenen Detektoren). Eine solche Matrix weist deutliche Peaks an den Stellen auf, die koinzidenten  $\gamma$ -Übergängen in den erzeugten Kernen entsprechen. Setzt man dabei keinerlei Nebenbedingung bzgl. der Detektoren, so ist eine solche Matrix symmetrisch.

Nur im Fall der OSIRIS-Messung betrug die Größe der Matrizen  $8k \times 8k$ , und es wurde zusätzlich eine Unterdrückung zufälliger Koinzidenzen vorgenommen. Zusätzlich zur Koinzidenzbedingung während des Experimentes wurde off-line ein engeres promptes Zeitfenster definiert. Neben der eigentlichen Matrix, die die so definierten prompten Ereignisse enthält, wurde eine zweite Matrix mit verzögerten Koinzidenzen sortiert. Diese Matrix enthält vorrangig zufällige Koinzidenzen, die meist aus Zerfällen zweier verschiedener Kerne stammen und unkorreliert zu beliebigen Nachweiszeitpunkten auftreten. Solche Koinzidenzen sind unerwünscht, weshalb die zweite Matrix von der ersten subtrahiert wurde. Die Fensterbreite für die verzögerten Koinzidenzzeiten musste dabei genauso groß wie die der prompten gewählt werden, damit keine weitere Normierung erforderlich ist.

Die darauffolgenden Schritte der Auswertung mitsamt der angewendeten Analysemethoden unterscheiden sich von Experiment zu Experiment und sind im nächsten Kapitel beschrieben.

# Kapitel 3

## Auswertung

### 3.1 Niveauschema und Verzweigungsverhältnisse

Die Vorgehensweise bei der Auswertung der meisten  $\gamma\gamma$ -Matrizen – insbesondere das Erstellen von Koinzidenzschnitten, das sogenannte Gaten (aus dem Englischen) – erfolgte interaktiv mit Hilfe der Programme VS [24] und Tv [25] und ist in [26] näher erläutert.

In der untergrundsubtrahierten Gesamtmatrix aus der OSIRIS-Messung wurden Koinzidenzschnitte auf Übergänge von Interesse verglichen, um die Koinzidenzbeziehungen zwischen  $\gamma$ -Übergängen im Kern  $^{48}\text{Cr}$  zu untersuchen. Das Resultat der Analyse ist das Niveau- (oder Term-)schema auf Seite 32 im Kapitel über die Ergebnisse. Bei der Konstruktion wurde ausgenutzt, daß in der Regel direkt bevölkernde Übergänge im Koinzidenzschnitt eine stärkere Intensität aufweisen als indirekt bevölkernde. Dies gilt allerdings nur, wenn die betrachteten  $\gamma$ -Übergänge vergleichbare Energien aufweisen, andernfalls muss die Energieabhängigkeit der Efficiency der verwendeten Detektoren berücksichtigt werden.

#### Korrektur des Ansprechvermögens

Das Ansprechvermögen eines Detektors variiert mit der Energie der einfallenden  $\gamma$ -Quanten und kann von Detektor zu Detektor recht unterschiedlich sein. Damit verschiedene Koinzidenzintensitäten verglichen werden können, müssen sie genau auf die jeweiligen Ansprechvermögen korrigiert werden, falls die Messmethode es voraussetzt. Dies ist notwendig bei der Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen und der Auswertung von  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen. Zur Bestimmung der Efficiencies wurden bei der OSIRIS-Messung die Zählraten prominenter Linien in den Spektren der  $^{226}\text{Ra}$ -Eichung bestimmt. Diese wurden durch die tabellierten relativen Intensitäten für eine  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle dividiert, was in Abbildung 3.1 gegen

die Energie der  $\gamma$ -Eichlinien exemplarisch für Detektor 2 dargestellt ist.

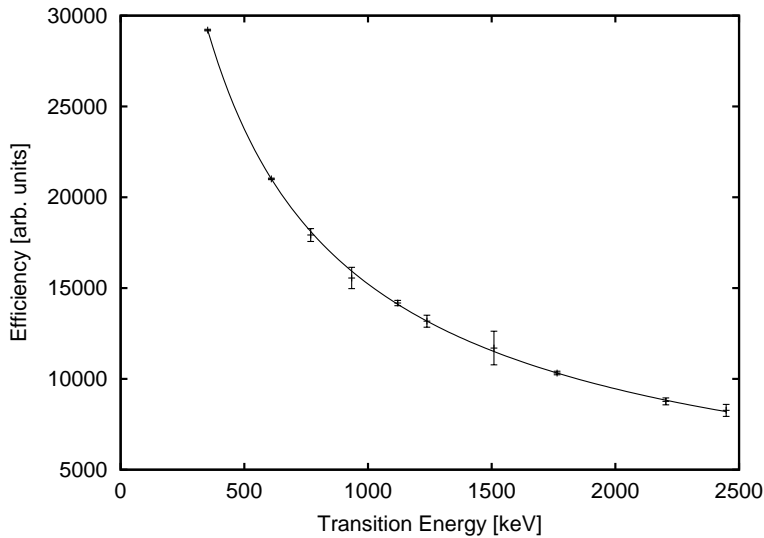


Abbildung 3.1:  
Efficiency gegen  
Übergangsenergie und  
angepasste Funktion  
für einen typischen HP  
Ge-Detektor.

Da nur Übergangsenergien größer als 500 keV untersucht wurden, wurde eine Vereinfachung der in [27] vorgeschlagenen Fitfunktion gewählt:

$$\epsilon(E_\gamma) = a \cdot \exp(-b \cdot \ln(E_\gamma - c)) ,$$

die sich für sämtliche Detektoren als gut geeignet erwies.

Die Efficiency für  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen berechnet sich in guter Näherung als Produkt der einzelnen Ansprechvermögen der jeweiligen Detektoren [27]. Dies gilt allerdings nicht exakt, da die Zuordnung zweier registrierter  $\gamma$ -Energien zu einem Koinzidenzereignis vom Nachweiszeitpunkt abhängig ist, der wiederum energieabhängig ist. Je niederenergetischer ein Quant ist, desto häufiger findet man es entfernt vom Schwerpunkt der zeitlichen Verteilung der Koinzidenzereignisse. Ein zu enges Zeitfenster (vgl. S. 12) kann daher zu Problemen bei kleinen  $\gamma$ -Energien führen – typischerweise unterhalb von etwa 200 keV.

### Bestimmung von Verzweungsverhältnissen

Das Verzweungsverhältnis  $b_X$  eines Zerfalls  $X$  ist der Quotient aus seiner Intensität  $I_X$  und der Summe aller Intensitäten, mit denen derselbe Mutterzustand  $i$  direkt entvölkert wird

$$b_X = I_X / \sum_Y I_Y .$$

Die genaueste Methode zur Bestimmung eines solchen Verzweungsverhältnisses besteht darin, die Intensitäten aller  $i$  entvölkernden Übergänge in Koinzidenz zu einem  $i$  direkt bevölkernden Übergang zu bestimmen (Gate von oben). Die Notwendigkeit der Korrektur der Ansprechvermögen in Koinzidenz ist dabei offensichtlich. Dies wurde mit Hilfe des Programms *Corleone* durchgeführt [27].

## 3.2 Bestimmung von Multipol-Mischungsverhältnissen

Zur Bestimmung von Multipol-Mischungsverhältnissen war die Auswertung von  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen das Verfahren der Wahl, um Informationen über den Multipol-Charakter von  $\gamma$ -Übergängen in  $^{48}\text{Cr}$  zu erhalten. Die Messung von  $\gamma$ -Winkelverteilungen oder Linearpolarisationen schied aus, da in den Singles-Spektren, d.h. Spektren ohne Koinzidenzbedingung, die relevanten  $^{48}\text{Cr}$ -Linien zu stark von Linien aus anderen Kernen überlagert waren. Um die Methode ein wenig verständlicher zu machen, werden kurz ein paar Eigenschaften von  $\gamma$ -Strahlung rekapituliert, bevor das Auswerteverfahren skizziert wird. Die ausführliche mathematische Beschreibung der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen findet man in [28].

### Multipolcharakteristik von $\gamma$ -Strahlung und Ausrichtung

Bei einem elektromagnetischen Übergang zwischen zwei Kernzuständen ist die Emission eines  $\gamma$ -Quants der Multipolordnung  $\lambda$  Auswahlregeln unterworfen. Diese resultieren aus der Erhaltung des Drehimpulses und den Paritäten des elektrischen bzw. magnetischen Feldes (s. z.B. [29, 30]):

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f \quad (\lambda \neq 0); \quad m = m_i - m_f$$

$$\pi_i = (-)^{\lambda} \pi_f \quad : \quad \text{für } E\lambda\text{-Strahlung}$$

$$\pi_i = (-)^{\lambda+1} \pi_f \quad : \quad \text{für } M\lambda\text{-Strahlung.}$$

Spin  $J_k$ , magnetische Quantenzahl  $m_k$  und Parität  $\pi_k$  beschreiben Anfangszustand  $i$  und Endzustand  $f$  des Kernes. Die Multipolordnung  $\lambda$  und der  $m$ -Wert bezeichnen die Strahlung näher. Die Betrachtung der Einteilchen-Übergangsraten (nach Weisskopf, s. Kap. 5) für elektromagnetische Übergänge liefert nun grobe Abschätzungen darüber, wie wahrscheinlich mögliche Multipol-Charakteristiken sind. Dabei zeigt sich, daß elektrische Strahlung um zwei Größenordnungen wahrscheinlicher ist als magnetische Strahlung derselben Multipolarität, und daß die Erhöhung von  $\lambda$  um eins eine Verringerung der Übergangswahrscheinlichkeit um fünf Größenordnungen bewirkt. Vergleicht man die resultierenden Lebensdauern für verschiedene Multipolordnungen mit der Größenordnung des Koinzidenzzeitfensters von  $10^2$  ns, so zeigt sich, daß i.d.R. experimentell nur Strahlung mit  $\lambda \leq 2$  beobachtet wird. Unter Vernachlässigung der höheren Multipolordnungen ergeben sich also die in Tabelle 3.1 angegebenen Multipolordnungen.

Für einen Übergang gemischter Multipolordnung ist das Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  ein Maß für die Stärke der Mischung. Es ist definiert über den Quotienten aus dem Übergangsmatrixelement der Strahlung mit Ordnung  $\lambda + 1$  und dem mit Ordnung  $\lambda$ . Es ergibt sich

$$\delta^2 = \frac{\text{Intensität}(\lambda + 1)}{\text{Intensität}(\lambda)}. \quad (3.1)$$

Tabelle 3.1: Multipolordnungen bei  $\gamma$ -Übergängen (nach [30]). Vergleichsweise stark unterdrückte Ordnungen sind geklammert.

Spindifferenz $ \Delta J $	0	1	2
Paritätsänderung: $\Delta\pi = -$	$E1/(M2)$	$E1/(M2)$	$M2/E3$
keine Paritätsänderung: $\Delta\pi = +$	$M1/E2$	$M1/E2$	$E2/(M3)$

Mit anderen Worten der Quotient  $1/(1 + \delta^2)$  gibt den Anteil der Dipolstrahlung an und  $\delta^2/(1 + \delta^2)$  den Quadrupolanteil (bei  $\lambda=1$ ).

Die Messung eines Multipolmischungsverhältnisses ist nur dann möglich, wenn die Emission der beobachteten  $\gamma$ -Quanten anisotrop ist. Dies trifft zu, falls der Zustand, aus dem die  $\gamma$ -Emission erfolgt, ausgerichtet ist, d.h. bei einer ungleichen Besetzung seiner magnetischen Unterzustände. Das folgende Argument zeigt, daß der Strahl bei einer in-beam Messung dies stets gewährleistet.

Der Projektilimpuls bei einer Fusionsverdampfungsreaktion sorgt für eine Ausrichtung des erzeugten Compoundkerns. Sein Drehimpuls liegt in der Ebene senkrecht zur Strahlachse. Für ganz- bzw. halbzahligen Gesamtdrehimpuls entspricht dies einem Zustand mit  $m = 0$  bzw.  $m = \pm 1/2$  mit der Strahlachse als Quantisierungsachse. Teilchenemission aus dem Compoundkern führt zu einer Abschwächung der Ausrichtung, gefolgt von statistischen  $\gamma$ -Zerfällen aus den Kontinuums-Zuständen des Produkt-Kerns, durch die die Verteilung der  $m$ -Unterzustände nochmals verbreitert wird. Eine Gaußverteilung der Breite  $\sigma$  um  $m = 0$  beschreibt die Besetzung der magnetischen Unterzustände hinreichend gut.

Bei der in-beam Messung einer  $\gamma$ -Strahlungscharakteristik lassen sich die Positionen zweier Detektoren durch die Winkelpaare  $(\theta_k, \phi_k)$  in Kugelkoordinaten beschreiben. Um die als  $z$ -Achse gewählte Strahlachse liegt Rotationssymmetrie vor. Somit ist die räumlichen Verteilung der  $\gamma$ -Strahlungsintensität lediglich eine Funktion der drei Winkel  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  und  $\phi := \phi_2 - \phi_1$ . Die Verteilungsfunktion  $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$  ist eine aufwendige Linearkombination von Skalarprodukten von Kugelflächenfunktionen [28]. Für eine beliebige  $\gamma\gamma$ -Kaskade, wie sie in Abbildung 3.2 dargestellt ist, hängt  $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$  von folgenden Parametern ab: den Spinwerten  $J_i$ ,  $J_1$ ,  $J_2$ , den Multipolmischungsverhältnissen  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  und dem Breitenparameter  $\sigma$  für den oberen Zustand.

### Winkelkorrelationen mit dem OSIRIS-Spektrometer

Die Verteilungsfunktion  $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$  besitzt eine Reihe von Symmetrieeigenschaften, aufgrund derer sich im praktischen Experiment mit einem geeigneten Spektrometer die einzelnen Detektorpaare zu sogenannten Korrelationsgruppen zu-



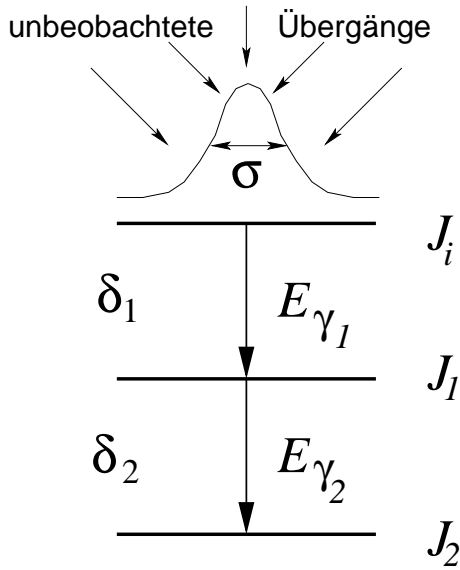


Abbildung 3.2:  $\gamma\gamma$ -Kaskade aus einem beliebigen Termschema, charakterisiert durch Energien und Mischungsverhältnisse der beteiligten Übergänge und der Niveauspins (siehe Text).

sammenfassen lassen. Es gilt [31]

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \begin{cases} W(180^\circ - \theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi) \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi + 180^\circ) \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, \phi - 180^\circ) \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, 180^\circ - \phi) \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, 180^\circ - \phi) . \end{cases} \quad (3.2)$$

Die oberste Identität entspricht dabei Spiegelsymmetrie bezüglich der Targetebene senkrecht zum Strahl und folgt aus der Tatsache, daß die beobachteten  $m$ -Unterzustände symmetrisch verteilt um 0 sind. Für die spezielle Geometrie des OSIRIS-Spektrometers (vgl. Abb. 2.2) bedeuten die Symmetrien eine Einteilung aller Detektorpaare in fünf Korrelationsgruppen, die in Tabelle 3.2 angegeben sind.

Die  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten wurden den Korrelationsgruppen entsprechend in fünf unabhängige Koinzidenzmatrizen sortiert. Im Anschluß wurden Schnittspektren im Gate von unten analysiert. Mit den Bezeichnungen von Abbildung 3.2 bedeutet dies, die Intensitäten von  $\gamma$ -Übergängen  $E_{\gamma_1}$  in Koinzidenz zu  $E_{\gamma_2}$  zu bestimmen. Die resultierenden Intensitäten wurden dem Programm *Corleone* übergeben, um daran für eine gegebene Spinhypothese  $J_i \rightarrow J_1 \rightarrow J_2$  die Parameter  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  und  $\sigma$  in mehrdimensionaler  $\chi^2$ -Minimierung anzupassen. Die aussagekräftigsten Ergebnisse erzielt man, wenn ein  $\delta_k$  bereits bekannt ist und vorgegeben wird. Ferner lässt sich das Verfahren auch anwenden, wenn zwischen den Übergängen  $E_{\gamma_1}$  und  $E_{\gamma_2}$  ein weiterer Übergang mit bekanntem Mischungsverhältnis liegt.

In Abbildung 3.3 ist die Analyse für den 1675 keV Übergang in  $^{48}\text{Cr}$  gezeigt (DCO-Pattern), man vergleicht die experimentell bestimmte Intensitätsverteilung mit den von *Corleone* berechneten Verteilungen mit minimalen  $\chi^2$ -Werten.

Tabelle 3.2: Korrelationsgruppen für die Detektoren des OSIRIS-Spektrometers. Gruppe 3, 4 und 5 sind symmetrisch (bzgl. Vertauschung der Detektornummern), Gruppe 1 und 2 sind asymmetrisch.

Gruppe	Geometrie			Paare	Anzahl
	$\theta_1$	$\theta_2$	$\phi$		
1	45°	90°	90°	(1,5) (2,5) (3,5) (4,5) (1,6) (2,6) (3,6) (4,6)	8
2	90°	45°	90°	(5,1) (5,2) (5,3) (5,4) (6,1) (6,2) (6,3) (6,4)	8
3	90°	90°	180°	(5,6) (6,5)	2
4	45°	-45°	180°	(1,3) (2,4) (3,1) (4,2)	4
5	45°	45°	180°	(1,2) (2,3) (3,4) (1,4) (2,1) (3,2) (4,3) (4,1)	8

Die Methode der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen kann dreierlei Arten von Informationen liefern:

- Bei bekannter Spinabfolge innerhalb einer Kaskade und einem bekannten Mischungsverhältnis kann das zweite  $\delta$  bestimmt werden. Allerdings gibt es nicht immer eine eindeutige Lösung für das gesuchte Mischungsverhältnis, da mehrere  $\chi^2$ -Minima existieren können (s. Abb. 3.3).
- Ist ein Spin der untersuchten Kaskade nicht bekannt, so werden alle erlaubten Spinhypothesen getestet. Hypothesen, die mit der experimentellen Intensitätsverteilung unvereinbar sind, werden verworfen.
- Zwischen elektrischer und magnetischer Strahlung mit gleichem  $\lambda$  kann nicht unterschieden werden. Trotzdem kann in Spezialfällen aus dem ermittelten Multipol-Mischungsverhältnis direkt auf die Parität eines der beteiligten Zustände geschlossen werden. In dieser Arbeit trat dieser Fall leider nicht auf, es führte jedoch ein indirektes Argument auf die Parität eines untersuchten Zustandes (s. S. 48).

Da die Auswertung von Korrelationsdaten mehrere Arbeitsschritte beinhaltet bevor Ergebnisse vorliegen, erfolgte eine Überprüfung der Daten. Dazu wurden die Koinzidenzen der intensitätsstarken reinen  $E2-E2$  Kaskaden der Grundzustandsbande in  $^{48}\text{Cr}$  benutzt. Ihre experimentellen Intensitätsverteilungen wurden gut reproduziert bei Werten von 2.5(3) bis 2.7(3) für den Breitenparameter  $\sigma$ .

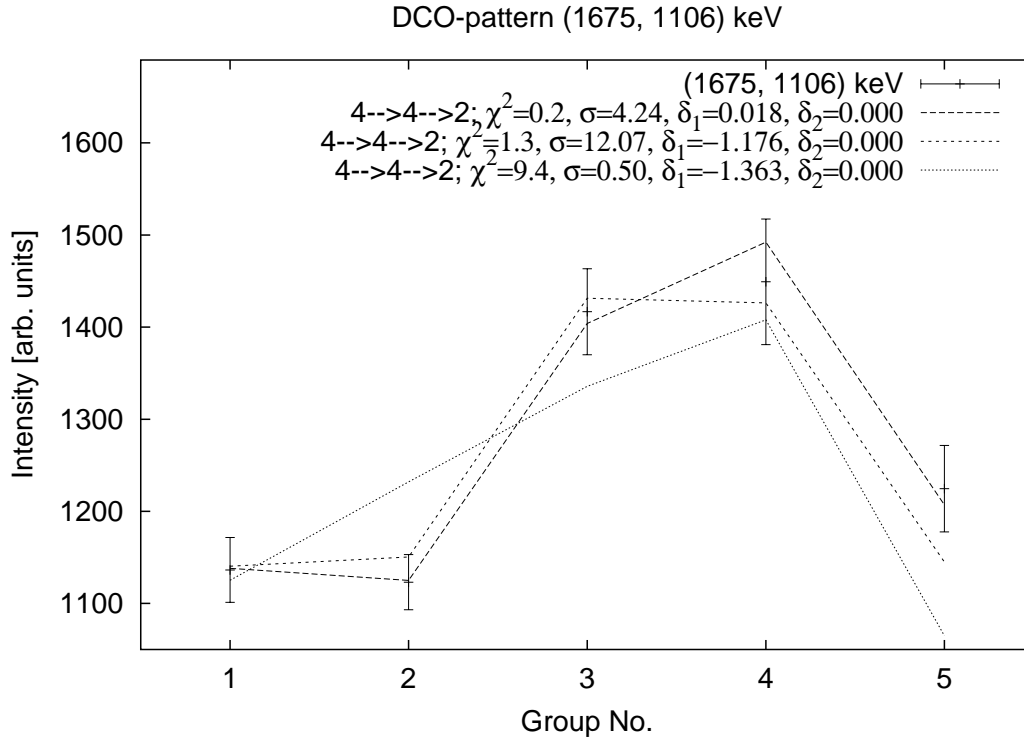


Abbildung 3.3: Intensitätsverteilungen der 1675 keV — 1106 keV Kaskade. Gezeigt sind die Verteilungen für alle Minima bei der Spinhypothese  $J_i = 4\hbar$  bei vorgegebenem  $\delta_2 = 0$ . Der Intensitätsverlauf mit  $\chi^2 = 9.4$  (gepunktete Linie) kann direkt verworfen werden, der mit  $\chi^2 = 1.3$  (gestrichelt) scheint wegen des hohen  $\sigma$ -Wertes fraglich. Auch für die Spinhypothesen  $3\hbar$  und  $5\hbar$  gab es Verteilungen mit einem verträglichen  $\chi^2$ -Wert, sie konnten jedoch nach dem MINIBALL-Experiment verworfen werden.

### 3.3 Spinbestimmung mittels Anregungsfunktion

Komplementär zur Messung von Winkelkorrelationen stellt die Messung einer Anregungsfunktion eine Methode zur Spinbestimmung angeregter Kernzustände dar, bei der der Multipolcharakter der Zerfälle keine Rolle spielt. Während die Winkelkorrelationen keine vollständigen Informationen über die Spins angeregter Niveaus von  $^{48}\text{Cr}$  liefern konnten, ergab die beim MINIBALL-Experiment vermessene Anregungsfunktion direkt einzelne Niveauspins. Auch hier war es notwendig, die Messung in  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz durchzuführen. Die relativen Wirkungsquerschnitte für den untersuchten Ausgangskanal der ( $^3\text{He}, n$ ) Reaktion lagen je nach Strahlenergie zwischen etwa 1% und 10 % (s. Abb. 2.1), so daß ohne Koinzidenzbedingung die Beobachtung der Übergänge von Interesse nicht möglich gewesen wäre.

Bei einer Fusionsverdampfungsreaktion steigt der Drehimpulsübertrag mit wachsender Projektilenergie. Dadurch werden Zustände mit größerem Spin bei höherer Strahlenergie stärker bevölkert. Eine Spinbestimmung für ein gegebenes Niveau ist also möglich durch den Vergleich seines Bevölkerungsverhaltens mit dem Verhalten für Niveaus mit bekanntem Spin. Das Vorhandensein oder Fehlen von solchen Referenzniveaus bestimmt somit den Spinbereich, in dem die Methode eindeutige Zuordnungen liefern kann. Außerdem spielt der Spin- und Energiebereich eine Rolle, in dem die gewählte Reaktion vollständig ist.

### Bevölkerung und vollständige Spektroskopie

Die Bevölkerung angeregter Niveaus aus dem Zustands-Kontinuum des Reaktionsproduktes erfolgt durch statistische  $\gamma$ -Übergänge, die keine bestimmten Kernstrukturen bevorzugen. Man bezeichnet dies als direkte Bevölkerung oder englisch als Sidefeeding. Die direkte Bevölkerung ist für gegebene Reaktionsparameter im wesentlichen abhängig von Anregungsenergie und Drehimpuls des bevölkerten Niveaus\*. Werden nun zwei angeregte Zustände gleichen Spins  $J$  bevölkert, so geschieht dies auch für alle energetisch dazwischenliegenden Zustände mit  $J$ . Mit Fusionsverdampfungsreaktionen ist demnach die vollständige Bevölkerung und Spektroskopie aller Zustände in einem gegebenen (drehimpulsabhängigen) Energiebereich oberhalb der Yrast-Linie möglich. Auf diesen Bereich wird im Experiment durch die Wahl des Reaktionstyps Einfluß genommen. Die Untersuchung der Bevölkerungsintensität gibt Aufschluß darüber, für welchen Bereich eine zur Spektroskopie ausreichende Bevölkerung angeregter Zustände stattfindet.

### Absolute Bevölkerungsintensitäten

Die absolute Bevölkerungsintensität  $I^+(i)$  eines Zustandes  $i$  setzt sich zusammen aus dem Sidefeeding ( $SF$ ) und der Bevölkerung durch diskrete Übergänge ( $D$ )

$$I^+(i) = I_{SF}^+(i) + I_D^+(i) .$$

Für Zustände mit hinreichend hoher Anregungsenergie dominiert die Sidefeedingintensität im Vergleich zur diskreten Bevölkerung. Betrachtet man  $I_{SF}^+(i)$  in Abhängigkeit von der Projektilenergie  $E$ , so stellt man fest [32, 33]:

- $I_{SF}^+(i, E)$  steigt mit  $E$ .
- Trägt man für verschiedene Niveauspins  $J_k$  die einzelnen  $I_{SF}^+(k, E)$  gegen  $E$  auf, so erkennt man systematische Unterschiede in der Steigung (bzw. Kurvenform).

---

\*Die Abhängigkeit von der Parität kann für die Zwecke der vorliegenden Arbeit vernachlässigt werden.

- Für Zustände gleicher Spins  $J_k$  nimmt  $I_{SF}^+(k, E)$  mit zunehmender Niveauenergie  $E_k$  ab, denn Niveaus nahe der yrast Linie werden bevorzugt bevölkert.

Es ist nicht möglich,  $I^+(i, E)$  oder  $I_{SF}^+(i, E)$  direkt zu bestimmen, man benutzt den Umweg über die Bestimmung der entvölkernden Intensität  $I^-(i, E)$  für einen gegebenen Zustand  $i$ . Für den Fall, daß nur  $\gamma$ -Zerfälle auftreten (z.B. keine Konversion oder  $\beta$ -Emission), muß die gesamte Intensitätsbilanz für jeden Zustand ausgeglichen sein:  $I^+(i, E) = I^-(i, E)$ .

Bei der Ermittlung von  $I^-$  gilt explizit:

$$I^-(i, E) = \frac{C(t_E)}{\epsilon(E_X, E_Y) \Omega(\theta_X, \theta_Y, \phi, t_X, t_Y) b_X b_Y} \cdot \{X, Y\}(E) \quad (3.3)$$

mit den folgenden Bezeichnungen:

- $\{X, Y\}$  bezeichnet die (von  $E$  abhängige) Intensität von Übergang  $Y$  in Koinzidenz zu  $X$  (s. Abb. 3.4).
- $C(t_E)$  ist ein Normierungsfaktor zum Ausgleich schwankender Strahlstromintensitäten und unterschiedlicher Meßzeiten  $t_E$  (vgl. auch 3.4.2).
- $b_X$  und  $b_Y$  sind die Verzweigungsverhältnisse der Übergänge  $X$  und  $Y$ .
- $\Omega(\theta_X, \theta_Y, \phi, t_X, t_Y)$  beschreibt die Anisotropie der Strahlung in Abhängigkeit von den Winkeln (analog zu  $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$  in Abschnitt 3.2) und den Emissionszeitpunkten  $t_X$  und  $t_Y$  der  $\gamma$ -Quanten. (Die Zeitabhängigkeit wird in Hinblick auf den nächsten Abschnitt angegeben, spielt hier aber keine Rolle.)
- $\epsilon(E_X, E_Y)$  ist die Koinzidenz-Ansprechwahrscheinlichkeit, abhängig von den Übergangsenergien  $E_X$  und  $E_Y$  der betrachteten Zerfälle.

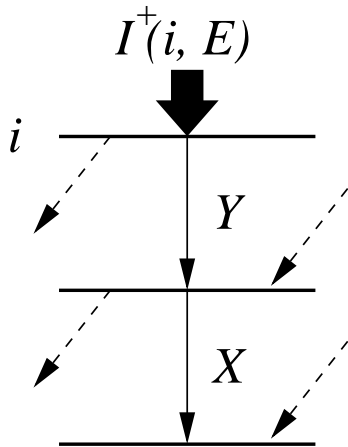


Abbildung 3.4:  $\gamma\gamma$ -Kaskade aus einem beliebigen Term-schemata und die zur Bestimmung der absoluten Bevölkerungsintensität des Zustandes  $i$  betrachteten Zerfälle.

Ist ein fester Referenzzustand  $ref$  gegeben, so wählt man eine Strahlenergie  $E^0$  und bestimmt zur Analyse der Anregungsfunktion

$$R(E) = \frac{I^-(i, E) \cdot I^-(ref, E^0)}{I^-(i, E^0) \cdot I^-(ref, E)} = \frac{\{X, Y\}(E) \cdot \{A, B\}(E^0)}{\{X, Y\}(E^0) \cdot \{A, B\}(E)}, \quad (3.4)$$

wobei  $A$  und  $B$  die Übergänge der Kaskade unter dem Referenzzustand bezeichnen, analog zu  $X$  und  $Y$  aus Abbildung 3.4. Zur Bestimmung der Größe  $R(E)$  ist also lediglich die Ermittlung von Koinzidenzintensitäten erforderlich. De facto ist  $R(E)$  eine zweifach normierte Intensität. Die Normierung mittels  $I^-(i, E^0)$  ist notwendig, um die Eigenschaften der Zerfälle  $X$  und  $Y$  zu berücksichtigen, und durch die Normierung mit  $I^-(ref, E)$  werden unterschiedliche Meßzeiten und Strahlstromschwankungen ausgeglichen.

In Abbildung 3.5 sind Spektrenausschnitte vom MINIBALL-Experiment gezeigt. Bei der gemessenen Anregungsfunktion in  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz verändern sich die Intensitäten von Zuständen in  $^{48}\text{Cr}$  mit Spin ungleich  $4\hbar$ . Die experimentell ermittelten Kurven, die aus der Auftragung von  $R(E)$  gegen  $E$  folgen, sind in Abschnitt 4.1 diskutiert.

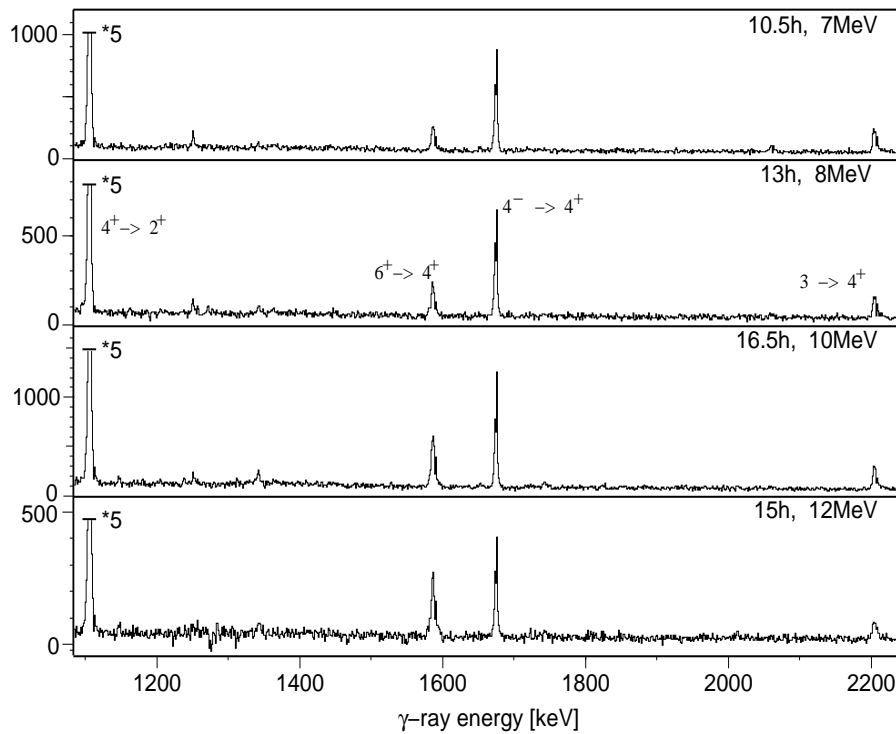


Abbildung 3.5: Koinzidenzspektren im Gate auf den  $2^+ \rightarrow 0^+$  Übergang in  $^{48}\text{Cr}$ . Mit der Strahlenergie wächst die Intensität des  $6^+ \rightarrow 4^+$  Zerfalls relativ zum  $4^- \rightarrow 4^+$  Übergang. Meßdauer und Strahlenergie sind oben rechts für jedes Spektrum angegeben.

## 3.4 Auswertung einer RDDS-Lebensdauermessung

Im Kern  $^{46}\text{V}$  wurden die Lebensdauern von vier angeregten Zuständen mit der Recoil-Distance-Doppler-Shift-Methode (RDDS-Methode) bestimmt. Mit dieser Methode lassen sich Lebensdauern im Bereich von etwa 0.5 ps bis 1000 ps messen. Dieses Verfahren [34] und die bei der Auswertung benutzte Analysemethode [35, 36] werden in den angegebenen Referenzen ausführlich beschrieben. Deshalb werden beide im folgenden nur soweit vorgestellt, wie es zum Verständnis der Auswertung notwendig ist.

### 3.4.1 RDDS- und DDC-Methode

#### RDDS-Methode

Bei Lebensdauer-Messungen mit der RDDS-Methode wird ein dünnes Target verwendet, so daß die durch eine Compoundkernreaktion erzeugten Kerne das Target in Strahlrichtung leicht verlassen können. Die erzeugten angeregten Rückstoßkerne zerfallen entweder zwischen dem Target und einem Stopper oder nachdem sie in letztgenanntem abgebremst wurden. Dabei ist die Stopperfolie in einem bestimmten Abstand  $d$  möglichst parallel zur Targetfolie positioniert (s. Abb. 3.6).

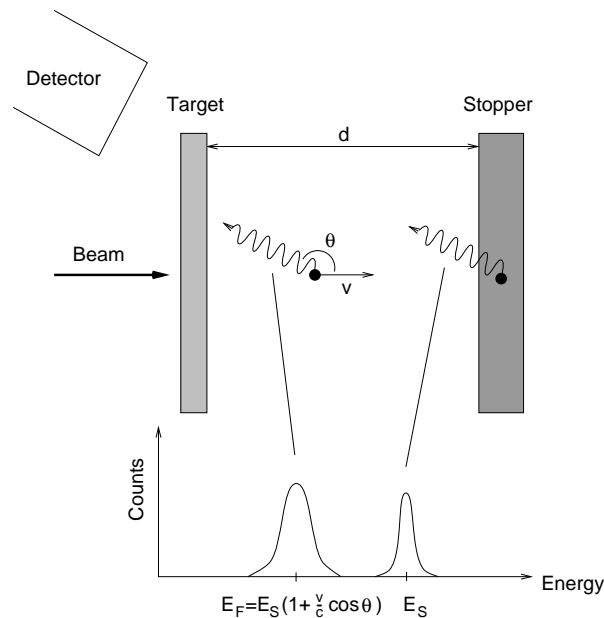


Abbildung 3.6: Skizze des RDDS-Prinzips

In Abhängigkeit von seiner Lebensdauer zerfällt ein Kernzustand also im Flug

oder in Ruhe. Ist der Kern gestoppt, so entspricht die Energie  $E_S$  der von ihm emittierten  $\gamma$ -Quanten den jeweiligen Übergangsenergien zwischen den am Zerfall beteiligten Zuständen hinreichend genau. Wird ein Quant jedoch im Flug ausgesendet, so wird aufgrund des relativistischen Dopplereffektes eine dopplerverschobene (Flugpeak-)Energie  $E_F$  registriert. Im Laborsystem beträgt die Energie eines im Flug mit Geschwindigkeit  $v$  emittierten  $\gamma$ -Quantes

$$E_F = \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta} E_S \approx \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right) E_S, \quad (3.5)$$

wenn das Quant im Winkel  $\theta$  zur Strahlachse beobachtet wird ( $E_S$  = Energie des Stoppeaks im  $E_\gamma$ -Spektrum, Ruhesystem).

Für geeignete Nachweiswinkel und Target-Stopper-Abstände  $d$  entstehen also für jeden  $\gamma$ -Übergang zwei Peakkomponenten im Spektrum. Durch die Bestimmung der Intensitäten von Flug- und Stoppeak bei verschiedenen Target-Stopper-Abständen kann man nun – wie noch geschildert wird – die Lebensdauer eines Kernniveaus erhalten.

Der mit dieser Methode zugängliche Meßbereich wird durch zwei Faktoren begrenzt. Eine untere Grenze ist durch die Zeit des Abbremsvorgangs im Stopper gegeben; sie sollte für die Anwendung der RDDS-Methode klein gegen die zu messende Lebensdauer sein. Eine zweite untere Schranke wird über die Oberflächenbeschaffenheit von Target und Stopper bestimmt und ist der kleinste einstellbare Abstand, der über  $t = d/v$  einer minimalen Zeit entspricht, in der die zu spektroskopierenden Kerne den Stopper erreichen müssen. Eine obere Begrenzung liefert der maximal einstellbare Abstand, der dadurch beschränkt ist, daß die  $\gamma$ -Quanten mit hinreichender Genauigkeit im Zentrum des Spektrometers emittiert werden müssen.

### DDC-Methode

Zur Auswertung der mittels RDDS-Methode gemessenen Daten (d.h. Intensitäten) wurde die Differential-Decay-Curve-Methode (DDC-Methode) benutzt. Wie bereits erwähnt, wird auf die Herleitung der zugrundeliegenden DDCM-Gleichungen verzichtet und stattdessen auf [35, 36] verwiesen.

In dieser Arbeit wurde die Koinzidenz-Version der DDC-Methode angewendet. Um ihr Prinzip zu verdeutlichen, sind in Abbildung 3.7 ein Termschema und eine  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix schematisch dargestellt. Mit  $i$  ist das Niveau bezeichnet, dessen Lebensdauer bestimmt werden soll. Für zwei Linien  $Y$  und  $X$  bezeichnet  $\{Y, X\}$  die Intensität in der Koinzidenzmatrix (vgl. Gl. 3.3).

Im Schnitt auf die Flugpeak-Komponente  $Y_F$  eines  $i$  direkt bevölkernden Übergangs  $Y$  ist die Lebensdauer des betrachteten Niveaus

$$\tau(t_k) = \frac{C(t_k) \cdot \{Y_F, X_S\}(t_k)}{\frac{d}{dt}[C(t) \cdot \{Y_F, X_F\}(t)]_{t_k}}, \quad (3.6)$$



wobei  $X$  einen entvölkernden Übergang bezeichnet. Die in diese Gleichung einfließenden Intensitäten sind über den jeweiligen Target-Stopper-Abstand  $d_k = vt_k$  flugzeitabhängig und mit einem Normierungsfaktor  $C(t_k)$  versehen.

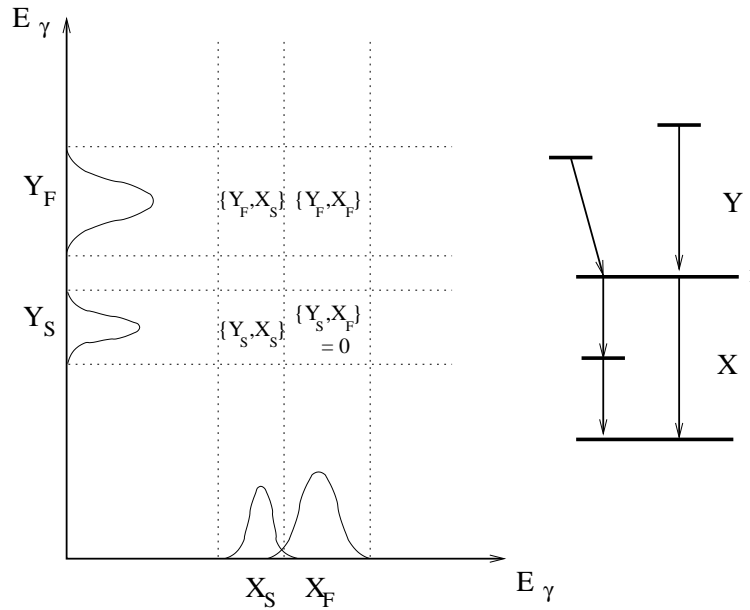


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung von Termschema und zugehörigen Gebieten in der  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix

Die Herleitung obiger grundlegender Gleichung erfolgt aus dem Zerfallsgesetz, wobei allen Übergängen, die  $i$  direkt bevölkern, Rechnung getragen wird. Die gemessenen Intensitäten in der Koinzidenzmatrix entsprechen Anzahlen von Kernzerfällen, wobei die auftretenden Proportionalitätsfaktoren völlig analog zu Gleichung 3.3 sind.

Bemerkenswert ist nun, daß der Einfluß der Efficiency vernachlässigbar gering ist, da Energie von Flug- und Stoppeak relativ nahe beieinander liegen. Weiterhin kann man zeigen, daß die mittels Gleichung 3.6 bestimmte Lebensdauer auch durch Deorientierung (flugzeitabhängige Strahlungsanisotropie) nicht beeinflusst wird [37].

Die Vorzüge dieser Auswertungsmethode liegen also darin, daß durch die Koinzidenzbedingung systematische Fehlerquellen wie unbeobachtetes Sidefeeding, Winkelkorrelationseffekte oder unterschiedliche Detektorefficiencies unterdrückt werden.

### 3.4.2 Durchgeführte Auswertung

Beim EUROBALL-Experiment wurde eine spezielle Targetkammer verwendet, die speziell für die inneren Abmessungen von EUROBALL und ähnlichen  $4\pi$ -Multi-

detektor-Arrays angefertigt wurde – der Kölner Koinzidenzplunger [19].

### Target–Stopper-Abstände

Als Plunger bezeichnet man eine Streukammer, in der sich ein bewegliches Target in einer variierbaren Entfernung zu einem fest montierten Stopper befindet. Bei RDDS-Messungen ist ein stabiler Target-Stopper-Abstand in der Größenordnung einiger Mikrometer notwendig. Jedoch wird beim Strahlbetrieb die im Target deponierte Energie in Wärme umgesetzt, was thermische Ausdehnungen im Bereich einiger  $\mu\text{m}$  zur Folge hat. Außerdem können Schwankungen der Strahlstromintensität kurzzeitig den Target-Stopper-Abstand verändern. Solche Effekte kompensiert der Kölner Koinzidenzplunger mit einem Piezo-Regelungssystem.

Zu Beginn der in-beam Messungen wurde ohne Strahl eine Abstandseichung durchgeführt. Bei deaktivierter Regelung wurde jedem eingestellten Abstand die Kapazität des von Target- und Stopperfolie gebildeten Plattenkondensators zugeordnet. Während des Strahlbetriebes wird diese Kapazität permanent gemessen, so daß bei einer Veränderung des Target-Stopper-Abstandes ein Steuerungssignal an den abstandsregelnden Piezokristall gegeben wird. Mit der rechnergestützten Abstandsregelung wird im Nahbereich eine Genauigkeit von unter  $0.1 \mu\text{m}$  erreicht.

Die folgende Tabelle listet die Target-Stopper-Abstände auf, bei denen jeweils gemessen wurde (vgl. S. 9).

Tabelle 3.3: Target-Stopper-Abstände in  $\mu\text{m}$  bei der EUROBALL-Messung.

Teil I :	6.41(5), 14.31(5), 29.34(10), 103.62(50), 500.0(10), 800.0(20), 4000(50)
Teil II :	24.02(5), 44.75(10), 64.70(10), 150.85(50), 296.5(10), 1300(10), 2000(20), 3000(30), 6000(60), 7748(70)

Die Sortierung der Koinzidenzdaten erfolgte für jeden der 17 Target-Stopper-Abstände separat. Pro Abstand wurde für jede geordnete Kombination der acht Detektor-Ringe eine Matrix erzeugt, so daß insgesamt  $17 \cdot 8^2 = 1088$  Koinzidenzmatrizen entstanden.

### Normierung

Die Anwendung von Gleichung 3.6 setzt Peakintensitäten, die bei verschiedenen Target-Stopper-Abständen gemessen wurden, miteinander in Beziehung. Deshalb sind vor der eigentlichen Analyse die Koeffizienten  $C(t_k)$  zu bestimmen, mit denen man die Intensitäten auf eine gleichgroße Anzahl produzierter Rückstoßkerne normiert. Dazu wurden die Gesamtintensitäten (Flug- plus Stopkomponente) der intensitätsstärksten Übergänge des Kerns  $^{46}\text{Ti}$  im Gate von unten auf den  $2_1^+ \rightarrow 0^+$

Übergang verwendet. Hierbei kamen die Programme *Geisha* und *Distnorm* zur Anwendung, die Teile von R. Peusquens Softwarepaket für Lebensdauermessungen sind [38]. Die vorbereitenden Schritte der Datenanalyse bis zur Normierung erfolgten in Zusammenarbeit mit O. Möller.

### Bestimmung von Peakintensitäten in Koinzidenz

Zur Bestimmung der Intensitäten  $\{Y_F, X_S\}$  und  $\{Y_F, X_F\}$  von Stop- bzw. Flugpeak in Koinzidenz zum Flugpeak  $Y_F$  eines  $i$  bevölkernden Übergangs wurden zunächst Koinzidenzschnitte für geeignete Ring-Kombinationen bei sämtlichen Target-Stopper-Abständen erzeugt. Dies erfolgte halbautomatisch mit dem Programm *Geisha*, welches die zahlreichen Schnittspektren anlegt. Bei der Wahl der Gates ist besondere Aufmerksamkeit zur Vermeidung von Kontaminationen erforderlich, da es sonst auf vielerlei Arten zu Fehlern bei der späteren Bestimmung von Peakintensitäten kommen kann. Die Erfahrung zeigt, daß zur korrekten Bestimmung einer Lebensdauer das Ausschließen von Kontaminationen durch die Wahl geeigneter enger Gates wichtiger ist als das Sammeln von mehr Statistik durch ein größeres Gate.

Ein Beispiel für den Verlauf der Intensitätsverhältnisse bei wachsendem Target-Stopper-Abstand ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Änderungen der Intensitäten von Flug- und Stopkomponente, die zur Bestimmung der Lebensdauer genutzt werden, sind deutlich erkennbar.

Im abgebildeten Spektrum erkennt man eine sehr breite Flugpeakkomponente. Dies war eine Eigentümlichkeit bei der EUROBALL-Messung, die auf die vorangegangene Emission von  $\alpha$ -Teilchen im betrachteten Ausgangskanal nach der Compoundkernreaktion zurückzuführen ist. Die näherungsweise isotrope Teilchenemission bewirkt eine Verschmierung der Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne. Dies hatte bei der Analyse der Spektren mehrere Konsequenzen. Erstens erwies sich bei der Bestimmung der Peakintensitäten das Integrieren als geeigneter gegenüber der Intensitätsbestimmung durch Anfitzen gaußförmiger Kurven an die Peaks. Zweitens enthielten die analysierten Regionen in den Spektren durch ihre große Breite mit höherer Wahrscheinlichkeit störende Peaks aus fremden Zerfällen – die Auswertung, d.h. die Wahl der Gates, mußte also sehr sorgfältig erfolgen. Eine dritte Einschränkung war statistischer Natur, denn intensitätsschwache Flugkomponenten hoben sich in den Spektren kaum vom Untergrund ab.

### Bestimmung der Lebensdauer

Zur Bestimmung der Lebensdauer gemäß Gleichung 3.6 ist in einem letzten Schritt die zeitliche Ableitung der (normierten) Flugpeakintensität zu berechnen. Dies geschah mit Hilfe des Programms *Napatau*, das quasi einen simultanen Fit der Verläufe von Flug- und Stoppeakintensität vornimmt [39]. Der Verlauf

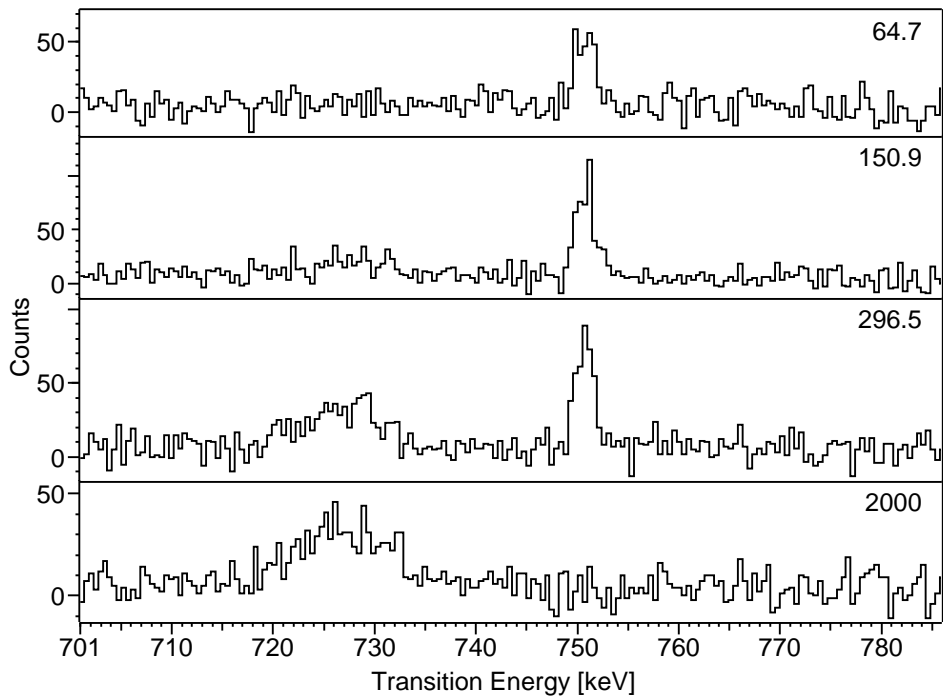


Abbildung 3.8: Ausschnitt der Koinzidenzspektren bei vier verschiedenen Target-Stopper-Abständen für Ring 1. Bei 726 keV ist der Flug- und bei 751 keV ist der Stoppeak des  $3^- \rightarrow 2_1^+$  Übergangs in  $^{46}\text{V}$  zu erkennen. Als Gate diente die Flugkomponente des  $5^- \rightarrow 3^-$  Übergangs in den Ringen 0, 1, 2, 3, 4 und 5. Der Target-Stopper-Abstand ist jeweils rechts oben (in  $\mu\text{m}$ ) angegeben.

der Flugpeakintensitäten wird durch eine Kurve gefittet, die aus stückweise definierten, stetig differenzierbar aneinandergesetzten Polynomen zweiten Grades besteht. Zusätzlich wird an die Stoppeakintensitäten die Zeitableitung der obigen Polynome angepaßt. Der freie Parameter für diese zweite Anpassung ist ein Multiplikator, der sogenannte Taufaktor, der der Lebensdauer entsprechen sollte.

Das Ergebnis des Verfahrens illustriert der  $\tau$ -Plot, Abbildung 3.9. Die aus den Spektren extrahierten Intensitäten sind normiert gegen den Target-Stopper-Abstand  $d$  aufgetragen mitsamt der angepaßten Kurven. Für jeden Abstand gewinnt man einen Lebensdauer-Wert, der Verlauf dieser Werte ist die sogenannte  $\tau$ -Kurve.

Um systematische Fehler zu erkennen, betrachtet man die Datenpunkte innerhalb des sogenannten sensitiven Bereichs. Dort sind die eingegangenen Intensitäten signifikant von Null verschieden; die bestimmten Lebensdauerwerte weisen relativ kleine Fehler auf. Innerhalb des sensitiven Bereichs sollten die Werte für  $\tau$  konstant sein. Aus ihnen bildet man den gewichteten Mittelwert, der die gesuchte Lebensdauer ergibt. Eine nicht-statistische Verteilung der Einzelwerte dieser Kurve läßt auf einen systematischen Fehler schließen.

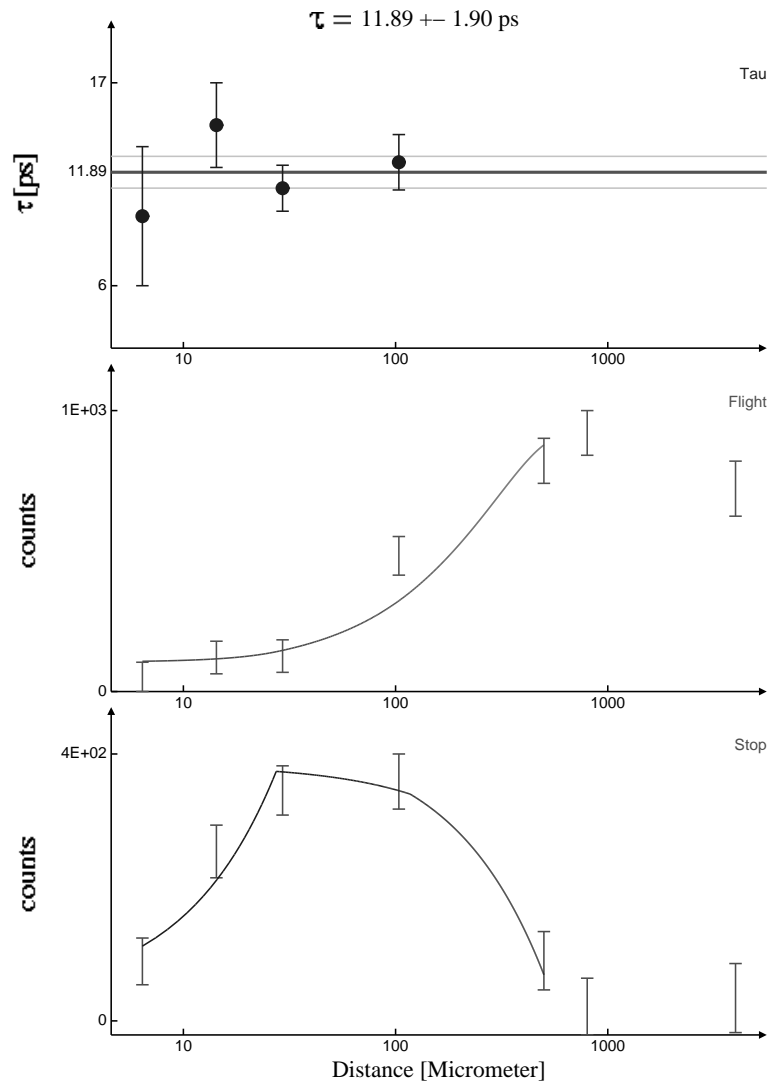


Abbildung 3.9: Ring 1, Teil I: DDCM-Analyse des  $5^- \rightarrow 3^-$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinkidenz zum Flugpeak des 1134 keV Übergangs ( $7^- \rightarrow 5^-$ ). Von oben nach unten:  $\tau$ -Kurve, Verlauf der Flug- und Stoppeakintensität gegen Target-Stopper-Abstand.



# Kapitel 4

## Ergebnisse der Messungen

In diesem Kapitel sind die Resultate der Auswertungen aller drei Messungen zusammengefasst. Das Termschema von  $^{48}\text{Cr}$  wurde im Bereich niedriger Spins erweitert. Ferner erfolgte für diesen Kern die Zuweisung von Spinquantenzahlen und Multipol-Mischungsverhältnissen, insbesondere für den Zerfall aus der non-yrast Bande. Für den Kern  $^{46}\text{V}$  wurden Lebensdauern innerhalb der  $K^\pi = 0^-$  Bande bestimmt.

### 4.1 Ergebnisse zu $^{48}\text{Cr}$

In frühen teilchenspektroskopischen Arbeiten über die Struktur der Energieniveaus von  $^{48}\text{Cr}$  wurde die Reaktion  $^{50}\text{Cr}(\text{p,t})$  [40, 41, 42] benutzt. In diesen Veröffentlichungen wurde gezeigt, daß sich bei Anregungsenergien zwischen 3.4 und 6.1 MeV neun angeregte Zustände befinden. Allerdings waren die bestimmten Energien der Niveaus i.d.R. mit Unsicherheiten von über 10 keV versehen und wichen – wie die bestimmten Spinquantenzahlen – teilweise von Arbeit zu Arbeit voneinander ab. In jüngeren Untersuchungen mit Schwerionenreaktionen wurden eher die Hochspinzustände in  $^{48}\text{Cr}$  bevölkert, um die yrast Bande und einige non-yrast Zustände zu studieren [2, 5, 6]. Letztere wurden einer  $K^\pi = (4^-)$  Bande zugeordnet, aber Spin- und Paritätszuweisungen für diese Zustände waren unsicher und experimentell nicht eindeutig festgelegt [2].

Die Durchführung der OSIRIS- und der MINIBALL-Messung diente dazu, das bekannte Termschema zu erweitern und die sichere Zuordnung von Parität und Spins für die Seitenbande zu treffen. Es wurden zehn neue  $\gamma$ -Übergänge und 17 angeregte Zustände in  $^{48}\text{Cr}$  beobachtet, davon neun erstmalig mit Mitteln der  $\gamma$ -Spektroskopie. Die weitere Auswertung ergab absolute Spinzuweisungen für drei dieser Zustände, sowie das Multipol-Mischungsverhältnis des Zerfalls des Seitenbandenkopfes bei 3533 keV und das Verzweigungsverhältnis der  $\gamma$ -Zerfälle des neuen Zustandes mit Spin  $3 \hbar$  bei 4063 keV. Abbildung 4.1 zeigt das Termschema von  $^{48}\text{Cr}$ , das aus den  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten der OSIRIS-Messung aufgebaut

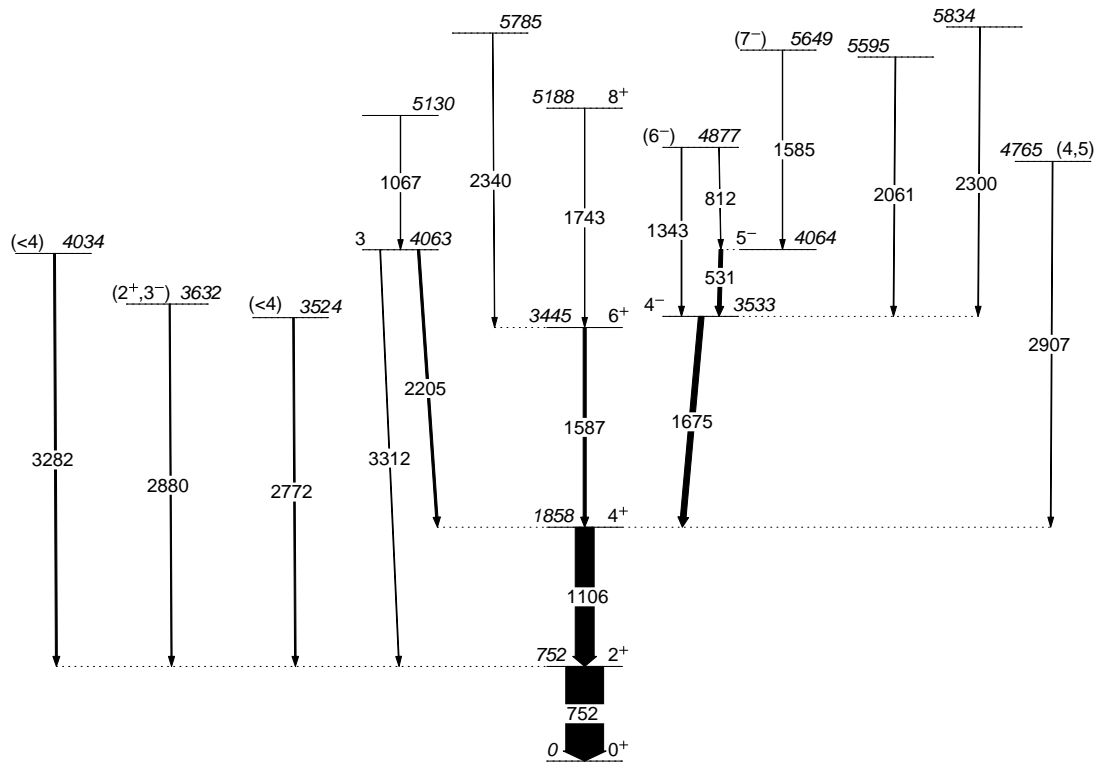


Abbildung 4.1: Das im Rahmen dieser Arbeit erhaltene Termschema von  $^{48}\text{Cr}$ . Die Spin- und Paritätsangaben innerhalb der Grundzustandsbande und für die Niveaus bei 4877 und 5650 keV sind der Vollständigkeit halber angegeben. Diese genannten Zustände zerfallen über gestreckte  $E2$ -Übergänge, siehe z.B. [2]. Die geklammerten Angaben für das Niveau bei 3632 keV stammen aus [10] und sind verträglich mit dem Resultat dieser Arbeit.

wurde.

Es zeigten sich mehrere bisher unbekannte Niveaus zwischen 3.4 und etwa 4 MeV Anregungsenergie, die weder zur Grundzustandsbande noch zur Seitenbande gehören. Es wurden keine Zerfälle auf diese Zustände beobachtet. Die Energien von drei dieser Niveaus waren schon in [41] relativ gut bestimmt worden, sie liegen bei 3524 und 3632 keV und bei 4063 bzw. 4064 keV. Die beiden letztgenannten waren bisher nicht als Dublett erkannt worden, aber die Koinzidenzbeziehungen dieser Arbeit ergaben ihre genaue Platzierung im Termschema. Unterhalb von 3.4 MeV wurden keine non-yrast Zustände beobachtet. Dies ist bemerkenswert, da nach der durchgeführten ( $^3\text{He}, n$ )-Reaktion die vollständige  $\gamma$ -Spektroskopie im Spinbereich von  $3\hbar$  und  $4\hbar$  und einem Energiebereich bis über 4 MeV möglich war.

Die Analyse der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen alleine ermöglichte keine eindeutige Zuordnung eines neuen Niveau-Spins ( $J$ ) oder die Angabe eines Multipol-



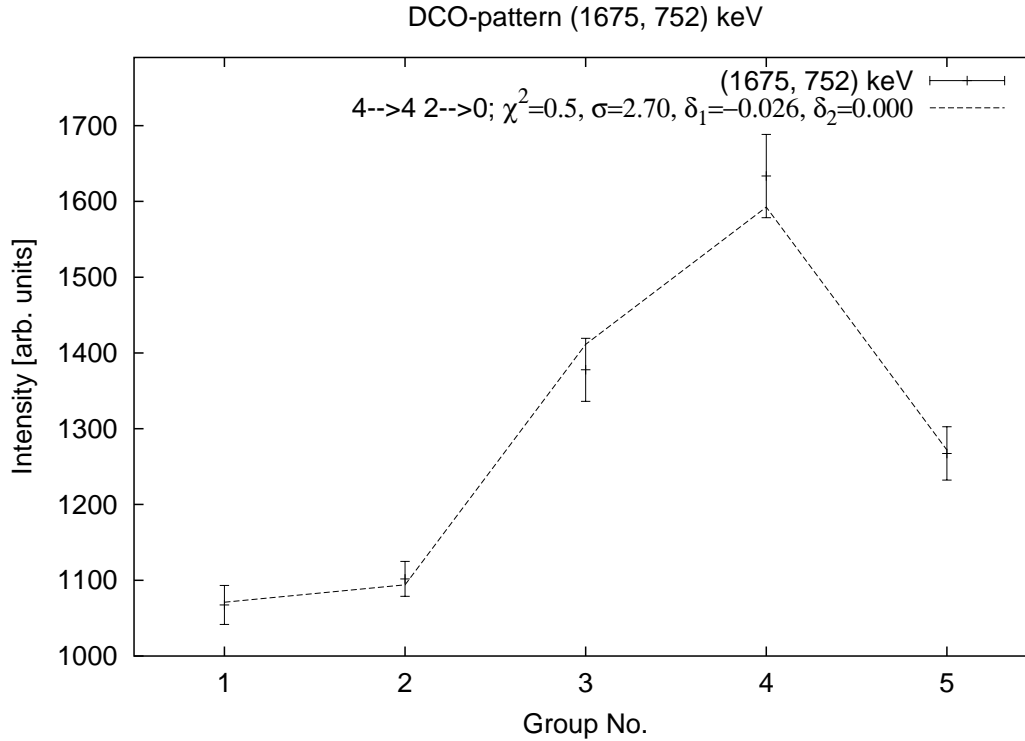


Abbildung 4.2: Intensitätsverteilung der 1675 keV — (1106 keV —) 752 keV Kaskade für die Spinhypothese  $J_i = 4\hbar$ , bei der es nur ein  $\chi^2$ -Minimum gab.

Mischungsverhältnisses ( $\delta$ ). Einige Mehrdeutigkeiten konnten nach der Auswertung des MINIBALL-Experiments ausgeschlossen werden. Abbildung 4.2 illustriert die Bestimmung der eindeutigen Lösung für das  $\delta$  des  $\gamma$ -Überganges von 1675 keV (vgl. Abb. 3.3, S. 19). Eine weitere wertvolle Information aus der Analyse der Korrelationen war die Unverträglichkeit der gemessenen  $\gamma$ -Intensitäten mit Spinhypothesen  $\leq 2\hbar$  für das Niveau bei 4063 keV. Für die Zerfälle dieses Niveaus wurden Verzweungsverhältnisse bestimmt, für zwei weitere Übergänge ergaben sich (zweideutige) Multipol-Mischungsverhältnisse.

Die Ergebnisse der Experimente zu  $^{48}\text{Cr}$  sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Das mit Null verträgliche  $\delta$  für den 531 keV-Übergang ist in Klammern angegeben, aufgrund der Messung von Ekström et al. [43] ( $|\delta_{531}(E2/M1)| > 20$ ) ist es auszuschließen.

Die Anregungsfunktion wurde mit dem  $4_1^+$  Zustand bei 1858 keV als Referenz im Sinne von Gleichung 3.4 analysiert. Damit wurde folgende Wahl für alle untersuchten Niveaus getroffen:

$$A = (2_1^+ \xrightarrow{752\text{MeV}} 0_1^+), \quad B = (4_1^+ \xrightarrow{1106\text{MeV}} 2_1^+) \quad \text{und} \quad E^0 = 7 \text{ MeV} .$$

Bereits bekannt waren die Spins der Zustände bei 1858 keV ( $4_1^+$ ) und bei 3445 keV

Tabelle 4.1: Ergebnisse beider Experimente zu  $^{48}\text{Cr}$ : Neue Niveauenergien, Spinzuzuweisungen und Energien der  $\gamma$ -Übergänge, sowie Multipol-Mischungs- und Verzweigungsverhältnisse ( $b$ ).

$E_x$ [keV]	$J$ [ $\hbar$ ]	$E_\gamma$ [keV]	$\delta$	$b$ [%]
3524	(<4)	2772		
3533	4	1675	-0.01(5)	
3632	(<4)	2880		
4034	(<4)	3282		
4063	3*	2205	-0.04(5) oder $\geq 10$	78(10)
		3312		22(5)
4064	5	531	(0.01(5) oder $\geq 7$ )	
4765	(4, 5)	2907		
4877	(5, 6)	1343		
5130		1067		
5595		2061		
5785		2340		
5834		2300		

\*  $J > 2\hbar$  aus Winkelkorrelation,  $J < 4\hbar$  aus Anregungsfunktion

( $6_1^+$ ). Die gemessenen Kurven ( $R(E)$  gegen  $E$ ) für diese Niveaus dienen zum Vergleich mit Kurven für Zustände unbekannter Spins.

Aus der Analyse der Anregungsfunktion resultieren die absoluten Spinwerte  $4\hbar$  und  $5\hbar$  für die untersten zwei Zustände der Seitenbande, und für das Niveau bei 4063 keV wurden Spinwerte  $\geq 4\hbar$  ausgeschlossen. In Abbildung 4.3 sind diese Ergebnisse dargestellt. Man erkennt, daß verschiedene Spins im Bereich  $3\hbar, \dots, 6\hbar$  gut unterschieden werden können.

Die Ergebnisse für die Zustände bei 3524, 3632, 4034 keV sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Kurven liegen deutlich unter der Referenzkurve für Spin  $4\hbar$ . Deshalb kann für diese Zustände eine obere Spingrenze von  $3\hbar$  angegeben werden. Da in diesem Spinbereich keine  $\gamma\gamma$ -Anregungsfunktionen bekannter Niveaus liegen, konnten jedoch keine eindeutigen Zuweisungen gemacht werden. Die Resultate der Anregungsfunktion (vgl. Tab. 4.1) stimmen für die Zustände, die bereits in [41] beobachtet wurden, mit den früheren Werten überein. Für die restlichen Zustände (4765 und 4877 keV) sind die Ergebnisse in Abbildung A.1 im Anhang dargestellt.

Auf die Frage nach der Parität der Seitenbande und anderer Zustände wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

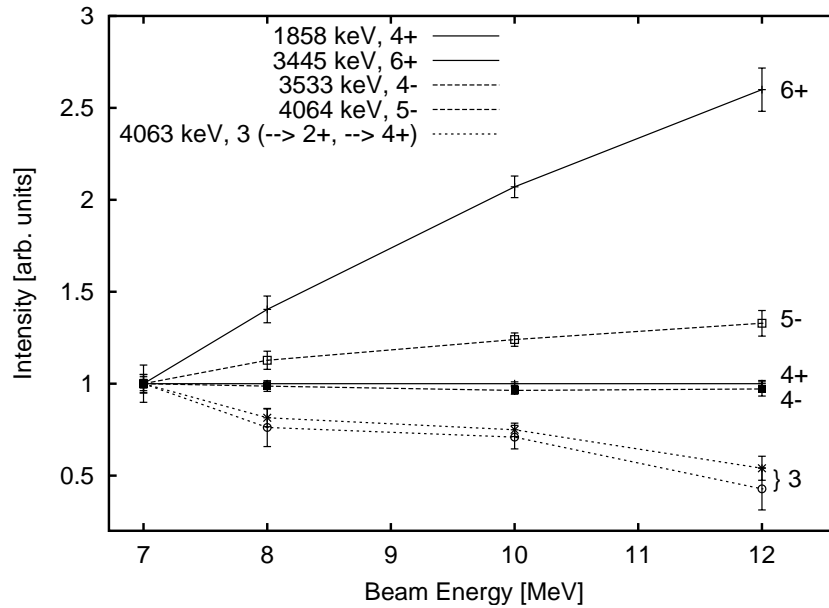


Abbildung 4.3: Intensitätsverhältnisse  $R(E)$  für entvölkernde Übergänge verschiedener Niveaus (Gate von unten). Die Referenzkurven ( $4_1^+$  und  $6_1^+$  Zustand) sind durchgezogen gezeichnet, die Kurven für die Zerfälle der Seitenbande sind gestrichelt und für beide Zerfälle des 4063 keV Niveaus sind sie gepunktet.

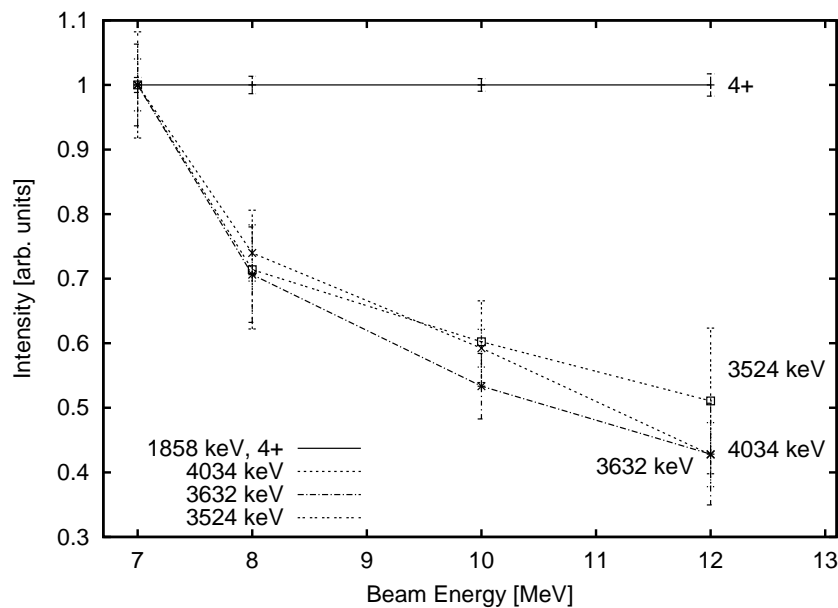


Abbildung 4.4: Intensitätsverhältnisse  $R(E)$  wie in Abb. 4.3. Die Referenzkurve ( $4_1^+$  Zustand) ist durchgezogen gezeichnet. Die Kurven für beide Zerfälle des 4063 keV Niveaus (s. o.) weichen nur bei 10 MeV Strahlenergie geringfügig nach oben ab.

## 4.2 Ergebnisse zu $^{46}\text{V}$

Systematische Untersuchungen der Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{46}\text{V}$  in den letzten zwei Jahren hatten eine Fülle an Informationen über Lebensdauern in diesem Kern zu Tage gebracht. Im Bereich unter 5 ps hatten Brandolini et al. [3] 14 Lebensdauern bestimmt. In der Veröffentlichung von Möller et al. [11] werden sechs weitere Lebensdauern, die zwischen 5 und 1000 ps liegen, angegeben und erstmalig die  $E1$ -Übergangswahrscheinlichkeit eines isospin-erlaubten Zerfalls aus der  $K^\pi = 0^-$  Bande zu einem Zustand mit  $T = 1$ . Um systematisch die isospin-erlaubten  $E1$   $\gamma$ -Zerfälle untereinander und mit isospin-verbotenen  $E1$  Übergängen zu vergleichen, wurde die in dieser Arbeit beschriebene RDDS-Lebensdauer-Messung durchgeführt. Im Gegensatz zu [3] war der Messbereich der angewandten Methode geeignet, um den relevanten Lebensdauerbereich von einer bis zu mehreren hundert Pikosekunden abzudecken, und im Gegensatz zu [11] bevölkerte die gewählte Kernreaktion auch die interessanten Zustände der  $K^\pi = 0^-$  Bande hinreichend stark.

Insgesamt wurden in  $^{46}\text{V}$  Lebensdauern für vier Zustände der  $K^\pi = 0^-$  Bande bestimmt. Für drei davon war die Lebensdauer bisher unbekannt. Zur Orientierung sei auf Abbildung A.2 im Anhang auf Seite 58 verwiesen, wo das Termschema von  $^{46}\text{V}$  dargestellt ist. Im Anhang befinden sich auch  $\tau$ -Plots zu sämtlichen Lebensdauerwerten, die in die Berechnung der Endergebnisse eingegangen sind.

Vor der Vorstellung der eigentlichen Ergebnisse dieser Messung ist die Bestimmung der (bereits bekannten) Lebensdauer des  $2_1^+$  Zustandes in  $^{46}\text{Ti}$  geschildert. Dies war relativ einfach möglich, da die angeregten Zustände dieses Kerns sehr viel stärker bevölkert wurden als die des Nachbarn mit  $N = Z$ . Auf diese Art wurde kontrolliert, ob nach den vorbereitenden Schritten der Auswertung – Abstandseichung, Normierung und Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit – keine meßtechnischen Probleme vorliegen und verlässliche Lebensdauern bestimmt werden können.

### Der $2_1^+$ Zustand in $^{46}\text{Ti}$

Der  $2_1^+$  Zustand bei 889 keV Anregungsenergie zerfällt ausschließlich über einen  $E2$ -Übergang zum Grundzustand von  $^{46}\text{Ti}$ . Er wird vornehmlich direkt vom  $4_1^+$  Niveau über einen Übergang von 1121 keV bevölkert. Auf dessen Flug-Komponente wurde zur Bestimmung der Lebensdauer des  $2_1^+$  Zustandes geschnitten, wobei sämtliche Ringe zum Gaten der Spektren verwendet werden konnten. Zum Auswerten wurden nur die Ringe 3 und 4 (nahe  $90^\circ$  zum Strahl) nicht genutzt. In ihren Spektren überlappen die Flug- und Stop-Komponenten aller betrachteten Übergänge.

Abbildung A.11 im Anhang zeigt die Ergebnisse der Einzelmessungen aus Teil II. Insgesamt wurde als gewogenes Mittel bestimmt:

$$\tau(2_1^+, ^{46}\text{Ti}) = (7.30 \pm 0.22) \text{ ps} .$$

Dies – wie auch die Ergebnisse der Einzelmessungen – ist im Rahmen der Fehler gut mit dem Literaturwert  $7.68(22)$  ps von [44] in Übereinstimmung. In [11] wird der Wert  $7.63(7)$  ps angegeben, wobei zu berücksichtigen ist, daß dort (auch eine RDDS-Messung) lediglich der statistische Fehler angegeben wurde. Versehen mit einem realistischen systematischen Fehler von 2% für diesen Wert ergibt sich auch hier Übereinstimmung.

Ungünstigerweise war es nicht möglich, aus Teil I der Messung Lebensdauern für den  $2_1^+$  Zustand in  $^{46}\text{Ti}$  zu ermitteln. Für eine Lebensdauer in der oben angegebenen Größe liegen die gewählten Target-Stopper-Abstände dieses Teils so ungünstig, daß die Freiheiten beim Fit der Intensitätsverläufe und der Wahl des sensitiven Bereiches zu stark variierenden Ergebnissen führen. In Abbildung 4.5 ist dies beispielhaft illustriert. Trotz dieser Schwierigkeit ist klar, daß beide Teile konsistente und korrekte Ergebnisse liefern, da für die bestimmten Lebensdauern in  $^{46}\text{V}$  die Ergebnisse von Teil I und II nicht systematisch voneinander abweichen.

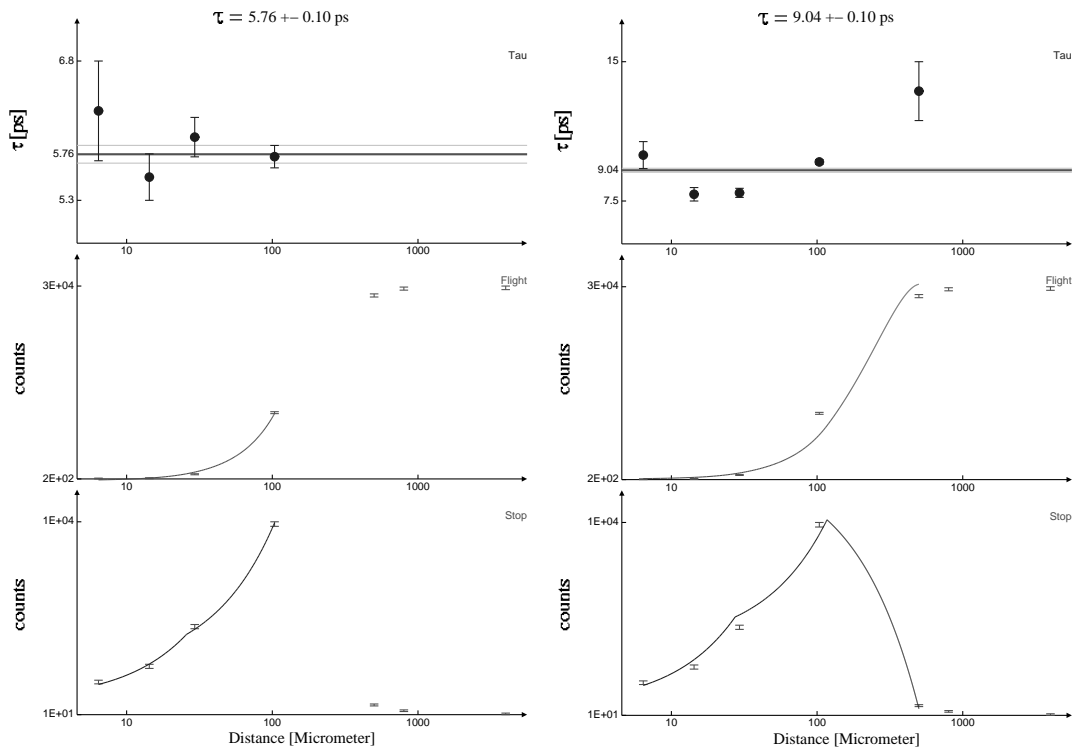


Abbildung 4.5: Ring 5, Teil I: Versuchte DDCM-Analyse des  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Zerfalls in  $^{46}\text{Ti}$  in Koinzidenz zum Flugpeak des  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  Übergangs. Je nach Wahl des sensitiven Bereiches wird die Lebensdauer unter- oder überschätzt.

Von oben nach unten:  $\tau$ -Kurve, Verlauf der Flug- und Stoppeakintensität gegen Target-Stopper-Abstand.

### Der $3^-$ Zustand bei 1665 keV

Um die Lebensdauer dieses Zustandes in  $^{46}\text{V}$  zu bestimmen, wurden nur die Ringe 0 bis 5 zum Gaten verwendet. Be- und entvölkernder Übergang (722 bzw. 751 keV) liegen energetisch so nah beieinander, daß für die Ringe 6 und 7 die Flugkomponente des bevölkernden Übergangs bei etwa 750 keV liegt. Die Schnittspektren für Ring 7 wurden aufgrund schwacher Statistik verworfen, so daß beide Teile der Messung jeweils fünf unabhängige  $\tau$ -Werte lieferten. Abbildung 4.6 illustriert exemplarisch das Ergebnis für Ring 1 aus Teil II. Die Lebensdauer des  $3^-$  Zustandes ergab sich schließlich zu

$$\tau(3^-) = (15.91 \pm 0.38) \text{ ps} .$$

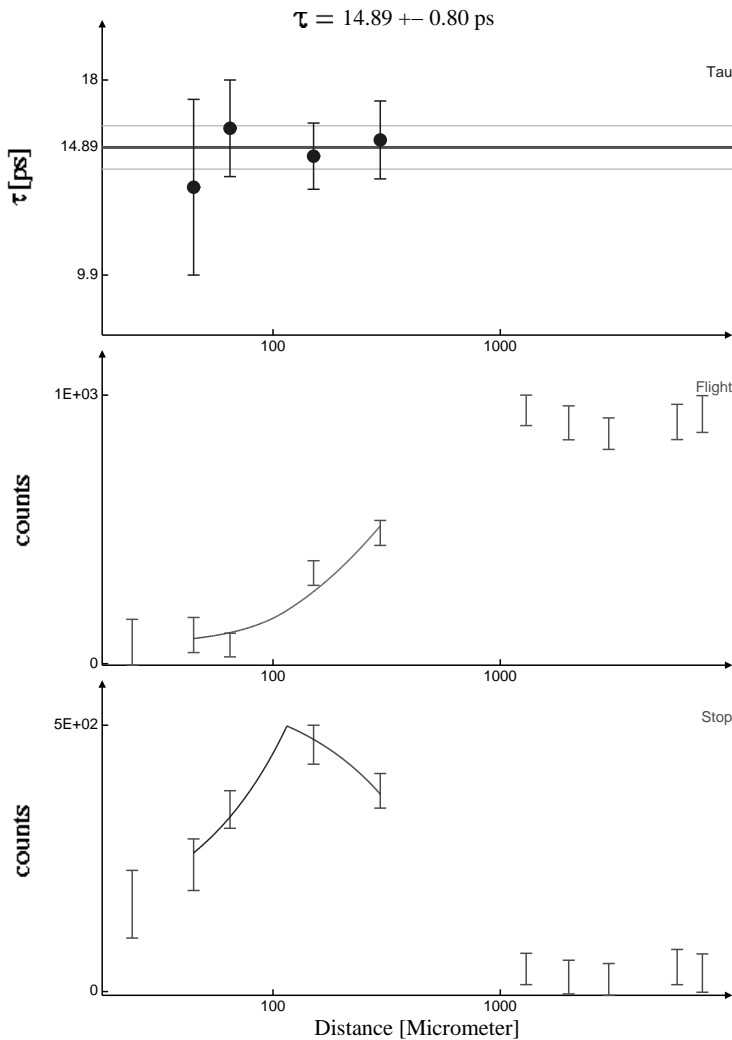


Abbildung 4.6: DDCM-Analyse des  $3^- \rightarrow 2_1^+$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinkidenz zum Flugpeak des 722 keV Übergangs ( $5^- \rightarrow 3^-$ ).

Von oben nach unten:  $\tau$ -Kurve, Verlauf der Flug- und Stoppeakintensität gegen Target-Stopper-Abstand.

### Der $4^-$ Zustand bei 1956 keV

Bei der Auswertung des Zerfalls dieses Niveaus wurden enge Gates ausschließlich auf die niederenergetische Flanke der Flugpeaks des direkt bevölkernden Übergangs (967 keV) gesetzt. Dadurch wurde die Kontamination der Schnittspektren durch einen unerwünschten Flugpeak vermieden. Weiterhin war das Gate in Ring 5 kontaminiert und Ring 7 lieferte zu wenig Statistik in den resultierenden Schnitten, so daß in den Ringen 0 bis 4 und 6 gegatet wurde. Für die Analyse der Spektren schied Ring 7 aufgrund schwacher Statistik wieder aus. Die Analyse für Ring 1 aus Teil I ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Als Ergebnis ist  $30.71(51)$  ps das gewichtete Mittel für alle zehn Werte, die allerdings stark streuen. Deshalb ist als Fehler die Streuung der Werte angegeben, also

$$\tau(4^-) = (30.71 \pm 0.91) \text{ ps} .$$

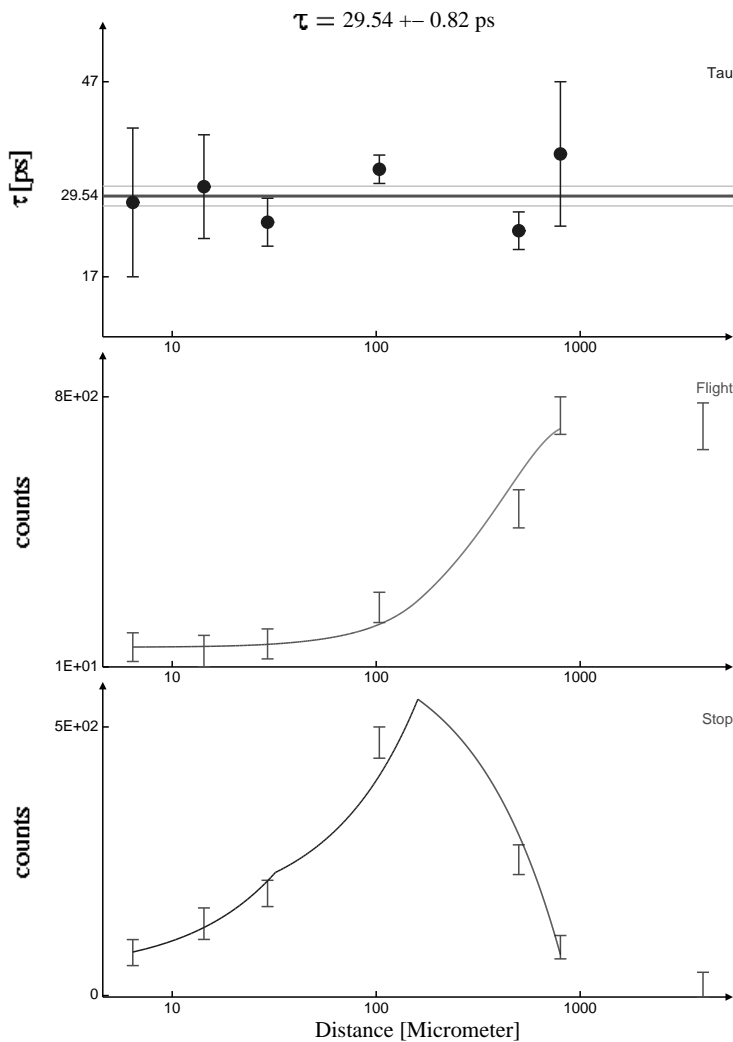


Abbildung 4.7: DDCM-Analyse des  $4^- \rightarrow 2^-$  Zerfalls in Koinzidenz zum 967 keV Übergang ( $6^- \rightarrow 4^-$ ).

### Der $5^-$ Zustand bei 2387 keV

Die Auswertung der Schnittspektren für den  $5^-$ -Zustand war nur in zwei Ringen möglich. Es wurde auf den Flugpeak des direkt bevölkernden 1134 keV Übergang gegatet, wobei Ring 3 aufgrund einer Kontamination und Ring 7 wegen mangelnder Statistik zum Gaten ausfielen. Die Kontamination der Schnittspektren durch den Flugpeak des koinzidenten 751 keV Übergangs verhinderte die Auswertung für die Ringe 0, 5, 6 und 7. Der sensitive Bereich erstreckt sich – wie bei der Auswertung des  $2_1^+$  Zustandes in  $^{46}\text{Ti}$  – über die ersten fünf Abstände, allerdings war hier die Analyse für beide Teile der Messung möglich. Die Abbildungen 3.9 (s. S. 29) und 4.8 zeigen zwei der vier Teilergebnisse. Das gewichtete Mittel ist

$$\tau(5^-) = (12.18 \pm 0.44) \text{ ps} .$$

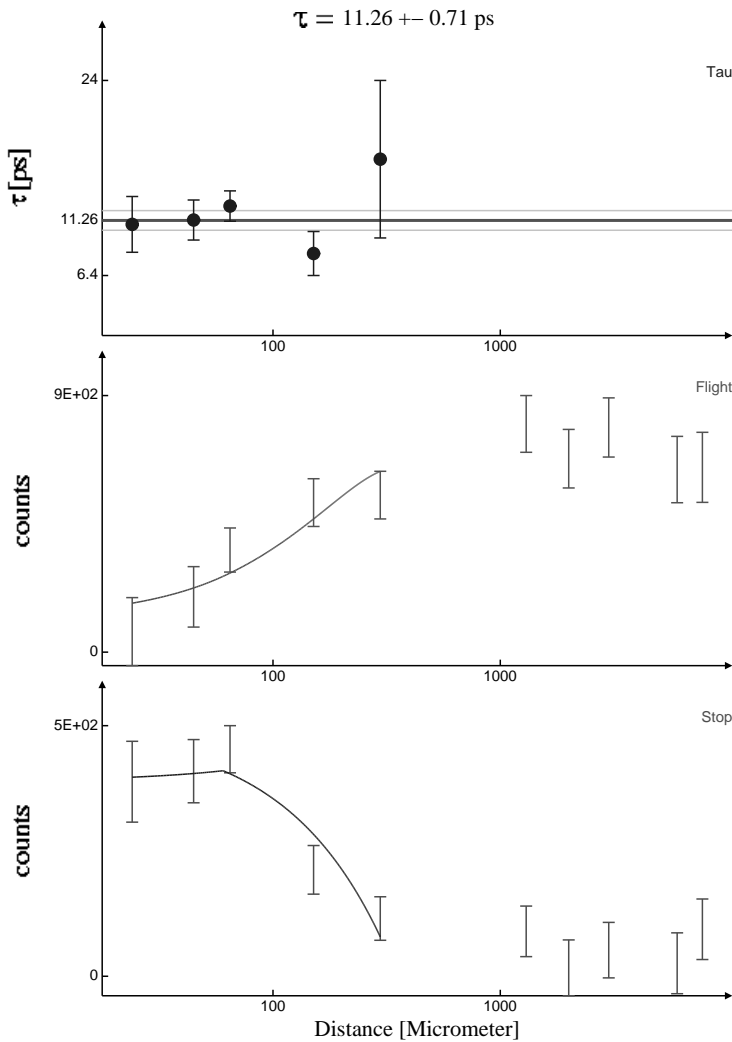


Abbildung 4.8: Ring 2, Teil II: DDCM-Analyse des  $5^- \rightarrow 2^-$  Zerfalls in Koinzidenz zum 1134 keV Übergang ( $7^- \rightarrow 5^-$ ).



### Der $6^-$ Zustand bei 2923 keV

Die Lebensdauer des  $6^-$  Zustandes ist so kurz, daß zur ihrer Bestimmung nur Daten aus Teil I der Messung verwendet werden konnten. Es konnten ausschließlich die Schnittspektren der Ringe 0, 1 und 6 im Gate auf Ring 1 analysiert werden. Durch mehrere Kontaminationen wurden die übrigen Spektren unbrauchbar. In Abbildung 4.9 erkennt man deutlich die nachlassende Statistik im Vergleich zu den Daten der energetisch tiefer liegenden Zustände. Es ergab sich

$$\tau(6^-) = (2.72 \pm 0.40) \text{ ps} ,$$

was innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Wert von 3.3(7) ps aus [3] übereinstimmt.

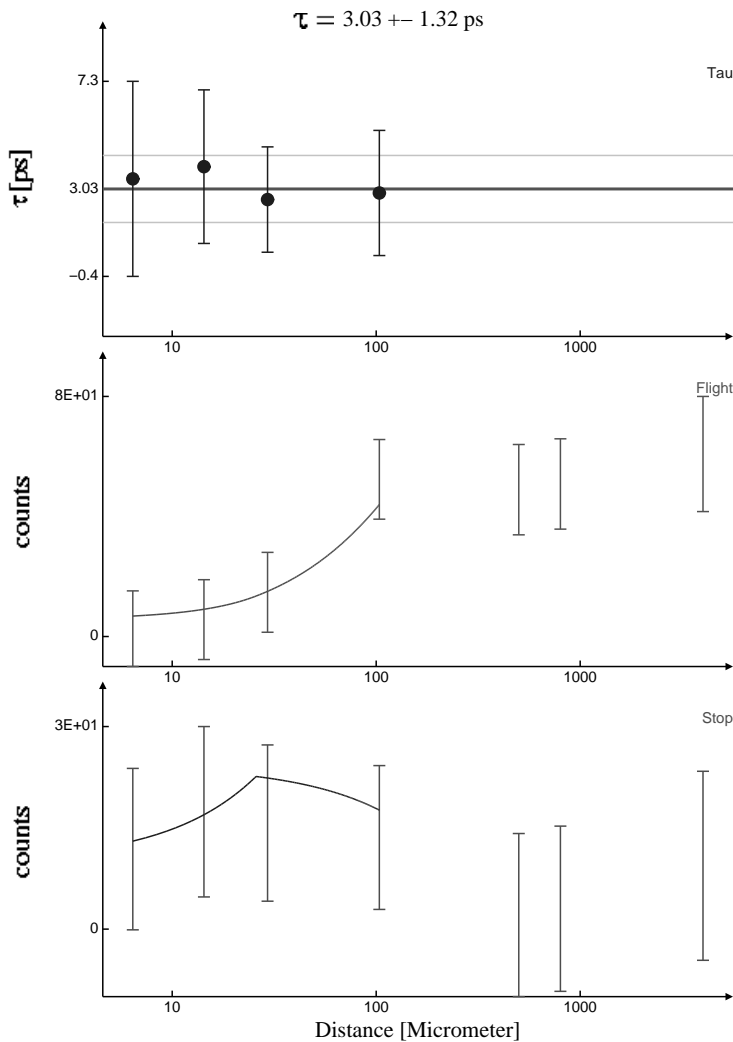


Abbildung 4.9: Ring 6, Teil I: DDCM-Analyse des  $5^- \rightarrow 4^-$  Zerfalls in Koinzidenz zum  $1260 \text{ keV}$  Übergang ( $8^- \rightarrow 6^-$ ).

Darüber hinaus konnten in der  $K^\pi = 0^-$  Bande keine Lebensdauern höher liegender Zustände bestimmt werden. Im direkten Gate von oben konnte der  $7^-$

Zerfall nicht mit ausreichender Statistik beobachtet werden. Ebenso gaben die Koinzidenzspektren für höher liegende Zerfälle in dieser Bande nicht genügend Intensität für eine Analyse her.

# Kapitel 5

## Diskussion

In diesem Kapitel werden die in Kapitel 4 vorgestellten Meßergebnisse interpretiert und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Dazu wird vorher ein kurzer Abriß der zugrundeliegenden Physik gegeben, wobei der Begriff der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit mehrfach herangezogen wird. Im weiteren Lauf der Diskussion wird auf die Isospin-Auswahlregeln und das Rotationsmodell zurückgegriffen.

### Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten

Betrachtet man Kernzustände und die  $\gamma$ -Übergänge zwischen ihnen, so beschreibt die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(\sigma\lambda)$  die Zerfallswahrscheinlichkeit unabhängig von der Energie der emittierten  $\gamma$ -Strahlung. Sie hängt mit der Übergangsrate  $T_{fi}$  für die Emission eines Photons der Energie  $E_\gamma$ , und des Multipol-Charakters  $\sigma\lambda$  zusammen über

$$T_{fi}(\sigma\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\hbar\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(\sigma\lambda; J_i \rightarrow J_f), \quad (5.1)$$

wenn ein Kern vom Zustand  $i$  in den Zustand  $f$  zerfällt. Mit  $T_{fi}(\sigma\lambda) = 1/\tau$  erlaubt diese Formel die Berechnung des  $B(\sigma\lambda)$  Wertes aus einer gemessenen Lebensdauer, wobei in der Praxis noch weitere experimentelle Größen zu berücksichtigen sind. Z.B. gilt:

$$B(E1) = 6.3 \cdot 10^{-16} \left(\frac{1}{1+\alpha}\right) \left(\frac{1}{1+\delta^2}\right) b E_\gamma^{-3} \tau^{-1} \quad [e^2\text{fm}^2],$$
$$B(E2) = 8.2 \cdot 10^{-10} \left(\frac{1}{1+\alpha}\right) \left(\frac{\delta^2}{1+\delta^2}\right) b E_\gamma^{-5} \tau^{-1} \quad [e^2\text{fm}^4].$$

Dabei wird die Übergangsenergie in MeV angegeben,  $b$  ist das Verzweigungsverhältnis (in %),  $\delta$  das jeweilige Multipol-Mischungsverhältnis und  $\alpha$  der totale innere Konversionskoeffizient. Von praktischer Bedeutung sind in diesem Zusammenhang die Weisskopfschen Abschätzungen. Sie geben die  $B(\sigma\lambda)$  Werte für

Übergänge zwischen Einteilchen-Zuständen in Abhängigkeit von der Massenzahl  $A$  (und der Multipolordnung  $\lambda$ ) an. Z.B. folgt mit Gleichung 5.1

$$B_W(E1) = 6.4 \cdot 10^{-2} A^{2/3} e^2 \text{fm}^2, \quad B_W(E2) = 5.9 \cdot 10^{-2} A^{2/3} e^2 \text{fm}^4.$$

Damit kann man die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten in den sogenannten Weisskopf Einheiten (W.u.) angeben, d.h. pro Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeit. Eine ausführliche Darstellung dazu findet man beispielsweise in [45].

## 5.1 Isospin

Die Kernkräfte sind in sehr guter Näherung ladungsunabhängig. Deshalb kann man Neutronen und Protonen als verschiedene Zustände desselben Teilchens auffassen [46], die man durch Anlegen eines externen elektrischen Feldes unterscheiden kann. Ähnlich wie bei der formalen Beschreibung des gewöhnlichen Spins beschreibt man nun die Basiszustände Neutron ( $\nu$ ) und Proton ( $\pi$ ) im Isospinraum mit

$$\nu := \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \pi := \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Der hermitesche Operator, dessen Eigenzustände  $\nu$  und  $\pi$  mit den Eigenwerten  $+1/2$  bzw.  $-1/2$  sind, lautet

$$\hat{\tau}_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Er bildet die dritte Komponente des Isospinvektors  $\hat{\boldsymbol{\tau}}$ , der bis auf den Faktor  $1/2$  völlig analog zum Vektor  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$  ist, der aus den Pauli-Spinmatrizen gebildet wird.

Für Systeme aus  $A$  Nukleonen, d.h. Kerne, addiert man die Isospin-Vektoren der einzelnen Nukleonen, um den Gesamtisospin  $\hat{\boldsymbol{T}}$  zu erhalten:

$$\hat{\boldsymbol{T}} = \sum_{k=1}^A \hat{\boldsymbol{\tau}}_{(k)}.$$

Seine  $z$ -Komponente hat damit den halben Neutronenüberschuss  $T_z = (N - Z)/2$  als Eigenwert. Insgesamt erfüllt  $\hat{\boldsymbol{T}}$  die Vertauschungsrelationen eines Drehimpulsvektors. Vertauscht sein Quadrat mit dem Hamiltonoperator, so sind dessen zugehörige Eigenwerte  $T(T + 1)$  mit  $|T_z| \leq T \leq A/2$ . Zu jedem Kernzustand mit Isospinquantenzahl  $T$  existieren also  $2T + 1$  Analogzustände in den isobaren Nachbarkernen. Innerhalb eines solchen Isospin-Multipletts durchlaufen dann die Komponenten  $T_z$  die Werte von  $-T$  bis  $+T$ .

Aus dem Isospin-Formalismus ergeben sich folgende Identitäten für die Ladung  $q$  und das magnetische Moment  $\mu$  eines Nukleons:

$$q = \left( \frac{1}{2} - \hat{\tau}_z \right) e \quad \text{und} \quad \mu = \left( \frac{1}{2} - \hat{\tau}_z \right) \mu_\pi + \left( \frac{1}{2} + \hat{\tau}_z \right) \mu_\nu$$

mit der Elementarladung  $e$  und den magnetischen Momenten  $\mu_\pi$  und  $\mu_\nu$  für Proton und Neutron. Somit lassen sich bestimmte Operatoren in einen von  $\hat{\tau}_z$  unabhängigen (isoskalaren) und einen von  $\hat{\tau}_z$  abhängigen (isovektoriellen) Term zerlegen.

### Isospin-Auswahlregeln

Zur Betrachtung von  $E1$  Übergängen zerlegt man den elektrischen Dipoloperator  $\hat{M}(E1)$  in seinen isoskalaren und -vektoriellen Anteil

$$\hat{M}(E1) = \sum_{k=1}^A q_{(k)} \hat{\mathbf{r}}_{(k)} = \frac{e}{2} \sum_{k=1}^A \hat{\mathbf{r}}_{(k)} - e \underbrace{\sum_{k=1}^A \hat{\tau}_{z(k)} \hat{\mathbf{r}}_{(k)}}_{=:\hat{M}(E1)^{IV}} ,$$

wobei  $\hat{\mathbf{r}}_{(k)}$  den Ortsoperator des  $k$ -ten Nukleons bezeichnet. Im Schwerpunktsystem (des gesamten Kerns) verschwindet der isoskalare Anteil von  $\hat{M}(E1)$  und liefert keinen Beitrag zu einem Übergangsmatrixelement zwischen verschiedenen Kernzuständen.

In  $N = Z$  Kernen ergibt sich wegen  $T_z = 0$  das Übergangsmatrixelement zwischen den Zuständen  $i$  und  $f$  für den verbleibenden Anteil gemäß

$$\langle T^f T_z^f | \hat{M}(E1)^{IV} | T^i T_z^i \rangle = \frac{\langle T^i T_z^i | 10 | T^f T_z^f \rangle}{\sqrt{2T_f + 1}} \langle T^f || \hat{M}(E1)^{IV} || T^i \rangle , \quad (5.2)$$

wobei in der Notation andere Quantenzahlen zur Bezeichnung der Zustände unterdrückt wurden. Aus den Symmetrieeigenschaften der Clebsch-Gordan-Koeffizienten folgt mit  $T^i = T^f$  das Verschwinden des isovektoriellen Matrixelementes.

In selbstkonjugierten Kernen sind also  $E1$  Übergänge zwischen Zuständen gleichen Isospins verboten [47], falls der Isospin eine gute Quantenzahl ist. Durch den Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung wird diese Auswahlregel verletzt. In der Massenregion um  $A = 50$  sollten trotzdem die Übergangswahrscheinlichkeiten isospin-verbotener Übergänge nahe dem Grundzustand um ein bis zwei Größenordnungen abgeschwächt sein [47, 48].

Betrachtet man  $M1$  Übergänge, so läßt sich der Operator des magnetischen Moments  $\hat{M}(M1)$  zerlegen gemäß

$$\begin{aligned} \hat{M}(M1) &= \frac{\mu_K}{\hbar} \sum_{k=1}^A (g_{(k)}^s \hat{\mathbf{s}}_{(k)} + g_{(k)}^l \hat{\mathbf{l}}_{(k)}) \\ &= \frac{\mu_K}{\hbar} \sum_{k=1}^A \left[ \left( \frac{1}{2} - \hat{\tau}_{z(k)} \right) (g_\pi^s \hat{\mathbf{s}}_{(k)} + \hat{\mathbf{l}}_{(k)}) + \left( \frac{1}{2} + \hat{\tau}_{z(k)} \right) g_\nu^s \hat{\mathbf{s}}_{(k)} \right] \\ &= \frac{\mu_K}{\hbar} \left( \frac{1}{2} \sum_{k=1}^A \hat{\mathbf{l}}_{(k)} + 0.88 \sum_{k=1}^A \hat{\mathbf{s}}_{(k)} - \sum_{k=1}^A \hat{\tau}_{z(k)} (\hat{\mathbf{l}}_{(k)} + 9.42 \hat{\mathbf{s}}_{(k)}) \right) \quad (5.3) \end{aligned}$$

mit dem Kernmagneton  $\mu_K$ , dem Bahndrehimpuls  $\hat{l}_{(k)}$  und Spin  $\hat{s}_{(k)}$  des Nukleons  $k$  und den entsprechenden  $g$ -Faktoren, also  $g_\pi^s = 5.59$ ,  $g_\nu^s = -3.83$ ,  $g_\pi^l = 1$  und  $g_\nu^l = 0$ . Der erste Term in Gleichung 5.3 ist proportional zum Gesamtbahndrehimpuls und trägt nicht zum Übergangsmatrixelement bei. Der Koeffizient vor dem zweiten Term ist eine Größenordnung kleiner als der entsprechende Koeffizient im isovektoriellen Spinterm. Somit sollte die isoskalare Übergangswahrscheinlichkeit um zwei Größenordnungen unter der isovektoriellen liegen. Außerdem läßt sich analog zu Gleichung 5.2 zeigen, daß das isovektorielle  $M1$  Übergangsmatrixelement in  $N = Z$  Kernen für  $T_i = T_f$  auch verschwindet.

In selbstkonjugierten Kernen sind also  $M1$  Übergänge zwischen Zuständen gleichen Isospins um einen Faktor  $10^2$  schwächer als gewöhnliche  $M1$  Übergänge [47]. Dies entspricht dem experimentellen Befund für die  $N = Z$  Kerne der Massenregion  $20 \leq A \leq 40$ . Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für Übergänge mit  $T_i = T_f$  sind im Mittel um den Faktor 0.04 schwächer als die für Übergänge mit  $T_i = (T_f \pm 1)$  [47, 49].

## 5.2 Rotationsbanden

Liegt bei einem axialsymmetrischen Kern eine stabile Deformation vor, so sind Rotationen senkrecht zur Symmetrieachse möglich. Letztere sei die 3-Achse des körperfesten Systems  $(1, 2, 3)$ , das Laborsystem sei  $(x, y, z)$  (vgl. Abb. 5.1). Mit dem Drehimpulsoperator  $\hat{J}$ , seiner 3-Komponente  $\hat{K}$  und dem Trägheitsmoment  $\mathfrak{S}_0$  für Rotationen senkrecht zur 3-Achse ist der Rotationsanteil des Hamilton-Operators in gröbster Näherung

$$\hat{H}_{\text{rot}} = \frac{\hat{J}^2 - \hat{K}^2}{2\mathfrak{S}_0} .$$

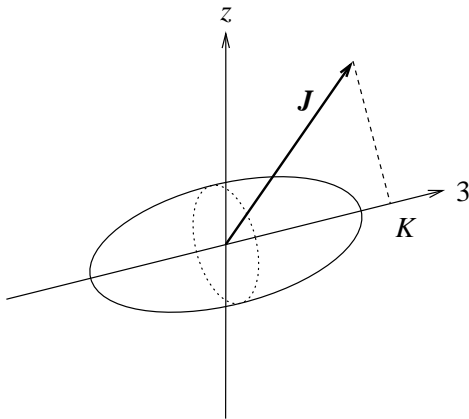


Abbildung 5.1: Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{J}$  und seine Projektion  $K$  auf die körperfeste 3-Achse.

In diesem Fall (starke Kopplung) ist  $K$  eine gute Quantenzahl; es ergeben sich als Energieeigenwerte für den Rotationsterm

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}_0} [J(J+1) - K^2] ,$$

mit  $J = K, K+1, K+2, \dots$  (Rotationsbande). Innerhalb einer solchen Bande sind die reduzierten  $E2$  Übergangswahrscheinlichkeiten vergleichsweise groß. Sie stehen über einen Clebsch-Gordan-Koeffizienten in Beziehung zum Quadrupolmoment  $Q_0$  im intrinsischen System:

$$B(E2; K(J+2) \rightarrow KJ) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle (J+2) K 2 0 | J K \rangle^2 .$$

Zur Berechnung des Quadrupol-Deformationsparameters  $\beta$  verwendet man [50]

$$Q_0 = \frac{3}{5\pi} Z e R_0^2 \beta \left( 1 + \frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \right)$$

gewöhnlicherweise mit dem Kernradius  $R_0 = 1.2 \text{ fm} \cdot A^{1/3}$ .

In der folgenden Diskussion werden Zerfälle von einer Rotationsbande mit  $K_i$  in eine zweite mit  $K_f$  betrachtet. Es erweist sich der Spezialfall, für den ein  $K = 0$  ist, als wichtig. In diesem Fall läßt sich das reduzierte Übergangsmatrixelement nach [51] angeben als:

$$\begin{aligned} \langle K_f J_f | \hat{M}(\sigma\lambda) | K_i = 0 J_i \rangle &= \quad (5.4) \\ &= \sqrt{2J_i + 1} \langle J_i 0 \lambda K_f | J_f K_f \rangle \langle K_f | \hat{M}'(\sigma\lambda, \nu = K_f) | K_i = 0 \rangle \begin{cases} 1 & \text{für } K_f = 0 \\ \sqrt{2} & \text{für } K_f \neq 0 \end{cases} \end{aligned}$$

Die rechte Seite der Gleichung wird bestimmt durch den Clebsch-Gordan-Koeffizienten  $\langle J_i 0 \lambda K_f | J_f K_f \rangle$  und das intrinsische Matrixelement. Letzteres enthält  $\hat{M}'(\sigma\lambda, \nu)$ , die  $\nu$ -Komponente des Tensoroperators  $\hat{M}(\sigma\lambda)$  bezüglich des intrinsischen Systems. Gilt für den betrachteten Übergang  $|K_i - K_f| > \lambda$ , so verschwindet das Matrixelement in Gleichung 5.4, was auf eine Auswahlregel schließen läßt. Derartige Zerfälle aus einer Rotationsbande in eine andere nennt man  $n$ -fach  $K$ -verboten mit

$$n := |K_i - K_f| - \lambda .$$

Empirisch zeigt sich, daß eine Erhöhung von  $n$  um eins der Abschwächung der Übergangswahrscheinlichkeit um zwei Größenordnungen entspricht [51].

## 5.3 $^{48}\text{Cr}$

Obwohl im Rahmen dieser Arbeit keine direkte Messung von Paritäten angeregter Kernzustände erfolgte, lassen sich diesbezüglich doch Schlußfolgerungen aus den in Abschnitt 4.1 geschilderten Ergebnissen ziehen. Zur Orientierung sei auf das Termschema von  $^{48}\text{Cr}$  auf Seite 32 verwiesen.

### 5.3.1 Zustände negativer Parität

Zunächst gibt es zwei schwache Hinweise darauf, daß dem Zustand bei 4063 keV mit Spin  $3\hbar$  negative Parität zugeordnet werden kann. Zum einen hatten Dorenbusch et al. [41] einem Niveau bei  $(4067 \pm 5)$  keV Spin und Parität von  $J^\pi = 3^-$  zugeordnet, dabei aber nicht erkannt, daß es sich um ein Duplett mit dem  $5\hbar$  Zustand der Seitenbande handelt. Zum anderen unterstützen Schalenmodellrechnungen (s. 5.3.2) die negative Parität, da sie keinen Zustand mit  $J^\pi = 3^+$  aufweisen, der hinreichend stark zum  $2_1^+$  und zum  $4_1^+$  zerfällt.

Für die non-yrast Seitenbande ist die Zuordnung negativer Parität dagegen stark favorisiert. Die Spinzuzuweisungen zeigen, daß es sich um eine Bande mit  $K = 4$  handelt. Ferner verschwindet das Multipol-Mischungsverhältnis des 1675 keV Übergangs vom Bandenkopf zur Grundzustandsbande, was einen nennenswerten Beitrag an Quadrupolstrahlung ausschließt. Für diesen  $4^\pi \rightarrow 4_1^+$  Übergang sind in Tabelle 5.1 die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten  $B(\sigma\lambda)$  bei jedem denkbaren Strahlungscharakter aufgelistet. Die Lebensdauer von 4.8(11) ns des  $4^\pi$  Zustandes wurde dabei [10] entnommen.

Tabelle 5.1: Denkbare reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten des  $4^\pi \rightarrow 4_1^+$  Übergangs in  $^{48}\text{Cr}$  aufgrund der experimentellen Daten und Abschätzungen dazu.

Charakter $\sigma\lambda$	$E1$	$M2$	$M1$	$E2$
$B(\sigma\lambda)_{\text{expt.}}$ [W.u.]	$3.3 \cdot 10^{-8}$	$\leq 1.9 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	$\leq 4.5 \cdot 10^{-7}$
$B(\sigma\lambda)_{\text{erw.}}$ [W.u.]	$\leq 10^{-7}$	$10^{-4}$	$10^{-8}$	$10^{-4}$

Da  $^{48}\text{Cr}$  ein wohldeformierter Kern ist – nahe dem Grundzustand ist  $\beta \approx 0.28$  [2] –, kann  $K$  als gute Quantenzahl angesehen werden. Hätte die non-yrast Bande nun positive Parität, so hätte eine beträchtliche  $E2$  Übergangswahrscheinlichkeit beobachtet werden müssen\*. Die lange Lebensdauer des Bandenkopfes und der

\*Außerdem hätten  $4^\pi \rightarrow 2_1^+$  und  $5^\pi \rightarrow 4_1^+$  Zerfälle beobachtet werden müssen aufgrund von Zustandsmischungen mit der Grundzustandsbande. In [2] gaben Brandolini et al. zwar einen Zerfall zum  $2_1^+$  an, dies beruhte aber auf einer optimistischen Interpretation der Spektren [52]. Die obere Grenze für das Intensitätsverhältnis  $I_\gamma(5^\pi \rightarrow 4_1^+)/I_\gamma(5^\pi \rightarrow 4^\pi) < 0.1$  schließt auch Bandenmischung aus.



reine Dipolcharakter seines Zerfalls übersteigen die zu erwartende Übergangswahrscheinlichkeit eines zweifach  $K$ -verbotenen  $E2$  Übergangs um mindestens zwei Größenordnungen (vgl. Tab. 5.1). Andererseits sind die beobachteten Werte in guter Übereinstimmung mit den zu erwartenden Übergangswahrscheinlichkeiten für einen dreifach  $K$ -verbotenen  $E1$ , der auch isospin-verboten ist, und für einen zweifach  $K$ -verbotenen  $M2$  Übergang. Deshalb kann dem Bandenkopf bei 3533 keV negative Parität zugeordnet werden, und damit auch der hierauf aufbauenden Bande.

Mit der Festlegung  $K^\pi = 4^-$  für die non-yrast Bande steht auch die Konfiguration für ihren Kopf fest. Entsprechende Rechnungen wurden in [2] ausgeführt: Large Scale Shell Model (LSSM) Rechnungen von Brandolini et al. reproduzieren die experimentellen Niveauenergien gut, wie in Abbildung 5.2 zu erkennen ist. Dabei wurde der volle  $pf$ -Konfigurationsraum (s. Abb. 5.3) um Anregungen von Nukleonlöchern in der  $1d_{3/2}$  Schale erweitert. Dies ist konsistent mit der Beschreibung als stark gekoppelte Bande relativ zu den Nachbarkernen mit  $A = 49$ , wobei sich die Konfiguration zu gleichen Beiträgen aus  $^{49}\text{Cr}(5/2^-) \otimes \nu d_{3/2}^{-1}$  und  $^{49}\text{Mn}(5/2^-) \otimes \pi d_{3/2}^{-1}$  gekoppelt zu maximalem Spin ergibt [2].

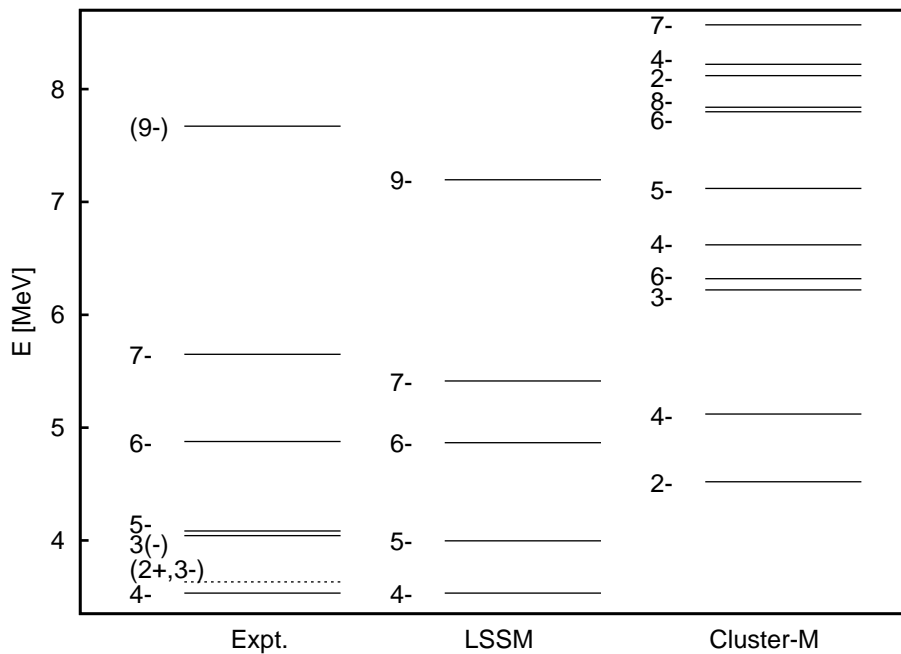


Abbildung 5.2: Vergleich der Niveauenergien von Zuständen negativer Parität in  $^{48}\text{Cr}$  mit den Modellrechnungen aus [2] und [9]. Gezeigt sind auch zwei Zustände mit unsicherer Paritätszuweisung.

Ein anderes Modell – das sogenannte  $^{40}\text{Ca} + \alpha + \alpha$  Orthogonality Condition Model – wurde in einer kürzlich erschienenen Veröffentlichung von Sakuda und

Ohkubo [9] zur Beschreibung von  $^{48}\text{Cr}$  angewendet. Der Konfigurationsraum wird dabei durch die Produktwellenfunktionen von zwei  $\alpha$ - und einem  $^{40}\text{Ca}$ -Cluster aufgespannt. Obwohl das Cluster-Modell die Anregungsenergien (s. S. 51) und  $B(E2)$  Werte der Grundzustandsbande gut wiedergibt, vermag es nicht, die Zustände negativer Parität annähernd zu beschreiben (s. Abb. 5.2).

### 5.3.2 Zustände positiver Parität

Um die Zustände positiver Parität zu beschreiben, wurde in Zusammenarbeit mit V. Werner eine Schalenmodellrechnung durchgeführt. Mit dem Programm ANTOINE [53, 54] wurden vier Valenznukleonen jeder Sorte in den  $1f_{7/2}$ ,  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  und  $2p_{1/2}$  Orbitalen unter der sogenannten KB3-Wechselwirkung [55, 56] betrachtet. Dies impliziert eine Beschränkung auf Zustände positiver Parität. Zustände negativer Parität würden durch Anregungen in das  $1g_{9/2}$  Orbital bzw. durch Loch-Anregungen in das  $1d_{3/2}$  Orbital beschrieben. Zur Berechnung der  $E2$  Übergangswahrscheinlichkeiten wurden die effektiven Ladungen  $e_\pi = 1.5e$  und  $e_\nu = 0.5e$  verwendet.

Sn —————  $1g_{9/2}$  (50)

—————  $2p_{1/2}$

—————  $1f_{5/2}$

—————  $2p_{3/2}$

Ni —————  $1f_{7/2}$  (28)

Ca —————  $1d_{3/2}$  (20)

Abbildung 5.3: Schematische Zustandsfolge im Schalenmodell über dem doppeltmagischen Kern  $^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ . Aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung sind die energetischen Abstände für Protonen und Neutronen etwas unterschiedlich. Weitere Schalenabschlüsse liegen bei  $^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$  und bei  $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$ . In der Rechnung blieben das  $1d_{3/2}$  und das  $1g_{9/2}$  Orbital unberücksichtigt.

Es zeigte sich, daß diese Rechnung, wie auch die Modellrechnungen aus [2] und [9] die Grundzustandsbande angemessen beschreiben (s. Abb. 5.4).

Interessanter ist allerdings der Vergleich für non-yrast Zustände. Abbildung 5.5 zeigt die experimentellen Niveauenergien der in dieser Arbeit neu gefundenen Zustände (gestrichelt) zusammen mit den bisher bekannten Niveaus positiver Parität [10] mit Ausnahme der Grundzustandsbande. Versuchsweise werden diese Werte mit den Ergebnissen der Rechnung (SM) verglichen, wobei sich nur grob Übereinstimmungen finden lassen: das Schalenmodell vermag die Energielücke bis zum ersten angeregten non-yrast Zustand gut wiederzugeben und die berechnete Niveaudichte ist vergleichbar.

Die Vorhersagen des Cluster-Modells treffen selbst in diesem groben Rahmen mit den experimentellen Ergebnissen nicht überein.

Abschließend ist anzumerken, daß zur Klärung der genaueren Kernstruktur von  $^{48}\text{Cr}$  die weitere experimentelle Untersuchung der Zustände abseits von

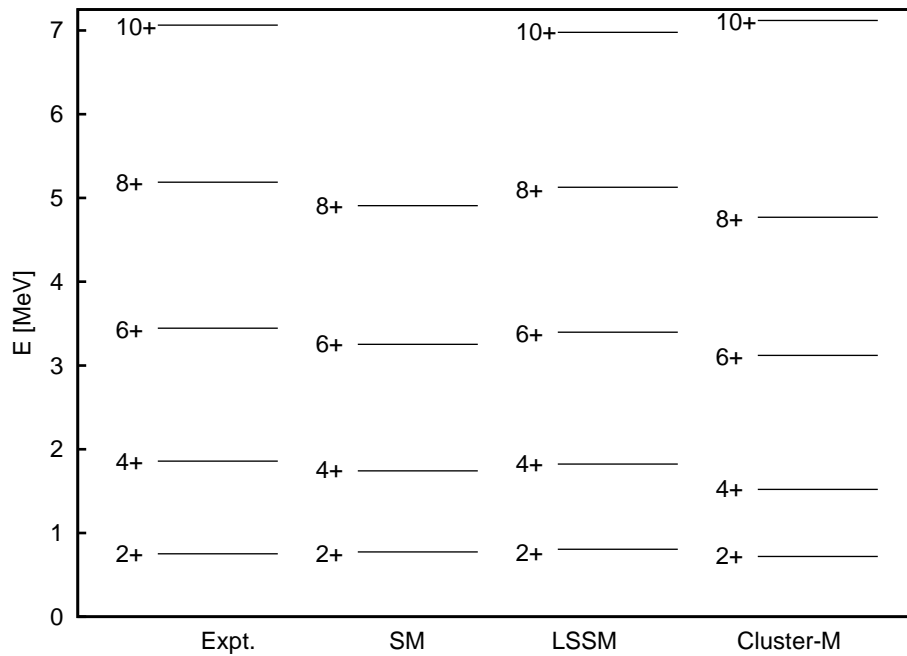


Abbildung 5.4: Vergleich der experimentellen Niveauenergien von Zuständen der Grundzustandsbande in  $^{48}\text{Cr}$  mit der Schalenmodellrechnung (SM) und den Rechnungen aus [2] (LSSM) und [9] (Cluster-M).

Grundzustands- und  $K^\pi = 4^-$  Bande notwendig ist. Für einen Vergleich mit den Vorhersagen des Schalenmodells sind weitere Informationen über die neu gefundenen Zustände erforderlich. Ihre genauen Spins oder die Verzweungsverhältnisse ihrer Zerfälle zum Grundzustand könnten größeren Aufschluß bieten. Beides konnten die durchgeführten Experimente aus prinzipiellen Gründen nicht liefern.

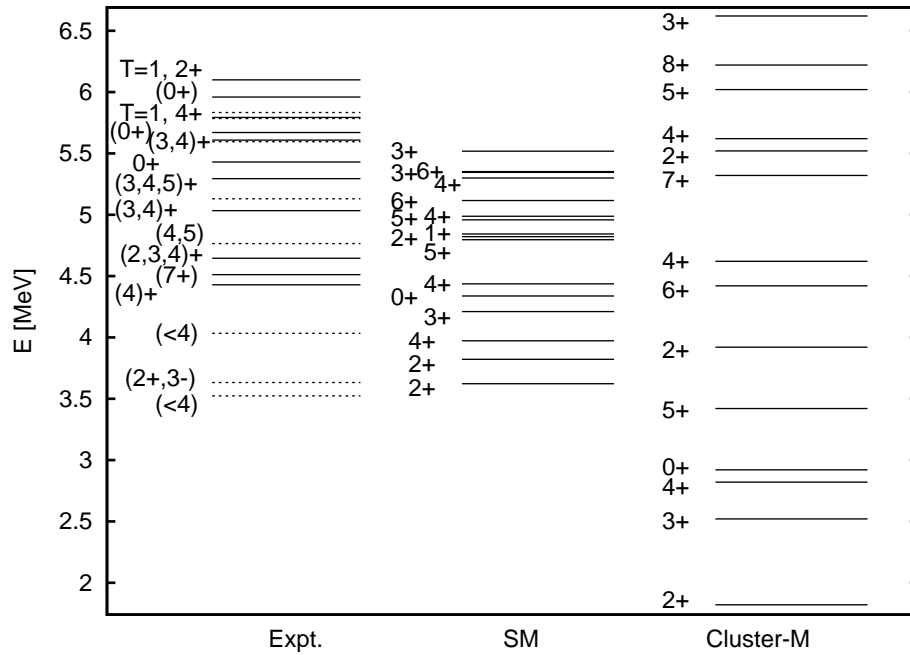


Abbildung 5.5: Vergleich der experimentellen Niveauenergien von Zuständen (vermeintlich) positiver Parität in  $^{48}\text{Cr}$  abseits der Grundzustandsbande mit der Schalenmodellrechnung (SM) und der Rechnung aus [9]. Aus [2] lagen keine vergleichbaren Informationen vor.

## 5.4 $^{46}\text{V}$

Die im folgenden diskutierten Übergänge findet man im Termschema von  $^{46}\text{V}$  auf Seite 58. Dazu sind in Tabelle 5.2 die bestimmten Lebensdauern mit den daraus resultierenden Übergangswahrscheinlichkeiten aufgeführt. Der Kern  $^{46}\text{V}$  ist – wie  $^{48}\text{Cr}$  – nahe dem Grundzustand wohldeformiert, seine Quadrupol-Deformation beträgt  $\beta = 0.29$  (vgl. [11]).

Tabelle 5.2: In dieser Arbeit bestimmte Lebensdauern  $\tau$  und  $B(E\lambda)$  Werte in  $^{46}\text{V}$  (und Vergleich mit denen der LSSM Rechnung aus [3]). Der Vollständigkeit halber sind unten die entsprechenden Angaben aus [11] für den  $2^-$  Zustand angeführt.

$E_x$ [keV]	$J_i^\pi, T_i$	$E_\gamma$ [keV]	$J_f^\pi, T_f$	$\tau$ [ps]	Char. $\sigma\lambda$	$B(E\lambda)$ Werte [ $e^2\text{fm}^{2\lambda}$ ] expt. LSSM
1665	$3^-, 0$	751	$2_1^+, 1$	15.91(38)	$E1$	$85(3) \cdot 10^{-6}$ —
		864	$3_1^+, 0$		$E1$	$0.5(1) \cdot 10^{-6}$ —
1956	$4^-, 0$	590	$2^-, 0$	30.71(91)	$E2$	317(10) 89
		580	$3_2^+, 0$		$E1$	$9.9(9) \cdot 10^{-6}$ —
		732	$5_1^+, 0$		$E1$	$0.3(1) \cdot 10^{-6}$ —
		778	$4_1^+, 0$		$E1$	$1.2(2) \cdot 10^{-6}$ —
		1155	$3_1^+, 0$		$E1$	$0.13(3) \cdot 10^{-6}$ —
2387	$5^-, 0$	722	$3^-, 0$	12.18(44)	$E2$	313(12) 183
		333	$4_2^+, 1$		$E1$	$74(9) \cdot 10^{-6}$ —
		662	$5_2^+, 0$		$E1$	$2.5(7) \cdot 10^{-6}$ —
		848	$6_1^+, 0$		$E1$	$1.5(3) \cdot 10^{-6}$ —
		1163	$5_1^+, 0$		$E1$	$0.56(13) \cdot 10^{-6}$ —
2923	$6^-, 0$	967	$4^-, 0$	2.9(3)*	$E2$	285(30) 203
		1198	$5_2^+, 0$		$E1$	$6.2(10) \cdot 10^{-6}$ —
		1320	$7_1^+, 0$		$E1$	$3.4(7) \cdot 10^{-6}$ —
		1385	$6_1^+, 0$		$E1$	$2.9(7) \cdot 10^{-6}$ —
		1699	$5_1^+, 0$		$E1$	$1.1(3) \cdot 10^{-6}$ —
1366	$2_1^-, 0$	373	$1_1^+, 0$	950(20)	$E1$	$7.5(13) \cdot 10^{-6}$ —
		451	$2_1^+, 1$		$E1$	$1.3(7) \cdot 10^{-6}$ —

\* Mittelwert aus 3.3(7) ps ([3]) und 2.7(4) ps (diese Arbeit)

### 5.4.1 $E1$ Übergänge

Aufgrund der in dieser Arbeit bestimmten Lebensdauern wurden erstmalig die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für zehn  $E1$  Übergänge bestimmt, darunter zwei für isospin-verbotene. Diese sind zusammen mit den Werten aus [3]

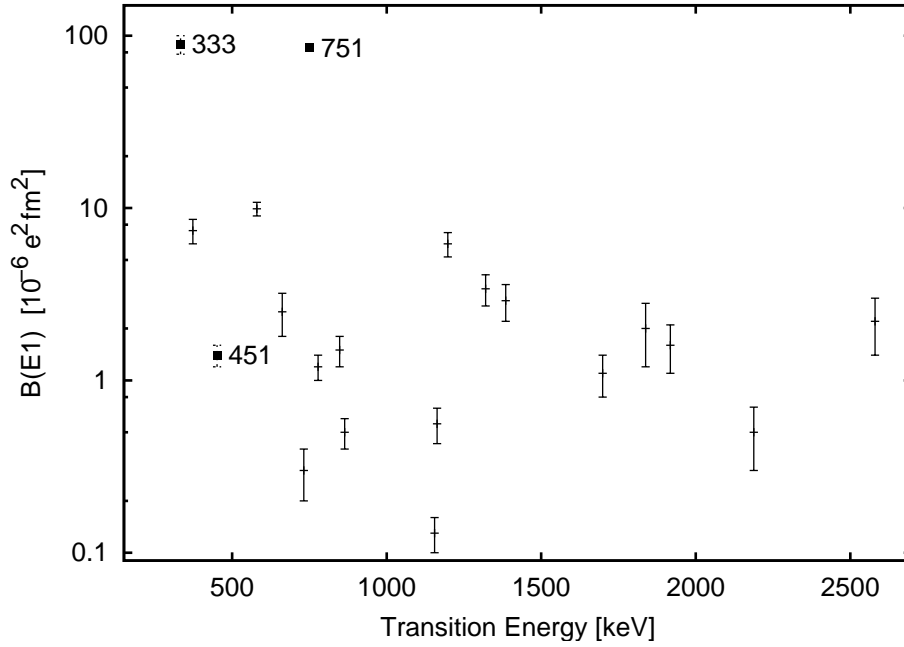


Abbildung 5.6: Reduzierte  $E1$  Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{46}\text{V}$  aus dieser Arbeit, [3] und [11]. Die isospin-erlaubten Übergänge sind gekennzeichnet.

und [11] in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Übergangswahrscheinlichkeiten isospin-verbotener Zerfälle liegen in der Größenordnung von  $10^{-6}$  (bis  $10^{-5} e^2 \text{fm}^2$ ). Dies ist nicht viel kleiner als die Übergangswahrscheinlichkeiten in  $N \neq Z$  Kernen der umliegenden Massenregion, dagegen hat ein starker  $E1$  Übergang typischerweise  $10^{-4} e^2 \text{fm}^2$  [48].

Die in dieser Arbeit bestimmten Werte für die isospin-erlaubten Zerfälle bei 333 und 751 keV Übergangsenergie ermöglichen den direkten Vergleich mit dem dritten bekannten derartigen Übergang bei 451 keV. Letzterer ( $2^-, T = 0 \rightarrow 2_1^+, T = 1$ ) ist gegenüber den beiden anderen um zwei Größenordnungen abgeschwächt und auch sechsmal schwächer als ein konkurrierender isospin-verbotener Zerfall (373 keV) des  $2^-$  Mutterzustandes zum  $1_1^+$ .

Dieses Verhalten kann man im Rahmen des Rotationsmodells verstehen. Aufgrund der Deformation von  $^{46}\text{V}$  ist  $K$  eine gute Quantenzahl im niederenergetischen Bereich des Termschemas. Die beiden konkurrierenden Zerfälle des  $2^-, T = 0$  Zustandes zum  $2_1^+, T = 1$  bzw.  $1_1^+, T = 0$  sind zwischen der  $K^\pi = 0^-$  und der  $K^\pi = 0^+$  Bande. Für beide Zerfälle vereinfacht sich damit Gleichung 5.4 aus Abschnitt 5.2 zu

$$\begin{aligned} \langle K_f = 0 J_f || \hat{M}(E1) || K_i = 0 J_i \rangle &= \\ &= \sqrt{2J_i + 1} \langle J_i 0 1 0 | J_f 0 \rangle \langle K_f = 0 | \hat{M}'(E1, \nu = 0) | K_i = 0 \rangle . \end{aligned}$$

Für den Fall, daß beide Spins  $J_i$  und  $J_f$  gerade oder ungerade sind, wird der Clebsch-Gordan-Koeffizient zu Null, das bedeutet für den  $2^-, T = 0 \rightarrow 2_1^+, T = 1$  Übergang, daß  $\langle 210|20 \rangle$  und somit sein Matrixelement verschwindet. Dies gilt aber nicht für den konkurrierenden isospin-verbotenen  $2^-, T = 0 \rightarrow 1_1^+, T = 0$  Übergang, er ist im Rotationsmodell erlaubt.

Die anderen erwähnten isospin-erlaubten Zerfälle ( $3^-, T = 0 \rightarrow 2_1^+, T = 1$  und  $5^-, T = 0 \rightarrow 4_2^+, T = 1$ ) sind im Rotationsmodell auch erlaubt. Somit hat die diskutierte niedrige Übergangswahrscheinlichkeit des 451 keV Übergangs ihre Ursache einzig in der Kollektivität der beteiligten Zustände.

### 5.4.2 $E2$ Übergänge

Zwei reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb der  $K^\pi = 0^-$  Bande wurden erstmalig bestimmt. Zusammen mit den entsprechenden Werten für den  $E2$  Zerfall des  $2^-$  (aus [11]) und den des  $6^-$  Zustandes (aus [3] und dieser Arbeit) ergibt sich damit  $\beta = 0.30$  für den unteren Bereich der Bande, was den angegebenen Wert in [3] um 10 % übersteigt. Der neue Wert stimmt mit der Deformation nahe dem Grundzustand in  $^{46}\text{V}$  und der der Rotationsbande unnatürlicher Parität im Nachbarisotop  $^{47}\text{V}$  [4] überein.

Die theoretisch vorhergesagten  $B(E2)$  Werte der LSSM Rechnung aus [3] werden nur bedingt wiedergegeben, wie man in Abbildung 5.7 sieht. Im Spinbereich von  $3\hbar$  bis  $6\hbar$  zeigt sich ein deutliches Absinken der Übergangswahrscheinlichkeiten im Gegensatz zu den experimentellen Resultaten. Dies beruht auf der Vorhersage des Modells, daß die  $K^\pi = 0^-$  Bande mit einer energetisch etwas tiefer liegenden  $K^\pi = 3^-$  Bande mischt. Kandidaten für die Zustände dieser Bande werden in [3] angegeben, allerdings ohne experimentellen Beleg für Spins oder Paritäten dieser Zustände. Verbindende  $E2$  Übergänge zur  $K^\pi = 0^-$  Bande wurden bisher auch nicht beobachtet.

Somit bleibt in weiteren Untersuchungen zu klären, welche Struktur die vermeintliche ( $K^\pi = 3^-$ ) Seitenbande hat und warum mit dem LSSM eine Beschreibung dieser Bande nicht gelingt. Es gibt nämlich entweder die Bandenmischung falsch an oder es sagt  $K^\pi$  falsch vorher, da keine Zustände positiver Parität berechnet wurden, die den experimentellen Niveaus zugeordnet werden könnten [3].

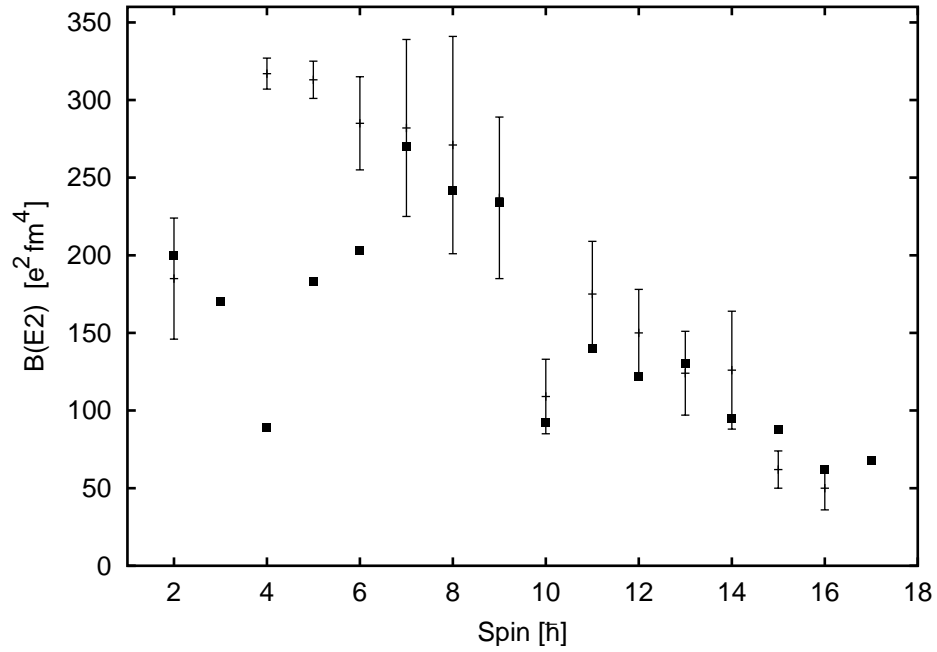


Abbildung 5.7: Experimentelle reduzierte  $E2$  Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{46}\text{V}$  aus dieser Arbeit, [3] und [11] im Vergleich zu den theoretischen Werten (schwarze Kästchen) aus [3].



# Anhang A

## Abbildungen

### A.1 Zur Anregungsfunktion, $^{48}\text{Cr}$

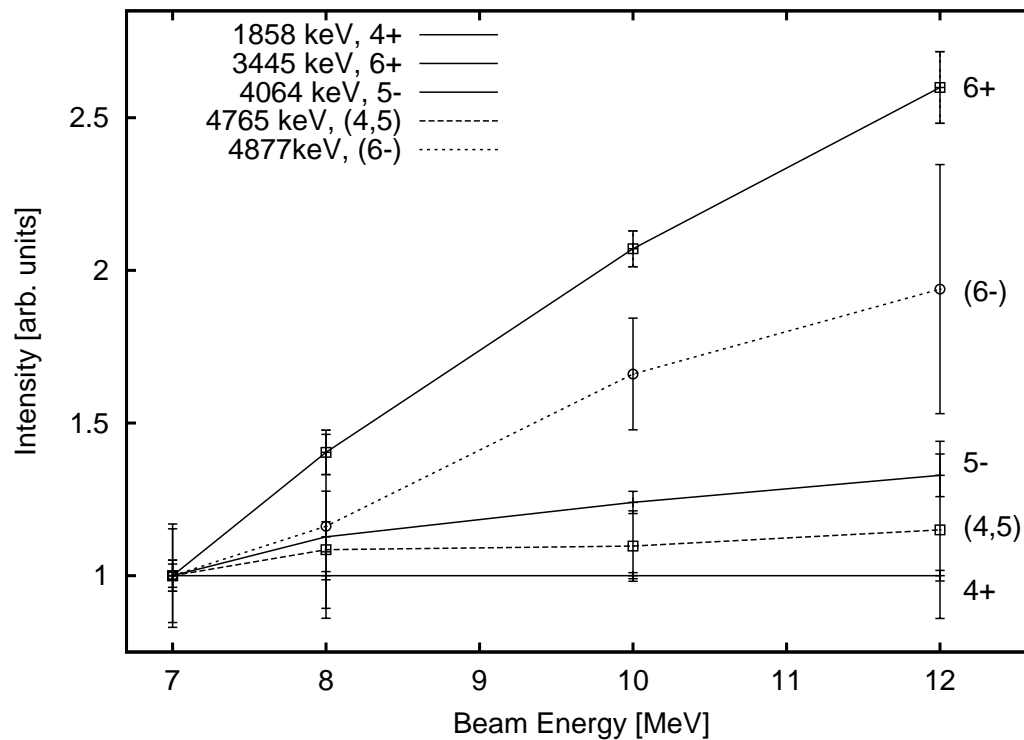
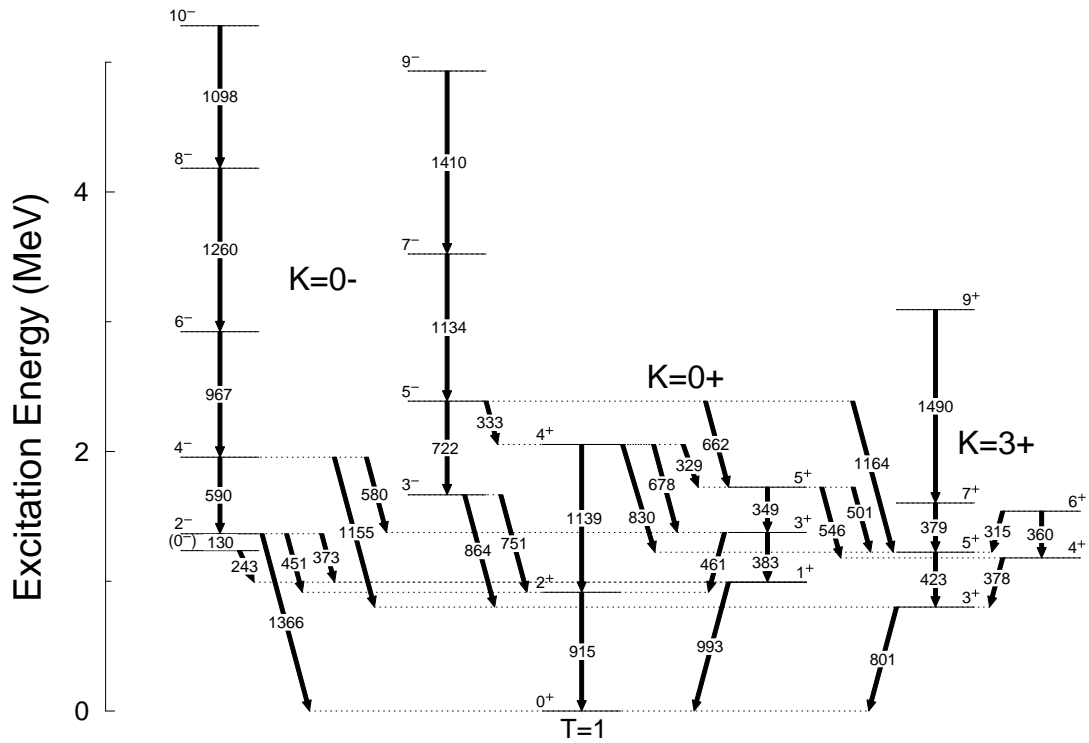


Abbildung A.1: Intensitätsverhältnisse  $R(E)$  wie in Abb. 4.3. Die Referenzkurven ( $4_1^+$  und  $6_1^+$  Zustand) und zum Vergleich die für den des  $5_1^-$  Zustandes sind durchgezogen gezeichnet.

A.2 Termschema von  $^{46}\text{V}$ Abbildung A.2: Ausschnitt des Termschemas von  $^{46}\text{V}$  nach [1, 3].

### A.3 Zur DDCM-Analyse, $^{46}\text{V}$

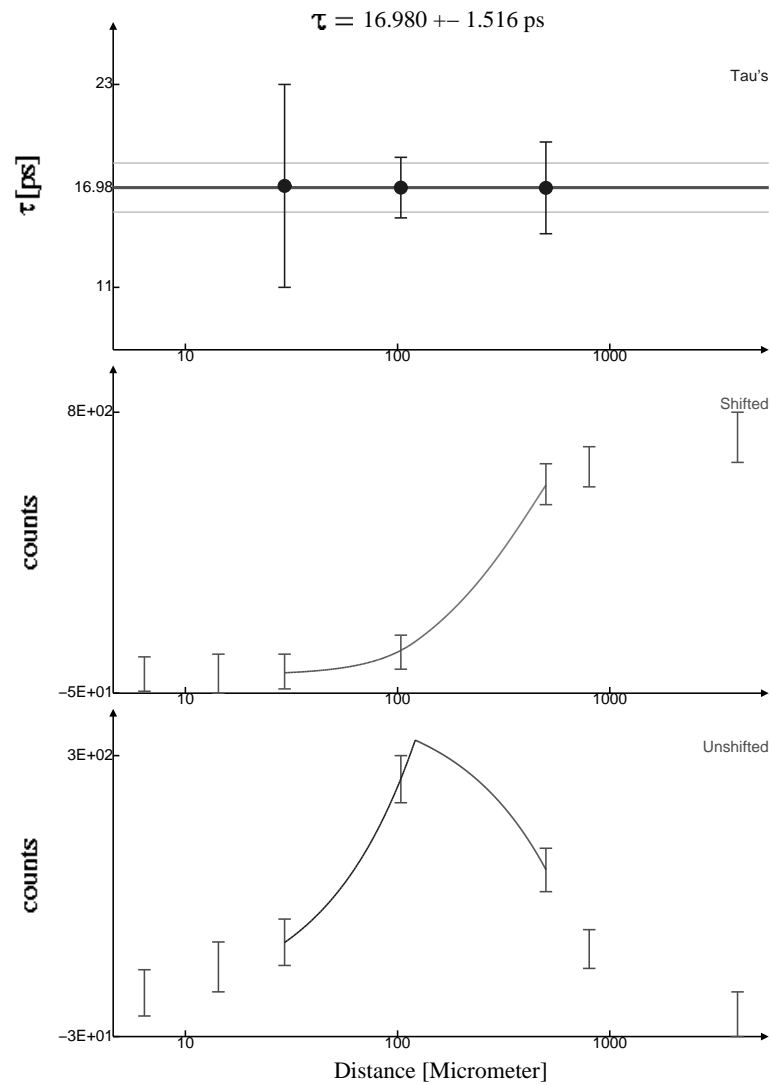


Abbildung A.3: Ring 0, Teil I: DDCM-Analyse des  $3^- \rightarrow 2_1^+$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinkidenz zum Flugpeak des 722 keV Übergangs ( $5^- \rightarrow 3^-$ ).

Von oben nach unten:  $\tau$ -Kurve, Verlauf der Flug- und Stoppeakintensität.

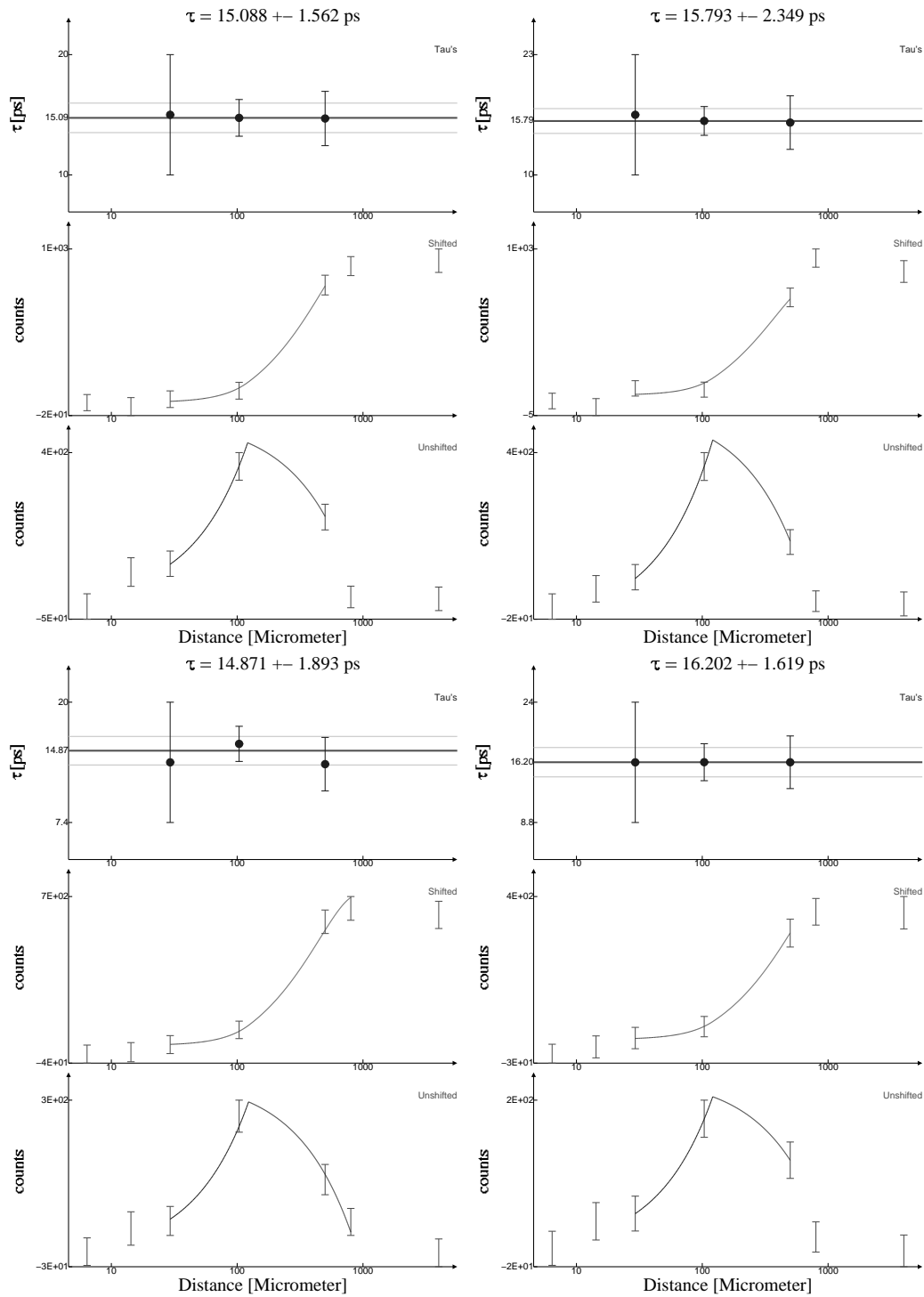


Abbildung A.4: Ring 1, 2, 5 und 6 (von links oben nach rechts unten), Teil I: DDCM-Analysen des  $3^- \rightarrow 2_1^+$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinzidenz zum Flugpeak des 722 keV Übergangs ( $5^- \rightarrow 3^-$ ).

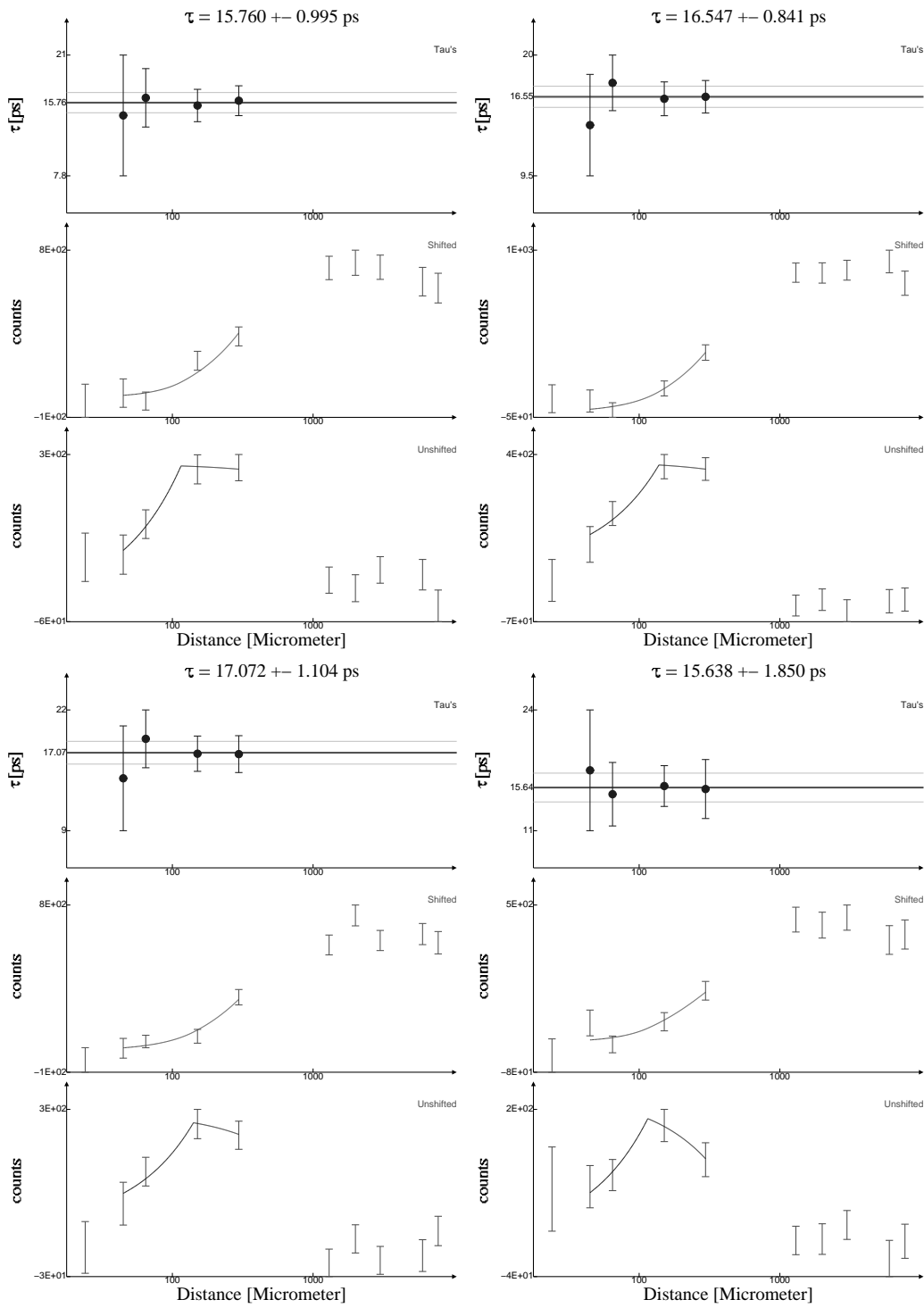


Abbildung A.5: Ring 0, 2, 5 und 6 (von links oben nach rechts unten), Teil II: DDCM-Analysen des  $3^- \rightarrow 2_1^+$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinzidenz zum Flugpeak des 722 keV Übergangs ( $5^- \rightarrow 3^-$ ).

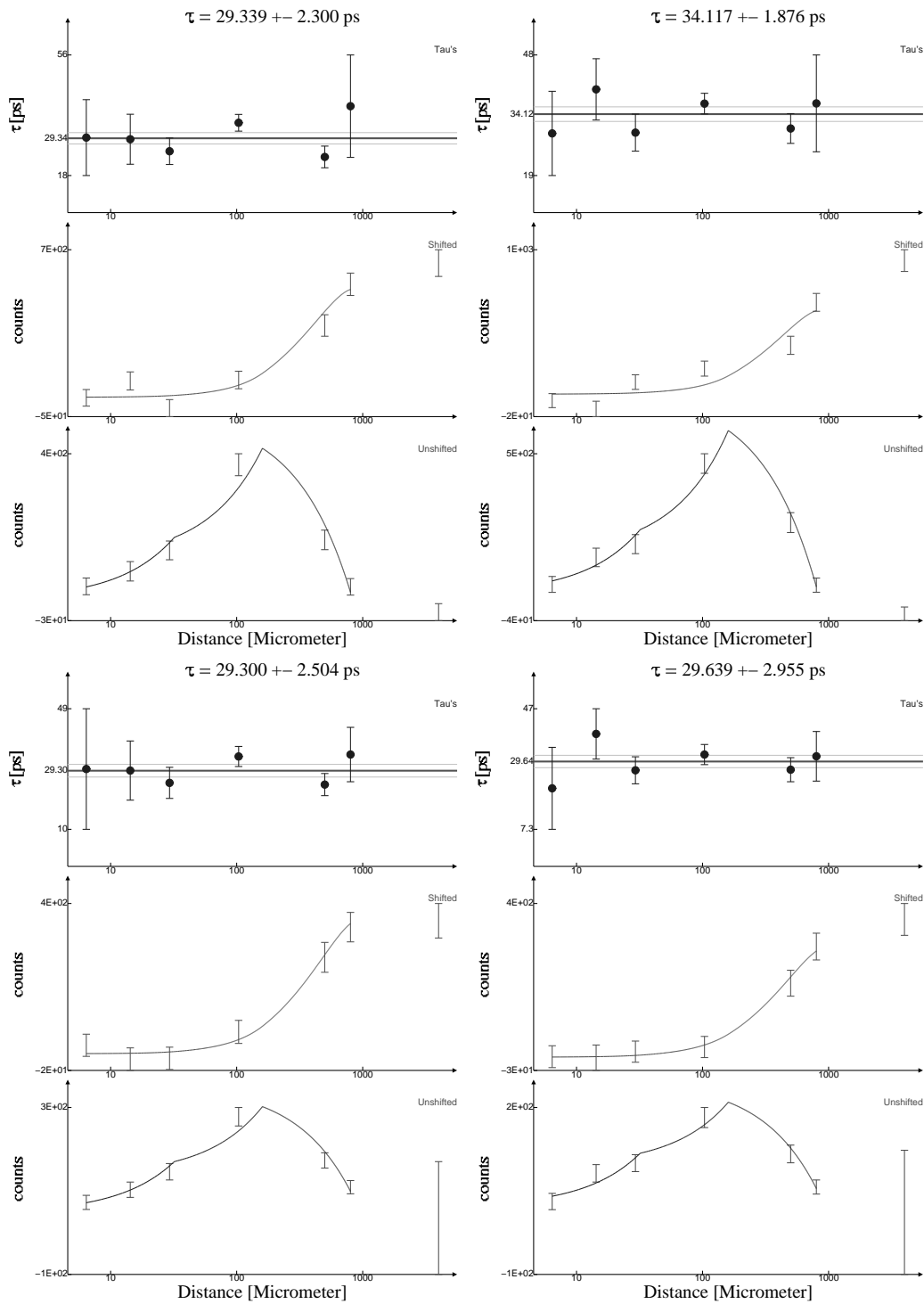


Abbildung A.6: Ring 0, 2, 5 und 6 (von links oben nach rechts unten), Teil I: DDCM-Analysen des  $4^- \rightarrow 2^-$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinzidenz zum Flugpeak des 967 keV Übergangs ( $6^- \rightarrow 4^-$ ).

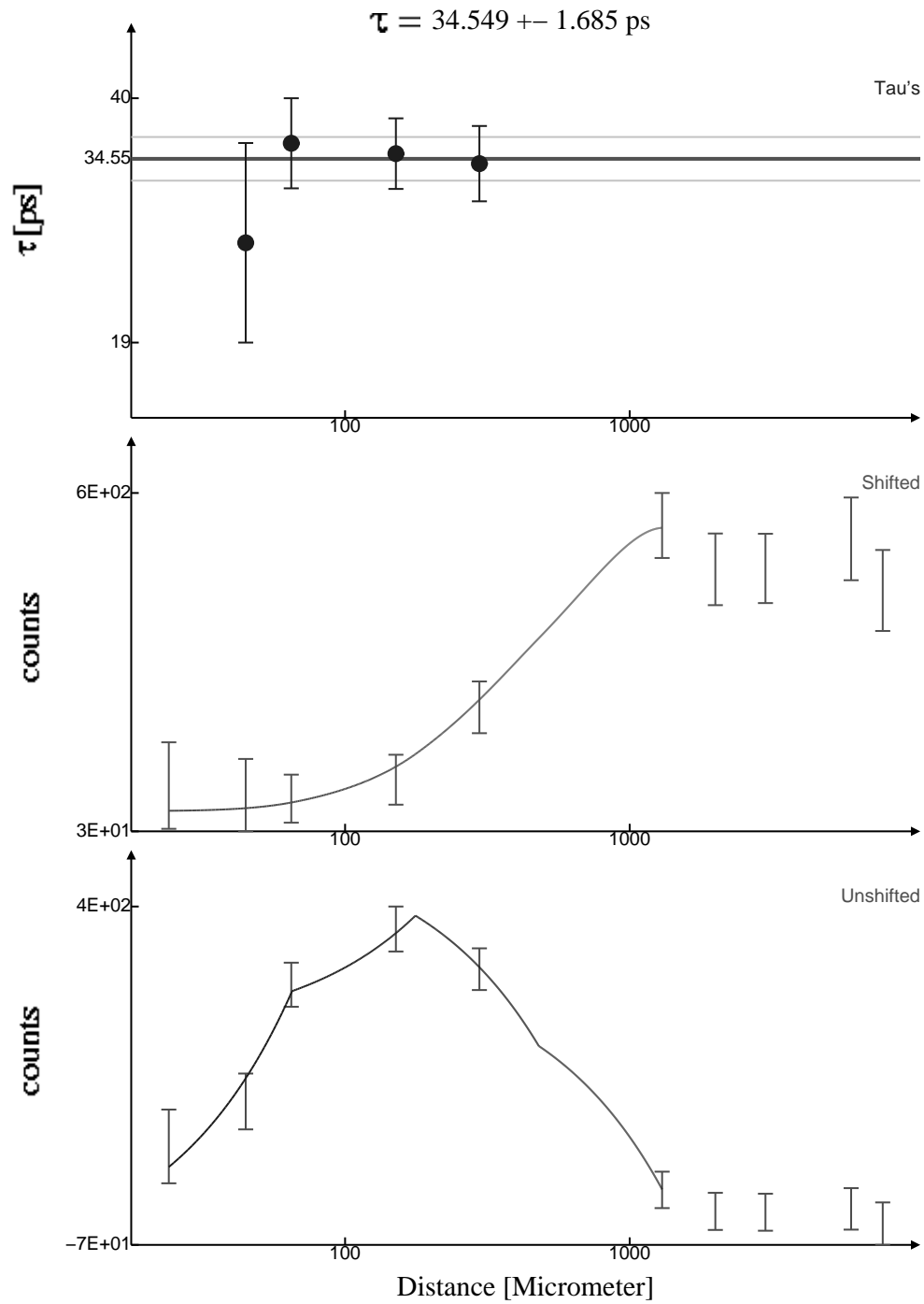


Abbildung A.7: Ring 0, Teil II: DDCM-Analyse des  $4^- \rightarrow 2^-$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinkidenz zum Flugpeak des 967 keV Übergangs ( $6^- \rightarrow 4^-$ ).

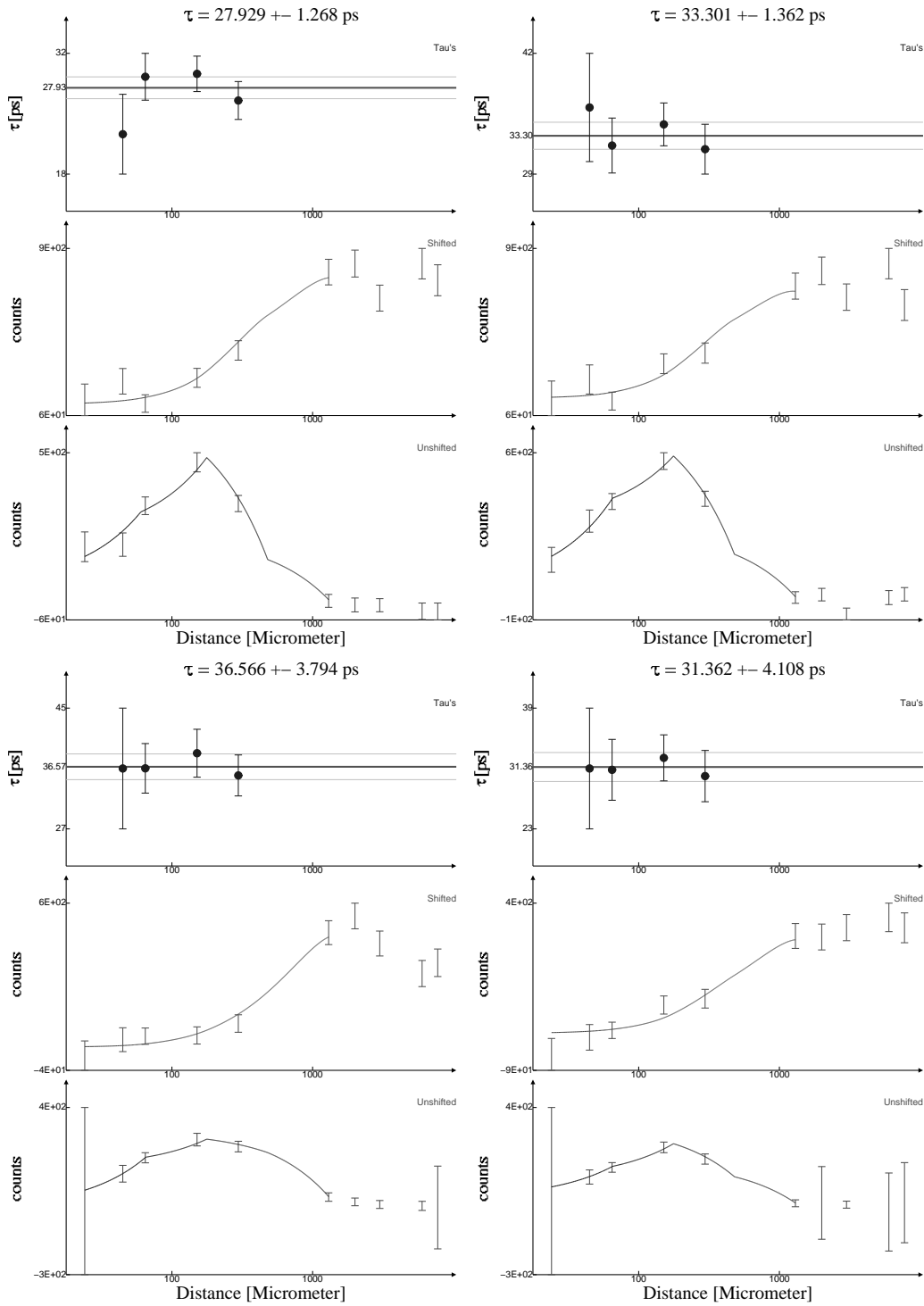


Abbildung A.8: Ring 1, 2, 5 und 6 (von links oben nach rechts unten), Teil II: DDCM-Analysen des  $4^- \rightarrow 2^-$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinzidenz zum Flugpeak des 967 keV Übergangs ( $6^- \rightarrow 4^-$ ).



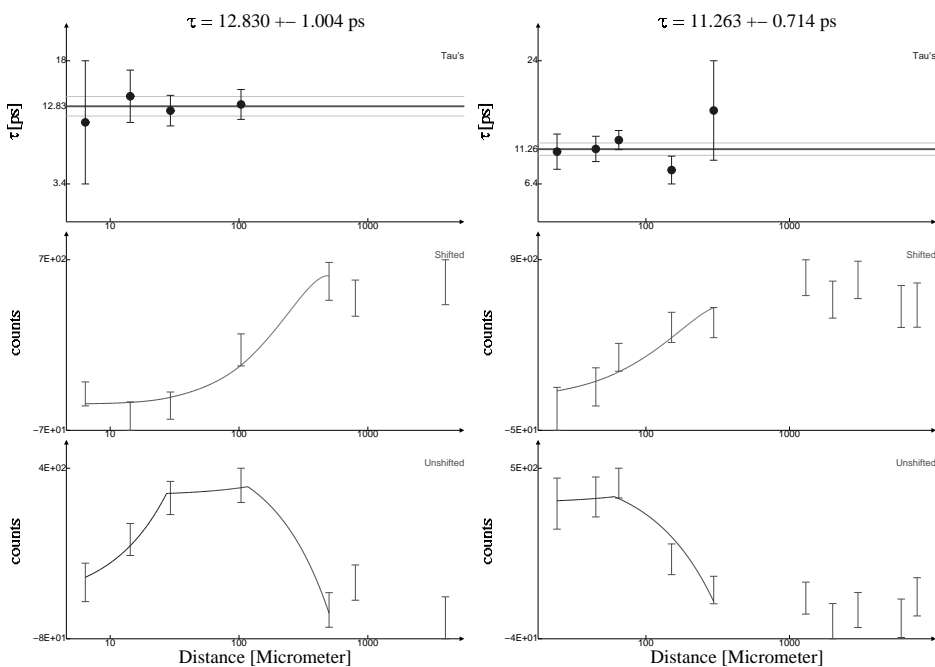


Abbildung A.9: Ring 2, Teil I (links) und II (rechts): DDCM-Analysen des  $5^- \rightarrow 3^-$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinkidenz zum Flugpeak des  $7^- \rightarrow 5^-$  Übergangs.

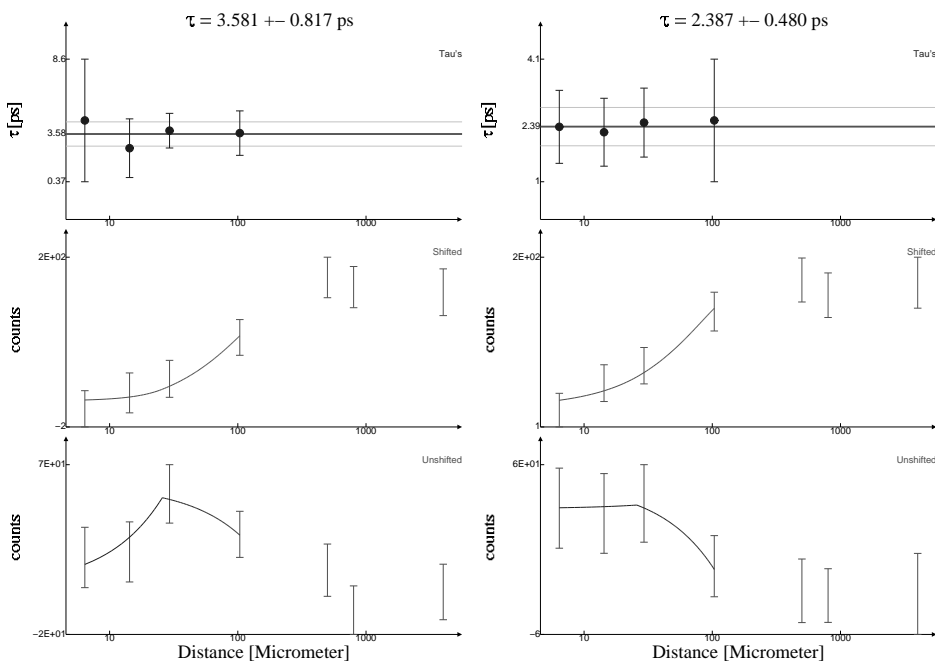


Abbildung A.10: Ring 0 (links) und 1 (rechts), Teil I: DDCM-Analysen des  $6^- \rightarrow 4^-$  Zerfalls in  $^{46}\text{V}$  in Koinkidenz zum Flugpeak des  $8^- \rightarrow 6^-$  Übergangs.

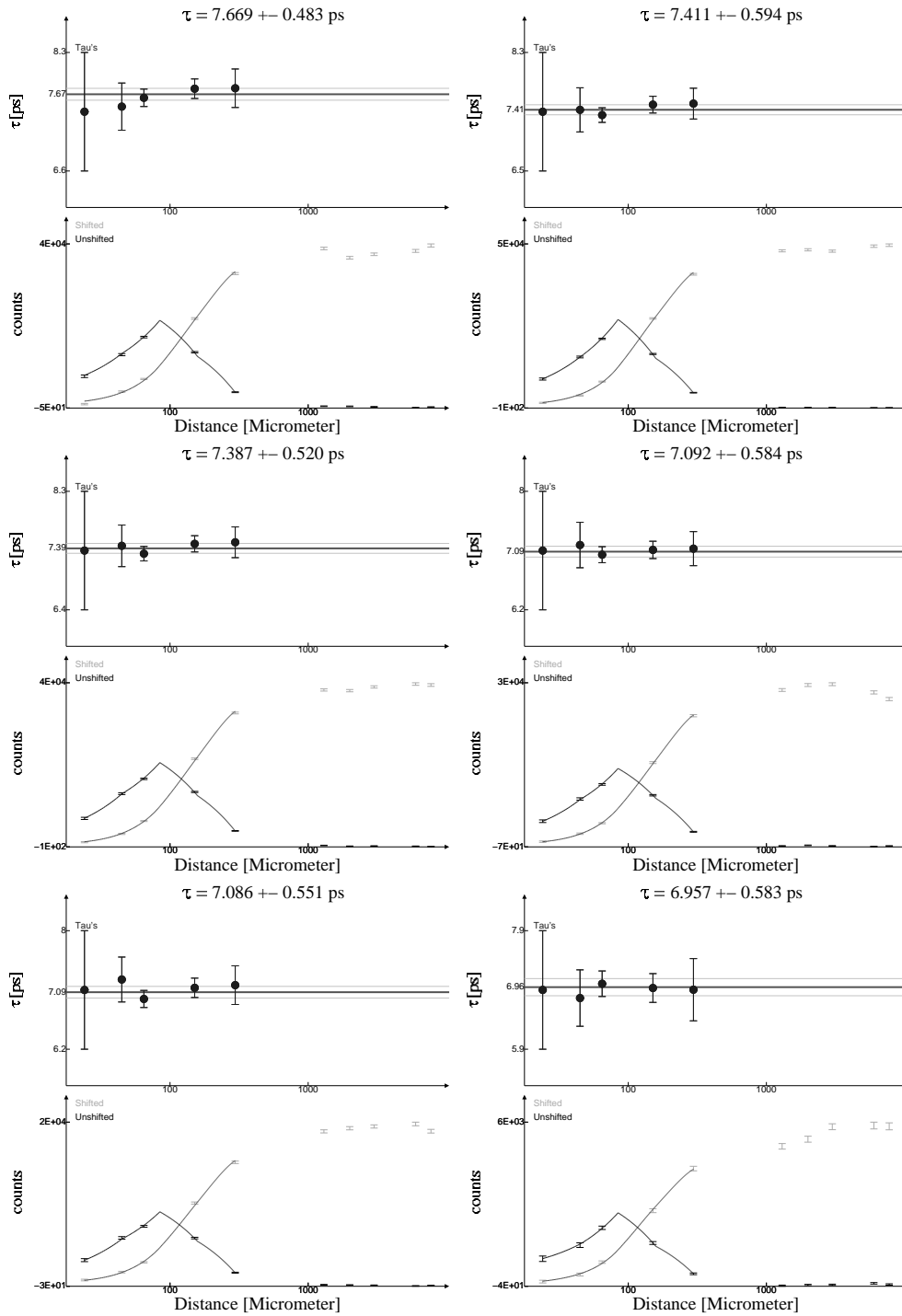


Abbildung A.11: Ring 0, 1, 2, 5, 6 und 7 (von links oben nach rechts unten), Teil II: DDCM-Analysen des  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  Zerfalls in  $^{46}\text{Ti}$  in Koinzidenz zum Flugpeak des  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  Übergangs.

Jeweils oben:  $\tau$ -Kurve; jeweils unten: Verlauf der Flug- und Stoppeakintensität gemeinsam dargestellt.

# Literaturverzeichnis

- [1] C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, Y. Utsuno, T. Otsuka und P. von Brentano. Low spin structure of the  $N = Z$  nucleus  ${}^{46}_{23}\text{V}_{23}$ . *Phys. Rev. C* 60 (1999) 011304.
- [2] F. Brandolini, S.M. Lenzi, D.R. Napoli, R.V. Ribas, H. Somacal, C.A. Ur, D. Bazzacco, J.A. Cameron, G. de Angelis, M. De Poli, C. Fahlander, A. Gadea, S. Lunardi, G. Martinez-Pinedo, N.H. Medina, C. Rossi Alvarez, J. Sánchez-Solano und C.E. Svensson. Precise DSAM lifetime measurements in  ${}^{48}\text{Cr}$  and  ${}^{50}\text{Cr}$  as a test of large scale shell model calculations. *Nucl. Phys. A* 642 (1998) 387–406.
- [3] F. Brandolini, N.H. Medina, R.V. Ribas, S.M. Lenzi, A. Gadea, C.A. Ur, D. Bazzacco, R. Menegazzo P. Pavan, C. Rossi-Alvarez, A. Algora-Pineda, G. de Angelis, M. De Poli, E. Farnea, N. Mărginean, T. Martinez, D.R. Napoli, M. Ionescu-Bujor, A. Iordanescu, J.A. Cameron, S. Kasemann, I. Schneider, J.M. Espino und J. Sanchez-Solano. Electromagnetic transitions and structure in the  $N=Z$  nucleus  ${}^{46}\text{V}$ . *Phys. Rev. C* 64 (2001) 044307.
- [4] F. Brandolini, N.H. Medina, S.M. Lenzi, D.R. Napoli, A. Poves, R.V. Ribas, J. Sanchez-Solano, C.A. Ur, M. De Poli, N. Mărginean, D. Bazzacco, J.A. Cameron, G. de Angelis, A. Gadea, R. Menegazzo und C. Rossi-Alvarez. Lifetimes in the middle of  $1f_{7/2}$  shell: cross-conjugated nuclei  ${}^{47}\text{V}$  and  ${}^{49}\text{Cr}$ . *Nucl. Phys. A* 693 (2001) 517–532.
- [5] J.A. Cameron, J. Jonkman, C.E. Svensson, M. Gupta, G. Hackman, D. Hyde, S.M. Mullins, J.L. Rodriguez, J.C. Waddington, A. Galindo-Uribarri, H.R. Andrews, G.C. Ball, V.P. Janzen, D.C. Radford, D. Ward, T.E. Drake, M. Cromaz, J. DeGraaf und G. Zwarz. Collective properties of  ${}^{48}\text{Cr}$  at high spin. *Phys. Lett. B* 387 (1996) 2466–2469.
- [6] S.M. Lenzi, D.R. Napoli, A. Gadea, M.A. Cardona, D. Hojman, M.A. Nagarajan, C. Rossi Alvarez, N.H. Medina, G. de Angelis, D. Bazzacco, M.E. Debray, M. De Poli, S. Lunardi und D. de Acuña. High spin states in  ${}^{48}\text{Cr}$ . *Zeitschrift für Physik A* 354 (1996) 117–118.

- [7] E. Caurier, A.P. Zuker, A. Poves und G. Martinez-Pinedo. Full pf shell model study of  $A = 48$  nuclei. *Phys. Rev. C* 50 (1994) 225–236.
- [8] E. Caurier, J.L. Egido, G. Martinez-Pinedo, A. Poves, J. Retamosa, L.M. Robledo und A.P. Zuker. Intrinsic vs Laboratory Frame Description of the Deformed Nucleus  $^{48}\text{Cr}$ . *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 2466–2469.
- [9] T. Sakuda und S. Ohkubo. Cluster structure and collective behaviour of the nucleus  $^{48}\text{Cr}$ . *Nucl. Phys. A* 712 (2002) 59–71.
- [10] T. Burrows. Nuclear Data Sheets Update for  $A = 48$ . *Nuclear Data Sheets* 68 (1993) 1–115.
- [11] O. Möller, K. Jessen, A. Dewald, A.F. Lisetskiy, P. von Brentano, A. Fitzler, J. Jolie, A. Linnemann, B. Saha und K.O. Zell. Transition probabilities and isospin structure in the  $N = Z$  nucleus  $^{46}\text{V}$ . *Phys. Rev. C* 67 (2003) 011301(R).
- [12] F. Seiffert. Programm CASCADE. Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1991. Unveröffentlicht.
- [13] R. Wirowski. *Valenzspiegelkerne und  $\gamma$ -Spektroskopie von kollektiven und Teilchen-Anregungen in den Kernen  $^{114}\text{Sn}$  und  $^{146}\text{Gd}$* . Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1993.
- [14] M. Eschenauer. Der Umbau des OSIRIS- $\gamma$ -Würfel und die Entwicklung eines Verfahrens zur Auflösungsverbesserung neutronengeschädigter HPGe-Detektoren. Diplomarbeit, unveröffentlicht, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1992.
- [15] I. Wiedenhöver. persönliche Mitteilung, 1999.
- [16] E. Radermacher. *Spektroskopie hochenergetischer Gamma-Übergänge in Blei-Isotopen mit dem EUROBALL CLUSTER-Detektor*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1996.
- [17] H.G. Thomas. *Entwicklung eines Ge-CLUSTER-Detektors für das Gamma-Spektrometer EUROBALL*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, veröffentlicht in *Wiss. Schriftenreihe Physik* (Verlag Dr. Köster, Berlin, 1995), Vol. 38, 1995.
- [18] J. Eberth, H.G. Thomas, D. Weißhaar, F. Becker, B. Fiedler, S. Skoda, P. von Brentano, C. Gund, L. Palafox, P. Reiter, D. Schwalm, D. Habs, T. Servene, R. Schwengner, H. Schnare, W. Schulze, H. Prade, G. Winter, A. Jungclaus, C. Lingk, C. Teich, K.P. Lieb und die EUROBALL Kollaboration. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 38 (1997) 29.

- [19] A. Dewald. In *Ancillary Detectors and Devices for Euroball*, herausgegeben von H. Grawe (GSI und die Euroball Ancillary Group, Darmstadt), S. 70, 1998.
- [20] J. Eberth, G. Pascovici, H.G. Thomas, N. Warr, D. Weißhaar, D. Habs, P. Reiter, P. Thirolf, D. Schwalm, C. Gund, H. Scheit, M. Lauer, P. Van Duppen, S. Franchoo, M. Huyse, R.M. Lieder, W. Gast, J. Gerl, K.P. Lieb und die MINIBALL Kollaboration. A Ge Detector Array for Radioactive Ion Beam Facilities. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 46 (2001) 389–398.
- [21] A. Dewald. persönliche Mitteilung, 2000.
- [22] H. Klein. Programm CALI. Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1994–1996. Unveröffentlicht.
- [23] I. Wiedenhöver. Programm AUTOSHIFT. Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1997. Unveröffentlicht.
- [24] S. Krink. VIEW SPECTRA (VS) — ein Programm zur Auswertung von kernphysikalischen Spektren. Diplomarbeit, unveröffentlicht, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1991.
- [25] J. Theuerkauf. *Die Analyse von zwei- und mehrdimensionalen  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren an Beispielen aus Hochspinexperimenten in der Massengegend um  $^{146}\text{Gd}$* . Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1994.
- [26] K. Jessen. Ein Hochspin-Isomer in  $^{145}\text{Eu}$  und eine Lebensdauerermessung an  $^{129}\text{Ba}$ . Diplomarbeit, unveröffentlicht, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1997.
- [27] I. Wiedenhöver. *Vollständige Gamma Spektroskopie des Kerns  $^{127}\text{Xe}$* . Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 1995.
- [28] K.S. Krane, R.M. Steffen und R.M. Wheeler. Directional Correlations of gamma Radiations Emitted from Nuclear States Oriented by Nuclear Reactions Or Cryogenic Methods. *Nuclear Data Tables* 11 (1973) 351–406.
- [29] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, 1988.
- [30] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*. Teubner, 1994.
- [31] L.P. Ekström und A. Nordlund. Gamma-gamma correlations with detector arrays. *Nucl. Instr. Meth.* A313 (1992) 421–428.

- [32] W. Zipper, A. Dewald, W. Lieberz, R. Reinhardt, W. Dichter, F. Seiffert und P. von Brentano. Spin determination from side-feeding excitation function of the nucleus  $^{128}\text{Xe}$  in the  $^{125}\text{Te}(\alpha, n\gamma)^{128}\text{Xe}$  and  $^{126}\text{Te}(\alpha, 2n\gamma)^{128}\text{Xe}$  reactions. *Nucl. Phys. A* 504 (1989) 36–48.
- [33] R.F. Casten. *Nuclear Structure from a Simple Perspective*. Oxford University Press, 1990.
- [34] H. Morinaga und T. Yamazaki. *In Beam-Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing, 1976.
- [35] A. Dewald, S. Harissopulos und P. von Brentano. The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data. *Zeitschrift für Physik A* 334 (1989) 163–175.
- [36] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. von Brentano. The differential decay curve method for the analysis of Doppler shift timing experiments. *Nucl. Instr. Meth. A* 329 (1993) 248–261.
- [37] P. Petkov. Errors arising from nuclear hyperfine interactions on lifetime determined by the recoil distance Doppler shift method. *Nucl. Instr. Meth. A* 349 (1994) 289–291.
- [38] R. Peusquens. The Hitch Hiker’s Guide to the Analysis of Lifetime Measurements. Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 2000. <http://www.ikp.uni-koeln.de/lifetime/HHG2ALTM/HHG2ALTM.html>.
- [39] B. Saha. NAPATAU or Tk-Lifetime-Analysis. Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, 2002. <http://www.ikp.uni-koeln.de/~bs/napa/>.
- [40] J.F. Bruandet, N. Longequeue, J.P. Longequeue und B. Vignon. Spectroscopie du  $^{48}\text{Cr}$  obtenue par reaction  $^{50}\text{Cr}(\text{p,t})^{48}\text{Cr}$ . *Phys. Lett. B* 37 (1971) 58–60.
- [41] W.E. Dorenbusch, J.B. Ball, R.L. Auble, J. Rapaport und T.A. Belote. Energy levels in  $^{48}\text{Cr}$  observed in the  $^{50}\text{Cr}(\text{p,t})^{48}\text{Cr}$  reaction. *Phys. Lett. B* 37 (1971) 173–176.
- [42] J.R. Shepard, R. Graetzer und J.J. Kraushaar. The level structure of  $^{48}\text{Cr}$  and  $^{68}\text{Ge}$  from the (p,t) reaction at  $E_p = 27$  MeV. *Nucl. Phys. A* 197 (1972) 17–32.
- [43] L.P. Ekström et al. Gamma-ray spectroscopy on  $^{48}\text{Cr}$ . *J. Phys. G* 5(6) (1979) 803–818.
- [44] S.-C. Wu. Nuclear Data Sheets for  $A = 46$ . *Nuclear Data Sheets* 91 (2000) 1–115.

- [45] P. Ring und P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer-Verlag, 1980.
- [46] W. Heisenberg. Über den Bau der Atomkerne. *Z. Phys.* 77 (1932) 1ff.
- [47] A. Bohr und B.R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume 1. Benjamin, 1969.
- [48] P.G. Bizzeti. Medium heavy nuclei with  $N \approx Z$  and isospin symmetry. In *Nuclear Structure Physics, Proceedings of the International Symposium NP2001, Göttingen*, herausgegeben von R. Casten, J. Jolie, U. Kneissl, und P. Lieb (World Scientific, Singapore), S. 237, 2001.
- [49] S.J. Skorka, J. Hertel und T.W. Retz-Schmidt. Comilation of Electromagnetic Transition Rates in Light Nuclei ( $A \leq 40$ ). *Nuclear Data Tables 2* (1966) 347–401.
- [50] A. Bohr und B.R. Mottelson. *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 30 (1955) 1.
- [51] A. Bohr und B.R. Mottelson. *Nuclear Structure*, volume 2. Benjamin, 1975.
- [52] F. Brandolini. persönliche Mitteilung, 2000.
- [53] E. Caurier. Shell Model Code ANTOINE. IReS, Strasbourg, 1989-2002.
- [54] E. Caurier und F. Nowacki. *Acta Physica Polonica* 30 (1999) 705.
- [55] T.T.S. Kuo und G.E. Brown. Reaction matrix elements for the 0f-1p shell nuclei. *Nucl. Phys. A* 114 (1968) 241.
- [56] A. Poves und A. Zuker. Theoretical spectroscopy and the fp shell. *Phys. Rep.* 70 (1981) 235.





# Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Arbeit sind in Zusammenarbeit mit verschiedenen Gruppen folgende Veröffentlichungen entstanden:

- O. Möller, K. Jessen, A. Dewald, A.F. Lisetskiy, P. von Brentano, A. Fitzler, J. Jolie, A. Linnemann, B. Saha, K.O. Zell. *Transition probabilities and isospin structure in the  $N = Z$  nucleus  $^{46}\text{V}$* , Phys. Rev. C 67 (2003) 011301(R).
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, K. Jessen, N. Pietralla. *Proton-Neutron Symmetry in  $N = Z$  Nuclei*, Czech. J. Phys. 52 (2002) C587.
- C.T. Königshoven, K. Jessen, A. Gade, I. Wiedenhöver, H. Meise, P. von Brentano. *Multipole mixing ratios in  $^{130}\text{Ba}$* , Phys. Rev. C 64 (2001) 027302.
- O. Stuch, K. Jessen, R.S. Chakrawarthy, A. Dewald, R. Kühn, R. Krücken, P. Petkov, R. Peusquens, H. Tiesler, D. Weil, I. Wiedenhöver, K.O. Zell, P. von Brentano, C. Ender, T. Härtlein, F. Köck, O. Koschorrek, P. Reiter. *Coincidence recoil-distance Doppler-shift lifetime measurements in  $^{129,130}\text{Ba}$  with EUROBALL Ge Cluster detectors*, Phys. Rev. C 61 (2000) 044352.
- I. Schneider, R.S. Chakrawarthy, I. Wiedenhöver, A. Schmidt, H. Meise, P. Petkov, A. Dewald, P. von Brentano, O. Stuch, K. Jessen, D. Weißhaar, C. Schumacher, O. Vogel, G. Sletten, B. Herskind, M. Bergström, J. Wrzesinski. *Magnetic Dipole Band in  $^{124}\text{Xe}$* . Phys. Rev. C 60 (1999) 014312.
- O. Vogel, R.S. Chakrawarthy, A. Dewald, P. Petkov, K. Jessen, J. Gableske, P. von Brentano, D. Bazzacco, A. Gizon, J. Gizon, S. Lunardi, D.R. Napoli, P. Pavan, C. Rossi Alvarez, I. Wiedenhöver. *High spin states in  $^{128}\text{Ba}$* , Eur. Phys. J. A 4 (1999) 323.
- C. Schumacher, K. Jessen, P. von Brentano, A. Dewald, M. Eschenauer, H. Grawe, J. Heese, K.H. Maier, M. Phillip, E. Radermacher, R. Schubart, O. Stuch, M. Wilhelm. *High-spin levels in  $^{147}\text{Tb}$* , Eur. Phys. J. A 2, (1998) 233.

- A. Schmidt, I. Schneider, H. Meise, I. Wiedenhöver, O. Stuch, K. Jessen, D. Weißhaar, C. Schumacher, P. von Brentano, G. Sletten, B. Herskind, M. Bergström, J. Wrzesinski. *High Spin Structure in  $^{123}\text{Xe}$* . Eur. Phys. J A 2 (1998) 21.
- K. Jessen, W. Andrejtscheff, M. Bergström, P. von Brentano, A. Dewald, B. Herskind, H. Meise, C. Schumacher, G. Sletten, O. Stuch, D. Weißhaar, I. Wiedenhöver, J. Wrzesinski. *A new high-spin isomers in  $^{145}\text{Sm}$* , Eur. Phys. J. A 4 (1999) 9.
- K. Jessen, M. Bergström, P. von Brentano, A. Dewald, B. Herskind, H. Meise, C. Schumacher, G. Sletten, O. Stuch, D. Weißhaar, I. Wiedenhöver, J. Wrzesinski. *Systematics of related high-spin isomers in  $^{144}\text{Sm}$  and other  $N = 82$  nuclei*, Eur. Phys. J. A 2 (1998) 113.

## Konferenzberichte

- A. Dewald, A. Fitzler, A. Linnemann, O. Möller, B. Saha, K. Jessen, J. Jolie, K.O. Zell, D. Tonev, P. von Brentano, R.F. Casten, M. Caprio, J.R. Cooper, R. Krücken, N.V. Zamfir, P. Petkov, D.R. Napoli, E. Farnea, T. Martinez, N. Marginean, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, C.A. Ur. *Shape Changes and Test of the Critical Point symmetry  $X(5)$  in  $N=90$  Nuclei*, Contrib. Nuclear Structure with large  $\gamma$ -arrays: Status and Perspectives NS 2002, Padova (2002).
- A. Dewald, T. Klemme, O. Stuch, S. Schell, K. Jessen, R. Peusquens, R. Krücken, R. Kühn, D. Weil, S. Kasemann, H. Tiesler, J. Gableske, C. Meier, P. Sala, K.O. Zell, P. von Brentano, I. Wiedenhöver, S. Lunardi, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, F. Brandolini, G. de Angelis, A. Algora, G. LoBianco, D. Schwalm, T. Härtlein. *Test of a linear parameterization of  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  values in the  $A = 130$  mass region*, Contrib. International Nuclear Physics Conference INPC 1998, Paris, S. 450 (1998).
- A. Schmidt, I. Schneider, H. Meise, I. Wiedenhöver, O. Stuch, K. Jessen, D. Weißhaar, C. Schumacher, P. von Brentano, G. Sletten, B. Herskind, M. Bergström, J. Wrzesinski. *Three-Quasiparticle Bands in  $^{123}\text{Xe}$* , Contrib. Nuclear Structure '98, Gatlinburg, S. 116 (1998).

# Danksagung

Ich danke allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ohne die folgenden Personen wäre sie nicht dieselbe geworden.

Herrn Prof. Dr. P. von Brentano danke ich für die Vergabe des Themas, sein reges Interesse an den Resultaten dieser Arbeit und einige lehrreiche Bemerkungen. Ihm und Herrn Prof. Dr. J. Jolie bin ich für die guten Arbeitsbedingungen im Kölner Institut für Kernphysik zu Dank verpflichtet. Herrn Dr. A. Dewald bin ich für hilfreiche Unterstützung und gute Zusammenarbeit in vielerlei Hinsicht dankbar. Dank gilt ferner Herrn Dr. J. Eberth und der MINIBALL-Kollaboration für die Gelegenheit, ihr feines Spektrometer nutzen zu dürfen.

Die erfolgreiche Durchführung der beschriebenen Messungen beruhte natürlich auf der Mitwirkung vieler Personen. Freundschaftlich verbunden bin ich Herrn Dr. H. Klein für die gemeinsame Realisierung kulinarischer und kernphysikalischer Experimente. Dr. A. Fitzler erhält an dieser Stelle digitalen und analogen Dank. Den Mitarbeitern des IReS, Straßburg gilt Dank für die Unterstützung bei der Durchführung der RDDS-Messung, insbesondere Herrn Dr. B. Gall. Freundliche Unterstützung am MINIBALL erhielt ich von Herrn Dr. N. Warr und in der Folge von den Herrn Dipl.-Phys. G. Gersch und my favourite DJ Dipl.-Phys. T. Steinhart. Ferner danke ich den Operateuren am Kölner FN Tandem-Beschleuniger für den stets gut fokussierten Strahl, insbesondere den Herrn Dipl.-Ing. L. Steinert und U. Werner, die in Köln und Risø mit ihrer Freundlichkeit Eindruck hinterlassen haben.

In der finalen Phase dieser Arbeit konnte ich auf Herrn Dipl.-Phys. O. Möller zählen, der mir nicht nur auf dem Gebiet der Akustik weiterhalf, und auf den doppelt magischen Herrn Dipl.-Phys. V. Werner – Dankeschön. Frau Dr. A. Gade danke ich für gute Gesellschaft. Küsse gehen an Herrn Dr. O. Stuch und maximaler Respekt an Domnul Fiz. C. Chițu.

Den mest hjertelige tak sender jeg til Fru Dipl.-Psych. K. Fraßbeck, som er den kærste menneske jeg kender.

Last but not least danke ich allen Korrekturlesern, Ihr wißt, wer gemeint ist. Liebe Grüße auch an Yvonne und die langweiligste Band der Welt.



# Lebenslauf

Name: Karsten Jessen  
Geburtsdatum und -ort: 14. März 1970 in Köln  
Eltern: Jes Jessen  
Ursula Jessen, geb. Ortner  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familienstand: ledig

## Schulbildung:

Aug. 1976 – Juli 1980 Kath. Grundschule Kapitelstraße, Köln  
Aug. 1980 – Mai 1989 Kaiserin-Theophanu-Schule, Köln  
Mai 1989 Allgemeine Hochschulreife

## Zivildienst:

Juli 1989 – Sept. 1990 Krankenpflegehelfer im Städt. Krankenhaus Köln-Merheim

## Hochschulstudium:

Okt. 1990 Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik/Diplom  
Feb. 1993 Vordiplom im Fach Physik  
Mai 1997 Diplom im Fach Physik mit dem Thema:  
“Ein Hochspin-Isomer in  $^{145}\text{Eu}$  und eine Lebensdauerermessung an  $^{129}\text{Ba}$ ”  
seit Juni 1997 Promotionsstudium im Fach Physik an der Universität zu Köln

## Arbeitsverhältnisse an der Universität zu Köln:

Okt. 1994 – Juli 1995 Studentische Hilfskraft im Programm “Qualität der Lehre”  
Okt. 1995 – Mai 1997 Studentische Hilfskraft am Institut für Kernphysik  
Juni 1997 – Dez. 2000 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Kernphysik  
seit Jan. 2001 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kernphysik



# Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß diese Dissertation – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde.

Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Professor Dr. P. von Brentano betreut worden.

A handwritten signature in black ink, reading "Karsten Jessen". The signature is written in a cursive style with a large initial 'K' and 'J'.

Teilpublikation:

Teile der Ergebnisse aus den Abschnitten 4.1 und 5.3 sind zur Veröffentlichung eingereicht.