

Datenverarbeitung
und
Lebensdauerermessungen in ^{107}In

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

vorgelegt von
Andreas Fitzler
aus Porz am Rhein

Köln 2002

Berichtersteller:

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

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Dezember 2001

Für meine Eltern

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
I Das Kölner OSIRIS-Datenaufnahmesystem	3
1 Das Konzept der Software	5
2 Gerätetreiber	7
2.1 Der Treiber <i>HSMDRV</i>	7
2.2 Der Treiber <i>VC16DRV</i>	8
2.3 Andere Treiber	8
3 Serverdienste	11
3.1 Server auf Systemebene	11
3.2 Server auf Benutzerebene	13
4 Client Programme	17
4.1 Grafische Benutzeroberflächen	17
4.2 Andere Client Programme	24
II Lebensdauern in ^{107}In und Nachbarkernen	27
5 Die Messmethode	29
5.1 Die Recoil Distance Doppler-Shift Methode	29
5.2 Die Differential Decay Curve Methode	29
6 Das Experiment	33
6.1 Der Plunger	33
6.2 Das γ -Spektrometer GASP	34
6.3 Das Teilchenspektrometer ISIS	35
6.4 Das Experiment	36

7	Die Datenaufbereitung	39
7.1	Driftkorrektur und Eichung	39
7.2	Teilchenmatrizen	39
7.3	$\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen	39
7.4	Abstandseichung	40
7.5	Normierung	41
7.6	Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit	41
8	Die Ergebnisse	43
8.1	Lebensdauern im Kern ^{107}In	43
8.2	Lebensdauern im Kern ^{106}In	45
8.3	Lebensdauern im Kern ^{104}Cd	49
9	Die Diskussion der Ergebnisse	53
9.1	Magnetische Rotation im Kern ^{107}In	53
9.2	Übergangsstärken im Kern ^{106}In	58
9.3	Teilchenkoinzidente Lebensdauern im Kern ^{104}Cd	60
	Veröffentlichungen	65
	Literaturverzeichnis	69
III	Anhänge	73
A	Experimentelle Daten	75
A.1	Target-Stopper-Abstände	75
A.2	Konversionskoeffizienten und Verzweigungsverhältnisse	77
A.3	Termschemata	78
	Danksagung	81
	Zusammenfassung	83
	Abstract	85
	Lebenslauf	87
	Erklärung	89

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der Treiber des HSM	8
2.2	Der Treiber des VC16	9
3.1	Der Steuerungs-Server <i>CAMSRV</i>	12
3.2	Der Spektrum-Server <i>SPD</i>	12
3.3	Der Protokoll-Server <i>ALOG</i>	13
3.4	Der Ereignis-Server <i>FEVT</i>	14
3.5	Der Listmodedaten-Server <i>FRD</i>	14
4.1	Die Oberfläche des Programms <i>xcamac</i>	19
4.2	Die Oberfläche des Programms <i>xscript</i>	20
4.3	Die Oberfläche des Programms <i>xagent</i>	23
4.4	Die Oberfläche des Programms <i>xfana</i>	25
5.1	Das Messprinzip der RECOIL DISTANCE DOPPLER-SHIFT Methode .	30
5.2	Termschema zur Erklärung der DDC Methode	31
6.1	Der Kölner Kugelplunger	33
6.2	Das γ -Spektrometer GASP in Konfiguration I	34
6.3	Das Messprinzip der Teilchenteleskope	36
7.1	Matrix eines Teilchenteleskops	40
8.1	Das Termschema des Kerns ^{107}In	47
8.2	Das Termschema des Kerns ^{106}In	48
8.3	Das Termschema des Kerns ^{104}Cd	51
9.1	B(M1;J \rightarrow J-1) aufgetragen gegen den Drehimpuls	54
9.2	Ausschnitte aus den Termschemata der Kerne ^{107}In und ^{105}In	57
9.3	Ausschnitte aus den Termschemata der Kerne ^{106}In und ^{104}In	58
9.4	Vergleich von Projektionen mit und ohne Teilchenbedingung	60
9.5	Projektionen von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen im Vergleich	61
9.6	Dreidimensionale Teilchenmatrix	63
A.1	Kapazitätseichung der Regelung	76
A.2	Das Termschema des Kerns ^{106}In	78

A.3	Das Termschema des Kerns ^{107}In	79
A.4	Das Termschema des Kerns ^{104}Cd	80

Tabellenverzeichnis

6.1	Die Einteilung der Detektoren des γ -Spektrometers GASP in Ringe . .	35
6.2	Die technischen Daten des Experiments am γ -Spektrometer GASP . .	37
7.1	Beobachtete Reaktionskanäle des Experiments am GASP	41
8.1	Lebensdauern im Kern ^{107}In	44
8.2	Lebensdauern im Kern ^{106}In	45
8.3	Lebensdauern im Kern ^{104}Cd ohne Koinzidenzbedingung	49
8.4	Lebensdauern im Kern ^{104}Cd mit α Koinzidenzbedingung	50
9.1	Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ im Kern ^{107}In . . .	55
9.2	Vergleich der Ergebnisse von ^{107}In und ^{105}In	56
9.3	Vergleich der Ergebnisse von ^{107}In und ^{105}In	56
9.4	Vergleich der Ergebnisse von ^{106}In und ^{104}In	59
9.5	Vergleich der Ergebnisse von ^{106}In und ^{104}In	59
9.6	Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ im Kern ^{104}Cd . . .	62
9.7	Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ im Kern ^{104}Cd . . .	62
A.1	Kapazitätseichung der Regelung	75
A.2	Target-Stopper-Abstände	75
A.3	Faktoren der Abstandsnormierung	76
A.4	Totale Konversionskoeffizienten und Verzweigungsverhältnisse	77

Einleitung

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wird das Datenaufnahmesystem für die Kölner γ -Spektrometer OSIRIS und GEMINI beschrieben. Im zweiten Teil wird über die Untersuchung von verschiedenen Kernen in der Nähe des doppelmagischen Kerns ^{100}Sn berichtet.

Das zurzeit am Institut für Kernphysik in Köln verwendete Datenaufnahmesystem geht in seinen Grundzügen auf ein von Norbert Nicolay 1989 für das Spektrometer OSIRIS12 entwickeltes System zurück. Mit der Umstellung der Computer am IKP auf das Betriebssystem UNIX wurde Mitte der 90er Jahre auch eine Veränderung von OS/9 zum Echtzeitbetriebssystem LynxOS nötig. Dadurch wurde die Vereinheitlichung der verwendeten Software ermöglicht, sodass zur Analyse der Daten während der Messung die gleichen Programmbibliotheken verwendet werden können wie zur endgültigen Analyse nach der Messung. Zur intuitiven Bedienung des Systems wurden alle notwendigen Funktionen in grafische Benutzeroberflächen implementiert. Diese Programme ermöglichen die Steuerung des gesamten Systems von der Einstellung der Elektronikmodule bis zur Kontrolle der Messung.

Die verwendeten Software-Techniken, die Struktur der einzelnen Programmteile und die Kommunikation zwischen ihnen sowie die Funktion der benutzerseitigen grafischen Oberflächen werden im Rahmen der Ausführungen dargestellt.

Die untersuchten Kerne liegen in der Nähe des doppelmagischen Kerns ^{100}Sn . Bei Kernen in der Nachbarschaft solcher sphärischer Kerne wurde in der jüngeren Vergangenheit häufig der Effekt der magnetischen Rotation beobachtet. Rotationsbanden wurden bisher als Konsequenz aus der starken Deformation von Atomkernen und der damit verbundenen Verschiebung der Ladungsverteilung beschrieben und interpretiert. Aufgrund der sphärischen Form der Kerne in der Nähe abgeschlossener Schalen und des magnetischen Charakters der beobachteten Strahlung musste für die dort beobachteten Banden eine andere Erklärung gefunden werden. Dies gelang schließlich im Rahmen des Tilted Axis Cranking Modells. Die vorliegende Ausführung bestätigt die theoretische Vorhersage, dass im Kern ^{107}In eine Bande mit starken magnetischen Dipolübergängen keine magnetische Rotationsbande ist. Dazu war die Untersuchung der magnetischen Übergangsdipolmomente nötig, die sich aus den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten berechnen lassen. Diese werden aus den Lebensdauern der Ni-

veaus als Observablen der Messung bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu ein RDDS-Experiment am γ -Spektrometer (GASP) am Laboratori Nazionali di Legnaro in Italien durchgeführt. Dabei kam als Reaktionskammer der Kölner Kugelpungler zum Einsatz. Ein ^{52}Cr -Strahl wurde mit einer Energie von 190 MeV auf ein ^{58}Ni -Target geschossen. Der stärkste Ausgangskanal dieser Reaktion war ^{107}In . In diesem Kern wurden elf Lebensdauern bestimmt, davon neun erstmalig. Die Ähnlichkeit der Termschemata von ^{107}In und ^{105}In legte einen Vergleich der beiden Kerne nahe. Für ^{105}In existiert eine Rechnung im Rahmen des Schalenmodells, die für ^{107}In bislang noch nicht gelungen ist. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse der beiden Kerne beweist die gleiche Struktur der ausgewerteten Banden der beiden Kerne.

Weiterhin wurden für den Kern ^{106}In erstmalig sieben Lebensdauern bestimmt. Es wurde ein Vergleich mit dem Nachbarkern ^{104}In durchgeführt. Die Schalenmodellrechnungen für ^{104}In zeigen allerdings schon eine schlechte Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen für den Kern selbst. Daher kann keine Aussage über die Struktur des Kerns ^{106}In abgeleitet werden.

Bei Fusions-Verdampfungsreaktionen wird eine große Anzahl von Ausgangskanälen bevölkert. Es ist schwierig schwach bevölkerte Ausgangskanäle auszuwerten, insbesondere wenn die Übergangsenergien in der Nähe ähnlicher Energien aus stark bevölkerten Nachbarkernen liegen. Um solche schwachen Ausgangskanäle aus den Gesamtdaten herauszupräparieren, eignen sich Teilchenspektrometer. Der Kölner Kugelpungler wurde in diesem Experiment zum ersten Mal zusammen mit einer Hälfte des Teilchenspektrometers ISIS eingesetzt. Es sollte geprüft werden, ob der Nachweis von ionisierten Teilchen trotz des Materials der Abstandsregelung im Plunger möglich ist. Zur Überprüfung wurde der Kern ^{104}Cd ausgewertet – der stärkste zu einem α -Teilchen koinzidente bevölkerte Ausgangskanal im diesem Experiment. Die Lebensdauern für diesen Kern wurden sowohl aus den Gesamtdaten ausgewertet als auch aus den α -koinzidenten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen. Die teilchenkoinzidenten Daten stellten sich dabei, insbesondere bei der Festlegung der Koinzidenzfenster in den Koinzidenzmatrizen, als sehr nützlich heraus. Die resultierenden acht Lebensdauern stimmen innerhalb der Fehler für beide Methoden gut überein. Ebenso zeigen sie eine gute Übereinstimmung mit Literaturwerten, wobei für drei der Niveaus bisher nur obere Grenzen für die Lebensdauern existierten.

Teil I

Das Kölner
OSIRIS-Datenaufnahmesystem

Kapitel 1

Das Konzept der Software

Das aktuelle Kölner Datenaufnahmesystem wurde für das Würfelspektrometer OSIRIS entwickelt und geht in seinen Grundzügen auf [Nic89, Wir93, Alb93] zurück. Eine Beschreibung und wesentliche Weiterentwicklungen der Elektronik sind in [Tie99] zu finden.

Bei der Entwicklung der Programme des Datenaufnahmesystems wurde aus zwei Gründen Wert darauf gelegt, dass die anfallenden Aufgaben auf mehrere Prozesse verteilt werden, die in geeigneter Weise synchronisiert sind.

1. Dadurch wurde die Entwicklung und Fehlersuche vereinfacht und damit die Gesamtentwicklungszeit reduziert, da Einzelprobleme separat abgearbeitet werden konnten.
2. Die Leistungsfähigkeit des Systems wurde erhöht, da unabhängige Arbeitsschritte gleichzeitig ausgeführt werden können.

Die zu leistenden Programmentwicklungen umfassten den gesamten Bereich vom gerätenahen „Treiber“ auf Betriebssystemebene über „Server“-Programme auf Systemebene bis zu „Client“-Programmen, wie zum Beispiel grafischen Benutzeroberflächen, auf Anwenderebene. Alle Programme wurden in den Programmiersprachen C [KR90] und Tcl/Tk [Ous94] entwickelt. Für die Kommunikation mit dem CAMAC-System wurden die Tcl- und Tk-Interpreter um spezielle Befehle erweitert.

Ein Treiber ist ein Programm, das im Kern des Betriebssystems läuft. Es besitzt die Funktionalität, mit Geräten (*engl.* devices), die in den Computer eingebaut sind, zu kommunizieren. Das ist Programmen auf höheren Ebenen unter UNIX Betriebssystemen prinzipiell untersagt. Die Treiberprogrammierung war erforderlich, da Geräte eingesetzt werden sollten, die vom Betriebssystem – dem echtzeitfähigen UNIX Derivat LynxOs – nicht unterstützt werden und für die vom Geräte-Hersteller keine Treiber angeboten werden.

Das Prinzip, das den Programmen auf System- und Anwenderebene zugrunde liegt, wird als Client-Server-Prinzip bezeichnet. Die Idee ist, dass ein Prozess – der Server – auf Kommando eines Clients eine Aufgabe verarbeitet und das Resultat zur Verfügung

stellt, welches von beliebigen Clients weiterbearbeitet werden kann. Die Programmierung von Servern und Clients ist unter verschiedenen Aspekten sinnvoll.

1. Durch einen Server kann der Zugriff konkurrierender Clients auf Geräte reguliert werden.
2. Der Einsatz von Servern führt zur Leistungssteigerung des Systems, wenn Daten von einem Gerät an mehrere Programme zur Weiterverarbeitung verteilt werden müssen. Der mehrfache langsame Zugriff jedes einzelnen Programms auf das Gerät kostet wesentlich mehr Zeit, als die Verteilung der Daten über einen Server-Prozess mittels Interprozesskommunikation. Da Programme unter UNIX geschützte Speicherbereiche besitzen, auf die andere Prozesse nicht zugreifen können, müssen spezielle Mechanismen eingesetzt werden, wenn Daten von einem Programm einem anderen zugänglich gemacht werden sollen. Diese Mechanismen, die als Interprozesskommunikation bezeichnet werden, umfassen zum Beispiel:
 - „Shared Memory Segmente“: Vom Betriebssystem wird ein für mehrere Programme zugänglicher Speicherbereich zur Verfügung gestellt.
 - „Named Pipes“: Dies sind spezielle Dateien, aus denen die Daten – so als würde man Kugeln durch ein Rohr rollen lassen – auf der einen Seite in der gleichen Reihenfolge herausgelesen werden, wie sie auf der anderen Seite hereingeschrieben werden.
3. Drittens kann ein als C-Programm entwickelter Client Daten schnell sortieren während ein anderer Client, der als grafische Benutzeroberfläche realisiert ist, eine komfortable Möglichkeit zur Überwachung und Steuerung der Sortierung bieten.

Kapitel 2

Gerätetreiber

Treiber sind spezielle Programme, die in den Betriebssystemkern eingebunden werden. Dadurch ist ihre Struktur sehr stark vom Betriebssystem abhängig. Für das hier verwendete Betriebssystem LYNXOS 2.4 gibt es ein Handbuch [Lyn96], in dem die Architektur der Treiber beschrieben wird. Die dort enthaltene Vorgabe muss bei der Entwicklung der Treiber strikt eingehalten werden. In der Beschreibung der Modulhersteller sind spezifische Informationen, zum Beispiel über die Belegung der Register im Modul, zu finden. Unter Ausnutzung dieser Informationen werden Treiber entwickelt.

2.1 Der Treiber *HSMDRV*

Das High Speed Memory (HSM)-Modul [Ces91] ist ein schneller Zwischenspeicher. Es befindet sich in dem Teil des Datenaufnahmesystems, in dem die Koinzidenzinformationen gesammelt werden. Die Koinzidenzdaten bestehen aus kurzen Datenpaketen, die der Computer nicht effizient verarbeiten kann, da der Datenstrom nicht kontinuierlich ist. Das HSM-Modul besitzt eine sehr schnell arbeitende Eingangsstufe, die diese Datenpakete aufnimmt und in größeren Datenpuffern sammelt. Für die Datenpuffer steht 1 Megabyte Speicher zur Verfügung, der in zwei gleiche Böcke aufgeteilt werden muss. Die Größe dieser Datenpuffer beträgt also maximal 512 kB und wird mit dem Programm *hsmctl* eingestellt. Die Blockgröße richtet sich nach der Datenrate.

Nachdem ein Datenpuffer voll ist, wird vom HSM-Modul eine Unterbrechungsanforderung (Interrupt) abgesetzt, die vom Treiber *HSMDRV* erkannt wird. Dieser informiert den Fera Readout Daemon (*FRD*), der dann über den *HSMDRV* den Datenblock aus dem HSM-Modul liest (Abbildung 2.1). Während ein Puffer ausgelesen wird, wird der andere zum Sammeln der einlaufenden Daten vom Experiment verwendet. Die Kommunikation zwischen dem HSM-Modul im VME-Rechner und dem FERA-Driver im CAMAC-Einschub ist in [Tie99] im Detail beschrieben.

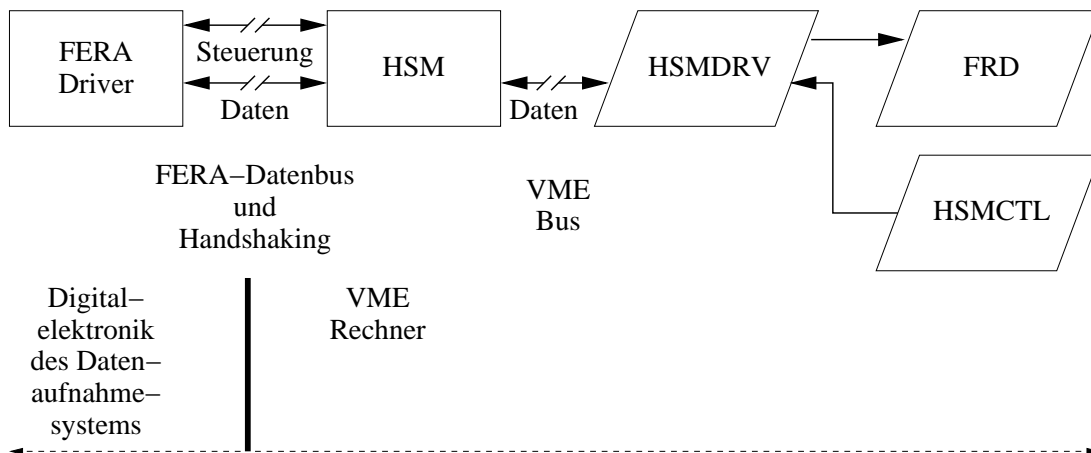


Abbildung 2.1: Der Treiber des HSM liest Daten aus und leitet sie an verarbeitende Programme, hier den Listmodedaten-Server *FRD*, weiter. Die Blockgröße der Datenpuffer im HSM wird mit dem Programm *hsmctl* über den Treiber eingestellt.

2.2 Der Treiber *VC16DRV*

Ein Teil der Elektronik des Datenaufnahmesystems besteht aus Modulen im CAMAC-Standard, deren Parameter nur per Computer eingestellt werden können. Dazu gehören unter anderem die Module, in denen festgelegt wird, ob zwei oder mehr koinzidente γ -Quanten detektiert wurden und die Module, in denen die digitalisierten Zeit- und Energieinformationen mit den zugehörigen Kanalinformationen versehen werden. Der Zugriff erfolgt über den VME-Controller mit 16 Bit Datenbus (*VC16*) im VME-Rechner und den CAMAC-Controller (*CC16*) im CAMAC-Einschub. Die Kommunikation zwischen Programmen und dem *VC16*-Modul erfolgt über den Treiber *VC16DRV* (Abbildung 2.2). Der Zugriff auf die Module erfolgt über den Server-Prozess *CAMSRV*.

CAMAC-Module erzeugen eine besondere Art von Unterbrechungsanforderungen, die „Look At Me“ (*LAM*) genannt werden. Das *VC16*-Modul leitet die Unterbrechungsanforderung an einen speziellen Prozess (*lamevt*) weiter, der für jedes *LAM*-erzeugende Modul gestartet werden muss. Dieser Prozess schickt eine Nachricht an einen Ereignis-Server (*FEVT*), bei dem das entsprechende *LAM* angemeldet sein muss und der in geeigneter Weise darauf reagiert.

2.3 Andere Treiber

Der Vollständigkeit halber sei hier erwähnt, dass bei der ersten Version des OSIRIS-Datenaufnahmesystems unter der Version 2.1 des Betriebssystems LYNXOS zwei weitere Treiber notwendig waren.

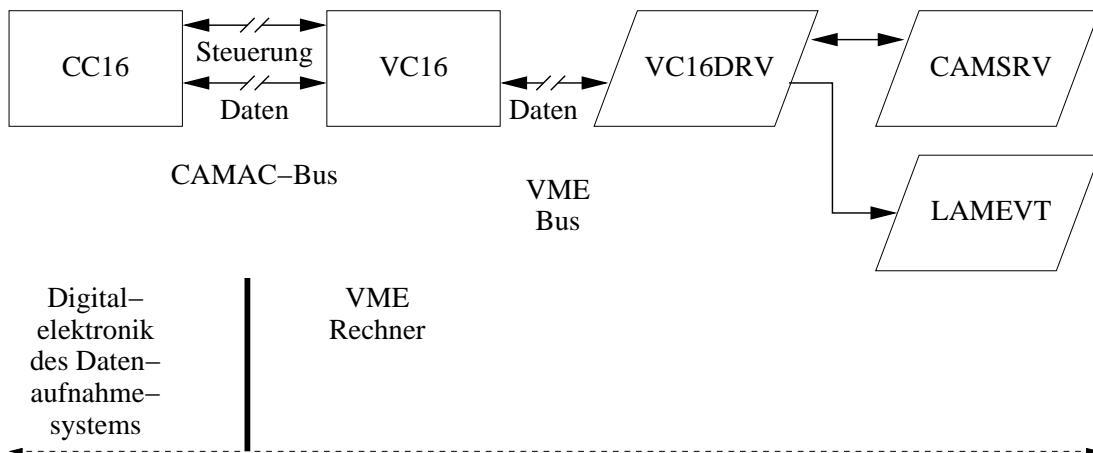


Abbildung 2.2: Der Treiber des VC16 liest Daten aus den CAMAC-Modulen und leitet sie an den Steuerungs-Server CAMSRV weiter. Des Weiteren werden über den Server CAMSRV die Parameter der CAMAC-Module eingestellt. Unterbrechungsanforderungen von CAMAC-Modulen (LAMs) werden an einen speziellen Prozess (*lamevt*) gemeldet.

Die Reaktion auf ein LAM war nicht in den damals verwendeten Treiber für die Schnittstelle zum CAMAC eingebunden. Daher gab es speziell für die Reaktion auf diese Signale einen eigenen Treiber.

Des Weiteren wurden die Listmodedaten aus Koinzidenzereignissen auf ein lokales Bandlaufwerk geschrieben, das an einen externen SCSI-Controller angeschlossen war. Für diesen SCSI-Controller des Typs Jaguar VJ4210 gab es einen eigenen Treiber.

Kapitel 3

Serverdienste

Die Serverdienste lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Zum einen sind das Server, die globale Aufgaben erfüllen und direkt nach dem Laden des Betriebssystems gestartet werden und zum anderen Server, die vom Benutzer bei Bedarf gestartet werden.

3.1 Server auf Systemebene

Die Server auf Systemebene werden nach dem Laden des Betriebssystems automatisch gestartet. Entsprechende Einträge sind in der Systemdatei */bin/rc* zu finden.

3.1.1 Der Steuerungs-Server *CAMSRV*

Der Steuerungs-Server *CAMSRV* ist für die Verwaltung der CAMAC-Module zuständig. Dieser Server hat drei Aufgaben:

- Er verwaltet Benutzerinformationen.
- Über ihn werden die Parameter der Module programmiert.
- Über ihn werden Parameter aus den Modulen gelesen.

Bei der Anmeldung eines Moduls wird dieses für den Benutzer registriert, sodass kein anderer Benutzer Parameter verändern kann. Nach der Anmeldung können die Parameter der einzelnen Module entweder mit dem textbasierten Client-Programm *fana* [NF94a] oder der grafischen Benutzeroberfläche *xcamac* [NF94b] verändert und ausgelesen werden. Manche Module können nur programmiert aber ihre Parameter können nicht wieder ausgelesen werden. Vor der Verwendung neuer Modularten muss der Steuerungs-Server zunächst angepasst werden [Fit98].

Die Kommunikation mit dem Steuerungs-Server erfolgt im Netzwerkprotokoll UDP über den Port 20002.

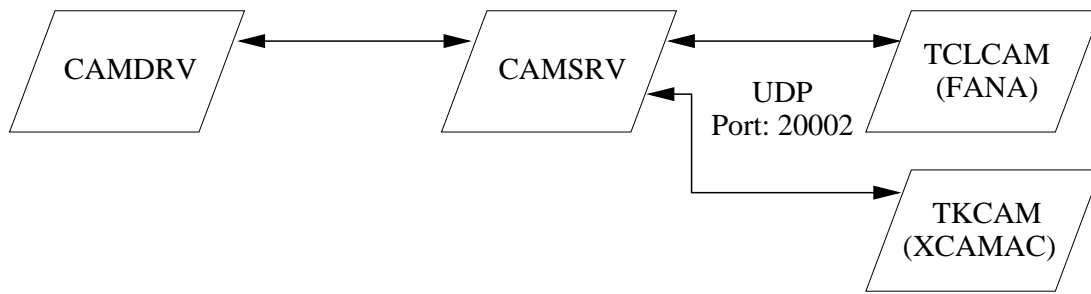


Abbildung 3.1: Der Steuerungs-Server CAMSRV ist für die Ansteuerung der Module im CAMAC-System zuständig.

3.1.2 Der Spektrum-Server SPD

Der Spektrum-Server ist dafür verantwortlich, den anfragenden Programmen Spektren aus verschiedenen Quellen des Systems zur Verfügung zu stellen. Folgende Quellen gibt es:

- Die Nim-to-Fera-Interfaces (NFI)-Module im CAMAC-System.
- Die Speichermodule im VME-System.
- Shared-Memory Segmente im Hauptspeicher des Rechners.

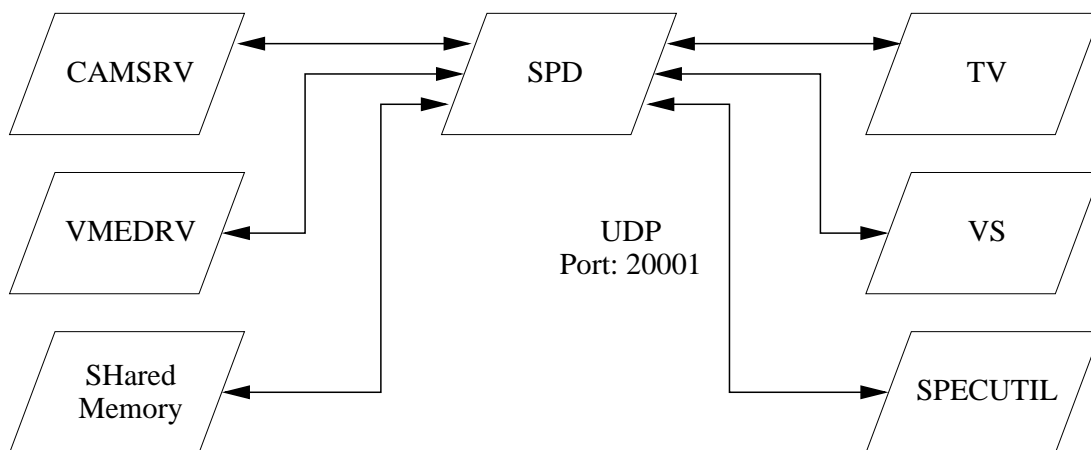


Abbildung 3.2: Der Spektrum-Server SPD stellt Histogramme aus verschiedenen Quellen des Systems bereit. Das können NFI-Module im CAMAC-System sein, Speichermodule im VME-System, oder Shared Memory Bereiche im Hauptspeicher des Rechners.

In den NFI-Modulen [Gie96] können Histogramme aufgenommen werden, ohne den Computer mit Rechenzeit zu belasten. Diese Spektren werden als Singles-Spektren

bezeichnet und müssen, wie physikalische CAMAC-Module, beim Steuerungs-Server angemeldet werden. Sie dienen zur Kontrolle während der Messung und werden nach jedem Messabschnitt gespeichert. Die Singles-Spektren werden über den CAMAC-Bus aus den NFI-Modulen ausgelesen. Dazu wird der Steuerungs-Server CAMSRV verwendet.

Während der Messung wird eine so genannte „Onlineanalyse“ der Koinzidenzinformationen durchgeführt. Die dabei erzeugten Histogramme werden in zusätzlichen Speichermodulen im VME-System gespeichert oder in Shared Memory Segmenten auf Rechnern, die nicht über solche Speichermodule verfügen.

Die Kommunikation mit dem Spektrum-Server erfolgt über den Netzwerkport 20001 im Protokoll UDP.

3.1.3 Der Protokoll-Server ALOG

Die Status- und Fehlermeldungen der Datenaufnahmeprogramme werden in einer Protokoll-Datei gesammelt. Zu diesem Zweck wird beim Start des Computers der Protokoll-Server ALOG gestartet, über den der Zugriff auf die Datei erfolgt. Die Daten werden dem Protokoll-Server durch eine Named Pipe übergeben. Der Name der Pipe lautet `/tmp/analyzer/analyzer.log`. Prozesse im Betriebssystem UNIX schreiben ihre Meldungen üblicherweise in die Standardausgabe und Standardfehlerausgabe. Die Protokoll-Daten werden in die Datei `/ikp/local/lib/analyzer/log/alog.out` geschrieben.

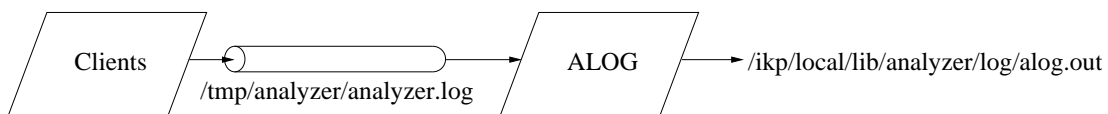


Abbildung 3.3: Der Protokoll-Server ALOG sammelt die Status- und Fehlermeldungen aller Datenaufnahmeprogramme und lenkt sie in die Datei `/ikp/local/lib/analyzer/log/alog.out` um.

3.2 Server auf Benutzerebene

Die Server auf Benutzerebene werden vom jeweiligen Anwender je nach Bedarf gestartet.

3.2.1 Der Ereignis-Server FEVT

Während einer Messung können Ereignisse auftreten, auf die in geeigneter Weise reagiert werden muss. Ein solches Ereignis kann zum Beispiel das Ablaufen eines Zählers im CAMAC-System sein oder ein volles oder defektes Band. Nach dem Start des Servers muss der Benutzer die zu erwartenden Ereignisse und die entsprechenden Reaktionen anmelden. Das Auftreten eines Ereignisses wird an den Ereignis-Server FEVT

gemeldet. Dieser überprüft die Liste der angemeldeten Ereignisse und startet das zugehörige Programm. Die Anmeldung und Abmeldung von Ereignissen beim Server erfolgt mit dem Client-Programm *fevtcmd*.

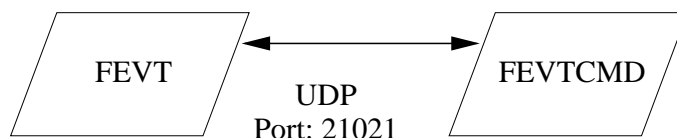


Abbildung 3.4: Der Ereignis-Server *FEVT* verwaltet das Auftreten von bestimmten Ereignissen im System, wie zum Beispiel das Ablaufen eines Zählers. Die zu überwachenden Ereignisse werden mit dem Client-Programm *fevtcmd* angemeldet. Die Kommunikation mit dem Ereignis-Server erfolgt über das Netzwerk.

Die Kommunikation mit dem Ereignis-Server erfolgt im Netzwerkprotokoll UDP über den Port 21021.

3.2.2 Der Listmodedaten-Server *FRD*

Die Informationen aus Ereignissen mit koinzidenten γ -Quanten werden in einem schnellen Zwischenspeicher (HSM) gesammelt. Wenn dieser Zwischenspeicher voll ist, wird eine Unterbrechungsanforderung an den Rechner geschickt und der Listmodedaten-Server *FRD* (Fera Readout Daemon) liest den Datenblock über den Treiber *HSMDRV* aus dem Speichermodul (HSM) aus und kopiert ihn in einen SHared Memory Bereich. Daraufhin werden alle beim Server angemeldeten Client-Prozesse über Named Pipes informiert, dass Daten zur Verarbeitung bereitstehen.

Die Steuerung des Listmodedaten-Servers erfolgt mit dem Programm *frdcmd* über die Named Pipes */ikp/local/lib/analyzer/pipe/frd.cmd* und */ikp/local/lib/analyzer/pipe/frd.ack-<PID>*. *<PID>* ist die Prozessnummer des *frdcmd*. Darüber werden auch die Client-Prozesse beim Server angemeldet, der diese als Tochter-Prozesse startet.



Abbildung 3.5: Der Listmodedaten-Server *FRD* liest die Datenpuffer des schnellen Zwischenspeichers HSM (siehe Abbildung 2.1) aus und verteilt sie an seine Client-Programme. Die Anmeldung der Client-Programme und die Steuerung des Servers erfolgt mit dem Programm *frdcmd* über Named Pipes.

Die Client-Prozesse können in zwei Modi betrieben werden. Wichtige Client-Prozesse, das heißt solche, die alle Daten verarbeiten müssen, werden im Modus

„wait“ betrieben. Der Server liest erst dann den nächsten Datenblock aus und stellt ihn zur Verfügung, wenn alle Prozesse im Modus „wait“ die Verarbeitung des alten Blocks quittiert haben. Ein Beispiel für einen solchen Prozess ist das Programm *frdwrt*, das die Daten auf Band schreibt. Alle anderen Prozesse werden im Modus „nowait“ beim Server angemeldet. Ein Beispiel für einen solchen Prozess ist das Programm für die Onlineanalyse der Daten. Es ist nicht zwingend notwendig, dass während der Messung alle Daten in Histogramme einsortiert werden, eine Stichprobe reicht meistens. Zwischen den beiden Modi kann beliebig gewechselt werden.

Die Information über den gültigen Datenblock bekommen die Client-Prozesse über die Named Pipes */ikp/local/lib/analyzer/pipe/frd.chld-<nr>*, wobei *<nr>* die Nummer des *FRD* Tochterprozesses ist. Die Quittierung erfolgt über die Named Pipe */ikp/local/lib/analyzer/pipe/frd.cack*.

Beim Lesen von Listmodedaten aus dem Netz erfolgt die Kommunikation über den Port 20005 im Netzwerkprotokoll UDP.

Kapitel 4

Client Programme

4.1 Grafische Benutzeroberflächen

Alle grafischen Benutzeroberflächen wurden in der Skriptsprache Tcl/Tk entwickelt. Die drei Programme *xcamac*, *xscript* und *xagent* dienen zur Vorbereitung der Messung, während *xfana* zur Steuerung und Überwachung der Messung eingesetzt wird. Durch die Verwendung der grafischen Benutzeroberflächen reduziert sich die Vorbereitung der Programme für eine Messung von mehreren Stunden bis Tagen auf wenige Minuten. Weiterhin kann die Vorbereitung auch von Anwendern durchgeführt werden, die mit den Interna des Datenaufnahmesystems nicht vertraut sind.

4.1.1 *xcamac*

Mit dem Programm *xcamac* (Abbildung 4.1) werden die CAMAC-Module beim Server CAMSRV angemeldet und die Parameter der Module eingestellt.

Auf dem Bildschirm werden die CAMAC-Einschübe dargestellt. In diese können an den entsprechenden Stellen die Module eingefügt werden. Für jeden Modultyp gibt es eine Schaltfläche im oberen Bereich der Oberfläche. Jedem Modul wird ein eindeutiger Name zugeordnet, der per Hand eingegeben werden muss, oder nach Betätigung der Schaltfläche „auto naming“ automatisch vergeben wird. Module eines Typs können mit der rechten Maustaste zu einer Gruppe zusammengefasst werden. Durch das Betätigen der linken Maustaste über einem Modul wird ein Fenster mit den Parametern dieses Modultyps geöffnet. Die Änderung eines Parameters eines beliebigen Moduls einer Gruppe stellt diesen Wert bei allen gruppierten Modulen ein. Werte wie die virtuelle Stationsnummer oder die Namen der Singles-Spektren werden fortlaufend nummeriert.

Nach der Konfiguration werden die Einstellungen in eine Datei im Messverzeichnis gespeichert, damit sie nach dem Neustart des Systems nicht verloren sind. Das Messverzeichnis wird mit dem Programm *xscript* (siehe Abschnitt 4.1.2) angelegt. Für eine Messung kann auch die Konfiguration einer alten Messung geladen und als

Startparameter verwendet werden.

4.1.2 *xscript*

Das Programm *xscript* (Abbildung 4.2) wurde im Rahmen einer früheren Arbeit [Fit98] programmiert und hier erweitert. Es erzeugt die Verzeichnisstruktur für das Experiment und generiert zusätzlich eine Reihe von Skripten, die zur Steuerung des Datenaufnahmesystems benötigt werden.

In der obersten Zeile wird der Name des Experiments eingegeben, der mit der daneben befindlichen Schaltfläche in die relevanten Felder kopiert wird. Damit wird erreicht, dass das Verzeichnis sowie die Konfigurationsdatei für die Elektronik und das Programm für die Onlineanalyse der Koinzidenzinformation den gleichen Basisnamen haben und somit leicht zugeordnet werden können.

Die darunter liegenden Teile der Oberfläche legen die Parameter für die Skripten zur Steuerung des Datenaufnahmesystems fest.

Das Bootskript wird nach dem Neustart des Datenaufnahmerechners ausgeführt. Mit diesem Skript werden die für die Datenaufnahme benötigten Server auf Benutzerebene gestartet und zusammen mit den Servern auf Betriebssystemebene konfiguriert. Der Ereignis-Server *FEVT* wird nur gestartet, wenn entweder durch Aktivierung des Feldes „Set runlength“ die Einteilung der Messung in zeitliche Abschnitte initiiert wird oder durch „Attach tape“ das Schreiben der Koinzidenzinformationen in eine Datei vorgegeben wird. Im ersten Fall wird ein Programm zur Überwachung des CAMAC-Systems auf LAM Signale gestartet und ein entsprechendes Ereignis (üblicherweise LAM01) beim Server angemeldet. Im zweiten Fall meldet der Schreibprozess selbst die Ereignisse *TAPE_ERROR* und *TAPE_FULL* beim Server an. Eine Liste der angemeldeten Ereignisse kann mit dem Programm *xfana* (siehe Abschnitt 4.1.4) angezeigt werden. Der Listmodedaten-Server *FRD* wird auf jeden Fall gestartet, seine Clients werden aber nur angemeldet, falls das Feld „Start Listmode Readout“ aktiviert ist. Nachdem der Listmodedaten-Server gestartet wurde, kann mit dem Programm *xfana* eine Liste der Client-Prozesse angezeigt werden.

Das Skript für den Scalerservice wird nach dem Ablaufen des Zählers automatisch gestartet, sofern es beim Server *FEVT* angemeldet wurde. Der Zählerstand wird mit dem Parameter „Runlength“ im Bootskript festgelegt und zählt, bei korrekter Verschaltung des Taktgebers, Sekunden. Der Scalerservice kann auch von Hand aus dem Programm *xfana* heraus gestartet werden, um zum Beispiel bei einer Unterbrechung der Messung die Spektren zu sichern.

Die Histogramme werden während der Messung mit dem Programm *tv* überwacht. Dieses Programm verfügt über die Möglichkeit auf Tastendruck durch eine Kommandodatei gesteuert zu werden. In dieser Kommandodatei, die den Namen „inspector“ trägt, sind die zu ladenden Histogramme und zugehörige Eichungen definiert. Die Kommandodatei kann mit dem Programm *xscript* generiert werden. *xscript* fragt bei den Servern die Liste der angemeldeten Spektren ab und bietet sie zur Auswahl an.

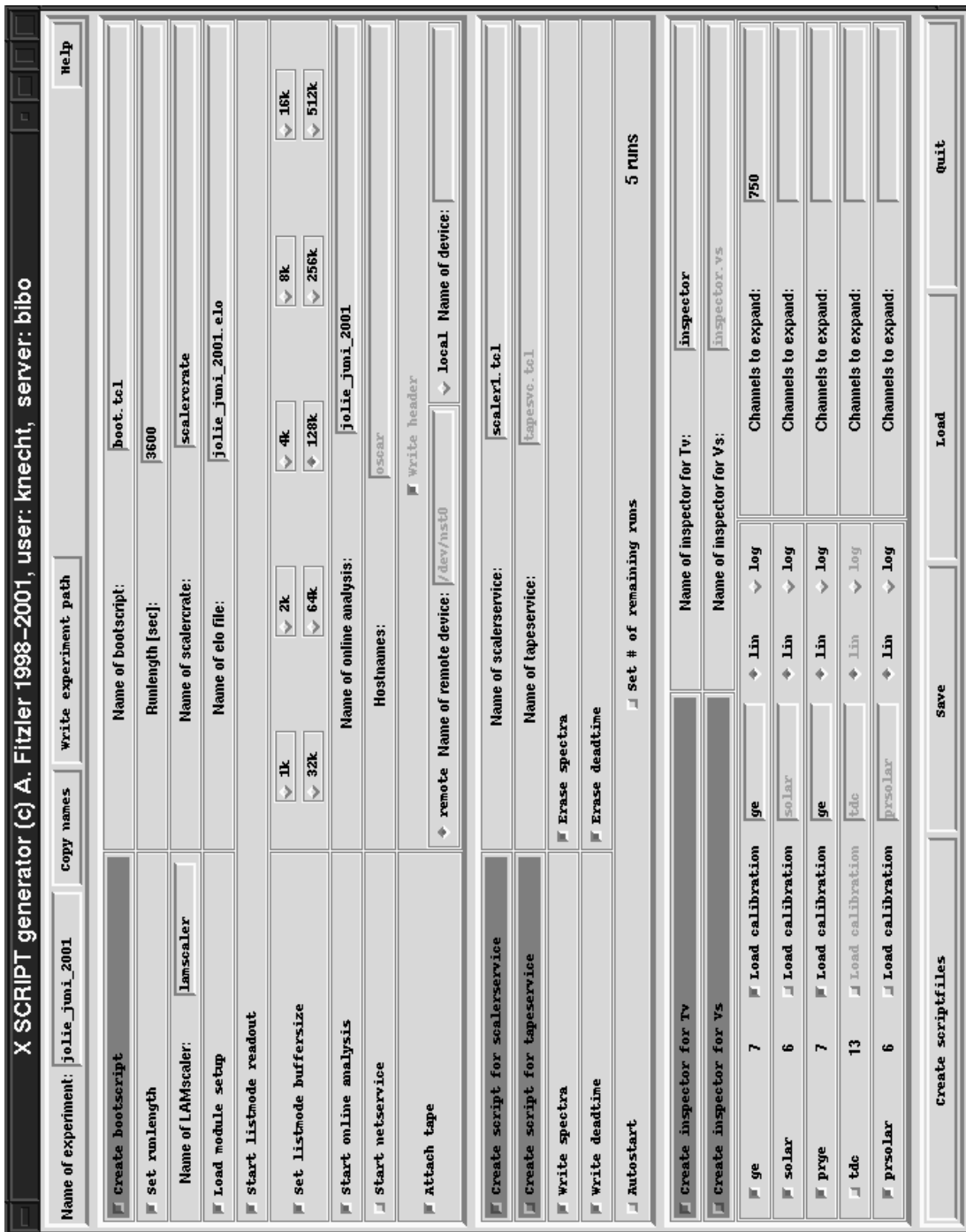


Abbildung 4.2: Die grafische Benutzeroberfläche des Programms *xscript*, mit dem die Verzeichnisstruktur und die Skripte zur Steuerung des Datenaufnahmesystems erzeugt werden.

4.1.3 *xagent*

Anfang der neunziger Jahre wurde am Institut für Kernphysik die C-Programmbibliothek *libfera.a* [Wir93, Alb93] mit Funktionen zur Sortierung kernphysikalischer Messdaten geschrieben. Die Einlesefunktionen dieser Programmbibliothek sind an das FERA-Listmode Datenformat angepasst, wie es bei den Messungen in Köln aufgezeichnet wird. Die Programmbibliothek stellt alle Funktionen zur Verfügung, die zur Sortierung von γ - und Teilcheninformationen in Spektren und Matrizen benötigt werden. Einlesefunktionen für die Datenformate anderer Spektrometer, namentlich GASP und GAMMASPHERE, werden in der C-Programmbibliothek *libferaext.a* definiert. Darüber hinaus stellt die C-Programmbibliothek *libcube.a* [Vog98] Funktionen zur Sortierung von $\gamma\gamma\gamma$ -Kuben bereit.

Das Programm *xagent* (Abbildung 4.3) generiert unter Verwendung dieser Bibliotheken C-Programme zur Sortierung von Daten der unterstützten Spektrometer.

Werden Sortierprogramme für Daten des Kölner Datenaufnahmesystems generiert, so kann das Programm *xagent* die Datei mit den Daten der Elektronikkonfiguration analysieren und bietet die gefundenen Parameter, zum Beispiel die Anzahl der Detektoren und die eingestellte Auflösung, an. Wurde vor dem Start des Programms *xagent* die Konfiguration des Programms *xscript* gespeichert, so werden Parameter, wie zum Beispiel der Name des Experiments, daraus verwendet. Für das Kölner Datenaufnahmesystem können Auswerteprogramme zur Analyse während der Messung (Onlineanalyse) wie auch zur Sortierung der Daten nach der Messung (Offlineanalyse) generiert werden. Aufgrund der Speicherkapazität des Datenaufnahmerechners kann während der Messung nur eine einzige Matrix mit 2048×2048 Kanälen sortiert werden.

Die Wahl der Schaltfläche „offline“ in der ersten Zeile der Oberfläche schaltet alle Spektrometer frei. Sonst können nur Sortierprogramme für das Kölner Datenaufnahmesystem erzeugt werden.

Neben der Schaltfläche „Create analysis“ werden allgemeine Parameter, zum Beispiel der Name des Sortierprogramms, festgelegt. Die Deaktivierung dieser Schaltfläche bewirkt, dass nur ein „Makefile“ generiert wird, falls die Schaltfläche „Create Makefile“ aktiv ist.

Mit den nächsten drei Schaltflächen auf der linken Seite, „QDC channels“, „Germanium channels“ und „Particle channels“, wird festgelegt, ob Analysen der Zeit-, Germanium- oder Teilchendaten durchgeführt werden sollen. Neben den Schaltflächen werden jeweils die Identifizierungsmerkmale der entsprechenden Daten sowie die durchzuführenden Analysemethoden bestimmt.

Die grafische Benutzeroberfläche des Programms *xagent* unterstützt den Anwender bei der Generierung des Sortierprogramms. Die Betätigung einer Schaltfläche führt immer zu einer Überprüfung der Abhängigkeit zu anderen Parametern. Diese werden dann aktiviert oder deaktiviert. Dadurch werden nur sinnvolle Analysemethoden zugelassen. Zum Beispiel kann bei einer Onlineanalyse kein $\gamma\gamma\gamma$ -Kubus sortiert werden, ein Addback für Clusterdetektoren ist nur sinnvoll, wenn vorher eine Rekalibrierung

der Daten durchgeführt wird. Wenn keine Teilchendetektoren vorhanden sind, werden auch keine Analysemethoden für diese benötigt.

Das generierte C-Programm muss anschließend mit dem ebenfalls erzeugten Makefile auf dem Auswerterechner durch den Befehl „make“ übersetzt werden und steht dann lauffähig zur Verfügung.

Die Generierung des Onlineanalyseprogramms war vor der Verwendung des Programms *xagent* eine zeitaufwändige Sache. Aufgrund der wechselnden Bestückung mit Detektoren der in Köln verwendeten Spektrometer ist vor fast jeder Messung ein neues Programm notwendig. Je nach gewünschter Auswertemethode dauerte die Programmierung mit Fehlersuche bis zu einem Tag. Das Programm *xagent* erzeugt Programme in wenigen Sekunden. Es wird keine Kenntnis der verwendeten Programmbibliotheken benötigt. Für Probleme, die über die Standardmethoden hinausgehen kann ein Basis-Programm erzeugt werden, das an den speziellen Fall angepasst wird.

4.1.4 *xfana*

Die grafische Benutzeroberfläche des Programms *xfana* (Abbildung 4.4) dient zur Steuerung und halbautomatischen Kontrolle aller Parameter des Datenaufnahmesystems während der Messung.

Im obersten Teil der Oberfläche befinden sich die Zählraten und die Information, wie viele Koinzidenzinformationen auf das Band oder in die Datei geschrieben wurden. Bei einer funktionierenden Messung soll die Zählrate möglichst hoch sein und es müssen alle Koinzidenzinformationen auf das Band geschrieben werden. Die dargestellte Singles-Zählrate ist die des Detektors mit der höchsten Zählrate. Der Füllstand des Bandes wird mit dem Programm *frdstat* beim Listmodedaten-Server abgefragt und zur Anzeige gebracht.

Darunter sind Informationen zusammengefasst, die Auskunft über die Nummer des aktuellen Messabschnitts und dessen verbleibende Dauer sowie den aktuellen Abstand bei Lebensdauermessungen geben. Weiterhin steht dort die Nummer des aktuellen Bands. Ein Kontext zur Änderung dieser Parameter wird mit der Schaltfläche „Tape operations“ im unteren Teil der Oberfläche aufgerufen.

Der nächste Teil stellt statistische Informationen der Onlineanalyse (siehe Abschnitt 4.2.2) dar. Durch Analyse der Koinzidenzinformationen während der Messung wird sichergestellt, dass keine defekten Informationen auf das Band geschrieben werden.

Im letzten Informationsabschnitt wird der Inhalt der Protokoll-Datei (siehe Abschnitt 3.1.3) wiedergegeben. Diese Information wird nicht automatisch dargestellt, sondern muss mit der Schaltfläche „Show logfile“ aktiviert werden.

Die Schaltflächen im untersten Teil der Oberfläche führen zu weiteren Steuerungsmöglichkeiten oder liefern weitere Informationen. „Tape operations“ führt zu einem Kontext, der zum Wechsel des Magnetsbands dient. „Listmode dump“ stellt einen interpretierten Puffer von Koinzidenzinformationen dar. Diese Funktion dient zur Fehleranalyse. „Advanced commands“ stellt Möglichkeiten zur Änderung von Parame-



Abbildung 4.3: Die grafische Benutzeroberfläche des Programms *xagent*, mit dem die Programme zur Datensortierung generiert werden.

tern zur Verfügung, die während einer Messung nicht verändert werden müssen, wie zum Beispiel die Größe der Puffer für Koinzidenzinformationen. Hier können auch die halbautomatischen Kontrollfunktionen ein- und ausgeschaltet werden.

4.2 Andere Client Programme

4.2.1 Der Bandprozess

Die Sicherung der Koinzidenzinformationen auf Magnetband oder Festplatte hat während der Datenaufnahme oberste Priorität. Beim Kölner OSIRIS-Datenaufnahmesystem stehen für diese Aufgabe zwei Programme zur Verfügung, die als Client beim Listmodedaten-Server *FRD* angemeldet werden können. Das erste Programm heißt *frdwr* und wird verwendet, um Daten auf Magnetband oder Festplatte des lokalen Rechners zu speichern. Das zweite Programm, *frdrmt*, überträgt die Daten über das Netzwerk auf einen anderen Rechner. Bei der Anmeldung von *frdrmt* beim *FRD* wird auf dem anderen Rechner automatisch ein Programm gestartet, das die Daten empfängt und abspeichert. Die beiden Programme werden automatisch mit dem Status „wait“ beim *FRD* angemeldet, um sicherzustellen, dass erst wieder neue Daten vom Zwischenspeicher abgeholt werden, wenn der alte Puffer gespeichert ist.

4.2.2 Die Onlineanalyse

Die Onlineanalyse dient zur Sortierung der Koinzidenzinformationen in Histogramme. Diese werden während der Messung zur Kontrolle der Qualität der Daten verwendet. Das Analyseprogramm kann mit der grafischen Benutzeroberfläche *xagent* generiert werden. Beim Listmodedaten-Server wird das Analyseprogramm mit dem Status „no-wait“ angemeldet, da während der Datenaufnahme nicht zwingend alle Daten analysiert werden müssen.

4.2.3 Die Überwachung der LAMs

Einige Module im CAMAC-System können beim Auftreten bestimmter Ereignisse Unterbrechungsanforderungen an den Rechner schicken, die als LAM (Look-At-Me) bezeichnet werden. Diese LAMs werden von dem Programm *lamevt* aus der CAMAC-Geräte-datei /DEV/VC16 gelesen und analysiert. Das Programm *lamevt* wird mit einer Reihe von Argumenten gestartet, wie der Nummer des Einschubs im CAMAC, dem Namen des Servers, auf dem die Unterbrechungsanforderung verarbeitet werden soll und dem Namen des Programms, das beim Auftreten der Unterbrechungsanforderung gestartet werden soll. Falls die Unterbrechungsanforderung auf einem anderen Rechner im Netzwerk verarbeitet werden soll als dem lokalen, muss dort der Ereignis-server *FEVT* gestartet und das entsprechende Ereignis angemeldet werden.

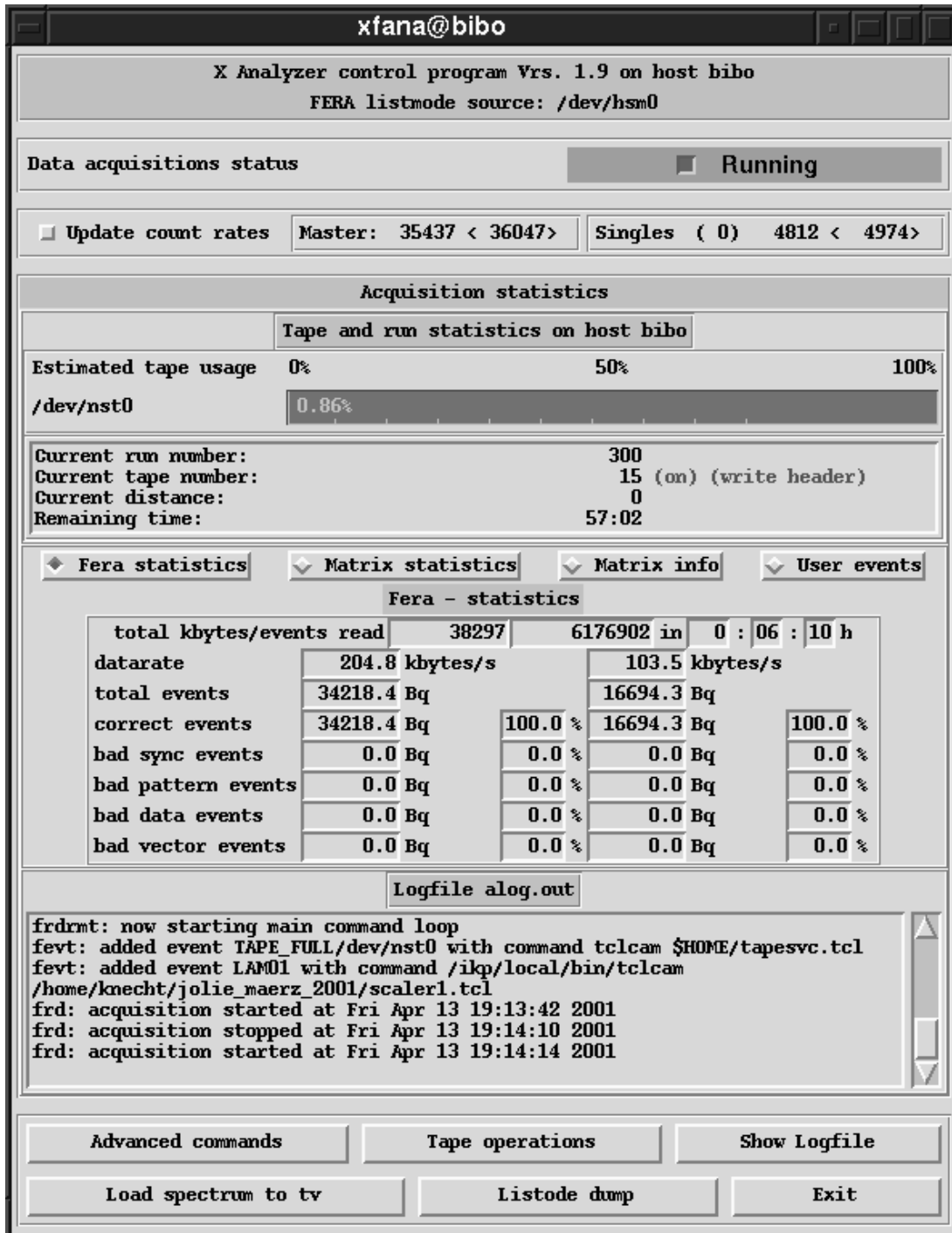


Abbildung 4.4: Die grafische Benutzeroberfläche des Programms *xfana*, mit dem die Messung gesteuert und kontrolliert wird.

Teil II

Lebensdauern in ^{107}In und Nachbarkernen

Kapitel 5

Die Messmethode

5.1 Die Recoil Distance Doppler-Shift Methode

Zur Messung von Lebensdauern angeregter Kernniveaus im Pikosekundenbereich hat sich die RECOIL DISTANCE DOPPLER-SHIFT (RDDS) Methode etabliert. Das in Abbildung 5.1 dargestellte Prinzip ist dazu in einer speziellen Streukammer, dem so genannten Plunger, realisiert. Zwei Folien, das Target, in dem durch einen Ionenstrahl der zu untersuchende Kern angeregt wird und der Stopper, in dem die erzeugten Kerne bis zur Ruhe abgebremst werden, sind darin montiert. Dabei befindet sich der Stopper unbeweglich im Zentrum des Spektrometers, während das Target beweglich befestigt ist, sodass der Abstand zwischen ihnen präzise eingestellt werden kann. Emittiert der erzeugte Kern während der Flugzeit zum Stopper ein γ -Quant, so wird dieses Doppler-verschoben in einem Detektor nachgewiesen. Nach dem Abbremsprozess im Stopper emittierte γ -Quanten werden hingegen energetisch unverschoben gemessen. Die Doppler-verschobene Energie wird um den Betrag

$$\Delta E = E_U \cdot \frac{v}{c} \cdot \cos \Theta, \quad (5.1)$$

den Doppler-Shift, ober- oder unterhalb der unverschobenen Energie gemessen, abhängig vom Winkel Θ des Detektors zur Strahlachse. Zur Messung von Lebensdauern werden mehrere Abstände zwischen Target und Stopper eingestellt und jeweils für eine bestimmte Zeit konstant gehalten. Dadurch wird die Flugzeit $t = d/v$ der angeregten Kerne zum Stopper verändert. Die Intensitäten der Flug- und Stoppeaks variieren mit den eingestellten Abständen. Mittels der DDC Methode (siehe Abschnitt 5.2) können aus diesen gemessenen Intensitätsverhältnissen die Lebensdauern der angeregten Kernzustände ausgewertet werden.

5.2 Die Differential Decay Curve Methode

Das Standardverfahren für die Auswertung experimenteller Daten, die mit der RDDS Methode in Koinzidenzexperimenten gemessen werden, ist die DIFFERENTIAL DE-

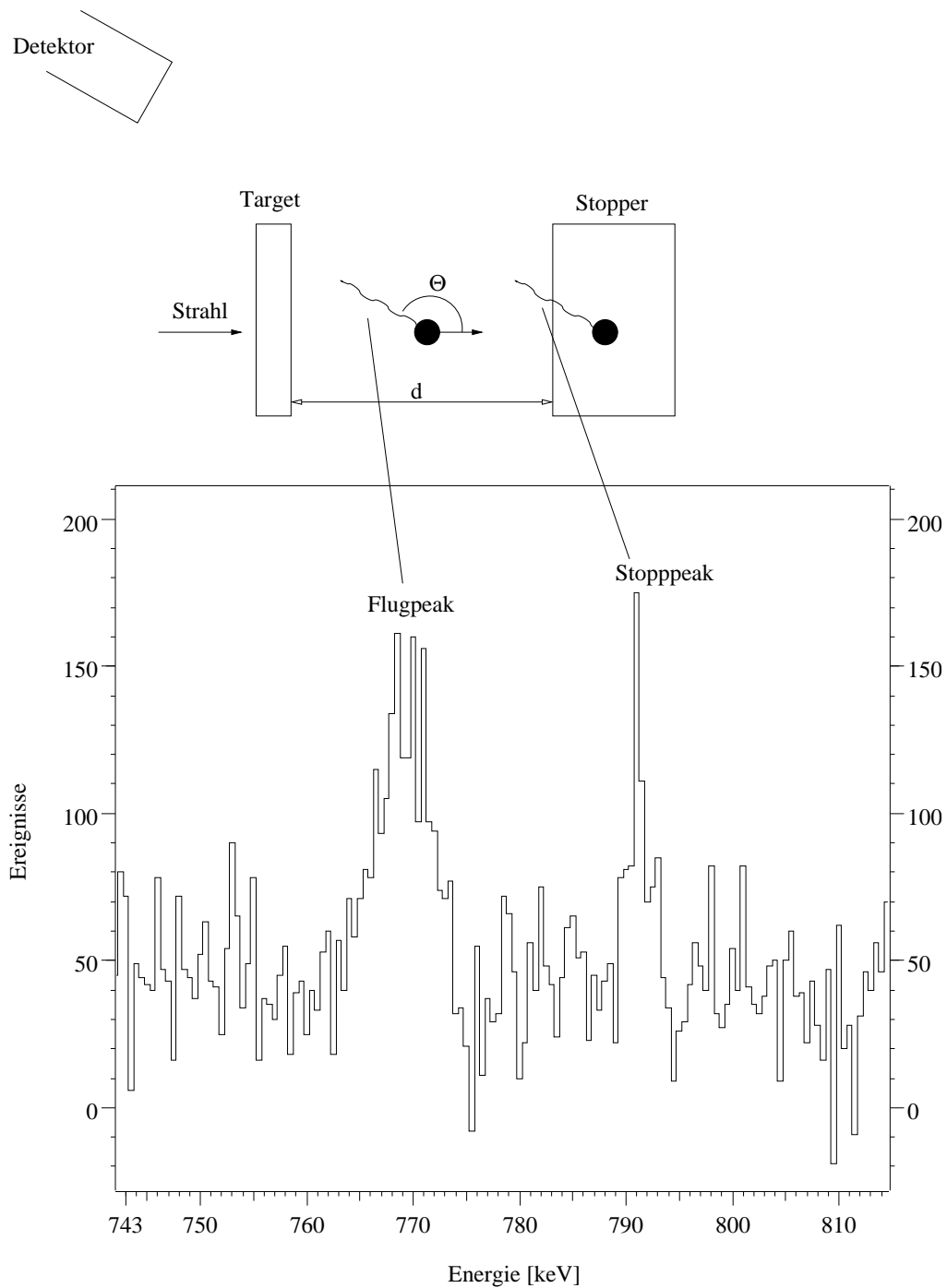


Abbildung 5.1: Das Messprinzip der RECOIL DISTANCE DOPPLER-SHIFT Methode. Im Target werden durch den Ionenstrahl Kerne angeregt, die während ihres Fluges zum Stopper γ -Quanten emittieren, oder nachdem sie in der Stopperfolie zur Ruhe gekommen sind. Je nachdem wird die Energie des γ -Quants Doppler-verschoben oder unverschoben nachgewiesen. Im unteren Teil der Abbildung sind Energiepeaks zu sehen, die in dieser Messung von einem Detektor unter dem Winkel $\Theta = 145,4^\circ$ gemessen wurden.

CAY CURVE (DDC) Methode [DHvB89, BDPvB93].

In Abbildung 5.2 ist ein Ausschnitt eines Termschemas zur Erklärung der Auswertemethode dargestellt. Zur Bestimmung der Lebensdauer des Zustands I wird ein Zerfallsweg ausgewählt. Wird als Koinzidenzbedingung einer der indirekt bevölkernden Übergänge I gewählt, so ist damit der Zerfallsweg ($I \rightarrow D \rightarrow E$) festgelegt. Für den direkt bevölkernden Übergang D und den entvölkernden Übergang E ergeben sich damit die Koinzidenzintensitäten $\{I_s, D_u\}$, $\{I_s, D_s\}$, $\{I_s, E_u\}$ und $\{I_s, E_s\}$, wobei die Indizes s (shifted) und u (unshifted) für die Doppler-verschobene bzw. unverschobene Komponente stehen.

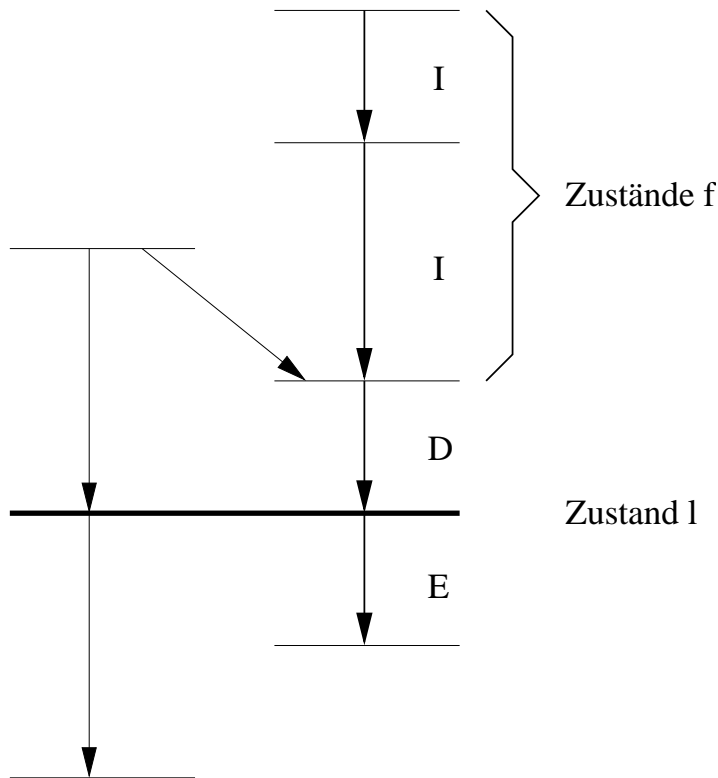


Abbildung 5.2: Modellhafter Ausschnitt aus einem Termschema zur Erklärung der DDC Methode. I sind indirekt bevölkernde Übergänge, D ist ein direkt bevölkernder und E ein entvölkernder Übergang des Zustands I .

Damit lässt sich zu jedem Abstand d_k zwischen Target und Stopper, mit der entsprechenden Flugzeit $t_k = d_k/v$, die Lebensdauer $\tau(t_k)$ des Zustands I aus

$$\tau(t_k) = \frac{\{I_s, E_u\}(t_k) - \alpha\{I_s, D_u\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{I_s, E_s\}(t_k)} \quad (5.2)$$

bestimmen, wobei

$$\alpha = \frac{\sum_k (\{I_s, E_u\}(t_k) + \{I_s, E_s\}(t_k))}{\sum_k (\{I_s, D_u\}(t_k) + \{I_s, D_s\}(t_k))} \quad (5.3)$$

Wird als Koinzidenzbedingung die Doppler-verschobene Komponente \mathbf{D}_s des direkt bevölkernden Übergangs als Koinzidenzbedingung gewählt, so verkürzt sich Gleichung 5.2 zu:

$$\tau(t_k) = \frac{\{D_s, E_u\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{D_s, E_s\}(t_k)} \quad (5.4)$$

Kapitel 6

Das Experiment

6.1 Der Plunger

Als Reaktionskammer für Lebensdauerermessungen hat sich der in Abbildung 6.1 dargestellte Kölner Kugelplunger durchgesetzt. In der kugelförmigen Reaktionskammer befinden sich die Target- und Stopperfolie und in dem angesetzten Strahlrohr die Mechanik zur Einstellung der Abstände zwischen den Folien. Die Targetfolie ist auf einem beweglichen Träger montiert und wird durch den Inchworm – ein System aus Piezokristallen – vor- und zurückgefahren. Zur Bestimmung der Abstände zwischen den Folien ist in der Kugel die Tesatronic, ein induktiver Längenaufnehmer, montiert. Der Inchworm und das im Strahlrohr befindliche Führungsrohr sind durch das Piezoregelsystem verbunden.

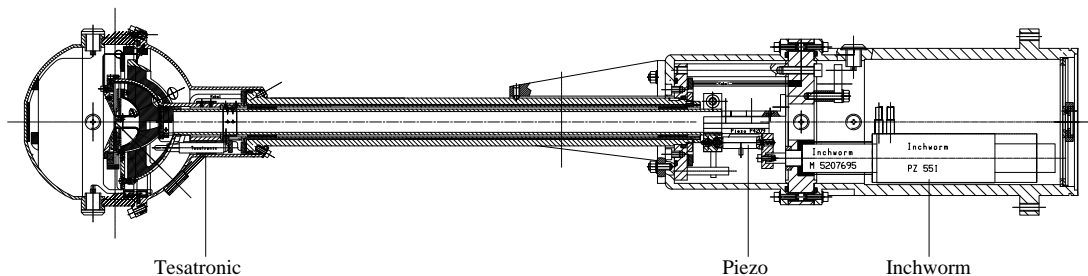


Abbildung 6.1: Der Kölner Kugelplunger. Gekennzeichnet sind der Stellmotor (INCHWORM), der zum Regeln verwendete PIEZO und die zur induktiven Längenmessung eingesetzte TESATRONIC.

Die Sollabstände werden mit dem Inchworm und der Tesatronic eingestellt. Dies geschieht mit einer Genauigkeit von $0,01 \mu\text{m}$ im Bereich von $0 - 20 \mu\text{m}$ und $0,05 \mu\text{m}$ im Bereich bis $1000 \mu\text{m}$, sowie $0,5 \mu\text{m}$ bis zum Maximalabstand, der etwa 10 mm beträgt. Bei Fusions-Verdampfungsreaktionen wird durch die Wechselwirkung des Strahls mit den Target- und Stopperfolien Energie in diesen deponiert, was zu einer

thermischen Expansion des Systems führt. Die Änderung des Abstands zwischen den Folien wird durch den Piezokristall ausgeglichen, der einen Hub von $30\ \mu\text{m}$ hat. Zu diesem Zweck wird ein aktives Regelsystem eingesetzt [Böh91, Tie95, Peu96], dessen Regelgröße die Kapazität des von den Folien gebildeten Kondensators ist [AB70].

6.2 Das γ -Spektrometer GASP

Zur Durchführung kernphysikalischer Experimente sind Spektrometer mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit nötig. Ein solches 4π -Multidetektorsystem ist das γ -Spektrometer GASP [Baz92] am INFN Laboratori Nazionali di Legnaro in Italien. Es besteht aus 40 großvolumigen Germaniumdetektoren, die sich in einem Abstand von 27 cm zum Target befinden und zur aktiven Unterdrückung von Compton-gestreuten γ -Quanten mit Wismut-Germanat (BGO) Schilden umgeben sind. In diesem Experiment wurde das Spektrometer in der Konfiguration I betrieben, dass heißt es war zusätzlich ein 4π -BGO-Ball als Multiplizitätsfilter und zur Bestimmung der Summenenergie eingebaut. Der Aufbau ist in Abbildung 6.2 dargestellt.



Abbildung 6.2: Das γ -Spektrometer GASP in Konfiguration I. Eingebaut ist der Kölner Kugelplunger mit montiertem Teilchenspektrometer ISIS unter Vorwärtsrichtung.

Zur Anwendung der RDDS Methode werden Gruppen von Detektoren mit annähernd gleichem Winkel zur Strahlachse zusammengefasst. Die 40 Detektoren des

γ -Spektrometers GASP werden in sieben Ringe aufgeteilt, von denen bei hinreichend großer Doppler-Verschiebung die äußeren sechs Ringe und damit 32 Detektoren, verwendet werden können. In Tabelle 6.1 ist die Einteilung der Detektoren in die jeweiligen Winkelgruppen aufgeführt.

Ring Nummer	mittlerer Winkel	Θ	Anzahl	Θ	Anzahl
1	34,6°	36,0°	4	31,7°	2
2	59,4°	60,0°	4	58,3°	2
3	72,0°	72,0°	4		
4	90,0°	90,0°	8		
5	108,0°	108,0°	4		
6	120,6°	120,0°	4	121,7°	2
7	145,4°	144,0°	4	148,3°	2

Tabelle 6.1: Die Einteilung der Detektoren des γ -Spektrometers GASP in Ringe. Neben dem mittleren Winkel ist für jeden Ring die Anzahl der zugehörigen Detektoren und deren exakter Winkel zur Strahlachse angegeben.

6.3 Das Teilchenspektrometer ISIS

In Fusions-Verdampfungsreaktionen entstehen eine ganze Reihe von Endkernen, deren γ -Zerfälle alle in den Matrizen zu finden sind. Koinzidenzschnitte in diesen Matrizen liefern Spektren der verschiedenen Kerne. Die Methode der Koinzidenzschnitte führt nur zu befriedigenden Ergebnissen, wenn der Übergang, auf den geschnitten wird, kein Dublett ist, das heißt, wenn die γ -Energie nur einmal in genau einem Kern vorkommt.

Eine andere Möglichkeit für die Wahl des Reaktionskanals besteht darin, die geladenen Teilchen, die während der Verdampfungsphase emittiert werden, nachzuweisen. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation zum ersten Mal eine Hälfte der Italien Silicon Sphere (ISIS) [FdAdP⁺97] zusammen mit dem Kölner Kugelplunger eingesetzt. ISIS besteht aus 40 Silizium-Teilchenteleskopen, von denen 25 unter Vorwärtsrichtung (siehe Abbildung 6.2), in einer Halbkugel, auf den Plunger montiert waren. Diese 25 Teleskope deckten etwa 40% von 4π ab.

Ein Teleskop besteht jeweils aus einer dünnen und einer dahinter angebrachten dicken Siliziumfolie. Beim Durchfliegen der dünnen Folie verliert ein geladenes Teilchen einen Teil seiner Energie, daher wird diese auch ΔE -Detektor genannt. Die Restenergie wird in der dicken Folie, dem E -Detektor deponiert (Abbildung 6.3). Werden in beiden Detektoren eines Teleskops Ereignisse nachgewiesen, so werden diese in eine Matrix einsortiert. Ereignisse, die von verschiedenen Teilchensorten stammen, werden in verschiedenen Bereichen der Matrix einsortiert, die durch konstantes mZ^2 charakterisiert sind. Dabei beschreiben m und Z Masse und Ladung des nachgewiesenen

nen Teilchens. Die Bereiche in der Matrix werden durch die Bethe-Bloch-Gleichung

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{mZ^2}{E} \quad (6.1)$$

festgelegt, die den Energieverlust beschreibt.

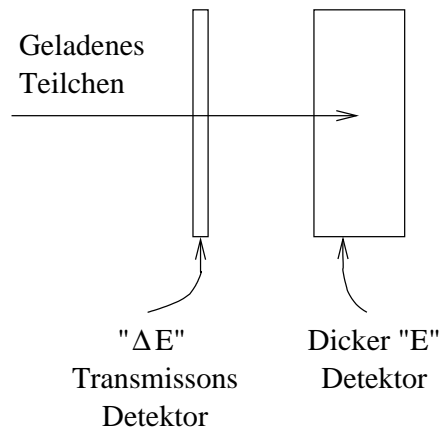


Abbildung 6.3: Das Messprinzip der Teilchenteleskope. Bei der Transmission durch den ΔE -Detektor verliert das geladene Teilchen einen Teil seiner Energie. Die Restenergie wird im dicken E -Detektor deponiert.

6.4 Das Experiment

Der angeregte Kern ^{107}In und seine Nachbarkerne wurden durch die Fusions-Verdampfungsreaktion $^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr}, \text{anbpc}\alpha)$ erzeugt. Der Chromstrahl mit einer Energie von 190 MeV wurde durch den XTU-Tandembeschleuniger des Laboratori Nazionali di Legnaro bereitgestellt. Als Target wurde eine $0,93 \text{ mg/cm}^2$ freitragende Nickelfolie verwendet, die zu 99,98% angereichert war. In einer $11,8 \text{ mg/cm}^2$ dicken ^{197}Au -Folie wurden die Rückstoßkerne gestoppt. Als Reaktionskammer wurde der Kölner Kugelplunger verwendet, in dem zusätzlich zu Target und Stopper noch eine 50 mg/cm^2 Wismutfolie zum vollständigen Stoppen des Strahls eingebaut war. Zum Nachweis geladener Teilchen war auf den Plunger eine Halbkugel des Teilchenspektrometers ISIS montiert. Das γ -Spektrometer GASP wurde zum Nachweis der γ -Quanten in Konfiguration I – das heißt mit eingebauten 4π -BGO-Ball als Multiplizitätsfilter – betrieben. Insgesamt wurden 863 727 707 Ereignisse mit einer Mindestmultiplizität von drei auf Magnetbänder geschrieben. Die Ereignisse verteilen sich auf elf Abstände zwischen $6,94$ und $254,1 \mu\text{m}$, die zwischen zwei und acht Stunden gemessen wurden.

Die Parameter des Experiments sind in Tabelle 6.2 vollständig aufgeführt.

Tabelle 6.2: Die technischen Daten des Experiments am γ -Spektrometer GASP.

Reaktionen	$^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},3\text{p})^{107}\text{In}$ $^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},\text{n}3\text{p})^{106}\text{In}$ $^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},2\text{p}\alpha)^{104}\text{Cd}$
Target	$0,93 \text{ mg/cm}^2$ ^{58}Ni freitragend, Anreicherung 99,98%
Stopper	$11,8 \text{ mg/cm}^2$ ^{197}Au
Beamstopper	50 mg/cm^2 Bi
Strahlenergie	$E(^{52}\text{Cr}) = 190 \text{ MeV}$
Strahlstrom (Cup 7)	$I = 20 - 25 \text{ nA}$
Rückstoßgeschwindigkeit	$v/c = 3,39\%$
Multiplizität	≥ 3
Abstände	$6,94 \mu\text{m}$, $13,1 \mu\text{m}$, $21,2 \mu\text{m}$, $25,1 \mu\text{m}$, $31,3 \mu\text{m}$, $41,4 \mu\text{m}$, $50,6 \mu\text{m}$, $60,0 \mu\text{m}$, $75,1 \mu\text{m}$, $153,5 \mu\text{m}$, $253,1 \mu\text{m}$
Messzeiten	2 – 8 h
Ereignis-Zählrate	1,5 – 4,5 kBq
Anzahl Ereignisse	863 727 707
Eichung	^{152}Eu , ^{56}Co

Kapitel 7

Die Datenaufbereitung

7.1 Driftkorrektur und Eichung

Zunächst wurden aus den Rohdaten Energie- und Zeitspektren für jeden Detektor sortiert. Aus den Energiespektren wurden mit dem Programm *tv* [The94] Shiftkoeffizienten zur linearen Rekalibrierung der Energieskala der Detektoren bestimmt. Mit dem Programm *cali* [Kle98] wurde für jeden Detektor eine feste Beziehung zwischen Kanälen und Energien bestimmt.

Um zufällige Koinzidenzen durch zeitlichen Untergrund auszuschließen, wurde auf den prompten Zeitpeak in den Zeitspektren ein ca. 30 ns breites Fenster gesetzt. Von den so sortierten $\gamma\gamma$ -Matrizen wurden $\gamma\gamma$ -Matrizen subtrahiert, die koinzident zu einem ebenfalls ca. 30 ns breiten Fenster im verzögerten Bereich der Zeitspektren waren.

7.2 Teilchenmatrizen

Zur Identifizierung verschiedener Ausgangskanäle der Fusions-Verdampfungsreaktion wurden die Energieinformationen der Teilchenteleskope des ISIS-Spektrometers in individuelle Matrizen einsortiert. Dabei wurden pro Teleskop die Energien des Transmissionsdetektors gegen die Energien des *E*-Detektors aufgetragen. In den so erhaltenen Matrizen (Abbildung 7.1) wurden mit dem Programm *loom* [NF01] Polygonzüge um die einzelnen Häufungspunkte gelegt. Diese Polygonzüge wurden in einem weiteren Sortierprogramm verwendet, um die Teilchenidentifizierung durchzuführen und so selektiv $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen zu sortieren.

7.3 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen

Mit dem Programm *xagent* wurde ein Programm generiert, das $4k \times 4k$ -Lebensdauer-matrizen aus GASP-Rohdaten sortiert. Die Matrizen wurden zunächst ohne Teilchen-

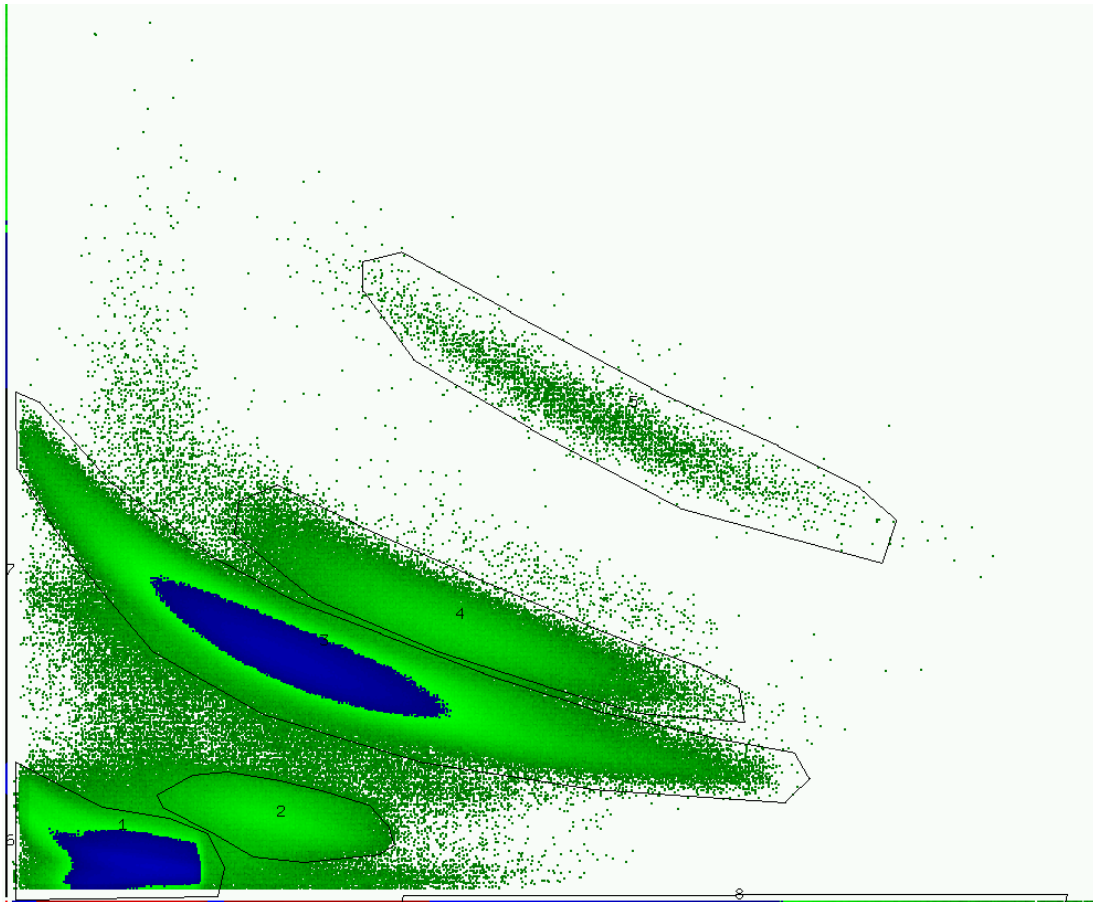


Abbildung 7.1: Matrix eines Teilchenteleskops. Aufgetragen ist die Energieinformation des ΔE -Detektors gegen die des E -Detektors. Die Häufungspunkte werden aufgrund ihrer Form auch als Teilchen-„Bananen“ bezeichnet. Ebenfalls sind die Polygonzüge eingezeichnet, die als Kriterium für die Unterscheidung der Teilchen verwendet wurden. Markiert sind 1: Ein Proton (p), 2: Zwei p, 3: Ein α , 4: Ein α , ein p, 5: Zwei α , 6: Ein p, 7: Ein α und 8: Ein α .

bedingung angelegt. Eine erste Analyse der Matrizen ergab, dass drei Ausgangskanäle hinreichend viel Statistik für die Auswertung von Lebensdauern hatten. Diese sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt.

Nach dieser Voranalyse wurde eine weitere Sortierung durchgeführt, diesmal mit Teilchenbedingung. Dabei war der Ausgangskanal ^{104}Cd als einziger α -Reaktionskanal vielversprechend für die Analyse.

7.4 Abstandseichung

Für die Bestimmung der Lebensdauern muss der Abstand zwischen Target- und Stopperfolie bekannt sein. Zu diesem Zweck wird vor der Messung eine Eichung über

Kern	Kernreaktion
^{107}In	$^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},3\text{p})^{107}\text{In}$
^{106}In	$^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},\text{n}3\text{p})^{106}\text{In}$
^{104}Cd	$^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},2\text{p}\alpha)^{104}\text{Cd}$

Tabelle 7.1: Die beobachteten Reaktionskanäle des Experiments am GASP mit hinreichend viel Statistik für die Auswertung von Lebensdauern.

den gesamten Messbereich durchgeführt, wobei das Kapazitätssignal der Folien gegen einen induktiven Längenaufnehmer (TESATRONIC) geeicht wird. Dabei wird der Strahl abgeschaltet und die Abstandsregelung ausgeschaltet. In Tabelle A.1 und Abbildung A.1 ist die Kapazitätseichung dargestellt. Die in Tabelle A.2 aufgeführten Abstände sind mit einer additiven Konstante versehen. Da bei der Bestimmung der Lebensdauern nur die Differenzen der Abstände zwischen Target und Stopper eingehen, hat dies jedoch keine Auswirkungen.

7.5 Normierung

Die Messzeiten für die verschiedenen Abstände waren nicht gleich und folglich auch nicht die Anzahl der jeweils gemessenen Kernreaktionen. Es musste eine Normierung durchgeführt werden, damit die Spektren, aus denen die Intensitäten bestimmt wurden, vergleichbar waren. Um die Normierungsfaktoren zu erhalten, wurden Koinzidenzfenster auf die Doppler-verschobene und unverschobene Linie mit der Energie 160 keV aus ^{107}In gesetzt. In den resultierenden Schnittspektren wurde für die Übergänge mit den Energien 204 und 611 keV jeweils die Gesamtintensität aus unverschobener und Doppler-verschobener Linie bestimmt. Mit diesen Werten wurde für jeden Winkel und jeden Übergang getrennt die Normierung auf den Abstand mit der stärksten Intensität berechnet. Dabei ergaben sich keine Abweichungen außerhalb statistischer Schwankungen. So konnte die Abstandsnormierung gewonnen werden, indem für jeden Abstand die Intensitäten der genannten Übergänge über alle Winkel aufsummiert und anschließend die Verhältnisse dieser Summen zum Abstand stärkster Intensität bestimmt wurden. In Tabelle A.3 sind die Normierungsfaktoren zusammengestellt.

7.6 Bestimmung der Rückstoßgeschwindigkeit

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne wurde für mehrere Linien mit deutlicher Doppler-Verschiebung Position und Fehler in den Spektren eines mittleren Abstands zwischen Target und Stopper bestimmt. Es wurden Detektorringe unter Vorwärts- und Rückwärtsrichtung und Linien bei hohen und niedrigen Energien verwendet. Die Ergebnisse wurden mit der Nummer des entsprechenden Rings in eine

Datei eingetragen. Mit dem Programm *voverc* [Peu00] wurde über

$$\frac{v}{c} = \left(\frac{E_s}{E_u} - 1 \right) \cdot \cos^{-1} \theta_{\text{Ring}} \quad (7.1)$$

aus den unverschobenen und Doppler-verschobenen Energien E_u , E_s und dem Winkel θ_{Ring} der Ringe gegen die Strahlachse die jeweilige Rückstoßgeschwindigkeit mit Fehler berechnet.

Für diese Messung wurde eine Rückstoßgeschwindigkeit von

$$\left\langle \frac{v}{c} \right\rangle = 0,0337 \pm 0,0009 = (3,37 \pm 0,09)\% \quad (7.2)$$

der Lichtgeschwindigkeit berechnet.

Kapitel 8

Die Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 26 Lebensdauern in den Kernen ^{107}In , ^{106}In und ^{104}Cd bestimmt, davon 19 erstmalig.

In Folgenden werden diese Lebensdauern vorgestellt (Tabellen 8.1-8.4). Die Lebensdauern in den ersten drei Tabellen wurden aus $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen bestimmt, in die die gesamte γ -Information des Experiments sortiert wurde. Zur Bestimmung der Lebensdauern von ^{104}Cd in der letzten Tabelle wurden Matrizen aus Ereignissen sortiert, in denen mindestens ein α -Teilchen mit dem Teilchenspektrometer ISIS nachgewiesen wurde. Für die Bestimmung der Lebensdauern wurde das Programmpaket von Peusquens [Peu00] verwendet.

8.1 Lebensdauern im Kern ^{107}In

Der für die vorliegende Auswertung relevante Teil des Termschemas des Kerns ^{107}In (Abbildung A.3), das von Kownacki *et al.* [KLN⁺97] stammt, ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Vor dieser Arbeit waren vier Lebensdauern [AKE⁺87, IIM⁺94] beziehungsweise obere Grenzen für Lebensdauern angeregter Niveaus in diesem Kern veröffentlicht. Die Lebensdauer des $17/2^+$ -Zustandes war mit 0,87-2,45 ns angegeben und die des $19/2^+$ -Zustandes mit 39(6) ps. Für die Lebensdauern des $19/2^-$ -Zustandes bei 3283 keV beziehungsweise des $21/2^-$ -Zustandes bei 3442 keV war jeweils die obere Grenze 289 ps angegeben.

Insgesamt wurden im Rahmen der durchgeführten Auswertung elf Lebensdauern von Yrast-Zuständen in ^{107}In bis zu einem Zustand mit dem Spin $(31/2)^-$ bei 5566 keV sowie zwei weitere Lebensdauern von Yrare-Zuständen, darunter neun erstmalig, bestimmt. Sie sind in Tabelle 8.1 zusammengestellt. Die Lebensdauer des $17/2^+$ -Zustands konnte nicht ausgewertet werden, da sie für die verwendete Messmethode zu lang war.

Für Lebensdauern mit einer Länge von weniger als 1,5 ps muss der Effekt der endlichen Abbremszeit im Stopper [PTG⁺99] berücksichtigt werden. Dazu wurden die entsprechenden Lebensdauern mit einem empirischen Faktor aus [Sah00] korrigiert.

Die Anwendbarkeit dieser Faktoren für den Kern ^{128}Ba auf die hier gemessenen Kerne wurde von Pavel Petkov [Pet01] für einige Lebensdauern durch Rechnungen überprüft. Die korrigierten Lebensdauern stehen in der letzten Spalte von Tabelle 8.1.

Tabelle 8.1: Lebensdauern angeregter Zustände im Kern ^{107}In . Für Lebensdauern mit einer Länge von weniger als 1,5 ps wurde der Effekt der endlichen Abbremszeit im Stopper berücksichtigt. In der letzten Spalte stehen die diesbezüglich korrigierten Lebensdauern. Für die Korrektur wurde ein empirischer Faktor aus [Sah00] verwendet.

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$\bar{\tau}_{\text{korrr}}$ ($\Delta\bar{\tau}_{\text{korrr}}$) [ps]
19/2 ⁺	2004	150,1	34,1 (35) θ_0^d , 22,5 (26) θ_1^d 31,1 (59) θ_5^d , 34,4 (19) θ_0^i 33,3 (48) θ_2^i , 43,6 (34) θ_5^i 41,7 (39) θ_6^i	33,5 (18)	
21/2 ⁺	2795	791,0	0,64 (18) θ_0^d , 0,49 (17) θ_5^d 0,74 (17) θ_6^d , 0,59 (19) θ_0^i	0,62 (9)	0,86 (13)
19/2 ⁻	3283	1429,4	3,54 (55) θ_1^d , 4,13 (75) θ_2^d 3,91 (60) θ_5^d , 4,29 (64) θ_6^d	3,92 (31)	
21/2 ⁻	3442	1438,1	3,53 (38) θ_0^d , 3,42 (37) θ_1^d 3,88 (61) θ_2^d , 4,56 (105) θ_6^d 3,70 (47) θ_0^i , 3,80 (41) θ_1^i 4,00 (57) θ_2^i , 2,22 (22) θ_6^i	3,11 (14)	
21/2 ⁻	3442	159,0	3,18 (19) θ_0^d , 3,83 (21) θ_1^d 3,69 (47) θ_2^d , 3,33 (25) θ_5^d 3,03 (26) θ_6^d , 2,96 (18) θ_0^i 3,00 (15) θ_1^i , 3,36 (33) θ_2^i 3,01 (37) θ_4^i , 3,21 (23) θ_5^i 3,01 (33) θ_6^i	3,19 (7)	
21/2 ⁻	3442			3,17 (6)	
23/2 ⁻	3646	851,2	1,50 (20) θ_0^d , 1,73 (30) θ_1^d 2,99 (46) θ_2^d , 3,66 (8) θ_4^d 2,89 (46) θ_5^d , 1,47 (17) θ_6^d 2,35 (24) θ_1^i , 5,63 (100) θ_2^i 2,56 (106) θ_4^i , 3,88 (114) θ_5^i 1,36 (34) θ_6^i	1,83 (10)	
23/2 ⁻	3646	203,9	1,95 (7) θ_0^d , 2,63 (8) θ_1^d 2,81 (13) θ_2^d , 2,43 (15) θ_4^d 2,51 (11) θ_5^d , 2,68 (13) θ_6^d 1,43 (10) θ_1^i , 2,68 (13) θ_2^i 2,41 (27) θ_4^i , 3,19 (13) θ_5^i 2,66 (13) θ_6^i	2,36 (4)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle 8.1: Lebensdauern in ^{107}In (Fortsetzung).

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$\bar{\tau}_{\text{korr}}$ ($\Delta\bar{\tau}_{\text{korr}}$) [ps]
23/2 ⁻	3646			2,29 (4)	
25/2 ⁻	4039	393,0	0,89 (6) θ_1^d , 1,69 (36) θ_2^d 0,497 (74) θ_6^d	0,75 (5)	0,98 (7)
27/2 ⁻	4651	611,9	0,23 (6) θ_1^d , 0,35 (6) θ_5^d 0,11 (3) θ_6^d	0,18 (2)	0,34 (6)
29/2 ⁻	5183	532,2	0,14 (5) θ_1^d , 0,12 (13) θ_5^d 0,15 (10) θ_6^d	0,13 (3)	0,25 (7)
31/2 ⁻	5566	382,8	0,29 (8) θ_1^d , 1,42 (66) θ_2^d 0,74 (46) θ_4^d , 0,42 (11) θ_5^d	0,36 (7)	0,58 (12)
21/2 ⁻	3537	1533,1	2,74 (29) θ_0^d , 2,68 (26) θ_1^d 2,73 (29) θ_2^d , 2,64 (35) θ_4^d 2,58 (21) θ_5^d , 2,35 (21) θ_6^d 2,66 (59) θ_0^i , 2,51 (41) θ_1^i 2,46 (58) θ_2^i , 2,75 (81) θ_4^i 2,29 (46) θ_5^i , 3,50 (88) θ_6^i	2,58 (9)	
23/2 ⁻	3852	315,7	1,21 (14) θ_0^d , 1,46 (14) θ_1^d 1,77 (24) θ_2^d , 0,84 (19) θ_4^d 1,04 (13) θ_5^d , 1,57 (29) θ_6^d	1,24 (7)	1,36 (8)

8.2 Lebensdauern im Kern ^{106}In

Für den Kern ^{106}In wurden sieben Lebensdauern in der Yrast-Bande bis zum Spin 14⁻ bei 3783 keV erstmalig bestimmt.

Bislang waren für den Kern ^{106}In keine Lebensdauern bekannt. Das Termschema (Abbildung A.2) wurde von Seweryniak *et al.* [SKN⁺95] veröffentlicht, der relevante Teil ist in Abbildung 8.2 dargestellt.

Tabelle 8.2: Lebensdauern angeregter Zustände im Kern ^{106}In .

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$\bar{\tau}_{\text{korr}}$ ($\Delta\bar{\tau}_{\text{korr}}$) [ps]
8 ⁻	1419	1419,4	2,62 (11) θ_0^d , 3,01 (13) θ_1^d 2,99 (19) θ_2^d , 3,23 (23) θ_4^d 3,17 (14) θ_5^d , 3,02 (13) θ_6^d 3,18 (17) θ_0^i , 2,17 (14) θ_1^i 2,92 (21) θ_2^i , 3,20 (34) θ_4^i 2,24 (15) θ_5^i , 2,74 (16) θ_6^i	2,80 (4)	

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle 8.2: Lebensdauern in ^{106}In (Fortsetzung).

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$\bar{\tau}_{\text{korr}}$ ($\Delta\bar{\tau}_{\text{korr}}$) [ps]
9^-	1628	208,9	2,05 (8) θ_0^d , 2,28 (8) θ_1^d 2,01 (11) θ_2^d , 2,34 (15) θ_4^d 2,08 (8) θ_5^d , 2,02 (11) θ_6^d 1,56 (10) θ_0^i , 2,61 (8) θ_1^i 2,24 (11) θ_2^i , 2,29 (15) θ_4^i 2,36 (9) θ_5^i , 2,63 (13) θ_6^i	2,19 (3)	
10^-	2148	520,1	0,22 (3) θ_0^d , 0,26 (4) θ_1^d 0,33 (6) θ_2^d , 0,17 (4) θ_4^d 0,17 (4) θ_5^d , 0,16 (3) θ_6^d 0,26 (5) θ_1^i , 0,16 (7) θ_2^i 0,24 (12) θ_4^i , 0,28 (7) θ_5^i	0,25 (1)	0,45 (5)
11^-	2731	582,4	0,13 (3) θ_0^d , 0,39 (5) θ_1^d 0,48 (8) θ_2^d , 0,90 (19) θ_4^d 0,37 (6) θ_5^d , 0,29 (5) θ_6^d 0,18 (5) θ_0^i , 0,35 (5) θ_1^i 0,52 (8) θ_2^i , 0,19 (18) θ_4^i 0,37 (6) θ_6^i	0,29 (2)	0,50 (5)
12^-	3182	451,3	0,18 (4) θ_0^d , 0,57 (7) θ_1^d 0,40 (8) θ_2^d , 0,36 (6) θ_5^d 0,27 (5) θ_6^d , 0,81 (16) θ_1^i 0,66 (36) θ_2^i , 0,85 (17) θ_5^i 0,32 (13) θ_6^i	0,32 (2)	0,54 (6)
13^-	3457	274,7	0,88 (6) θ_0^d , 1,59 (10) θ_1^d 1,55 (14) θ_2^d , 1,63 (21) θ_4^d 1,29 (9) θ_5^d , 1,14 (8) θ_6^d 1,25 (11) θ_0^i , 1,22 (14) θ_1^i 1,14 (16) θ_2^i , 1,82 (41) θ_4^i 1,45 (15) θ_5^i , 1,05 (17) θ_6^i	1,20 (3)	1,36 (5)
14^-	3783	326,3	0,57 (13) θ_0^d , 1,23 (26) θ_1^d 1,06 (30) θ_2^d , 0,95 (47) θ_4^d 0,45 (10) θ_5^d , 0,56 (21) θ_6^d	0,60 (7)	0,84 (11)

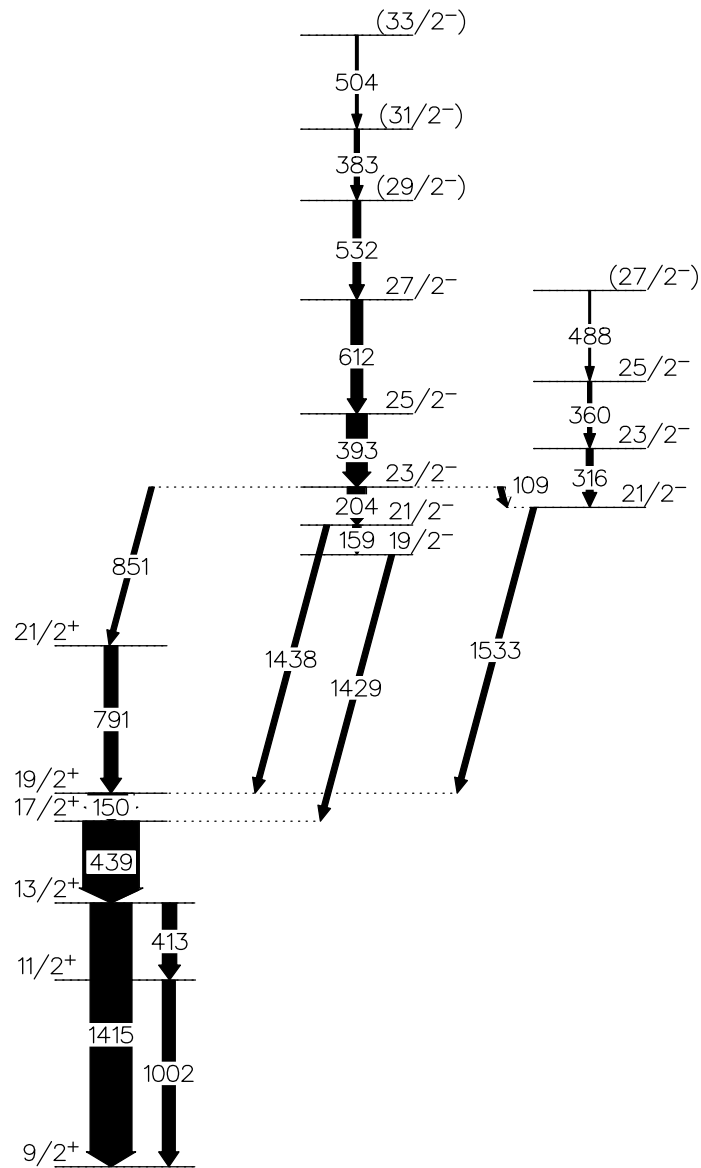


Abbildung 8.1: Ausschnitt aus dem Termschema des Kerns ^{107}In [KLN⁺97].

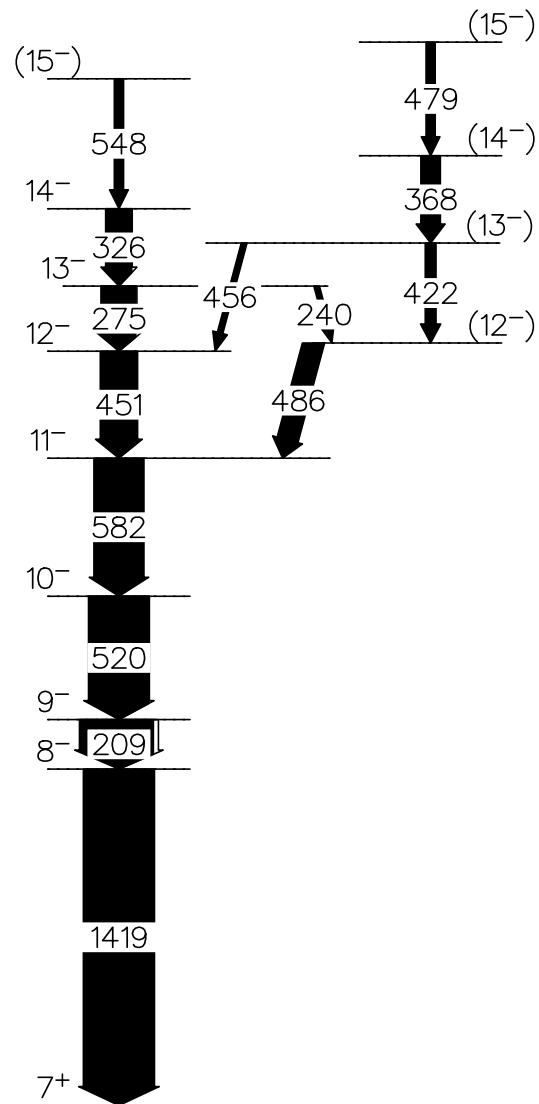


Abbildung 8.2: Ausschnitt aus dem Termschema des Kerns ^{106}In [SKN⁺95].

8.3 Lebensdauern im Kern ^{104}Cd

Für den Kern ^{104}Cd war vor dem Beginn dieser Arbeit nur die Lebensdauer des 8^+ -Zustandes bei 2903,8 keV [AKR⁺85] mit 1,2 ns angegeben. Das Termschema (Abbildung A.4) stammt von de Angelis *et al.* [dAFV⁺99], der für diese Arbeit relevante Teil ist in Abbildung 8.3 dargestellt. Mittlerweile ist eine Veröffentlichung [MJY⁺01] erschienen, in der zahlreiche Lebensdauern aus ^{104}Cd angegeben sind und das Termschema aus [dAFV⁺99] im Wesentlichen bestätigt wurde.

In der Yrast-Bande wurden acht Lebensdauern zwischen dem 2^+ -Zustand bei 658,2 keV und dem 15^- -Zustand bei 6665,6 keV bestimmt, davon drei erstmalig.

Die Lebensdauern für ^{104}Cd wurden auf zwei Arten bestimmt. Zuerst wurden sie aus $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen ausgewertet, in die die gesamte γ -Information des Experiments einsortiert wurde. Diese Lebensdauern sind in Tabelle 8.3 zusammengestellt. Im zweiten Schritt wurden die $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen unter der Bedingung sortiert, dass vom Teilchenspektrometer ISIS mindestens ein α -Teilchen nachgewiesen wurde. Die α -koinzident ausgewerteten Lebensdauern sind in Tabelle 8.4 aufgeführt.

Bei der Auswertung hat sich das Sortieren von α -koinzidenten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen besonders beim Setzen der Koinzidenzfenster in den Projektionen als vorteilhaft erwiesen.

Tabelle 8.3: Lebensdauern angeregter Zustände im Kern ^{104}Cd ohne Teilchen-Koinzidenzbedingung.

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	$\tau(\theta_n^d)$ [ps]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$\bar{\tau}_{\text{korr}}$ ($\Delta\bar{\tau}_{\text{korr}}$) [ps]
2^+	658	658,2	7,92 (108) θ_0^d , 8,08 (135) θ_1^d 8,89 (213) θ_2^d , 9,97 (171) θ_5^d 8,55 (200) θ_6^d	8,44 (67)	
4^+	1492	834,3	0,55 (29) θ_0^d , 1,27 (51) θ_1^d 1,15 (69) θ_2^d , 0,93 (68) θ_4^d 0,67 (29) θ_6^d	0,74 (18)	0,96 (24)
6^+	2371	878,5	1,88 (82) θ_0^d	1,88 (82)	
8^+	3212	841,2	11,84 (392) θ_1^d , 11,53 (280) θ_5^d 8,55 (175) θ_6^d	9,70 (139)	
9^-	4040	828,3	9,70 (135) θ_0^d , 25,18 (598) θ_2^d 12,92 (254) θ_5^d , 7,78 (154) θ_6^d	9,80 (93)	
11^-	4744	703,4	4,83 (81) θ_0^d , 2,86 (27) θ_1^d 4,07 (78) θ_2^d , 5,84 (152) θ_4^d 4,58 (73) θ_5^d , 3,56 (42) θ_6^d	3,40 (20)	
13^-	5675	931,3	2,25 (62) θ_0^d , 0,79 (15) θ_1^d 1,31 (42) θ_2^d , 1,18 (32) θ_5^d 0,77 (11) θ_6^d	0,85 (8)	1,05 (10)

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle 8.3: Lebensdauern in ^{104}Cd (Fortsetzung).

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$\bar{\tau}_{\text{korr}}$ ($\Delta\bar{\tau}_{\text{korr}}$) [ps]
15^-	6665	990,3	$0,47$ (17) θ_0^d , $0,22$ (7) θ_1^d $0,50$ (21) θ_5^d , $0,28$ (11) θ_6^d	$0,28$ (5)	$0,48$ (10)

Tabelle 8.4: Lebensdauern angeregter Zustände im Kern ^{104}Cd . Als Koinzidenzbedingung wurde mindestens ein nachgewiesenes α -Teilchen gefordert.

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	$\tau(\theta_n^m)$ [ps]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$\bar{\tau}_{\text{korr}}$ ($\Delta\bar{\tau}_{\text{korr}}$) [ps]
2^+	658	658,2	$12,31$ (196) θ_0^d , $8,74$ (186) θ_1^d $9,18$ (308) θ_2^d , $22,39$ (984) θ_4^d $11,42$ (256) θ_5^d , $12,18$ (285) θ_6^d	$10,8$ (10)	
4^+	1492	834,3	$1,02$ (48) θ_1^d , $4,86$ (220) θ_2^d $2,39$ (129) θ_4^d , $0,43$ (25) θ_5^d	$0,65$ (22)	$0,88$ (30)
6^+	2371	878,5	$1,14$ (92) θ_0^d , $1,28$ (192) θ_2^d $1,25$ (109) θ_6^d	$1,20$ (66)	$1,36$ (75)
8^+	3212	841,2	$9,61$ (335) θ_0^d , $10,32$ (460) θ_4^d	$9,9$ (27)	
9^-	4040	828,3	$7,37$ (152) θ_0^d , $10,94$ (254) θ_1^d	$8,3$ (13)	
11^-	4744	703,4	$4,01$ (59) θ_0^d , $4,81$ (114) θ_2^d $4,46$ (124) θ_4^d , $3,68$ (47) θ_5^d $4,66$ (96) θ_6^d	$4,02$ (32)	
13^-	5675	931,3	$1,13$ (66) θ_0^d , $1,08$ (33) θ_1^d $1,41$ (96) θ_2^d , $0,93$ (42) θ_4^d $1,01$ (116) θ_6^d	$1,06$ (23)	$1,24$ (27)
15^-	6665	990,3	$0,64$ (29) θ_1^d , $0,48$ (26) θ_2^d $0,16$ (20) θ_4^d , $0,89$ (42) θ_5^d	$0,31$ (13)	$0,52$ (22)

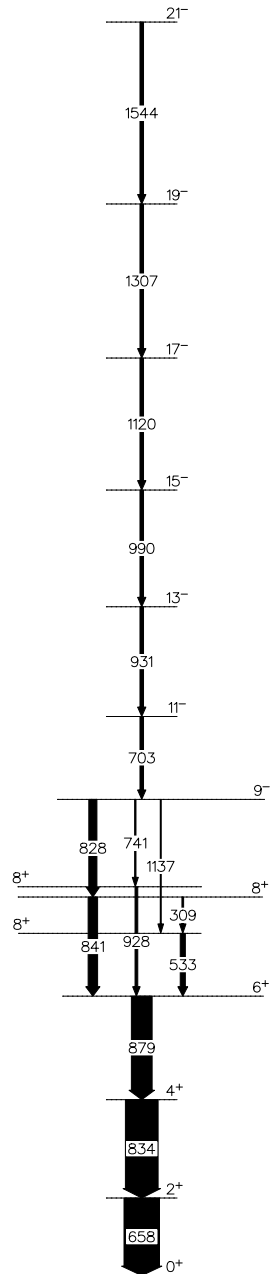


Abbildung 8.3: Ausschnitt aus dem Termschema des Kerns ^{104}Cd [dAFV⁺99].

Kapitel 9

Die Diskussion der Ergebnisse

9.1 Magnetische Rotation im Kern ^{107}In

In den vergangenen Jahren wurden in den neutronenarmen Kernen der Bleiregion Kaskaden starker magnetischer Dipolübergänge ($M1$ -Übergänge) mit ungewöhnlichen Eigenschaften gefunden.

- Die Kaskaden sind sehr regelmäßig und haben keine Signaturaufspaltung, ähnlich den Banden mit großem K in normal deformierten Kernen.
- Sehr kleine $E2$ -Übergänge weisen auf kleine Deformationen hin.
- Die $B(M1)$ -Werte sind sehr groß (in der Größenordnung von einigen μ_N^2 .)
- Das Verhältnis der Trägheitsmomente zu den $B(E2)$ -Werten ist eine Größenordnung über dem von normal- oder superdeformierten Kernen.

Demzufolge wurden rotationsähnliche Kaskaden von Übergängen in Kernen mit sehr kleiner Deformation beobachtet. Das stand im Widerspruch zum Konzept, dass Rotationsbanden durch die deutliche Deformation des Kerns gebildet werden. Die Interpretation erfolgte im Rahmen einer neuen Anregung [Fra93], der so genannten „magnetischen Rotation“. Im Gegensatz zur normalen Rotation der deformierten Ladungsverteilung rotiert dabei der magnetische Dipol um den Drehimpulsvektor. In der Bleiregion wird die Zunahme des Drehimpulsvektors in der Bande durch die simultane Umorientierung der Spins von Protonen Teilchen ($h_{9/2}$ oder $i_{13/2}$) und Neutronen Löchern ($i_{13/2}$) gebildet. Diese Drehimpulsvektoren stehen in der Nähe des Bandenkopfes nahezu senkrecht aufeinander und richten sich mit zunehmender Rotationsfrequenz parallel zum Vektor des Gesamtdrehimpulses aus („Shearsmechanismus“). Die magnetische Rotation kann im Rahmen des Tilted Axis Cranking (TAC) Modells (siehe [Fra93]) beschrieben werden. Charakteristisch für den Shearsmechanismus ist, dass in den $M1$ -Banden die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(M1)$ mit wachsendem Drehimpuls kleiner werden. Das liegt daran, dass die $B(M1)$ -Werte proportional zu der Komponente des magnetischen Moments sind, die senkrecht auf dem

Gesamtdrehimpuls steht. Auch für Kerne in der Massenregion $A = 100$ wurden magnetische Dipolbanden mit magnetischer Rotation vorhergesagt und zum Beispiel im Kern ^{105}Sn [GdAF⁺97] nachgewiesen. Dabei bilden Neutronen Teilchen ($h_{11/2}$) und Protonen Löcher ($g_{9/2}$) den rotierenden Dipol.

Im Kern ^{107}In waren $M1$ -Banden bekannt und damit lag eine Untersuchung auf magnetische Rotation nahe. Von Frauendorf *et al.* [FR97] wurden magnetische Dipolbanden der ungeraden Indium Isotope $^{107,109,111,113}\text{In}$ durch Rechnungen mit Hilfe des Schalenmodells untersucht. Die Ergebnisse dieser Veröffentlichung lassen $M1$ -Banden mit regulären Strukturen in den schweren Indium-Isotopen erwarten, wohingegen für den Kern ^{107}In keine reguläre Bandenstruktur und damit keine magnetische Rotation vorhergesagt wird.

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Lebensdauern und die daraus berechneten $B(M1)$ -Werte für den Kern ^{107}In sind in Tabelle 9.1 zusammengestellt. In der Abbildung 9.1 sind die $B(M1)$ -Werte gegen den Drehimpuls J aufgetragen. Sollte in der $\Delta J = 1$ Bande der Effekt der magnetischen Rotation existieren, müssten die $B(M1)$ -Werte mit steigendem Drehimpuls fallen. Die experimentellen $B(M1)$ -Werte widerlegen dieses Verhalten und stützen so die theoretischen Vorhersagen von Frauendorf *et al.* [FR97]. Auch im Kern ^{105}In konnte keine magnetische Rotation nachgewiesen [KJL⁺98] werden.

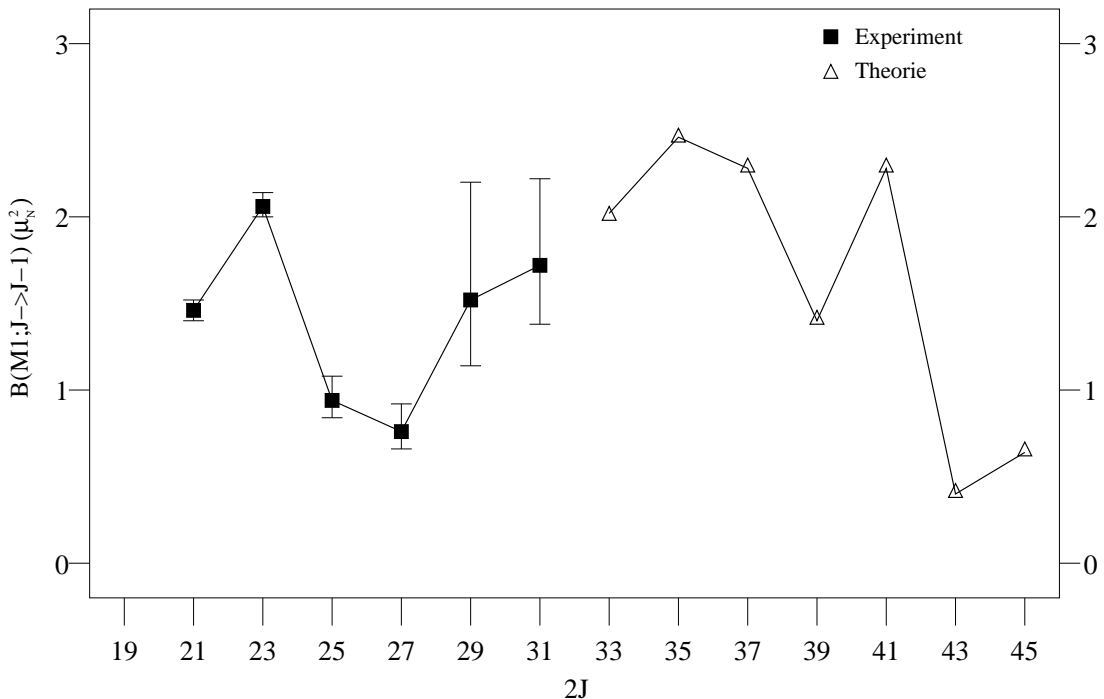


Abbildung 9.1: $B(M1; J \rightarrow J-1)$ aufgetragen gegen den Drehimpuls für den Kern ^{107}In . Die Theoriewerte sind der Veröffentlichung [FR97] entnommen. Sowohl die Theoriewerte als auch die experimentellen Werte zeigen keine Anzeichen einer magnetischen Rotation im Kern ^{107}In .

Tabelle 9.1: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ im Kern ^{107}In . Verzweigungsverhältnisse und Konversionskoeffizienten, die zur Berechnung der $B(\sigma l)$ verwendet wurden, sind in Tabelle A.4 aufgeführt.

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	σl	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	τ_{Lit} ($\Delta\tau_{\text{Lit}}$) [ps]	$B(\sigma l)$ M1:[μ_N^2] E1:[10^{-3}efm^2]
19/2 ⁺	2004	150,1	M1	33,5 (18)	39 (6) ¹	0,43 ^{+0,03} _{-0,02}
21/2 ⁺	2795	791,0	M1	0,86 (13)	-	0,13 ^{+0,03} _{-0,02}
19/2 ⁻	3283	1429,4	E1	3,92 (31)	<289 ²	0,05 ^{+0,01} _{-0,01}
21/2 ⁻	3442	1438,1	E1	3,17 (6)	<289 ²	0,042 ^{+0,001} _{-0,001}
21/2 ⁻	3442	159,0	M1	3,17 (6)	-	1,46 ^{+0,06} _{-0,05}
23/2 ⁻	3646	851,2	E1	2,29 (4)	-	0,098 ^{+0,004} _{-0,003}
23/2 ⁻	3646	203,9	M1	2,29 (4)	-	2,06 ^{+0,07} _{-0,06}
25/2 ⁻	4039	393,0	M1	0,98 (7)	-	0,94 ^{+0,08} _{-0,07}
27/2 ⁻	4651	611,9	M1	0,34 (6)	-	0,73 ^{+0,16} _{-0,11}
29/2 ⁻	5183	532,2	M1	0,25 (7)	-	1,50 ^{+0,67} _{-0,38}
31/2 ⁻	5566	382,8	M1	0,58 (12)	-	1,72 ^{+0,52} _{-0,34}
21/2 ⁻	3537	1533,1	E1	2,58 (9)	-	0,059 ^{+0,006} _{-0,006}
23/2 ⁻	3852	315,7	M1	1,36 (8)	-	1,30 ^{+0,11} _{-0,10}

In [KLN⁺97] werden Schalenmodellrechnungen für die Kerne $^{103,105,107,109}\text{In}$ vorgestellt. Aufgrund des eingeschränkten Konfigurationsraums, der für die letzten drei Kerne in Kauf genommen werden muss, werden dort nur die Ergebnisse der Rechnung für ^{103}In als physikalisch sinnvoll bewertet und diskutiert.

^{107}In liegt weit vom Schalenabschluss entfernt und dementsprechend sind Schalenmodellrechnungen wesentlich komplexer und würden den Rahmen dieser experimentellen Arbeit sprengen. In [KJL⁺98] werden Ergebnisse einer Lebensdauerermessung und Schalenmodellrechnungen – allerdings auch mit starken Einschränkungen für die Besetzung der Neutronenorbitale – für den Kern ^{105}In vorgestellt und diskutiert. Ausgehend vom doppeltmagischen Kern ^{100}Sn wird dort mit einem Protonenloch in der $g_{9/2}$ -Schale gerechnet und Neutronenorbitale bis zu $h_{11/2}$ besetzt. Die Konfiguration für die Yrast-Bande mit negativer Parität wird dort mit $\pi(g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(g_{7/2}^1 d_{5/2}^4)(h_{11/2})^1$ angegeben.

Die Ähnlichkeit der Termschemata von ^{105}In und ^{107}In (Abbildung 9.2) legt den Vergleich der Struktur der beiden Kerne nahe. In den Tabellen 9.2 und 9.3 sind die Ergebnisse beider Experimente sowie der Schalenmodellrechnung für den Kern ^{105}In zusammengestellt.

¹[AKE⁺87, IIM⁺94]

²[AKE⁺87]

Wie bei vielen Kernen dieser Massenregion werden starke magnetische Dipolübergänge mit $B(M1)$ -Werten zwischen 0,1 und 1,6 W.u. beobachtet. Die Übereinstimmung der gemessenen und für den Kern ^{105}In berechneten [KJL⁺98] reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten in ^{107}In und ^{105}In ist sehr hoch. Aufgrund der sehr großen Ähnlichkeit der Termschemata und der hohen Übereinstimmung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten wird für ^{107}In die gleiche Konfiguration wie für ^{105}In angegeben. Der Parametersatz, der für die Rechnungen im Kern ^{105}In und anderen Kernen dieser Massenregion verwendet wurde, stellt einen guten Ausgangspunkt für die Rechnungen in ^{107}In dar.

Tabelle 9.2: Vergleich der Ergebnisse für Übergänge mit elektrischem Dipolcharakter im Kern ^{107}In mit experimentellen Ergebnissen und Schalenmodellrechnungen für den Kern ^{105}In aus [KJL⁺98].

J^π [\hbar]	^{107}In			^{105}In			
	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(E1)$ [mW.u.]	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(E1)$ [W.u.]	
						exp.	theo.
19/2 ⁻	1429,4	3,92 (29)	$3,3_{-0,4}^{+0,5} \cdot 10^{-5}$	1828	<2	$> 3,3 \cdot 10^{-5}$	-
21/2 ⁻	1438,1	3,17 (6)	$2,9_{-0,1}^{+0,1} \cdot 10^{-5}$	1730	0,8 (1)	$9,6 (13) \cdot 10^{-5}$	-
23/2 ⁻	851,2	2,29 (4)	$0,7_{-0,2}^{+0,2} \cdot 10^{-4}$	1020	2,5 (2)	$1,2 (1) \cdot 10^{-4}$	-

Tabelle 9.3: Vergleich der Ergebnisse für Übergänge mit magnetischem Dipolcharakter im Kern ^{107}In mit experimentellen Ergebnissen und Schalenmodellrechnungen für den Kern ^{105}In aus [KJL⁺98].

J^π [\hbar]	^{107}In			^{105}In			
	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(M1)$ [mW.u.]	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(M1)$ [mW.u.]	
						exp.	theo.
19/2 ⁺	150,1	33,5 (18)	240_{-13}^{+15}	272	3,76 (18)	410 (20)	223
21/2 ⁺	791,0	0,86 (13)	74_{-11}^{+15}	840	0,75 (15)	67 (13)	1,5
21/2 ⁻	159,0	3,17 (6)	815_{-30}^{+31}	173	0,8 (1)	600 (200)	-
23/2 ⁻	203,9	2,29 (4)	1149_{-36}^{+37}	130	2,5 (2)	1200 (200)	-
25/2 ⁻	393,0	0,98 (7)	527_{-37}^{+43}	398	<2	>220	1414
27/2 ⁻	611,9	0,34 (6)	406_{-63}^{+90}	690	<0,5	>180	940
29/2 ⁻	532,2	0,25 (7)	837_{-211}^{+374}	442	1,5 (4) eff.	>180	665
31/2 ⁻	382,8	0,58 (12)	962_{-190}^{+290}	403	-	-	-
23/2 ⁵⁻	315,7	1,36 (8)	726_{-57}^{+64}	339	-	-	-

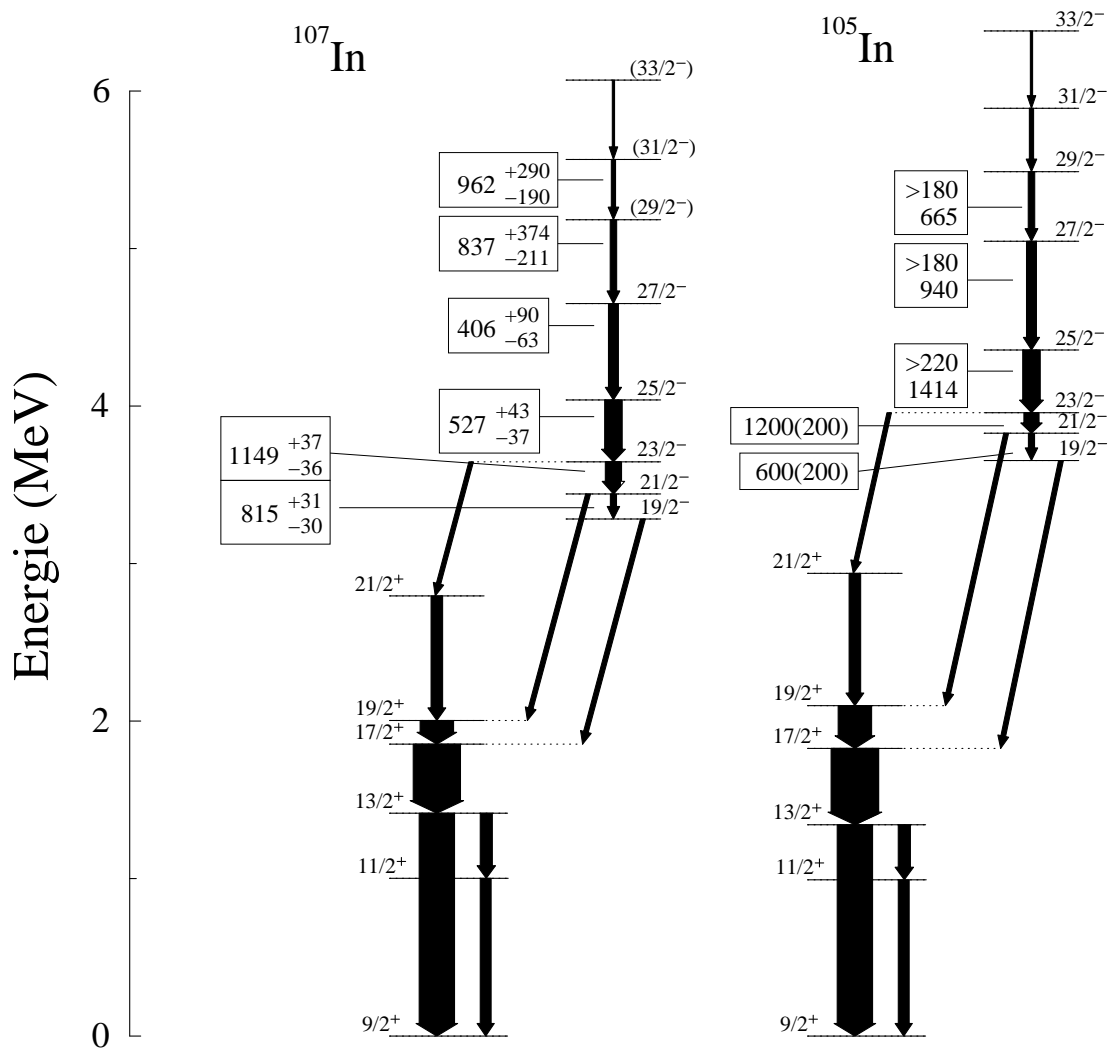


Abbildung 9.2: Ausschnitte aus den Termschemata der Kerne ^{107}In (links) und ^{105}In . Eingeraht sind die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten in mW.u. für den Kern ^{107}In aus der vorliegenden Arbeit und für den Kern ^{105}In aus [KJL⁺98]. Die große Ähnlichkeit der Termschemata und die hohe Übereinstimmung der vergleichbaren experimentellen $B(M1)$ -Werte zeigt, dass die Struktur der beiden Kerne im Wesentlichen gleich ist.

9.2 Übergangsstärken im Kern ^{106}In

Im Kern ^{106}In konnten sieben Lebensdauern von Yrast-Zuständen mit negativer Parität bestimmt werden. Daraus wurden die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet (Tabelle 9.4). Für ^{106}In existiert eine Schalenmodellrechnung [SKN⁺95], die wegen des stark eingeschränkten Konfigurationsraums als nicht realistisch bewertet und in der Veröffentlichung nicht diskutiert wurde. In [KJL⁺98] wurden, wie beim ^{105}In , reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten durch eine Schalenmodellrechnung für ^{104}In bestimmt. Diese zeigen aber mit den experimentellen Werten für ^{104}In keine gute Übereinstimmung, sodass die Autoren zu dem Schluss kommen, dass die Struktur von Niedrigspinzuständen negativer Parität in dieser Region noch nicht hinreichend erforscht ist.

Die Termschemata für ^{106}In und ^{104}In (Abbildung 9.3) weisen Ähnlichkeiten auf, sodass ein Vergleich der Struktur der beiden Kerne naheliegt (Tabelle 9.4). Für den Vergleich stehen nur drei Werte von analogen Zuständen zur Verfügung. Diese stimmen zwar gut überein, da aber im ^{104}In für zwei der Zustände nur obere Grenzen der Lebensdauern angegeben werden, ist eine Aussage zum jetzigen Zeitpunkt nicht möglich. Zur Klärung dieser Fragestellung müssen Rechnungen abgewartet werden.

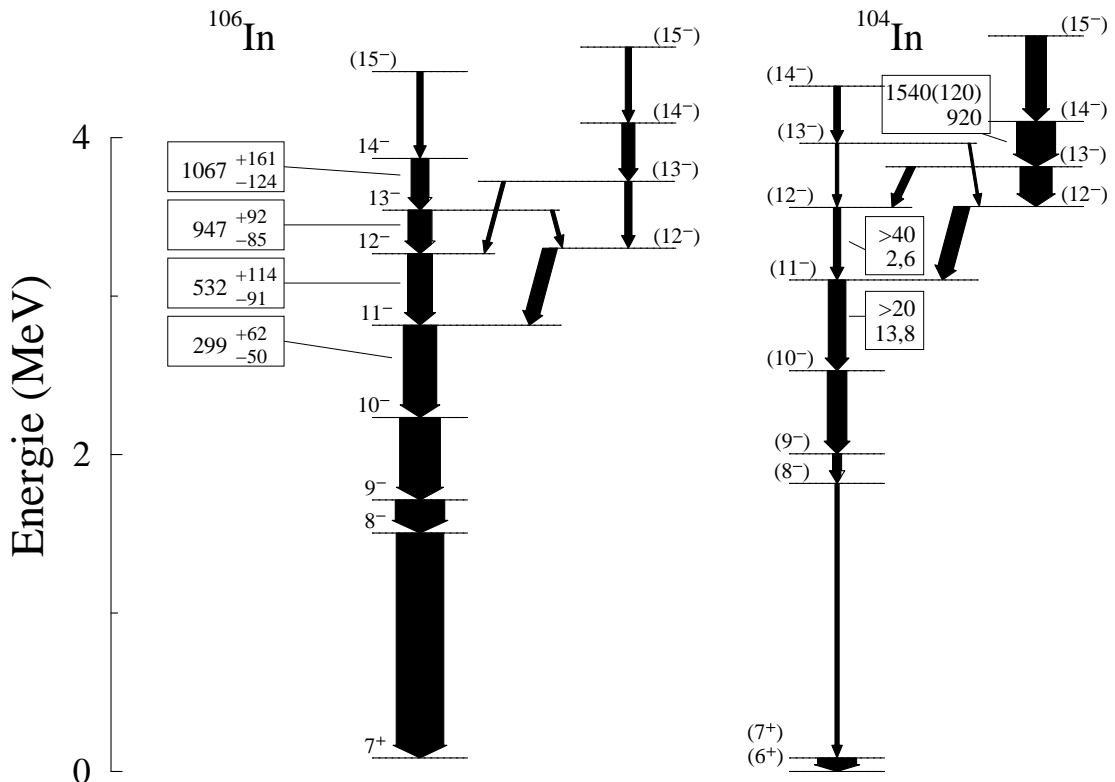


Abbildung 9.3: Ausschnitte aus den Termschemata der Kerne ^{106}In (links) und ^{104}In . Eingehrahmt sind die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten in mW.u. für den Kern ^{106}In aus der vorliegenden Arbeit und für den Kern ^{104}In aus [KJL⁺98]. Die große Ähnlichkeit der Termschemata legt einen Vergleich der Struktur der beiden Kerne nahe. Es findet sich keine Übereinstimmung der vergleichbaren experimentellen $B(M1)$ -Werte wie bei den beiden Kernen ^{107}In und ^{105}In .

Tabelle 9.4: Vergleich der experimentellen Ergebnisse für Übergänge mit magnetischem Dipolcharakter im Kern ^{106}In mit experimentellen Ergebnissen und Schalenmodellrechnungen für den Kern ^{104}In aus [KJL⁺98]. Verzweigungsverhältnisse und Konversionskoeffizienten, die zur Berechnung der $B(M1)$ in ^{106}In verwendet wurden, sind in Tabelle A.4 aufgeführt.

J^π [\hbar]	^{106}In				^{104}In			
	E [keV]	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(M1)$ [mW.u.]	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(M1)$ [mW.u.] exp. theo.	
9^-	1628	208,9	2,19 (3)	1333^{+74}_{-72}	187	-	-	-
10^-	2148	520,1	0,45 (5)	498^{+62}_{-50}	524	-	-	-
11^-	2730	582,4	0,50 (5)	299^{+62}_{-50}	573	<5	>20	13,8
12^-	3182	451,3	0,54 (6)	532^{+114}_{-91}	458	<5	>40	2,6
13^-	3456	274,7	1,36 (5)	947^{+92}_{-85}	257	-	-	-
14^-	3783	326,3	0,84 (11)	1067^{+161}_{-124}	286	0,86 (7)	1540 (120)	920

Tabelle 9.5: Vergleich der experimentellen Ergebnisse für Übergänge mit elektrischem Dipolcharakter im Kern ^{106}In mit experimentellen Ergebnissen und Schalenmodellrechnungen für den Kern ^{104}In aus [KJL⁺98]. Verzweigungsverhältnisse und Konversionskoeffizienten, die zur Berechnung der $B(E1)$ in ^{106}In verwendet wurden, sind in Tabelle A.4 aufgeführt.

J^π [\hbar]	^{106}In				^{104}In			
	E [keV]	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(E1)$ [mW.u.]	E_γ [keV]	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	$B(E1)$ [mW.u.] exp. theo.	
8^-	1419	1419,4	2,80 (4)	$51,9^{+4,5}_{-4,3}$	1733	-	-	-

9.3 Teilchenkoinzidente Lebensdauern im Kern ^{104}Cd

Bei Fusions-Verdampfungsreaktionen wird eine Vielzahl von Tochterkernen erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einiger dieser Tochterkerne ist derart gering, dass die γ -Informationen in den Spektren nicht identifiziert werden können. Um diese Kerne dennoch auswerten zu können, wurde zum ersten Mal eine Hälfte des Teilchenspektrometers ISIS zusammen mit dem Kölner Kugelplunger verwendet. In der Abbildung 9.4 sind Projektionen von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen dargestellt. Die obere Projektion gehört zu einer Matrix, die ohne Teilchenbedingung sortiert wurde. Die untere Projektion stammt von einer Matrix, bei deren Sortierung mindestens ein nachgewiesenes α -Teilchen gefordert wurde. Das Verhältnis von Peak zu Untergrund bei 657,9 keV ist im teilchenkoinzidenten Fall etwa 3,65 und im Fall der ohne Koinzidenzbedingung sortierten Daten 1,32. Weiterhin fällt im unteren Spektrum die wesentlich geringere Liniendichte auf, die Linie bei 661,4 keV aus dem Kern ^{107}Sn ist beispielsweise herausgefiltert.

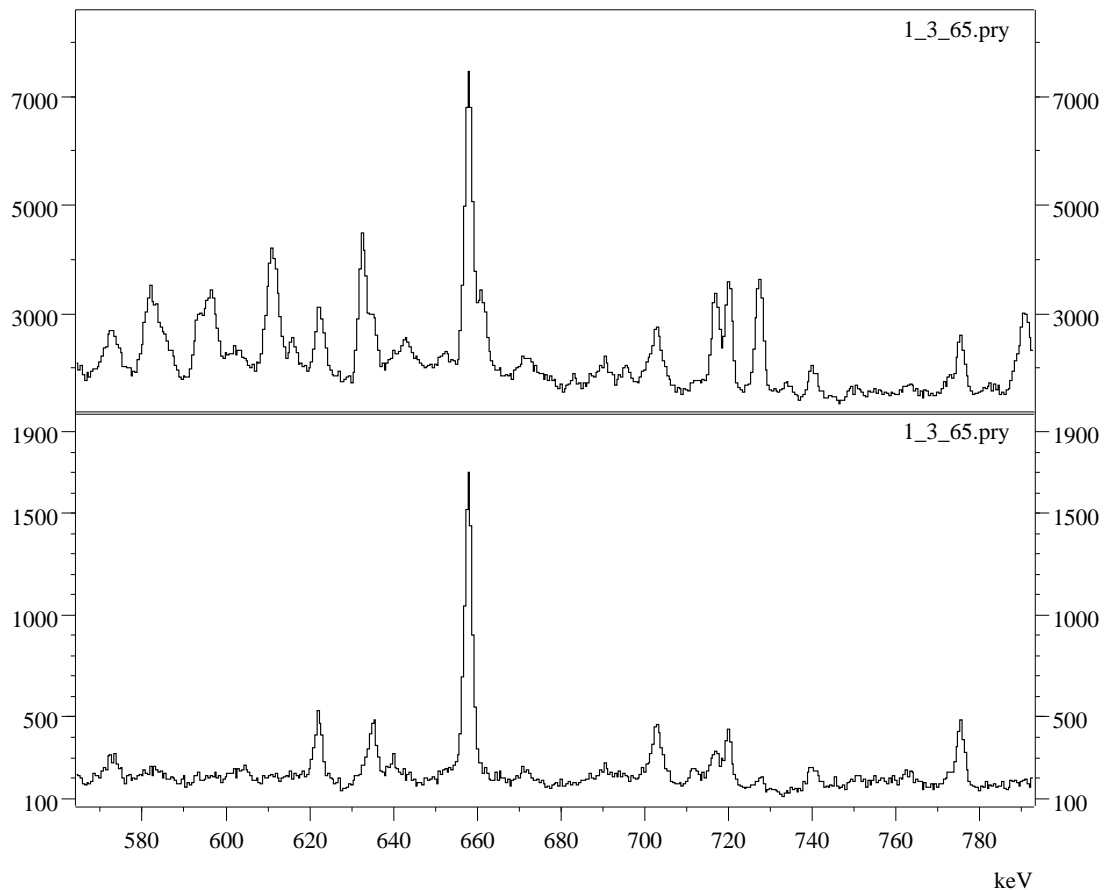


Abbildung 9.4: Vergleich von Projektionen, die mit und ohne Teilchenbedingung sortiert wurden. In der unteren Projektion wurde mindestens ein nachgewiesenes α -Teilchen gefordert.

Der $2p\alpha$ -Kanal zum Kern ^{104}Cd war der am stärksten bevölkerte α -Ausgangskanal in dieser Reaktion. Die Abbildung 9.5 zeigt auf der linken Seite Projektionen von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen, die ohne Teilchenbedingung sortiert wurden und auf der rechten Seite Projektionen, die aus α -koinzidenten $\gamma\gamma$ -Matrizen gewonnen wurden. Bei der Betrachtung der α -koinzidenten Projektionen von Ring zwei fällt im Gegensatz zu der Projektion des Rings zwei auf der linken Seite ein deutlicher Peak bei 710 keV auf. Analog zu diesem Beispiel wurde bei vielen Übergängen eine einfachere Festlegung von Koinzidenzfenstern ermöglicht.

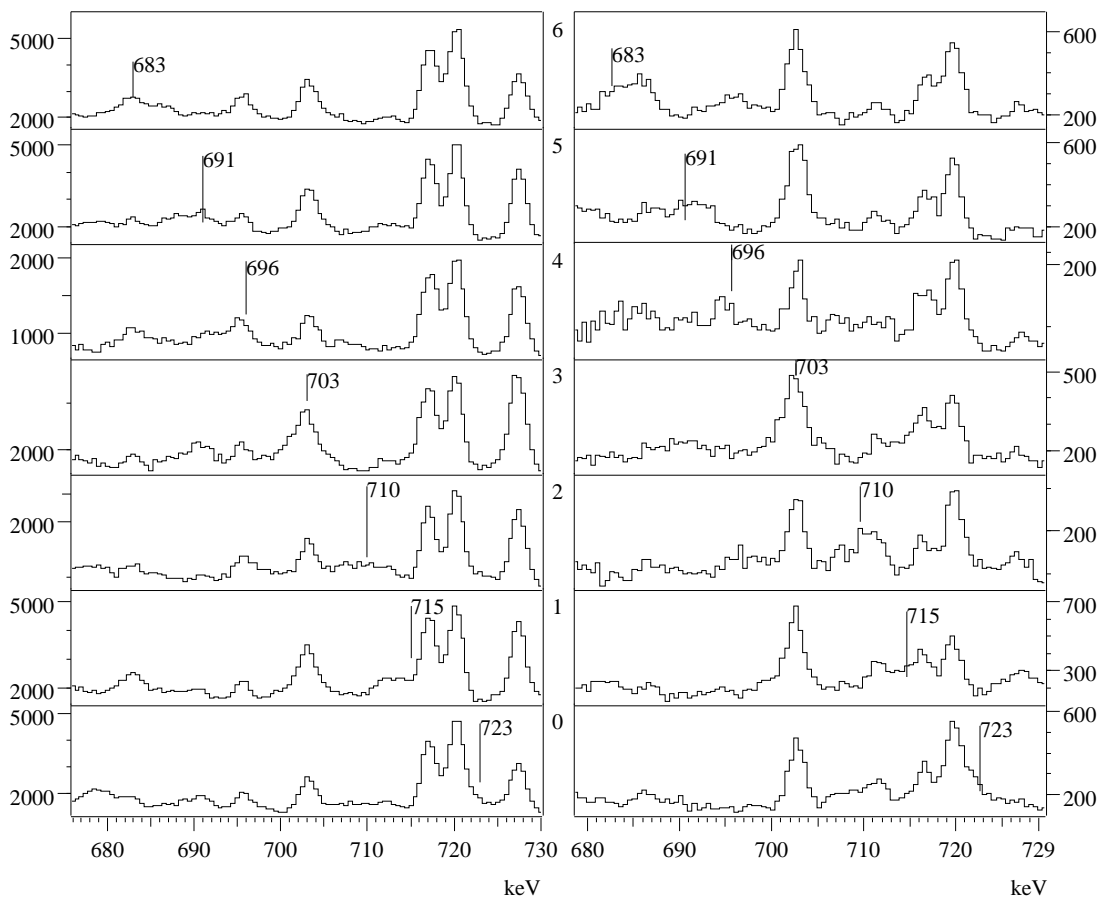


Abbildung 9.5: Die Projektionen der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen beim Abstand $65\ \mu\text{m}$ für die Ringe sechs bis null gegen den Ring null sortiert. Die $\gamma\gamma$ -Matrizen von denen die Projektionen auf der linken Seite stammen, wurden ohne Teilchenbedingung sortiert. Bei der Sortierung der α -koinzidenten $\gamma\gamma$ -Matrizen, deren Projektionen auf der rechten Seite zu sehen sind, wurde mindestens ein nachgewiesenes α -Teilchen gefordert.

Die Lebensdauern angeregter Niveaus im Kern ^{104}Cd , daraus abgeleitete reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten und Literaturwerte aus [MJY⁺01] sind in den Tabellen 9.6 – aus nicht teilchenkoinzidenten $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen ausgewertet – und 9.7 zusammengestellt.

Tabelle 9.6: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ im Kern ^{104}Cd . Die zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten verwendeten Lebensdauern wurden ohne Koinzidenzbedingung bestimmt. Alle Literaturwerte entstammen der Veröffentlichung [MJY⁺01]. Verzweigungsverhältnisse und Konversionskoeffizienten, die zur Berechnung der $B(\sigma l)$ verwendet wurden, sind in Tabelle A.4 aufgeführt.

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	σl	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	τ_{Lit} ($\Delta\tau_{\text{Lit}}$) [ps]	$B(\sigma l)$ M1:[μ_N^2] E2:[$10^{-3} e^2\text{fm}^4$]	Q_t [eb]
2 ⁺	658	658,2	E2	8,4 (7)	9 (3)	$0,78^{+0,07}_{-0,06}$	$1,98^{+0,08}_{-0,07}$
4 ⁺	1492	834,3	E2	1,0 (2)	<6	$2,1^{+0,7}_{-0,4}$	$2,8^{+0,4}_{-0,3}$
6 ⁺	2371	878,5	E2	1,9 (8)	<6	$0,83^{+0,65}_{-0,25}$	$1,6^{+0,6}_{-0,3}$
8 ⁺	3212	841,2	E2	9,7 (14)	<7	$0,10^{+0,04}_{-0,03}$	$0,55^{+0,10}_{-0,08}$
9 ⁻	4040	828,3	M1	9,8 (10)	15,0 (7)	$0,009^{+0,003}_{-0,002}$	
11 ⁻	4744	703,4	E2	3,4 (2)	5,2 (2) ³	$1,3^{+0,4}_{-0,3}$	$2,0^{+0,3}_{-0,3}$
13 ⁻	5675	931,3	E2	1,1 (1)	0,6 (3)	$1,2^{+0,1}_{-0,1}$	$1,8^{+0,1}_{-0,1}$
15 ⁻	6665	990,3	E2	0,48 (10)	0,81 (9) ⁴	$1,8^{+0,5}_{-0,3}$	$2,3^{+0,3}_{-0,2}$

Tabelle 9.7: Reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ im Kern ^{104}Cd . Als Koinzidenzbedingung bei der Bestimmung der Lebensdauern, aus denen die Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet wurden, wurde mindestens ein nachgewiesenes α -Teilchen verlangt. Verzweigungsverhältnisse und Konversionskoeffizienten, die zur Berechnung der $B(\sigma l)$ verwendet wurden, sind in Tabelle A.4 aufgeführt.

J^π [\hbar]	E [keV]	E_γ [keV]	σl	$\bar{\tau}$ ($\Delta\bar{\tau}$) [ps]	τ_{Lit} ($\Delta\tau_{\text{Lit}}$) [ps]	$B(\sigma l)$ M1:[μ_N^2] E2:[$10^{-3} e^2\text{fm}^2$]	Q_t [eb]
2 ⁺	658	658,2	E2	10,8 (10)	9 (3)	$0,61^{+0,06}_{-0,05}$	$1,8^{+0,1}_{-0,1}$
4 ⁺	1492	834,3	E2	1,0 (3)	<6	$2,3^{+1,2}_{-0,6}$	$2,9^{+0,7}_{-0,4}$
6 ⁺	2371	878,5	E2	1,4 (8)	<6	$1,1^{+1,4}_{-0,4}$	$1,9^{+1,0}_{-0,4}$
8 ⁺	3212	841,2	E2	9,9 (27)	<7	$0,10^{+0,06}_{-0,04}$	$0,55^{+0,15}_{-0,11}$
9 ⁻	4040	828,3	M1	8,3 (13)	15,0 (7)	$0,011^{+0,004}_{-0,003}$	
11 ⁻	4744	703,4	E2	4,0 (3)	5,2 (2) ³	$1,11^{+0,35}_{-0,30}$	$1,81^{+0,26}_{-0,26}$
13 ⁻	5675	931,3	E2	1,2 (3)	0,6 (3)	$0,9^{+0,3}_{-0,2}$	$1,7^{+0,2}_{-0,2}$
15 ⁻	6665	990,3	E2	0,52 (22)	0,81 (9) ⁴	$1,7^{+1,2}_{-0,5}$	$2,2^{+0,7}_{-0,4}$

Für die 4⁺-, 6⁺- und 8⁺-Niveaus konnten Lebensdauern bestimmt werden, für die vorher nur obere Grenzen angegeben waren. Die Übereinstimmung der Lebensdauern

³ $\tau_{\text{DDCM}} = 4,8(3)$ ps, $\tau_{\text{Theorie}} = 5,5$ ps

⁴ $\tau_{\text{DDCM}} = 0,4(1)$ ps, $\tau_{\text{Theorie}} = 0,98$ ps

ern aus beiden Methoden mit den Literaturwerten ist gut. Für das 15^- -Niveau wurde in [MJY⁺01] die Lebensdauer auch mit der Doppler-Shift-Attenuation-Methode bestimmt. Der Literaturwert des 15^- -Niveaus entspricht dieser Lebensdauer. Er wurde aufgrund des Fehlers aus der endlichen Abbremszeit des Kerns im Stopper gegenüber dem Wert aus der DDC-Methode bevorzugt. Die Ergebnisse der DDC-Methode sowie die Werte aus der Theorie sind in der Fussnote angegeben. Der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte Wert für die Lebensdauer des 15^- -Niveaus bestätigt den mit der DDC-Methode bestimmten Wert aus [MJY⁺01]. Nach der Korrektur des Effekts der endlichen Abbremszeit im Stopper wird die Lebensdauer für das 15^- -Niveau aus dieser Arbeit als richtig angesehen und der Literaturwert verworfen.

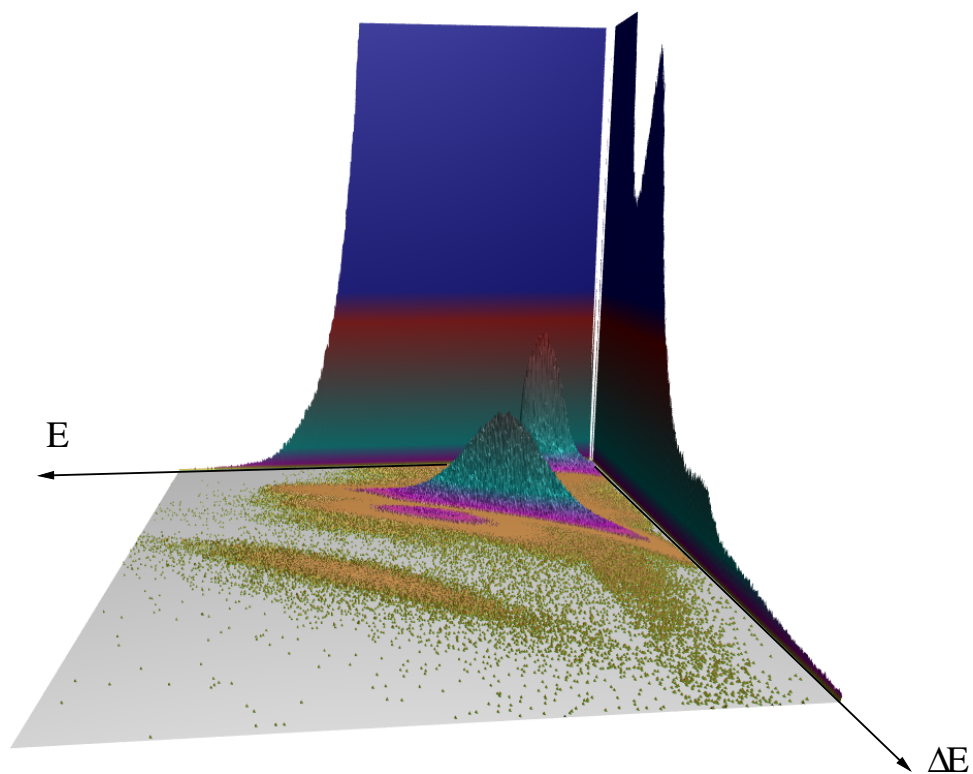


Abbildung 9.6: Räumliche Ansicht der um 220° gedrehten Teilchenmatrix aus Abbildung 7.1. Aufgetragen ist der Energieverlust im ΔE -Detektor gegen die Restenergie im E -Detektor. Zu erkennen ist auf der E -Achse die große Anzahl nachgewiesener Teilchen, bei denen der ΔE -Detektor nicht angesprochen hat.

Die eindeutige Identifizierung von ionisierten Teilchen ist nur möglich, wenn beide Informationen aus dem Teilchenspektrometer vorliegen. Wie Abbildung 9.6 zeigt, lag ein Großteil – etwa 90% – der Informationen auf den Achsen der Matrix. Der Grund dafür war die Verwendung eines Prototypen in der Verstärkerelektronik des Teilchenspektrometers, der offensichtlich Probleme bei der Festlegung der Schwelle hatte.

Das Experiment hat gezeigt, dass der Einsatz des Teilchenspektrometers ISIS mit dem Kölner Koinzidenzkugelplunger vielversprechend ist. Die gute Qualität der Ergebnisse aus der vorliegenden Arbeit lässt auf eine weitere Verbesserung hoffen, unter der Voraussetzung, dass die Elektronik weiterentwickelt wird.

Veröffentlichungen

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

- R. Schwengner, J. Reif, H. Schnare, G. Winter, T. Servene, L. Käubler, H. Prade, M. Wilhelm, A. Fitzler, S. Kasemann, E. Radermacher and P. von Brentano, *States of seniority 3 and 5 in the $N = 48$ nucleus ^{87}Y* , Phys. Rev. C**57**, 2892, (1998).
- R.-D. Herzberg, C. Fransen, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, L. Käubler, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V.Yu. Ponomarev, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Resolved Dipole Strength Below the E1 Giant Resonance in ^{138}Ba* , Phys. Rev. C**60**, 051307 (1999).
- H. Kaiser, P. von Brentano, E. Caurier, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, A. Poves, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Dipole Excitations in the Semi-Magic Nucleus ^{51}V Studied with the (γ, γ') Reaction*, Nucl. Phys. A**660**, 41 (1999); Erratum Nucl. Phys. A669, 368 (2000).
- H. Klein, I. Wiedenhöver, H. Tiesler, H. Meise, A. Fitzler, A. Dewald, H.-G. Thomas, D. Weißhaar, P. von Brentano, *The γ -Decays of ^{210}Po -Levels from the $(^3\text{He}, d^*\gamma\gamma)$ -Reaction*, Eur. Phys. J. A**4**, 221 (1999).
- T. Klemme, A. Fitzler, A. Dewald, S. Schell, S. Kasemann, R. Kühn, O. Stuch, H. Tiesler, K.O. Zell, P. von Brentano, D. Bazzacco, F. Brandolini, S. Lunardi, C.M. Petrache, C. Rossi Alvarez, G. De Angelis, P. Petkov and R. Wyss, *Lifetimes Measurements for ^{134}Nd and Neighboring Nuclei with the Coincidence-Plunger Technique*, Phys. Rev. C**60**, 034301 (1999).

- J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V.Yu. Ponomarev, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Note on a Search for the Two-Octupole Phonon 2^+ State in ^{208}Pb with Resonant Photon Scattering*, Nucl. Phys. **A674**, 3 (2000).
- J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V.Yu. Ponomarev, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Structure and Evolution of Electric Dipole Strength in $^{204,206,208}\text{Pb}$ below the Neutron Emission Threshold*, Phys. Lett. **B486**, 279 (2000).
- L. Käubler, H. Schnare, R. Schwengner, P. von Brentano, F. Dönau, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, M. Grinberg, E. Grosse, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, S. Skoda, Ch. Stoyanov, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Is the 4.742 MeV State in ^{88}Sr the 1^- Two-Phonon State?*, Eur. Phys. J. **A7**, 15 (2000).
- N. Pietralla, C. Fransen, P. von Brentano, A. Dewald, A. Fitzler, C. Frißner, J. Gableske, *Proton-neutron mixed-symmetry 3_{ms}^+ state in ^{94}Mo* , Phys. Rev. Lett. **84**, 3775, (2000).
- H. Tiesler, H. Klein, A. Fitzler, I. Wiedenhöver and P. von Brentano, *New states and γ -transitions in ^{209}Bi observed in the ($^3\text{He}, d^*\gamma\gamma$)-subcoulomb-reaction*, Eur. Phys. J. **A8**, 157, (2000).
- E.A. Stefanova, R. Schwengner, J. Reif, H. Schnare, F. Dönau, M. Wilhelm, A. Fitzler, S. Kasemann, P. von Brentano and W. Andrejtscheff, *Influence of neutron-core excitations on high-spin states in ^{88}Sr* , Phys. Rev. **C62**, (2000).

Konferenzberichte:

- N. Nicolay, A. Fitzler, M. Luig, J. Rest, H. Tiesler und P. von Brentano, *Neue Softwareentwicklungen für das Kölner Analytorensystem*, Verhandl. DPG HK 59.68, Stuttgart, (1996).
- D. Belic, P. von Brentano, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneißl, H. Maser, N. Pietralla, H.H. Pitz, H. Tiesler und V. Werner, *Bestimmung der Polarisationsempfindlichkeit eines vierfach sektorierten Einkristall-Ge-Comptonpolarimeters*, Verhandl. DPG HK 59.45, Göttingen, (1997).

- A. Fitzler, N. Nicolay, H. Tiesler und P. von Brentano, *Aktueller Status des Kölner Analysatorsystems*, Verhandl. DPG HK 59.47, Göttingen, (1997).
- J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver und A. Zilges, *Photon scattering of $^{204,206,208}\text{Pb}$ up to 6.5 MeV*, Verhandl. DPG HK 63.9, Bochum, (1998).
- R.-D. Herzberg, J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, J. Eberth, T. Eckert, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, K. Govaert, E. Jacobs, L. Käubler, H. Kaiser, U. Kneißl, A. Linneemann, H. Maser, P. Matschinsky, P. von Neumann-Cosel, A. Nord, N. Pietralla, H.H. Pitz, V. Yu. Ponomarev, H. Prade, E. Radermacher, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, O. Thelen, H.-G. Thomas, H. Tiesler, V. Werner, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, M. Wilhelm und A. Zilges, *Electric dipole excitations in semi magic nuclei studied in photon scattering experiments*, Verhandl. DPG HK 70.3, Bochum, (1998).
- L. Käubler, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, M. Grinberg, E. Grosse, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, Ch. Stoyanov, H.-G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver und A. Zilges, *The structure of the 4.743 MeV state in ^{88}Sr* , Verhandl. DPG HK 10.4, Freiburg, (1999).
- J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, A. Fitzler, C. Fransen, T. Hartmann, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Kaiser, L. Käubler, P. Mohr, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, A. Poves, H. Prade, C. Rangacharyulu, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H.-G. Thomas, H. Tiesler, S. Volz, S. Warzlawik, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver und A. Zilges, *Kernresonanzfluoreszenzexperimente zur Untersuchung elementarer Kernanregungen*, Verhandl. DPG HK 41.1, Freiburg, (1999).
- H. Klein, H. Tiesler, I. Wiedenhöver, A. Fitzler, H. Meise und P. von Brentano, *Untersuchung der Subcoulomb-Reaktion ($^3\text{He}, d^*\gamma\gamma$) zur Bestimmung von γ -Zerfällen und Niveaus in ^{209}Bi und ^{210}Po* , Verhandl. DPG HK 41.8, Freiburg, (1999).
- T. Klug, A. Dewald, S. Kasemann, A. Fitzler, G. Kemper, C. Frießner, I. Schneider, J. Gableske, *RDDS-Lebensdauermessungen nach Coulomb-Anregung*, Verhandl. DPG HK 16.17, Dresden, (2000).

- E.A. Stefanova, R. Schwengner, J. Reif, H. Schnare, F. Dönau, M. Wilhelm, A. Fitzler, S. Kasemann, und P. von Brentano, *Influence of neutron core excitations on the high-spin states of ^{88}Sr* , Verhandl. DPG HK 22.3, Dresden, (2000).
- A. Dewald, R. Peusquens, B. Saha, P. Petkov, P. von Brentano, A. Fitzler, T Klug, G. Kemper, I. Wiedenhöver, M. Carpenter, A. Heinz, R.V.F. Janssens, Kh. Abu Saleem, J.R. Cooper, C.J. Barton, R. Krücken, A.M. Oros-Peusquens, U. Garg und S. Zhu, *Formkoexistenz in ^{188}Pb* , Verhandl. DPG HK 45.2, Erlangen, (2001).
- A. Dewald, G. Kemper, R. Peusquens, A. Fitzler, S. Kasemann, I. Wiedenhöver, K.O. Zell, P. von Brentano, H. Hübel, S. Chmel, A. Görden, D. Bazzacco, R. Venturelli, S. Lunardi, C. Rossi-Alvarez, C.M. Petrache, D.R. Napoli, F. Hanachi, A. Lopez-Martens, R. Krücken, J.R. Cooper, R.M. Clark, M.A. Deleplanque, P. Fallon, I.Y. Lee, A.O. Macchiavelli und F.S. Stevens, *Lifetime measurements with the Ruroball spectrometer*, International Symposium on Nuclear Structure Physics — Celebrating the career of Peter von Brentano, Göttingen, (2001).

Literaturverzeichnis

- [AB70] T.K. Alexander und A. Bell. A Target Chamber for Recoil distance Lifetime Measurements. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 321:22, 1970.
- [AKE⁺87] W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, J. Eberth, J. Busch, M. Senba und Z.Z. Ding. Transition Probabilities and Hole-Core Coupled Configurations in ¹⁰⁷In. *Z. Phys. A*, 328:23, 1987.
- [AKR⁺85] W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, H. Rotter, H. Prade, F. Stary, M. Senba, N. Tsoupas, Z.Z. Ding und P. Raghavan. Two-Quasiparticle Excitations and Collectivity in the Weakly-Deformed Transitional Isotopes ^{104,106,108}Cd. *Nucl. Phys. A*, 437:167, 1985.
- [Alb93] Stephan Albers. *Eine γ -spektroskopische Methode zur Untersuchung von Vibrationsanregungen sphärischer Kerne mittels inelastischer Streuung von ¹⁶O-Ionen*. Dissertation, Universität zu Köln, 1993.
- [Baz92] D. Bazzacco. The Gamma Ray Spectrometer GASP. In *International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum*, Jgg. 2, Seite 376, Ottawa, Ontario, (Report No. AECL 10613), 1992.
- [BDPvB93] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. von Brentano. The differential decay curve method for the analysis of Doppler shift timing experiments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 329:248, 1993.
- [Böh91] Georg Böhm. *Koinzidenzlebensdauerermessung am Kern ¹²⁸Ba anhand einer neuen Methode zur Bestimmung von Lebensdauern*. Dissertation, Universität zu Köln, 1991.
- [Ces91] *User's Manual, HSM 8170 High Speed Memory*, 1.0. Auflage, März 1991.
- [dAFV⁺99] G. de Angelis, C. Fahlander, D. Vretenar, S. Brant, A. Gadea, A. Algora, Y. Li, Q. Pan, E. Farnea, D. Bazzacco, G. Bonsignori, F. Brandolini, M. de Poli, D. de Acuña, S. Lunardi, G. Maron, D.R. Napoli, P. Pavan, C.M. Petrache, C. Rossi Alvarez, P. Spolaore und G. Vedovato. Excited

- states in ^{104}Cd described with the interacting boson model plus broken pairs. *Phys. Rev. C*, 60:014313, 1999.
- [DHvB89] A. Dewald, S. Harissopulos und P. von Brentano. The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler-Shift Data. *Z. Phys. A*, 334:163, 1989.
- [FdAdP⁺97] E. Farnea, G. de Angelis, M. de Poli, D. de Acuña, A. Gadea, D.R. Napoli, P. Spolaore, A. Buscemi, R. Zanon, R. Isocrate, D. Bazzacco, C. Rossi Alvarez, P. Pavan, A.M. Bizzeti Sona und P.G. Bizzeti. A 4π light-charged particle Si detector as a trigger device for in-beam γ -ray spectroscopy. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 400:87–95, 1997.
- [Fit98] Andreas Fitzler. Weiterentwicklung und Dokumentation von Programmen zur Datenaufnahme und Auswertung in der Kernphysik. Diplomarbeit, Universität zu Köln, Mai 1998. unveröffentlicht.
- [FR97] S. Frauendorf und J. Reif. Magnetic dipole bands in odd indium isotopes built on the $\pi(g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(h_{11/2})^2$ configuration. *Nucl. Phys. A*, 621:736–744, 1997.
- [Fra93] S. Frauendorf. Tilted cranking. *Nucl. Phys. A*, 557:259–276, 1993.
- [GdAF⁺97] A. Gadea, G. de Angelis, C. Fahlander, M. de Poli, E. Farnea, Y. Li, D.R. Napoli, Q. Pan, P. Spolaore, D. Bazzacco, S.M. Lenzi, S. Lunardi, C.M. Petrache, F. Brandolini, P. Pavan, C. Rossi Alvarez, M. Sferrazza, P.G. Bizzeti, A.M. Bizzeti Sona, J. Nyberg, M. Lipoglavšek, J. Persson, J. Cederkäll, D. Seweryniak, A. Johnson, H. Grawe, F. Soramel, M. Ogawa, M. Makishima, R. Schubart und S. Frauendorf. Magnetic rotation in the ^{105}Sn nucleus. *Phys. Rev. C*, 55:1–4, 1997.
- [Gie96] Franz Giesen. Entwicklung eines Hochgeschwindigkeit–ADC–Controllers für Datenaufnahmesysteme in der Kernphysik. Diplomarbeit, Universität zu Köln, Mai 1996. unveröffentlicht.
- [IIM⁺94] M. Ishii, T. Ishii, A. Makishima, M. Ogawa, G. Momoki und K. Ogawa. Nuclear isomerism in ^{100}Sn neighbors. In *New Nuclear Structure Phenomena in the Vicinity of Closed Shells*, Jgg. T56, Seiten 89–93, Stockholm, Sweden, 1994.
- [KJL⁺98] D. Kast, A. Jungclaus, K.P. Lieb, M. Górska, G. de Angelis, P.G. Bizzeti, A. Dewald, C. Fahlander, H. Grawe, R. Peusquens, M. de Poli und H. Tiesler. Lifetime study of high-spin states in $^{104,105}\text{In}$. *Eur. Phys. J. A*, 3:115–128, 1998.
- [Kle98] Heiko Klein. Programm *cali*. unveröffentlicht, 1998.

- [KLN⁺97] J. Kownacki, M. Lipoglavšek, L.-O. Norlin, J. Nyberg, D. Seweryniak, J. Cederkäll, M. Palacz, J. Persson, A. Ataç, B. Cederwall, C. Fahlander, H. Grawe, A. Johnson, A. Kerek, W. Klamra, M. Karny, F. Lidén, A. Likar, R. Schubart, R. Wyss, E. Adamides, G. de Angelis, P. Bednarczyk, Zs. Dombrádi, D. Foltescu, M. Górska, E. Ideguchi, D. Jerrestam, R. Julin, S. Juutinen, S. Mitarai, E. Mäkelä, G. Perez, M. Piiparinen, M. de Poli, H.A. Roth, T. Shizuma, Ö. Skeppstedt, G. Sletten, S. Törmänen, T. Vass und A. Virtanen. High-spin studies of the neutron deficient nuclei ^{103}In , ^{105}In , ^{107}In and ^{109}In . *Nucl. Phys. A*, 627:239–258, 1997.
- [KR90] Brian W. Kernighan und Dennis M. Ritchie. *Programmieren in C*. ANSI C. Hansen, 1990.
- [Lyn96] *LynxOS 2.4 – Writing Device Drivers for LynxOS*, April 1996. Part Number DOC-0122.
- [MJY⁺01] G.A. Müller, A. Jungclaus, O. Yordanov, E. Galindo, M. Hausmann, D. Kast, K.P. Lieb, S. Brant, V. Krstić, D. Vrentenar, A. Algora, F. Brandolini, G. de Angelis, M. de Poli, C. Fahlander, A. Gadea, T. Martinez, D.R. Napoli, A. Dewald, R. Peusquens, H. Tiesler, M. Górska, H. Grawe und P.G. Bizzeti. High-spin structure and electromagnetic transition strengths in ^{104}Cd . *Phys. Rev. C*, 64:014305, 2001.
- [NF94a] Norbert Nicolay und Andreas Fitzler. Programm *fana*. unveröffentlicht, 1994.
- [NF94b] Norbert Nicolay und Andreas Fitzler. Programm *xcamac*. unveröffentlicht, 1994.
- [NF01] Norbert Nicolay und Andreas Fitzler. Programm *loom*. unveröffentlicht, 1990-2001.
- [Nic89] Norbert Nicolay. Entwicklung eines VME-Bus-Analysators. Diplomarbeit, Universität zu Köln, Dezember 1989. unveröffentlicht.
- [Ous94] John K. Oustershout. *Tcl and the Tk Toolkit*. Addison–Wesley Professional Computing. Addison–Wesley, Juli 1994.
- [Pet01] Pavel Petkov. private Mitteilung, 2001.
- [Peu96] Rüdiger Peusquens. Lebensdauern niedrigliegender superdeformierter Zustände in ^{133}Nd und Software für RDDS-Messungen. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 1996. unveröffentlicht.
- [Peu00] Rüdiger Peusquens. *Software für γ -Spektroskopiemessungen und Superdeformation im Kern ^{135}Nd* . Dissertation, Universität zu Köln, 2000.

- [PTG⁺99] P. Petkov, D. Tonev, J. Gableske, A. Dewald, T. Klemme und P. von Brentano. On the Line-Shape and Lifetime Determination in Recoil Distance Doppler-Shift Measurements. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 431:208–223, 1999.
- [RFAP78] Rösel, Fries, Alder und Pauli. Internal Conversion Coefficients. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 21:195, 1978.
- [Sah00] Bejoy H. Saha. Analyse von Lebensdauermessungen an ^{126}Ba . Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2000. unveröffentlicht.
- [SKN⁺95] D. Seweryniak, J. Kownacki, L.-O. Norlin, C. Fahlander, A. Ataç, J. Blomqvist, B. Cederwall, H. Grawe, A. Johnson, A. Kerek, J. Nyberg, R. Schubart, E. Adamides, E. Ideguchi, R. Julin, S. Juutinen, W. Karczmarczyk, S. Mitarai, M. Piiparinen, G. Sletten, S. Törmänen und A. Virtanen. In-beam study of ^{102}In , ^{104}In and ^{106}In . *Nucl. Phys. A*, 589:175–200, 1995.
- [The94] Jürgen Theuerkauf. *Die Analyse von zwei- und mehrdimensionalen $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren an Beispielen aus Hochspinexperimenten in der Massengegend um ^{146}Gd* . Dissertation, Universität zu Köln, 1994.
- [Tie95] Harald Tiesler. Entwicklung einer Abstandsregelung für Plungermessungen. Diplomarbeit, Universität zu Köln, 1995. unveröffentlicht.
- [Tie99] Harald Tiesler. *Gammaspektroskopie an ^{209}Pb mit zwei Cluster-Detektoren*. Dissertation, Universität zu Köln, 1999.
- [Vog98] Marc-Oliver Vogel. *Die magnetische Dipolbande im triaxialen Kern ^{128}Ba* . Dissertation, Universität zu Köln, 1998.
- [Wir93] Ralf Michael Wirowski. *Valenzspiegelkerne und γ -Spektroskopie von kollektiven und Teilchen-Anregungen in den Kernen ^{114}Sn und ^{146}Gd* . Dissertation, Universität zu Köln, 1993.

Teil III
Anhänge

Anhang A

Experimentelle Daten

A.1 Target-Stopper-Abstände

Tabelle A.1: Die vor der Messung aufgenommene Kapazitätseichung der Abstandsregelung. Dargestellt sind die Kanallagen des Kapazitätssignals und die Anzeige des induktiven Längenaufnehmers.

Kapazität [Kanal]	Abstand [μm]	Kapazität [Kanal]	Abstand [μm]	Kapazität [Kanal]	Abstand [μm]
524 (2)	500,0 (5)	1417 (2)	34,75 (5)	2778 (7)	4,730 (5)
642 (2)	300,0 (5)	1505 (2)	29,75 (5)	2928 (7)	3,690 (5)
746 (2)	200,0 (5)	1615 (3)	24,80 (5)	3057 (9)	2,825 (5)
822 (2)	149,85 (5)	1760 (3)	19,80 (5)	3252 (10)	1,735 (5)
952 (2)	99,75 (5)	1880 (3)	16,740 (5)	3475 (12)	0,685 (5)
1033 (2)	79,80 (5)	2021 (4)	13,720 (5)	3771 (11)	-0,280 (5)
1150 (2)	59,75 (5)	2203 (4)	10,710 (5)	4020 (14)	-1,325 (5)
1234 (2)	49,75 (5)	2432 (5)	7,825 (5)	4297 (18)	-2,185 (5)
1345 (2)	39,75 (5)	2654 (6)	5,710 (5)	4739 (18)	-3,285 (5)

Tabelle A.2: Zuordnung der Distanzen zwischen Target und Stopper zu den verwendeten Bezeichnungen für die Abstände.

Name	Abstand [μm]	Name	Abstand [μm]
11	$6,94 \pm 0,01$	55	$50,63 \pm 0,04$
17	$13,08 \pm 0,01$	65	$60,02 \pm 0,03$
25	$21,20 \pm 0,02$	80	$75,07 \pm 0,06$
29	$25,14 \pm 0,02$	154	$152,47 \pm 0,19$
35	$31,28 \pm 0,02$	245	$253,08 \pm 0,34$
46	$41,50 \pm 0,03$		

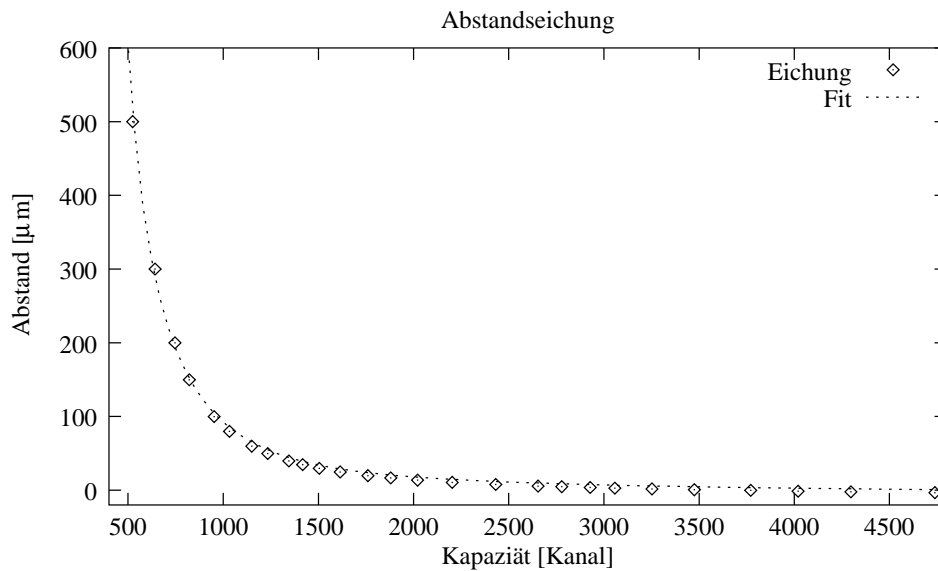


Abbildung A.1: Die vor der Messung aufgenommene Kapazitätseichung der Abstandsregelung. Aufgetragen sind die Kanallagen des Kapazitätssignals und die Anzeige des induktiven Längenaufnehmers.

Tabelle A.3: Faktoren, mit denen die gemessenen Daten auf die gleiche Anzahl Kernreaktionen normiert wurden.

Abstand	Faktor	Abstand	Faktor
11	1,068 (17)	55	1,102 (18)
17	1,024 (16)	65	1,144 (19)
25	1,134 (19)	80	1,030 (19)
29	1,161 (19)	154	1,761 (34)
35	1,194 (20)	245	2,085 (42)
46	1,174 (20)		

A.2 Konversionskoeffizienten und Verzweigungsverhältnisse

Tabelle A.4: Die zur Berechnung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(\sigma l)$ verwendeten totalen Konversionskoeffizienten α [RFAP78] in Abhängigkeit von der Energie und dem Charakter σl des Übergangs und die zugehörigen Verzweigungsverhältnisse ^{107}In : [KLN+97], ^{106}In : [SKN+95], ^{104}Cd : [dAFV+99].

Kern	E_γ [keV]	σl	Konversions- koeffizient	Verzweigungs- verhältnis
^{107}In	851,2	E1	0,00072	0,220 (4)
^{106}In	1419,4	E1	0,0006	0,955 (67)
^{107}In	1429,4	E1	0,00026	0,903 (53)
^{107}In	1438,1	E1	0,00026	0,624 (8)
^{107}In	1533,1	E1	0,00026	0,872 (56)
^{107}In	150,1	M1	0,1667	1,000 (0)
^{107}In	159,0	M1	0,1485	0,376 (7)
^{107}In	203,9	M1	0,0774	0,757 (11)
^{106}In	208,9	M1	0,0714	0,899 (37)
^{106}In	274,7	M1	0,0333	0,870 (49)
^{107}In	315,7	M1	0,0214	1,000 (0)
^{106}In	326,3	M1	0,0193	1,000 (0)
^{107}In	393,0	M1	0,0129	1,000 (0)
^{106}In	451,3	M1	0,0096	0,840 (67)
^{106}In	520,1	M1	0,0067	1,000 (0)
^{107}In	532,2	M1	0,0063	1,000 (0)
^{106}In	582,5	M1	0,0048	0,937 (56)
^{107}In	611,9	M1	0,0042	1,000 (0)
^{107}In	791,0	M1	0,0028	1,000 (0)
^{104}Cd	828,3	M1	0,0022	0,884 (177)
^{104}Cd	658,2	E2	0,0031	1,000 (0)
^{104}Cd	703,4	E2	0,0029	0,944 (196)
^{104}Cd	834,3	E2	0,0021	1,000 (0)
^{104}Cd	841,2	E2	0,0021	0,502 (90)
^{104}Cd	878,5	E2	0,0019	1,000 (0)
^{104}Cd	931,3	E2	0,0017	1,000 (0)
^{104}Cd	990,3	E2	0,0014	1,000 (0)

A.3 Termschemata

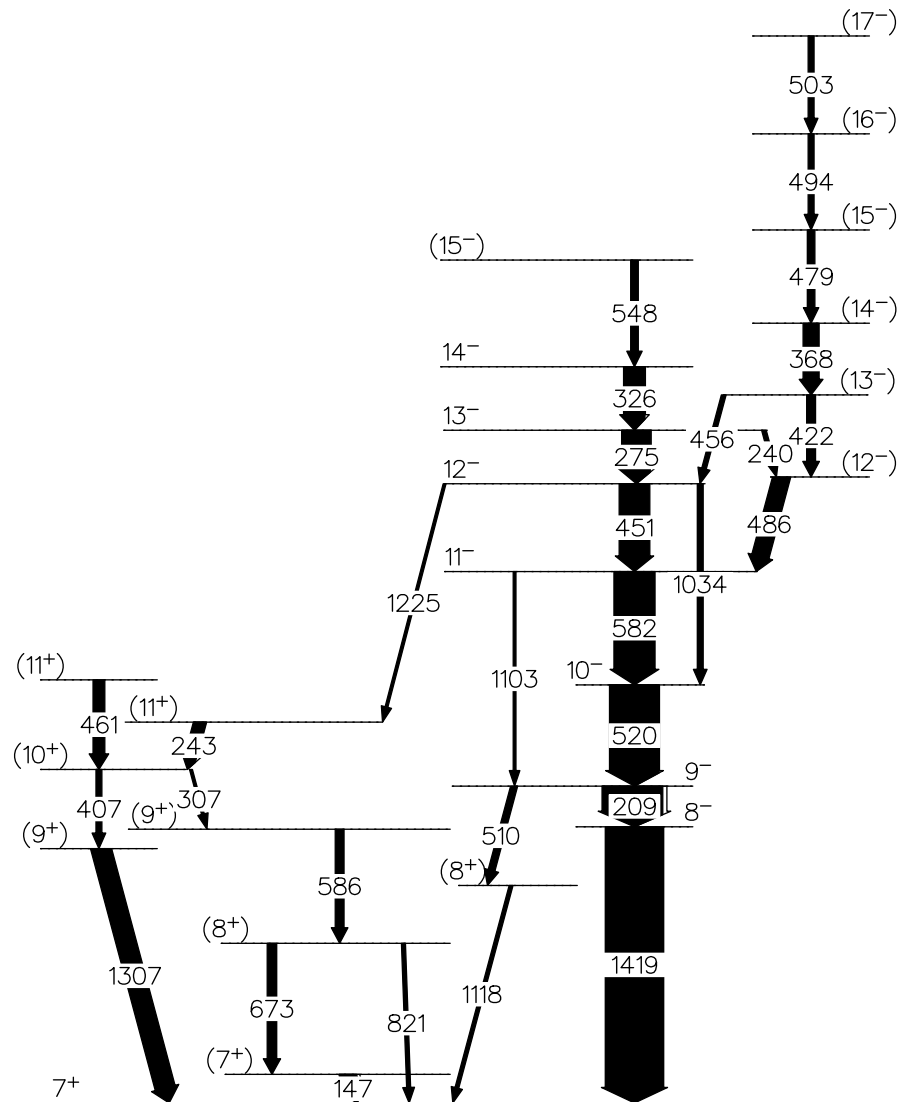


Abbildung A.2: Das Termschema des Kerns ^{106}In [SKN⁺95].

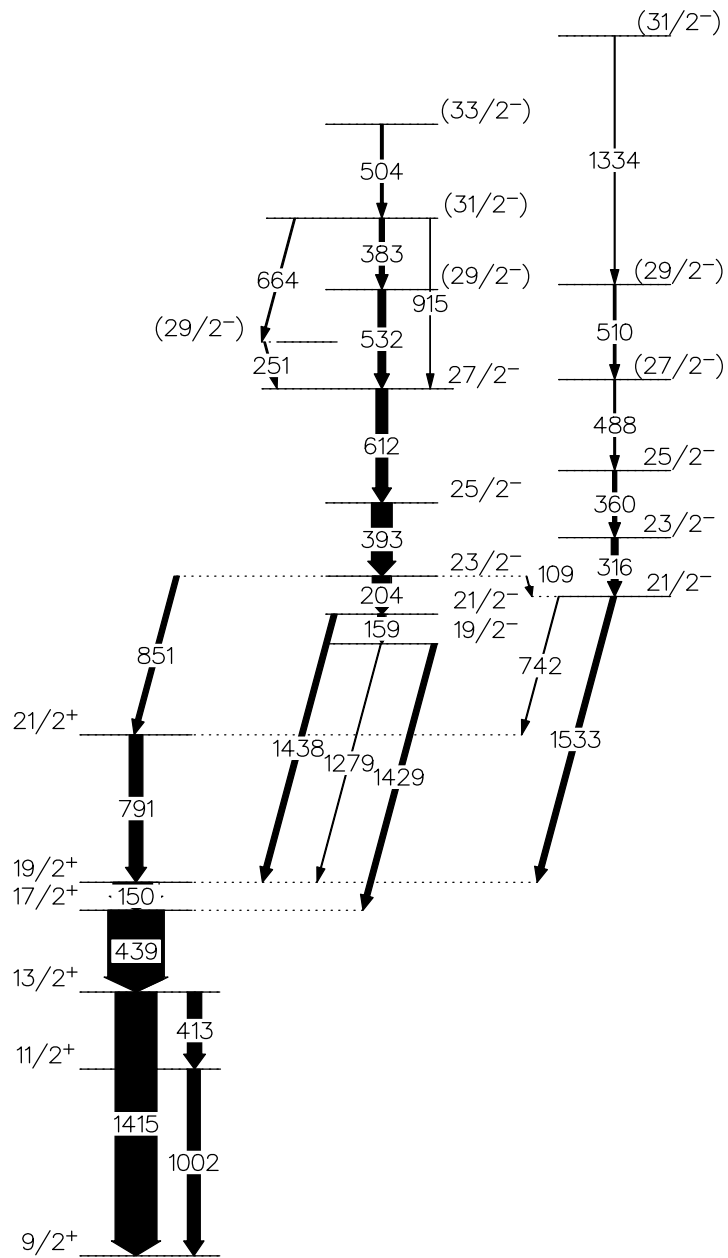


Abbildung A.3: Das Termschema des Kerns ^{107}In [KLN⁺97].

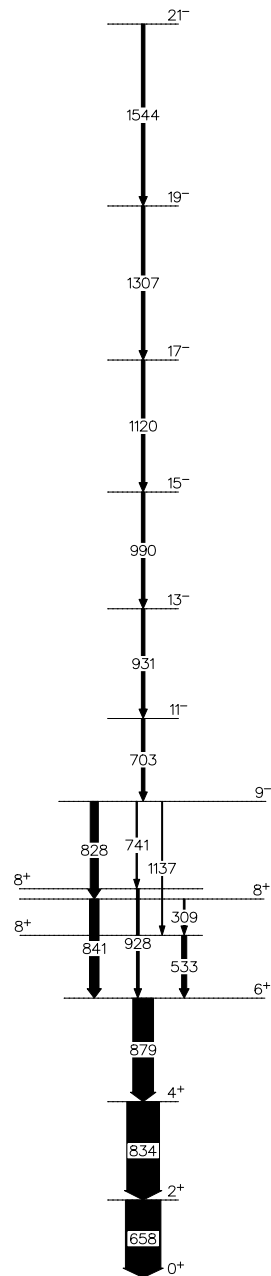


Abbildung A.4: Das Termschema des Kerns ^{104}Cd [dAFV⁺99].

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Freunde und Kollegen beigetragen, denen ich an dieser Stelle danken möchte.

Peter von Brentano, Jan Jolie, Alfred Dewald, Karl-Oskar Zell, Guido Alexius, Claus Frießner, Stephan Kasemann, Heiko Klein, Thomas Klemme, Norbert Nicolay, Rüdiger Peusquens, Eva Radermacher, Andreas Schmidt, Michael Schröder, Olaf The-len, Harald Tiesler, Oliver Vogel, Markus Wilhelm, Gheorge Pascoviçi und sein Team der E-Werkstatt sowie Lothar Steinert und die Operateure des Tandembeschleunigers. Meinen Eltern gilt mein ganz besonderer Dank für die fortwährende finanzielle und vor allem moralische Unterstützung während meines Studiums.

Silke Meisen danke ich für ihre Geduld, Unterstützung und ermutigenden Worte während der Entstehung – besonders in der Endphase – dieser Arbeit.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Mitgliedern aller Gruppen, die im Institut für Kernphysik Experimente durchführen für die gute Zusammenarbeit und die vielen Vorschläge, die zur steten Verbesserung des Datenaufnahmesystem beigetragen haben. Den Kollegen des INFN Legnaro bin ich für die Gastfreundschaft und die Unterstützung während des Experiments zu großem Dank verpflichtet.

Das Experiment wurde durch Unterstützung des TMR-LSF Programms der EU ermöglicht: ERBM-FGECT980110, BMBF 06OK862I(0).

Zusammenfassung

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wird das Datenaufnahmesystem für die Spektrometer OSIRIS und GEMINI am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln beschrieben. Für die Implementierung des Systems auf einem PowerPC unter dem Betriebssystem LynxOS war die Entwicklung von Gerätetreibern notwendig. Darüber hinaus wurden sämtliche andere Programme – ausschließlich in Client-Server Architektur – entwickelt. Die grafischen Benutzeroberflächen bilden die Schnittstelle für den Anwender. Sie machen alle Funktionen, die zum Einrichten und zur Durchführung von Experimenten notwendig sind, auf einfache Weise zugänglich.

Die Ergebnisse eines Experiments am γ -Spektrometer (GASP) in Legnaro, Italien werden im zweiten Teil der Arbeit vorgestellt. Bei diesem Experiment wurde erstmals die bewährte Kölner Reaktionskammer zur Messung von Lebensdauern – der Kugelplunger – zusammen mit dem italienischen Teilchenspektrometer ISIS eingesetzt. Mit Hilfe des Teilchenspektrometers konnte der $2p\alpha$ -Ausgangskanal zum ^{104}Cd ausgewertet werden. Die Wahl von Koinzidenzbedingungen in den Projektionen der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen war zum Teil nur durch die Verwendung der teilchenkoinzidenten Daten möglich. Für drei der acht ausgewerteten Lebensdauern von Niveaus in diesem Kern waren bisher nur obere Grenzen angegeben.

Für den stärksten Ausgangskanal der verwendeten Reaktion $^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},\alpha\alpha b p c n)$ bei 190 MeV Strahlenergie konnte die theoretische Voraussage bestätigt werden, dass in diesem Kern der Effekt der magnetischen Rotation nicht vorliegt. Schalenmodellrechnungen für diesen Kern waren im Rahmen dieser experimentellen Arbeit nicht vorgesehen und auch in der Literatur nicht bekannt. Die Ähnlichkeit der Termschemata von ^{107}In und ^{105}In und der Vergleich der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für angeregte Zustände der beiden Kerne sowie den Ergebnissen von Schalenmodellrechnungen für den Kern ^{105}In zeigen, dass die Struktur der vergleichbaren magnetischen Dipolbanden gleich ist.

Die sieben erstmalig bestimmten Lebensdauern angeregter Zustände des Kerns ^{106}In gleichen denen des Kerns ^{104}In . Im Gegensatz zu ^{105}In wurden allerdings für den Kern ^{104}In die durchgeführten Schalenmodellrechnungen in der Literatur als physikalisch nicht sinnvoll verworfen. Eine Aussage über die Struktur wie für das Paar ungerader Indium Isotope kann nicht gemacht werden.

Zusammenfassend wurden im experimentellen Teil dieser Arbeit 26 Lebensdauern angeregter Zustände in den Kernen ^{107}In , ^{106}In und ^{104}Cd bestimmt, davon 19 erstmalig.

Abstract

In the first part of the present thesis the data acquisition system for the spectrometers OSIRIS and GEMINI at the Institute of Nuclear Physics at the University of Cologne is described. To implement the system on a PowerPC using the operating system LynxOS, the development of device drivers has been necessary. Moreover all further programmes – employing exclusively client-server techniques – have been developed. Graphical user interfaces allow the user access to the system. All functions necessary for setup, operation and control are easily accessible through them.

Results from an experiment at the γ -spectrometer (GASP) in Legnaro, Italy are presented within the second part of this work. In this experiment the proven Cologne plunger device has been employed as reaction chamber, for the first time connected to the Italian particle spectrometer ISIS. Employing the ISIS it was feasible to evaluate the $2p\alpha$ -channel, the nucleus ^{104}Cd . The choice of coincidence conditions in the projections of $\gamma\gamma$ -coincidence matrices was easily possible just by using data coincident to particles. In the nucleus ^{104}Cd three out of eight lifetimes of excited states were given by upper limits before this experiment.

The strongest channel in the employed reaction $^{58}\text{Ni}(^{52}\text{Cr},\alpha\alpha bpcn)$ at 190 MeV beam energy was ^{107}In . The theoretical prediction for this nucleus not to show magnetic rotation was confirmed. Theoretical calculations using the nuclear shell model have not been planned within the scope of this work and have not been presented in literature so far. The similarity of the levelschemes and experimental lifetimes of excited states of ^{107}In and ^{105}In as well as the agreement with shell model calculations prove the equality of the structure of the magnetic dipole bands of both nuclei.

Lifetimes of excited states of the nucleus ^{106}In show similarity to those of the nucleus ^{104}In . Seven of those lifetimes were quantified for the first time. In contrast to the nucleus ^{105}In shell model calculations for ^{104}In have been rejected in literature as being physically not reasonable. A statement comparable to the pair of odd-even nuclei cannot be made here.

All in all 26 lifetimes of excited states in the nuclei ^{107}In , ^{106}In and ^{104}Cd have been evaluated in the experimental section of the present thesis, 19 being quantified for the first time.

Lebenslauf

Name		Andreas Fitzler
Geburtsdatum/-ort		16.04.1968 in Porz am Rhein
Nationalität		deutsch
Familienstand		ledig
Schulbildung	74–78	Gemeinschaftsgrundschule Wahn
	78–88	Städtisches Gymnasium Porz Humboldtstraße
Schulabschluss	05/88	Abitur
Wehrdienst	07/88–06/90	Ausbildung zum Offizier der Reserve des Truppendienstes
Hochschulstudium	10/90	Immatrikulation an der Universität zu Köln für das Studienfach Physik
	06/93	Vordiplom Physik
Studienabschluss	05/98	Diplom im Fach Physik Thema der Arbeit: Weiterentwicklung und Dokumentation von Programmen zur Datenaufnahme und Auswertung in der Kernphysik

Arbeitsverhältnisse am Institut für Kernphysik

04/95–06/98	Studentische Hilfskraft
seit 07/98	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: keine