

# Experimente zur Kernstruktur des N=Z Kerns $^{50}\text{Mn}$

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

vorgelegt von  
**Andreas Schmidt**  
aus Köln

copy team cologne

2001

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. von Brentano  
Prof. Dr. W. Neuwirth

Tag der letzten mündlichen Prüfung: 16.1.2001

Für meine Eltern



## Abstract

Self-conjugate nuclei with nucleon numbers  $N = Z$  are the most symmetric systems with respect to the proton neutron degree of freedom. This means that these nuclei are the best objects for testing the isospin symmetry of nuclear forces. Both the  $T = 1$  and  $T = 0$  states are available in  $N = Z$  nuclei. While two identical nucleons can form only  $T = 1$  states, proton-neutron pairs can be coupled to  $T = 0$  as well as to  $T = 1$  configurations.

A particularly interesting problem is the structure of medium mass odd-odd  $N = Z$  nuclei, in which the lowest  $T = 0$  states and  $T = 1$  states are almost degenerate. In these unique cases one can study the interplay of  $T = 0$  and  $T = 1$  structures by means of spectroscopy of bound states. The above mentioned phenomenon is in contrast to other nuclei, including even-even  $N = Z$  nuclei where the  $(0^+, T = 0)$  ground state is separated from excited  $T = 1$  states by a reasonably large energy gap. The occurrence of strong magnetic dipole ( $M1$ ) transitions between the lowest  $T = 0$  and  $T = 1$  states in odd-odd nuclei along the  $N = Z$  line is one more interesting phenomenon. Actually these are the largest known magnetic dipole transitions in atomic nuclei.

In the present work low spin states of  $^{50}\text{Mn}$  were populated using the fusion evaporation reaction  $^{50}\text{Cr}(p, n\gamma)^{50}\text{Mn}$  at a proton beam energy  $E_p = 15$  MeV. The beam was delivered by the FN-TANDEM accelerator of the University of Cologne. In beam gamma-ray spectroscopy was performed with the OSIRIS-cube-spectrometer.

A full  $\gamma\gamma$ -coincidence matrix was sorted in order to establish coincidence relations for the construction of the level scheme of  $^{50}\text{Mn}$ . For the assignment of spin and parity quantum numbers to excited states of  $^{50}\text{Mn}$  it is useful to know the multipole order of  $\gamma$ -transitions between them. In order to determine the multipole orders of  $\gamma$ -transitions we measured angular correlations of the  $\gamma\gamma$ -coincidences.

The low-spin level scheme was extended by 16 new levels to 21 states and by 25 new  $\gamma$ -transitions to 32  $\gamma$ -transitions. From  $\gamma\gamma$ -angular correlation measurements six new unambiguous spins and eight multipole mixing ratios were assigned. Analyzing the polarization data, we were able to assign positive parity to five states and negative parity to two states.

The experimental data are compared to shell model (SM) calculations of the positive parity states of  $^{50}\text{Mn}$  in the full  $pf$ -shell without truncation. The doubly closed-shell nucleus  $^{40}\text{Ca}$  is considered as the inert core. The Hamiltonian matrix in the full  $pf$ -shell was diagonalized without any truncation using the Tokyo shell model code. The theoretical data reproduce the low lying positive parity levels, their branching ratios and multipole mixing ratios quite well.

## Zusammenfassung

Kerne gleicher Neutronen- und Protonenzahl, im Folgenden  $N = Z$  - Kerne genannt, sind seit einigen Jahren ein aktuelles Forschungsgebiet am Kölner Institut für Kernphysik. Von besonderem Interesse sind die ungerade-ungerade  $N = Z$  - Kerne der Massenregion um  $A \approx 50$ , deren Kernanregungen mit den am Institut verwendeten Methoden der Gamma-Spektroskopie sehr gut zugänglich sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Messungen zum  $N = Z$  - Kern  $^{50}\text{Mn}$  ausgewertet. Die Niedrigspinzustände dieses Kerns wurden durch die Fusions-Verdampfungs-Reaktion  $^{50}\text{Cr}(p, n)^{50}\text{Mn}$  bei einer Strahlenergie von 15 MeV bevölkert. Der Protonenstrahl wurde vom FN-Van de Graaff TANDEM-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik geliefert. Mit dem OSIRIS-Würfelspektrometer wurden  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen,  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen, Anregungsfunktionen und die Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen ausgewertet. Letztere ist mit dem Kölner CLUSTER-Detektor, der als Compton-Polarimeter diente, gemessen worden. Ziel der Messungen war es, ein Niedrigspin-Termschema möglichst vollständig bis zu einer Anregungsenergie von 3,6 MeV zu erstellen. So konnte durch die Auswertung der Koinzidenzdaten das Termschema um 16 neue Zustände auf insgesamt 21 Zustände und um 25 neue  $\gamma$ -Übergänge auf insgesamt 32  $\gamma$ -Übergänge erweitert werden. Weiterhin konnte aus den Korrelationsdaten sechs Zuständen neue Spinwerte zugeordnet werden. Erstmals gelang es für acht  $\gamma$ -Übergänge ein Multipolmischungsverhältnis zu bestimmen und für sechs Zustände ein  $\gamma$ -Verzweigungsverhältnis anzugeben. Durch die Auswertung der Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen konnte fünf Zuständen eine positive Parität und zwei Zuständen erstmals eine negative Parität zugeordnet werden. Zusätzlich zu den Experimenten zu  $^{50}\text{Mn}$  wurden zwei weitere Messungen zu den  $N = Z$  - Kernen  $^{46}\text{V}$  und  $^{58}\text{Cu}$  durchgeführt, mit dem Ziel, die Linearpolarisation ihrer  $\gamma$ -Übergänge zu bestimmen.

Die neu erhaltenen experimentellen Daten sollen eine weitere theoretische Interpretation der Kernanregungen ermöglichen. Nur in ungerade-ungerade  $N = Z$  - Kernen treten Zustände, sowohl mit Isospinquantenzahl  $T = 0$  als auch mit Isospinquantenzahl  $T = 1$  auf. Durch die Auswertung der experimentellen Daten konnten die  $T = 1$  - Zustände in  $^{50}\text{Mn}$  eindeutig identifiziert werden. Mit Hilfe der experimentell bestimmten  $\gamma$ -Intensitäts-Verzweigungsverhältnisse konnten Übergangsstärken von isovektoriellen magnetischen Dipol-Übergängen bestimmt werden.

Die große Anzahl neuer experimenteller Daten motivierte die Durchführung umfangreicher Schalenmodell-Rechnungen, die von der Theoriegruppe der Universität Tokio geliefert wurden. Sie beruhen auf der vollständigen Diagonalisierung der hamiltonschen Matrix für die komplette  $pf$ -Schale. Die experimentellen Ergebnisse konnten durch die theoretischen Rechnungen sehr gut reproduziert werden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Die Messungen</b>	<b>5</b>
1.1 Das OSIRIS-Würfelspektrometer . . . . .	5
1.2 Die Reaktion $^{50}\text{Cr}(\text{p},\text{n})^{50}\text{Mn}$ . . . . .	6
1.3 Der CLUSTER-Detektor . . . . .	7
<b>2 Auswertung der Messungen</b>	<b>9</b>
2.1 Sortierung der Experimentdaten . . . . .	9
2.1.1 Die einheitliche Energie–Kanal-Beziehung . . . . .	9
2.1.2 Bedingung an die Koinzidenzzeit . . . . .	11
2.2 Die Efficiency-Eichung . . . . .	13
2.3 Konstruktion des Termschemas . . . . .	15
2.4 Auswertung der Winkelkorrelationen . . . . .	18
2.4.1 Theoretische Grundlagen . . . . .	18
2.4.2 Geometrie des OSIRIS-Spektrometers . . . . .	19
2.4.3 Auswertungsmethode der Korrelationsdaten . . . . .	20
2.5 Die Linearpolarisation . . . . .	25
2.5.1 Theoretische Grundlagen . . . . .	25
2.5.2 Der CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter . . . . .	29
2.5.3 Auswertung der Linearpolarisation . . . . .	33
<b>3 Ergebnisse der Messungen</b>	<b>35</b>
3.1 Ergebnisse zu $^{50}\text{Mn}$ . . . . .	35
3.2 Ergebnisse zu $^{46}\text{V}$ . . . . .	38
3.3 Ergebnisse zu $^{58}\text{Cu}$ . . . . .	42
<b>4 Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>45</b>
4.1 Zuweisung von Isospinquantenzahlen . . . . .	45
4.1.1 Isospinformalismus . . . . .	46
4.1.2 Identifizierung von isobaren Analogzuständen . . . . .	48
4.2 Schalenmodell-Rechnungen . . . . .	49
4.2.1 Die KB3- und FPD6-Wechselwirkung . . . . .	50

4.2.2	Ergebnisse der Rechnungen . . . . .	50
4.3	Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten . . . . .	55
4.4	Das $4^+$ -Dublett bei 1,92 MeV . . . . .	57
<b>A</b>	<b>Experimentelle Daten</b>	<b>59</b>
A.1	Experimentelle Daten von $^{50}\text{Mn}$ . . . . .	59
A.2	Experimentelle Daten von $^{46}\text{V}$ . . . . .	61
A.3	Experimentelle Daten von $^{58}\text{Cu}$ . . . . .	62
<b>B</b>	<b>Schalenmodell-Rechnungen</b>	<b>63</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>65</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>71</b>



# Abbildungsverzeichnis

1	Ausschnitt aus der Nuklidkarte in der Massenregion um $A \approx 50$	2
1.1	Die sieben Segmente des CLUSTER-Detektors	7
2.1	Angleich der Signalwanderungen	10
2.2	Angleich der Energieeichungen	11
2.3	Zeitspektrum	12
2.4	Efficiency-Eichkurve	13
2.5	Totalprojektion der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix von $^{50}\text{Mn}$	15
2.6	Schematische Skizze eines Schnitt-Spektrums	16
2.7	Schnittspektrum der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix von $^{50}\text{Mn}$	17
2.8	Zerfallskaskade einer $\gamma\gamma$ -Koinzidenz	18
2.9	Geometrie einer Koinzidenz	19
2.10	Detektoranordnung im OSIRIS-Spektrometer	20
2.11	Intensitätsverteilung der 788 keV – 343 keV Kaskade	23
2.12	Intensitätsverteilung der 774 keV – 343 keV Kaskade	24
2.13	Elektrischer und magnetischer Dipol	26
2.14	Schematische Skizze eines Polarimeters	27
2.15	Die Streugruppen des CLUSTER-Detektors	29
2.16	Polarisationsspektrum	31
2.17	Die Streugruppen des CLUSTER-Detektors	32
2.18	Apparative Asymmetrie	33
2.19	Differenzspektrum der Linearpolarisation	34
3.1	Niedrigspin-Termschema von $^{50}\text{Mn}$	36
3.2	Ausschnitt aus dem Niedrigspin-Termschema von $^{50}\text{Mn}$	38
3.3	Niedrigspin-Termschema von $^{46}\text{V}$	39
3.4	Niedrigspin-Termschema von $^{58}\text{Cu}$	43
4.1	Isospinzuweisungen	49
4.2	Zustandsfolge des Schalenmodells	50
4.3	Anregungsenergien, berechnet mit dem Schalenmodell	51
4.4	Indirekte Bestimmung von Übergangsstärken in $^{50}\text{Mn}$	56



# Tabellenverzeichnis

2.1	Die Korrelationsgruppen des OSIRIS-Spektrometers . . . . .	20
2.2	Multipolordnungen von $\gamma$ -Übergängen . . . . .	22
3.1	Zustände und $\gamma$ -Übergänge mit bekannten Spinwerten und Multipolmischungsverhältnissen in $^{50}\text{Mn}$ . . . . .	37
3.2	Zustände und $\gamma$ -Übergänge mit bekannten Spinwerten und Multipolmischungsverhältnissen in $^{46}\text{V}$ . . . . .	40
3.3	Ergebnisse der Auswertung der Linearpolarisation zu $^{46}\text{V}$ . . . . .	41
3.4	Ergebnisse der Auswertung der Linearpolarisation zu $^{58}\text{Cu}$ . . . . .	42
4.1	Isospinwellenfunktion für ein Zwei-Nukleonen System . . . . .	47
4.2	Vergleich der Grundzustandsenergie von $^{50}\text{Mn}$ und seiner isobaren Nachbarkerne . . . . .	48
4.3	Ergebnisse der Schalenmodell-Rechnungen . . . . .	53
A.1	Experimentelle Daten von $^{50}\text{Mn}$ . . . . .	59
A.2	Experimentelle Daten von $^{46}\text{V}$ . . . . .	61
A.3	Experimentelle Daten von $^{58}\text{Cu}$ . . . . .	62
B.1	Schalenmodell-Rechnungen, FPD6-Wechselwirkung . . . . .	63
B.2	Schalenmodell-Rechnungen, KB3-Wechselwirkung . . . . .	63



# Einleitung

Kerne gleicher Neutronen- und Protonenzahl, im Folgenden  $N = Z$  - Kerne genannt, sind zurzeit ein aktuelles Forschungsgebiet in der Kernstrukturphysik. Aufgrund der gleichen Anzahl an Neutronen und Protonen stellen sie ein nukleonisches System mit höchster Symmetrie bezüglich des Isospinfreiheitsgrades dar. Nur in  $N = Z$  - Kernen treten Isospin-Singulett Zustände mit Isospinquantenzahl  $T = 0$  auf. In den mittelschweren  $N = Z$  - Kernen der Massenregion um  $A \approx 50$  sind Zustände mit Isospinquantenzahl  $T = 1$  gegenüber Isospin-Singulett Zuständen mit Isospinquantenzahl  $T = 0$  relativ stark abgesenkt. So kommen in diesen Kernen in einem niedrigen Energiebereich beide Arten von Zuständen vor und sind damit den Methoden der  $\gamma$ -Spektroskopie zugänglich. In dem betrachteten Massenbereich bildet der niedrigste  $T = 1$  - Zustand sogar den Grundzustand mit der Spinquantenzahl  $J^\pi = 0^+$ . Nur  $^{58}\text{Cu}$  bildet eine Ausnahme. In anderen Kernen, einschließlich der gerade-gerade  $N = Z$  - Kerne, ist dieses Phänomen nicht beobachtbar. Hier sind die  $T = 1$  - Zustände von  $T = 0$  - Zuständen durch eine große Energielücke getrennt.

Die Anregungsstruktur mittelschwerer selbstkonjugierter Kerne, bestehend aus gleicher Neutronen- und Protonenzahl ist zurzeit Thema vieler experimenteller und theoretischer Arbeiten [dA98, Buc97, Ots98, Rud96, Sat97, Sko98, Sve98, Ter98, Vin98]. Mit der Entwicklung großer Vieldetektor-Spektrometer wie EUROBALL [Ger92] und dem amerikanischen GAMMASPHERE [Mac97] wurden schwere  $N = Z$  - Kerne bis zu dem doppelt-magischen  $N = Z$  - Kern  $^{100}\text{Sn}$  [Lew94] untersucht.

In Köln werden seit einigen Jahren  $N = Z$  - Kerne in der Massenregion um  $A \approx 50$  eingehend untersucht. Diese Arbeit reiht sich als ein Bestandteil in diese Untersuchungen ein. Im Rahmen anderer Dissertationen wurden  $\gamma$ -spektroskopische Messungen zu den ungerade-ungerade  $N = Z$  - Kernen  $^{46}\text{V}$  [Fri00],  $^{54}\text{Co}$  [Sch00b] und  $^{58}\text{Cu}$  [Sch00b], sowie zu dem gerade-gerade  $N = Z$  - Kern  $^{48}\text{Cr}$  [Jes00], durchgeführt. Abbildung 1 zeigt einen Ausschnitt aus der Nuklidkarte dieser Massenregion.

Über die Struktur des Kerns  $^{50}\text{Mn}$  war vergleichsweise wenig bekannt. Die letzten Messungen zu  $^{50}\text{Mn}$ , mit dem Ziel einer Bevölkerung der Niedrigspinzustände, liegen 28 Jahre zurück [Fad72, Kin71, McK72, Ram72]. Nur für wenige Zustände waren in der Literatur eindeutige Spinzuzuweisungen und Multipola-

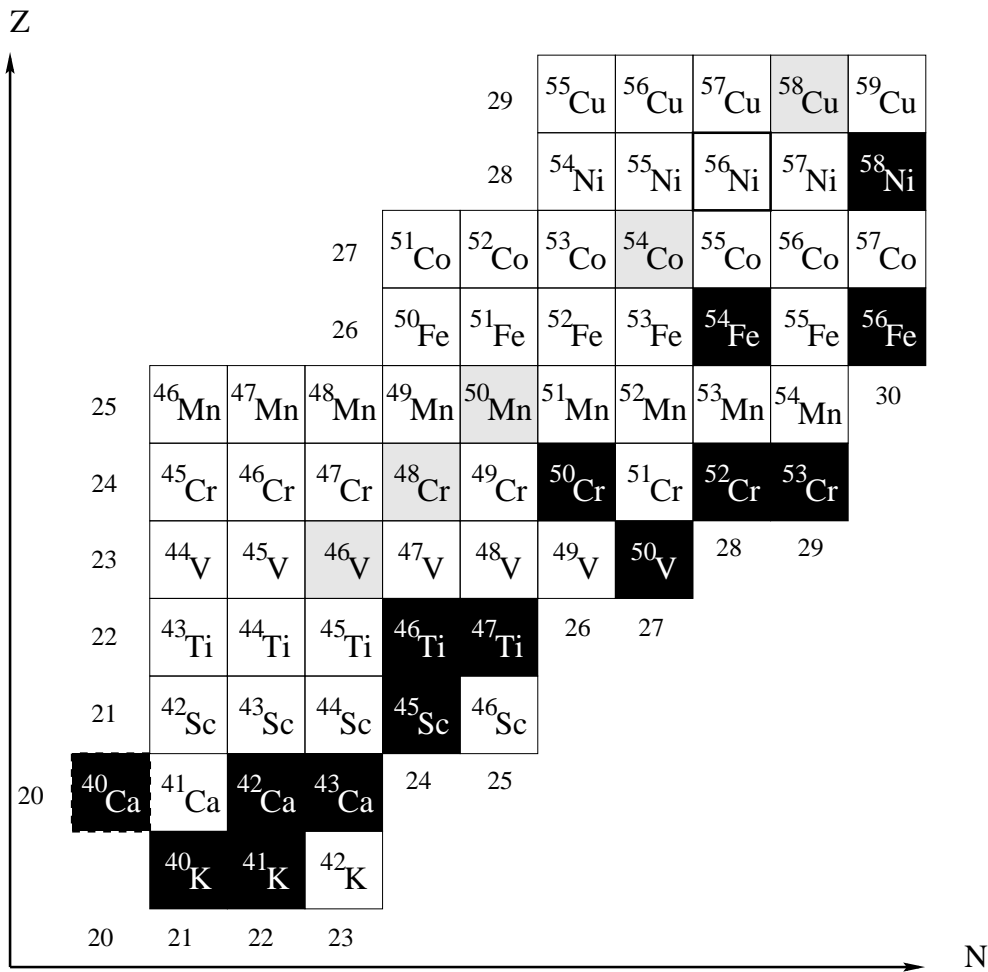


Abbildung 1: Mittelschwere  $N = Z$  - Kerne. Gezeigt ist ein Ausschnitt aus der Nuklidkarte in der Massenregion um  $A \approx 50$ . Grau unterlegt sind diejenigen Kerne, an denen in Köln Messungen durchgeführt worden sind. Schwarz unterlegt sind stabile Kerne.

ritäten von  $\gamma$ -Übergängen angegeben. Um die Niedrigspinzustände dieses Kerns zu bevölkern, wurden am OSIRIS-Würfelspektrometer drei Messungen durchgeführt. Die Analyse der Messdaten umfasste die Auswertung von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten,  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen und der Linearpolarisation. Letztere wurde mit Hilfe des CLUSTER-Detektors, der als Compton-Polarimeter diente, gemessen. Mit den Ergebnissen der Auswertung sollen unter anderem  $T = 0$  und  $T = 1$  - Zustände identifiziert werden, die für die theoretische Interpretation von großer Wichtigkeit sind. Des Weiteren wurde jeweils eine Messung zu den  $N = Z$  - Kernen  $^{46}\text{V}$  und  $^{58}\text{Cu}$  durchgeführt, mit dem Ziel die Linearpolarisation ihrer  $\gamma$ -Übergänge mit Hilfe des CLUSTER-Detektors zu bestimmen.

Die Isospin-Symmetrie führt zu Auswahlregeln für  $\gamma$ -Übergänge in  $N = Z$  - Kernen [deS74]. Eine interessante Eigenschaft ist das Auftreten sehr starker isovektorieller magnetischer Dipolübergänge ( $M1$ -Übergänge) mit einer Ände-

rung der Isospinquantenzahl um  $\Delta T = 1$ . Sie gehören zu den stärksten  $M1$ -Übergängen, die in der Kernstrukturphysik beobachtet worden sind [Lis99]. Isoskalare  $M1$ -Übergänge mit einer Änderung der Isospinquantenzahl  $\Delta T = 0$  sind dagegen stark unterdrückt. Die große  $M1$ -Übergangsstärke ist auf konstruktive Interferenz von Anteilen der Orbital- und Spinwellenfunktion in dem  $\Delta T = 1$ ,  $M1$ -Übergangsmatrixelement zurückzuführen, zwischen Zuständen, in denen jeweils das Valenzneutron und das Valenzproton die  $j = \ell + 1/2$  Schale besetzen [Lis99]. Eine weitere Auswahlregel verbietet in  $N = Z$  - Kernen isoskalare  $E1$ - und  $M1$ -Übergänge. Aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung gelten die Auswahlregeln nicht exakt — die Isospinsymmetrie wird gebrochen. Ein Verstoß gegen die Auswahlregeln ist ein Zeichen für das Auftreten von Isospinmischungen.

Die durch die Auswertung der Messungen erhaltenen Daten wurden mit umfangreichen Schalenmodell-Rechnungen verglichen, die von der Theoriegruppe der Universität Tokio durchgeführt worden sind. Diese beruhen auf der vollständigen Diagonalisierung der hamiltonschen Matrix für die komplette  $pf$ -Schale. Für schwerere Kerne im Massenbereich um  $A \approx 80$  sind solche Rechnungen nur durch Einschränkung des Modellraums möglich. Die theoretische Interpretation der Daten aus diesen schwereren Kernen wird dadurch zusätzlich erschwert. Zur Weiterentwicklung neuartiger Methoden zum theoretischen Verständnis stark wechselwirkender Vielteilchensysteme, sowie zur Überprüfung ihrer Leistungsfähigkeit ist es jedoch sinnvoll, diese zunächst in Situationen anzuwenden, die sowohl von den neuen Methoden als auch von herkömmlichen Rechnungen behandelt werden können. Dieser Überlapp existiert für Kerne im Massenbereich um  $A \approx 50$ . Eine Motivation für neue theoretische Rechnungen ist durch die Bereitstellung umfangreicher und genauer experimenteller Daten gegeben.





# Kapitel 1

## Die Messungen

Thema dieses Kapitels ist die Beschreibung des Messplatzes und der Messaufbauten, die bei der Durchführung aller in dieser Arbeit beschriebenen Experimente benutzt wurden, sowie die Wahl der Kernreaktion und der verschiedenen Detektortypen, die bei den Messungen zum Einsatz kamen.

### 1.1 Das OSIRIS-Würfelspektrometer

Alle Experimente, die in dieser Arbeit beschrieben werden, wurden am Kölner OSIRIS-Würfelspektrometer [Wir93] durchgeführt. Dieser Messplatz befindet sich am Ende des Strahlrohrs R45 des Kölner FN-TANDEM-Beschleunigers. Die Vakuum-Targetkammer des Spektrometers besteht aus einem Würfel, der als Kollimator für maximal 14 Detektoren dient. In den Messungen dieser Arbeit waren die sechs Würfelflächen des Spektrometers mit hochreinen (HP = «High Purity») Germanium-Detektoren bestückt. Jeder dieser Detektoren ist von einem Wismuth-Germanat-Szintillator (BGO) umgeben. Die BGO-Detektoren zeichnen sich durch eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit auf  $\gamma$ -Quanten aus und wurden als Anti-Compton-Shields eingesetzt. Mit dieser Detektor-Anordnung deckt man einen Raumwinkel von 4,5% von  $4\pi$  ab. Für die Untersuchung von Niedrigspinzuständen ist das Spektrometer sehr geeignet, da man mit relativ wenig Detektoren eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit auf  $\gamma$ -Quanten erreicht.

Das OSIRIS-Würfelspektrometer ermöglicht es, ohne große aufwändige Justierarbeiten, einzelne Komponenten auszutauschen. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit wurde auf die Messung der Linearpolarisation von  $\gamma$ -Quanten gelegt. Dazu wurde einer der sechs HPGe-Detektoren im Spektrometer durch den CLUSTER-Detektor ersetzt, der in den Messungen als Compton-Polarimeter diente.

## 1.2 Die Reaktion $^{50}\text{Cr}(\text{p},\text{n})^{50}\text{Mn}$

Ziel der im Folgenden beschriebenen Messungen war es, die Niedrigspinzustände des Kerns  $^{50}\text{Mn}$  möglichst vollständig bis zu einer Anregungsenergie von 3,5 MeV zu bevölkern. Als Kernreaktion wurde die Fusions–Verdampfungs-Reaktion  $^{50}\text{Cr}(\text{p},\text{n})^{50}\text{Mn}$  mit einer Protonenstrahlenergie von 15 MeV gewählt. Der mit dem Programm CASCADE [Sei91] berechnete Wirkungsquerschnitt liegt bei dieser Energie am höchsten. Zu Beginn einer jeden Messung wurde durch Variation der Strahlenergie um  $\pm 2$  MeV um die mit dem Programm berichtete optimale Energie von 15 MeV, die Stärke der (p,n)-Reaktion anhand bekannter  $^{50}\text{Mn}$ - und  $^{50}\text{Cr}$ -Linien überprüft. Dabei wiesen bei einer Strahlenergie von 15 MeV die  $^{50}\text{Mn}$ -Linien relativ zu den  $^{50}\text{Cr}$ -Linien das günstigste Verhältnis auf. Die (p,p')-Reaktion, die zu  $^{50}\text{Cr}$  führt, war jedoch weitaus dominanter. Mit den üblichen Methoden der  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzauswertung lassen sich jedoch die interessierenden  $\gamma$ -Linien von den in Nebenreaktionen entstandenen  $\gamma$ -Linien trennen. Am OSIRIS-Würfelspektrometer wurden verschiedene Messmethoden unter Verwendung von verschiedenen Detektortypen durchgeführt. Gemessen wurden  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen,  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen, Anregungsfunktionen und Linearpolarisationen. In der folgenden Übersicht sind die Messungen zusammengefasst, die im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurden.

1. **Koinzidenzmessung mit fünf HPGe-Detektoren und dem CLUSTER-Detektor.** Die Messzeit betrug in diesem Experiment 14 Tage. Die verwendete Kernreaktion war  $^{50}\text{Cr}(\text{p},\text{n})^{50}\text{Mn}$  bei einer Strahlenergie von 15 MeV. Ausgewertet wurden  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und Linearpolarisationen mit dem Ziel ein Niedrigspin-Termschema mit Spin- und Paritätswerten zu erstellen.
2. **Koinzidenzmessung mit sechs HPGe-Detektoren.** Die Kernreaktion und die gewählte Strahlenergie war in dieser siebentägigen Messzeit die gleiche, wie bei der vorangegangenen Messung. Ausgewertet wurden  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen um Spinquantenzahlen und Multipolaritäten von  $\gamma$ -Übergängen bestimmen zu können.
3. **Messung einer Anregungsfunktion.** Das Spektrometer war in dieser Messung mit sechs HPGe-Detektoren bestückt. Die Messzeit betrug sieben Tage. Die Strahlenergie wurde während der Messzeit auf Werte von 13 MeV, 15 MeV, 17 MeV und 18,5 MeV variiert. Ausgewertet wurde die Seitenbevölkerung mit dem Ziel, Spinquantenzahlen zu bestimmen.
4. **Messung der Linearpolarisation von  $\gamma$ -Quanten am Kern  $^{46}\text{V}$ .** Ziel dieser siebentägigen Strahlzeit am Kern  $^{46}\text{V}$ , dem  $N = Z$  - Nachbarkern von  $^{50}\text{Mn}$ , war es, die Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen zu bestimmen.

Dabei wurde der CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter eingesetzt. Die Kernreaktion war  $^{46}\text{Ti}(p,n)^{46}\text{V}$  bei einer Strahlenergie von 15 MeV.

5. **Messung der Linearpolarisation von  $\gamma$ -Quanten am Kern  $^{58}\text{Cu}$ .** Die Motivation für dieses Experiment basierte auf der gleichen Grundlage wie das  $^{46}\text{V}$ -Experiment. Die verwendete Kernreaktion war  $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$  bei einer Protonenstrahlenergie von 14 MeV.

Die kompletten Niedrigspin-Termschemata der letzten beiden Messungen wurden im Rahmen zweier anderer Dissertationen zu den  $N = Z$  - Kernen  $^{46}\text{V}$  [Fri00] und  $^{58}\text{Cu}$  [Sch00b] erstellt. Der Grund für eine weitere Messung zum Kern  $^{46}\text{V}$  war eine geringe Statistik, die in den  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen und den Polarisationsdaten zur Bestimmung von Spin- und Paritätsquantenzahlen vorlag. Durch eine weitere Messung sollten Mehrdeutigkeiten in der Spinzuweisung, die bei einigen Zuständen in  $^{46}\text{V}$  vorlag, beseitigt werden. Zu dem Kern  $^{58}\text{Cu}$  wurde in der Dissertation [Sch00b] keine Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen gemessen. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Messung zu  $^{58}\text{Cu}$  mit dem CLUSTER-Detektor durchgeführt, um durch die Bestimmung des Strahlungscharakters von  $\gamma$ -Übergängen, die in der Referenz [Sch00b] angegebenen Spinzuweisungen zu verifizieren bzw. eine weitere Zuweisung von Spinquantenzahlen zu ermöglichen.

### 1.3 Der CLUSTER-Detektor

Der CLUSTER-Detektor ist ein aus sieben Segmenten zusammengesetzter Ge-Detektor. Jedes Segment ist ein hochreiner Ge-Kristall in hexagonaler Form, der ein eigenes Hochvakuumsystem besitzt. Alle Segmente sind in einem gemeinsamen Kryostaten zusammengefasst. Der CLUSTER-Detektor wurde in den Messungen zusammen mit einem BGO-Anti-Compton-Shield betrieben. In den Referenzen [Ebe92, Ebe94, Ebe96, Ger91] ist der Aufbau und die Entwicklung des CLUSTER-Detektors im Detail beschrieben. In das OSIRIS-Würfelspektrometer wurde

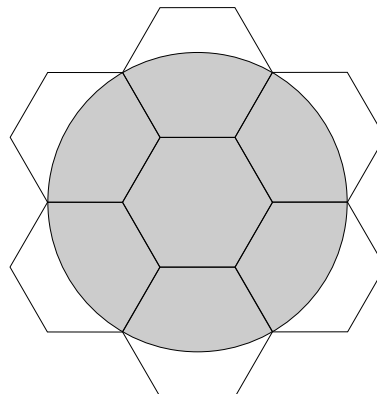


Abbildung 1.1: Schematische Skizze der sieben Segmente des CLUSTER-Detektors.

er im Abstand von 25,7 cm senkrecht zum Strahl eingebaut und als Compton-Polarimeter betrieben. Der CLUSTER-Detektor deckt in einem solchen Abstand einen Raumwinkel von 1,6% von  $4\pi$  ab. Abbildung 1.1 zeigt eine schematische Skizze der sieben hexagonalen CLUSTER-Segmente. Markiert ist der Bereich der Kristalle, der vom Kollimator des Spektrometers «ausgeleuchtet» wird.

Eine Betriebsart des CLUSTER-Detektors ist der *Addback*-Modus. Registriert ein Segment des CLUSTER-Detektors koinzident ein weiteres  $\gamma$ -Quant, so wird dieser Vorgang als ein Streueignis eines einfallenden  $\gamma$ -Quants von einem Segment in ein benachbartes gedeutet. Die Energie des  $\gamma$ -Quants wird durch die Summation der beiden registrierten Ereignisse bestimmt. Dies erhöht die Ansprechwahrscheinlichkeit des CLUSTER-Detektors auf  $\gamma$ -Quanten im Energiebereich um 1,3 MeV um 44% [Ebe96, Tho95]. Durch das Addback-Verfahren ist der CLUSTER-Detektor besonders für die Spektroskopie hochenergetischer  $\gamma$ -Quanten geeignet, da mit steigender  $\gamma$ -Energie die Wahrscheinlichkeit für Comptoneffekt oder Paarbildung zunimmt.

In den Messungen dieser Arbeit wurde der CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter eingesetzt. Im Gegensatz zu üblichen Compton-Polarimetern bei denen jeweils ein ausgezeichnete Detektor als Streuer und mindestens zwei weitere Detektoren als Analysator dienen, wirkt jedes CLUSTER-Segment sowohl als Streuer, als auch als Analysator.

# Kapitel 2

## Auswertung der Messungen

Thema dieses Kapitels ist die Beschreibung der Messungen und Methoden der Auswertung, die zum Kern  $^{50}\text{Mn}$  durchgeführt wurden. Ziel war es, ein Niedrigspinterschema möglichst vollständig durch Auswertung von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten zu erstellen. Um den neu etablierten Zuständen, Spinwerte zuzuordnen und die Multipolarität von  $\gamma$ -Übergängen bestimmen zu können, wurden  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen und Anregungsfunktionen ausgewertet. Rückschlüsse auf die Parität von Zuständen ermöglichte die Bestimmung der Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen mit Hilfe des CLUSTER-Detektors, der als Compton-Polarimeter diente.

### 2.1 Sortierung der Experimentdaten

Bevor die aus den Messungen erhaltenen Daten ausgewertet werden können, müssen sie nach bestimmten Aspekten, die durch die physikalische Fragestellung formuliert werden, aufbereitet werden. Im folgenden Abschnitt werden diejenigen Arbeitsschritte beschrieben, die nach jeder Messung durchgeführt werden müssen, unabhängig davon, welche Auswertungsmethode verwendet wird.

#### 2.1.1 Die einheitliche Energie–Kanal-Beziehung

Über den gesamten Zeitraum einer mehrere Tage andauernden Messung liegt keine einheitliche Energie–Kanal-Beziehung im Messaufbau vor, d.h. eine Kanalposition, an der ein  $\gamma$ -Übergang zu Beginn der Messung registriert wurde, kann sich bis zum Ende der Messzeit um mehrere Kanäle verschoben haben. Diese «Signalwanderungen» sind hauptsächlich auf temperaturabhängige Störungen in der Messelektronik zurückzuführen. Um diesen Effekt korrigieren zu können, wurde die gesamte Messzeit in Abschnitte — auch «runs» genannt — mit einer Dauer von zirka einer Stunde aufgeteilt und in den Datensätzen entsprechend markiert. Die Signalwanderungen müssen während des Sortiervorgangs angeglichen werden. Dies geschieht in zwei Schritten. Für jeden Abschnitt, der während

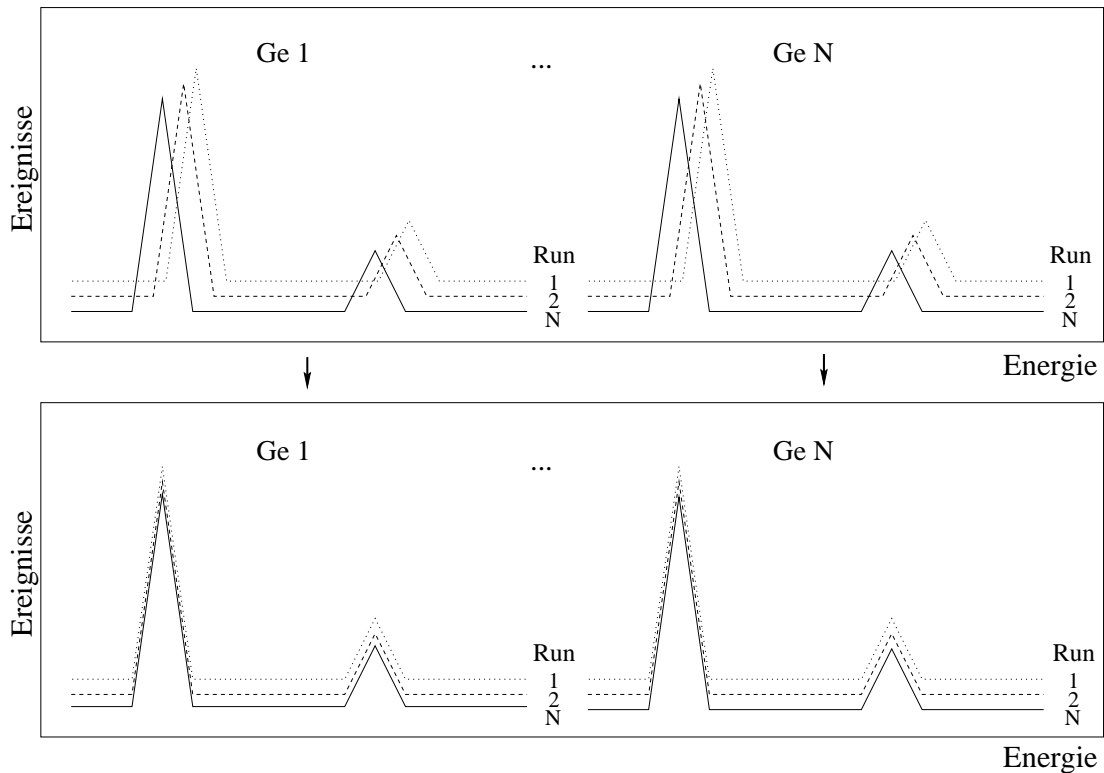
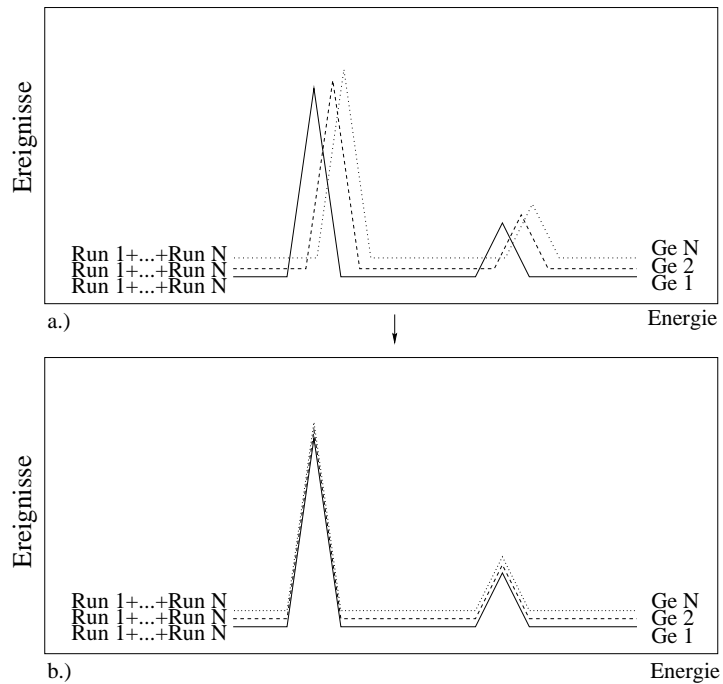


Abbildung 2.1: Angleichung der Signalwanderungen. Die Spektren eines jeden Ge-Detektors werden für jeden «run» durch eine lineare Abbildung übereinander geschoben. Das Referenz-Spektrum sollte zeitlich neben einem Eichspektrum liegen um eine korrekte Energie-Eichung zu erhalten. Dieser Vorgang wird für jeden einzelnen Ge-Detektor (Ge 1, ... , Ge N) durchgeführt.

des Experiments nach jeweils einer Stunde markiert worden ist, wird eine lineare Abbildung gesucht, die die Kanäle des entsprechenden Spektrums auf ein Referenzspektrum abbildet. Letzteres sollte zeitlich direkt vor oder hinter einem Eichspektrum liegen. Mit dieser Abbildung erreicht man, dass in jedem Abschnitt der Messung, die Spektren *eines* Detektors übereinander liegen. Die Koeffizienten für diese Abbildung lassen sich mit dem Programm AUTOSHIFT [Wie97a] leicht bestimmen, das zusätzlich die korrigierten Spektren liefert und diese auf die Festplatte abspeichert. Mit dem Programm TV [The94, Fit97] lässt sich überprüfen, ob die Spektren korrekt übereinander geschoben wurden. Die Koeffizienten schlecht angeglicher Spektren können bequem «per Hand» mit dem Programm TV nachgefittet werden. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Skizze zum Angleich dieser Signalwanderungen. Im zweiten Schritt versucht man eine einheitliche Energie-Kanal-Beziehung der verschiedenen, in dem Messaufbau verwendeten, Ge-Detektoren untereinander zu finden. Dies geschieht in der Regel mit Polynomen vierten oder fünften Grades. Die Eichkoeffizienten lassen sich an den Linienpositionen von Eich-Runs bestimmen. Geeignete Eichquellen

Abbildung 2.2: Angleichung der Energieeichungen. (a.) Die Spektren eines jeden Ge-Detektors (Ge1, ..., GeN) aller «runs» sind durch eine lineare Abbildung übereinander geschoben. (b.) Die unterschiedlichen Energieeichungen der Detektoren werden durch Polynome auf eine einheitliche Energie-Kanal-Beziehung abgebildet.



besitzen zahlreiche intensitätsstarke  $\gamma$ -Linien, die einen breiten Energiebereich abdecken. Diese Bedingungen erfüllt das  $^{226}\text{Ra}$ -Präparat sehr gut, das über  $\gamma$ -Linien in einem Energiebereich von 186 keV bis 2447 keV verfügt, deren Energie sehr genau bekannt ist. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde eine lineare Energie-Kanal-Beziehung gewählt. Das Referenzspektrum, auf das die einzelnen Durchläufe abgebildet werden, muss die gleiche Energie-Kanal-Beziehung besitzen wie das  $^{226}\text{Ra}$ -Eichspektrum, an dem die Polynome bestimmt wurden. Dazu wählt man einen Durchlauf, der zeitlich direkt vor oder hinter dem Eichspektrum aufgenommen wurde. Abbildung 2.2 zeigt die Angleichung der Energiebeziehung aller in dem Messaufbau benutzten Detektoren.

### 2.1.2 Bedingung an die Koinzidenzzeit

Um ein Termschema konstruieren zu können, benötigt man die Kenntnis über welchen Zerfallsweg sich ein angeregter Zustand in den Grundzustand entvölkert, d.h. man sucht nach koinzidenten  $\gamma$ -Übergängen. Dazu wird vom Magnetband jede Zweier-Koinzidenz in  $E_\gamma E_\gamma$ -Matrizen einsortiert. Unterschieden werden «prompte» und «verzögerte» Koinzidenzen. Erste stammen von  $\gamma$ -Quanten aus *einem* Kern und treten innerhalb einer kurzen Koinzidenzzeit von ca. 50 ns auf. Verzögerte Koinzidenzen sind zufällige Koinzidenzen von  $\gamma$ -Quanten aus *verschiedenen* Kernen und sind damit unerwünscht.

Um prompte und verzögerte Koinzidenzen unterscheiden zu können, muss während des Sortiervorgangs ein Koinzidenz-Zeitfenster gesetzt werden. Abbildung 2.3 zeigt die Projektion der Koinzidenzzeiten aller Detektorpaare aus der

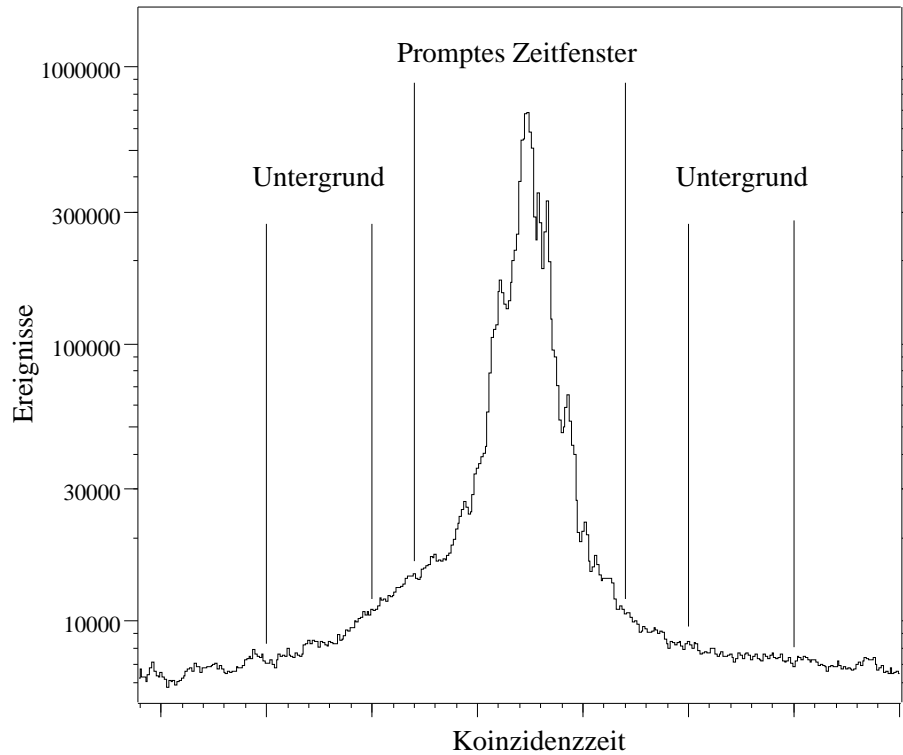


Abbildung 2.3: Spektrum der Koinzidenzzeiten aller Detektorpaare\*. Markiert sind die «prompten» und «verzögerten» Zeitfenster. Letztere definieren den Untergrund.

Messung Nr. 2 (vgl. Abschnitt 1.2) zu  $^{50}\text{Mn}$ . Das Spektrum zeigt eine Gaußkurve um die Differenzzeit  $T = 0$ , die auf einem konstanten Untergrund aufsitzt. Der Untergrund besteht aus zufälligen Koinzidenzen aus verschiedenen Kernen. Die im Sortiervorgang benutzten Zeitfenster sind in der Abbildung gezeigt. Die prompte Zeitmarke wurde um den Peak um  $T = 0$  gesetzt — die Untergrundfenster befinden sich links und rechts davon und sind in ihrer Summe genau so breit wie das prompte Zeitfenster. Zur späteren Auswertung der Koinzidenzintensitäten ist es notwendig, eine Koinzidenzbedingung zu setzen, die möglichst unabhängig von der Energie der beteiligten Ereignisse ist. Dies ist meist bei niederenergetischen  $\gamma$ -Linien nicht der Fall und muss durch genügend breite prompte Zeitfenster berücksichtigt werden. Die niedrigste Energie, die in den Messungen von Interesse war, lag bei  $E_\gamma = 149 \text{ keV}$ . In der Auswertung der Korrelationsdaten zeigten sich bis in diesen Energiebereich keine Probleme.

---

\* Aus der Messung Nr. 2 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .



## 2.2 Die Efficiency-Eichung

Die verschiedenen in den Messaufbauten verwendeten HPGe-Detektoren haben ein unterschiedliches Ansprechvermögen («efficiency») auf  $\gamma$ -Quanten. Einerseits ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren untereinander, als auch über den gesamten, für die Auswertung der Daten interessanten Energiebereich, verschieden. So ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der HPGe-Detektoren auf  $\gamma$ -Quanten in dem Energiebereich um 180 keV am größten und nimmt zu höheren  $\gamma$ -Energien schnell ab.

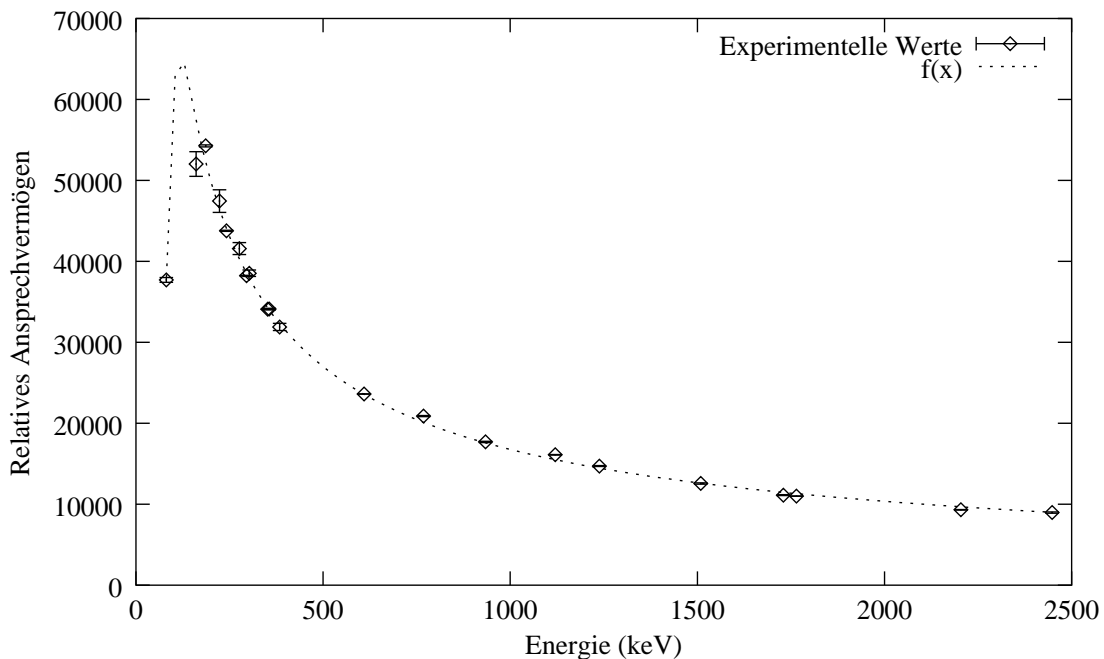


Abbildung 2.4: Efficiency-Eichkurve eines HPGe-Detektors\*, bestimmt aus den  $\gamma$ -Intensitäten von  $\gamma$ -Linien einer  $^{226}\text{Ra}$ - und einer  $^{133}\text{Ba}$ -Eichquelle. An die  $\gamma$ -Intensitäten wurde die Funktion (2.1) angefitet.

In der Auswertung der Koinzidenz-Daten müssen  $\gamma$ -Intensitäten aus Spektren *unterschiedlicher* HPGe-Detektoren verglichen werden. Deshalb ist eine genaue Korrektur der Zählrate auf das jeweilige Ansprechvermögen von elementarer Wichtigkeit. Die Efficiency-Eichung wird mit Eichquellen bekannter  $\gamma$ -Energie und  $\gamma$ -Intensität durchgeführt. Wichtig ist, dass die Eichquelle den gesamten Energiebereich abdeckt, in dem sich die für die Auswertung interessanten  $\gamma$ -Übergänge befinden. Als Eichpräparate sind  $^{226}\text{Ra}$  und  $^{133}\text{Ba}$  hervorragend geeignet. Das Präparat  $^{226}\text{Ra}$  deckt den Energiebereich von 186 keV bis 2447 keV ab,  $^{133}\text{Ba}$  besitzt in dem niedrigen Energiebereich von 53 keV bis 383 keV  $\gamma$ -Linien. Um eine Efficiency-Eichung durchführen zu können, ist man auf  $\gamma$ -Intensitäten

\*HPGe-Detektor Nr. 1 aus der Messung Nr. 1 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .

in diesem niedrigen Energiebereich angewiesen, da hier die Eichkurve die größten Änderungen aufweist. Zur praktischen Durchführung der Efficiency-Eichung wird das Target ausgebaut und genau an dessen Stelle das Eichpräparat platziert. Die Abstände und Winkel vom Ort des Präparats zu den Detektoren sind dann mit denen des Targets identisch. In der Regel genügt es, die Eichung über den Zeitraum eines Messabschnitts, d.h. eine Stunde, aufzunehmen. Dadurch kann sowohl die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens der Detektoren, als auch die Wichtung der Detektoren untereinander bestimmt werden. Abbildung 2.4 zeigt eine Efficiency-Eichfunktion, die an die gemessenen Intensitäten von  $\gamma$ -Linien der Präparate  $^{226}\text{Ra}$  und  $^{133}\text{Ba}$  angefitet wurde.

In der Literatur finden sich viele Methoden, die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens zu beschreiben [Gra85]. Folgende empirische Funktion, die physikalisch nicht begründet werden kann, hat sich zur Beschreibung der Efficiency-Eichung bewährt [Wie95] und wurde schon in vielen Messungen am OSIRIS-Würfelspektrometer als Eichkurve verwendet.

$$f(E_\gamma) = a \cdot \frac{1}{(E_\gamma - c + d \cdot \exp(-e \cdot E_\gamma))^b} \quad (2.1)$$

Für alle in der Messung verwendeten HPGe-Detektoren, sowie für die sieben Segmente des CLUSTER-Detektors wurde mit Hilfe des Programms TOPFIT [Wie96] eine Eichkurve an die  $\gamma$ -Intensitäten der beiden Eichpräparate angefitet. Die «abfallende Flanke» in dem höheren Energiebereich (vgl. Abb. 2.4) wird durch die Funktion

$$f(E_\gamma) = a \cdot \frac{1}{(E_\gamma - c)^b} \quad (2.2)$$

beschrieben. Diese Funktion lässt sich in der Regel leichter an die  $\gamma$ -Intensitäten anfiten, und man kann die auf diese Weise bestimmten Werte (a,b,c) als Startparameter für die Funktion (2.1) verwenden.

Die Intensität eines  $\gamma$ -Übergangs der Energie  $E_\gamma$  wird efficiency-korrigiert, indem man die experimentell bestimmte Peak-Fläche durch den Wert der Eichfunktion bei  $E_\gamma$  dividiert  $I(E_\gamma)_{\text{korr.}} = I(E_\gamma)/f(E_\gamma)$ . Das Ansprechvermögen auf  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen, das in der Auswertung der Winkelkorrelation benötigt wird, berechnet sich aus dem Produkt der Einzel- $\gamma$ -Ansprechvermögen,  $f(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}) = f(E_{\gamma_1}) \cdot f(E_{\gamma_2})$ , unter der Voraussetzung, dass die Zuordnung zweier registrierter  $\gamma$ -Quanten zu einem Koinzidenzereignis keine Funktion der  $\gamma$ -Energie ist. Die Zeitauflösung der HPGe-Detektoren hängt jedoch stark von der Energie der beteiligten  $\gamma$ -Quanten ab. Durch eine geeignete Wahl der Koinzidenzfenster kann der störende Einfluss dieses Effektes sehr klein gehalten werden (vgl. Abschnitt 2.1.2). In den Messungen ist dies bis zu einer  $\gamma$ -Energie von  $\approx 150$  keV gelungen.

## 2.3 Konstruktion des Termschemas

Nachdem die erforderlichen Shift-Koeffizienten bestimmt und die benötigten Eichungen durchgeführt worden sind, können die Daten vom Magnetband in  $E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}$ -Matrizen einsortiert werden. Die erforderlichen Programm-Routinen werden von der FERA-Library [Wir93] zur Verfügung gestellt. Um den Aufbau des Termschemas zu ermöglichen, benötigt man nur die Information über koinzidente  $\gamma$ -Übergänge, unabhängig davon, welche Detektorpaare des Spektrometers ein Koinzidenzereignis registriert haben.

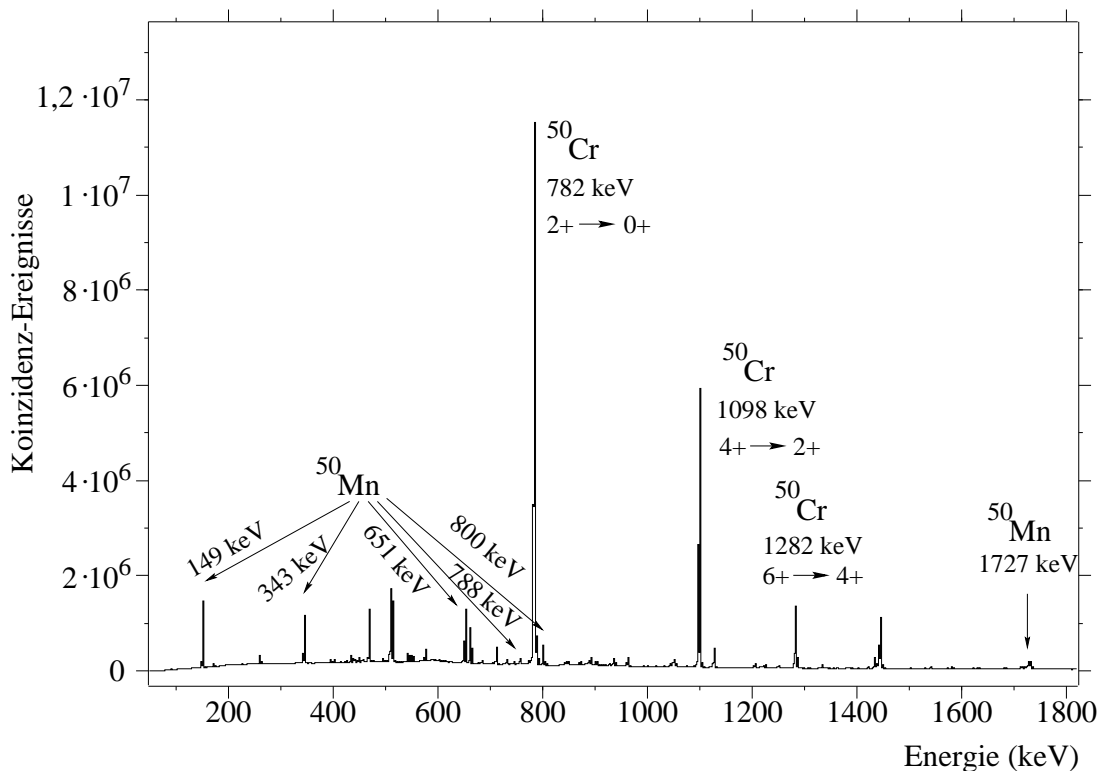


Abbildung 2.5: Totalprojektion der  $E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}$ -Matrix von  $^{50}\text{Mn}^*$ . Dieses Spektrum enthält alle in der Reaktion  $^{50}\text{Cr}(p, n)^{50}\text{Mn}$  registrierten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse. Markiert sind die starken  $\gamma$ -Übergänge von  $^{50}\text{Mn}$  sowie die in der dominierenden (p, p')-Reaktion registrierten  $\gamma$ -Übergänge von  $^{50}\text{Cr}$ .

Die Koinzidenzereignisse werden dazu in eine  $4k \times 4k$ -Matrix einsortiert. Wurden innerhalb einer vorgegebenen Koinzidenzzeit zwei  $\gamma$ -Energien  $E_1$  und  $E_2$  registriert, so wird der Kanalinhalt  $(E_1, E_2)$  und  $(E_2, E_1)$  in der Koinzidenzmatrix inkrementiert. Auf diese Weise erhält man eine symmetrische Matrix mit Peaks an denjenigen Stellen, an denen sich koinzidente  $\gamma$ -Übergänge befinden. Das Volumen eines solchen Peaks gibt Auskunft über die Stärke zweier koinzi-

\* Aus der Messung Nr. 2 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .

denter Übergänge. Im nächsten Schritt projiziert man die gesamte Matrix auf eine ihrer Achsen (z.B.  $x$ -Achse), d.h. man summiert sämtliche zu einer Energie — einem festen Punkt auf der  $x$ -Achse — zugehörigen Intensitäten auf die  $y$ -Achse. Da die Matrix symmetrisch ist, sind die Projektionen auf die  $x$ -Achse und auf die  $y$ -Achse identisch. Das auf diese Weise erhaltene Spektrum beinhaltet alle in der Reaktion registrierten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse. Abbildung 2.5 zeigt als Beispiel die Totalprojektion einer  $E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}$ -Gesamtmatrix von  $^{50}\text{Mn}$ .

Um die Koinzidenzbeziehungen untersuchen zu können setzt man in der Matrix Schnitte, auch «cuts» genannt. Ein solcher «cut» ist ein Ausschnitt eines Energiefensters auf einer Achse (z.B.  $y$ -Achse) der Koinzidenzmatrix. In Abbildung 2.6 ist als Beispiel ein «cut» auf die 800 keV-Linie gesetzt. Die Breite des Energiefensters ist üblicherweise mindestens so groß wie die Breite des Peaks, auf den der «cut» gesetzt wurde. Summiert man in der Koinzidenzmatrix über die Breite  $\Delta y$  des «cut»-Fensters, so erhält man ein Schnitt-Spektrum, das nur die zu dem 800 keV-Übergang koinzidente  $\gamma$ -Linien enthält. Die Erzeugung eines solchen Schnitt-Spektrums aus einer  $E_{\gamma}E_{\gamma}$ -Matrix ist in der Abbildung 2.6 schematisch dargestellt. Das Programm tv [The94, Fit97] stellt für dieses Vorgehen alle nötigen Routinen zur Verfügung. Ein Beispiel eines solchen Schnitt-Spektrums zeigt Abbildung 2.7, in der ein «cut» auf den starken Grundzustandsübergang von 800 keV von  $^{50}\text{Mn}$  gesetzt wurde. Deutlich zu sehen sind jetzt nur noch die zum

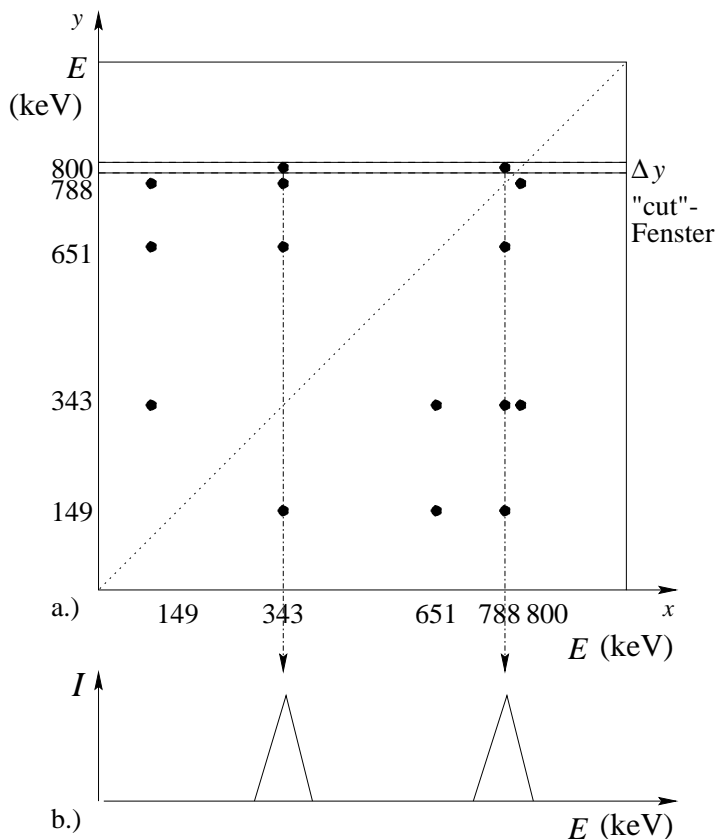


Abbildung 2.6: (a.) Schematische Skizze einer  $\gamma\gamma$ -Matrix. Ein «cut» der Breite  $\Delta y$  wurde auf die 800 keV-Linie von  $^{50}\text{Mn}$  gesetzt.

(b.) Schematische Darstellung des Schnitt-Spektrums. Das Spektrum enthält nur die zu der 800 keV-Linie koinzidenten  $\gamma$ -Übergänge von 343 keV und 788 keV. Im Schnitt-Spektrum sind die 149 keV und 651 keV-Übergänge nicht mehr vorhanden, da sie nicht zu der 800 keV-Linie koinzident sind.

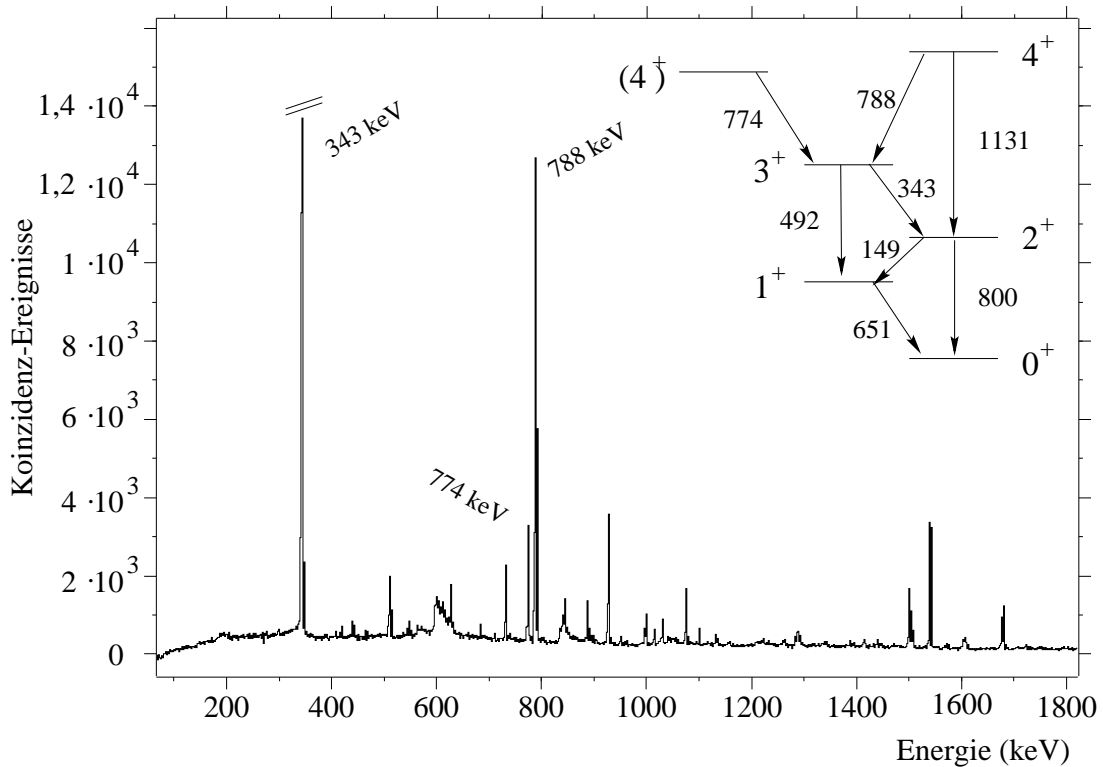


Abbildung 2.7: Schnittspektrum auf die 800 keV Linie in der  $E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}$ -Matrix von  $^{50}\text{Mn}^*$ . Dieses Spektrum enthält nur zu dem 800 keV Übergang koinzidente  $\gamma$ -Linien. Übergänge, die über einen anderen Zerfallsweg entstanden sind, erscheinen nicht in diesem Spektrum. Völlig verschwunden sind die  $^{50}\text{Cr}$ -Linien aus der dominierenden (p, p')-Reaktion.

800 keV-Übergang koinzidenten  $\gamma$ -Linien. Als intensitätsstärkste  $\gamma$ -Linie ist der, das 800 keV-Niveau direkt bevölkernde, 343 keV-Übergang zu erkennen. Die beiden 774 keV und 788 keV  $\gamma$ -Übergänge erscheinen als weitere intensitätsstarke Linien, die über den 343 keV-Übergang mit dem 800 keV-Übergang koinzident verbunden sind. Der 1131 keV-Übergang, ein  $E2$ -Übergang, ist so intensitätsschwach, dass er in diesem Schnittspektrum nicht mehr zu erkennen ist. Dieses Phänomen schwacher  $E2$ -Übergänge wird bei  $N = Z$  - Kernen oft beobachtet. Völlig verschwunden sind die 149 keV, 492 keV und 651 keV-Übergänge, da sie nicht mit dem 800 keV-Übergang koinzident sind.

Wie in Abschnitt 1.2 erwähnt, treten zwei Kernreaktionen in Konkurrenz miteinander auf — die (p, n)-Reaktion, die zu  $^{50}\text{Mn}$  führt und die intensitätsstärkere (p, p')-Reaktion, die zu  $^{50}\text{Cr}$  führt. Deutlich zeigt die Totalprojektion in Abbildung 2.5 die starken  $^{50}\text{Cr}$ -Linien — die schwächeren gehören zu  $^{50}\text{Mn}$  oder zu Nebenreaktionen. Mit der eben skizzierten Methode der Analyse der Schnitt-

\* Aus der Messung Nr. 2 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .

spektren war es möglich, nur die  $\gamma$ -Linien zu identifizieren, die zum Kern  $^{50}\text{Mn}$  gehören. Die nicht interessierenden  $\gamma$ -Übergänge zu  $^{50}\text{Cr}$  und zu den Nebenreaktionen erscheinen nicht mehr im Schnitt-Spektrum in Abbildung 2.7 und üben keinen störenden Einfluss auf die Auswertung aus. In Kapitel 3, das die Ergebnisse der experimentellen Auswertung zusammenfasst, ist das Termschema gezeigt, wie es durch Auswertung der  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen aufgebaut wurde.

## 2.4 Auswertung der Winkelkorrelationen

Um die inneren Anregungen eines Kerns zu erklären, oder mit vorhandenen Kernmodellen interpretieren zu können, müssen Spin- und Paritätswerte der Kernniveaus bekannt sein. Ohne Kenntnisse von Spindifferenzen in Banden und der Paritätsquantenzahlen ihrer Zustände ist ein Termschema kaum aussagekräftig. Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick in die Theorie der Spinbestimmung und verdeutlicht anhand von Beispielen den Auswertungsvorgang.

### 2.4.1 Theoretische Grundlagen

Ist ein Kern durch eine Fusions-Verdampfungs-Reaktion, auch Compoundkernreaktion genannt, erzeugt worden, so liegt er in einem hoch angeregten Zustand vor. Durch den Impulsübertrag des Projektils muss der Drehimpuls des Kerns  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$  senkrecht zur Strahlachse stehen. Quantenmechanisch entspricht dies einem Zustand mit magnetischer Quantenzahl  $m = 0$ . Durch Abdampfung von Neutronen und wiederholter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung geht der Kern in den Grundzustand über. Die dabei schwächer werdende Ausrichtung des Kern-Drehimpulses entspricht quantenmechanisch einem Gemisch der magnetischen Unterzustände und wird durch eine Gaußverteilung der  $m$ -Unterzustände der Breite  $\sigma$  um  $m = 0$  beschrieben. Die Multipolcharakteristik der Strahlung bestimmt die räumliche Verteilung der Emission. Die Winkelverteilung von  $\gamma$ -Strahlung wird dadurch gemessen, dass ein Detektor unter verschiedenen Winkeln zum Strahl aufgestellt wird und man so die Intensität der  $\gamma$ -Linien als Funktion des Winkels zwischen Detektor und Strahlachse erhält.

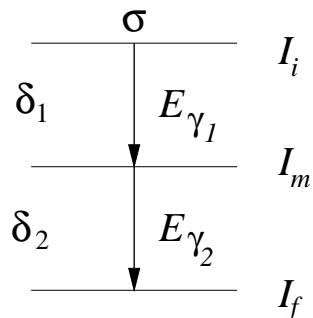
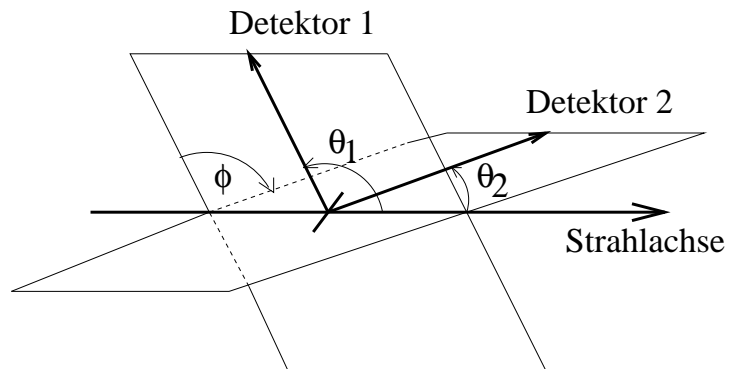


Abbildung 2.8: Zerfallskaskade einer  $\gamma\gamma$ -Koinzidenz. Die Übergänge werden durch den Mischungsparameter  $\delta_{1,2}$  der Multipolordnungen und die Spinwerte  $I_i, I_m, I_f$  charakterisiert.

In einem  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperiment betrachtet man eine Kaskade von zwei  $\gamma$ -Quanten, die einen ausgerichteten Zustand entvölkern. Eine solche Kaskade ist in Abbildung 2.8 skizziert. Unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants  $E_{\gamma_1}$  zerfällt der Kern vom Zustand  $I_i$  in den Zustand mit Spinwert  $I_m$ , dessen Ausrichtung durch  $E_{\gamma_1}$  festgelegt wird. Dadurch wird die Winkelverteilung des folgenden  $E_{\gamma_2}$ -Übergangs beeinflusst. Die Winkelverteilungen der Übergänge  $E_{\gamma_1}$  und  $E_{\gamma_2}$  sind also korreliert. Die Wahrscheinlichkeit, dass zwei in der Zerfallskaskade aufeinander folgende  $\gamma$ -Quanten  $E_{\gamma_1}$  und  $E_{\gamma_2}$  in die Raumrichtungen  $(\theta_1, \phi_1)$  und  $(\theta_2, \phi_2)$  emittiert werden, wird durch eine Verteilungsfunktion  $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$  [Kra73] beschrieben. Die Polarwinkel  $\theta_1$  und  $\theta_2$  beschreiben die Winkel, in denen die beiden am Koinzidenz-Ereignis beteiligten Detektoren bezüglich der Strahlachse stehen. Dabei sei die  $z$ -Achse in Strahlrichtung ausgelegt. Die Symmetrie der Strahlungsverteilung bezüglich Rotationen um die Strahlachse bewirkt, dass  $W(\theta_1, \theta_2, \phi)$  nur von der Differenz  $\phi = \Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ , dem Winkel zwischen jeweils zwei Detektoren, abhängt (vgl. Abb. 2.9). Des Weiteren beinhaltet die Funktion als Parameter die drei Spinwerte  $I_i, I_m, I_f$ , die Multipolmischungsverhältnisse  $\delta_1, \delta_2$  und die Breite  $\sigma$  des oberen Zustands.

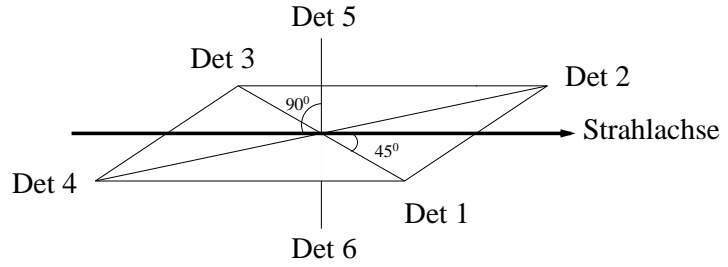
Abbildung 2.9: Geometrie einer Koinzidenz.  $\theta_1$  und  $\theta_2$  beschreiben die Winkel zwischen den Detektoren und der Strahlachse.  $\phi$  beschreibt den Winkel zwischen jeweils zwei Detektoren.



### 2.4.2 Geometrie des OSIRIS-Spektrometers

Zur Auswertung der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen benötigt man die Information, welche zwei Detektorpaare des Spektrometers ein Koinzidenzereignis registriert haben. Mit dieser Kenntnis erhält man eine Information über die Strahlungsverteilung, mit deren Hilfe sich Rückschlüsse auf den Multipolcharakter der Strahlung ziehen lassen. Deshalb müssen die Koinzidenzdaten nach geometrischen Aspekten in mehrere Matrizen sortiert werden. Das OSIRIS-Spektrometer war in dieser Messung mit sechs Ge-Detektoren bestückt. Zwei Detektoren (Ge 1, Ge 2) sind unter einem «Vorwärts»-Winkel von  $45^\circ$  bezüglich der Strahlachse positioniert, zwei weitere (Ge 3, Ge 4) sind unter einem «Rückwärts»-Winkel von  $45^\circ$  zur Strahlachse positioniert. Unter einem Winkel von  $90^\circ$  bezüglich der Ebene, die durch die vier Detektoren aufgespannt wird, sind zwei weitere Detektoren (Ge 5,

Abbildung 2.10: Schematische Skizze der im OSIRIS-Spektrometer.



Ge6) montiert. Abbildung 2.10 zeigt eine schematische Skizze der Detektoranordnungen im OSIRIS-Würfel. Insgesamt ergeben sich also  $6 \cdot 5 = 30$  mögliche Kombinationen für Detektorpaarungen. Würde man die Ereignisse in 30 Matrizen einsortieren, wäre die Statistik in den Matrizen so gering, dass eine Auswertung nahezu unmöglich wäre. Aus Symmetriegründen lassen sich jedoch viele Kombinationen zusammenfassen [Eks92]

$$W(\theta_1, \theta_2, \phi) = \begin{cases} W(180^\circ - \theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi) \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, \phi + 180^\circ) \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, \phi - 180^\circ) \\ W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, 180^\circ - \phi) \\ W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, 180^\circ - \phi) \end{cases} . \quad (2.3)$$

Entsprechend Gleichung (2.3) reduziert sich die Anzahl der Korrelationsgruppen auf fünf, sodass die Koinzidenzdaten in nur noch fünf Korrelationsmatrizen einsortiert werden müssen. Tabelle 2.1 fasst die Korrelationsgruppen des OSIRIS-Spektrometers zusammen.

Gruppe Nr.	Anzahl	Geometrie			Detektor-Paare
		$\theta_1$	$\theta_2$	$\Delta\phi$	
1	8	45	90	90	(1,5) (2,5) (3,5) (4,5) (1,6) (2,6) (3,6) (4,6)
2	8	90	45	90	(5,1) (5,2) (5,3) (5,4) (6,1) (6,2) (6,3) (6,4)
3	2	90	90	180	(5,6) (6,5)
4	8	45	135	0	(1,2) (2,3) (3,4) (1,4) (2,1) (3,2) (4,3) (4,1)
5	4	45	225	0	(1,3) (2,4) (3,1) (4,2)

Tabelle 2.1: Die Korrelationsgruppen des OSIRIS-Spektrometers. Die Gruppen Nr. 1 und Nr. 2 sind asymmetrisch — Gruppen Nr. 3, Nr. 4 und Nr. 5 sind symmetrische Gruppen, d.h. Gruppen Nr. 1 und Nr. 2 beinhalten vertauschte Detektorpaare, während die anderen Gruppen bezüglich Paarvertauschung symmetrisch sind. Letztere lassen sich als Spiegelung oder Drehung um die Strahlachse beschreiben.

### 2.4.3 Auswertungsmethode der Korrelationsdaten

Der Vorgang der Bestimmung von Spinwerten und Multipolmischungsverhältnissen umfasst mehrere Schritte. Die  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignisse müssen zunächst



nach geometrischen Aspekten neu sortiert werden. Dazu werden die Koinzidenzereignisse, entsprechend ihrer Zugehörigkeit nach Tabelle 2.1, in fünf Korrelationsmatrizen einsortiert. Anschließend müssen die Intensitäten der  $\gamma$ -Übergänge einer jeden Kaskade (vgl. Abb. 2.8) in allen fünf Matrizen bestimmt werden. Das interaktive Programm `TV` [The94, Fit97] stellt eine Routine zur Verfügung, mit der unter gleichen Anfangsbedingungen ein Schnittspektrum aus allen fünf Matrizen gleichzeitig erzeugt werden kann. Es lässt sich jeweils ein  $\gamma$ -Übergang, z.B.  $E_{\gamma_1}$  in der betrachteten Kaskade in allen fünf Spektren fitten und in eine Datei auf die Festplatte ausschreiben. Die Auswertung der auf diese Weise gewonnenen Korrelationsdaten geschieht mit dem interaktiven Programm `CORLEONE` [Wie97b]. Dieses Programm liest die gefitteten Intensitäten aus der Datei ein und führt nach (2.1) eine Efficiency-Korrektur der  $\gamma$ -Intensitäten durch. Wie eine solche Efficiency-Eichung durchgeführt wird, ist in Abschnitt 2.2 ausführlich beschrieben worden. Zu einer vorgegebenen Spinhypothese berechnet das Programm eine theoretische Winkelverteilung und vergleicht diese mit der experimentell bestimmten Intensitätsverteilung. Ob eine Hypothese angenommen oder verworfen werden kann, wird anhand eines  $\chi^2$ -Tests beurteilt.

Die Anzahl der vorzugebenden Spinhypothesen wird durch Auswahlregeln eingeschränkt. Diese sind im Folgenden kurz erläutert.

- Befindet sich ein Kern in einem angeregten Zustand, so hat er unter anderem die Möglichkeit diese Anregungsenergie in Form von  $\gamma$ -Strahlung abzugeben. Wird durch den Zerfall eines Kernzustands mit Drehimpuls  $I_i$  in den Kernzustand mit Drehimpuls  $I_f$  ein  $\gamma$ -Quant mit der Multipolordnung  $\ell$  emittiert, so folgt aus der Drehimpulserhaltung die Bedingung für die Quantenzahlen:

$$|I_i - I_f| \leq \ell \leq I_i + I_f \quad m = m_i - m_f \quad (2.4)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeiten nehmen mit steigender Multipolordnung  $\ell$  stark ab, sodass fast nur Übergänge mit sehr niedrigem  $\ell$  beobachtet werden.

- Die elektromagnetische Wechselwirkung ist paritätserhaltend. Deshalb muss neben dem Drehimpuls beim Emissionsprozess die Parität erhalten bleiben. Dies führt zu einer weiteren Auswahlregel.

$$\begin{aligned} \pi_i &= (-1)^\ell \pi_f && \text{für } E\ell\text{-Strahlung} \\ \pi_i &= (-1)^{\ell+1} \pi_f && \text{für } M\ell\text{-Strahlung} \end{aligned} \quad (2.5)$$

- Da nicht nur Übergänge mit reiner Multipolordnung auftreten, sondern auch gemischte Übergänge möglich sind, benötigt man ein Maß um die Stärke der Mischung zu beschreiben. Aufgrund von Auswahlregeln genügt es, sich dabei auf die beiden niedrigsten Multipolordnungen  $\ell$  und  $\ell' = \ell + 1$

zu beschränken [Mor76]. Der Multipolmischungsparameter  $\delta$  ist definiert als der Quotient der Übergangsmatrixelemente der Strahlungsarten:

$$\delta = \frac{\langle I_f \parallel T(\sigma_a, \ell') \parallel I_i \rangle}{\langle I_f \parallel T(\sigma_b, \ell) \parallel I_i \rangle} \quad (2.6)$$

Das Quadrat des Multipolmischungsverhältnisses erhält eine anschauliche Bedeutung. Es ist der Quotient der Intensitätsverhältnisse der beiden Strahlungsarten.

$$\delta^2 = \frac{\text{Intensität}(\ell')}{\text{Intensität}(\ell)} \quad (2.7)$$

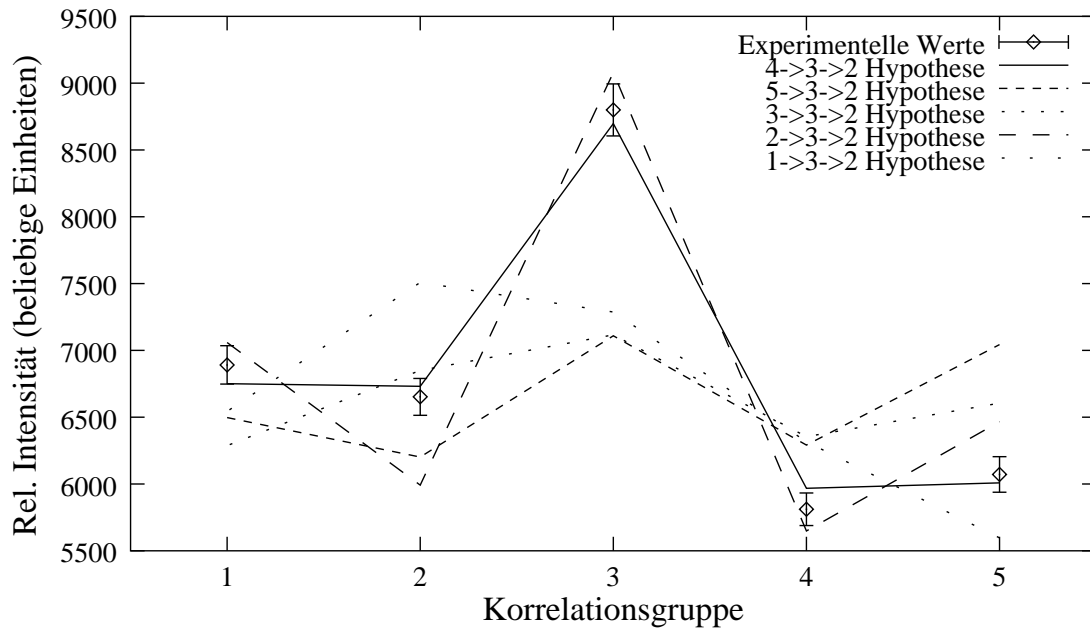
Die Tabelle 2.2 gibt eine Übersicht über die bei der Messung in Betracht gezogenen Multipolordnungen. Obwohl die Strahlungsverteilung unabhängig von

Spinänderung $ \Delta I $	0 kein $0 \rightarrow 0$	1	2
mit Paritätsänderung $\pi_i = -\pi_f$	$E1$ ( $M2$ )	$E1$ ( $M2$ )	$M2$ $E3$
ohne Paritätsänderung $\pi_i = \pi_f$	$M1$ $E2$	$M1$ $E2$	$E2$ ( $M3$ )

Tabelle 2.2: Multipolordnungen von  $\gamma$ -Übergängen. Es genügt sich auf die beiden niedrigsten Multipolordnungen zu beschränken, die bei einem  $\gamma$ -Übergang möglich sind. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für magnetische Strahlung sind stets um einige Zehnerpotenzen kleiner als für elektrische Strahlung gleicher Multipolordnung.

der Polarisation der  $\gamma$ -Strahlung ist, kann in manchen Fällen mit Hilfe der Auswahlregeln den entvölkernden Kernzuständen eine Parität zugewiesen werden. Dies ist zum Beispiel dann der Fall, wenn für einen  $\Delta I = 1$  - Übergang das Multipolmischungsverhältnis deutlich von Null verschieden ist. Entsprechend Tabelle 2.2 handelt es sich dann um einen gemischten  $E2/M1$ -Übergang. Nach den Auswahlregeln ändert ein solcher  $\gamma$ -Übergang die Paritätsquantenzahl der beiden beteiligten Kernzustände nicht, sodass — falls die Parität eines Zustands bekannt ist — die Parität des anderen sofort bestimmt werden kann. Dagegen ist für einen  $\Delta I = 1$  - Übergang mit Multipolmischungsverhältnis  $\delta = 0$  keine Aussage über die Parität möglich, da zwischen  $E1$ - und  $M1$ -Strahlung nicht unterschieden werden kann.

Als Beispiel für die Zuweisung von Spinwerten und Multipolmischungsverhältnissen sei die Kaskade mit den  $\gamma$ -Übergängen von 788 keV und 343 keV betrachtet. Die  $\gamma$ -Übergänge verbinden den Zustand mit Spinwert  $I_i$ , der bestimmt werden soll, mit den Zuständen  $I_m = 3$  und  $I_f = 2$ , die aus früheren Messungen [Fad72, Kin71, McK72, Ram72, Sve98] bekannt waren. Ebenso ist das Multipolmischungsverhältnis  $\delta_2 = 0,00(2)$  des unteren  $\gamma$ -Übergangs  $E_{\gamma_2} = 343$  keV



Abbildungung 2.11: Intensitätsverteilung der 788 keV–343 keV - Kaskade\*. Sie verbindet die Zustände mit einer Anregungsenergie von 1931 keV, 1143 keV und 800 keV. Gezeigt sind die aus den  $\gamma\gamma$ -Korrelationsmatrizen experimentell bestimmten  $\gamma$ -Intensitäten in Abhängigkeit der Korrelationsgruppe. Für die Spinhypothesen  $I_i = 1, 2, 3, 4, 5$  sind die theoretischen Intensitätsverteilungen gezeigt. Nur die  $I = 4$  - Hypothese für den oberen Zustand der Kaskade lässt sich nicht verwerfen ( $\chi^2 = 1$ ). Die  $I = 2$  - Hypothese zeigt große Abweichungen in den Gruppen Nr. 2 und Nr. 5 und ist aufgrund eines  $\chi^2$ -Wertes von  $\chi^2 = 8$  auszuschließen. Alle anderen Hypothesen sind aufgrund  $\chi^2 > 40$  auszuschließen.

bekannt. Für das obere Niveau sollen nun die Spinhypothesen  $I_i = 2$ ,  $I_i = 3$ ,  $I_i = 4$  und  $I_i = 5$  getestet werden. In den Auswertungen wurde auf den 343 keV-Übergang der «cut» gesetzt und die  $\gamma$ -Intensitäten des 788 keV Übergangs in allen fünf Korrelationsmatrizen bestimmt. Abbildung 2.11 zeigt die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit der Korrelationsgruppen der theoretisch berechneten Verteilung mit der experimentell bestimmten Verteilung. Deutlich ist zu erkennen, dass nur die Hypothese mit dem vorgegebenen Wert  $I_i = 4$  mit den experimentellen Daten in Einklang zu bringen ist. Die anderen Hypothesen können verworfen werden. Auf diese Art und Weise wurde versucht, möglichst vielen Zuständen Spinquantenzahlen zuzuordnen und die Multipolarität von  $\gamma$ -Übergängen zu bestimmen. Aus früheren Messungen bekannte Spinwerte konnten verifiziert werden.

Als ein weiteres Beispiel sei nun eine «schlechtere» Kaskade gezeigt, bei der die Zuweisung der Spinwerte am schwierigsten war. Es handelt sich um die Zustände

\* Aus der Messung Nr. 2 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .

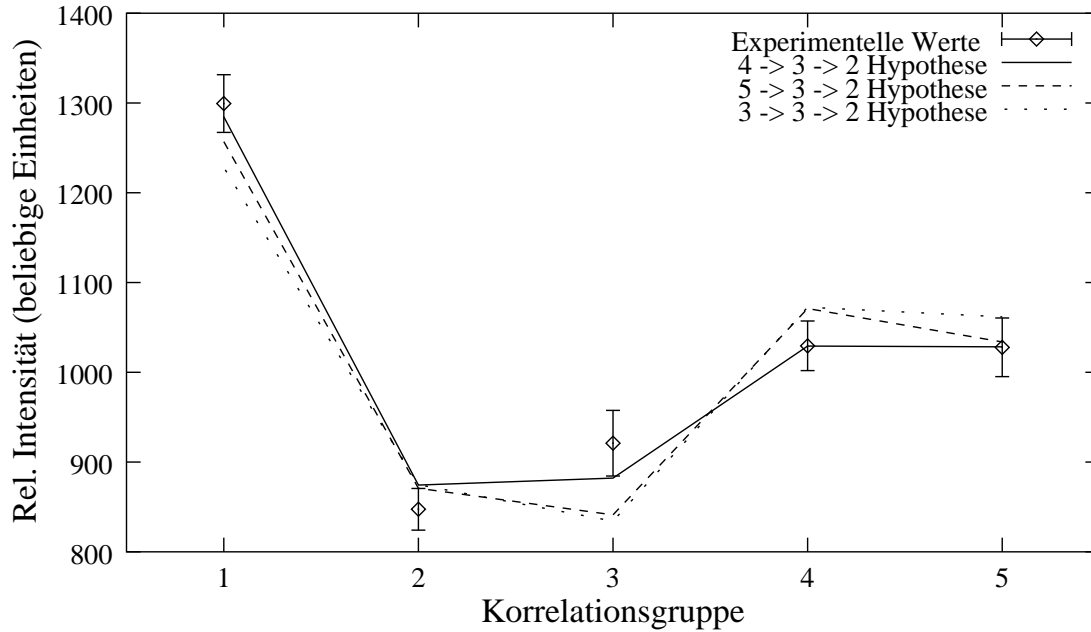


Abbildung 2.12: Intensitätsverteilung der 774 keV–343 keV-Kaskade\*. Diese Kaskade verbindet die Zustände mit einer Anregungsenergie von 1917 keV, 1143 keV und 800 keV. Ein Spinwert von  $I_i = 4$  für den oberen Zustand der Kaskade ist am wahrscheinlichsten ( $\chi^2 = 0,9$ ). Aufgrund eines relativ geringen  $\chi^2$ -Wertes von  $\chi^2 = 4$  für die alternativen Spinhypothesen  $I_i = 3$  und  $I_i = 5$ , können diese nicht verworfen werden. Die Spinzuzuweisung  $I_i = 4$  ist identisch mit dem Resultat der Hochspinmessung in Referenz [Sve98].

mit einer Anregungsenergie von 1917 keV, 1143 keV und 800 keV, die durch die  $\gamma$ -Übergänge  $E_{\gamma_1} = 774$  keV und  $E_{\gamma_2} = 343$  keV verbunden werden. Der untere Teil der Kaskade ist also der gleiche, wie im vorhergehenden Beispiel. Abbildung 2.12 zeigt die Intensitätsverteilung für die Spinhypothesen  $I_i = 3, 4, 5$  für den oberen Zustand. Die Spinhypothese  $I_i = 4$  ist am wahrscheinlichsten mit einem  $\chi^2$ -Wert von  $\chi^2 = 0,9$ . Die Hypothesen mit den Spinwerten  $I_i = 3$  und  $I_i = 5$  lassen sich noch sehr gut an die experimentellen Daten anfitzen, sind jedoch mit einem  $\chi^2$ -Wert von  $\chi^2 = 4,0$  deutlich schlechter. Die anderen Spinhypothesen von  $I_i = 1$  und  $I_i = 2$  sind aufgrund von  $\chi^2$ -Werten größer als zehn auszuschließen und sind in Abbildung 2.12 aus Gründen der Übersicht nicht aufgeführt. Die Ergebnisse der Korrelationsauswertung sind in Kapitel 3 zusammengefasst.

Die Auswertung von Korrelationsdaten ist sehr fehlerempfindlich, da mehrere Schritte erforderlich sind, bevor der Erfolg überprüft werden kann.

1. Sortieren der Koinzidenzdaten nach geometrischen Aspekten
2. Korrektur des Ansprechvermögens (Efficiency-Eichung)

\* Aus der Messung Nr. 2 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .

### 3. Intensitätsanpassung

Ein wichtiger Schritt ist, Dubletts zu erkennen und zu trennen. Lässt sich zum Beispiel auf einen  $\gamma$ -Übergang einer Kaskade kein «cut» setzen, so kann ohne weiteres auf den zweiten  $\gamma$ -Übergang der Kaskade ein «cut» gesetzt werden und der andere Übergang gefittet werden. In der Auswertung ist nun zu beachten, dass die in der Fit-Datei eingetragenen Intensitäten der asymmetrischen Gruppen Nr. 1 und Nr. 2 vertauscht werden müssen.

Die möglichen Fehlerquellen erfordern eine Abschätzung des systematischen Fehlers, der weit über den statistischen Fehler in der Intensitätsbestimmung liegt. Um nicht bei jeder untersuchten Hypothese eine Bewertung der Größe systematischer Fehlerquellen durchführen zu müssen, wurde bei der Fehlerrechnung zu den statistischen Fehlern ein Wert von 2% hinzugefügt, der die Größenordnung der systematischen Fehler bei korrekt angepassten Linien abschätzen soll. Mit dieser künstlichen Vergrößerung der statistischen Fehler erreicht man, dass Zweideutigkeiten bei der Analyse, die innerhalb der systematischen Fehler nicht unterschieden werden können, als solche erkannt werden.

## 2.5 Die Linearpolarisation

Mit den bisher verwendeten Auswertungsmethoden ist es nicht möglich, den elektromagnetischen Charakter der Strahlung zu bestimmen. Mit der Kenntnis, ob ein  $\gamma$ -Übergang elektrischen oder magnetischen Strahlungscharakter besitzt, können Rückschlüsse auf die Parität der bevölkerten oder entvölkerten Zustände gezogen werden. Unter Verwendung des CLUSTER-Detektors, der in den Messungen dieser Arbeit als Compton-Polarimeter diente, wurde die Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen gemessen, mit deren Kenntnis sich der Strahlungscharakter bestimmen lässt. Ein Schwerpunkt wurde in dieser Arbeit auf die Auswertung der Linearpolarisation gelegt, sodass zusätzlich zum Kern  $^{50}\text{Mn}$  auch die Polarisation der  $N = Z$  - Kerne  $^{46}\text{V}$  und  $^{58}\text{Cu}$  bestimmt wurden.

### 2.5.1 Theoretische Grundlagen

$\gamma$ -Strahlung, die bei einem Übergang zwischen zwei Kernzuständen ausgesandt wird, ist linear polarisiert. Linear polarisierte Photonen werden bevorzugt in eine Ebene, senkrecht zu ihrer Polarisationsebene Compton-gestreut. Das bedeutet, dass die Rate der gestreuten Photonen in die Ebene senkrecht zu der Polarisationsebene des einfallenden Photonenstrahls höher ist, als die Rate der Photonen, die in die Ebene parallel zur Polarisationsebene gestreut werden. Der Unterschied zwischen elektrischer und magnetischer Strahlung besteht in der um  $90^\circ$  gedrehten Stellung der elektrischen und magnetischen Feldvektoren. In Abbildung 2.13 sind die Strahlungscharakteristiken eines elektrischen und eines magnetischen Dipols skizziert. Gezeigt sind die Stellungen des elektrischen und des magnetischen

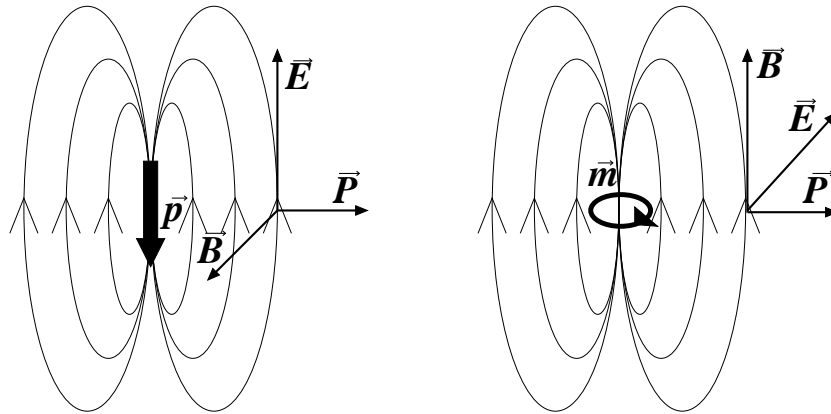


Abbildung 2.13: Diese Abbildung zeigt einen elektrischen und einen magnetischen Dipol. Die Orientierung der elektrischen und magnetischen Feldvektoren sind bei der Emission senkrecht zur Dipolachse um  $90^\circ$  gedreht.

Feldvektors, für eine Emissionsrichtung *senkrecht* zum Dipolmoment, sowie der Poyntingvektor  $\vec{P}$ .

Eine einfache Realisierung eines Compton-Polarimeters stellt ein Aufbau mit drei Detektoren dar. Ein Detektor steht dabei im Photonenstrahl und dient als Streuer. Um diesen sind, entsprechend Abbildung 2.14, zwei Analyse-Detektoren in einem Winkel von  $\varphi$  und  $\varphi'$  aufgebaut. Ein compton-gestreutes  $\gamma$ -Quant wird in einem der Analyse-Detektoren nachgewiesen. Die Linie Streuer–Analysator bildet zusammen mit dem Photonenstrahl die Compton-Streuebene.

Um die Polarisationswinkelverteilung beschreiben zu können, müssen zunächst ein paar Begriffe und Notationen erläutert werden. Die Strahlachse und das vom Target emittierte  $\gamma$ -Quant schließen einen Winkel  $\theta$  ein. Beide Achsen spannen die *Reaktionsebene* auf. Der  $\vec{E}$ -Vektor der elektrischen Feldstärke und der Poyntingvektor  $\vec{P}$  spannen die *Polarisationsebene* auf, die mit der Reaktionsebene den Winkel  $\xi$  einschließt. Eine ausführliche Beschreibung der Polarisationswinkelverteilung findet man in der Referenz [Fag59]. Zur Bestimmung des Strahlungscharakters muss die Linearpolarisation, also die Stellung des elektrischen Feldvektors, berücksichtigt werden. Für den Spezialfall von Photonen, die unter einem Winkel von  $\theta = 90^\circ$  zur Strahlachse gestreut werden, geht dies einfach. Die Polarisation eines Photons wird wie folgt definiert:

$$P(\theta) = \frac{W(\theta, \xi = 0^\circ) - W(\theta, \xi = 90^\circ)}{W(\theta, \xi = 0^\circ) + W(\theta, \xi = 90^\circ)} \quad (2.8)$$

Das Vorzeichen der Polarisation wird durch den Charakter der Strahlung bestimmt. Die Polarisation lässt sich durch die Koeffizienten einer Winkelverteilung beschreiben, da diese bis auf den Strahlungscharakter alle Informationen enthält. Für  $\theta = 90^\circ$  ergeben sich für elektrische und magnetische Dipol- und Quadrupolstrahlung einfache Abhängigkeiten von normierten Winkelverteilungs-

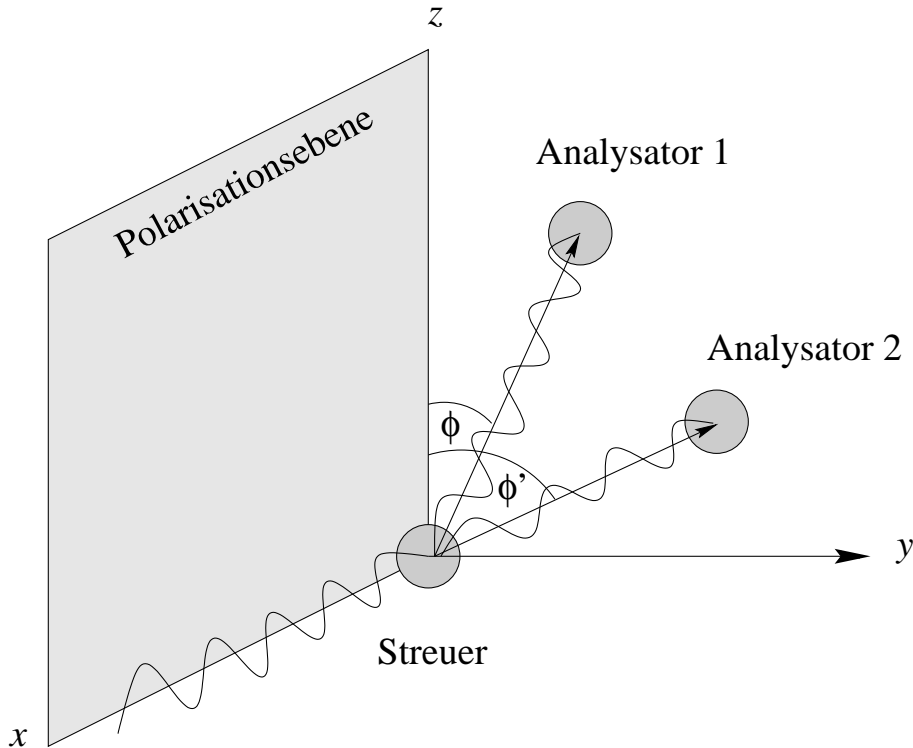


Abbildung 2.14: Schematische Skizze eines Polarimeters. Ein Photon wird Compton-gestreut und in Abhängigkeit seiner Linearpolarisation in den Analyse-Detektoren nachgewiesen.

koeffizienten. Sei eine Winkelverteilung der Strahlung durch die Entwicklung nach Legendre-Polynomen gegeben,

$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) \quad (2.9)$$

so gilt für Dipolstrahlung

$$P = P(90^\circ) = \mp \frac{3a_2}{2 - a_2} \begin{cases} -, & \text{für einen } E1\text{-Übergang} \\ +, & \text{für einen } M1\text{-Übergang} \end{cases} \quad (2.10)$$

und für Quadrupolstrahlung

$$P = P(90^\circ) = \mp \frac{3a_2 + \frac{5}{4}a_4}{2 - a_2 + \frac{3}{4}a_4} \begin{cases} -, & \text{für einen } M2\text{-Übergang} \\ +, & \text{für einen } E2\text{-Übergang} \end{cases} \quad (2.11)$$

Die Formulierung dieser Ausdrücke für gemischte Multipolaritäten ist den Referenzen [Fer65, Ham75, Mor76] zu entnehmen.

Zum experimentellen Nachweis wird die Polarisationsempfindlichkeit des Compton-Effekts ausgenutzt. Die Wahrscheinlichkeit  $\sigma_\varphi$ , dass die Compton-Streuebene

mit der Polarisationssebene den Winkel  $\varphi$  einschließt ist:

$$\sigma_\varphi = \frac{r_0^2 E_{\gamma_0}^2}{2 E_\gamma^2} \left( \frac{E_\gamma}{E_{\gamma_0}} + \frac{E_{\gamma_0}}{E_\gamma} + (P - 1) \sin^2 \theta - 2P \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \right) \quad (2.12)$$

Fallen Polarisations- und Reaktionsebene zusammen, so ist  $P = 1$  und die Gleichung (2.12) geht in die Klein-Nishina-Formel über. Die Streuwahrscheinlichkeit  $\sigma_\varphi$  wird bei Streuwinkeln von  $\varphi = 90^\circ$  maximal. Photonen werden daher bevorzugt senkrecht zu ihrer Polarisationssebene gestreut. Bei Compton-Polarimetern werden deshalb die beiden Analyse-Detektoren üblicherweise unter den Winkeln  $\varphi = \varphi' + 90^\circ$  aufgestellt [Kle95, Sch94, vdW92]

Die Asymmetrie  $A$ , die im Experiment von zwei Detektoren, die unter einem Winkel von  $\varphi$  und  $\varphi'$  positioniert sind, gemessen wird, berechnet sich wie folgt:

$$A = \frac{\sigma_{\varphi'} - \sigma_\varphi}{\sigma_{\varphi'} + \sigma_\varphi} \quad (2.13)$$

Aus (2.12) erhält man einen Zusammenhang zwischen der Asymmetrie  $A$  und dem Polarisationsgrad  $P$  [GR95, Wei96]:

$$A = \frac{QP}{1 + \alpha QP} \quad (2.14)$$

Die Polarisationsempfindlichkeit  $Q$  gibt den Zusammenhang zwischen der Asymmetrie  $A$  und der Polarisation  $P$ . Sie ist eine spezifische Größe des Polarimeters. Sie beinhaltet die Energie, die Linearpolarisation und die Geometrie des Polarimeters. Es gilt

$$Q = (\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi') Q_0 \quad (2.15)$$

$$Q_0 = \frac{\sin^2 \theta}{\frac{E_{\gamma_0}^2}{E_\gamma^2} + \frac{E_\gamma^2}{E_{\gamma_0}^2} - \sin^2 \theta} \quad (2.16)$$

$$\alpha = \frac{\sin^2 \varphi' - \cos^2 \varphi}{\cos^2 \varphi - \cos^2 \varphi'} \quad (2.17)$$

Bei orthogonalen Polarimetern ist  $\varphi = \varphi' + 90^\circ$ , und man erhält  $Q = Q_0$ . Daraus folgt die bekannte Relation  $A \approx Q \cdot P$  für orthogonale Polarimeter.

Für ausgerichtet Kernzustände, die eine gaußförmige Verteilung der  $m$ -Unterzustände um  $m = 0$  besitzen, gilt für die normierten Winkelverteilungs-Koeffizienten  $a_2$  und  $a_4$  die folgende Bedingung:

$$\begin{aligned} a_2 &< 0 && \text{für } \ell = 1 \text{ - Strahlung} \\ a_2 &> 0 && \text{für } \ell = 2 \text{ - Strahlung} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Aus den Gleichungen (2.10) und (2.11) folgt — wenn es sich um Strahlung reiner Multipolordnung handelt ( $\delta = 0$ ) —, dass elektrische Strahlung eine positive Polarisation und magnetische Strahlung eine negative Polarisation besitzt.



### 2.5.2 Der CLUSTER-Detektor als Compton-Polarimeter

Der CLUSTER-Detektor wurde in den Messungen dieser Arbeit als Compton-Polarimeter eingesetzt. Er wurde unter einem Winkel von  $\theta = 90^\circ$  bezüglich der Strahlachse in den OSIRIS-Würfel eingebaut. Jedes Segment des CLUSTER-Detektors dient sowohl als Streuer als auch als Analysator — im Gegensatz zur Funktionsweise üblicher Polarimeter [Kle95, Sch94, vdW92], bei denen jeweils ein bestimmter Detektor als Streuer und mindestens zwei weitere als Analysator dienen. Die Folge ist eine höhere Statistik. Des Weiteren wird eine Korrektur des relativen Ansprechvermögens überflüssig, da jedes CLUSTER-Segment in den Streugruppen genau einmal vorkommt.

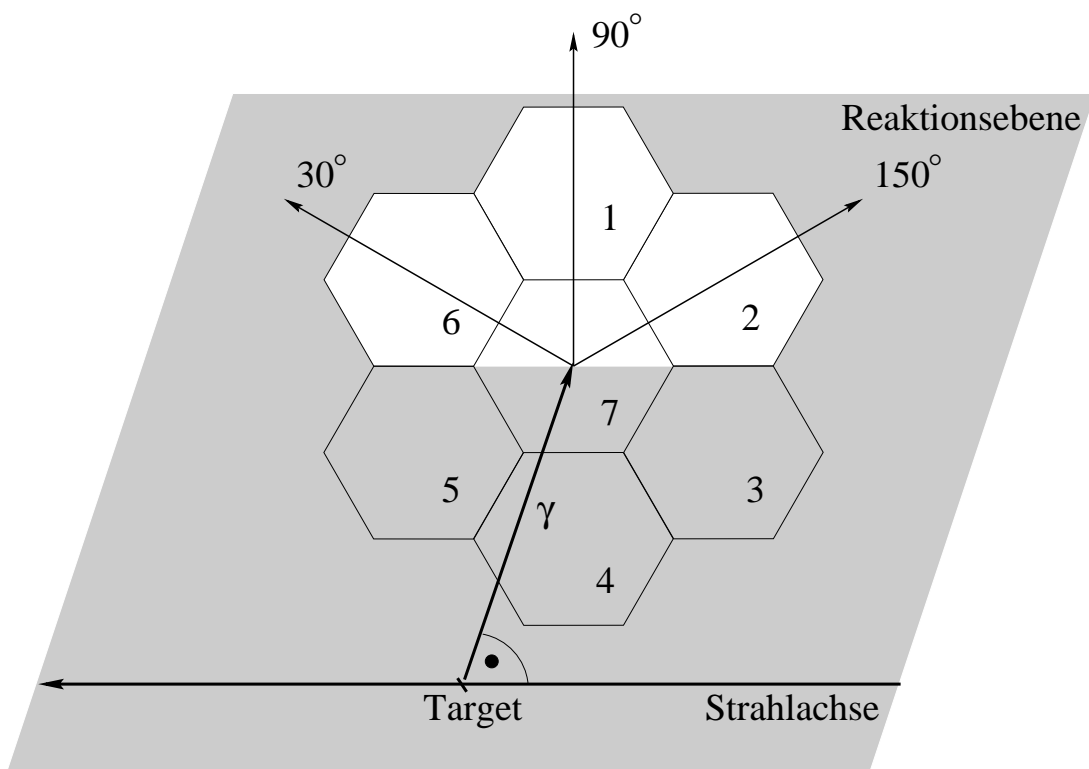


Abbildung 2.15: Die Experimentgeometrie der Linear-Polarisationsmessung. Der CLUSTER-Detektor steht unter einem Winkel von  $\theta = 90^\circ$  zur Strahlachse. Es existieren drei Streugruppen, die jeweils aus benachbarten Segmenten bestehen und einen Winkel von  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$  bezüglich der Reaktionsebene einschließen. Diese Geometrie lag bei den Messungen Nr. 5 und Nr. 6 zu den Kernen  $^{46}\text{V}$  bzw.  $^{58}\text{Cu}$  vor.

Die sieben großvolumigen Ge-Kristalle des CLUSTER-Detektors formen ein hexagonales Polarimeter. Die Geometrie dieses Aufbaus impliziert drei Streugruppen, die jeweils aus Segmentpaarungen bestehen, die einen Winkel von  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $150^\circ$  bezüglich der Strahlachse einschließen. Abbildung 2.15 zeigt die Geometrie des Aufbaus. Wird ein einfallendes  $\gamma$ -Quant in ein CLUSTER-Segment

gestreut und in einem benachbarten Segment absorbiert, so wird die Summenenergie dieses Streueignisses in ein Spektrum einsortiert. Auf diese Weise erhält man, nach Streugruppen getrennt, Spektren, die im Folgenden mit  $N_{30^\circ}$ ,  $N_{90^\circ}$  und  $N_{150^\circ}$  bezeichnet werden. Die Streuspektren entstehen aus den folgenden CLUSTER-Segmentpaarungen:

$$\begin{aligned} N_{30^\circ}: & \quad (4,5) (6,7) (1,2) (3,7) \\ N_{90^\circ}: & \quad (5,6) (4,7) (1,7) (2,3) \\ N_{150^\circ}: & \quad (5,7) (1,6) (3,4) (2,7) \end{aligned}$$

Aus Symmetriegründen sind die  $N_{30^\circ}$ - und  $N_{150^\circ}$ - Streuspektren gleich und können zusammengefasst werden. Die Art der Compton-Streuung ist von der Polarisation des einfallenden  $\gamma$ -Quants abhängig. Die relativen Intensitäten der  $\gamma$ -Übergänge in den Streuspektren beinhalten die gesamte Information über den Strahlungscharakter.

Im ersten Schritt der Auswertung müssen die unterschiedlichen  $\gamma$ -Intensitäten in den Streuspektren bestimmt werden. Um ein Maß für die experimentelle Asymmetrie zu erhalten, definiert man ein Differenz-Spektrum  $N_- = N_{90^\circ} - a(N_{30^\circ} + N_{150^\circ})$  und ein Summen-Spektrum  $N_+ = N_{90^\circ} + a(N_{30^\circ} + N_{150^\circ})$ . Die experimentelle Asymmetrie  $A$  ist definiert als:

$$A = \frac{I_\gamma(N_-)}{I_\gamma(N_+)} = \frac{I_\gamma(N_{90^\circ} - a(N_{30^\circ} + N_{150^\circ}))}{I_\gamma(N_{90^\circ} + a(N_{30^\circ} + N_{150^\circ}))} \quad (2.19)$$

Der Faktor  $a$  ist die apparative Asymmetrie. Sie ist eine spezifische Größe des Polarimeters. Bestimmt wird sie mit unpolarisierten Photonen, wie sie z.B. von einer  $^{226}\text{Ra}$ -Eichquelle geliefert werden. In einem solchen Fall muss die experimentelle Asymmetrie verschwinden ( $A = 0$ ). Aufgrund dieser Bedingung lässt sich die apparative Asymmetrie definieren als:

$$a(E_{\gamma_0}) = \frac{I_\gamma(N_{90^\circ})}{I_\gamma(N_{30^\circ} + N_{150^\circ})} \quad (2.20)$$

Theoretisch erwartet man den Wert  $a = 0,5$ , da acht Segmentpaarungen gegen vier Segmentpaarungen gezählt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Linearpolarisation zum  $N = Z$  - Kern  $^{50}\text{Mn}$ , sowie zu dem leichteren  $N = Z$  - Kernen  $^{46}\text{V}$  und zu dem schwereren  $N = Z$  - Kern  $^{58}\text{Cu}$  ausgewertet. Als erste Kontrolle, ob die Streueignisse korrekt in die drei Streugruppen einsortiert worden sind, muss die Gleichheit der  $N_{30^\circ}$ - und  $N_{150^\circ}$ -Streugruppe nachgewiesen werden. Die Streuspektren  $N_{30^\circ}$  und  $N_{150^\circ}$  zum  $^{50}\text{Mn}$ -Experiment wiesen jedoch Unterschiede auf. In Abbildung 2.16 sind als Beispiel die drei Streuspektren zu jeweils einem intensitätsstarken  $\gamma$ -Übergang in  $^{50}\text{Mn}$  und  $^{58}\text{Cu}$  gezeigt. Deutlich sieht man, dass die 651 keV-Linie in  $^{50}\text{Mn}$  eine unterschiedliche  $\gamma$ -Intensität in den drei Streuspektren aufweist.

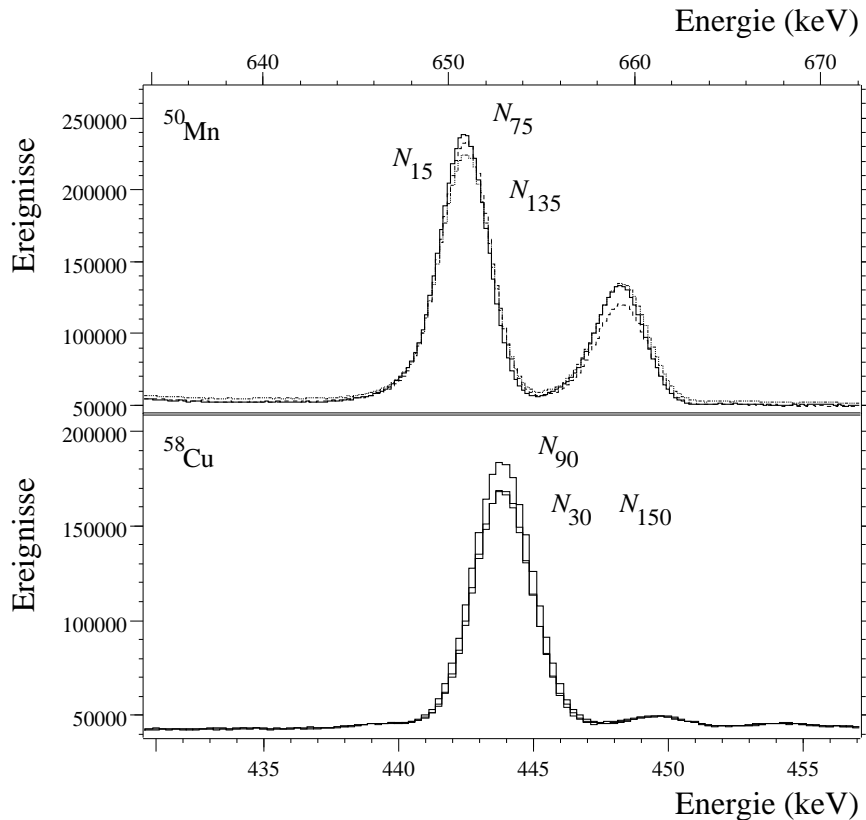


Abbildung 2.16: Streuspektren aus den  $^{50}\text{Mn}$  und  $^{58}\text{Cu}$ -Experimenten\*. Im oberen Spektrum sind als Beispiel die drei Streuspektren  $N_{15^\circ}$ ,  $N_{75^\circ}$  und  $N_{135^\circ}$  des  $M1$ -Übergangs bei 651 keV von  $^{50}\text{Mn}$  gezeigt. Der Peak besitzt in allen Spektren jeweils eine andere  $\gamma$ -Intensität. Das untere Bild zeigt den  $E2$ -Übergang bei 444 keV von  $^{58}\text{Cu}$ . Deutlich zu erkennen ist die Gleichheit der  $N_{30^\circ}$ - und  $N_{150^\circ}$ -Streuspektren. Das  $N_{90^\circ}$ -Spektrum ist intensitätsstärker.

Der Grundzustandsübergang von 444 keV in  $^{58}\text{Cu}$  hingegen, zeigt erwartungsgemäß zwei Streuspektren gleicher Intensität und eine Streugruppe mit größerer Intensität. Die erwartete Gleichheit zweier Streuspektren wurde auch im  $^{46}\text{V}$ -Experiment nachgewiesen. Die Suche nach dem Grund für diese Unterschiede ergab einen zuerst scheinbar folgeschweren Fehler im Einbau des CLUSTER-Detektors in der Messung zu  $^{50}\text{Mn}$ , der eine Auswertung der Polarisationsdaten zunächst unmöglich erscheinen ließ. Es stellte sich heraus, dass der CLUSTER-Detektor bezüglich der Reaktionsebene um  $15^\circ$  gedreht in den OSIRIS-Würfel eingebaut war. Aus diesem «schiefen» CLUSTER-Detektor resultieren nun Streugruppen von  $15^\circ$ ,  $75^\circ$  und  $135^\circ$  bezüglich der Reaktionsebene, mit den entsprechenden Streuspektren  $N_{15^\circ}$ ,  $N_{75^\circ}$  und  $N_{135^\circ}$ . Damit waren die Unterschiede in den

\*Oben: Spektrum aus Messung Nr.1. Unten: Spektrum aus Messung Nr.5 (nach Abschnitt 1.2).

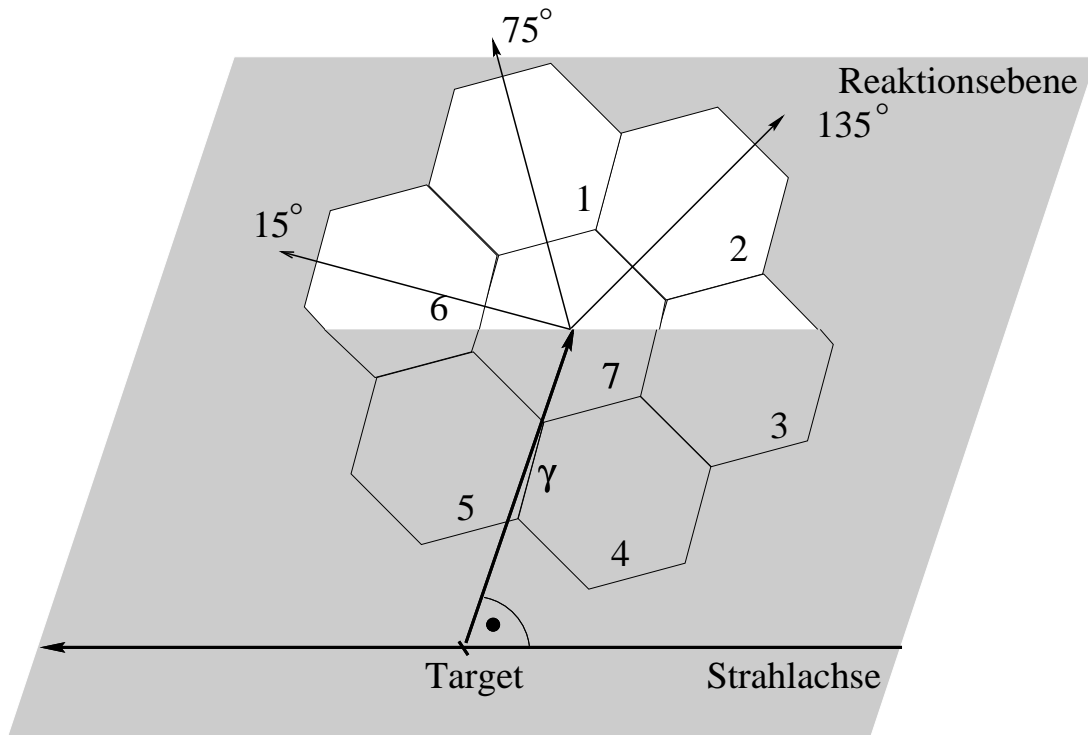


Abbildung 2.17: Die Experimentgeometrie der Linear-Polarisationsmessung. Der CLUSTER-Detektor steht unter einem Winkel von  $\theta = 90^\circ$  zur Strahlachse. Es existieren drei Streugruppen, die aus benachbarte Segmenten bestehen und einen Winkel von  $15^\circ$ ,  $75^\circ$  und  $135^\circ$  mit der Reaktionsebene bilden. Diese Geometrie lag bei der Messung Nr. 1 zum Kern  $^{50}\text{Mn}$  vor.

$N_{30^\circ}$ - und  $N_{150^\circ}$ -Streuspektren erklärt — sie sind, durch den gedrehten Einbau des CLUSTER-Detektors, zu  $N_{15^\circ}$ - und  $N_{135^\circ}$ -Streuspektren geworden und damit nicht mehr symmetrisch. Abbildung 2.17 zeigt die Geometrie des Aufbaus, wie er in der Messung zu  $^{50}\text{Mn}$  vorlag. Der Grund für den «schiefen» Einbau war eine falsche Markierung am Haltegestell des CLUSTER-Detektors. Inzwischen wurde diese korrigiert. In den später stattfindenden Messungen zu  $^{46}\text{V}$  und  $^{58}\text{Cu}$  war der CLUSTER-Detektor korrekt eingebaut.

Trotzdem war die Auswertung der Polarisationsdaten zu  $^{50}\text{Mn}$  möglich. Die Bestimmung der Asymmetrie wurde nur mit den Gruppen  $N_{15^\circ}$  und  $N_{75^\circ}$  durchgeführt. Die Polarisationsempfindlichkeit  $Q$  in (2.14) besitzt hier ein Maximum [Sch00b], sodass die Polarisationseffekte hier am stärksten auftreten. Auf die  $135^\circ$ -Streugruppe wurde unter Verlust an Statistik verzichtet. Die Gleichungen (2.19) und (2.20) müssen für diesen Aufbau im  $^{50}\text{Mn}$ -Experiment entsprechend modifiziert werden. Die apparative Asymmetrie lautet nun:

$$a(E_{\gamma_0}) = \frac{I_\gamma(N_{75^\circ})}{I_\gamma(N_{15^\circ})} \quad (2.21)$$

Als theoretischen Wert erwartet man  $a = 1$ . Entsprechend wird die experimentelle Asymmetrie definiert als:

$$A = \frac{I_\gamma(N_{75^\circ} - a N_{15^\circ})}{I_\gamma(N_{75^\circ} + a N_{15^\circ})} \quad (2.22)$$

### 2.5.3 Auswertung der Linearpolarisation

Zur Auswertung der Linearpolarisation von  $^{50}\text{Mn}$  wurde der «schiefe» CLUSTER-Detektor verwendet. Abbildung 2.18 zeigt die Werte der apparativen Asymmetrie für verschiedene Energien des Eichpräparats  $^{226}\text{Ra}$ . Die Verbindung der Datenpunkte legt nahe, die apparative Asymmetrie über den gesamten Energiebereich als konstant anzusehen und wurde zu  $a = 1,01 \pm 0,01$  bestimmt.

Abbildung 2.18: Apparative Asymmetrie, bestimmt mit einer  $^{226}\text{Ra}$ -Eichquelle\*.

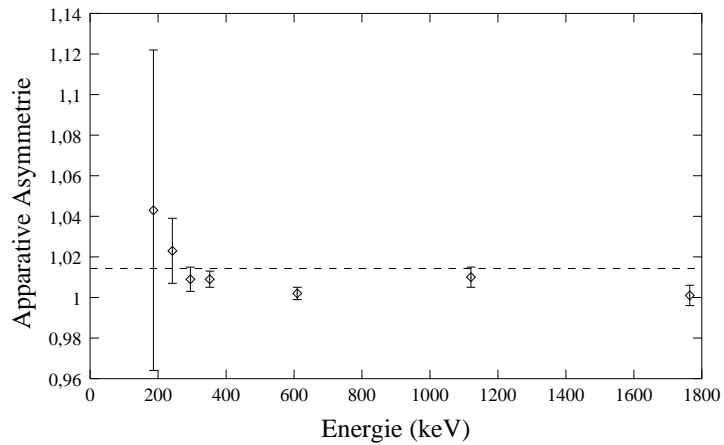


Abbildung 2.19 zeigt das Differenzspektrum  $N_- = N_{75^\circ} - a N_{15^\circ}$ . Das Vorzeichen von  $I_\gamma(N_-)$  ist ein Maß für den Strahlungscharakter reiner  $\gamma$ -Übergänge. Nach (2.19) bzw. (2.22) gilt  $\text{sign } I_\gamma(N_-) = \text{sign } A$ . Übergänge elektrischen Strahlungscharakters erscheinen als positive Peaks, und Übergänge magnetischen Strahlungscharakters erscheinen als negative Peaks. Deutlich sind die starken  $E2$ -Übergänge der dominierenden  $(p, p')$ -Reaktion, die zu  $^{50}\text{Cr}$  führt, als positive Peaks zu erkennen. Die starken  $M1$ -Übergänge von  $^{50}\text{Mn}$  bei 343 keV und 651 keV erscheinen als negative Peaks. Als positiver Peak ist der starke  $E2$ -Grundzustandsübergang von 800 keV von  $^{50}\text{Mn}$  zu erkennen. Mit diesen Beobachtungen sind die Paritätszuweisungen aus früheren Messungen verifiziert. Als weiterer positiver Peak erscheint der in dieser Arbeit neu bestimmte 1727 keV-Übergang. Dieser verbindet einen neu etablierten Zustand, dem in der Auswertung der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen der Spinwert  $I = 1$  zugeordnet wurde, mit dem Grundzustand von  $^{50}\text{Mn}$ , der den Spinwert  $I^\pi = 0^+$  besitzt. Aufgrund der Auswahlregeln nach Gleichung (2.4) auf Seite 21 handelt es sich um einen reinen  $\gamma$ -Übergang. Der

\* Aus der Messung Nr. 1 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .

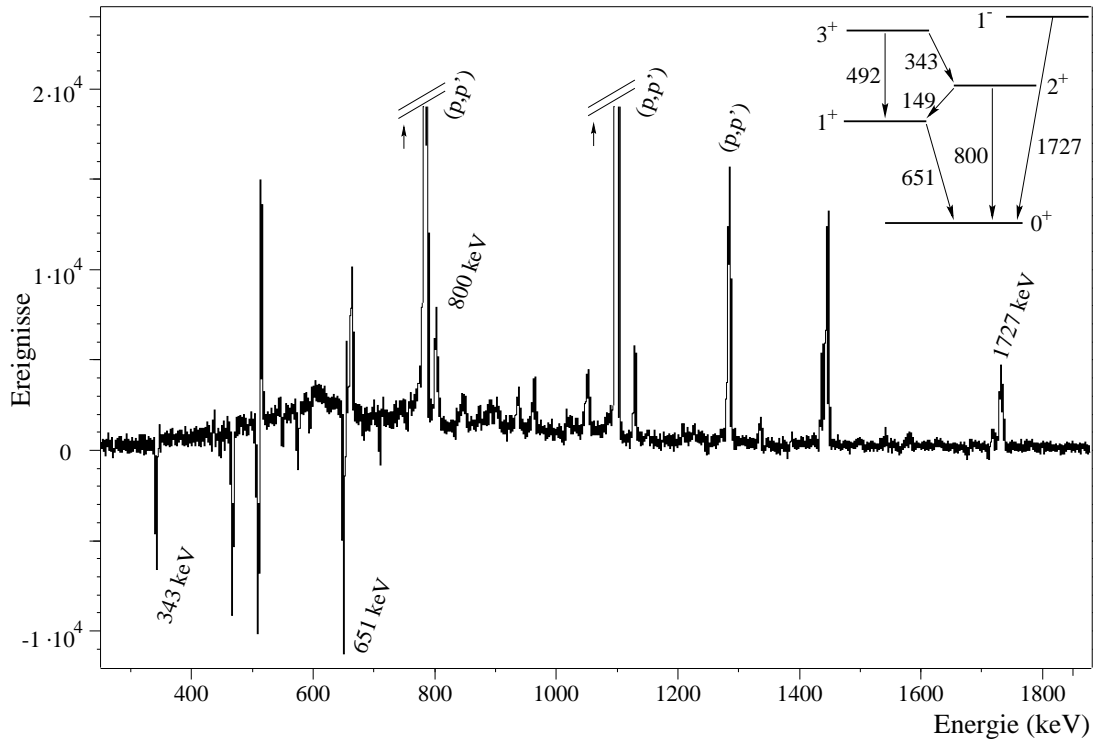


Abbildung 2.19: Gezeigt ist ein Teil des Differenzspektrums  $N_-$  von  $^{50}\text{Mn}^*$ . Die  $(p, p')$ -Reaktion, die zu  $^{50}\text{Cr}$  führt, ist der stärkste Reaktionskanal. Die intensitätsstarken  $\gamma$ -Linien stammen von bekannten  $E2$ -Übergängen in  $^{50}\text{Cr}$ .  $\gamma$ -Übergänge elektrischen Strahlungscharakters erscheinen als positive Peaks und  $\gamma$ -Übergänge magnetischen Strahlungscharakters erscheinen als negative Peaks in dem Differenz-Spektrum. Der Dipolübergang  $1^\pi \rightarrow 0_1^+$  bei 1727 keV in  $^{50}\text{Mn}$  besitzt elektrischen Strahlungscharakter und etabliert daher eine Parität von  $\pi = -$  für den  $1^-$  Zustand bei 1727 keV.

entvölkernde  $\gamma$ -Übergang besitzt also elektrischen Strahlungscharakter, und folglich handelt es sich um einen  $E1$ -Übergang. Als Paritätswert kann, entsprechend Tabelle 2.2, dem neu etablierten 1727 keV-Zustand negative Parität zugeordnet werden. Auf diese Weise gelang es noch dem 2340 keV-Zustand mit Spinwert  $I = 3$  einen negativen Paritätswert zuzuordnen.

In Kapitel 3 sind die Ergebnisse der Auswertung der Linearpolarisation zu den Kernen  $^{50}\text{Mn}$ ,  $^{46}\text{V}$  und  $^{58}\text{Cu}$  zusammengefasst.

\* Aus der Messung Nr. 1 (nach Abschnitt 1.2) zum Kern  $^{50}\text{Mn}$ .

# Kapitel 3

## Ergebnisse der Messungen

Dieses Kapitel fasst die Ergebnisse der Auswertungen aller fünf Messungen zusammen. Das Niedrigspin-Termschema von  $^{50}\text{Mn}$  wurde aus einer  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrix erstellt, die Zuweisung von Spinquantenzahlen und die Bestimmung der Multipolarität von  $\gamma$ -Übergängen geschah durch Auswertung von  $\gamma\gamma$ -Korrelationsmatrizen. Die Messung der Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen wurde mit Hilfe des CLUSTER-Detektors, der als Compton-Polarimeter eingesetzt wurde, durchgeführt. Aus diesen Messergebnissen wurden Asymmetrien für den Kern  $^{50}\text{Mn}$ , sowie für die  $N = Z$  - Kerne  $^{46}\text{V}$  und  $^{58}\text{Cu}$  bestimmt.

### 3.1 Ergebnisse zu $^{50}\text{Mn}$

Die Niedrigspinzustände von  $^{50}\text{Mn}$  wurden mit der Fusions-Verdampfungs-Reaktion  $^{50}\text{Cr}(p,n)^{50}\text{Mn}$  bei einer Strahlenergie von 15 MeV bevölkert. Mit den im Abschnitt 2.3 skizzierten Methoden wurde das Niedrigspin-Termschema bis zu einer Anregungsenergie von 3,6 MeV und einem Spinwert von  $5\hbar$  erstellt. Aus früheren Messungen [Fad72, Kin71, McK72, Ram72] — sie wurden vor 28 Jahren durchgeführt — waren vier Zustände, einschließlich Spin- und Paritätswerten, und fünf  $\gamma$ -Übergänge bekannt. In einer Hochspinmessung [Sve98], die vor zwei Jahren an der McMaster Universität in Hamilton/Kanada durchgeführt wurde, gelang es eine Hochspinbande auf ein bei zirka 229 keV liegendes Isomer mit Spin  $I^\pi = 5^+$  aufzubauen. Die Lebensdauer dieses Isomers wurde in der Referenz [McK73] zu 1,75 Minuten bestimmt. Weiterhin konnte in dieser Messung einem zusätzlichen Zustand im Niedrigspinbereich, der bei einer Anregungsenergie von 1917 keV liegt, der Spinwert  $I^\pi = 4^+$  zugewiesen werden.

Die Auswertung der Messungen Nr.1 und Nr.2 (nach Abschnitt 1.2) dieser Arbeit resultierte in 16 neuen Zuständen und 25 neuen  $\gamma$ -Übergängen, die in das Termschema eingebaut werden konnten. Neun neue  $\gamma$ -Intensitätsverzweigungsverhältnisse konnten bestimmt werden. Besondere Beachtung finden drei Zustände positiver Parität im Niedrigspinbereich bei den Anregungsenergien von

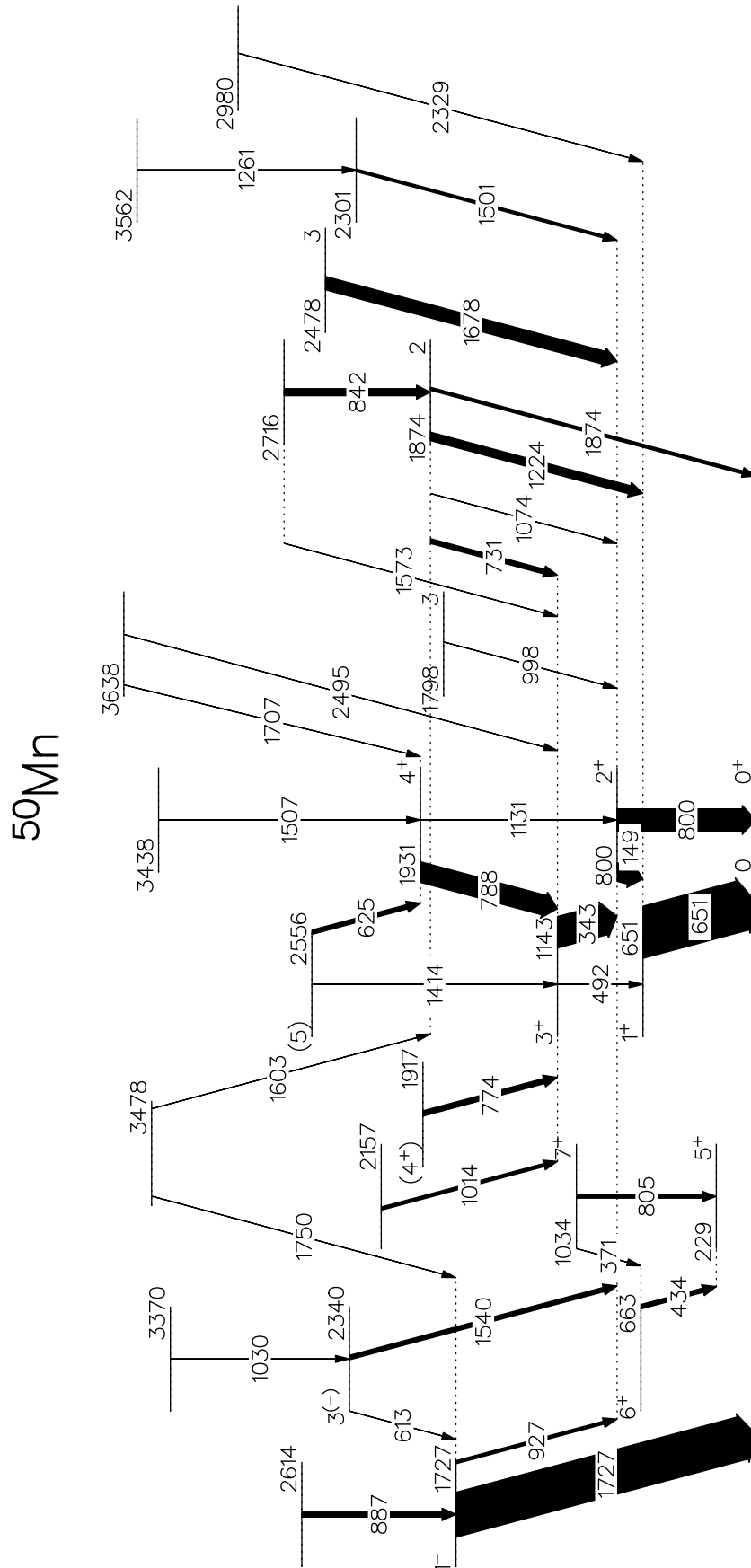


Abbildung 3.1: Niedrigspin-Termschema von  $^{50}\text{Mn}$ .



229 keV ( $5\hbar$ ), 663 keV ( $6\hbar$ ) und 1034 keV ( $7\hbar$ ). Auf diese Zustände wurde die bereits erwähnte Hochspinbande aufgebaut. Leider gelang es in den Messungen dieser Arbeit — wie auch in der Hochspinmessung [Sve98] — nicht, verbindende  $\gamma$ -Übergänge vom Bandenkopf mit dem Niedrigspinbereich zu finden. Nach Referenz [Bur95] besitzt der Bandenkopf eine Unsicherheit von 7 keV bezüglich seiner Anregungsenergie. Die drei Zustände sind aus Vollständigkeitsgründen in das Termschema eingebaut worden und werden in Abschnitt 4.2 in den Schalenmodellrechnungen diskutiert. Abbildung 3.1 zeigt das Niedrigspin-Termschema von  $^{50}\text{Mn}$ , wie es durch Auswertung der Messungen Nr. 1 und Nr. 2 dieser Arbeit aufgebaut wurde. Die vollständigen experimentellen Daten sind in Anhang A.1 tabellarisch zusammengefasst.

$E_i$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$A$ (%)	$\mathcal{M}\ell$	$\delta$
*651	*1 <sup>+</sup>	0	0 <sup>+</sup>	*651	-2,1(1)	$M1$	
*800	*2 <sup>+</sup>	0	0 <sup>+</sup>	*800	4,5(3)	$E2$	
		651	1 <sup>+</sup>	*149		$M1$	0,02(3)
*1143	*3 <sup>+</sup>	651	1 <sup>+</sup>	492			
		800	2 <sup>+</sup>	*343	-4,0(1)	$M1$	0,01(2)
1727	1 <sup>-</sup>	0	0 <sup>+</sup>	1727	3,1(1)	$E1$	
		800	2 <sup>+</sup>	927		$E1$	0,05(10)
1798	3	800	2 <sup>+</sup>	998			-0,12(10)
*1874	2	0	0 <sup>+</sup>	1874			
		651	1 <sup>+</sup>	*1224			-0,01(2)
		800	2 <sup>+</sup>	1074			$-3,67_{-0,49}^{+0,39}$
		1143	3 <sup>+</sup>	*731			0,00(3)
*1917	*4 <sup>+</sup>	1143	3 <sup>+</sup>	*774		$E2/M1$	2,55(27)
1931	4 <sup>+</sup>	800	2 <sup>+</sup>	1131		$E2$	
		1143	3 <sup>+</sup>	788		$M1$	-0,01(2)
2340	3 <sup>(-)</sup>	800	2 <sup>+</sup>	1540			-0,13(4)
		1727	1 <sup>-</sup>	613			
2478	3	800	2 <sup>+</sup>	1678			0,01(6)
2556	(5)	1143	3 <sup>+</sup>	1414			
		1931	4 <sup>+</sup>	625			

Tabelle 3.1: Zusammenfassung aller Zustände und  $\gamma$ -Übergänge bekannten Spinwerts und Multipolmischungsverhältnisses von  $^{50}\text{Mn}$ . Gezeigt ist die Anregungsenergie der Zustände ( $E_i$  und  $E_f$ ), die Spin- und Paritätsquantenzahl ( $I_i^\pi$  und  $I_f^\pi$ ) und der diese Zustände verbindende  $\gamma$ -Übergang ( $E_\gamma$ ). Die Asymmetrie ( $A$ ), der Strahlungscharakter ( $\mathcal{M}\ell$ ) und das Multipolmischungsverhältnis ( $\delta$ ) ist angegeben. Aus früheren Messungen bekannte Zustände und Spinquantenzahlen [Fad72, Kin71, McK72, Ram72, Sve98] sind mit einem Stern (\*) gekennzeichnet.

In der Analyse der  $\gamma\gamma$ -Korrelationsdaten, nach Abschnitt 2.4, konnte erstmals

sechs Zuständen ein Spinwert und acht  $\gamma$ -Übergängen ein Multipolmischungsverhältnis zugewiesen werden. Die Auswertung der Linearpolarisation, nach Abschnitt 2.5, resultierte, neben der Verifizierung des Strahlungscharakters bekannter  $\gamma$ -Übergänge, in zwei neuen Paritätszuweisungen für  $^{50}\text{Mn}$ . So wurden mit den beiden Zuständen bei 1727 keV und 2340 keV erstmals negative Paritätswerte ( $\pi = -$ ) im Kern  $^{50}\text{Mn}$  etabliert. Insgesamt konnte die Asymmetrie von vier  $\gamma$ -Übergängen bestimmt werden. Die Tabelle 3.1 fasst nur Zustände und  $\gamma$ -Übergänge mit bekannten Spinwerten und Multipolmischungsverhältnissen zusammen. Einen Ausschnitt des Termschemas von  $^{50}\text{Mn}$ , das nur diese Zustände enthält, zeigt Abbildung 3.2.

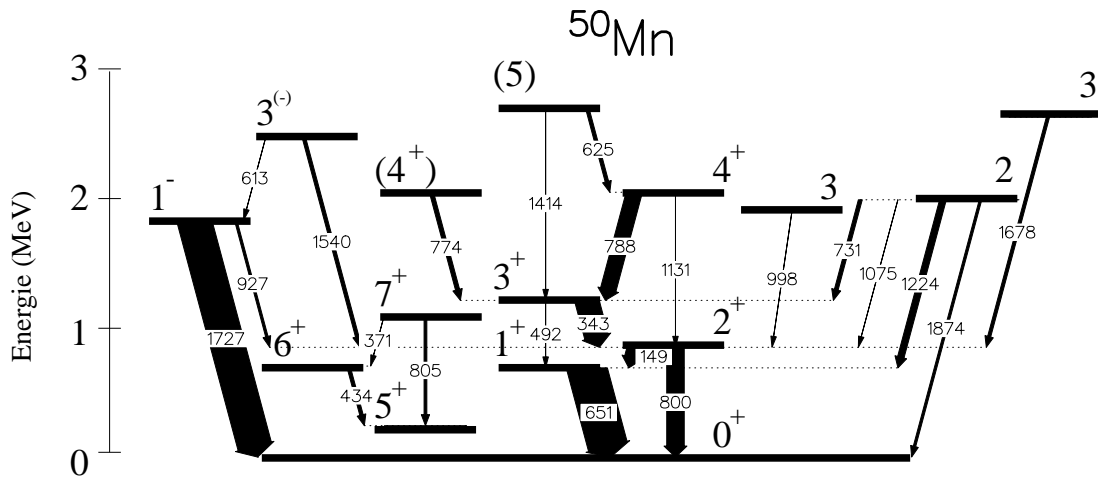


Abbildung 3.2: Ausschnitt des Termschemas von  $^{50}\text{Mn}$ . Gezeigt sind nur diejenigen Zustände und  $\gamma$ -Übergänge, denen Spin-, Paritätswerte und Multipolmischungsverhältnisse zugewiesen werden konnten. Die  $5_1^+$ ,  $6_1^+$  und  $7_1^+$ -Zustände wurden nicht in den Messungen dieser Arbeit beobachtet und sind aus Vollständigkeitsgründen aus der Hochspinmessung [Sve98] übernommen worden.

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

In dem  $N = Z$  - Kern  $^{46}\text{V}$  wurden mittels der Fusions-Verdampfungs-Reaktion  $^{46}\text{Ti}(p, n)^{46}\text{V}$  bei einer Strahlenergie von 15 MeV die Niedrigspinzustände bis zu einer Anregungsenergie von 3,2 MeV bevölkert (Messung Nr.4 nach Abschnitt 1.2). Mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Methode der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation und der in Abschnitt 2.5 beschriebenen Methode der Auswertung der Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen, sollten — analog zum Kern  $^{50}\text{Mn}$  — Spin- und Paritätswerte von Kernzuständen, sowie Multipolmischungsverhältnisse und Asymmetrien von  $\gamma$ -Übergängen bestimmt werden.

Eine Messung zum Kern  $^{46}\text{V}$  war Thema einer erst kürzlich in Köln erschienenen Dissertation [Fri00], in der eine vollständige Spektroskopie der

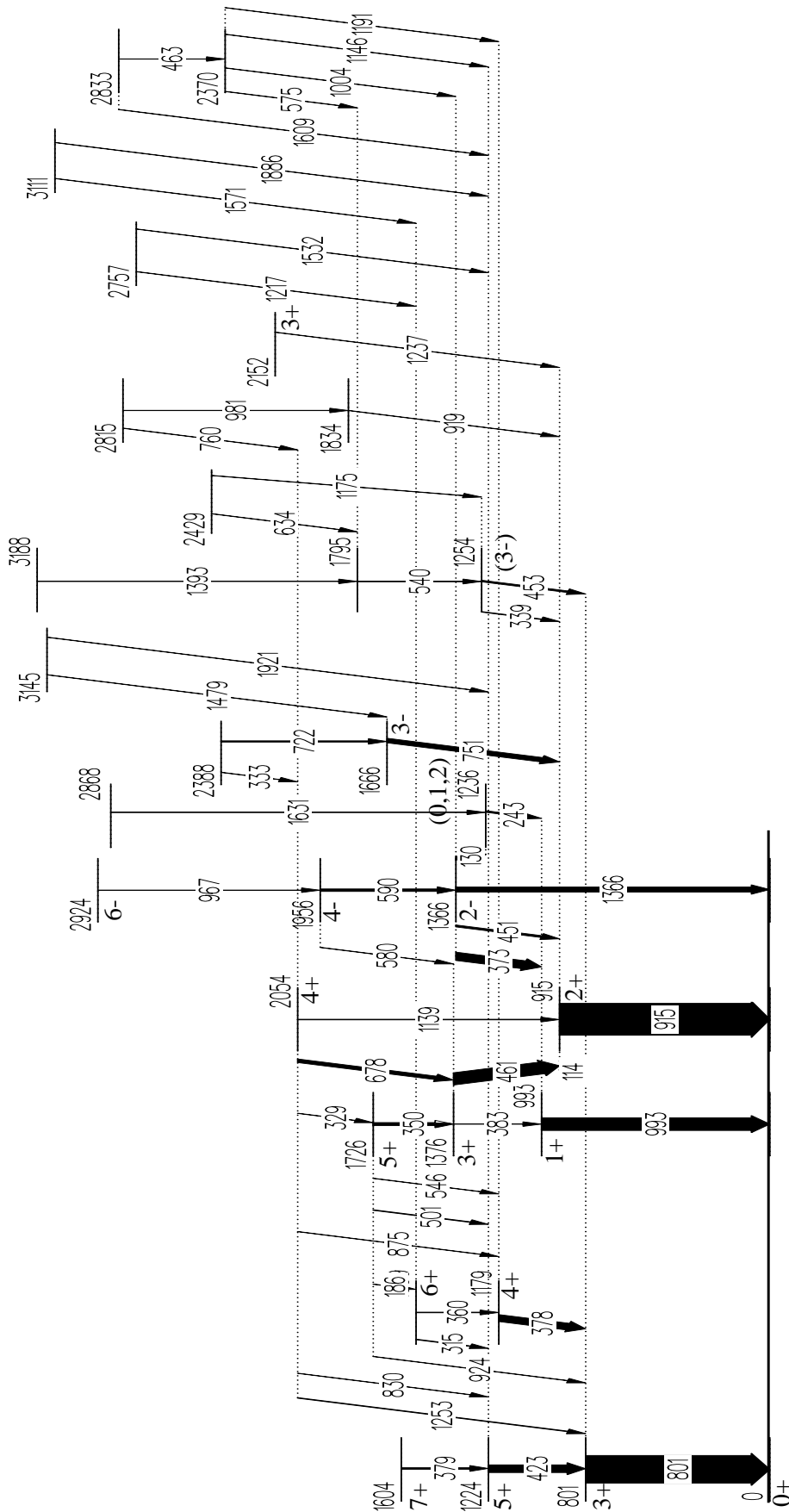


Abbildung 3.3: Niedrigspin-Termschema von  $^{46}\text{V}$ .

$E_i$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$\delta$	$\delta^*$	$I_\gamma$ (%)	$I_\gamma^*$ (%)
801	3 <sup>+</sup>	801	0	0 <sup>+</sup>			100	
915	2 <sup>+</sup>	113	801	3 <sup>+</sup>			< 1,5	≤ 2
		915	0	0 <sup>+</sup>			100(2)	100(15)
993	1 <sup>+</sup>	993	0	0 <sup>+</sup>			100	
1179	4 <sup>+</sup>	378	801	3 <sup>+</sup>	0,29(3)	9(3), 6(3)	100	
1224	5 <sup>+</sup>	423	801	3 <sup>+</sup>		0,00(5)	100	
1236	0,1,2	243	993	1 <sup>+</sup>	0,98(47)		100	
1254	3 <sup>(-)</sup>	339	915	2 <sup>+</sup>	0,02(3)	0,07(6)	46(1)	50(8)
		453	801	3 <sup>+</sup>			100(2)	100(15)
1366	2 <sup>-</sup>	130	1236	0,1,2			1,2(2)	≤ 2
		373	993	1 <sup>+</sup>	0,02(2)	0,00(4)	100(2)	100(15)
		450	915	2 <sup>+</sup>	0,11(3)	0,07(8)	33(1)	32(5)
		1366	0	0 <sup>+</sup>			39(1)	38(6)
1376	3 <sup>+</sup>	382	993	1 <sup>+</sup>			3,4(3)	1(1)
		461	915	2 <sup>+</sup>	0,00(2)	0,02(3)	100(2)	100(15)
1539	6 <sup>+</sup>	315	1224	5 <sup>+</sup>	2,16(22)	0,8(3), 1,9(4)	100(7)	100(16)
		360	1179	4 <sup>+</sup>			92(8)	72(12)
1603	7 <sup>+</sup>	379	1224	5 <sup>+</sup>	-0,03(4)	-0,05(6)	100	
1666	3 <sup>-</sup>	751	915	2 <sup>+</sup>	-0,02(2)	-0,01(4)	100	
1726	5 <sup>+</sup>	186	1539	6 <sup>+</sup>			3,6(8)	3(1)
		350	1376	3 <sup>+</sup>			100(3)	100(15)
		502	1224	5 <sup>+</sup>	0,77(14)	0,9(3)	22(2)	20(3)
		546	1179	4 <sup>+</sup>	0,55(5)		7(1)	8(2)
1956	4 <sup>-</sup>	580	1376	3 <sup>+</sup>	0,02(5)	> 8, 0,12(12)	12(1)	10(3)
		590	1366	2 <sup>-</sup>	-0,04(6)	0,00(6)	100(3)	100(16)
2054	4 <sup>+</sup>	329	1726	5 <sup>+</sup>	-0,07(5)	-6(8), -0,16(10)	9(1)	9(3)
		678	1376	3 <sup>+</sup>	0,02(2)	0,08(4)	100(3)	100(15)
		830	1224	5 <sup>+</sup>	-0,01(4)	0,02(6), 7(6)	12(1)	10(4)
		875	1179	4 <sup>+</sup>				1,3(3)
		1140	915	2 <sup>+</sup>			11(1)	14(3)
2152	3 <sup>+</sup>	1237	915	2 <sup>+</sup>	0,02(4)		100	
2387		333	2054	4 <sup>+</sup>			3,8(5)	
		722	1666	3 <sup>-</sup>			100(3)	
2429		635	1794				14(2)	
		1175	1254	3 <sup>(-)</sup>			100(5)	
3110		1571	1539	6 <sup>+</sup>			81(7)	
		1886	1224	5 <sup>+</sup>			100(9)	

Tabelle 3.2: Zusammenfassung aller Zustände und  $\gamma$ -Übergänge, mit bekannten Spin-, Paritätswerten, Multipolmischungsverhältnissen und Intensitäts-Verzweigungsverhältnissen von  $^{46}\text{V}$ . Die Ergebnisse der Auswertungen der Referenz [Fri00], sind mit einem Stern (\*) gekennzeichnet.

Niedrigspinzustände durchgeführt wurde. Allerdings beschränkte sich die Messdauer des Experiments zur Bestimmung der  $\gamma\gamma$ -Korrelationen auf nur 24 Stunden — mit einer entsprechend geringen Statistik als Folge. So war es nicht möglich, einigen Zuständen eindeutige Spin- und Paritätswerte zuzuordnen. Deshalb wurde ein weiteres Experiment (Messung Nr. 4 nach Abschnitt 1.2) durchgeführt, dessen Messzeit sieben Tage betrug und im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurde. Die Hoffnung, durch eine zeitlich sieben Mal längere Messzeit, weitere Informationen über Quantenzahlen von interessierenden Zuständen zu erhalten, erfüllte sich leider nicht. Es konnte lediglich dem Zustand bei einer Anregungsenergie von 2152 keV die neue Spinquantenzahl  $I^\pi = 3^+$  zugeordnet, drei neue Multipolmischungsverhältnisse bestimmt und Fehlergrenzen schon bekannter Multipolmischungsverhältnisse verkleinert werden. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Tabelle 3.2 zusammen mit den Ergebnissen der Dissertation [Fri00] gegenübergestellt.

Die Ursache dafür sind Mehrdeutigkeiten, die bei einer Kaskade mit festen Spinwerten und Multipolmischungsverhältnissen auftreten können. Verschiedene Spinwerte können bei unterschiedlichen Multipolmischungsverhältnissen eine gleiche Intensitätsverteilung besitzen. Dieser Umstand kann eine eindeutige Spinzuweisung verhindern. Liegt so eine ähnliche Intensitätsverteilung vor, kann auch eine höhere Statistik keine Eindeutigkeit liefern. Nur die experimentellen Fehler werden kleiner. Abbildung 3.3 zeigt das Niedrigspin-Termschema von  $^{46}\text{V}$ . Es wurde mit kleinen Modifikationen der Referenz [Fri00] entnommen.

$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$A^*$ (%)	$A$ (%)	$M\ell$	$\delta$
915	$2^+$	0	$0^+$	915	13,2(6)	4,56(6)	$E2$	0
993	$1^+$	0	$0^+$	993	-4,8(8)	-3,0(1)	$M1$	0
1224	$5^+$	801	$3^+$	423	21,0(12)	7,59(19)	$E2$	
1366	$2^-$	993	$1^+$	373	3,9(9)	1,4(2)	$E1$	0,02(2)
1376	$3^+$	915	$2^+$	461	-12,2(8)	-4,09(12)	$M1$	0,00(2)
1666	$3^-$	915	$2^+$	751	7,4(14)	3,58(30)	$E1$	-0,02(2)
1956	$4^-$	1366	$2^-$	590	27,0(40)	15,6(11)	$E2$	-0,04(6)
2054	$4^+$	1376	$3^+$	678	-14,5(16)	-4,58(35)	$M1$	0,02(2)
2152	$3^+$	915	$2^+$	1237		-6,4(4)	$M1$	0,02(4)

Tabelle 3.3: Ergebnisse der Auswertung der Linearpolarisation zum Kern  $^{46}\text{V}$ . Die Asymmetrien, die in der Referenz [Fri00] bestimmt wurden, sind mit einem Stern (\*) gekennzeichnet.

Durch die Auswertung der Polarisationsdaten konnten Asymmetrien von neun  $\gamma$ -Übergängen bestimmt werden. Diese sind in Tabelle 3.3 zusammen mit der Referenz [Fri00] dargestellt. Da der CLUSTER-Detektor in der Referenz [Fri00] unter einem anderen Winkel eingebaut war, als in der Messung zu dieser Arbeit,

lassen sich die absoluten Zahlenwerte nicht vergleichen. In der Dissertation [Fri00] wurde die Asymmetrie nach (2.22) bestimmt, in dieser Arbeit ist die Asymmetrie nach (2.19) bestimmt worden. Nur das Vorzeichen der Asymmetrie lässt eine Überprüfung auf Konsistenz der Ergebnisse zu.

Leider gelang es nicht die Asymmetrien einiger interessierender  $\gamma$ -Übergänge zu bestimmen. So war es aufgrund starker Kontaminationen in den Single-Spektren nicht möglich, die Asymmetrie des 339 keV-Übergangs zu bestimmen. Damit war die Unsicherheit der Spinzuzuweisung  $I^\pi = 3^{(-)}$  für den Zustand bei 1254 keV nicht auszuräumen. Gleiches gilt für den zweiten, diesen Zustand entvölkernden, Übergang von 463 keV. Die vollständigen experimentellen Daten sind im Anhang A.2 tabellarisch zusammengefasst.

### 3.3 Ergebnisse zu $^{58}\text{Cu}$

In dem  $N = Z$  - Kern  $^{58}\text{Cu}$  wurden mittels der Fusions-Verdampfungs-Reaktion  $^{58}\text{Ni}(p,n)^{58}\text{Cu}$  bei einer Strahlenergie von 14 MeV die Niedrigspinzustände bis zu einer Anregungsenergie von 3,5 MeV bevölkert (Messung Nr.5 nach Abschnitt 1.2). Analog zu den  $N = Z$  - Kernen  $^{46}\text{V}$  und  $^{50}\text{Mn}$  wurden  $\gamma\gamma$ -Korrelationen und die Linearpolarisation von  $\gamma$ -Übergängen, entsprechend den Abschnitten 2.4 und 2.5, ausgewertet. Aus diesen Ergebnissen wurden Spin- und Paritätsquantenzahlen zugewiesen und Multipolaritäten und Linearpolarisationen bestimmt. Das Niedrigspin-Termschema wurde in der in Köln erschienen Dissertation von I. Schneider [Sch00b] erstellt. Im Gegensatz zum  $^{46}\text{V}$ -Experiment wiesen die  $\gamma\gamma$ -Korrelationsdaten eine genügende Statistik auf, sodass eine sichere Zuweisung von Spin- und Paritätsquantenzahlen möglich war. Die Auswertung der Korrelationsdaten führte zu konsistenten Ergebnissen mit der Referenz [Sch00b].

$E_i$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$A$ (%)	$\mathcal{M}\ell$	$\delta$
203	$0^+$	0	$1^+$	203	-0,17(55)	( $M1$ )	0
444	$3^+$	0	$1^+$	444	7,52(8)	$E2$	-0,02(4)
1052	$1^+$	203	$0^+$	848	-2,11(20)	$M1$	-0,02(4)
1428	$2^+$	0	$1^+$	1428	-3,08(36)	$M1$	
1648	$3^+$	0	$1^+$	1648	2,01(33)	( $E2$ )	-0,06(27)
1653	$2^+$	444	$3^+$	1209	-1,03(19)	$M1$	-0,02(3)
2066	$5^+$	444	$3^+$	1622	3,6(11)	$E2$	

Tabelle 3.4: Ergebnisse der Auswertung der Linearpolarisation zum Kern  $^{58}\text{Cu}$ .

Daten über die Asymmetrie von  $\gamma$ -Übergängen lagen zu  $^{58}\text{Cu}$  bisher noch nicht vor. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher die Messung zu  $^{58}\text{Cu}$  mit dem

$^{58}\text{Cu}$

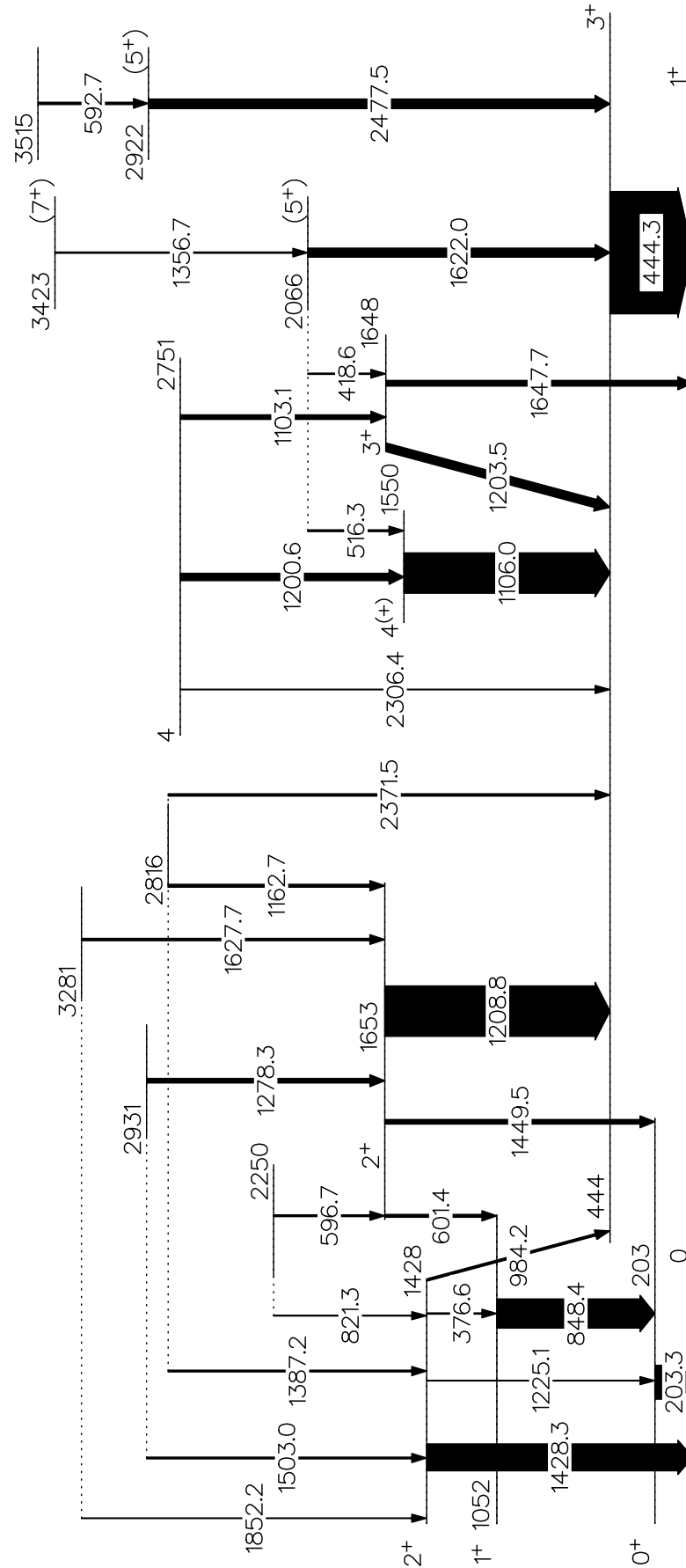


Abbildung 3.4: Niedrigspin-Termschema von  $^{58}\text{Cu}$ .

CLUSTER-Detektor ausgewertet. Die Motivation für diese Messung war, Unsicherheiten in der Zuweisung von Spinquantenzahlen in  $^{58}\text{Cu}$  auszuräumen. So war zum Beispiel bisher nicht eindeutig geklärt, ob die Paritätszuweisungen einiger niederenergetischer Zustände korrekt war. Dies ist im Einzelnen der  $I^\pi = 3^+$  Zustand bei 444 keV, der sich in den Grundzustand entvölkert. Das Multipolmischungsverhältnis dieses  $\gamma$ -Übergangs war zu  $\delta = -0,02(4)$  bestimmt worden. Durch die Bestimmung der Asymmetrie zu  $A = +7,52(8)$  konnte erstmals elektrischer Strahlungscharakter für die 444 keV-Linie nachgewiesen und damit die positive Parität des entvölkerten 444 keV-Zustands eindeutig bestimmt werden. Gleiches gilt für die Zustände  $I^\pi = 2^+$  bei 1428 keV und  $I^\pi = 3^+$  bei 1648 keV. Tabelle 3.4 fasst die sieben neu bestimmten Asymmetrien von  $\gamma$ -Übergängen des Kerns  $^{58}\text{Cu}$  zusammen. Diese neuen Ergebnisse konnten in den Auswertungen der Dissertation [Sch00b] verwendet werden und sind in die Konstruktion des Termschemas eingeflossen. Das Niedrigspin-Termschema ist zur Übersicht in Abbildung 3.4 gezeigt. Es wurde aus der Referenz [Sch00b] übernommen. Die vollständigen Ergebnisse der experimentellen Auswertung sind im Anhang A.3 aufgeführt.



# Kapitel 4

## Diskussion der Ergebnisse

Kerne mit gleicher Neutronen- und Protonenzahl besitzen höchste Symmetrie bezüglich des Isospinfreiheitsgrades. Nur in diesen Kernen treten Zustände mit Isospinquantenzahl  $T = 0$  auf. In diesem Kapitel wird die Zuweisung von Isospinquantenzahlen in  $^{50}\text{Mn}$  erläutert. Umfangreiche Schalenmodell-Rechnungen lieferte eine Theoriegruppe der Universität Tokio, deren Resultate mit den neuen experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit verglichen wurden. Durch Vergleich der Termschemata von  $^{50}\text{Mn}$  und dem isobaren Nachbarkern  $^{50}\text{Cr}$ , konnten auf indirekte Weise Stärken von  $M1$ -Übergängen bestimmt werden. Ein  $4^+$ -Dublett mit unterschiedlichen Isospinquantenzahlen wurde bei  $\approx 1,92$  MeV durch Auswertung der  $\gamma\gamma$ -Korrelationen im Termschema etabliert.

### 4.1 Zuweisung von Isospinquantenzahlen

Protonen und Neutronen sind im Sinne des Pauli-Prinzips keine identischen Teilchen. Unter Vernachlässigung der Coulomb-Kraft, würde sich jedoch die zwischen beiden Teilchen wirkende Kernkraft nicht ändern. Hinsichtlich ihrer starken — oder «hadronischen» — Wechselwirkung sind sie gleich. Dies veranlasste *Heisenberg*, Protonen und Neutronen als ein identisches Teilchen zu betrachten, das sich in zwei verschiedenen Zuständen befinden kann [Hei32]. Dies führte zur Einführung des Isospins  $T$ , in völliger Analogie zum Spin, der alle mathematischen Eigenschaften des Drehimpulses besitzt. Die Ausrichtung des Isospin-Vektors im Isospin-Raum gibt den Ladungszustand des Systems an, dessen hadronische Wechselwirkung aber vom Ort unabhängig ist. In diesem Abschnitt wird kurz der Isospinformalismus eingeführt und die Zuweisung von Isospinquantenzahlen an den experimentell bestimmten Zuständen von  $^{50}\text{Mn}$  erläutert.

### 4.1.1 Isospinformatismus

Protonen und Neutronen werden als verschiedene Zustände des Nukleons aufgefasst. Diese Zustände bilden die Basis des zweidimensionalen Isospinraumes.

$$\nu = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \pi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Dabei steht  $\nu$  für den Neutronenzustand und  $\pi$  für den Protonenzustand. Die Festlegung dieser Notation beruht auf freier Konvention. In einem Teil der kernphysikalischen Literatur sind die Vorzeichen umgekehrt definiert. Es liegt an dem Konzept des Isospins, dass man zu seiner Beschreibung einfach den mathematischen Formalismus des gewöhnlichen Spins übernehmen kann. Durch die Paulimatrizen  $\sigma_i$  wird der Isospinoperator  $\hat{t} = (t_x, t_y, t_z) = \frac{1}{2}(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  eingeführt. Explizit lautet die  $z$ -Komponente des Isospinvektors:

$$t_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Es gelten die Beziehungen

$$t_z \nu = \frac{1}{2} \nu \quad t_z \pi = -\frac{1}{2} \pi, \quad (4.3)$$

so dass eine  $z$ -Komponente des Isospinvektors von  $1/2$  Neutronen und eine  $z$ -Komponente des Isospinvektors von  $-1/2$  Protonen charakterisiert. Der Isospinformatismus lässt sich auf Systeme mit mehreren Nukleonen ausdehnen. Dies erlaubt es, Systeme von mehreren Nukleonen mit Hilfe von Isospin-Wellenfunktionen landungsunabhängig zu beschreiben. Der Isospin eines Systems mit  $A$  Nukleonen wird als Summe der Isospinvektoren der einzelnen Nukleonen gebildet

$$\hat{T} = \sum_i^A \hat{t}^i \quad T_z = \sum_i^A t_z^i. \quad (4.4)$$

Simultane Beobachtungsgrößen können nur die Eigenwerte von  $\hat{T}^2$  und der Wert der  $z$ -Komponente  $T_z$  sein. Die Eigenwerte von  $\hat{T}^2$  sind  $T(T+1)$  mit  $T_z \leq T \leq A/2$ , da jeder Summand in (4.4) eine  $z$ -Komponente vom Betrag  $1/2$  beiträgt. Die Symmetrie der Orts- und Spinwellenfunktion, und damit die Bindungsenergie, ist umso größer, je kleiner die Isospinquantenzahl  $T$  ist. Aus (4.4) folgt unmittelbar

$$T_z = \sum_i^A t_z^i = \frac{1}{2}(N - Z). \quad (4.5)$$

Die  $z$ -Komponente des Isospins erhält damit eine anschauliche Bedeutung. Sie ist, nach der verwendeten Konvention, ein Maß für den Überschuss an Neutronen. Des Weiteren ist klar ersichtlich, dass nur in  $N = Z$  - Kernen Isospinquantenzahlen mit  $T = 0$  auftreten können. Für eine Reihe von Isobaren lässt sich nach (4.5)  $T_z$  sofort angeben:

$$\begin{array}{ccc} \text{Kern:} & {}^{50}_{24}\text{Cr}_{26} & {}^{50}_{25}\text{Mn}_{25} & {}^{50}_{26}\text{Fe}_{24} \\ T_z: & 1 & 0 & -1 \end{array}$$

Durch  $t^+ = t_x + i t_y$  und  $t^- = t_x - i t_y$  werden Auf- und Absteigeoperatoren definiert. Wird eine Protonenwellenfunktion auf eine  $t^+$  angewandt, so erhält man eine Neutronenwellenfunktion. Entsprechend gelten folgende Beziehungen:

$$t^+ \pi = \nu \quad t^+ \nu = 0 \quad (4.6)$$

$$t^- \pi = 0 \quad t^- \nu = \pi \quad (4.7)$$

Die Konsequenzen des Isospinbegriffs sollen für ein einfaches System aus zwei Nukleonen erläutert werden. Die Nukleonen können zu einem Isospin-Triplett mit  $T = 1$  und  $T_z = -1, 0, 1$ , sowie zu einem Isospin-Singulett mit  $T = 0$  und  $T_z = 0$  koppeln. Die dazugehörige Isospin-Wellenfunktion  $\Psi_{T_z}^T$  hat die gleiche Form wie die Spinfunktionen für ein System aus zwei Fermionen.

Wellenfunktion	Eigenwerte		Symmetriecharakter
	$T$	$T_z$	
$\Psi_1^1 = \nu(1)\nu(2)$	1	1	
$\Psi_0^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}[\nu(1)\pi(2) + \pi(1)\nu(2)]$	1	0	symmetrisch
$\Psi_{-1}^1 = \pi(1)\pi(2)$	1	-1	
$\Psi_0^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}[\nu(1)\pi(2) - \pi(1)\nu(2)]$	0	0	antisymmetrisch

Tabelle 4.1: Isospinwellenfunktion mit Isospinquantenzahlen  $T$  und  $T_z$  für ein Zwei-Nukleonen System.

Die Spinwellenfunktion ist für gerade Werte von  $J$  antisymmetrisch und für ungerade Werte von  $J$  symmetrisch. Da es sich um Fermionen handelt, muss die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch sein. Dies hat zur Folge, dass Zustände mit Isospinquantenzahl  $T = 0$  nur ungerade Spinwerte  $J$ , und Zustände mit Isospinquantenzahl  $T = 1$  nur gerade Spinwerte  $J$  besitzen. Aufgrund der Ladungsunabhängigkeit haben die Zustände  $\Psi_1^1, \Psi_0^1$  und  $\Psi_{-1}^1$  die gleiche Energie  $E(T)$ , unabhängig von  $T_z$ . Mathematisch bedeutet dies, dass die Hamiltonfunktion unabhängig von der Orientierung von  $\hat{T}$  ist, oder dass der Hamiltonoperator mit  $\hat{T}$  kommutiert  $[H, \hat{T}] = 0$ . In isobaren Kernen besitzen folglich Zustände gleicher Spinquantenzahl  $J^\pi$  und gleicher Isospinquantenzahl  $T$  die gleiche Energie  $E$  und werden isobare Analogzustände genannt. Lediglich der Vektor  $\vec{T}$  hat im Isospinraum eine verschiedene Orientierung. Die Komponente  $T_z$  ist ein Maß für die Differenz von Neutronen und Protonen.

In der Realität liegt keine exakte Gleichheit bezüglich der Anregungsenergien vor. Der Grund ist die Spinabhängigkeit der Kernkraft und die Coulomb-Wechselwirkung. Da Protonen und Neutronen eine unterschiedliche Ruheenergie

haben, unterscheiden sich die Ruheenergien der Isobaren, wie folgt:

$$\Delta E_{p,n} = (m_n - m_p) c^2 = 1,293 \text{ MeV} \quad (4.8)$$

Die Coulomb-Wechselwirkung zweier Isobaren mit  $Z_1$  und  $Z_2$  Protonen wird durch folgende Beziehung korrigiert

$$\Delta E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} (Z_1^2 - Z_2^2) \quad \text{mit} \quad R = r_0 A^{1/3} \quad (4.9)$$

In dieser einfachen Näherung betrachtet man den Kern als eine homogen geladene Kugel. Die Anregungsenergien der Analogzustände lassen sich mit diesen beiden Korrekturen in gute Übereinstimmung bringen.

### 4.1.2 Identifizierung von isobaren Analogzuständen

Die Zuweisung von Isospinquantenzahlen geschieht durch den Vergleich der isobaren Analogzustände von  $^{50}\text{Mn}$  mit seinen isobaren Nachbarkernen. Zustände, die zu einem Isospin-Multiplett gehören, besitzen die gleiche Spin- und Paritätsquantenzahl. Sie unterscheiden sich nur bezüglich der  $z$ -Komponente  $T_z$  des Isospins. Die Anregungsenergien der Zustände müssen unter Berücksichtigung der Protonen-Neutronen Ruheenergie­differenz und der Coulomb-Wechselwirkung übereinstimmen. In Tabelle 4.2 werden die Energien der Grundzustände von  $^{50}\text{Mn}$  und seinen isobaren Nachbarkernen verglichen. Nach den Korrekturen stimmen die Bindungsenergien der Grundzustände relativ gut überein. Der Grundzustand des isobaren Nachbarkerns  $^{50}\text{Cr}$  besitzt die Spinquantenzahl  $J^\pi = 0^+$  und die Isospinquantenzahl  $T = 1$ . Deshalb kann dem Grundzustand in  $^{50}\text{Mn}$  die Isospinquantenzahl  $T = 1$  zugewiesen werden. Angeregte Zustände in dem Nachbarkern  $^{50}\text{Fe}$  sind bislang nicht bekannt. Dieser Kern kann deshalb nicht zum Vergleich von Analogzuständen herangezogen werden.

Kern	$^{50}_{23}\text{V}_{27}$	$^{50}_{24}\text{Cr}_{26}$	$^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$	$^{50}_{26}\text{Fe}_{24}$
$T_z$	2	1	0	-1
$E_b$ (MeV)	-49,22	-50,25	-42,62	-34,47
$\Delta E_{p,n}$ (MeV)	-2,59	-1,29	0	1,29
$\Delta E_c$ (MeV)	18,77	9,58	0	-9,97
$E_{gs}$ (MeV)	-33,04	-41,96	-42,62	-43,15

Tabelle 4.2: Vergleich der Energie der Grundzustände ( $E_{gs}$ ) von  $^{50}_{23}\text{V}_{27}$  und dem Isospin-Triplett  $^{50}_{24}\text{Cr}_{26}$ ,  $^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$  und  $^{50}_{26}\text{Fe}_{24}$ . Aufgeführt ist jeweils die Bindungsenergie ( $E_b$ ), die Korrektur der Ruhenergien ( $\Delta E_{p,n}$ ) nach (4.8) und die Korrektur der Coulomb-Wechselwirkung ( $\Delta E_c$ ) nach (4.9).

Existiert zu einem Zustand  $J^\pi$  in  $^{50}\text{Mn}$  ein Analogzustand, der die oben erwähnten Kriterien erfüllt, so handelt es sich folglich um ein Isospin-Triplett

und es besitzt die Isospinquantenzahl  $T = 1$ . Anderenfalls ist dieser Zustand ein Isospin-Singulett und besitzt die Isospinquantenzahl  $T = 0$ . Abbildung 4.1 zeigt einen Ausschnitt aus dem Termschema von  $^{50}\text{Mn}$ , das alle Zustände mit bekannten Spinwerten enthält. Zusätzlich sind die  $T = 1$  - Zustände des isobaren Nachbarkerns  $^{50}\text{Cr}$  dargestellt. In  $^{50}\text{Mn}$  wird der Grundzustand  $0^+$ , der  $2^+$ -Zustand bei 800 keV und der  $4^+$ -Zustand bei 1931 keV als isobare Analogzustände zu den  $T = 1$  - Zuständen in  $^{50}\text{Cr}$  identifiziert. Bei einer Anregungsenergie von 1917 keV liegt ein weiterer Zustand mit Spinquantenzahl  $I^\pi = 4^+$ . Die Anregungsenergien können aufgrund des geringen energetischen Abstands der Zustände von 14 keV nicht als Anhaltspunkt für eine Isospinzuweisung dienen. In Abschnitt 4.4 wird die Zuweisung von Isospinquantenzahlen bei diesem Dublett genauer diskutiert. Im Kern  $^{50}\text{Cr}$  gibt es in diesem Energiebereich keine weiteren Zustände. Alle anderen Zustände von  $^{50}\text{Mn}$  in diesem Anregungsenergie-Bereich gehören folglich zu Isospin-Singulett Zuständen und besitzen die Isospinquantenzahl  $T = 0$ . Analogzustände mit Isospinquantenzahl  $T = 2$  treten erst ab einer Anregungsenergie von 8,92 MeV auf, wie aus Tabelle 4.2 anhand des Kerns  $^{50}\text{V}$  ersichtlich ist.

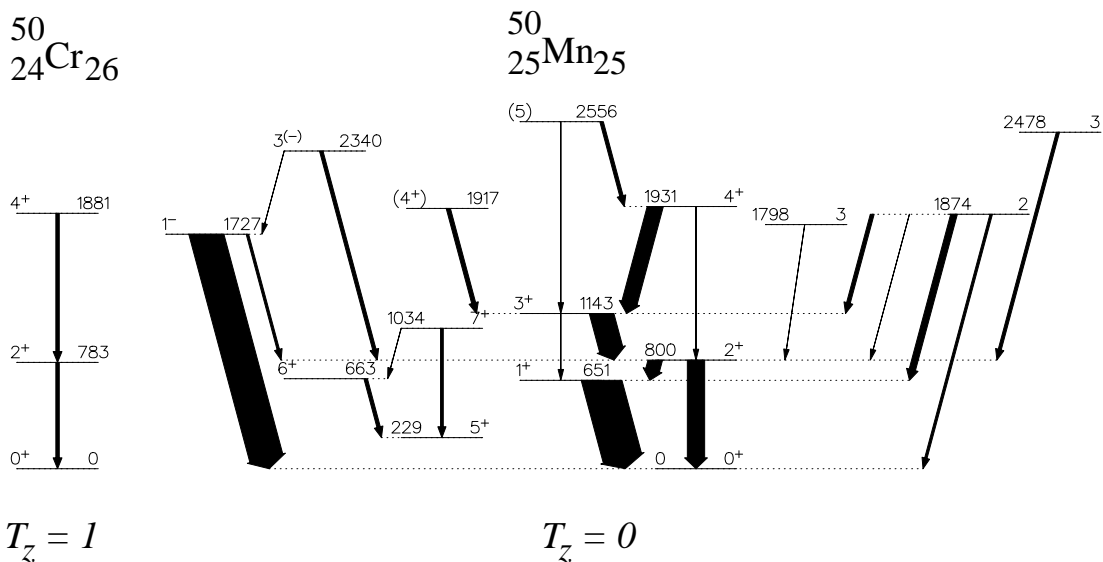


Abbildung 4.1: Isospinzuweisungen durch Vergleich mit dem isobaren Nachbarkern  $^{50}\text{Cr}$ .

## 4.2 Schalenmodell-Rechnungen

Parallel zur Auswertung der experimentellen Daten sind von der Theoriegruppe der Universität Tokio um Professor *T. Otsuka* umfangreiche Schalenmodellrechnungen zum Kern  $^{50}\text{Mn}$  durchgeführt worden. Diese Rechnungen, die auf der vollständigen Diagonalisierung der hamiltonschen Matrix basieren, lieferten

Anregungsenergien der Zustände positiver Parität, Übergangsstärken, Multipolmischungsverhältnisse und Intensitäts-Verzweigungsverhältnisse. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden in diesem Abschnitt referiert und mit den Ergebnissen der Auswertungen verglichen.

### 4.2.1 Die KB3- und FPD6-Wechselwirkung

Der Kern  ${}^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$  besitzt 25 Protonen und 25 Neutronen. Um die Kernanregungen beschreiben zu können, betrachtet man die relevante  $pf$ -Valenzschale. Fünf Protonen und fünf Neutronen befinden sich oberhalb des doppelt-magischen Kerns  ${}^{40}\text{Ca}$ , der als *inert Core* betrachtet wird. Zur Besetzung stehen den zehn Valenznukleonen die  $1f_{7/2^-}$ ,  $2p_{3/2^-}$ ,  $1f_{5/2^-}$  und  $2p_{1/2^-}$ -Orbitale zur Verfügung. Die Rechnungen beschränken sich auf diese Zustände positiver Parität. Zustände negativer Parität werden durch die  $1g_{9/2^-}$ -Intruderschale bzw. durch Loch-Anregungen der  $1d_{3/2^-}$ -Schale beschrieben. Letzteres bedeutet ein Aufbrechen des  ${}^{40}\text{Ca}$ -Cores.

Zur Beschreibung der angeregten Zustände wurden in den Schalenmodell-Rechnungen zwei verschiedene Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen betrachtet, die KB3-Wechselwirkung, die auf *Kuo* und *Brown* [Kuo68] zurückgeht und von *Poves* [Pov81] modifiziert wurde, sowie die FPD6-Wechselwirkung [Ric91].

In den Rechnungen wurde die Hamilton-Matrix für die komplette  $pf$ -Schale, unter Verwendung des TOKIOTER SHELL-MODEL-Programms [Seb00], vollständig diagonalisiert.

Sn	_____	1 g 9/2 (50)
	_____	2 p 1/2
	_____	1 f 5/2
	_____	2 p 3/2
Ni	_____	1 f 7/2 (28)
Ca	_____	1 d 3/2 (20)

Abbildung 4.2: Zustandsfolge des Schalenmodells. Aufgrund des Coulomb-Potenzials ist der energetische Abstand für Protonen und Neutronen geringfügig verschieden. Gezeigt ist die Zustandsfolge für Protonen über dem doppelt-magischen Kern Calcium (Ca) mit 20 Protonen. Weitere Schalenabschlüsse liegen bei Nickel (Ni) mit 28 Protonen und bei Zinn (Sn) mit 50 Protonen. In den Rechnungen wurde die  $1g_{9/2^-}$ -Intruderschale nicht berücksichtigt.

### 4.2.2 Ergebnisse der Rechnungen

Die umfangreichen Schalenmodell-Rechnungen lieferten Daten über die Anregungsenergien von  $T = 0$  und  $T = 1$ -Zuständen positiver Parität mit Spinquantenzahlen  $J = 0 - 7$  bis zu einer Anregungsenergie von 4 MeV. Weiterhin wurden Übergangsstärken von elektrischen Quadrupolübergängen ( $E2$ -Übergänge) und

magnetischen Dipolübergängen ( $M1$ -Übergänge), sowie Verzweigungs- und Multipolmischungsverhältnisse von  $\gamma$ -Übergängen berechnet.

In Abbildung 4.3 werden die durch die beiden Modelle, KB3 und FPD6, berechneten Anregungsenergien mit den experimentell etablierten Zuständen verglichen. Das  $5_1^+$ -Isomer und die sich darauf entvölkernden  $6_1^+$ - und  $7_1^+$ -Zustände wurden nicht in den Messungen dieser Arbeit beobachtet und sind aus der Referenz [Sve98] übernommen worden. Beide Modelle sagen das  $5_1^+$ -Isomer als ersten

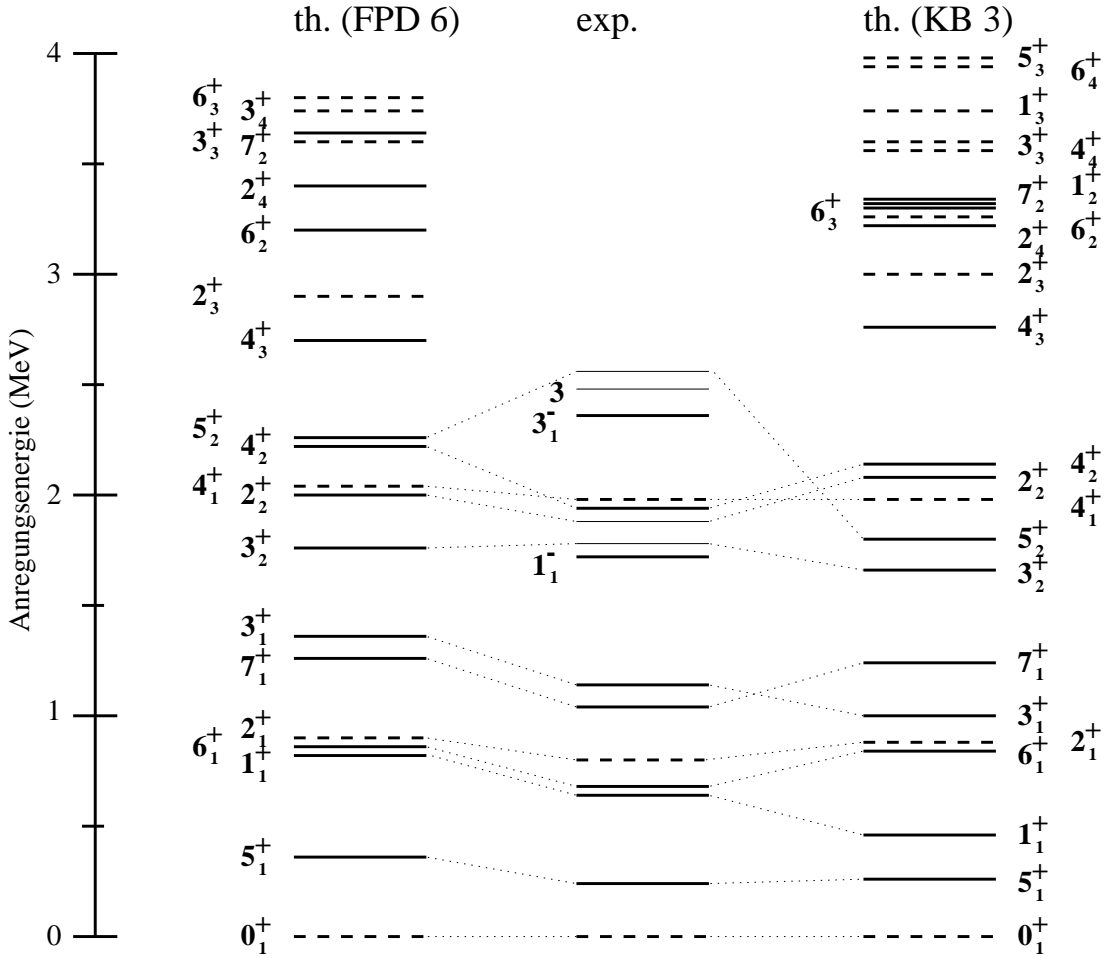


Abbildung 4.3: Anregungsenergien von Zuständen positiver Parität, berechnet mit der KB3- und der FPD6-Wechselwirkung. Zustände mit der Isospinquantenzahl  $T = 1$  sind durch gestrichelte Linien, und Zustände mit der Isospinquantenzahl  $T = 0$  sind durch durchgezogene Linien gekennzeichnet. Experimentell etablierte Zustände, denen kein Paritätswert zugewiesen werden konnte, sind durch dünne Linien dargestellt.

angeregten Zustand im Kern  $^{50}\text{Mn}$  voraus. Bis zu einer Anregungsenergie von 1,5 MeV liegt eine 1:1-Korrespondenz zwischen den sieben theoretisch und experimentell bestimmten Zuständen vor, d.h. jeder experimentell etablierte Zustand findet in den Rechnungen sein Analogon. Eine weitere Bestätigung, dass der in

dieser Arbeit neu etablierte  $1^-$ -Zustand bei 1727 keV eine negative Parität besitzt, ist das Fehlen dieses Zustands in den Theorie-Rechnungen. Ab einer Anregungsenergie von 1,8 MeV treten die ersten experimentell bestimmten Zustände auf, denen keine Paritätsquantenzahl mehr zugewiesen werden konnte. Dies ist ein  $I = 3$  - Zustand bei einer Anregungsenergie von 1798 keV und ein  $I = 2$  - Zustand bei einer Anregungsenergie von 1874 keV. Die Schalenmodell-Rechnungen sagen zwei Zustände mit diesen Spinquantenzahlen in dem entsprechenden Energiebereich vorher. Würde man eine positive Parität für diese experimentell etablierten Zustände annehmen, so wäre die 1:1-Korrespondenz von theoretisch und experimentell bestimmten Zuständen bis zu einer Anregungsenergie von 2,5 MeV erweitert und würde damit die ersten zwölf Zustände einschließen. Zwei dicht liegende  $4^+$ -Zustände bei einer Anregungsenergie von zirka 1,92 MeV werden in den Rechnungen und im Experiment reproduziert. Allerdings sind sie bezüglich ihrer Isospinquantenzahlen in der Reihenfolge vertauscht.

Die Schalenmodell-Rechnungen lieferten weitere Daten über Verzweigungsverhältnisse und Übergangsstärken von niedrig liegenden  $M1$ - und  $E2$ -Übergängen. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Absolute Lebensdauern von Zuständen sind in den Messungen dieser Arbeit nicht bestimmt worden. In Abschnitt 4.3 werden absolute Übergangsstärken für die  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  und  $B(M1, 2_1^+ \rightarrow 1_1^+)$  - Übergänge auf indirekte Weise bestimmt. Eine gute Übereinstimmung liegt zwischen theoretisch und experimentell bestimmten Verzweigungsverhältnissen und bei  $E2/M1$ -Multipolmischungsverhältnissen vor. Die Rechnungen zeigen die Existenz von starken isovektoriellen  $\Delta T = 1$   $M1$ -Übergängen zwischen  $J_i^\pi = J_1^+ + 1$  und  $J_f^\pi = J_1^+$  Zuständen mit den Spinquantenzahlen  $J = 0, 1, 2, 3$  in  $^{50}\text{Mn}$ . Die berechneten isoskalaren  $\Delta T = 0$   $E2$ -Übergänge zwischen diesen Zuständen weisen eine große Übergangsstärke auf, vergleichbar für verschiedene Spinwerte  $J$  für  $J + 2 \rightarrow J$  Übergänge. In der Referenz [Sch00c] wurden ähnliche Beobachtungen für niedrig liegende Zustände im  $N = Z$  - Nachbarkern  $^{54}\text{Co}$  gemacht, der eine  $(\pi f_{7/2}^{-1} \times \nu f_{7/2}^{-1})_{J,T}$  Struktur besitzt. Eine sehr charakteristische Eigenschaft dieser Struktur sind beachtlich starke isovektorielle  $M1$ -Übergänge. Die starke Zunahme der  $M1$ -Übergangsstärken in der Zwei-Nukleonen Konfigurationen  $(\pi f_{7/2}^{-1} \times \nu f_{7/2}^{-1})_{J,T}$  ist keine kennzeichnende Eigenschaft des  $f_{7/2}$ -Orbitals. Wie in der Referenz [Lis99] erwähnt, ist dies vielmehr eine allgemeine Eigenschaft jeder Ein-Proton-Ein-Neutron  $(\pi j^1 \times \nu j^1)_{J,T}$  - Konfiguration mit  $j = \ell + 1/2$  (zum Beispiel die  $p_{3/2}, d_{5/2}, f_{7/2}, g_{9/2}$  - Orbitale) die durch konstruktive Interferenz von Spin- und Orbitalwellenfunktionen in dem  $M1$ -Matrixelement verursacht wird. Solche Zwei-Nukleonen  $(\pi j^1 \times \nu j^1)_{J,T}$  - Anteile koppeln an einem gerade-gerade  $J^\pi = 0^+, T = 0$  Core und werden *Quasideuteron*-Konfiguration genannt. In  $^{50}\text{Mn}$  sind allerdings die berechneten  $M1$ -Übergangsstärken der Yrast-Zustände um mehr als die Hälfte kleiner, im Vergleich zu den entsprechenden Übergängen in  $^{54}\text{Co}$ .

Die erwähnten starken  $E2$ -Übergänge  $(3_1^+, T = 0) \rightarrow (1_1^+, T = 0)$  und  $(4^+, T =$



$(J_i, T_i) \rightarrow (J_f, T_f)$	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$ ( $e^2 \text{fm}^4$ )		$B(M1; J_i \rightarrow J_f)$ ( $\mu_N^2$ )		Verzweungsverhältnis			$\delta$			$\tau$ (ps)	
	KB3	FPD6	KB3	FPD6	Expt.	KB3	FPD6	Expt.	KB3	FPD6	FPD6	
$(1_1^+, 0) \rightarrow (0_1^+, 1)$	0	0	2,90	1,49	100	100	100					0,14
$(2_1^+, 1) \rightarrow (1_1^+, 0)$	0,05	0,02	1,94	1,29	64(1)	128	68	0,02(3)	0,0	0,0		5,4
$(2_1^+, 1) \rightarrow (0_1^+, 1)$	220	275	0	0	100(2)	100	100					
$(3_1^+, 0) \rightarrow (2_1^+, 1)$	0,0	0,001	3,73	1,92	100(2)	100	100	0,01(2)	0,0	0,0		0,73
$(3_1^+, 0) \rightarrow (1_1^+, 0)$	272	350	0	0	1,2(1)	0,4	1,0					
$(3_1^+, 0) \rightarrow (5_1^+, 0)$	0,28	0,002	0	0		0	0					
$(4^+, 1) \rightarrow (3_1^+, 0)$	0,2	0,07	2,71	1,99	100(3)	100	100	-0,01(2)	0,0	0,0		0,06
$(4^+, 1) \rightarrow (2_1^+, 1)$	298	385	0	0	5,9(8)	2,9	5,1					
$(4^+, 1) \rightarrow (5_1^+, 0)$	0,1	0,012	0,04	0,004		15	2,0					
$(5_2^+, 0) \rightarrow (4^+, 1)$	0,4	1,4	3,46	2,11	100(3)*	100	100					0,09
$(5_2^+, 0) \rightarrow (3_1^+, 0)$	227	303	0	0	52(2)*	11	23					
$(5_2^+, 0) \rightarrow (7_1^+, 0)$	55	34	0	0		4	4					
$(5_2^+, 0) \rightarrow (6_1^+, 0)$	4	2,3	$0,4 \cdot 10^{-5}$	$7,6 \cdot 10^{-5}$		0,7	0,8					
$(2_2^+, 0) \rightarrow (0_1^+, 1)$	0,2	0,01	0	0	50(2)*	14	0,4					13
$(2_2^+, 0) \rightarrow (1_1^+, 0)$	12	4,01	$3 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	100(2)*	100	100	-0,01(2)*	6,5	0,51		
$(2_2^+, 0) \rightarrow (2_1^+, 1)$	0,2	0,021	$6 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	31(1)*	33	9	-3,67(49)*	0,2	0,08		
$(2_2^+, 0) \rightarrow (3_1^+, 0)$	6	2,4	$1 \cdot 10^{-5}$	$8,1 \cdot 10^{-4}$	34(1)*	4	9,5	0,00(3)*	4,7	0,33		
$(3_2^+, 0) \rightarrow (3_1^+, 0)$	1,5	2,6	$0,2 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$		2	58					1,4
$(3_2^+, 0) \rightarrow (2_1^+, 1)$	0,001	0,009	$6 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	100(2)*	100	100					
$(3_2^+, 0) \rightarrow (1_1^+, 0)$	0,9	0,1	0	0		21	13					
$(3_2^+, 0) \rightarrow (5_1^+, 0)$	40	60	0	0		440	361					
$(4^+, 0) \rightarrow (3_1^+, 0)$	1,47	0,26	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	100	0,3	0,1	2,55(27)	1,7	0,7		2,3
$(4^+, 0) \rightarrow (3_2^+, 0)$	512	544	$1 \cdot 10^{-5}$	0,015		0,0	0,2					
$(4^+, 0) \rightarrow (5_1^+, 0)$	14	18	$4 \cdot 10^{-6}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$		100	100					
$(4^+, 0) \rightarrow (6_1^+, 0)$	28	35	0	0		45	52					
$(7_1^+, 0) \rightarrow (6_1^+, 0)$	285	385	$3 \cdot 10^{-4}$	0,01	18(2)†	14	53					28
$(7_1^+, 0) \rightarrow (5_1^+, 0)$	48	56	0	0	100(2)†	100	100					
$(6_2^+, 1) \rightarrow (4^+, 1)$	256	340	0	0								
$(6_2^+, 1) \rightarrow (5_1^+, 0)$	0,1	0,25	0,28	0,26								
$(6_2^+, 1) \rightarrow (5_2^+, 0)$	0,51	0,13	1,73	0,97								
$(6_2^+, 1) \rightarrow (7_1^+, 0)$	0,5	0,46	1,52	0,02								
$(6_2^+, 1) \rightarrow (7_2^+, 0)$	0,24	0,08	1,83	0,96								

Tabelle 4.3: Ergebnisse der Schalenmodell-Rechnungen für Übergangsstärken, Verzweungsverhältnisse, Multipolmischungsverhältnisse und Lebensdauern angeregter Zustände.

1)  $\rightarrow (2_1^+, T = 1)$  in  $^{50}\text{Mn}$  tragen nur einen geringen Anteil der Entvölkerungs-Intensität des  $(3_1^+, T = 0)$  - Zustands bei 1143 keV und des  $(4^+, T = 1)$  - Zustands bei 1931 keV. Den Hauptteil der Zerfallsintensität tragen die isovektoriellen  $M1$ -Übergänge der Yrast-Zustände. Dieses Ergebnis der Schalenmodell-Rechnungen wird durch die experimentellen Beobachtungen bestätigt. Der  $(2_1^+, T = 1)$  - Zustand bei einer Anregungsenergie von 800 keV, zerfällt durch einen isovektoriellen  $M1$ -Übergang in den  $(1_1^+, T = 0)$  - Zustand bei einer Anregungsenergie von 651 keV. Aufgrund der geringen  $\gamma$ -Übergangsenergie dieses  $2^+ \rightarrow 1^+$ -Übergangs von 149 keV, ist die  $\gamma$ -Intensität des  $(2_1^+, T = 1) \rightarrow (0_1^+, T = 1)$   $E2$ -Übergangs größer, als die  $\gamma$ -Intensität des  $(2_1^+, T = 1) \rightarrow (1_1^+, T = 0)$   $M1$ -Übergangs. Letzteres wird besser durch das FPD6-Modell reproduziert. Die KB3-Wechselwirkung

hingegen sagt eine höhere  $\gamma$ -Intensität des  $(2_1^+, T = 1) \rightarrow (1_1^+, T = 0)$   $M1$ -Übergangs voraus. Dieser Umstand kann auf die Wahl freier  $g$ -Faktoren im KB3-Modell zurückgeführt werden.

Als weiteres wichtiges Ergebnis der Rechnungen ist zu nennen, dass die Übergangsstärken des isovektoriellen  $M1$ -Übergangs vom  $(4^+, T = 1)$  - Zustand und des isoskalaren  $E2$ -Übergang vom  $(3_1^+, T = 0)$  - Zustand zum  $(5_1^+, T = 0)$  - Zustand — dem Bandenkopf der Hochspinbande — sehr gering ist und weder in den Messungen dieser Arbeit, noch in der Hochspinmessung [Sve98] beobachtet wurden. Da sie nicht die erwartete Zunahme der isovektoriellen  $M1$ -Übergangsstärke zeigen, fallen diese  $\gamma$ -Übergänge aus der Systematik der oben erwähnten Quasideuteron-Konfigurationen heraus. Die Vermutung liegt nahe, dass der  $(5_1^+, T = 0)$  - Zustand bei einer Anregungsenergie von 229(7) keV eine andere Struktur besitzt, als die  $0_1^+, 1_1^+, 2_2^+, 3_1^+$  und  $(4^+, T = 1)$  - Zustände. Diese Ergebnisse bestätigen die Hypothese, dass eine  $T = 0$  - Hochspinbande auf dieses Isomer aufbaut, mit dem  $(6_1^+, T = 0)$ - und dem  $(7_1^+, T = 0)$  - Zustand als Bestandteile dieser Bande. Im Gegensatz zu dem  $(5_1^+, T = 0)$  - Zustand, ist der  $(5_2^+, T = 0)$  - Zustand bei einer Anregungsenergie von 2556 keV durch einen starken isovektoriellen  $M1$ -Übergang zu dem  $(4^+, T = 1)$  - Zustand bei 1931 keV und einem starken isoskalaren  $E2$ -Übergang zu dem  $(3_1^+, T = 0)$  - Zustand bei 1143 keV charakterisiert. Dieses Ergebnis stimmt mit den beobachteten Regelmäßigkeiten der  $0_1^+, 1_1^+, 2_2^+, 3_1^+$  und  $(4^+, T = 1)$  - Zustände überein. Auch sagt das Schalenmodell einen signifikant stärkeren  $(6_2^+, T = 0) \rightarrow (5_2^+, T = 0)$   $M1$ -Übergang, als einen  $(6_2^+, T = 0) \rightarrow (5_1^+, T = 0)$  -  $M1$ -Übergang voraus. Dies legt die Vermutung nahe, dass es sich bei dem experimentell etablierten Zustand bei 2556 keV um einen Zustand mit Spinwert  $J^\pi = 5^+$  handelt. Dieser Spinwert konnte in der Auswertung der  $\gamma\gamma$ -Korrelationsdaten nicht mehr eindeutig zugewiesen werden.

Die berechneten Zerfallseigenschaften für den  $(2_2^+, T = 0)$  - Zustand unterscheiden sich signifikant von den experimentell bestimmten Zerfallseigenschaften des  $J = 2$  - Zustands bei einer Anregungsenergie von 1874 keV. Die experimentell bestimmten Verzweigungsverhältnisse stimmen gut mit den Schalenmodell-Rechnungen überein, die Multipolmischungsverhältnisse dagegen nicht. Das Zerfallsverhalten dieses  $J = 2$  - Zustands ähnelt dem, des  $J^\pi = 2^-$  - Zustands bei 1366 keV in dem ungerade-ungerade  $N = Z$  - Nachbarkern  $^{46}\text{V}$ , dessen Niedrigspin-Termschema in der Dissertation [Fri00] aufgestellt wurde.  $^{46}\text{V}$  ist der symmetrische Teilchen-Loch-Nachbarkern von  $^{50}\text{Mn}$  bezüglich der Einteilchen  $f_{7/2}$  - Schale. Daher liegt die Annahme gewisser Ähnlichkeiten in den Termschemata von  $^{46}\text{V}$  und  $^{50}\text{Mn}$  nahe. Der  $J = 2$  - Zustand bei 1874 keV in  $^{50}\text{Mn}$  könnte ein Kandidat für einen niedrig liegenden  $J^\pi = 2^-$  - Zustand sein. Der starke Quadrupol-Charakter des  $2 \rightarrow 2_1^+$  - Übergang bleibt mit dieser Annahme allerdings kaum erklärbar. Zwei der drei  $J = 3$  - Zustände bei den Anregungsenergien von 1798 keV, 2340 keV und 2478 keV können Kandidaten für Zustände negativer Parität sein, da die Schalenmodell-Rechnungen nur einen Zustand positiver Parität mit der Spinquantenzahl  $J = 3$  in dem Anregungsenergie-Intervall von

1,5 MeV bis 3,5 MeV vorhersagen.

### 4.3 Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten

Aus einem weiteren Grund sind experimentell bestimmte  $\gamma$ -Verzweigungsverhältnisse, die isoskalare ( $T = 1$ )  $\rightarrow$  ( $T = 1$ ) und isovektorielle  $\Delta T = 1$  - Übergänge beschreiben, von Interesse. Sie können eine Abschätzung von isovektoriellen  $\gamma$ -Übergangsstärken zwischen  $T = 0$  und  $T = 1$  - Zuständen, die praktisch nur in ungerade-ungerade  $N = Z$  - Kernen beobachtet werden können, liefern. Analoge Zerfälle innerhalb desselben Isospin-Multipletts sollten die gleichen Eigenschaften besitzen. Unter der Annahme, dass die ( $T = 1$ )  $\rightarrow$  ( $T = 1$ ) - Übergänge in dem ungerade-ungerade  $N = Z$  - Kern  $^{50}\text{Mn}$ , die gleiche Größenordnung bezüglich der Übergangsstärke besitzen, wie die korrespondierenden  $T_z = 1$  - Isobaren im  $N = Z + 2$  gerade-gerade Kern  $^{50}\text{Cr}$ , lässt sich die ( $T = 1$ )  $\rightarrow$  ( $T = 0$ ) Übergangsstärke in  $^{50}\text{Mn}$  bestimmen. Als Beispiel, wie aus einem experimentell bestimmten Verzweigungsverhältnis eine Übergangsstärke abgeschätzt werden kann, sei der Zerfall des ( $2_1^+$ ,  $T = 1$ ) - Zustands zu dem niedriger liegenden ( $1_1^+$ ,  $T = 0$ ) - Zustand und dem Grundzustand von  $^{50}\text{Mn}$  mit Isospinquantenzahl  $T = 1$  betrachtet (vgl. Abb. 4.4). Die Übergangswahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Strahlung der Multipolarität  $\sigma\ell m$ , mit  $m = m_i - m_f$  ist, nach Referenz [Mor76], definiert als

$$T(\sigma\ell, m) = \frac{8\pi(\ell+1)}{\ell[(2\ell+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left( \frac{E}{\hbar c} \right)^{2\ell+1} |\langle I_f m_f | \mathcal{M}(\sigma\ell, m) | I_i m_i \rangle|^2 \quad (4.10)$$

Dabei ist  $\langle I_f | \mathcal{M}(\sigma\ell, m) | I_i \rangle$  das Übergangs-Matrixelement,  $\sigma$  bezeichnet elektrischen oder magnetischen Strahlungscharakter,  $\mathcal{M}$  ist der Multipol-Operator und  $E$  bezeichnet die Energie des  $\gamma$ -Übergangs. Die totale Übergangswahrscheinlichkeit erhält man durch Summation über alle  $m$ -Unterzustände zwischen dem Anfangs- und Endzustand.

$$T(\sigma\ell; I_i \rightarrow I_f) = \sum_{m, m_f} T(\sigma\ell, m; I_i m_i \rightarrow I_f m_f) \quad (4.11)$$

$$T(\sigma\ell; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(\ell+1)}{\ell[(2\ell+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left( \frac{E}{\hbar c} \right)^{2\ell+1} B(\sigma\ell, I_i \rightarrow I_f) \quad (4.12)$$

Die Größe  $B(\sigma\ell, I_i \rightarrow I_f)$  wird reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit genannt. Im Gegensatz zur Übergangswahrscheinlichkeit  $T(\sigma\ell; I_i \rightarrow I_f)$ , ist sie unabhängig von der Übergangsenergie  $E^{2\ell+1}$ . Sie ist nur vom Quadrat der Übergangs-Matrixelemente abhängig und enthält damit die Information über die Wellenfunktion

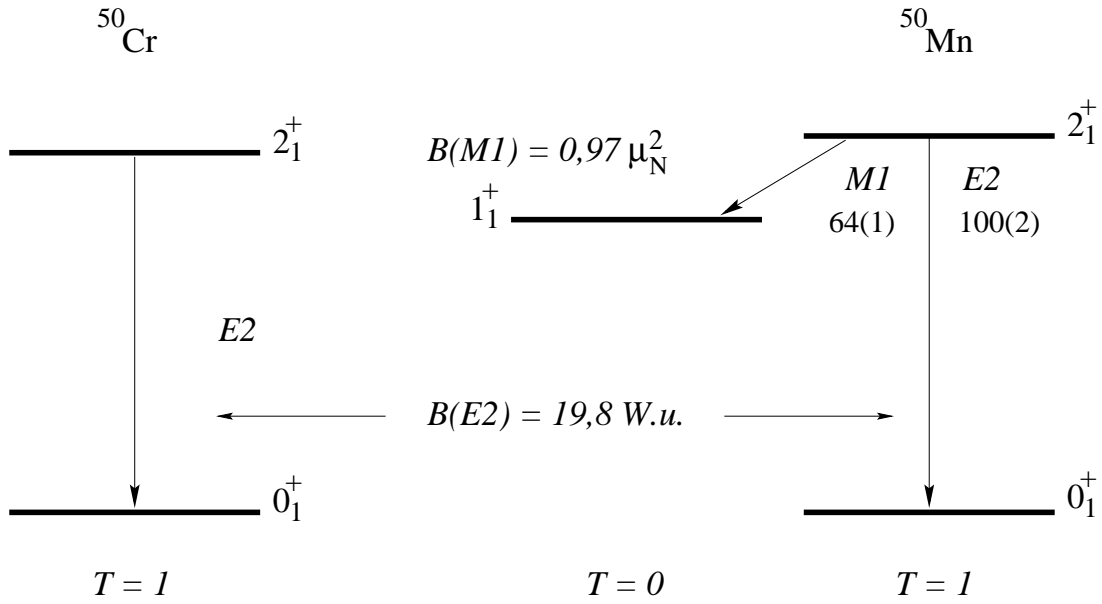


Abbildung 4.4: Indirekte Bestimmung von Übergangsstärken in  $^{50}\text{Mn}$ . Unter der Annahme, dass die  $E2$ -Übergangsstärken der isobaren Analogzustände in  $^{50}\text{Mn}$  und dem korrespondierenden isobaren Nachbarkern  $^{50}\text{Cr}$  gleich sind, lässt sich mit Hilfe des experimentell bestimmten Verzweungsverhältnisses des  $2_1^+$ -Zustands, die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit des  $2_1^+ \rightarrow 1_1^+$  Übergangs zu  $B(M1) = 0,97 \mu_N^2$  bestimmen.

der Anfangs- und Endzustände. Sie ist definiert als

$$B(\sigma\ell, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{m, m_f} |\langle I_f m_f | \mathcal{M}(\sigma\ell, m) | I_i m_f \rangle|^2 \quad (4.13)$$

Die Dimension der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit wird bei elektrischen Übergängen üblicherweise in  $e^2 \text{fm}^{2\ell}$  und bei magnetischen Übergängen in  $\mu_N^2 \text{fm}^{2\ell-2}$  angegeben\*. Als eine weitere Einheit für die Übergangswahrscheinlichkeit wird in der kernphysikalischen Literatur oft die Weisskopf-Einheit verwendet [Wei51].

Mit (4.11) erhält man einen Zusammenhang der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit  $B(\sigma\ell, m)$  und der Übergangswahrscheinlichkeit  $T(\sigma\ell, m)$ . Letztere ist nach (2.6) auf Seite 22 mit dem  $\gamma$ -Intensitäts-Verzweungsverhältnis verknüpft. Mit der Kenntnis von  $\gamma$ -Verzweungsverhältnissen von Zuständen, lassen sich die Übergangsstärken der entvölkernden Übergänge bestimmen.

In dem isobaren Nachbarkern  $^{50}\text{Cr}$  ist in Coulomb-Anregungs Experimenten [Bur95] die Übergangsstärke des  $(2_1^+, T=1) \rightarrow (0_1^+, T=1)$   $E2$ -Übergangs zu  $19,8(11)$  Weisskopf-Einheiten ( $\approx 0,0217 e^2 \text{b}^2$ ) bestimmt worden. Unter der Annahme, dass die Übergangsstärken zwischen diesen Analogzuständen in beiden Kernen gleich sind, d.h.  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)_{^{50}\text{Mn}} = B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)_{^{50}\text{Cr}}$ , lässt

\*In der kernphysikalischen Literatur wird alternativ die Einheit Barn verwendet.  $1 \text{ Barn} = 1 \text{ b} = 10^{24} \text{ cm}^2$ . Für  $E2$ -Übergangsstärken gilt zum Beispiel  $10^4 e^2 \text{fm}^4 = 1 e^2 \text{b}^2$

sich die  $B(M1)$  - Übergangsstärke des isovektoriellen  $M1$ -Übergangs in  $^{50}\text{Mn}$ , der den  $2_1^+$ -Zustand mit dem  $1_1^+$ -Zustand verbindet, berechnen. Aus den experimentell bestimmten Verzweigungsverhältnissen erhält man aus folgender Gleichung

$$\frac{I_\gamma(2_1^+ \rightarrow 1_1^+)}{I_\gamma(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} = \frac{(1 + \delta_{2_1^+ \rightarrow 1_1^+}^2) (E_{2_1^+ \rightarrow 1_1^+}/\text{MeV})^3 B(M1) \downarrow / \mu_N^2}{0,70 (E_{2_1^+ \rightarrow 0_1^+}/\text{MeV})^5 B(E2) \downarrow / e^2\text{b}^2} = 0,64(1) \quad (4.14)$$

eine Übergangsstärke von

$$B(M1, (2_1^+, T = 1) \rightarrow (1_1^+, T = 0))_{\text{Annahme}} = 0,97 \mu_N^2 . \quad (4.15)$$

Die abgeschätzte  $M1$ -Übergangsstärke ist, wie erwartet, beachtlich groß. Im Vergleich zu dem im Schalenmodell mit der FDP6-Wechselwirkung berechneten Wert von  $B(M1) = 1,29 \mu_N^2$  (vgl. Tabelle 4.3) ist sie geringfügig schwächer.

Auf gleiche Weise lässt sich die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit des  $(4^+, T = 0) \rightarrow (3^+, T = 0)$  - Übergangs bestimmen. Das experimentell bestimmte Verzweigungsverhältnis ist  $I_\gamma(4^+ \rightarrow 3^+)/I_\gamma(4^+ \rightarrow 2^+) = 100/5,9$ . Im Kern  $^{50}\text{Cr}$  ist die Übergangsstärke des korrespondierenden  $\gamma$ -Übergangs mit 14,6(19) Weisskopf-Einheiten ( $\approx 0,016 e^2\text{b}^2$ ) angegeben [Bur95]. Die Abschätzung führt damit zu einer reduzierten Übergangsstärke von

$$B(M1, (4^+, T = 1) \rightarrow (3_1^+, T = 0))_{\text{Annahme}} = 0,72 \mu_N^2 \quad (4.16)$$

in  $^{50}\text{Mn}$ . Dieser Wert wird durch den in den Schalenmodell-Rechnungen ermittelten Wert von  $B(M1) = 1,99 \mu_N^2$  nicht mehr reproduziert. Messungen der Lebensdauer von Zuständen, die eine direkte Bestimmung der Übergangswahrscheinlichkeiten ermöglichen, wären daher sinnvoll.

## 4.4 Das 4<sup>+</sup>-Dublett bei 1,92 MeV

Wie in Abschnitt 2.4 auf Seite 18 erwähnt, konnte die Spin- und Paritätsquantenzahl  $J^\pi = 4^+$  für den Zustand bei 1931 keV aus den experimentellen Daten eindeutig zugewiesen werden. Eine eindeutige Zuweisung von  $J^\pi = 4^+$  für den Zustand bei 1917 keV war aus den experimentellen Daten dagegen nicht möglich, wie die Intensitätsverteilung der Korrelationsgruppen der  $(4^+) \rightarrow 3_1^+ \rightarrow 2_1^+$   $\gamma\gamma$ -Kaskade in Abbildung 2.12 auf Seite 24 zeigt. Die Hypothese mit der Spinquantenzahl  $J = 4$  ist aufgrund des geringen  $\chi^2$ -Wertes nahe liegender — die alternativen Spinquantenzahlen  $J = 3$  oder  $J = 5$  können jedoch nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Die folgende Diskussion beruht auf der Annahme einer  $J^\pi = 4^+$  - Zuweisung für den Zustand bei 1917 keV, die ebenfalls in der Hochspinmessung [Sve98]

angenommen wurde. Durch Vergleich mit dem Isospin-Multiplett Nachbarkern  $^{50}\text{Cr}$ , muss einer der beiden  $4^+$ -Zustände die Isospinquantenzahl  $T = 1$  und der andere die Isospinquantenzahl  $T = 0$  besitzen. Die beiden Zustände liegen nur 14,4(3) keV auseinander. Damit wäre erstmals ein  $4^+$ -Dublett in  $^{50}\text{Mn}$  beobachtet worden. Aufgrund dieser Nähe können die Anregungsenergien nicht als Anhaltspunkt für eine Isospinzuweisung dienen. Um eine Entscheidung treffen zu können, welcher der beiden Zustände der  $(4^+, T = 0)$  - Zustand ist, kann ihr Zerfallsverhalten Auskunft geben. Der  $4^+$ -Zustand bei 1931 keV zerfällt über einen reinen  $M1$ -Übergang in den  $3_1^+$ -Zustand mit der Isospinquantenzahl  $T = 0$  und über einen sehr intensitätsschwachen  $E2$ -Übergang in den  $2_1^+$ -Zustand mit der Isospinquantenzahl  $T = 1$ . Von dem  $4^+$ -Zustand bei 1917 keV ist nur ein entvölkernder  $\gamma$ -Übergang zu dem  $3_1^+$ -Zustand mit Isospinquantenzahl  $T = 0$  beobachtbar, der sich durch einen gemischten Quadrupol/Dipol-Multipolübergang mit starkem  $E2$ -Charakter auszeichnet. Aufgrund des dominanten isovektoriellen Charakters des  $M1$ -Übergangsoperators erwartet man, dass  $(T = 0) \rightarrow (T = 0)$   $M1$ -Übergänge stark unterdrückt sind und  $(T = 1) \rightarrow (T = 0)$   $M1$ -Übergänge eine umso stärkere Zunahme zeigen. Aufgrund der dominant isoskalaren Natur des  $E2$ -Übergangsoperators ist das Gegenteil für  $E2$ -Übergänge der Fall. Deshalb liegt die Zuweisung der Isospinquantenzahl  $T = 0$  für den Zustand bei 1917 keV und die Zuweisung der Isospinquantenzahl  $T = 1$  für den Zustand bei 1931 keV nahe.

Das aus den Schalenmodell-Rechnungen resultierende  $E2/M1$ -Multipolmischungsverhältnis stimmt mit dem experimentell ermittelten Multipolmischungsverhältnis des  $4^+ \rightarrow 3_1^+$ -Übergangs des Zustands bei 1917 keV gut überein (vgl. Tabelle 4.3). Diese Übereinstimmung bekräftigt obige Isospinzuweisung. Erwähnt sei, dass nach den Schalenmodell-Rechnungen der  $(4^+, T = 0) \rightarrow (5_1^+, T = 0)$  Übergang eine größere Intensität besitzt, als der  $(4^+, T = 0) \rightarrow (3_1^+, T = 0)$  Übergang. Der  $(4^+, T = 0) \rightarrow (5_1^+, T = 0)$  Übergang konnte jedoch weder in den Messungen dieser Arbeit, noch in der Hochspinmessung [Sve98] etabliert werden.

# Anhang A

## Experimentelle Daten

### A.1 Experimentelle Daten von $^{50}\text{Mn}$

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Anregungsenergie  $E_x$  der Zustände, einschließlich Spin  $I^\pi$ , den  $\gamma$ -Übergängen  $E_\gamma$  und den Multipolmischungsverhältnissen  $\delta$  des Niedrigspinterschemas von  $^{50}\text{Mn}$ , die in dieser Arbeit durch Auswertung der Koinzidenz- und Korrelationsdaten bestimmt wurden. Die Asymmetrie  $A$  wurde durch Auswertung der Polarisationsdaten ermittelt. Zustände und  $\gamma$ -Übergänge, die schon aus früheren Messungen [Fad72, Kin71, McK72, Ram72, Sve98] bekannt waren, sind mit einem Stern (\*) gekennzeichnet.

$E_x$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$T_i$	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$T_f$	$A$ (%)	$\delta$	Verzweigungs- verhältnis
*0	0 <sup>+</sup>	1							
*229	5 <sup>+</sup>	0	Isomer						
*650,8(1)	1 <sup>+</sup>	0	*650,8(1)	0	0 <sup>+</sup>	1	-2,1(1)		100
*800,0(1)	2 <sup>+</sup>	1	*149,2(1)	650,8	1 <sup>+</sup>	0		0,02(3)	64,1(12)
			*800,0(1)	0	0 <sup>+</sup>		4,5(3)		100(2)
*1143,0(1)	3 <sup>+</sup>	0	*343,0(1)	800,0	2 <sup>+</sup>	1	-4,0(1)	0,01(2)	100(2)
			492,0(1)	650,8	1 <sup>+</sup>	0			1,2(1)
1727,2(2)	1 <sup>-</sup>	0	927,1(1)	800,0	2 <sup>+</sup>	1		0,05(10)	49,5(12)
			1727,4(2)	0	0 <sup>+</sup>		3,1(1)		100,0(23)
1797,7(2)	3	0	997,7(1)	800,0	2 <sup>+</sup>	1		-0,12(10)	100
*1874,4(2)	2	0	*731,2(2)	1143,0	3 <sup>+</sup>	0		0,00(3)	34,4(10)
			1074,4(1)	800,0	2 <sup>+</sup>	1		-3,67(39)	31(1)
			*1223,6(1)	650,8	1 <sup>+</sup>	0		-0,01(2)	100,0(24)
			1874,4(2)	0	0 <sup>+</sup>				50,0(15)
*1916,6(1)	(4 <sup>+</sup> )	0	*773,6(1)	1143,0	3 <sup>+</sup>	0		2,55(27)	
1931,0(2)	4 <sup>+</sup>	1	788,0(1)	1143,0	3 <sup>+</sup>	0		-0,01(2)	100(3)
			1131,2(2)	800,0	2 <sup>+</sup>	1			5,9(8)
2157,3(2)		0	1014,3(1)	1143,0	3 <sup>+</sup>	0			100
2300,5(1)		0	1500,5(1)	800,0	2 <sup>+</sup>	1			100
2340,2(2)	3 <sup>(-)</sup>	0	612,5(2)	1727,2	1 <sup>-</sup>	0			13,1(14)
			1540,2(2)	800,0	2 <sup>+</sup>	1		-0,13(4)	100(3)

Fortsetzung auf der nächsten Seite

$E_i$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$T_i$	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$T_f$	$A$ (%)	$\delta$	Verzweigungs- verhältnis
2477,7(1)	3	0	1677,7(1)	800,0	2 <sup>+</sup>	1		0,01(6)	100
2556,2(1)	(5)	0	625,2(1)	1931,0	4 <sup>+</sup>	1			100(3)
		0	1413,9(1)	1143,0	3 <sup>+</sup>	0			52(2)
2614,4(4)		0	887,2(4)	1727,2	1 <sup>-</sup>	0			100
2716,0(1)		0	841,6(1)	1874,4	2	0			100(4)
			1572,8(1)	1143,0	3 <sup>+</sup>	0			7,6(4)
2980,0(2)		0	2329,0(2)	650,8	1 <sup>+</sup>	0			100
3370,2(1)		0	1030,0(1)	2340,2	3 <sup>(-)</sup>	0			100
3438,2(1)		0	1507,2(1)	1931,0	4 <sup>+</sup>	1			100
3477,5(3)		0	1603,0(1)	1874,4	2	0			100(6)
			1750,3(1)	1727,2	1 <sup>-</sup>	0			99(6)
3561,7(2)		0	1261,2(2)	2300,5		0			100
3637,5(2)		0	1706,5(2)	1931,0	4 <sup>+</sup>	1			29(2)
			2494,9(3)	1143,0	3 <sup>+</sup>	0			100(6)



## A.2 Experimentelle Daten von $^{46}\text{V}$

Die folgende Tabelle fasst die Ergebnisse der Auswertung der  $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen und der Linearpolarisation zum Kern  $^{46}\text{V}$  zusammen. Eine Aufführung aller Zustände — einschließlich Zuständen ohne bekannter Spinquantenzahl — ist der Dissertation [Fri00] zu entnehmen.

$E_i$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$A$ (%)	$\delta$	Verzweigungs- verhältnis
0	0 <sup>+</sup>						
801,2(2)	3 <sup>+</sup>	801,2(2)	0	0 <sup>+</sup>			100
914,9(1)	2 <sup>+</sup>	113,7(1)	801,3	3 <sup>+</sup>	4,56(6)		< 1,5
		914,9(1)	0	0 <sup>+</sup>			100
993,0(1)	1 <sup>+</sup>	993,0(1)	0	0 <sup>+</sup>	-3,0(1)		100
1179,3(2)	4 <sup>+</sup>	378,1(1)	801,2	3 <sup>+</sup>		0,29(3)	100
1224,3(2)	5 <sup>+</sup>	423,1(1)	801,2	3 <sup>+</sup>	7,59(10)		100
1236,0(2)	0,1,2	243,0(1)	993,0	1 <sup>+</sup>		0,98(47)	100
1253,9(2)	3 <sup>(-)</sup>	339,0(1)	914,9	2 <sup>+</sup>		0,02(3)	46(1)
		452,7(1)	801,2	3 <sup>+</sup>			100(2)
1365,7(2)	2 <sup>-</sup>	129,8(1)	1236,0	0,1,2			1,2(2)
		372,7(1)	993,0	1 <sup>+</sup>	1,4(2)	0,02(2)	100(2)
		450,8(1)	914,9	2 <sup>+</sup>		0,11(3)	33(1)
		1365,5(1)	0	0 <sup>+</sup>			39(1)
1375,9(2)	3 <sup>+</sup>	382,4(1)	993,0	1 <sup>+</sup>			3,4(3)
		461,0(1)	914,9	2 <sup>+</sup>	-4,09(12)	0,00(2)	100(2)
1539,3(2)	6 <sup>+</sup>	315,0(1)	1224,3	5 <sup>+</sup>		2,16(22)	100(7)
		359,9(1)	1179,3	4 <sup>+</sup>			92(8)
1603,4(2)	7 <sup>+</sup>	379,1(1)	1224,3	5 <sup>+</sup>		-0,03(4)	100
1665,5(2)	3 <sup>-</sup>	750,6(1)	914,9	2 <sup>+</sup>	3,58(30)	-0,02(2)	100
1725,9(2)	5 <sup>+</sup>	186,1(1)	1539,3	6 <sup>+</sup>			3,6(8)
		350,0(1)	1375,9	3 <sup>+</sup>			100(3)
		501,9(1)	1224,3	5 <sup>+</sup>		0,77(14)	22(2)
		546,1(1)	1179,3	4 <sup>+</sup>		0,55(5)	7(1)
1955,6(2)	4 <sup>-</sup>	579,7(1)	1375,9	3 <sup>+</sup>		0,02(5)	12(1)
		590,0(1)	1365,7	2 <sup>-</sup>	15,6(11)	-0,04(6)	100(3)
2054,4(2)	4 <sup>+</sup>	328,9(1)	1725,9	5 <sup>+</sup>		-0,07(5)	9(1)
		678,3(1)	1375,9	3 <sup>+</sup>	-4,58(35)	0,02(2)	100(3)
		830,0(1)	1224,3	5 <sup>+</sup>		-0,01(4)	12(1)
		874,8(1)	1179,3	4 <sup>+</sup>			
		1139,7(1)	914,9	2 <sup>+</sup>			11(1)
2152,2(2)	3 <sup>+</sup>	1237,3(1)	914,9	2 <sup>+</sup>	-6,4(4)	0,02(4)	100
2387,1(2)		333,0(1)	2054,4	4 <sup>+</sup>			3,8(5)
		721,6(1)	1665,5	3 <sup>-</sup>			100(3)
2428,6(2)		634,5(2)	1794,1				14(2)
		1174,7(2)	1253,9	3 <sup>(-)</sup>			100(5)
3110,4(2)		1571,3(2)	1539,3	6 <sup>+</sup>			81(7)
		1885,9(1)	1224,3	5 <sup>+</sup>			100(9)

### A.3 Experimentelle Daten von $^{58}\text{Cu}$

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über alle Zustände  $E_i$  von  $^{58}\text{Cu}$ , einschließlich deren Spin- und Paritätswerte  $I_i^\pi$ , die durch die Auswertung der  $\gamma\gamma$ -Korrelationen bestimmt worden sind.  $E_\gamma$  gibt die Übergangsenergie an, mit der ein Zustand  $E_i$  in einen Zustand  $E_f$  zerfällt. Die Asymmetrie  $A$  und das Multipolmischungsverhältnis  $\delta$  der  $\gamma$ -Übergänge sind angegeben, sowie das Verzweigungsverhältnis der den Anfangszustand  $E_i$  entvölkernden  $\gamma$ -Übergänge. Eine Aufführung aller Zustände — einschließlich Zuständen ohne bekannter Spinquantenzahl — ist der Dissertation [Sch00b] zu entnehmen.

$E_i$ (keV)	$I_i^\pi$ ( $\hbar$ )	$E_\gamma$ (keV)	$E_f$ (keV)	$I_f^\pi$ ( $\hbar$ )	$A$ (%)	$\delta$	Verzweigungs- verhältnis
0	1 <sup>+</sup>						
203	0 <sup>+</sup>	203	0	1 <sup>+</sup>	-0,17(55)	0	100
444	3 <sup>+</sup>	444	0	1 <sup>+</sup>	7,52(8)	-0,02(4)	100
1052	1 <sup>+</sup>	848	203	0 <sup>+</sup>	-2,11(20)	-0,02(4)	100
1428	2 <sup>+</sup>	376	1052	1 <sup>+</sup>		0,25(6)	
		984	444	3 <sup>+</sup>		$-1,22_{-1,28}^{+0,57}$	
		1224	203	0 <sup>+</sup>		0	
		1428	0	1 <sup>+</sup>	-3,08(36)		
1550	4 <sup>(+)</sup>	1106	444	3 <sup>+</sup>		-0,71(5)	100
1648	3 <sup>+</sup>	1204	444	3 <sup>+</sup>		-0,06(27)	19(5)
		1648	0	1 <sup>+</sup>	2,01(33)		100(4)
1652	2 <sup>+</sup>	601	1052	1 <sup>+</sup>		-0,02(4)	13(1)
		1209	444	3 <sup>+</sup>	-1,03(19)		100(4)
		1450	203	0 <sup>+</sup>			
2066	(5 <sup>+</sup> )	418	1648	3 <sup>+</sup>			
		516	1550	4 <sup>(+)</sup>			
		1622	444	3 <sup>+</sup>	3,6(11)	-0,07(5)	
2250		597	1652	2 <sup>+</sup>			
		821	1428	3 <sup>+</sup>			
2751	4	1103	1648	3 <sup>+</sup>		-0,09(7)	
		1200	1550	4 <sup>(+)</sup>			
		2306	444	3 <sup>+</sup>			
2922	5 <sup>+</sup>	2477	444	3 <sup>+</sup>			100
3423	(7 <sup>+</sup> )	1356	2066	5 <sup>+</sup>			100

# Anhang B

## Schalenmodell-Rechnungen

$J$	$T = 0$			$T = 1$		
	1.	2.	Expt.	1.	2.	Expt.
0	5,60			0,0		0,0
1	0,81		0,65	4,83	9,66	
2	2,03	3,39	1,87	0,88	2,93	0,8
3	1,37	1,76	1,14	3,62	3,76	
4	2,22	2,79	1,92	2,07	4,08	1,93
5	0,35	2,24	0,23	4,76	5,76	
6	0,85			3,79	4,08	
7	1,24	3,66		5,40	5,82	

Tabelle B.1: Anregungsenergien der Zustände positiver Parität, berechnet mit der FPD6-Wechselwirkung.

$J$	$T = 0$			$T = 1$		
	1.	2.	Expt.	1.	2.	Expt.
0	5,80			0,0		0,0
1	0,47	3,34	0,65	3,75	5,89	
2	2,08	3,27	1,87	0,85	2,99	0,8
3	0,99	1,67	1,14	3,59	4,24	
4	2,13	2,75	1,92	1,98	3,57	1,93
5	0,26	1,81	0,23	3,97	4,66	
6	0,84	3,32		3,32	3,95	
7	1,25	3,33		5,57	6,05	

Tabelle B.2: Anregungsenergien der Zustände positiver Parität, berechnet mit der KB3-Wechselwirkung.



# Literaturverzeichnis

- [Buc97] D. Bucurescu, C. Rossi Alvarez, C.A. Ur, N. Mărginean, P. Spolaore, D. Bazzacco, S. Lunardi, D.R. Napoli, M. Ionescu-Bujor, A. Iordăchescu, C.M. Petrache, G. de Angelis, A. Gadea, D. Foltescu, F. Brandolini, G. Falconi, E. Farnea, S.M. Lenzi, N.H. Medina, Zs. Podolyak, M. De Poli, M.N. Rao und R. Venturelli. Evolution of collectivity along  $N = Z$  line: The  $^{85}\text{Mo}$  nucleus. *Phys. Rev. C* **56** (1997) 2497.
- [Bur95] T.W. Burrows. *Nuclear Data Sheets* **NDS 75** (1995) 1.
- [dA98] G. de Angelis, C. Fahlander, A. Gadea, E. Farnea, W. Gelletly, A. Aprahamian, A. Axelsson, D. Bazzacco, F. Becker, P.G. Bizzeti, A. Bizzeti-Sona, F. Brandolini, D. de Acuña, M. De Poli, J. Eberth, D. Foltescu, S. Lenzi, S. Lunardi, T. Martinez, D.R. Napoli, P. Pavan, C.M. Petrache, C. Rossi Alvarez, D. Rudolph, B. Rubio, S. Skoda, P. Spolaore, G. Thomas, C. Ur, M. Weiszflog und R. Wyss. T=0 pairing correlations and band crossing phenomena in N=Z nuclei. *Nucl. Phys.* **A630** (1998) 426.
- [deS74] A. deShalit und H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1974.
- [Ebe92] J. Eberth. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* **28** (1992) 495.
- [Ebe94] J. Eberth. Conference on Physics from Large  $\gamma$ -Ray Detector Arrays. *Lawrence Berkeley Lab.* **2** (1994) 160.
- [Ebe96] J. Eberth, H.G. Thomas, P. von Brentano, R.M. Lieder, H.M. Jäger, H. Kämmerling, M. Bers, D. Gutknecht und R. Henck. Encapsulated Ge-Detectors: Development and First Tests. *Nucl. Instr. and Meth.* **A369** (1996) 135.
- [Eks92] L.P. Ekström und A. Nordlund. Gamma-gamma correlations with detector arrays. *Nucl. Instr. and Meth.* **A313** (1992) 421.

- [Fad72] W.L. Fadner, J.J. Kraushaar und L.C. Farwell. An Investigation of the Excited States of  $^{50}\text{Mn}$  and of Energy-Dependent Effects in the  $^{50}\text{Cr} (^3\text{He}, t) ^{50}\text{Mn}$  Reaction. *Nucl. Phys.* **A178** (1972) 385.
- [Fag59] L.W. Fagg und S.S. Hanna. Polarization measurements on nuclear gamma rays. *Rev. Mod. Phys.* **31**(3) (1959) 711.
- [Fer65] A.J. Ferguson. *Angular Correlation Methods in Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, Inc., 1965.
- [Fit97] A. Fitzler. Weiterentwicklung und Dokumentation von Programmen zur Datenaufnahme und Auswertung in der Kernphysik. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1997.
- [Fri00] C. Frießner. Der doppelt ungerade  $N = Z$  - Kern  $^{46}\text{V}$ . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.
- [Ger91] J. Gerl und R.M. Lieder. Technical Proposal with Emphasis on Composite Encapsulated Ge-Detectors (1991).
- [Ger92] J. Gerl und R.M. Lieder. Euroball III proposal, Encapsulated Ge-Detectors (1992).
- [GR95] L. M. Garcia-Raffi, J. L. Tain, J. Bea, A. Gadea, L. Palafox, J. Rico und B. Rubio. Non-orthogonal gamma-ray compton polarimeters. *Nucl. Instr. and Meth.* **359** (1995) 628.
- [Gra85] P.W. Gray und A. Ahmad. Linear classes of Ge(Li) detector efficiency functions. *Nucl. Instr. and Meth.* **A237** (1985) 577.
- [Ham75] W.D. Hamilton. *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*. North-Holland Publishing Company, Inc., 1975.
- [Hei32] W. Heisenberg. Über den Bau der Atomkerne. *Z. Phys.* **77** (1932) 1.
- [Jes00] K. Jessen. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000. In Vorbereitung.
- [Kin71] N.S.P. King, C.E. Moss, H.W. Baer und R.A. Ristinen. A Study of Excited States in  $^{58}\text{Cu}$ ,  $^{54}\text{Co}$ ,  $^{50}\text{Mn}$ , and  $^{46}\text{V}$ . *Nucl. Phys.* **A177** (1971) 625.
- [Kle95] T. Klemme. Spinbestimmung in  $^{115}\text{In}$  und Polarisationsrichtung des Kölner Würfel-Koinzidenz-Polarimeters. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.

- [Kra73] 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.
- [Kuo68] T.T.S. Kuo und G.E. Brown. Reaction matrix elements for the 0f-1p shell nuclei. *Nucl. Phys.* **A114** (1968) 241.
- [Lew94] M. Lewitowicz, R. Anne, G. Auger, D. Bazin, C. Borcea, V. Borrel, J.M. Corre, T. Dörfler, A. Fomichov, R. Grzywacz, D. Guillemaud-Mueller, R. Hue, M. Huyse, Z. Janas, H. Keller, S. Lukyanov, A.C. Mueller, Yu. Penionzhkevich, M. Pfützner, F. Pougheon, K. Rykaczewski, M.G. Saint-Laurent, K. Schmidt, W.D. Schmidt-Ott, O. Sorlin, J. Szerypo, O. Tarasov, J. Wauters und J. Żylicz. Identification of the doubly-magic nucleus  $^{100}\text{Sn}$  in the reaction  $^{102}\text{Sn} + {}^{nat}\text{Ni}$  at 63 MeV/nucleon. *Phys. Lett. B* **332** (1994) 20.
- [Lis99] A.F. Lisetskiy, R.V. Jolos, N. Pietralla und P. von Brentano. Quasi-deuteron configurations in odd-odd  $N = Z$  nuclei. *Phys. Rev. C* **60** (1999) 064310.
- [Mac97] A.O. Macchiavelli. Highlights of Experimental Results from Gammasphere. *Acta Phys. Hung. New Ser.: Heavy Ion Phys.* **6** (1997) 219.
- [McK72] C.M. McKenna, K.W. Kemper, J.D. Fox, J.W. Nelson und J.B. Ball. Levels of  $^{50}\text{Mn}$  from the Reaction  $^{50}\text{Cr}({}^3\text{He}, t){}^{50}\text{Mn}$ . *Phys. Rev. C* **5** (1972) 145.
- [McK73] C.M. McKenna, K.W. Kemper und J.W. Nelson. Isomeric Level of  $^{50}\text{Mn}$ . *Phys. Rev. C* **8** (1973) 711.
- [Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki. *In Beam-Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland Publishing, 1976.
- [Ots98] T. Otsuka, M. Honma und T. Mizusaki. Structure of the  $N = Z = 28$  Closed Shell Studied by Monte Carlo Shell Model Calculation. *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1588.
- [Pov81] A. Poves und A. Zuker. Theoretical spectroscopy and the fp shell. *Phys. Rep.* **70** (1981) 235.
- [Ram72] S. Raman, R.L. Auble, W.T. Milner, J.B. Ball, F.K. McGowan, P.H. Stelson und R.L. Robinson. Nuclear Spectroscopy of  $^{50}\text{Cr}$ . *Nucl. Phys.* **A184** (1972) 138.
- [Ric91] W.A. Richter, M.G. van der Merwe, R.E. Julies und B.A. Brown. New effective interactions for the 0f1p shell. *Nucl. Phys.* **A523** (1991) 325.

- [Rud96] D. Rudolph, C.J. Gross, J.A. Sheikh, D.D. Warner, I.G. Bearden, R.A. Cunningham, D. Foltescu, W. Gelletly, F. Hannachi, A. Har-der, T.D. Johnson, A. Jungclaus, M.K. Kabadiyski, D. Kast, K.P. Lieb, H.A. Roth, T. Shizuma, J. Simpson, Ö. Skeppstedt, B.J. Var-ley und M. Weiszflog. Identification of  $T = 0$  and  $T = 1$  Bands in the  $N = Z = 37$  Nucleus  $^{74}\text{Rb}$ . *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 376.
- [Sat97] W. Satuła und R. Wyss. Competition between  $T = 0$  and  $T = 1$  pairing in proton-rich nuclei. *Phys. Lett. B* **393** (1997) 1.
- [Sch94] B. Schlitt, U. Maier, H. Friedrichs, S. Albers, I. Bauske, P. von Bren-tano, R.D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H.H. Pitz, C. Wesselborg und A. Zilges. A sectored Ge Compton polarimeter for parity assignments in photon scattering experiments. *Nucl. Instr. and Meth.* **A337** (1994) 416.
- [Sch00a] A. Schmidt, I. Schneider, C. Frießner, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, T. Se-be, T. Otsuka und P. von Brentano. Low spin structure of the  $N = Z$  odd-odd nucleus  $^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$ . *Phys. Rev. C* **62** (2000) 044319.
- [Sch00b] I. Schneider.  $^{54}\text{Co}$  und  $^{58}\text{Cu}$ : Die doppelt ungeraden  $N = Z$  Nachbar-kerne von  $^{56}\text{Ni}$ . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 2000.
- [Sch00c] I. Schneider, A.F. Lisetskiy, C. Frießner, R.V. Jolos, N. Pietralla, A. Schmidt, D. Weißhaar und P. von Brentano. Low spin structure of the  $N = Z$  odd-odd nucleus  $^{54}_{27}\text{Co}_{27}$ . *Phys. Rev. C* **61** (2000) 044312.
- [Seb00] T. Sebe, 2000. TOKIOTER SHELL-MODEL Programm, Universität To-kio, unveröffentlicht.
- [Sei91] F. Seiffert, 1991. Programm CASCADE, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Sko98] S. Skoda, B. Fiedler, F. Becker, J. Eberth, T. Steinhardt S. Freund, O. Stuch, O. Thelen, H.G. Thomas, L. Käubler, H. Schnare J. Reif, R. Schwengner, T. Servene, G. Winter, V. Fischer, A. Jungclaus, D. Kast, K.P. Lieb, C. Teich, C. Ender, T. Härtle, F. Kock, D. Schwalm und P. Baumann. Identification of excited states in the  $N = Z$  nucleus  $^{68}\text{Se}$  with cluster detectors. *Phys. Rev. C* **58** (1998) R5.
- [Sve98] C.E. Svensson, S.M. Lenzi, D.R. Napoli, C.A. Ur A. Poves, D. Baz-zacco, F. Brandolini, J.A. Cameron, G. de Angelis, A. Gadea, D.S. Haslip, S. Lunardi, E.E. Maqueda, G. Martínez-Pinedo, M.A. Naga-raján, C. Rossi Alvarez, A. Vitturi und J.C. Waddington. High-spin



- states in the odd-odd  $N = Z$  nucleus  $^{50}\text{Mn}$ . *Phys. Rev. C* **58** (1998) R2621.
- [Ter98] J. Terasaki, R. Wyss und P.-H. Heenen. Onset of  $T = 0$  pairing and deformations in high spin states of the  $N = Z$  nucleus  $^{48}\text{Cr}$ . *Phys. Lett. B* **437** (1998) 1.
- [The94] J. Theuerkauf, 1994. Programm TV, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Tho95] H.G. Thomas. Entwicklung eines Ge-CLUSTER-Detektors für das Gamma-Spektrometer EUROBALL. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.
- [vdW92] A. von der Werth.  $\gamma$ -spektroskopische Untersuchungen am gu-Kern  $^{67}\text{Ge}$  und Entwicklung eines Spektrometers für die Messung der  $\gamma$ -Linearpolarisation. Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1992.
- [Vin98] S.M. Vincent, P.H. Regan, D.D. Warner, R.A. Bark, D. Blumenthal, M.P. Carpenter, C.N. Davids, W. Gelletly, R.V.F. Janssens, C.D. O'Leary, C.J. Lister, J. Simpson, D. Seweryniak, T. Saitoh, J. Schwartz, S. Törmänen, O. Juillet, F. Nowacki und P. Van Isacker. Competing  $T = 0$  and  $T = 1$  structures in the  $N = Z$  nucleus  $^{62}_{31}\text{Ga}$ . *Phys. Lett. B* **437** (1998) 264.
- [Wei51] V.F. Weisskopf. Radiative Transition Probabilities in Nuclei. *Phys. Rev.* **83** (1951) 1073.
- [Wei96] D. Weißhaar. Die Polarisationsempfindlichkeit des EUROBALL-CLUSTER-DETEKTORS. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1996.
- [Wie95] I. Wiedenhöver. Vollständige Gamma-Spektroskopie des Kerns  $^{127}\text{Xe}$ . Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, 1995.
- [Wie96] I. Wiedenhöver, 1996. Programm TOPFIT, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Wie97a] I. Wiedenhöver, 1997. Programm AUTOSHIFT, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.
- [Wie97b] I. Wiedenhöver, 1997. Programm CORLEONE, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, unveröffentlicht.

- [Wir93] 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 der Universität zu Köln, 1993.

# Veröffentlichungen

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

- A. Schmidt, I. Schneider, C. Frießner, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, T. Sebe, T. Otsuka und P. von Brentano. *Low spin structure of the  $N=Z$  odd-odd nucleus  $^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$* . Phys. Rev. C **62**, (2000) 044319.
- I. Schneider, A.F. Lisetskiy, C. Frießner, R.V. Jolos, N. Pietralla, A. Schmidt, D. Weißhaar und P. von Brentano. *Low spin structure of the  $N=Z$  odd-odd nucleus  $^{54}_{27}\text{Co}_{27}$* . Phys. Rev. C **61**, (2000) 044312.
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, I. Schneider, C. Frießner, R.V. Jolos, N. Pietralla und A. Schmidt. *Low Spin Structure of Odd-Odd  $N=Z$  Nuclei*. Prog. in Particle and Nuclear Physics 44 (2000) 29.
- A. Gade, H. Meise, I. Wiedenhöver, A. Schmidt, A. Gelberg und P. von Brentano. *Non-yrast low spin states in the triaxially deformed nucleus  $^{123}\text{Xe}$* . Akzeptiert zur Veröffentlichung in Nucl. Phys. **A**.
- C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, Y. Utsuno, T. Otsuka und P. von Brentano. *Low spin structure of the  $N=Z$  odd-odd nucleus  $^{46}_{23}\text{V}_{23}$* . Phys. Rev. C **60**, (1999) 011304.
- 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 und J. Wrzesinski. *Magnetic Dipole Band in  $^{124}\text{Xe}$* . Phys. Rev. C **60**, (1999) 014312.
- 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.

- A. Dewald, A. Schmidt, G. Alexius, O. Vogel, R.S. Chakrawarthy, D. Bazzacco, P. von Brentano, A. Gizon, J. Gizon, S. Lunardi, D.R. Napoli, P. Pavan, C. Rossi Alvarez, I. Wiedenhöver. *Five-quasiparticle bands in  $^{127}\text{Ba}$* . Eur. Phys. J A **3**, (1998) 105.

## Konferenzberichte

- A. Schmidt, I. Schneider, C. Frießner, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, T. Sebe, T. Otsuka und P. von Brentano. *Niedrigspinzustände im  $N=Z$  - Kern  $^{50}_{25}\text{Mn}_{25}$* , Verhandl. DPG HK 10.2, Dresden (2000).
- C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, T. Otsuka, Y. Utsuno und P. von Brentano. *Niedrigspinzustände im  $N=Z$  - Kern  $^{46}_{23}\text{V}_{23}$* , Verhandl. DPG HK 25.3, Freiburg (1999).
- I. Schneider, A. Schmidt, C. Frießner, A.F. Lisetskiy und P. von Brentano. *Niedrigspinzustände im  $N=Z$  - Kern  $^{54}_{27}\text{Co}_{27}$* , Verhandl. DPG HK 32.20, Freiburg (1999).
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, I. Schneider, C. Frießner, R.V. Jolos, N. Pietralla und A. Schmidt. *Low Spin Spectroscopy of  $N=Z$  Nuclei: Quasi-Deuteron States in Odd-Odd Nuclei*, Beitrag 10. Int. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Santa Fe, Am. Inst. of Physics - Conference Proceedings, Vol. 529, p. 58 (2000).
- P. von Brentano, N. Pietralla, H. Meise, A. Gade, A. Dewald, C. Fransen, C. Frießner, J. Gableske, A. Gelberg, U. Kneissl, H.H. Pitz, A. Schmidt, I. Schneider, V. Werner und I. Wiedenhöver. *Low Lying Isoscalar and Isovector Quadruple Excitations*, Contribution to the Balkan School on Nuclear Physics, Istanbul, September 1-10, 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 und J. Wrzesinski. *Three-Quasiparticle Bands in  $^{123}\text{Xe}$* , Contrib. Nuclear Structure '98, Gatlinburg, p. 116 (1998).
- A. Schmidt, G. Alexius, O. Vogel, R.S. Chakrawarthy, A. Dewald, D. Bazzacco, P. von Brentano, A. Gizon, J. Gizon, S. Lunardi, D.R. Napoli, P. Pavan, C. Rossi Alvarez und I. Wiedenhöver. *Five-quasiparticle bands in  $^{127}\text{Ba}$* . Contrib. Nuclear Structure '98, Gatlinburg, p. 115 (1998).
- P. von Brentano, C. Frießner, R.V. Jolos, A.F. Lisetskiy, A. Schmidt, I. Schneider, N. Pietralla, T. Sebe und T. Otsuka. *Low Spin Structure of Odd-Odd  $N = Z$  Nuclei  $^{54}\text{Co}$  und  $^{50}\text{Mn}$* . Eingereicht bei Nucl. Phys. **A**,

- P. von Brentano, A. Dewald, C. Fransen, C. Frießner, R.V. Jolos, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, I. Schneider und A. Schmidt. *Isospin and F-Spin changing M1 Transitions in nuclei*. Eingereicht bei World Scientific.
- P. von Brentano, A. Dewald, C. Frießner, A.F. Lisetskiy, N. Pietralla, I. Schneider, A. Schmidt, T. Sebe und T. Otsuka. *Low-Spin  $\gamma$ -Spectroscopy of  $^{50}\text{Mn}$* . Eingereicht bei World Scientific.
- A.F. Lisetskiy, C. Frießner, A. Schmidt, I. Schneider, N. Pietralla, P. von Brentano, R.V. Jolos, T. Otsuka, T. Sebe und Y. Utsuno. *Towards isovector M1 transitions in Odd-Odd N=Z Nuclei*. Proceedings Nuclear Structure and related topics Conference, Dubna, Russland (2000).
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, R.V. Jolos, T. Otsuka, T. Sebe und Y. Utsuno. *Enhanced isovector M1 transitions in Odd-Odd N=Z Nuclei in the pf-shell*. Lund, Schweden (2000).
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, A. Dewald, C. Frießner, A. Schmidt, I. Schneider und N. Pietralla. *Quasideuteron Configurations in  $^{46}\text{V}$  and  $^{58}\text{Cu}$* . Nuclear Structure 2000, Michigan State University, USA.
- P. von Brentano, A.F. Lisetskiy, C. Frießner, N. Pietralla, A. Schmidt, I. Schneider, R.V. Jolos, T. Otsuka, T. Sebe und Y. Utsuno. *Approaching Rotational Collectivity in Odd-Odd N=Z Nuclei*. Eingereicht bei Prog. in Particle and Nuclear Physics.



# Danksagung

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

Herrn Professor Dr. P. von Brentano danke ich für die Vergabe des Themas, sein fortwährendes Interesse an der Arbeit und für die hervorragenden Arbeitsbedingungen in seiner Gruppe.

Den Herren Dipl.-Phys. A. Fitzler, Dr. C. Fransen, Dr. C. Frießner, Dipl.-Phys. S. Kasemann und Dipl.-Phys. I. Schneider danke ich für die gute Zusammenarbeit in allen Bereichen.

Für die intensive Hilfe beim Aufbau der Experimente danke ich ganz besonders den Herren Dr. C. Frießner und Dipl.-Phys. I. Schneider, sowie den Herren Dipl.-Phys. A. Fitzler und Dr. H. Tiesler für die Erhaltung der Betriebsbereitschaft des Analysators.

Für die vielen Diskussionen zur theoretischen Interpretation der Daten danke ich ganz besonders ПАН О.Ф. Лісецький.

Den Operateuren am TANDEM-Beschleuniger Dipl.-Ing. L. Steinert, W. Schröder, U. Werner und P. Jahncke sei gedankt für einen immer gut fokussierten Strahl.

Herrn G. Breuer, Frau Dipl.-Phys. A. Gade, Herrn Dr. G. Pascovici, Herrn Dipl.-Phys. I. Schneider und Herrn Dr. K. O. Zell danke ich für das zeitintensive Korrekturlesen des Manuskripts.

Für die Vorbereitung auf die gemeinsamen 42,195 Kilometer danke ich ganz herzlich Herrn Dipl.-Phys. H. Klein, Herrn K. Lehmann — ihm auch für die in die Mittagszeit vorverlegte Kaffeepause —, Herrn Dr. G. Pascovici und Господин Д. Тонев.

За въвеждането в българският език и многото вечери с червено вино, благодаря на господата В. Ангелов, П. Петков и Д. Тонев.

Für die gemeinsame Studienzeit innerhalb und außerhalb der Uni danke ich Dr. Christoph Fransen, Dr. Claus Frießner, Dr. Thomas Klemme, Dipl.-Phys. Ingo Schneider und Dipl.-Phys. Michael Schröder.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern für alles.





# Lebenslauf

**Name:** Andreas Schmidt

**Geburtsdatum/-ort:** 30.3.1971 in Köln

**Nationalität:** deutsch

**Familienstand:** ledig

**Schulbildung:**  
August 1977 – August 1981 Grundschole Freiligrathstraße, Köln  
September 1981 – Juni 1990 Schiller-Gymnasium, Köln

**Schulabschluss:**  
Juni 1990 Abitur

**Mitarbeit im Katastrophenschutz:**  
September 1989 Verpflichtung zur Mitarbeit im  
Katastrophenschutz auf 7 Jahre beim  
Arbeiter-Samariter-Bund, Köln

**Hochschulstudium:**  
Oktober 1990 Immatrikulation an der Universität zu Köln  
für das Studienfach Physik  
Mai 1993 Vordiplom Physik

**Studienabschluss:**  
April 1997 Diplom im Fach Physik  
Thema der Arbeit:  
Kollektive Anregungen in  $^{123}\text{Xe}$

**Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln:**  
November 1995 – April 1997 Studentische Hilfskraft  
Mai 1997 – Februar 1999 Wissenschaftliche Hilfskraft  
seit März 1999 Wissenschaftlicher Angestellter



# Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig 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 sie 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.

Teilveröffentlichungen:

Teile der Ergebnisse aus dem Abschnitt 3.1 und dem Kapitel 4 sind in [Sch00a] bereits veröffentlicht.