

# **Kernspektroskopie an $N \simeq 40$ und $N \simeq 82$ Nukliden**

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
"Doktor der Naturwissenschaften"

am Fachbereich Chemie und Pharmazie  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

vorgelegt von  
**Michael Walter Hannawald**  
geboren in Diez

Mainz 2000

Jahr der Prüfung: 2000



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>15</b>
2.1	Radioaktivität . . . . .	15
2.1.1	Spezialfälle der Mutter-Tochter-Systeme . . . . .	17
2.2	Bateman-Gleichungen . . . . .	21
2.3	Der $\beta$ -Zerfall . . . . .	23
2.4	$\beta$ -verzögerte Neutronenemission . . . . .	28
2.5	QRPA-Schalenmodell . . . . .	32
2.6	Nukleosynthese . . . . .	33
2.6.1	Wasserstoffbrennen und CNO-Zyklus . . . . .	33
2.6.2	Neutroneneinfangreaktionen . . . . .	37
<b>3</b>	<b>Experimentelle Grundlagen</b>	<b>45</b>
3.1	Erzeugung neutronenreicher Kerne . . . . .	45
3.2	Produktion der Isotope . . . . .	46
3.2.1	Aufbau der Laser-Ionenquelle . . . . .	48

---

3.2.2	Chemisch selektive Laser-Ionisation . . . . .	50
3.2.3	Der GPS-Massenseparator . . . . .	58
3.3	Der elektronische Aufbau . . . . .	60
3.4	Tape-System . . . . .	69
3.5	Datenerfassung . . . . .	70
<b>4</b>	<b>Messung der <math>\beta</math>-verzögerten Neutronen</b>	<b>75</b>
4.1	Halbwertszeiten neutronenreicher Mangan-Isotope . . . . .	75
4.2	$P_n$ -Werte neutronenreicher Mn-Isotope . . . . .	91
<b>5</b>	<b><math>\gamma</math>-Messungen von <math>^{64,66}\text{Mn}</math></b>	<b>101</b>
5.1	Neue $\gamma$ -Linien von $^{64,66}\text{Mn}$ . . . . .	101
5.2	Niveausystematik bei $N \simeq 40$ . . . . .	108
<b>6</b>	<b>Kernspektroskopie bei <math>N \simeq 82</math>, <math>Z &lt; 50</math></b>	<b>115</b>
6.1	Motivation für den Cd-Test . . . . .	115
6.2	Halbwertszeiten der $N=82-84$ Cd-Isotope . . . . .	118
6.3	$P_n$ -Werte der Cd-Isotope . . . . .	122
6.4	$\gamma$ -Messungen . . . . .	127
6.5	$B(E2)$ und $\beta_2$ -Werte der Cd-Isotope . . . . .	129
6.6	Kernstruktur-Interpretation der integralen $\beta$ -Zerfallsgrößen $T_{1/2}$ und $P_n$ von $^{131}\text{Cd}_{83}$ und $^{132}\text{Cd}_{84}$ . . . . .	132
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>147</b>
<b>A</b>	<b>Programme</b>	<b>151</b>

A.1 Programm 1 . . . . .	151
A.2 Programm 2 . . . . .	158
<b>B Publikationen</b>	<b>161</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>164</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>171</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>174</b>



# Abkürzungsverzeichnis

<b><math>A_\beta</math></b>	Anfangsintensität der $\beta$ -Teilchen
<b><math>A_n</math></b>	Anfangsintensität der Neutronen
<b>BBO</b>	Barium- $\beta$ -Borat Kristall
<b>BCS</b>	Zustandsbeschreibung von Bardeen, Cooper und Schrieffer
<b><math>B_n</math></b>	Bindungsenergie des Neutrons (= $S_n$ )
<b>ETFSI</b>	Extended Thomas-Fermin plus Strutinsky-Integral Modell
<b>ETFSI-Q</b>	ETFSI + Quenching
<b>FRDM</b>	Finite-Range Droplet Modell
<b>ff</b>	first forbidden (einfach verbotener) Übergang
<b>GPS</b>	General Purpose Separator
<b>Gr.-Th.</b>	Gross-Theory
<b>GT</b>	Gamow-Teller
<b>GTR</b>	Gamow-Teller Resonanz
<b>HRS</b>	High Resolution Separator

<b>HFS</b>	Hyperfeinstrukturaufspaltung
<b>IAS</b>	Isobarer Analogzustand
<b>KHF</b>	Kratz-Herrmann-Formel
$\mathbf{N}_{r,\odot}$	solare r-Prozeß Häufigkeits-Verteilung
$\mathbf{P}_n$	Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Neutrons
$\mathbf{Q}_\beta$	Maximale $\beta$ -Zerfallsenergie
<b>QRPA</b>	Quasiparticle Random-Phase-Approximation
<b>RILIS</b>	Resonance Ionisation Laser Ion Source
$\mathbf{S}_n$	Neutronenseparationsenergie
$\mathbf{T}_{1/2}$	Halbwertszeit
<b>3QP</b>	Three-Quasi-Particle

# Kapitel 1

## Einleitung

Das Verständnis der Nukleosynthese in unserem Sonnensystem ist unter anderem eng verbunden mit der Klärung der Kernstruktur von neutronenreichen Isotopen nahe der "Drip-Line", welche sich durch ein Verschwinden der Neutronenbindungs- bzw. Separationsenergie auszeichnet ( $S_n=B_n=0$ ). Daher besteht das Bestreben, die kernphysikalischen Modelle durch experimentell gewonnene Werte zu untermauern. Für den später beschriebenen r-Prozeß sind besonders die Neutronenseparationsenergie  $S_n$ , die Halbwertszeit  $T_{1/2}$  und die Wahrscheinlichkeit der  $\beta$ -verzögerten Neutronenemission  $P_n$  neutronenreicher Kerne fernab der Stabilität von Interesse.

Um die Struktur eines Atomkerns untersuchen zu können, muß er sich in einem angeregten Zustand befinden. Dem Experimentator stehen vielfältige Möglichkeiten offen, einen Kern anzuregen. Beispielsweise seien hier Streuexperimente mit Elektronen, Protonen oder Neutronen, die Anregung durch Photonen oder Kernreaktionen genannt. Eine der bis heute wichtigsten Methoden zur Aufklärung der Kernstruktur ist die Untersuchung des  $\beta$ -Zerfalls. Dies liegt unter anderem daran, daß noch immer Methoden entwickelt und ständig verbessert werden, die es erlauben, Kerne weitab von der  $\beta$ -Stabilität zu erzeugen und zu untersuchen. Solche Kerne zeichnen sich durch einen hohen  $Q_\beta$ -Wert (maximale  $\beta$ -Zerfallsenergie) aus und bieten dadurch die Möglichkeit, eine große

Anzahl angeregter Zustände in den Tochterkernen zu bevölkern. Der technische Fortschritt hat es in den letzten Jahren ermöglicht, Kerne mit extremen  $N/Z$  Verhältnissen zu untersuchen. Hier können neue Zerfallsarten auftreten, wie z.B. auf der neutronenreichen Seite die Emission von einem oder mehreren  $\beta$ -verzögerten Neutronen, die nahe der Stabilität energetisch nicht möglich sind.

Eines der gängigsten Kernmodelle zur Beschreibung der Struktur-Eigenschaften eines Kernes ist das Nilsson-Modell (Beschreibung als harmonischer Oszillator). Im Rahmen dieses Modells kann man z.B. untersuchen, wie sich die Kerne verhalten, wenn eine Neutronen- bzw. Protonenschale ganz oder teilweise aufgefüllt wird. Analoge Einteilchenmodelle benutzen das Woods-Saxon- bzw. das Folded-Yukawa-Kernpotential. Anhand experimenteller Erkenntnisse bei Kernen weitab der  $\beta$ -Stabilität kann man die Gültigkeit solcher Kernmodelle überprüfen, die ursprünglich für Nuklide nahe der Stabilität entwickelt wurden.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Manganisotope sind neben ihrem Kernstruktur-Interesse aus folgenden Gründen auch von astrophysikalischer Bedeutung:

- Protonenreiche Isotope, insbesondere in der Nähe der  $N=Z$ -Linie (z.B.  $^{50}_{25}\text{Mn}$ ), sind wichtig für den sogenannten rp-Prozeß (rapid proton capture). Für Elemente jenseits des Ca läuft dieser Nukleosyntheseprozess z.B. im explosiven H-Brennen von Typ I X-Ray Bursts [1, 2] ab und ist möglicherweise verantwortlich für die Produktion der stabilen p-Kerne  $^{31}\text{Se}$  bis  $^{96}\text{Cd}$ .
- Neutronenreiche Isotope, insbesondere im Bereich der Unterschale  $N \simeq 40$  bis zum Schalenabschluß  $N=50$ , sind wichtig für den Beginn des später beschriebenen r-Prozesses (schneller Neutroneneinfang-Prozeß). Nach neueren Erkenntnissen ist der stellare Ort für den r-Prozeß vermutlich die sogenannte Hoch-Entropie-Blase am Rand des sich bildenden Neutronensterns einer Supernova vom Typ II. Hauptsächlich über  $\alpha$ -Reaktionen, sowie durch Protonen- und Neutroneneinfänge, bildet sich eine "Saat-



---

komposition" in der  $A \simeq 60 - 100$  Gegend. Nach Absinken der stellaren Temperatur von  $T_9 \approx 10$  auf  $T_9 \leq 3$  (wobei  $T_9 = 10^9 \text{K}$ ) kommt es zum sogenannten "α-reichen Ausfrieren" und nur der Neutroneneinfang kann weiter erfolgen. An dieser Stelle erfolgt der Übergang vom α-Prozeß in den r-Prozeß. Die Saatkomposition hängt ab von der Kernstruktur in der Fe-Gegend:

- Wie ist dort die Deformation der r-Prozeß-Isotope ?
- Wie ist die Schalenstärke  $N=50$  im Bereich des doppelt magischen  ${}^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ ?
- Die Reaktionsraten hängen stark von der Kernstruktur ab. Vergleicht man die relevanten Parameter aus Experimenten und Modellen, so erhält man Hinweise darauf, daß offensichtlich der  $N=50$  Schalenabschluß zu stark ist, was unter anderem zu einer zu hohen Saat-Ausbeute für stabile  $N=50$  Kerne (z.B.  ${}^{88}\text{Sr}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ ) führt [3].

Aus diesem Grunde muß das Verständnis der Entwicklung der Kernstruktur in der Fe-Gegend verbessert werden. Mn, Fe, Co, Ni sind jedoch refraktäre Elemente und nicht oder nur schwer ionisierbar. Daher benötigt man für kernspektroskopische Untersuchungen von kurzlebigen Isotopen dieser Elemente - an Stelle der bislang verwendeten chemisch unselektiven Plasmaquellen - chemisch selektive Laser-Ionenquellen.

Diese Arbeit beschäftigt sich insbesondere mit neutronenreichen Manganisotopen der Massen  $A=60-69$ , die mittels chemisch selektiver Laserionisation am Massenseparator ISOLDE des CERN untersucht wurden. In den 80er Jahren wurden  $\gamma$ -Spektroskopie-Messungen bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) [4, 5] durchgeführt und nukleare Massen von [6] veröffentlicht. In den letzten Jahren wurden eine Reihe experimenteller Studien der Niveaustruktur und Zerfalleigenschaften von Kernen der Fe-Gruppe durchgeführt [7, 8, 9, 10, 11, 12].

Die Struktur und der Zerfall dieser neutronenreichen Isotope, zwischen den doppelt magischen Kernen  ${}^{48}\text{Ca}_{28}$  und  ${}^{78}\text{Ni}_{50}$ , spielen - wie schon gesagt - eine

besondere Rolle im Verständnis, wie diese Nuklide als mögliche Saatkerne im Nukleosyntheseprozess von schweren Elementen dienen.

Im Zusammenhang von kürzlich aufkommenden Hypothesen von zwei separaten r-Prozess-Szenarien, einer für die Elemente bis  $A \approx 130$  und ein anderer für die schwereren Elemente, kommt der Kernstruktur der neutronenreichen Isotope in der  $35 \leq A \leq 50$  Fe-Region eine besondere Bedeutung zu [13].

Von großem Interesse für die Astrophysik sind die sogenannten "waiting-point" Kerne. Dies sind besondere Kerne, die den zeitlichen Verlauf der Nukleosynthese bestimmen. Ihre Eigenschaften spiegeln sich in der solaren Elementverteilung wieder, die bei  $A \approx 80$ ,  $A \approx 130$  und  $A \approx 196$  ausgeprägte Maxima aufweist (Abbildungen 2.7 und 2.8). Dafür verantwortlich sind die magischen Neutronenzahlen  $N=50$ ,  $N=82$  und  $N=126$ . Hier kommt der r-Prozess-Pfad relativ nahe an das Tal der Stabilität heran. Durch Kerne mit überdurchschnittlich "langer" Halbwertszeit (ca. 540 ms bei  $^{80}\text{Zn}_{50}$ , 165 ms bei  $^{130}\text{Cd}_{82}$  und 67 ms bei  $^{195}\text{Tm}_{126}$ ) wird dann die hohe isobare r-Häufigkeit aufgebaut. Aus diesem Grunde wurde ein weiteres Experiment bei CERN/ISOLDE durchgeführt, dessen Gegenstand die Messung von  $^{130-132}\text{Cd}$  war. Die Halbwertszeit des klassischen r-Prozess "waiting-Point" Isotops  $^{130}\text{Cd}$  wurde zum ersten mal 1986 [14] bestimmt, damals noch unter erschwerten Bedingungen (hoher Untergrund durch  $^{130}\text{Cs}$  und  $^{130}\text{In}$  sowie geringe Produktionsrate).

Das "waiting-point-Konzept" wird noch ausführlicher in Kapitel 2 erläutert.



**Abbildung 1.1:** Photo der ISOLDE-Experimentierhalle. Hier wurden alle in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen durchgeführt.



## Kapitel 2

# Theoretische Grundlagen

### 2.1 Radioaktivität

Von den bis heute bekannten ca. 1700 Nukliden sind nur 271 stabil. Die restlichen Nuklide sind instabil oder radioaktiv. Sie wandeln sich durch einen oder mehrere aufeinanderfolgende Zerfallsprozesse unter Emission von Teilchen und/oder Quantenstrahlung so lange um, bis ein stabiles Nuklid erreicht wird. Insbesondere sind auch die künstlich erzeugten Nuklide - in der vorliegenden Arbeit die neutronenreichen Mangan- und Cadmiumisotope - instabil.

Alle folgen dem Zeitgesetz [15]:

$$(2.1) \quad N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

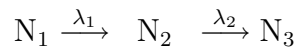
Dabei ist die Zerfallskonstante gleich:

$$(2.2) \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$$

Die Aktivität ist definiert als:

$$(2.3) \quad A = \frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N$$

Häufig ist das beim Zerfall der Mutter gebildete Tochternuklid nicht stabil sondern selbst radioaktiv.



Zur Bestimmung der Zahl der Tochteratome  $N_2$  muß neben deren Bildung aus der Mutter ( $N_1 \rightarrow N_2$ ) auch deren Zerfall in die Enkelatome ( $N_2 \rightarrow N_3$ ) berücksichtigt werden. Man hat eine Differentialgleichung 2. Ordnung zu lösen, welche die Beziehung zwischen Mutternuklid 1 und Tochternuklid 2 beschreibt. Die Lösung lautet:

$$(2.4) \quad N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{1(0)} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2(0) e^{-\lambda_2 t}$$

$N_1(0)$  und  $N_2(0)$  sind die zur Zeit  $t=0$  vorhandenen Atome der Nuklide  $N_1$  und  $N_2$ , deren Zerfallskonstanten  $\lambda_1$  bzw.  $\lambda_2$  und deren Halbwertszeiten  $T_1$  und  $T_2$  betragen. Unter der Annahme, daß zur Zeit  $t=0$  eine quantitative Abtrennung des Nuklids  $N_2$  vom Nuklid  $N_1$  erfolgt ist, d.h.  $N_2(0)=0$ , ergibt sich:

$$(2.5) \quad \begin{aligned} N_2 &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{1(0)} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\ &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{1(0)} e^{-\lambda_1 t} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) \end{aligned}$$

### 2.1.1 Spezialfälle der Mutter-Tochter-Systeme

#### Dauerndes Gleichgewicht

Die Halbwertszeit des Mutternuklids ist viel größer als die des Tochternuklids. In diesem Fall ist  $\lambda_2 \gg \lambda_1$ , daher vereinfacht sich die Gleichung zu

$$(2.6) \quad N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{1(0)} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Für die Einstellung des radioaktiven Gleichgewichts ist nur die Halbwertszeit des Tochternuklids maßgebend. Im radioaktiven Gleichgewicht ist

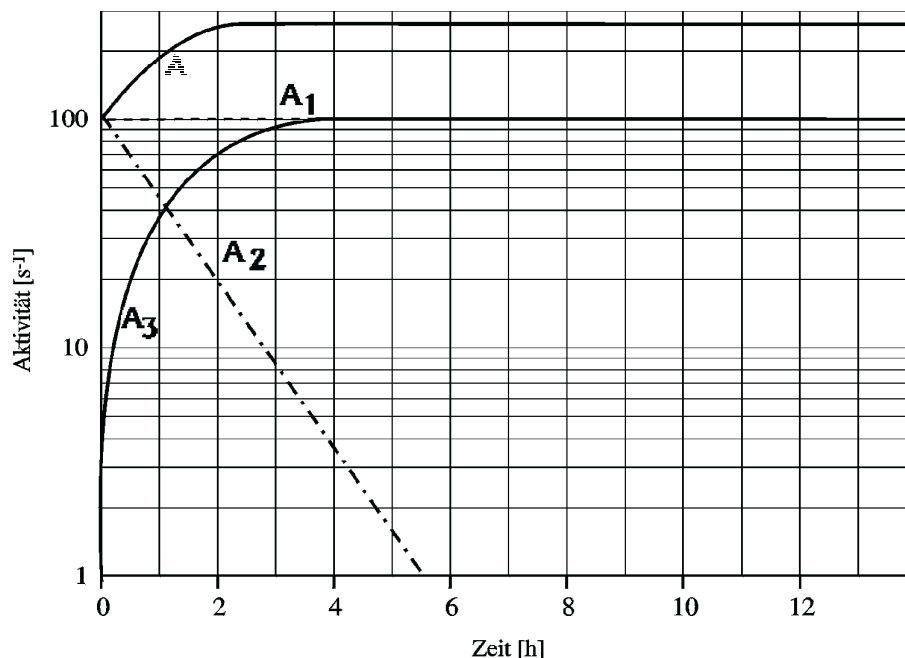
$$(2.7) \quad \begin{aligned} \lambda_1 N_1 &= \lambda_2 N_2 \\ \frac{N_1}{N_2} &= \frac{T_1}{T_2} \end{aligned}$$

Im radioaktiven Gleichgewicht werden demnach in einem vorgegebenen Zeitraum ebensoviel Atome von  $N_2$  nachgebildet, wie solche Atome zerfallen.

#### Laufendes Gleichgewicht

Die Halbwertszeit des Mutternuklids ist größer als die des Tochternuklids. Von einem laufenden Gleichgewicht spricht man dann, wenn der Zerfall des Mutternuklids nicht mehr vernachlässigt werden kann. Das radioaktive Gleichgewicht ist erreicht, wenn  $(1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}) = 1$  wird, d.h. in der Praxis nach der Zeit

$$(2.8) \quad t \geq 10 \cdot \frac{T_1 \cdot T_2}{T_1 - T_2}$$



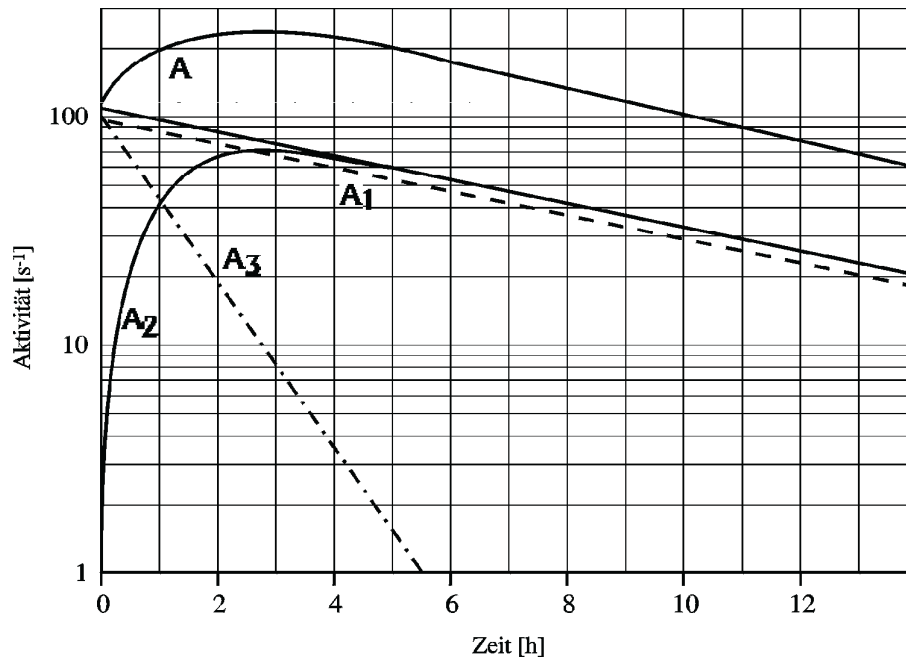
**Abbildung 2.1:** Dauerndes Gleichgewicht ( $T_1 \gg T_2$ ) ( $A$ =Gesamtaktivität,  $A_1$ : Aktivität des Mutternuklids,  $A_2$ : Aktivität des Tochter-nuklids,  $A_3$ : Zerfall der abgetrennten Tochteraktivität ( $T=0,8$  h)).

Dann ist

$$(2.9) \quad \frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} = \frac{T_2}{(T_1 - T_2)}$$

Die Verhältnisse sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Man erkennt, daß im Gegensatz zum dauernden Gleichgewicht sowohl die Gesamtaktivität als auch die Aktivität von  $A_2$  ein Maximum durchläuft. Nach Durchlaufen des Maximums der Tochteraktivität ist die Gesamtaktivität größer als die Mutteraktivität.





**Abbildung 2.2:** Laufendes Gleichgewicht ( $T_1 > T_2$ ) ( $A$ =Gesamtaktivität,  $A_1$ : Aktivität des Mutternuklids ( $T_1=8$  h),  $A_2$ : Aktivität des Tochternuklids ( $T_2=0,8$  h),  $A_3$ : Zerfall der abgetrennten Tochteraktivität).

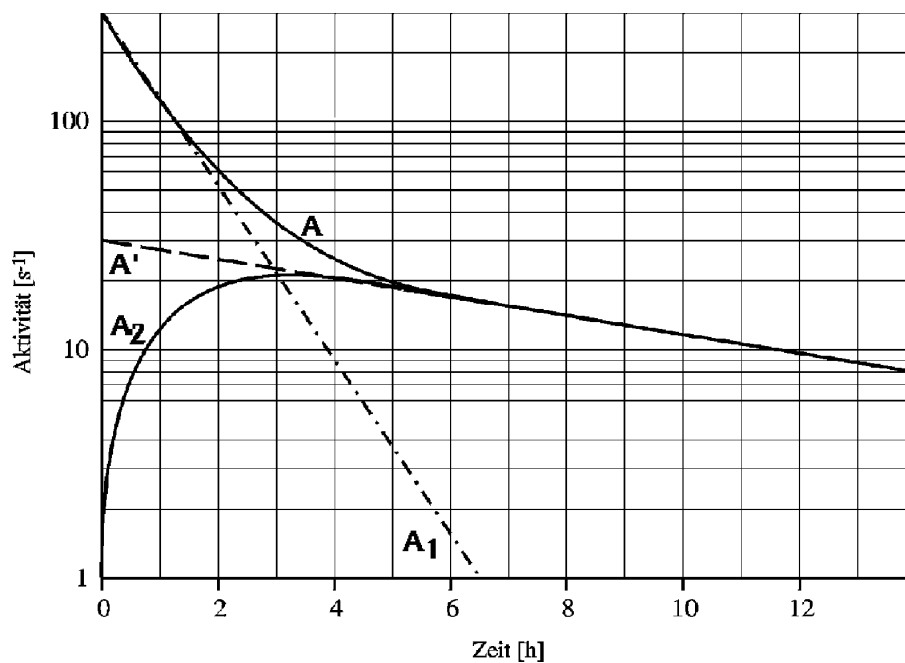
### Kein Gleichgewicht

Die Halbwertszeit des Mutternuklids ist kürzer als die des Tochternuklids. Für die Anzahl der Atome  $N_2$  des Tochternuklids zur Zeit  $t$  gilt, falls zur Zeit  $t=0$ ,  $N_{2(0)}=0$

$$(2.10) \quad N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} N_{1(0)} e^{-\lambda_2 t} (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t})$$

Wird  $e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t} \ll 1$ , so wird nur der Zerfall des Tochternuklids ( $e^{-\lambda_2 t}$ ) beobachtet, wobei die Zahl der Atome des Tochternuklids  $N_2$  proportional zur Zahl  $N_{1(0)}$  der nach der Trennung vorhandenen Atome des Mutternuklids ist.

Ein radioaktives Gleichgewicht wird hier nicht erreicht. Eine graphische Darstellung dieser Verhältnisse ist in Abbildung 2.3 wiedergegeben.



**Abbildung 2.3:** Kein Gleichgewicht ( $T_1 < T_2$ ) ( $A$ =Gesamtaktivität,  $A_1$ : Aktivität des Mutternuklids ( $T_1=0,8$  h),  $A_2$ : Aktivität des Tochter-nuklids ( $T_2=8$  h),  $A'$ : Extrapolation der Endzerfallskurve auf  $t=0$ ).

## 2.2 Bateman-Gleichungen

Wie wir im vorherigen Abschnitt gesehen haben, gibt es eine Vielzahl von Variationsmöglichkeiten für Zerfallskurven, die zunehmend komplizierter werden, wenn man auch noch die Enkelnuklide und sonstige Verunreinigungen mit einbezieht. Möchte man eine vorliegende Zerfallskurve analysieren und die Halbwertszeiten der einzelnen Komponenten bestimmen, benötigt man dazu einiges an mathematischem Input, damit ein Auswerteprogramm die Kurven aufschlüsseln kann. Die Gleichungen, die in der Regel diese Aufgabe erfüllen, nennt man Bateman-Gleichungen. Dabei handelt es sich um eine Reihe von - zum Teil mehrfach verschachtelten - Exponentialgleichungen, die auf das Problem des gekoppelten radioaktiven Zerfalls zugeschnitten sind (Gleichungen 2.11 bis 2.16) [16].

1) Tochter

$$(2.11) \quad A(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + A_{02} e^{-\lambda_2 t} + U$$

2) Tochter und Verunreinigung

$$(2.12) \quad A(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\ + A_{02} e^{-\lambda_2 t} + A_{03} e^{-\lambda_3 t} + U$$

3) Enkel

$$(2.13) \quad A(t) = \lambda_2 \lambda_3 A_{01} \left( \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} \right)$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \Big) \\
& \times \frac{\lambda_3 A_{02}}{(\lambda_3 - \lambda_2)} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_3 t}) + A_{03} e^{-\lambda_3 t} + U
\end{aligned}$$

4) Enkel und Verunreinigung

$$\begin{aligned}
(2.14) \quad A(t) = & \lambda_2 \lambda_3 A_{01} \left( \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} \right. \\
& \left. + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right) \\
& \times \frac{\lambda_3 A_{02}}{(\lambda_3 - \lambda_2)} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_3 t}) + A_{03} e^{-\lambda_3 t} \\
& + A_{04} e^{-\lambda_3 t} + U
\end{aligned}$$

5) Mutter und Tochter

$$\begin{aligned}
(2.15) \quad A(t) = & A_{01} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\
& + A_{02} e^{-\lambda_2 t} + U
\end{aligned}$$

6) Mutter, Tochter und Verunreinigung

$$\begin{aligned}
(2.16) \quad A(t) = & A_{01} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_{01} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\
& + A_{02} e^{-\lambda_2 t} + A_{03} e^{-\lambda_3 t} + U
\end{aligned}$$

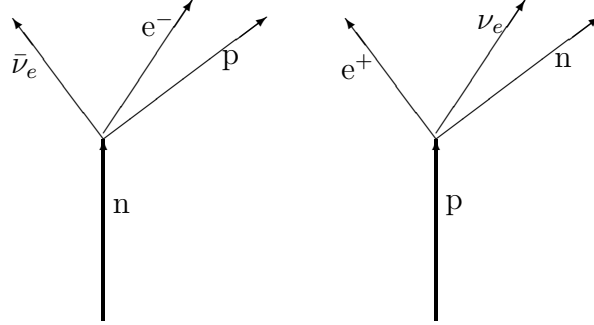
## 2.3 Der $\beta$ -Zerfall

Durch Messung mit magnetischen Spektrometern war schon 1914 von Chadwick gezeigt worden, daß Kerne Elektronen mit kontinuierlicher Energieverteilung emittieren. Nur war der genaue Mechanismus nicht bekannt. Da es sich um einen Übergang zwischen Zuständen mit fest definierter Energie handelt, wurde sogar die Gültigkeit des Energiesatzes in Frage gestellt. Erst in den 50er Jahren konnte der von Pauli hypothetisch vorgeschlagene Ausweg unter Zuhilfenahme eines noch unbekanntes dritten Teilchens, dem Neutrino, bestätigt werden. Beim  $\beta$ -Zerfall spricht man auch von der schwachen Wechselwirkung, weil dieser eine sehr viel kleinere Übergangswahrscheinlichkeit besitzt als Prozesse, die durch Kernkräfte oder elektromagnetische Kräfte verursacht werden. Das Wesentliche des  $\beta$ -Zerfalls besteht darin, daß unter Umwandlung eines Nukleons ein (positives oder negatives) Elektron mit einem Neutrino bzw. Antineutrino im Kern erzeugt wird (siehe resultierende Zerfallsgleichungen 2.17 und 2.18). Dabei ändert sich die Kernladungszahl  $Z$  um eine Einheit; die Massenzahl  $A$  bleibt konstant.



Beim Zerfall komplizierter Kerne spielt sich im Wesentlichen das gleiche ab, doch ist die Übergangswahrscheinlichkeit durch die Wechselwirkung der Nukleonen untereinander geändert. Der Prozeß läßt sich auch am freien Neutron mit einer Halbwertszeit von 10,6 min beobachten. Das freie Proton kann nicht zerfallen, da es leichter ist als das Neutron.

Zur theoretischen Beschreibung wird der  $\beta$ -Zerfall als ein Ereignis zweier Prozesse aufgefaßt: Ein Neutron wird gleichzeitig in ein Proton, ein Neutrino und ein Elektron umgewandelt (siehe Abbildung 2.4) [17].



**Abbildung 2.4:** Feynman-Graphen zur Veranschaulichung des  $\beta$ -Zerfalls.

Als Hamiltonfunktion für den Neutronenzerfall ergibt sich [18]:

$$(2.19) \quad H = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \sum_k g_k (\bar{\psi}_p \Omega_k \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_k \psi_\nu) d\tau$$

$\psi_p$ ,  $\psi_n$ ,  $\psi_e$  und  $\psi_\nu$  sind die Wellenfunktionen von Proton, Neutron, Elektron und Neutrino. Die Größen  $\Omega_k$  sind die zur Beschreibung geeigneten Dirac-Operatoren. Die Koeffizienten  $g_k$  enthalten den jeweiligen Beitrag zur Gesamtfunktion. Die Integration erstreckt sich über das Kernvolumen. Tatsächlich tragen von allen nach der Dirac-Theorie möglichen Transformationseigenschaften nur die vektorielle und die axial-vektorielle Transformationseigenschaft bei. Zusätzlich muß noch berücksichtigt werden, daß Neutrinos immer nur in einer Spinrichtung relativ zu ihrem Impuls emittiert werden. Daher muß auf die Neutrinowellenfunktion zusätzlich der Projektionsoperator  $P = (1 + \gamma_5)$  angewendet werden, der nur eine Spinorientierung zuläßt. ( $\gamma_5$  ist die dazugehörige Dirac-Matrix). Die Hamiltonfunktion lautet nun:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \sum_k g_V (\bar{\psi}_p \Omega_V \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_V \psi_\nu)$$

---


$$(2.20) \quad + g_A (\bar{\psi}_p \Omega_A \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_A P \psi_\nu) d\tau$$

wobei  $g_V$  und  $g_A$  die vektorielle bzw. axialvektorielle Kopplungskonstante sind. Diese Funktion läßt sich durch zwei realistische Näherungen stark vereinfachen.

- die Konstanz der Leptonenwellenfunktion über das Kernvolumen,
- eine nichtrelativistische Näherung für die Nukleonenfunktion.

Wenn diese Näherungen erfüllt sind, spricht man von erlaubten  $\beta$ -Übergängen. Es treten nur noch zwei einfache Matrixelemente auf:

$$(2.21) \quad M_F = \int g_V (\bar{\psi}_p \mathbf{1} \psi_n) d\tau \quad \text{Fermi-Matrixelement}$$

$$(2.22) \quad M_{GT} = \int g_V (\bar{\psi}_p \vec{\sigma} \psi_n) d\tau \quad \text{Gamow-Teller-Matrixelement}$$

Im Fermi-Matrix-Element steht der Einheitsoperator  $\mathbf{1}$ ; das Gamow-Teller-Matrixelement enthält den Spin-Operator  $\vec{\sigma}$ . Erlaubte  $\beta$ -Zerfälle sind solche, bei denen mindestens eines dieser beiden Kernmatrixelemente verschieden von Null ist. Als Quadrat des gemittelten Übergangsmatrixelements ergibt sich:

$$(2.23) \quad |H_{fi}|^2 \equiv |M_{fi}|^2 = g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2$$

Der Einheitsoperator ändert weder Spin noch Parität der Wellenfunktion. Als Auswahlregel für Fermi-Übergänge ergibt sich daher  $\Delta I=0$  und  $\Delta \pi=0$ . Der

$\sigma$ -Operator verändert die Z-Komponente des Spins von  $+\frac{1}{2}$  nach  $-\frac{1}{2}$ . Der Drehimpuls bleibt daher nur erhalten, wenn die beiden Leptonen zusammen den Spin +1 haben. Als Auswahlregel für Gamow-Teller-Übergänge (GT) folgt daher  $\Delta I=0$  oder 1 (keine  $0 \rightarrow 0$  Übergänge) und  $\Delta\pi=0$ .

Sind die oben gemachten Voraussetzungen nicht erfüllt, so verschwinden die Leptonenwellenfunktionen der bisherigen Näherung. Für das Neutrino hatte sie darin bestanden, die Entwicklung in der ebenen Welle

$$(2.24) \quad \psi_\nu(r) = e^{ikr} = 1 + kr + \dots$$

bereits vor dem linearen Term abubrechen (Konstanz der Leptonenwellenfunktion). Wird dieser Term mitgenommen, resultiert ein Matrixelement, das zu einer Halbwertszeit im Übergang führt, die etwa um einen Faktor  $10^3$  größer ist als die des entsprechenden erlaubten Übergangs. Es liegt nun ein "einfach-verbotener" Übergang vor. Verschwinden auch in der jetzigen erweiterten Näherung die Matrixelemente, muß man noch höhere Ordnungen miteinbeziehen. Sie führen zu den zwei-, drei- und vierfach verbotenen Übergängen. Die Zerfallswahrscheinlichkeit  $\lambda_{fi}$  für den  $\beta$ -Zerfall aus dem Grundzustand  $i$  (*initial*) des Ausgangsnuklids in einen angeregten Zustand  $f$  (*final*) des Tochter-nuklids mit der Anregungsenergie  $E$  wird beschrieben durch

$$(2.25) \quad \lambda_{fi} = \frac{g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2}{b} f(Z, \epsilon_0),$$

wobei

$$(2.26) \quad b = \frac{\hbar^7 2\pi^3}{m_0^5 c^4}$$

ist. Mit  $\lambda_{fi} = \ln 2 / T_{1/2}$  folgt hieraus



$$(2.27) \quad f(Z, \epsilon_0) T_{1/2}(fi) \equiv ft = \frac{b \ln 2}{g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2} = \frac{b \ln 2}{|M_{fi}|^2}$$

Hierbei ist  $T_{1/2}$  die zu  $\lambda_{fi}$  korrespondierende Halbwertszeit für einen  $\beta$ -Zerfallskanal. Die Funktion  $f(Z, \epsilon_0)$  enthält die Abhängigkeit der  $\beta$ -Zerfallsrate von der Kernladungszahl  $Z$  des Tochterkerns und der Zerfallsenergie  $\epsilon_0 = Q_\beta - E$ . Mit Hilfe der  $ft$ -Werte können die  $\beta$ -Zerfälle nach ihrer Übergangswahrscheinlichkeit klassifiziert werden. Als Maß für den Verbotenheitsgrad eines Übergangs  $i \rightarrow f$  wird der dekadische Logarithmus des  $ft$ -Wertes als  $\log(ft)$ -Wert angegeben. Je größer der  $\log(ft)$ -Wert ist, desto höher ist der Verbotenheitsgrad des Übergangs. Das Kernmatrixelement  $|M_{fi}|^2$  stellt die  $\beta$ -Stärkefunktion dar:

$$(2.28) \quad S_\beta(E) = |M_{fi}|^2 = \frac{b}{f(Z, \epsilon_0) T_{1/2}}$$

Um die integrale Halbwertszeit für den  $\beta$ -Zerfall eines instabilen Kerns zu erhalten, muß über die Zerfallswahrscheinlichkeiten  $\lambda_{fi}$  der individuellen Kernzustände summiert werden:

$$(2.29) \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\sum_f \lambda_{fi}}$$

mit Gleichung (2.28) ergibt sich:

$$(2.30) \quad T_{1/2} = \frac{b \ln 2}{\sum S_\beta(E) f(Z, \epsilon_0)} = \frac{B}{\sum |M_{fi}|^2 f(Z, \epsilon_0)},$$

wobei die neue Konstante  $B = b \cdot \ln 2$  ist.

Übergang	$\Delta I$	$\Delta \pi$	$\log ft$	Beispiel
übererlaubt	0, $\pm 1$	(+)	$3,5 \pm 0,2$	$^1_0\text{n}$
erlaubt	0, $\pm 1$	(+)	$5,7 \pm 1,1$	$^{35}_{16}\text{S}$
1-fach verboten	0, $\pm 1$	(-)	$7,5 \pm 1,5$	$^{198}_{79}\text{Au}$
1-fach verboten unikal	$\pm 2$	(-)	$8,5 \pm 0,7$	$^{91}_{39}\text{Y}$
2-fach verboten	$\pm 2$	(+)	$12,1 \pm 1,0$	$^{137}_{55}\text{Cs}$
2-fach verboten unikal	$\pm 3$	(+)	$11,7 \pm 0,9$	$^{22}_{11}\text{Na}$
3-fach verboten	$\pm 3$	(-)	$18,2 \pm 0,6$	$^{87}_{37}\text{Rb}$
3-fach verboten unikal	$\pm 4$	(-)	15,2	$^{40}_{19}\text{K}$
4-fach verboten	$\pm 4$	(+)	22,5	$^{115}_{51}\text{In}$

**Tabelle 2.1:** Klassifikation von  $\beta$ -Übergängen anhand ihrer  $\log(ft)$ -Werte. (+) bedeutet Paritätsänderung, (-) bedeutet keine Paritätsänderung [19].

## 2.4 $\beta$ -verzögerte Neutronenemission

1938 - noch im selben Jahr der Entdeckung der Kernspaltung - berichteten Robert und Mitarbeiter, daß Uran, nachdem es zuvor mit Neutronen bestrahlt worden war, noch für ein bis zwei Minuten Neutronen emittierte. Es war bald darauf verifiziert, daß diese Neutronen mit der  $\beta$ -Halbwertszeit des Vorläuferisotops ("Präkursor") ausgesandt werden, und daß die Neutronenemission von angeregten Zuständen des Tochterkerns erfolgt. Durch  $\beta$ -Zerfall eines Kerns mit der Ordnungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$  werden im Folgekern verschiedene Anregungszustände gespeist, die ihre Energie normalerweise durch die prompte Emission von  $\gamma$ -Quanten abgeben. Ist die maximale  $\beta$ -Zerfallsenergie ( $Q_\beta$ ) des Vorläufers jedoch größer als die Bindungsenergie ( $B_n$ ) des letzten Neutrons im Tochterkern, so können auch Zustände oberhalb der Neutronenbindungsenergie bevölkert werden. Diese hochangeregten Niveaus können sich dann entweder durch die Emission von  $\gamma$ -Quanten oder durch Emission eines

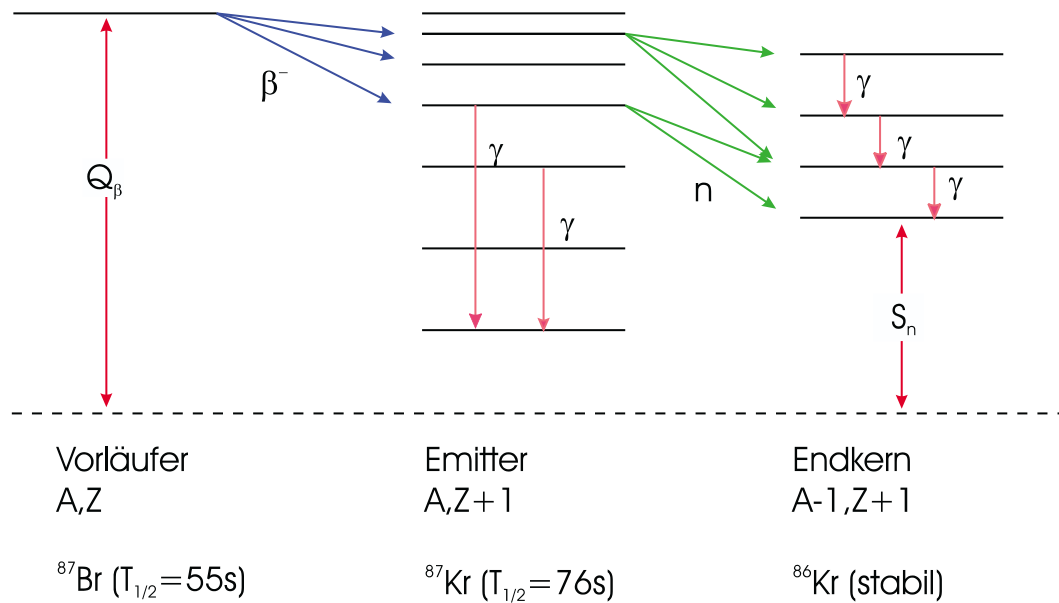
---

Neutrons abgeben. Bei der Emission eines Neutrons entsteht dann der Endkern ( $Z+1, A-1$ ) in der benachbarten Isobarenkette. Für Kerne mit einem ausreichend großen Energiefenster für die Neutronenemission ( $Q_\beta - B_n$ ) können neben dem Grundzustand auch angeregte Niveaus des Endkerns bevölkert werden, die ihre Energie durch anschließende Aussendung eines  $\gamma$ -Quants abgeben. Bei Kernen, deren  $\beta$ -Zerfallsenergie sehr hoch ist, konnte auch schon die Emission von 2 bzw. 3 Neutronen beobachtet werden. Der Zerfallsmodus der  $\beta$ -verzögerten Neutronenemission ist schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt.

Die mittlere Lebensdauer eines neutronenemittierenden Niveaus beträgt etwa  $10^{-16}$  bis  $10^{-13}$  Sekunden. Damit erfolgt die Neutronenemission wesentlich schneller als der vorausgegangene  $\beta$ -Zerfall, der dadurch die Halbwertszeit für die beobachtete Neutronenaktivität bestimmt. Aus diesem Grund wurde der Begriff "  $\beta$ -verzögerte-Neutronenemission" für diesen Zerfallsmodus eingeführt. Die Emission von  $\beta$ -verzögerten Neutronen kann man daher auch zur Messung der Halbwertszeit von neutronenreichen Kernen weitab der Stabilität verwenden.

Ursprünglich war die Untersuchung der  $\beta$ -verzögerten Neutronenemitter überwiegend bestimmt durch die Reaktortechnik, da  $\beta$ -verzögerte Neutronen bei der Regelung von Kernreaktoren eine wichtige Rolle spielen. Die Untersuchung beschränkte sich im wesentlichen auf die Identifikation des Präkursorisotops, die Bestimmung seiner Halbwertszeit und die Messung des  $P_n$ -Wertes (Neutronenemissionswahrscheinlichkeit). Für die Belange der Reaktortechnik ist es ausreichend, die einzelnen Neutronenpräkursoren in 6 Gruppen verschiedener Halbwertszeiten (sogenannte Keepin-Gruppen) zusammenzufassen.

Bei der Beschreibung der  $\beta$ -verzögerten Neutronenemission geht man von der Vorstellung eines Zweistufenprozesses aus. Durch den  $\beta$ -Zerfall entsteht zuerst ein Zwischenkern (Compoundkern), welcher mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Neutron aussendet. Man kann daher die Zerfallskonstante  $\lambda_n(E_n)$  für einen  $\beta$ -verzögerten Neutronenzerfall, der von einem Niveau mit der Energie  $E$  aus erfolgt, beschreiben durch:



**Abbildung 2.5:** Schematische Darstellung der  $\beta$ -verzögerten Emission von Neutronen. Die Intensität des  $\beta$ -Zerfalls ist, abgesehen von gut bekannten Phasenraum- und Coulombkorrekturen, durch die  $\beta$ -Stärkefunktion  $S_\beta$  bestimmt. Diese wird durch die zwei Riesenresonanzen, den isobaren Analogzustand (IAS) und die Gamow-Teller Resonanz (GTR) dominiert. Für neutronenreiche Kerne liegen der isobare Analogzustand und die Gamow-Teller Riesenresonanz oberhalb von  $Q_\beta$ . Die Pfeile zeigen die verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten aus angeregten Zuständen an, deren Energie die Bindungsenergie von ein oder zwei Neutronen übersteigt.

$$(2.31) \quad \lambda_n(E_n) = \lambda_\beta(Q_\beta - E) \cdot P_n(E_n)$$

Dabei ist  $\lambda_\beta(Q_\beta - E)$  die Zerfallskonstante, mit der das Emittterniveau durch  $\beta$ -Zerfall gespeist wird.  $P_n(E_n)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der sich dieses Niveau über die Aussendung eines Neutrons der Energie mit  $E_n$  abregt. Mit Hilfe der in Gleichung (2.25) definierten Zerfallswahrscheinlichkeit  $\lambda_{fi}$  ist die Wahrscheinlichkeit für die  $\beta$ -verzögerte Neutronenemission (in Prozent) gegeben zu

$$(2.32) \quad P_n = 100 \frac{\sum_{S_n < E_f < Q_\beta} \lambda_{fi}}{\sum_{0 < E_f < Q_\beta} \lambda_{fi}}$$

Da exakte  $P_n$ -Werte in den wenigsten Fällen berechenbar sind, kann man Abschätzungen durch die phänomenologische Kratz-Herrmann-Formel (KHF) [20] erhalten,

$$(2.33) \quad P_n = a \cdot ((Q_\beta - S_n)/(Q_\beta - C))^b$$

wo der Grenzparameter  $C$  (korrespondierend zur Paarungs-Lücke) anhand des Fits von Madland-Nix [21] berechnet wird. Die Parameter  $a=84,06 \pm 18,05$  und  $b=4,85 \pm 0,31$  erhält man durch einen gewichteten, nicht-linearen Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate an die ungefähr 110 gemessenen  $P_n$ -Werte in der Region der Spaltprodukte.

Der Prozeß der Emission verzögerter Neutronen läßt sich am Beispiel des Zerfalls von  $^{87}_{35}\text{Br}$  gut verstehen (siehe Abbildung 2.5). Der  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{87}\text{Br}$  führt in 30% der Zerfälle zum Grundzustand von  $^{87}\text{Kr}$ . In 70% dagegen zu angeregten Kernzuständen, wovon in 2% der letztgenannten Zerfälle ein Kernzustand populiert wird, dessen Energie oberhalb der Bindungsenergie des letzten Neutrons im Tochternuklid  $^{87}_{36}\text{Kr}$  liegt. Deshalb kann aus diesem Kernzustand ein Neutron emittiert werden (Übergang in  $^{86}_{35}\text{Kr}$ ). Da die hoch angeregten Kernzustände des  $^{87}_{36}\text{Kr}$  extrem kurzlebig sind, beobachtet man die Emission der Neutronen mit der Halbwertszeit des Zerfalls der  $^{87}\text{Br}$ -Muttersubstanz. Eine Emission verzögerter Neutronen wird vorzugsweise dort beobachtet, wo die Neutronenbindungsenergie relativ niedrig ist, d.h. kurz oberhalb der magischen Neutronenzahlen. So geht z.B.  $^{87}_{36}\text{Kr}$  nach Abgabe eines Neutrons in  $^{86}_{36}\text{Kr}$  mit der magischen, d.h. vollbesetzten Neutronenschale  $N=50$  über.

Die Theorie der  $\beta$ -verzögerten Neutronenemission ist noch ausführlich in [22] beschrieben.

## 2.5 QRPA-Schalenmodell

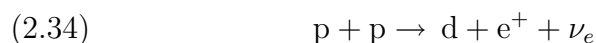
Globale Modelle zur Beschreibung von Gamow-Teller (GT)  $\beta$ -Stärkefunktionen exotischer Kerne wurden unter anderem entwickelt, um den Einfluß kernphysikalischer Parameter auf astrophysikalische Prozesse (Zerfallsparameter von bis zu  $10^4$  Kernen) zu entwickeln. Aufgrund der hierfür erforderlichen langen Rechenzeiten selbst an heutigen Großrechnern muß die Komplexität solcher Modelle beschränkt bleiben. Früher wurde daher oft die relativ einfache "Gross-Theory" des  $\beta$ -Zerfalls benutzt, die aber als weitgehend statistisches Modell nur gemittelte Eigenschaften der Stärkefunktion wiedergeben kann. Eine Beschreibung von mikroskopischen Kernstrukturen erfordert jedoch Modelle für die Wellenfunktionen und Anregungsenergien von individuellen Mutter- und Tochterkernen. Krumlinde und Möller haben vor ca. 15 Jahren einen Computercode entwickelt, der die Wellenfunktion aus dem Nilsson-Einteilchenmodell berechnet und die Paarwechselwirkung in der BCS- (Bardeen-Cooper-Schrieffer) sowie die Gamow-Teller-Restwechselwirkung in der QRPA-Näherung (Quasiparticle Random Phase Approximation) behandelt. Dieses Programm erlaubt mikroskopische Rechnungen und ist schnell genug, um noch auf einem VAX-Cluster ausgedehnte Massenbereiche untersuchen zu können. Die korrekte Bestimmung der Energien und Quantenzahlen der Zustände im Einteilchenmodell bestimmt die Genauigkeit der niederenergetischen Strukturen in der Stärkefunktion. Die entscheidenden Parameter des Nilsson-Modells sind die Stärke der Spin-Bahn-Aufspaltung  $\kappa$  und der Koeffizient des  $l^2$ -Terms  $\kappa \cdot \mu$ , für die inzwischen für jede Schale optimierte Werte benutzt werden können. Als alternatives Einteilchenmodell steht der auf dem Woods-Saxon-Kernpotential basierende Code von Nazarewicz und Dudek zur Verfügung. Dieser Code erfordert auf der Rechenanlage des Instituts im Vergleich zum Nilsson-Code wesentlich längere Rechenzeiten, so daß er eher zur Klärung spezieller Fragen herangezogen wird. Von Möller [23] steht mittlerweile ein auf einem Folded-Yukawa-Potential beruhender Code zur Verfügung, der die Kerneigenschaften zur Zeit am besten zu beschreiben scheint. Wesentliche Verbesserungen des QRPA-Modells wurden in der Behandlung der Paar-

kraft realisiert. Bei der Behandlung der Gamow-Teller-Restwechselwirkung in der QRPA-Näherung konnten früher für ungerade Valenznukleonen Singularitäten bei der Störungsrechnung auftreten, die jetzt durch Verschieben der Pole von der realen in die komplexe Ebene behoben wurden. Die Gamow-Teller-Restwechselwirkung verschiebt einen Teil der  $\beta$ -Stärke zu höheren Energien hin. Aus Gleichung (2.30) ist ersichtlich, daß mit dieser Verschiebung eine Verlängerung der berechneten  $\beta$ -Halbwertszeiten verbunden ist. Diese und andere Verbesserungen sind in [23] zusammengefaßt. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten theoretischen Vorhersagen von Halbwertszeiten und Emissionswahrscheinlichkeiten  $\beta$ -verzögerter Neutronen stammen aus Rechnungen, die mit dem QRPA-Programm von Möller erstellt wurden.

## 2.6 Nukleosynthese

### 2.6.1 Wasserstoffbrennen und CNO-Zyklus

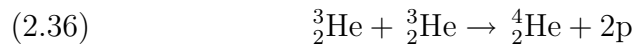
Der Anfang der Nukleosynthese beginnt über die Fusion von Wasserstoff [24]; dies gelingt mit der Reaktion



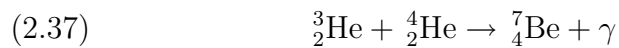
die über eine Beimischung schwacher Wechselwirkung abläuft. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist daher sehr klein, er wird mit  $10^{-23}$  barn bei 1 MeV angenommen. Die mittlere Lebensdauer eines Protons unter Bedingungen der Sonne gegenüber Umwandlung in ein Deuteron gemäß (2.34) beträgt  $10^{10}$  a. Dies erklärt, warum die Energieabgabe der Sonne über Milliarden Jahre fast konstant ist und keine explosionsartige Umwandlung erfolgt. Das gebildete Deuterium wird sofort in der Reaktion



verbrannt. Das entstandene  ${}^3_2\text{He}$  durchläuft nun entweder die Reaktion



welche zur Bildung des stabilen  ${}^4_2\text{He}$  führt, oder es durchläuft die Reaktion



In diesem Fall wird die Reaktion durch eine der beiden folgenden Reaktionsketten abgeschlossen:



oder





Die Reaktionskette (pp-Kette) von (2.34) bis (2.42) bezeichnet man als Wasserstoffzyklus, bei dem als Gesamtergebnis vier Protonen zu einem  $\alpha$ -Teilchen verschmolzen werden. Dabei wird eine Energie von 26,7 MeV freigesetzt.

Neben dem Wasserstoffzyklus ist der sogenannte CNO-Zyklus von Bedeutung, bei dem Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff als Katalysatoren für die Fusion  $4p \rightarrow {}^4_2\text{He}$  dienen (siehe Abbildung 2.6).

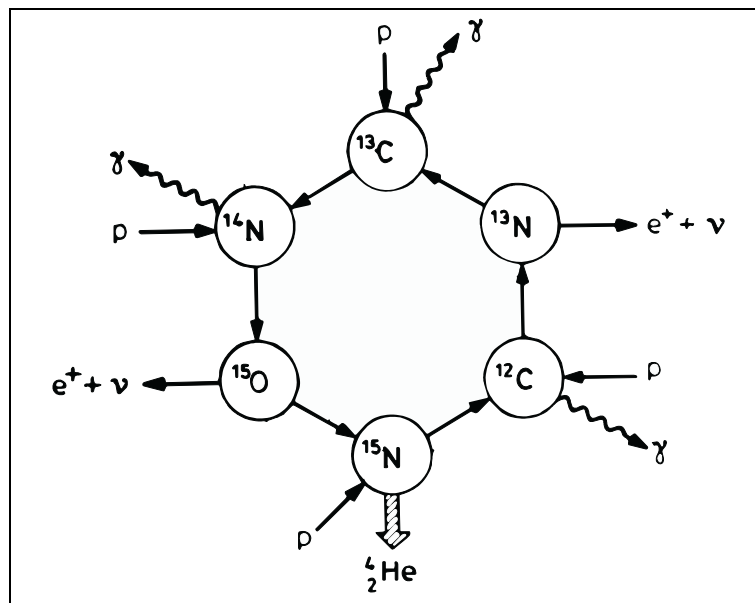
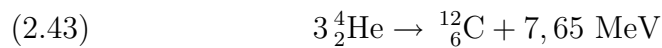


Abbildung 2.6: Reaktionsschema des CNO-Zyklus.

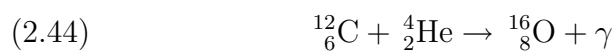
Dieser Zyklus dominiert in massereichen Sternen der zweiten Generation, in denen schon schwerere Elemente zur Verfügung stehen. Da es sich um einen echten Zyklus handelt, werden die als Katalysator dienenden Elemente immer zurück gewonnen. Der CNO-Zyklus stellt daher eine effektive Energiequelle dar, selbst wenn nur wenig Katalysatormaterial vorhanden ist. Massereiche Sterne mit einem signifikanten Anteil an schweren Elementen produzieren ihre Energie hauptsächlich durch den CNO-Zyklus, während in einem Stern ge-

ringer Masse (wie z.B. unsere Sonne) hauptsächlich die vorher beschriebenen pp-Ketten ablaufen.

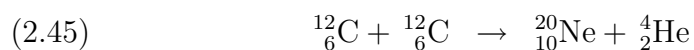
Nach dem Verbrennen des Wasserstoffs treten erst wieder Kernreaktionen auf, wenn der Stern durch Komprimierung seine Temperatur erhöht hat. Es folgt dann die Fusion von Helium zu Kohlenstoff. Diese Reaktion wird auch als Triple-Alpha-Prozeß bezeichnet; es reagieren drei  $\alpha$ -Teilchen zu einem Kohlenstoffkern.



Mit Hilfe des Kohlenstoffs wird in einer weiteren  $(\alpha, \gamma)$ -Reaktion Sauerstoff gebildet.

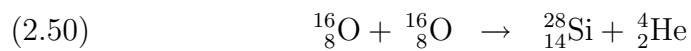
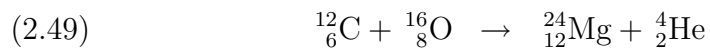


Im He-Brennen bilden sich durch fortgesetzte Fusion mit  ${}^4_2\text{He}$  auch noch  ${}^{20}_{10}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}_{12}\text{Mg}$  und  ${}^{28}_{14}\text{Si}$ . Die Entstehung von Elementen schwerer als Sauerstoff erfolgt nach erneuter Kompression und somit Erhöhung der Temperatur. Folgende Reaktionen spielen dabei eine Rolle.



---

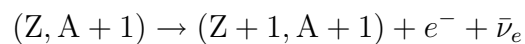
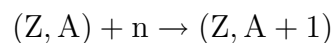
Auch Kohlenstoff und Sauerstoff gehen Reaktionen ein:



Ein Energiegewinn durch Fusionsreaktionen ist nur bis Fe ( $A \sim 50-60$ ) möglich, da ab diesem Element die Überwindung der Coulombabstoßung mehr Energie erfordert als durch die Fusion wieder gewonnen wird. Daher müssen alle Elemente, die eine höhere Ordnungszahl als Fe besitzen, über andere Prozesse erzeugt werden.

## 2.6.2 Neutroneneinfangreaktionen

Die hohen Coulombschwellen der Kerne mit Ordnungszahlen jenseits von Fe behindern Reaktionen mit geladenen Teilchen, wie Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen. Die erforderlichen Temperaturen zur Überwindung der Schwellen sind so hoch, daß Photodesintegration dominiert. Es sind daher nur noch Reaktionen mit neutralen Teilchen, also Neutronen möglich. Der Neutroneneinfang spielt eine große Rolle bei der Nukleosynthese von schweren Elementen. Der Einfang eines Neutrons wird meist von einem  $\beta$ -Zerfall gefolgt:



Z bezeichnet die Anzahl der Protonen, A die Anzahl Nukleonen. Aufeinanderfolgende Neutroneneinfänge und  $\beta$ -Zerfälle führen zur Bildung schwerer Elemente.

Betrachten wir einen beliebigen Kern. Für seine Weiterentwicklung stehen ihm zwei Möglichkeiten offen:

1. Einfang eines Neutrons. Die Zeitskala dieser Reaktion wird durch  $\lambda_n$  bestimmt. Es gilt analog zu Zerfällen die Beziehung

$$(2.51) \quad \tau_n = \frac{\ln 2}{\lambda_n}$$

2.  $\beta$ -Zerfall. Die Zeitskala wird durch die Zerfallskonstante  $\lambda_\beta$  festgelegt.

$$(2.52) \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_\beta}$$

Je nach Wert der verschiedenen Zerfallskonstanten (jedes Isotop hat eine eigene Zerfallskonstante), tritt entweder die eine oder die andere Reaktion bevorzugt ein. Wir betrachten zwei Extremfälle:

1. Die  $\beta$ -Zerfallsrate sei sehr viel größer als die Neutroneneinfangrate:

$$(2.53) \quad \lambda_\beta \gg \lambda_n$$

Diese Bedingung definiert den sogenannten s-Prozeß (slow neutron capture). "Langsam" deshalb, weil aufgrund der Bedingung (2.53) die Zeitskala für Neutroneneinfänge viel größer ist, als diejenige für  $\beta$ -Zerfälle.

2. Die Neutroneneinfangrate sei viel größer als die  $\beta$ -Zerfallsrate:

$$(2.54) \quad \lambda_\beta \ll \lambda_n$$

Diese Bedingung definiert den sogenannten r-Prozeß (rapid neutron capture). Sukzessive Neutroneneinfänge folgen sehr schnell aufeinander, wobei extrem neutronenreiche Kerne entstehen, die dann über  $\beta$ -Zerfall weiterreagieren. Die Zeitskala wird also hier durch den  $\beta$ -Zerfall bestimmt.

Die zwei Fälle werden in den nächsten Abschnitten eingehender besprochen.

### Der s-Prozeß

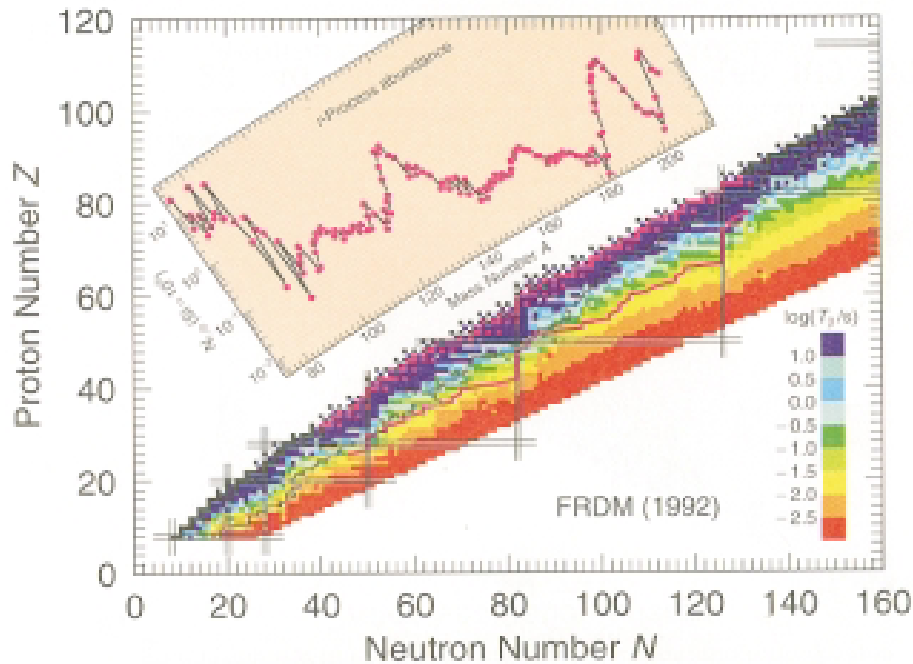
Im s-Prozeß finden, wie oben bereits dargelegt, die Neutroneneinfänge langsam statt. Ausgehend von einem stabilen Kern  $(Z,A)$  können nur so lange neutronenreichere Isotope  $(Z,A+1)$ ,  $(Z,A+2)$  etc. gebildet werden, wie diese  $\beta$ -stabil sind. Wird ein  $\beta$ -instabiler Kern erreicht, zerfällt dieser, bevor ein weiteres Neutron aufgenommen werden kann. Der s-Prozeß-Pfad verläuft somit aufgrund der Bedingung (2.54) entlang dem Tal der stabilen Kerne.

Nicht alle Elemente können durch den s-Prozeß gebildet werden. Beispielsweise werden die Kerne  $^{106}\text{Cd}$ ,  $^{108}\text{Cd}$  und  $^{116}\text{Cd}$  nicht vom s-Prozeß-Pfad gekreuzt. Diese Kerne sind zum Teil reine r-Prozeß beziehungsweise reine p-Prozeß-Isotope. Der schwerste Kern, der durch den s-Prozeß gebildet werden kann ist  $^{209}\text{Bi}$ . Danach wird der weitere Verlauf durch spontane  $\alpha$ -Zerfälle unterbrochen, und Elemente wie Th, U oder Pu können auf diesem Weg nicht gebildet werden.

### Der r-Prozeß

Im r-Prozeß finden mehrere Neutroneneinfänge in kurzer Folge statt (15-20 Neutronen), wobei Kerne entstehen, die extrem neutronenreich sind. Wie neutronenreich sie werden, hängt im wesentlichen von drei Faktoren ab:

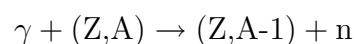
- Je neutronenreicher ein Kern ist, desto kürzer ist seine  $\beta$ -Halbwertszeit. Irgendwann sind die Halbwertszeiten so kurz, daß die Bedingung (2.54) nicht mehr erfüllt ist. Dann dominiert der  $\beta^-$ -Zerfall gegenüber weiteren



**Abbildung 2.7:** Pfad des Neutroneneinfangs für den s- und r-Prozeß.

Neutroneneinfängen. Das entstehende Isotop ( $Z+1$ ) kann erneut in den r-Prozeß-Pfad eingehen und Neutronen in kurzen Zeitskalen einfangen.

- Der Aufbau neutronenreicher Kerne kann auch durch Photodesintegration gestoppt werden. Es handelt sich hierbei gerade um die Umkehrreaktion des Neutroneneinfangs. Ein Photon prallt auf einen Kern ( $Z,A$ ), wird von diesem eingefangen und erzeugt dabei einen hochangeregten Zustand ( $Z,A$ )\* oberhalb der Neutronenbindungsenergie. Der so angeregte Kern wandelt sich durch Neutronenemission in den Kern ( $Z,A-1$ ) um:



- Mit größeren Neutroneneinfangraten gelangt der Prozeß zu neutronenreicheren Kernen.

Photodesintegrationsreaktionen sind nur mit energiereichen Photonen möglich. Die Energieverteilung der Photonen ist eine Planckverteilung. Sie hat immer eine langsam abfallende Flanke. Auch wenn die meisten Photonen zu wenig Energie haben, um Photodesintergrationen auszulösen, gibt es doch immer eine bestimmte Anzahl hochenergetischer Photonen, die dazu in der Lage sind. Die Planck'sche Verteilung ist temperaturabhängig, deshalb sind die Photodesintegrationsraten im Gegensatz zu Neutroneneinfangraten extrem temperaturabhängig. Bei Temperaturen unter  $0,5 T_9$  sind sie praktisch vernachlässigbar. Als allgemeine Faustregel gilt: Wenn die Energie  $30 k_B T$  in der Größenordnung des Reaktions-Q-Wertes der Hinreaktion liegt, werden Photodesintergrationen (=Rückreaktion) wichtig. Die Neutroneneinfangreaktion kann mit der Photodesintegration ins Gleichgewicht kommen (( $n, \gamma$ ) - ( $\gamma, n$ )-Gleichgewicht). Ist dies der Fall, werden keine neutronenreicheren Kerne mehr aufgebaut, sondern die durch die  $S_n$ -Werte bestimmte Isotopen-Häufigkeitsverteilung eines Elements bleibt so lange konstant, bis  $\beta$ -Zerfälle eintreten.

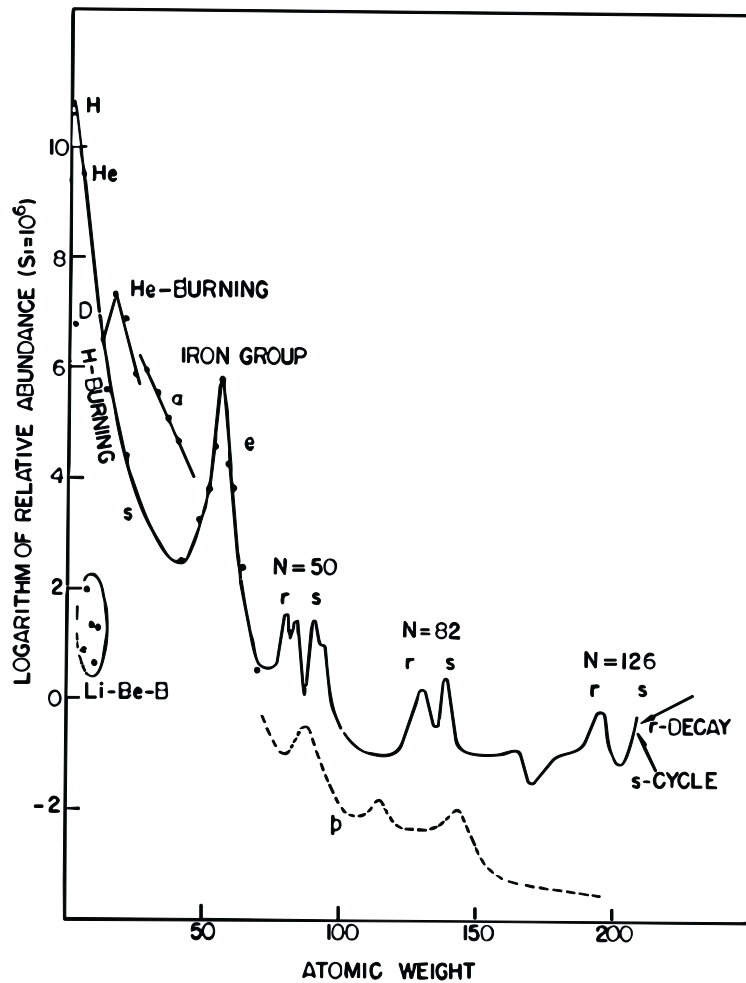
### Reaktionspfade des r- und s-Prozesses

Der genaue Verlauf des jeweiligen Nukleosynthese-Pfads hängt von den Raten der verschiedenen Kernreaktionen ab, welche wiederum zum Teil von der Dichte und der Temperatur abhängen können. Alle Pfade haben aber ein wichtiges Merkmal gemeinsam: Bei den magischen Neutronenzahlen  $N=50$ ,  $N=82$  und  $N=126$  treten mehr oder weniger ausgeprägte Z-Bereiche von Isotonen auf (siehe die senkrechten  $N=\text{konst.}$  "Linien" in Abbildung 2.7). Der Grund hierfür ist mit Hilfe des Schalenmodells leicht einzusehen. Bei den Zahlen 50, 82 und 126 treten Schalenabschlüsse auf; deshalb sind Kerne mit diesen Neutronenzahlen energetisch besonders stabil. Zwischen der Neutronenbindungsenergie (= Reaktions-Q-Wert für Neutroneneinfang) eines Kerns mit magischer Neutronenzahl  $N_{mag}$  und dem  $S_n$ -Wert des nächstfolgenden Kerns mit  $N_{mag} + 1$

liegt eine relativ große Energiedifferenz. Neutroneneinfänge in Isotope jenseits einer magischen Schale haben damit kleine  $Q$ -Werte und Wirkungsquerschnitte. Beim Aufbau neutronenreicher Kernen innerhalb einer Isotopen-Kette bilden Nuklide mit magischen Neutronenzahlen also gewissermaßen eine Barriere für den  $r$ -Prozeß. Damit bauen sich große Häufigkeiten für neutronenmagische Kerne auf; Kerne mit  $N_{mag} + 1$  werden demgegenüber nur langsam und mit geringeren Häufigkeiten aufgebaut. Durch abwechselnden  $\beta$ -Zerfall eines Kerns mit  $N_{mag}$  in sein  $Z+X$  Isobar mit  $N_{mag} - 1$  und Neutroneneinfang zum Isotop  $Z+X$  ( $N_{mag}$ ), bewegt sich der  $r$ -Prozeß-Pfad entlang der magischen Neutronenschale auf das Tal der  $\beta$ -Stabilität zu. Dabei läuft er durch Kerne mit immer höheren  $S_n$ -Werten und Halbwertszeiten. Befindet sich der  $r$ -Prozeß nahe genug am Tal der stabilen Kerne, so erreicht er neutronenmagische Isotope mit relativ langen Halbwertszeiten, so daß entsprechend Gleichung (2.54) wieder der Neutroneneinfang gewinnt. Nun kann sich der  $r$ -Prozeß-Pfad wieder von der magischen Neutronenzahl zu noch neutronenreicheren Isotopen hin bewegen.

Die Kerne mit magischen Neutronenzahlen (sogenannte Progenitor-Kerne) werden im  $s$ - und  $r$ -Prozeßpfad außergewöhnlich stark gebildet. Ist der Einfangsprozeß beendet, weil ihn die Umgebungsbedingungen (Neutronenhäufigkeit) nicht mehr zulassen, zerfallen alle Kerne zu ihren  $\beta$ -stabilen Isobaren. Wegen der größeren Häufigkeit der magischen Progenitor-Kerne, werden sich im Tal der Stabilität unterhalb der magischen Neutronenzahlen Peaks in der Häufigkeitsverteilung ausbilden. Je weiter entfernt der Neutroneneinfangprozeß vom  $\beta$ -Stabilitätstal verläuft, desto weiter unterhalb der magischen Neutronenzahlen bilden sich Peaks aus. Da der  $s$ -Prozeß-Pfad sehr nahe am Tal der stabilen Kerne verläuft, erwartet man die  $s$ -Prozeß-Pfad Häufigkeitspeaks ziemlich genau bei stabilen Kernen mit magischen Neutronenzahlen oder nur knapp unterhalb. Der  $r$ -Prozeß hingegen verläuft weit außerhalb des Stabilitätstales; die Häufigkeitspeaks werden deshalb bei stabilen Kernen unterhalb der magischen Neutronenzahlen liegen. Dieser Effekt wird noch durch die Tatsache verstärkt, daß neutronenreiche Kerne beim  $\beta$ -Zerfall Neutronen emittieren ( $\beta$ -verzögerte Neutronen).





**Abbildung 2.8:** Häufigkeitsverteilung der Elemente. Die Peaks bei  $N=50$ ,  $N=82$  und  $N=126$  entstehen durch die abgeschlossenen Neutronenschalen. Bei diesen Neutronenzahlen findet man die "waiting-point" Kerne (siehe Text).



## Kapitel 3

# Experimentelle Grundlagen

### 3.1 Erzeugung neutronenreicher Kerne

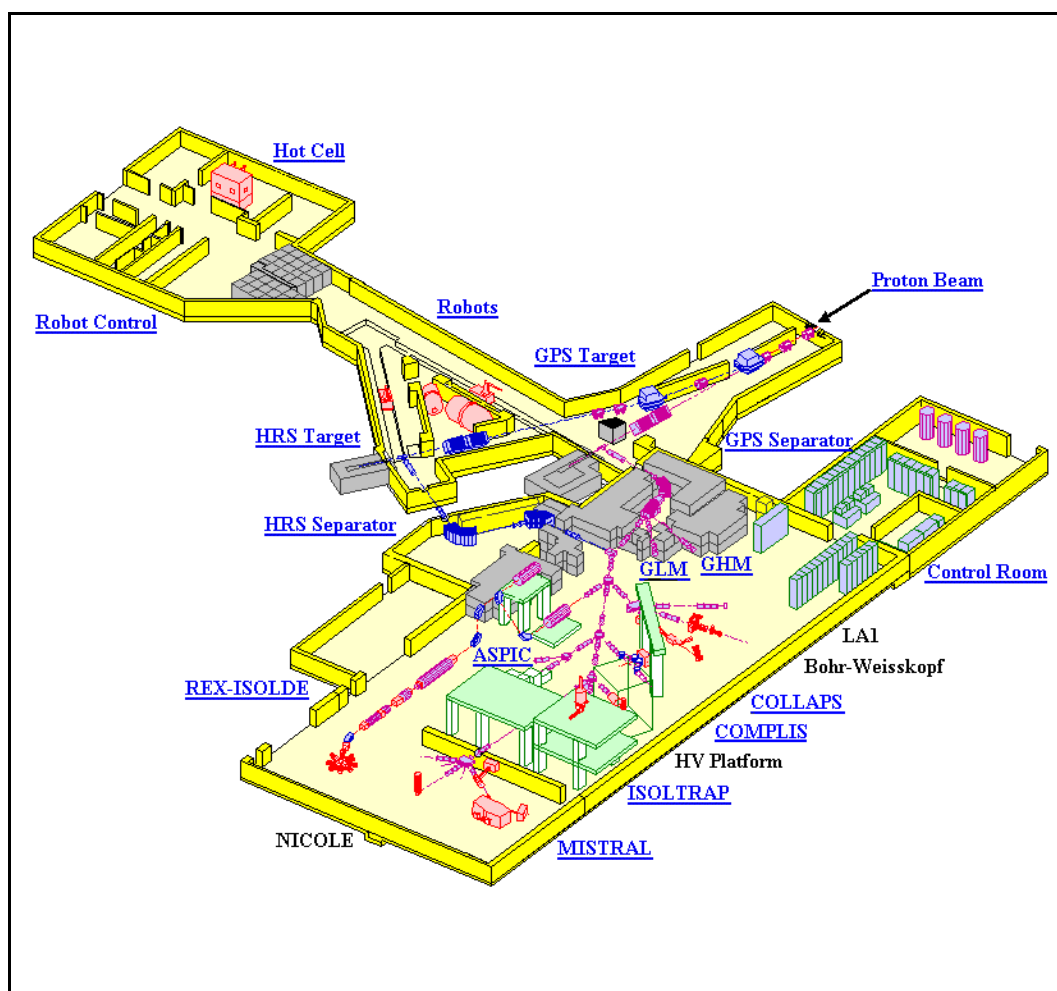
Für die Herstellung von neutronenreichen Isotopen gibt es verschiedene Möglichkeiten, die im Laufe der vergangenen Jahre entwickelt wurden. Neutronenreiche Isotope können erzeugt werden durch:

- thermische, bzw. epithermische Spaltung von Thorium, Uran und Plutonium mit Reaktorneutronen. Diese Methode wird z.B. am Massenseparator "LOHENGRIN" in Grenoble eingesetzt.
- Spaltung, Spallation und Fragmentation durch hochenergetische Protonen oder andere leichte Projektile. Auf diese Weise werden neutronenreiche Kerne beim Separator "ISOLDE" des CERN erzeugt.
- Schwerionenreaktionen bei hohen Energien durch Fragmentationsprozesse, z.B. bei der "GSI" in Darmstadt.

Diese Methoden produzieren jeweils ein komplexes Nuklidgemisch. Eine Isotopentrennung nach  $Z$  kann entweder über schnelle chemische Trennverfahren, oder nach  $A$  über elektromagnetische Separation erfolgen. Da die Experimente

für die vorliegende Arbeit alle bei CERN/ISOLDE durchgeführt wurden, soll an dieser Stelle etwas ausführlicher auf den ISOLDE-Massenseparator eingegangen werden.

## 3.2 Produktion der Isotope



**Abbildung 3.1:** Ansicht von PS-Booster und ISOLDE am CERN. Der ganze in der Abbildung gezeigte Bereich, mit Ausnahme der Experimentierhalle, liegt 8 m unter der Erdoberfläche.

Das Experiment wurde am ISOLDE Massenseparator des CERN in Genf durchgeführt. Als Primärstrahl werden hier auf 1 GeV beschleunigte Protonen verwendet. Der Strahl wird mit hoher Intensität gepulst. Ein Supercycle mit einer Länge von 14,4 s enthält in der Regel 12 äquidistante Protonenpulse. Diese sind sehr kurz (nur 2,4  $\mu\text{s}$ ) und sie erreichen eine Intensität von  $3 \cdot 10^{13}$  Protonen pro Puls (siehe Tab. 3.1).

Strahl-Energie	1 GeV
Maximale Intensität am Target	$3,2 \cdot 10^{13}$ p <sup>+</sup> /Puls
Pulslänge	2,4 $\mu\text{s}$
Wiederholungsrate	1,2 s

**Tabelle 3.1:** Parameter des Protonenstrahls am CERN-ISOLDE PS Booster.

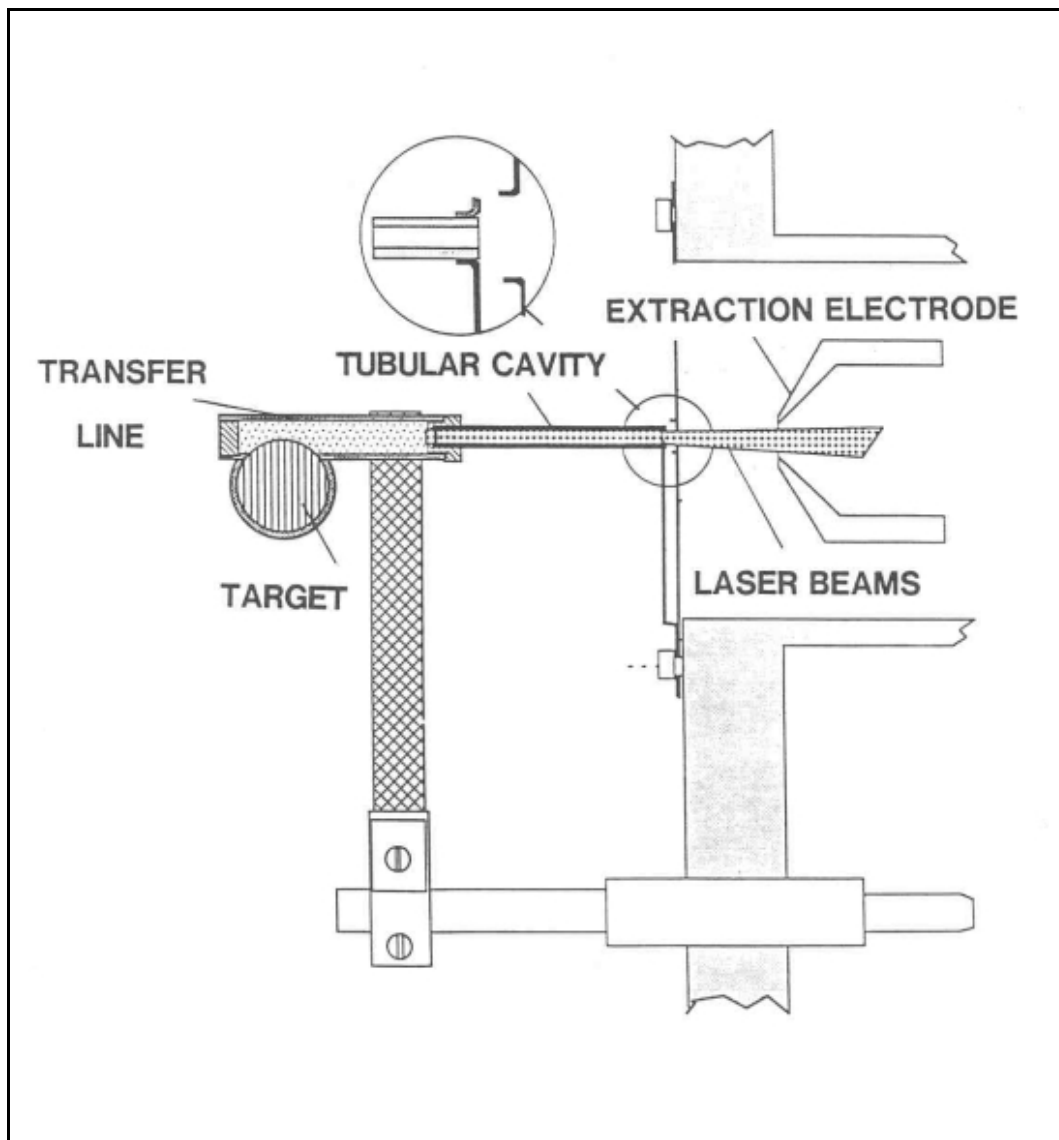
Der Protonenstrahl wird vom Beschleuniger aus einige 100 m durch einen unterirdischen Tunnel zum Target am Rande der ISOLDE-Halle geführt. Der Targetbereich ist in zwei separate Positionen unterteilt. Eine für den "General Purpose Separator" (GPS) und eine für den "High Resolution Separator" (HRS). Die zwei Target-Positionen sind so gebaut, daß sie sich den Protonenstrahl teilen können. Die Produktion der radioaktiven Isotope bei ISOLDE erfolgt durch protoneninduzierte Spaltung oder Spallation. Die entstandenen Produktkerne verdampfen aus dem Target selbst als Atome und diffundieren aus dem Target-Behälter in die angeflanschte Ionenquelle (siehe Abbildung 3.2). Protonen mit einer Energie von 1 GeV haben ein sehr hohes Durchdringungsvermögen. Dies macht es möglich, mit dicken Targets zu arbeiten, die eine große Menge Targetmaterial enthalten. Auf diesem Wege können hohe Produktionsraten für einzelne Isotope erzielt werden.

Die Hauptansprüche an das Targetmaterial sind ein hoher Produktions-Wirkungsquerschnitt und eine schnelle Freisetzung für die Isotope, welche man untersuchen möchte. Es muß außerdem chemisch stabil sein und darf keinen

aggressiven Einfluß auf den Target-Behälter haben. Eines der am häufigsten benutzten Targets bei ISOLDE ist ein dickes Uran-Carbid-Target ( $\text{UC}_2 - \text{C}$ ) in Kombination mit einer Oberflächen-Ionisationsquelle. Alternativ werden auch Folien-Targets verwendet, zum Beispiel Nb, Ta und Ti. Die meisten Targets befinden sich in einem aus Tantal bestehenden zylinderförmigen Behälter, mit einer typischen Länge von 20 cm und einem Durchmesser von 20 mm. Der Target-Behälter wird ständig geheizt; dazu kommt noch eine nicht vernachlässigbare Eigenaufheizung durch den einfallenden Protonenstrahl. Aus diesem Grund enthält der spätere Ionenstrahl immer Elemente, die ein niedriges Ionisationspotential besitzen (z.B. Alkalimetalle, In, Ga). Diese Elemente werden schon an der Oberfläche des heißen Targets ionisiert.

### 3.2.1 Aufbau der Laser-Ionenquelle

Der in Abbildung 3.2 gezeigte Ionisierer besteht aus einem 30 mm langen Niobröhrchen mit einem inneren Durchmesser von 3 mm und einem äußeren Durchmesser von 5 mm. Es wurde ständig (unabhängig vom Target) auf eine Arbeitstemperatur von 2000 - 2200 K geheizt. Die Konstruktion der Laser-Ionenquelle (LIQ) am CERN basiert auf langen Erfahrungen mit Oberflächenionisationsquellen, deren technische Konstruktion im wesentlichen übernommen wurde. Die Form des Ionisierers als Kapillare mit Durchmesser  $\ll$  Länge (Durchmesser  $\approx$  Laserstrahl-Durchmesser), stellte sich als die effektivste Version im Vergleich mit anderen Geometrien heraus [27]. Um die Ionen mit hoher Ausbeute aus der Kapillare zu extrahieren, wurde über die gesamte Kapillare ein abfallendes elektrisches Potential gelegt. Dieses Potential liegt in der Größenordnung von einem Volt [28].



**Abbildung 3.2:** Schematische Ansicht des Targets und des Ionisierers. Die Atome diffundieren aus der Targetkammer in den Ionisierer, wo sie durch Laserlicht ionisiert werden.

### 3.2.2 Chemisch selektive Laser-Ionisation

Ganz wesentlich für das Experiment war die Anregung der gewünschten Elemente (Mn, Cd und Ag) mittels chemisch selektiver Ionisation durch Laseranregung [27]. Hierzu wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Spektroskopie in Troitzk (Russland) eine Laser-Ionenquelle entwickelt und bei CERN/ISOLDE benutzt [29]. Es wurden drei leistungsstarke Kupferdampfaser eingesetzt, um drei Farbstofflaser zu pumpen, welche auf die jeweils gewünschte Anregungsfrequenz eingestellt werden konnten (Abbildung 3.3). Die Kupferdampfaser emittieren Laserlicht im grünen ( $\lambda=578,21$  nm) und gelben ( $\lambda=510,55$  nm) Bereich des Spektrums. Um die entsprechenden Übergänge zu erreichen, war es erforderlich, die Frequenz der Farbstofflaser zu verdoppeln bzw. zu verdreifachen. Dies wurde mit einem nichtlinearen Barium- $\beta$ -Borat Kristall (BBO) erreicht. Um auch während der Strahlzeit Zugang zu den Lasern für Wartung und Kalibration zu haben, ist das Lasersystem bei ISOLDE etwa 20 Meter vom Target und der Ionenquelle entfernt (siehe Abbildung 3.9). Damit die drei Laserstrahlen mit jeweils anderer Frequenz über diese Entfernung fokussiert werden können, war es nötig, ein Zwei-Linsen Teleskop in den Strahlengang der Farbstofflaser einzubauen. Ein weiterer sphärischer Spiegel wurde in den Strahlengang des Kupferdampfaser gebracht. Dennoch verbleiben sechs Meter bis zur Ionenquelle, wo der Strahl durch einen Tunnel in den Separator-Magneten geführt wird. Ab hier ist es nicht mehr möglich, weitere optische Elemente in den Strahlengang einzufügen. Um trotzdem den größtmöglichen Anteil des Strahls in die Ionenquelle zu fokussieren, wurde einer der Kupferdampfaser als Oszillator benutzt. Der Strahl des Oszillators wurde aufgeteilt und in zwei weitere Kupferdampfaser geschickt. Auf diese Weise wird die Divergenz des endgültigen Strahls reduziert. Die Einstellung dieser Laseroptik ist sehr elementspezifisch, denn im Vergleich der  $\gamma$ -Spektren mit und ohne Laser zeigte sich, daß die  $\gamma$ -Linien der gesuchten Mn-Isotope auch wirklich nur mit richtig justiertem Laser sichtbar sind. Es war sehr deutlich während des Experiments zu beobachten, daß die Zählrate drastisch abnahm, sobald die Laser von der optimalen Justierung abwichen.



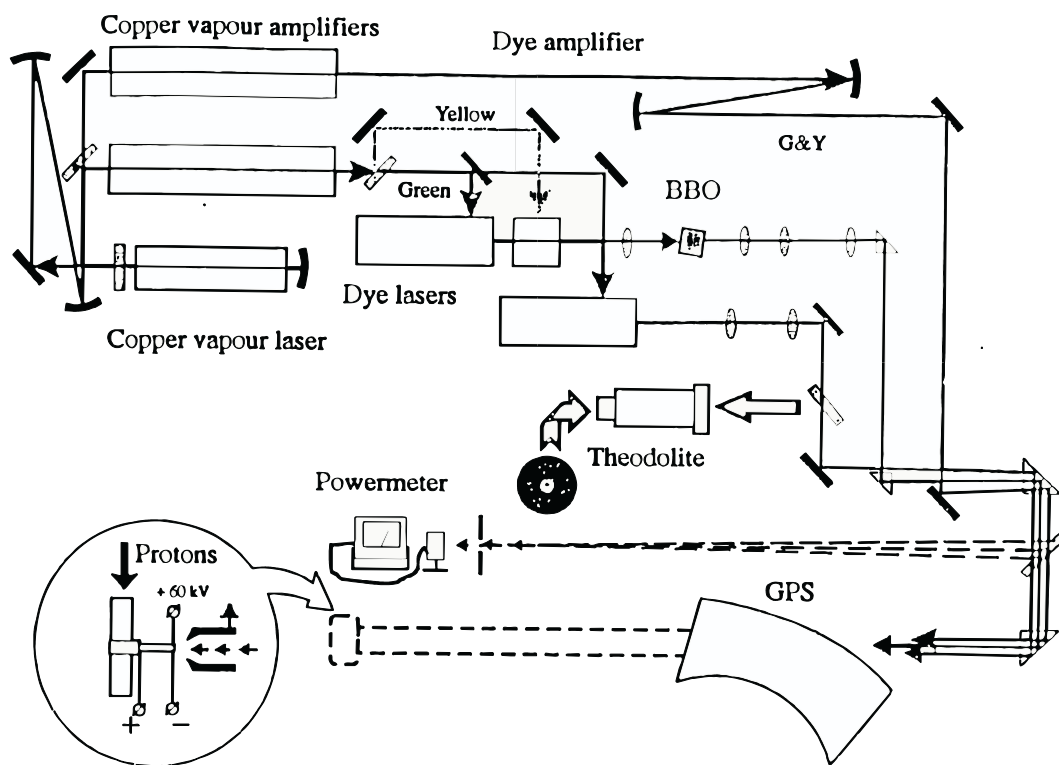
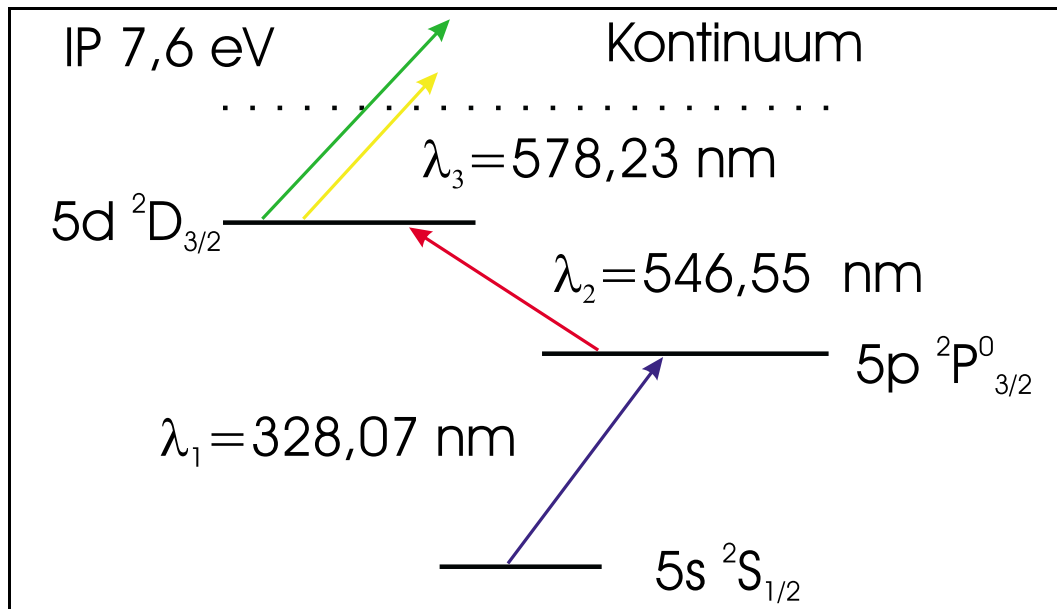


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau zur Laseranregung von Atomen in der ISOLDE-Ionenquelle (GPS = General Purpose Separator).

### Anregungsschema für Silber

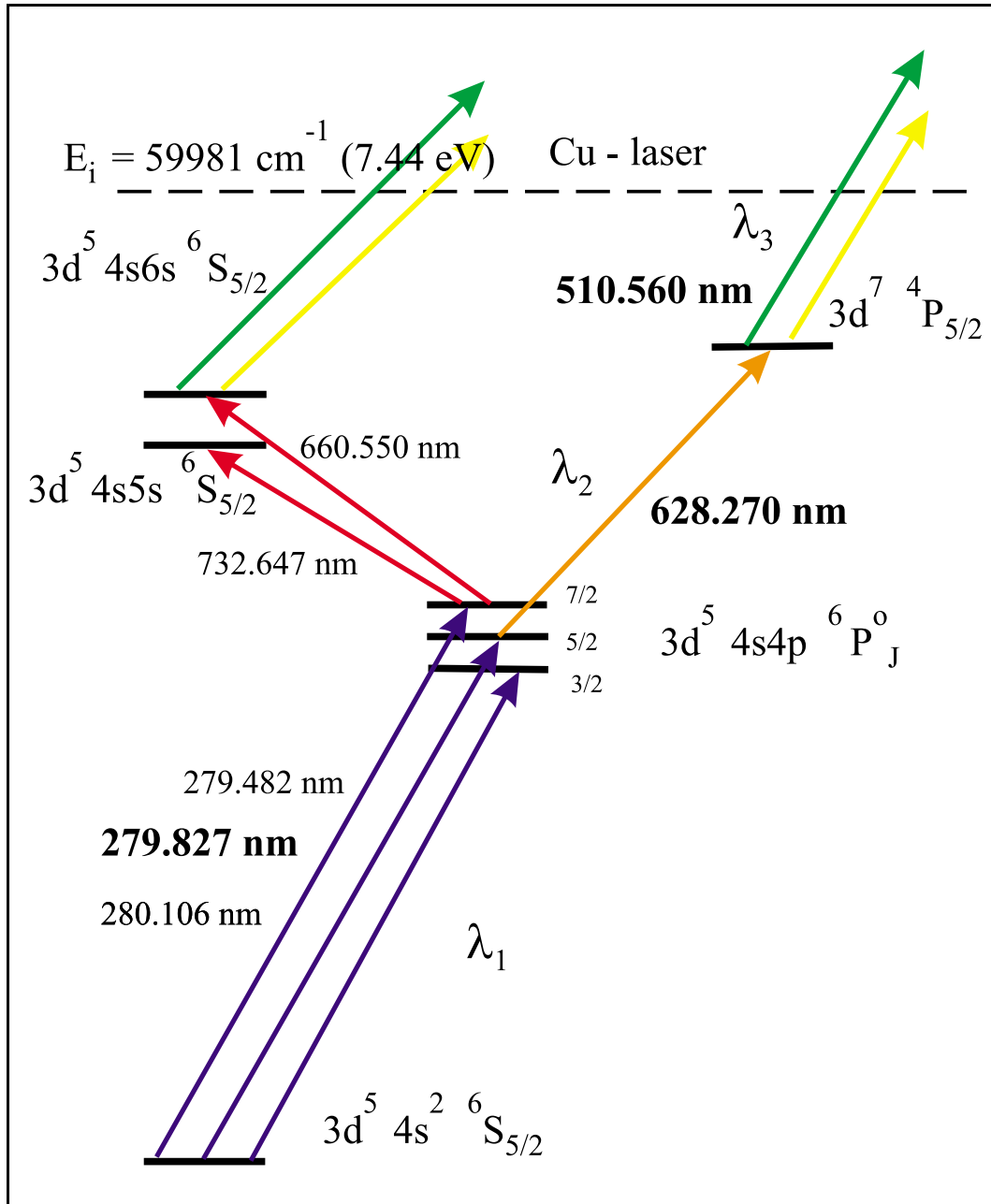
Silber war das erste Element, für das die Laser-Resonanz-Ionisation eingesetzt wurde. Der Weg, ein geeignetes Anregungsschema zu finden, wird in [30] beschrieben. Es hat sich herausgestellt, daß ein Anregungsschema, bestehend aus zwei resonanten Anregungen, am besten funktioniert. Der erste Anregungsschritt erfolgte vom Grundzustand ( $5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p\ ^2P_{3/2}^0$ ) mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1=328,07\text{ nm}$ . Dabei wurde die ursprüngliche Wellenlänge eines Farbstofflasers mit  $\lambda_{Las}=656,14\text{ nm}$  durch Frequenzverdopplung auf den gewünschten Wert gebracht. Der zweite Übergang ( $5p\ ^2P_{3/2}^0 \rightarrow 5d\ ^2D_{5/2}$ ) erfolgte mit  $\lambda_2=546,55\text{ nm}$ . Hierfür stand die richtige Wellenlänge eines Farbstofflasers zur Verfügung. Es wurde kein brauchbares auto-ionisierendes Niveau gefunden, welches die Ionisationseffizienz erhöht hätte. Aus diesem Grunde wurde der letzte Ionisationsschritt nicht-resonant mittels eines Kupferdampf-Lasers erreicht [31].



**Abbildung 3.4:** Die Ionisation des Silber erfolgt in drei Schritten. Die benötigten Laserstrahlen wurden durch Kupferdampf- und Farbstofflaser bereitgestellt, deren Frequenz teilweise verdoppelt werden mußte (siehe Text).

## Anregungsschema für Mangan

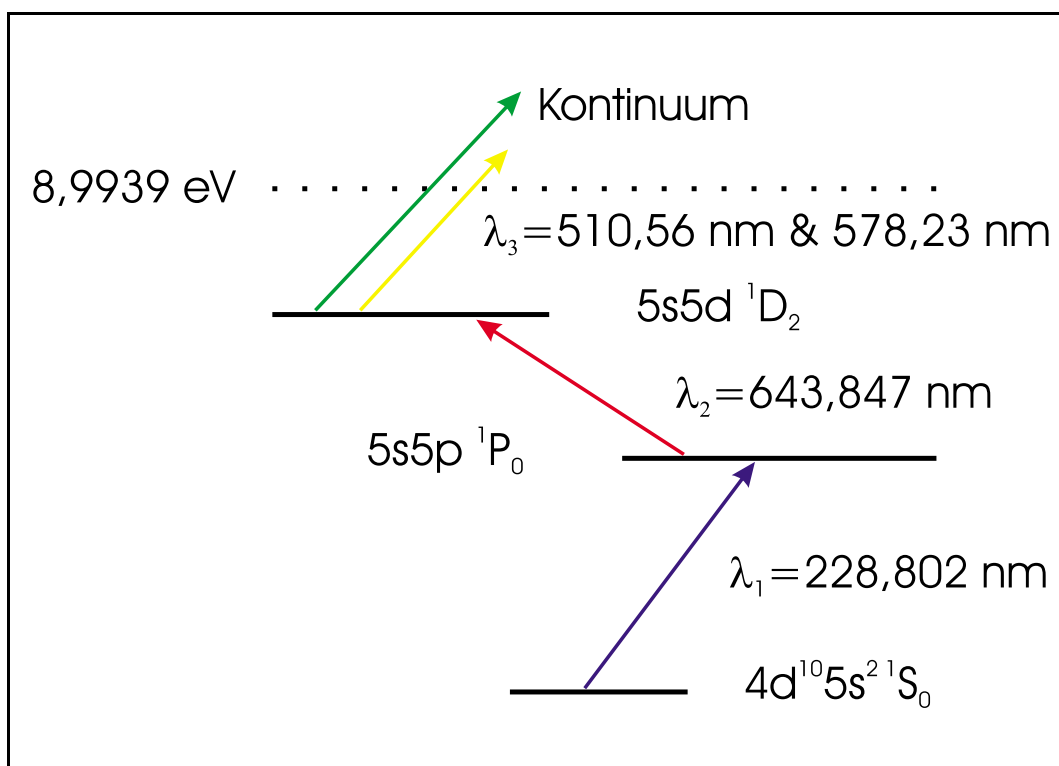
Die Wahl des Anregungsschemas wird durch die atomaren Energieniveaus, atomare Übergangswahrscheinlichkeiten und die Möglichkeit, die erforderliche Wellenlänge mittels eines Lasers zu produzieren, bestimmt. Das atomare Spektrum von Mn ist recht kompliziert, es beinhaltet viele Multipletts. Nichtsdestoweniger wurde es sorgfältig untersucht; mehr als 400 Energieniveaus sind tabellarisch erfaßt [32]. Mehr als ein Drittel der aufgelisteten Niveaus sind autoionisierend, bzw. liegen oberhalb der ersten Ionisationsstufe mit 7,4368 eV. Auf der Basis der vorhandenen Daten wurde ein dreistufiges Ionisationsschema ausgearbeitet, wobei sich ein ultravioletter Übergang als erste Stufe der resonanten Ionisation als am Besten herausgestellt hat. Es gibt drei passende Übergänge vom Grundzustand (siehe Abbildung 3.5). Die Wahl des zweiten Übergangsschrittes wird hauptsächlich durch den Wert des Ionisationswirkungsquerschnittes für das zweite angeregte Niveau bestimmt. Im Allgemeinen ist dieser Wert niveau- und wellenlängenabhängig. Um die Optimierung des Ionisationsschemas zu vereinfachen, wurden die Wellenlängen des dritten Übergangsschrittes auf 510,56 nm und 578,23 nm festgesetzt. Der UV-Strahl der ersten Anregungsstufe wurde durch Frequenzverdopplung des Farbstofflaserstrahls ( $\lambda_{Las} \approx 560$  nm) mit Hilfe eines BBO-Kristalls produziert. Die UV-Leistung mit 30 mW ermöglichte die Sättigung der drei ersten Übergänge, nämlich  $3d^5 4s 6s^6 S_{5/2} \rightarrow 3d^5 4s 4p^6 P_J^0$  mit  $J = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$ . Die Niveaus des zweiten Anregungsschrittes ( $3d^5 4s 5s^6 S_{5/2}$  und  $3d^5 4s 6s^6 S_{5/2}$ ) wurden ebenfalls durch die Leistung des Farbstofflasers mit 380 mW voll gesättigt. Wie erwartet, war der Übergang  $3d^5 4s 4p^6 P_J^0 \rightarrow 3d^7 4 P_{5/2}$  im zweiten Anregungsschritt eher schwach, eine Sättigung konnte nicht erreicht werden. Daher wurde das Schema mit  $\lambda_2 = 628,270$  nm benutzt, hier war  $\eta_{rel} = 650$ . Es wurde weiterhin festgestellt, daß die Effizienz der Laserionisation linear von der Laserleistung im zweiten Anregungsschritt abhängt, worauf diese auf 560 mW angehoben wurde. Für das Anregungsschema mit  $\lambda_1 = 279,827$  nm,  $\lambda_2 = 628,270$  nm,  $\lambda_3 = 510,56$  nm und 578,23 nm erreicht man nun eine Effizienz von 19,2% [33].



**Abbildung 3.5:** Die Ionisation des Mangan erfolgt in drei Schritten. Hierzu wurde ein wellenlängen-selektiver Spiegel benutzt, mit dem man die zwei verschiedenen spektralen Komponenten (grün  $\lambda_3=578,21 \text{ nm}$  und gelb  $\lambda_3=510,55 \text{ nm}$ ) des KupferdampfLasers trennen konnte. Die beiden anderen ( $\lambda_2=628,27 \text{ nm}$  und  $\lambda_1=279,872 \text{ nm}$ ) zur Anregung benötigten Wellenlängen werden durch die gepumpte Farbstofflaser zur Verfügung gestellt (vgl. Abbildung 3.3).

### Anregungsschema für Cadmium

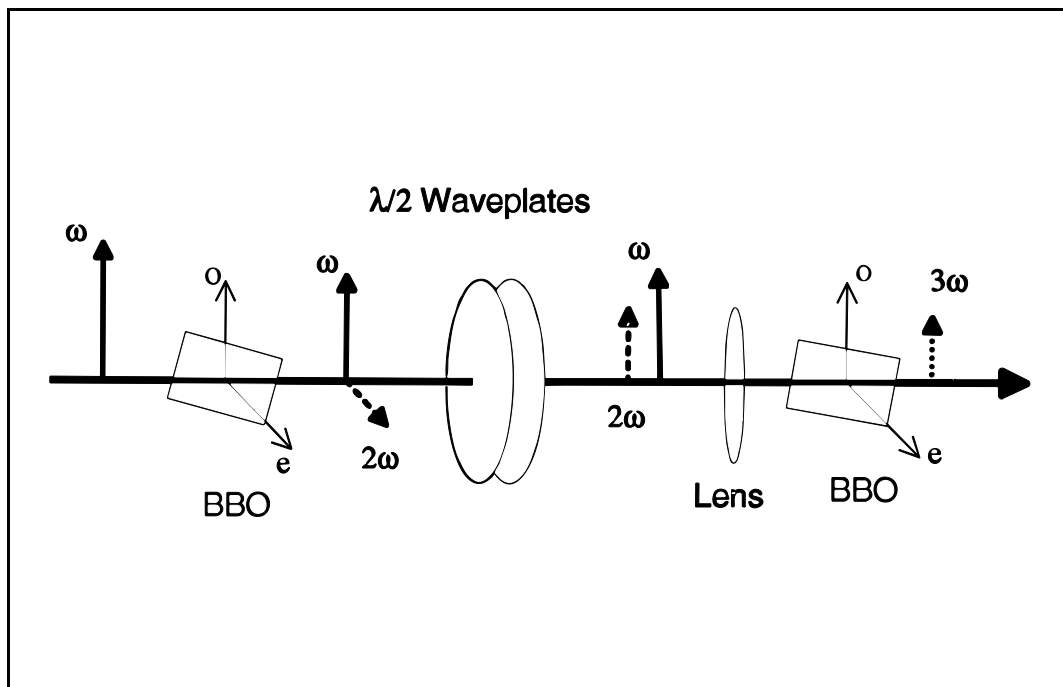
Der Resonanzionisationsprozeß des Cd erfolgte wie im Falle des Mn auch in drei Schritten, wobei wieder die Kupferdampf- und die Farbstofflaser zum Einsatz kamen. Das Ionisationsschema beinhaltet zwei resonante atomare Übergänge und einen nichtresonanten Übergang in das Ionisationskontinuum.



**Abbildung 3.6:** Die Ionisation des Cadmium erfolgte in drei Schritten. Die benötigten Laserstrahlen wurden durch Kupferdampf- und Farbstofflaser bereitgestellt, deren Frequenz teilweise verdreifacht werden mußte. (vgl. Abbildung 3.7).

Die ultraviolette Strahlung bei  $\lambda_1 = 228,802\text{ nm}$  wurde durch nichtlineare Frequenzverdreifung erzeugt. Hierzu wurden zwei BBO Kristalle mit Typ-I Phasengitter (*ooe*) benutzt. Zuerst wurde eine Strahlung von  $343,2\text{ nm}$  über

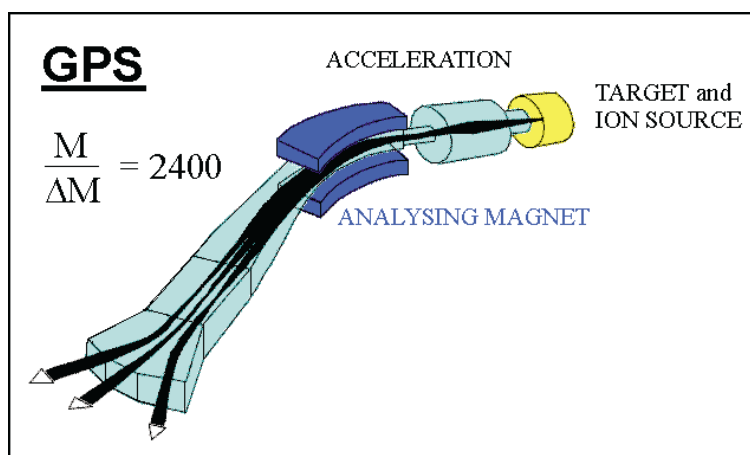
die zweite Harmonische erzeugt, während die zweite Wellenlänge durch eine Summation der ursprünglichen Wellenlänge und der zweiten Harmonischen zustande kam. Die Farbstofflaserstrahlung von 686,4 nm mit einer Leistung von 4 W wurde konvertiert in einen Strahl der dritten Harmonischen mit 150 mW. Die erhaltene Leistung ist nun wesentlich größer als bei den ersten Versuchen in Mainz (nur 2 mW) [34]; der Grund dafür ist hauptsächlich die jetzt stärkere Farbstofflaserleistung. Für den zweiten Schritt des Cd-Anregungsschemas wurde ein Farbstofflaserstrahl mit einer Leistung von 500 mW benutzt. Der dritte Schritt ins Kontinuum erfolgte mittels eines Strahls des Kupferdampf-lasers, der eine Leistung von 20 W besaß. Durch Divergenz des Laserlichtes und Reflektion an der Oberfläche der vielen optischen Elemente konnten nur etwa 30% der ursprünglichen Strahlleistung in die Ionenquelle eingestrahlt werden. Da die resonanten Übergänge eher stark sind, wird die Ionisationseffizienz hauptsächlich durch den letzten Schritt bestimmt. In einer "off-line" Messung mit stabilem Cd wurde der Wirkungsgrad der Ionisation zu 8.8% [35] bestimmt. Der Laseraufbau wird noch ausführlicher in [36] erläutert.



**Abbildung 3.7:** Laseraufbau für die Frequenzverdreifachung eines Kupferdampf-gepumpten Farbstofflasers für die Resonanzionisation des Cd.

### 3.2.3 Der GPS-Massenseparator

Wenn die Ionen die Ionenquelle verlassen, werden sie mit 60 kV elektrostatisch beschleunigt. Während des Protonenpulses wird die Umgebung vor und hinter dem Target stark ionisiert. Es ist die normale Vorgehensweise, das Target und die Ionenquelle auf einer höheren Spannung zu halten als die Umgebung, wobei jedoch die Spannungsversorgung bei diesen starken Ionenpulsen nicht lange stabil bleiben würde. Um dieses Problem zu vermeiden, wurde eine gepulste Hochspannung eingebaut, die innerhalb von  $35 \mu\text{s}$  von 60 kV auf 0 kV heruntergefahren werden kann. Dies wird gemacht, bevor der Protonenstrahl das Target trifft. Nach dem Protonenpuls wird die Spannung wieder innerhalb von 10-20 ms auf den Originalwert zurückgebracht [37].

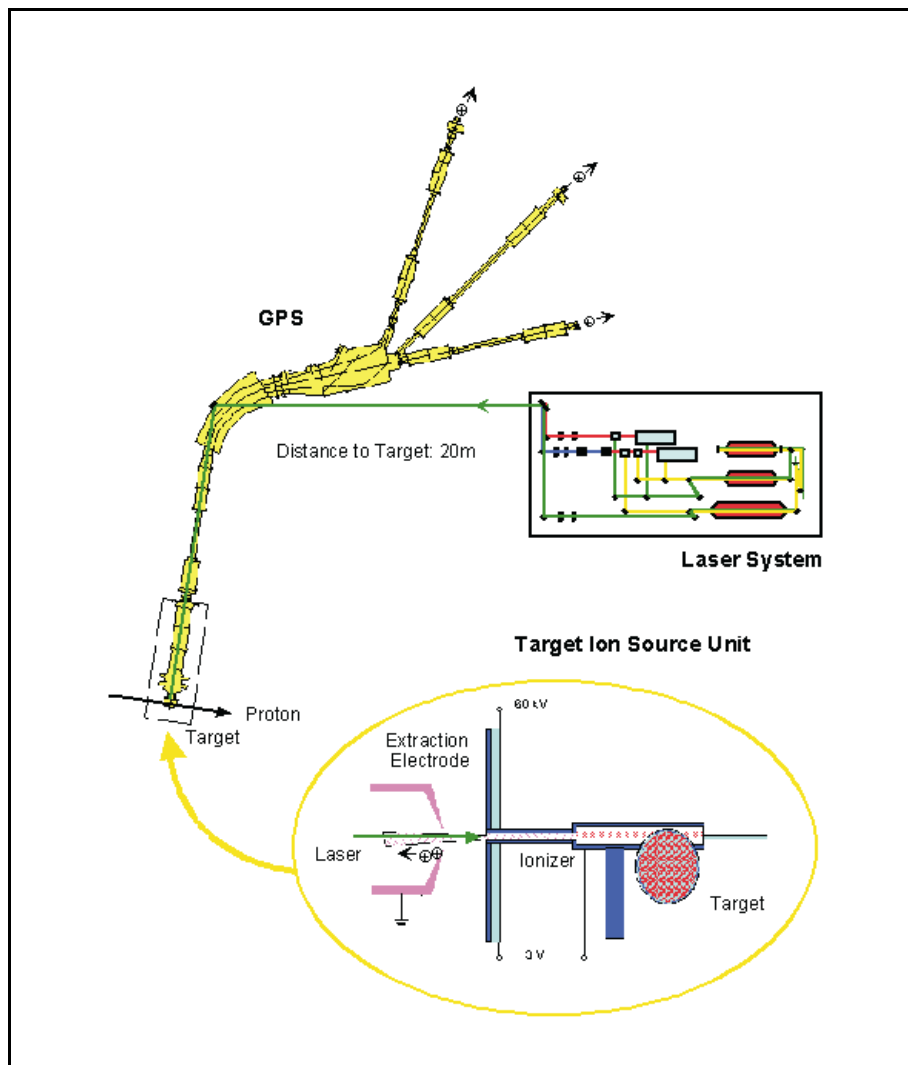


**Abbildung 3.8:** Schematischer Aufbau des GPS-Massenseparators.

Die Massen-Separation erfolgt bei ISOLDE mit dem General Purpose Separator (GPS), der eine Massen-Auflösung von 2400 besitzt. Der m/q-Selektions-Magnet hat einen Radius von 1500 mm und einen Beugungswinkel von  $70^\circ$ . Der Separator ist so ausgelegt, daß man zur selben Zeit drei Strahlen innerhalb eines Massenbereichs von  $\pm 15\%$  selektieren und in die Experimentierhalle liefern kann. Ein System aus fokussierenden Quadrupolmagneten, Beugungsmagneten

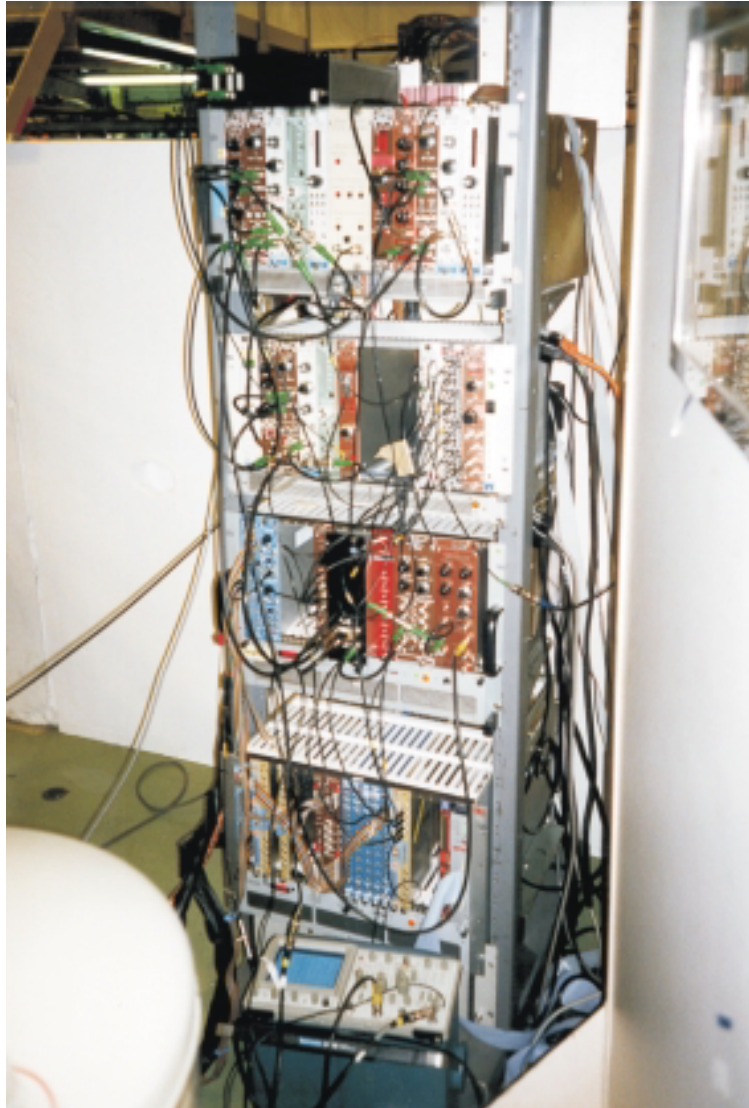


und "Kickern" (Ablenkvorrichtungen im Strahlengang) bringt die Ionen mit größtmöglicher Intensität zum gewünschten Experimentierort. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden weitgehend am Strahlrohr LA1 durchgeführt. An diesem Ort werden bevorzugt klassische Kernstrukturuntersuchungen, und auch Neutronenexperimente durchgeführt, da der vom Target herrührende Neutronenuntergrund hier geringer ist als an anderen Experimentierorten.

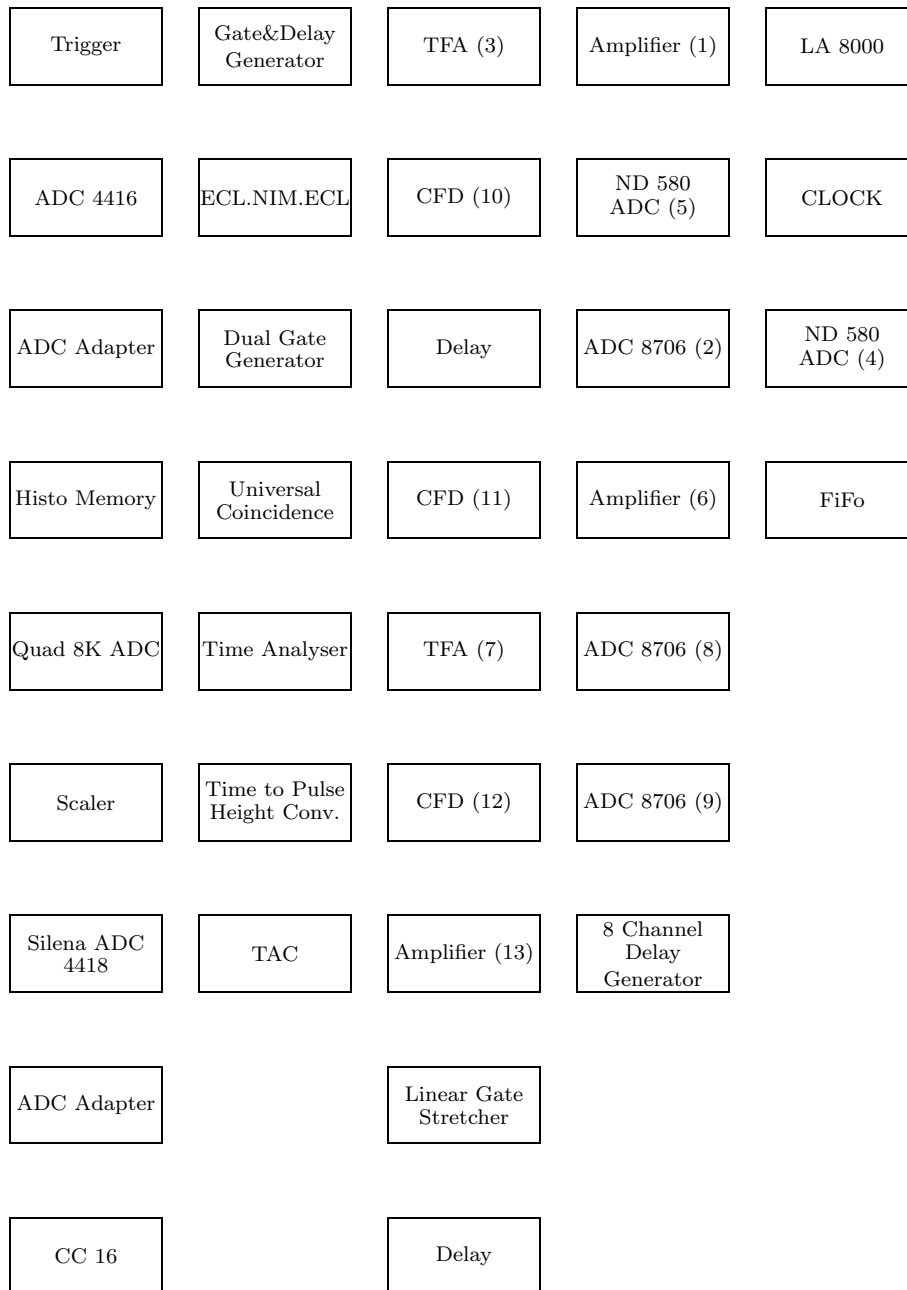


**Abbildung 3.9:** Schematische Abbildung eines Strahlrohrabschnitts.

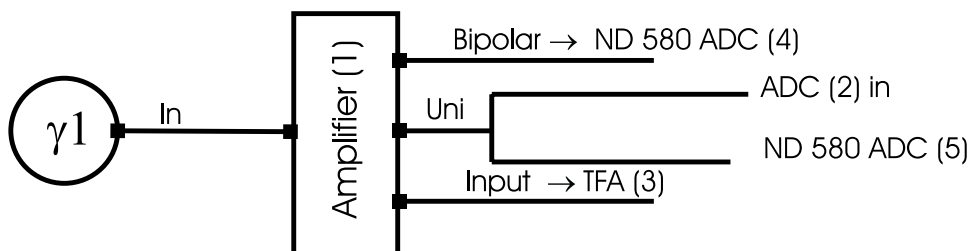
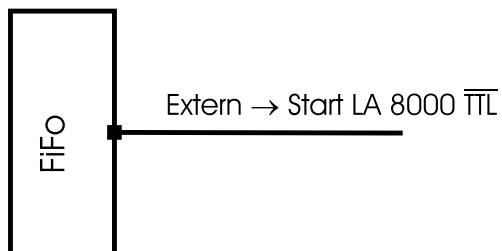
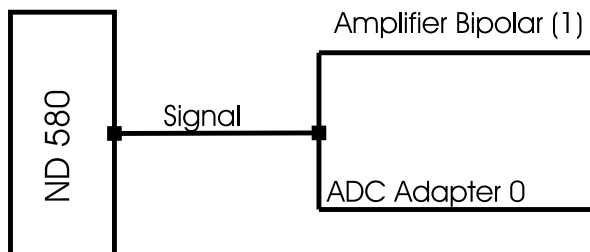
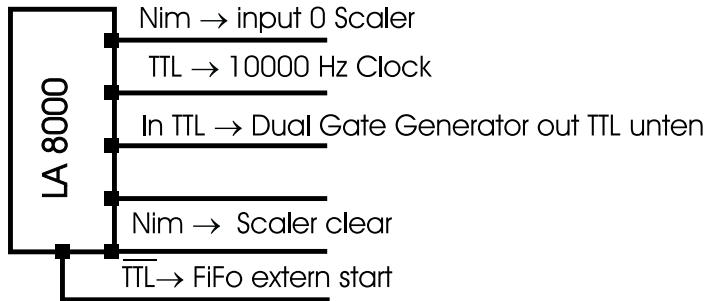
### 3.3 Der elektronische Aufbau

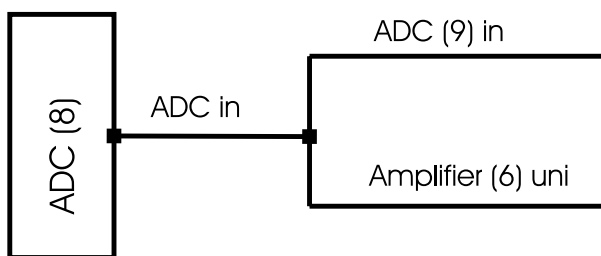
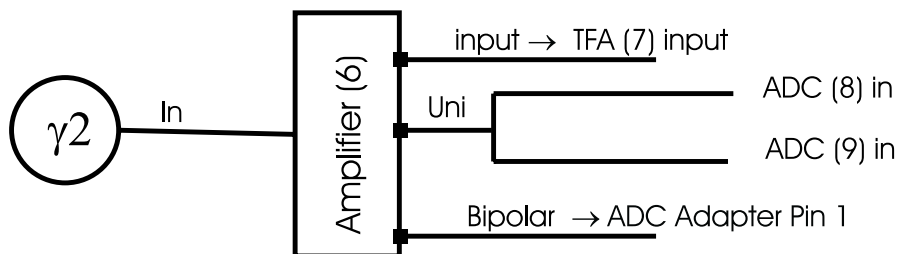
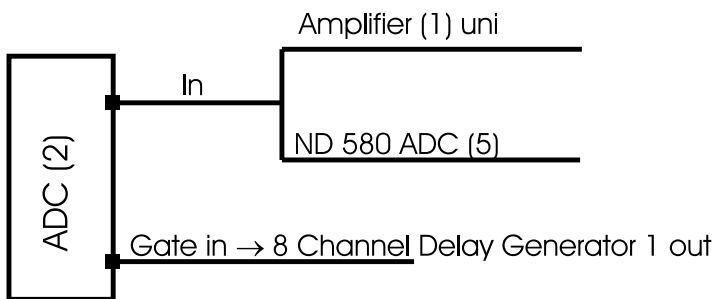
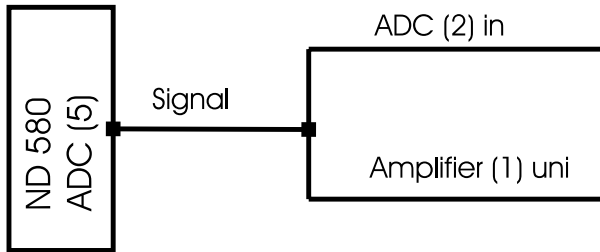


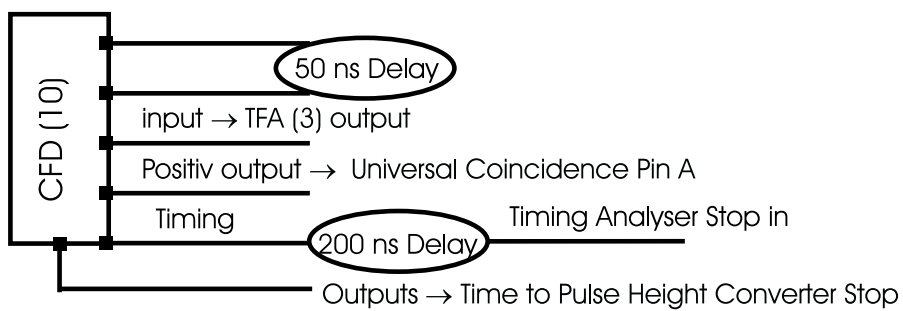
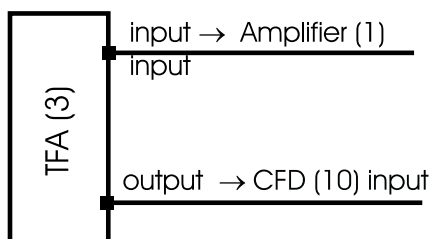
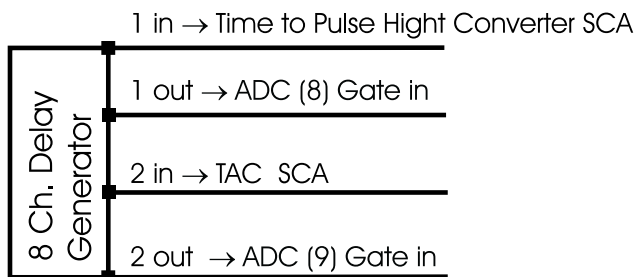
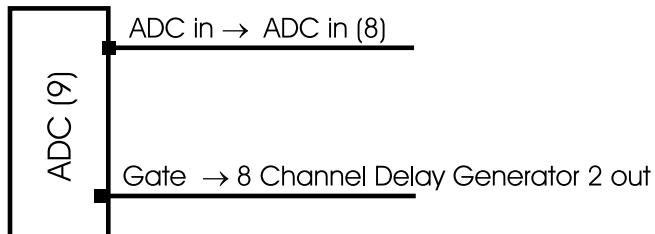
**Abbildung 3.10:** Photo des elektronischen Aufbaus. Jeder Überraahmen mit den benutzten Modulen wird in der nächsten Abbildung schematisch dargestellt und auf den folgenden Seiten beschrieben.

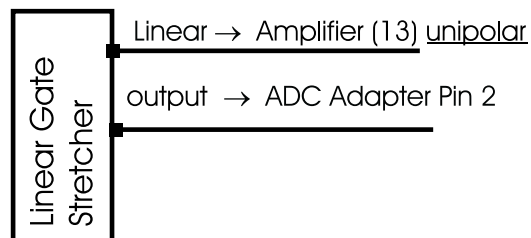
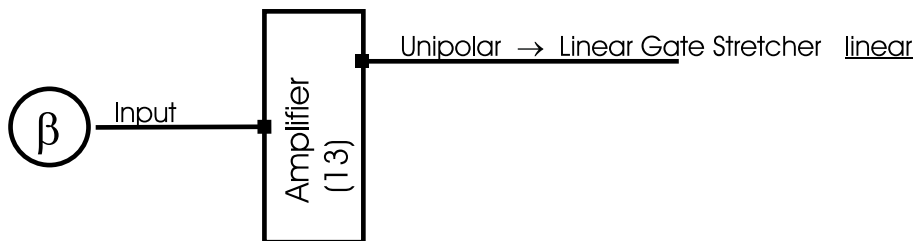
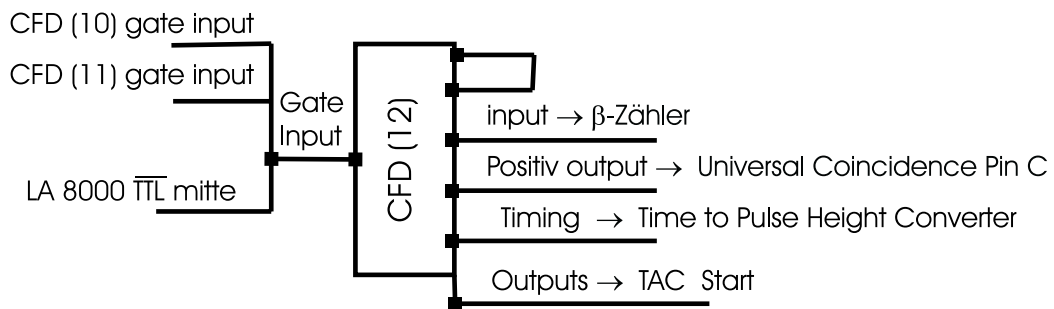
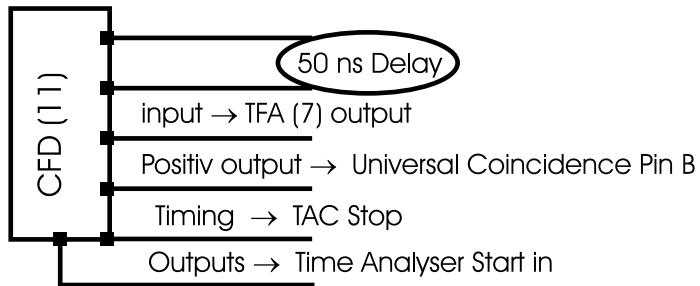


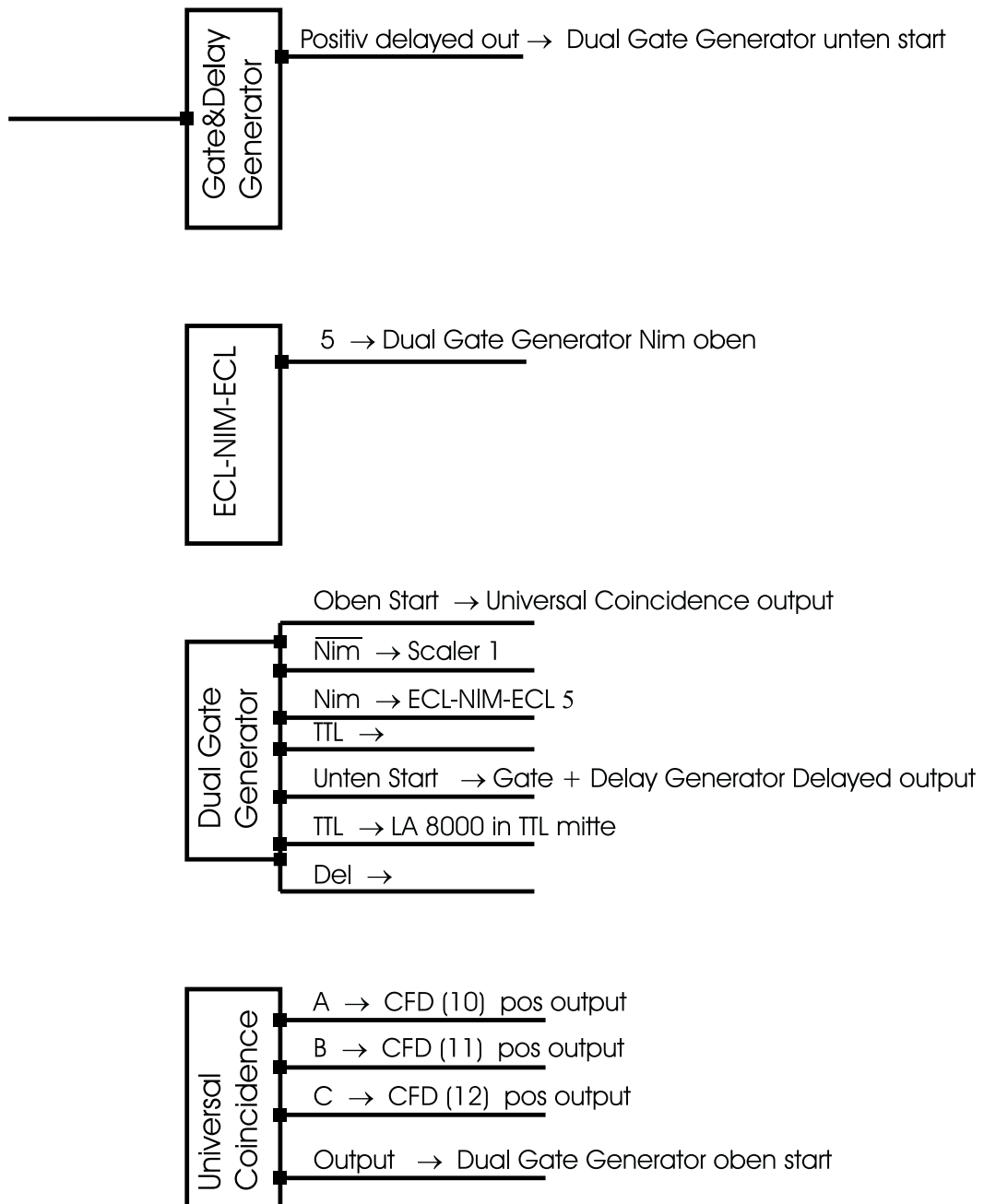
**Abbildung 3.11:** Schematischer Aufbau der Meßelektronik. Die Verbindungen der einzelnen Module wird auf den folgenden Seiten ausführlich dargestellt.



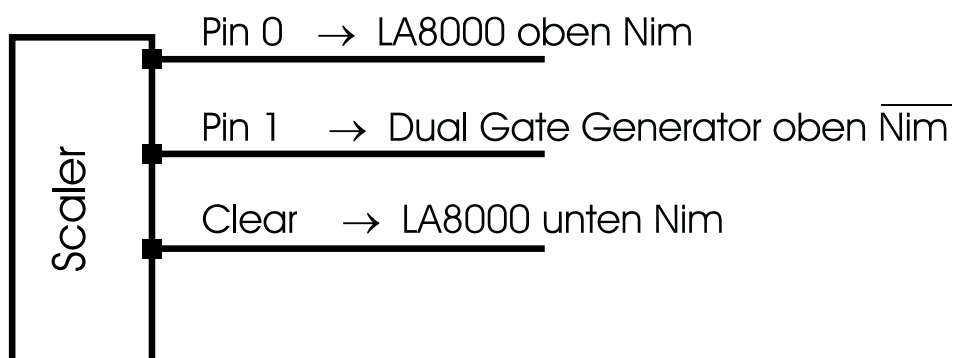
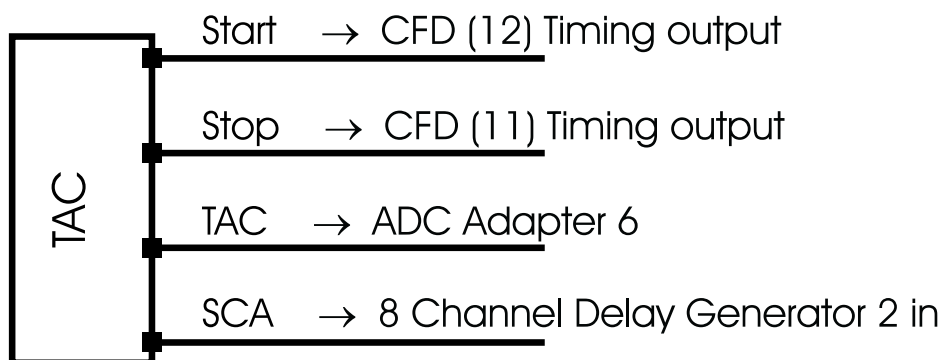
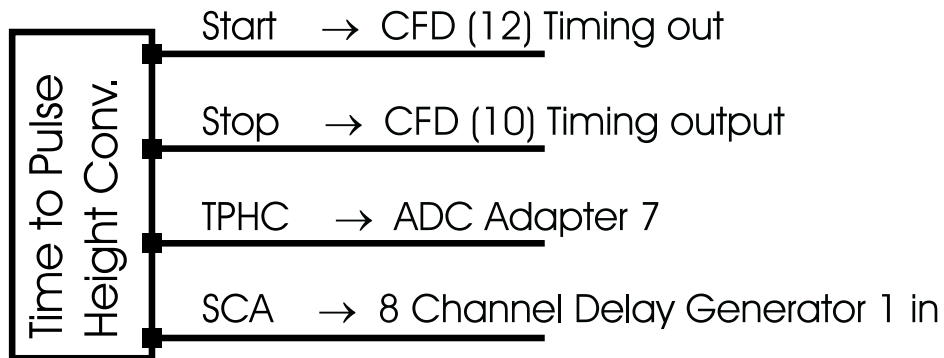
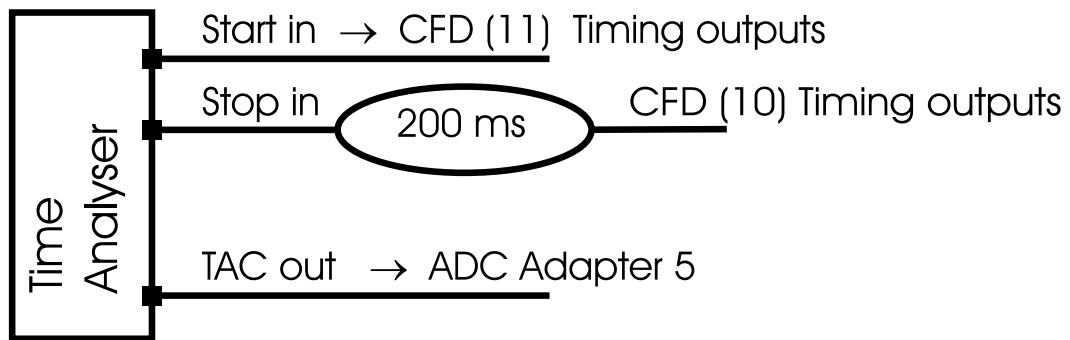


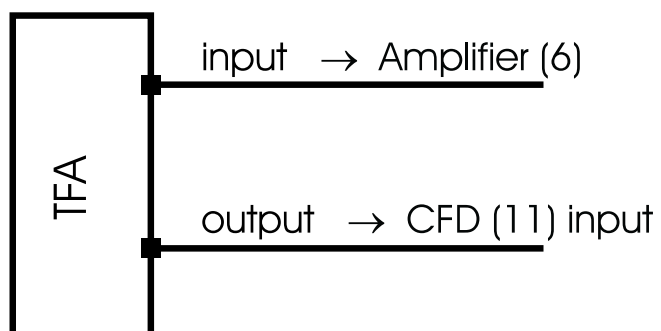
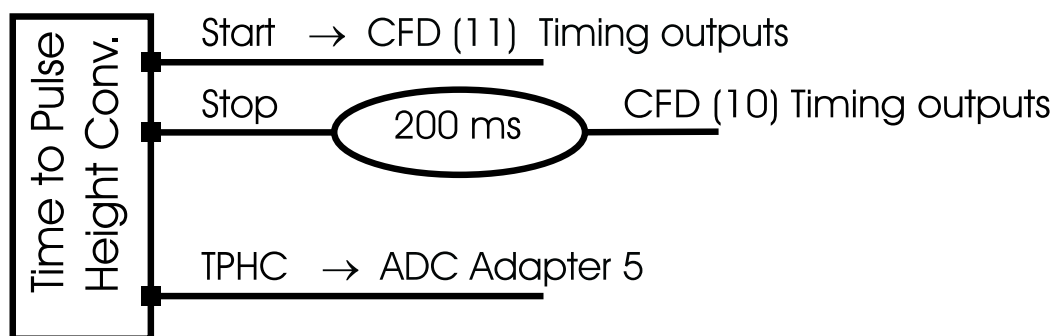
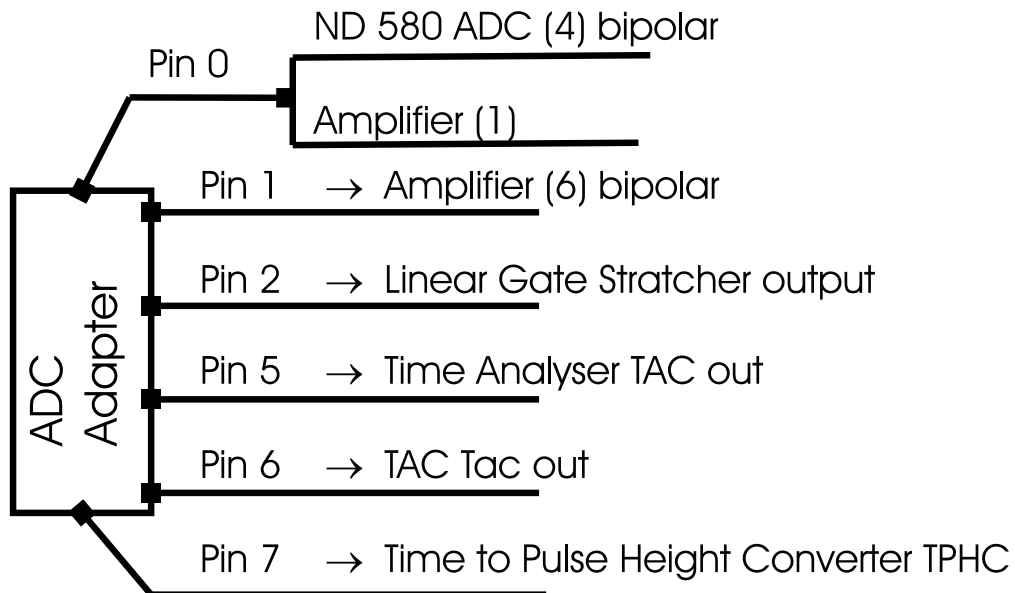












## 3.4 Tape-System

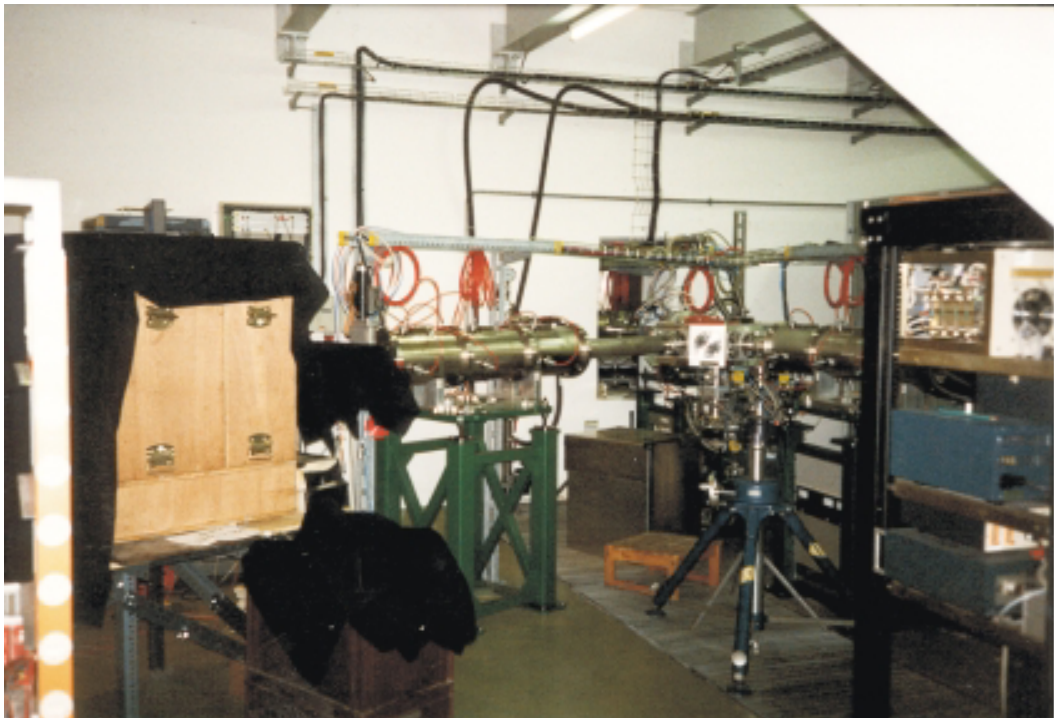
Für die Experimente bei CERN/ISOLDE wurde speziell ein Tape-System entwickelt und in der Werkstatt der Kernchemie Mainz gebaut. Grundsätzlich wird das Tape-System gebraucht, um die langlebigen Isotope, welche die Messung stören würden, indem sie den Untergrund erhöhen, aus dem Meßbereich des Detektors wegzutransportieren. Technisch gesehen, muß das Tape-System folgendes erfüllen:

- das Band muß schnell genug transportiert werden können, sonst bleiben die störenden Isotope zu lange vor dem Detektor;
- das Band muß breit genug sein, sonst schießt man Teile des Strahls am Band vorbei und kontaminiert so das ganze Tape-System;
- die Länge des Bandes muß gewährleisten, daß die langlebigen Isotope bereits zerfallen sind, bevor der selbe Bandabschnitt ein weiteres Mal zur Implantierung des Strahls benutzt wird.

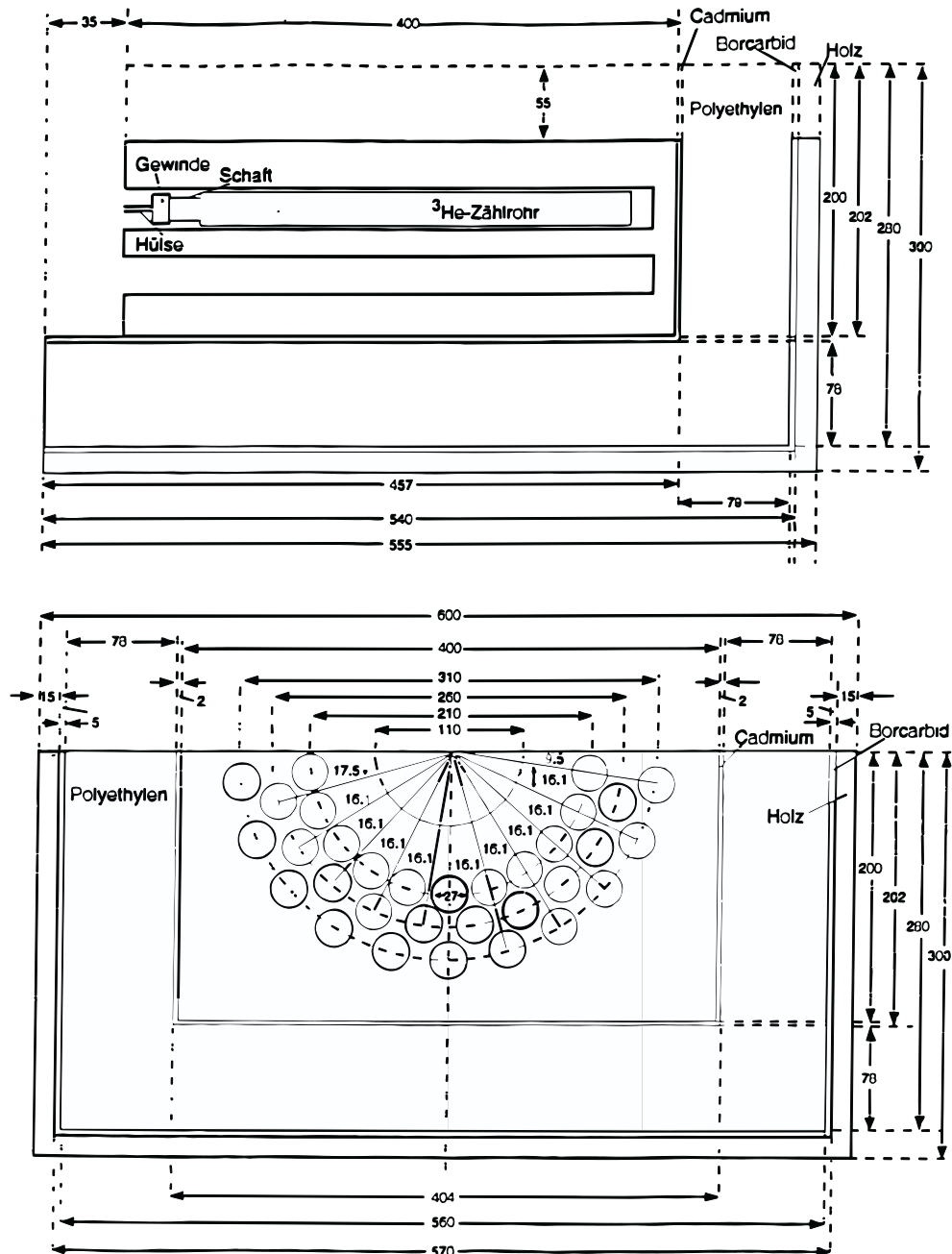
Unser Tape-System erfüllt alle diese Eigenschaften und ist darüber hinaus in der Bedienung weitaus einfacher zu handhaben als andere Tape-Systeme. Durch die Schrittmotorsteuerung konnte man eine stufenlose und konstante Geschwindigkeit des Bandes erzielen, ein "weiches" Starten und Stoppen, sowie ein exaktes Positionieren des Bandes ermöglichen. Die Länge des Bandes (ca. 300 m) war so gewählt daß erst nach zwei Stunden das Bandende erreicht wird. Für die genaue Positionierung des Strahls wurde ein beweglicher Faraday-Cup in das Tape-System eingebaut. Somit brauchte das einmal angeflanschte System während der Strahlzeit nicht mehr geöffnet zu werden. Weitere technische Einzelheiten kann man [38] entnehmen.

### 3.5 Datenerfassung

Die Aufnahme der  $\beta$ -verzögerten Neutronen erfolgte mit der bei ISOLDE fest installierten GOOSY-Datenerfassung. Zum Einsatz kam der Mainzer  $4\pi$   $^3\text{He}$  Neutronenzähler, parallel gekoppelt mit einem ebenfalls in Mainz gebauten  $\beta$ -Zähler. Der Neutronenzähler besteht aus drei konzentrischen Ringen gefüllt mit 52  $^3\text{He}$ -Zählrohren. In diesen läuft die Reaktion  $^3\text{He}(n_{th,p})\text{T}$  ab. Aus dieser Kernreaktion entstehen geladenen Teilchen, die über ihre elektromagnetische Wechselwirkung nachgewiesen werden. Die Neutronen müssen zuvor einen Moderator (Polyethylen) durchqueren und werden dort thermalisiert. Gegen Untergrundstrahlung von außen ist der Zähler mit Cadmium und Borcarbid Abschirmungen versehen [39].



**Abbildung 3.12:** Photo des Neutronenaufbaus im hinteren Teil der ISOLDE-Halle. Der  $\beta$ -Zähler befindet sich auf der linken Seite des Neutronenzählers und wird gerade durch ihn verdeckt.



**Abbildung 3.13:** Längs- und Querschnitt des Neutronenzählers. Der Neutronenzähler besteht aus zwei Hälften, von denen eine dargestellt ist. Im Längsschnitt (oberer Teil) ist ein Zählrohr maßstabsgerecht eingezeichnet. Im Querschnitt (unterer Teil) sind 32 Bohrungen für die  $^3\text{He}$ -Zählrohre zu erkennen. Die zweite, nicht gezeigte Hälfte verfügt noch über eine Bohrung von der Seite senkrecht zu den Zählrohren, passend für einen Germaniumdetektor. Insgesamt kann der Zähler mit bis zu 52 Zählrohren bestückt werden.

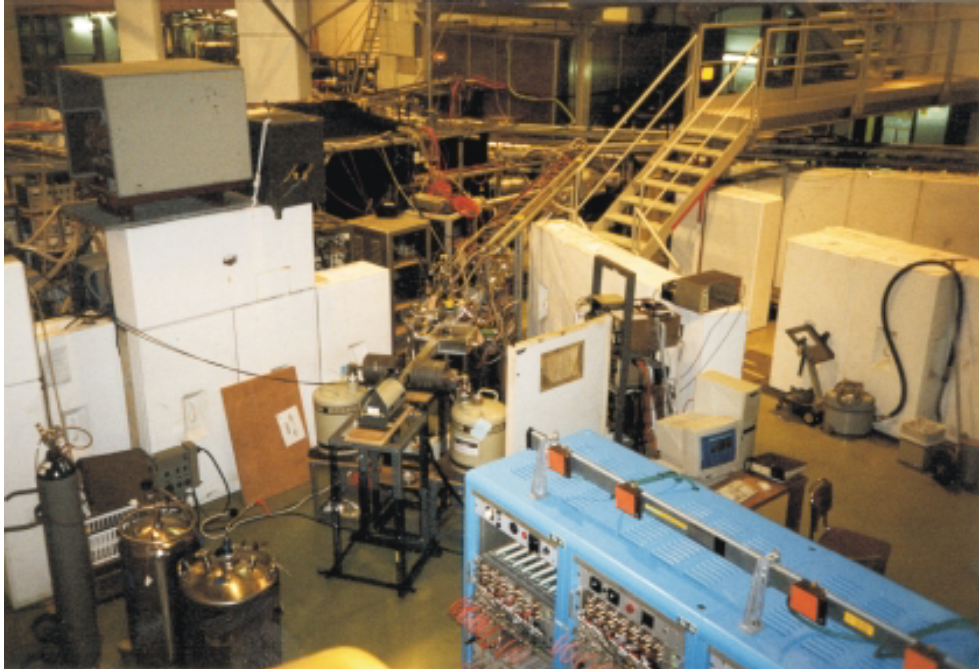


**Abbildung 3.14:** Photo des Neutronenzählers im zerlegten Zustand. Man erkennt so besser die Vorverstärker, die Hochspannungsversorgung und die Einschübe für die 52 Zählrohre.

Die Neutronenspektren wurden so aufgenommen, daß jeder der drei Zählerringe getrennt abgespeichert werden konnte, um im Nachhinein bei der Auswertung die Wahl zu haben, welche Zählerringe zur Auswertung herangezogen werden sollen. Gleichzeitig mit den "Ringspektren" wurde noch die Information über die  $\beta$ -Aktivität abgespeichert. Man erhält so eine Datei, die aus den vier Einzelspektren (das sind die drei Ringe für die Neutronenzählrate und die  $\beta$ -Aktivität), einem Summenspektrum der Ringe und der Zeitinformation besteht. Diese Datei mußte in der späteren Auswertung zunächst so umformatiert werden, daß die gewünschten Spektren extrahiert und weiterverarbeitet werden konnten. Zu diesem Zweck wurde ein Programm geschrieben, welches das komprimierte Dateiformat von GOOSY in ein besser gebräuchliches ASCII-

Format umsetzen sollte. Dieses Programm ist im Anhang A (Nr.1) aufgeführt. Die Ausgabe des Programmes erfolgt in einem zweiseitigen ASCII-Format, so daß die einzelnen Spektren nun je nach Bedarf in ein Auswerteprogramm wie z.B. PAW, PLOTDATA oder ORIGIN eingelesen und ausgewertet werden konnten. Da in den meisten Fällen nur ein Teil des jeweiligen Spektrums wirklich gebraucht wird, bzw. einzelne Kanäle in einem Spektrum zusammengefaßt werden sollten, wurde ein weiteres Programm (Nr.2 im Anhang) entwickelt, das diese Aufgaben erfüllen kann. Es war nun möglich, den zu bearbeitenden Spektrumsausschnitt frei zu wählen, wobei beliebig viele Kanäle zu einem komprimierten Spektrum zusammengefaßt werden konnten. Nach der oben beschriebenen Bearbeitung aller aufgenommenen Spektren konnte zur Analyse übergegangen werden.

Die Aufnahme und spätere Auswertung der  $\gamma$ -Daten erfolgte analog früherer Experimente mit INTERWINNER [39]. Es standen drei HPGe(Li)-Halbleiterdetektoren mit Bleiabschirmungen zur Verfügung, die jeweils im Winkel von  $90^\circ$  in einer Ebene um das Strahlrohr angeordnet waren (siehe Abbildung 3.15). Der Strahl wurde auf das Band des Tape-Systems implantiert und direkt am Ort der Implantierung gemessen.



**Abbildung 3.15:** Aufbau für die  $\gamma$ -Datenerfassung im vorderen Teil der ISOLDE-Halle.



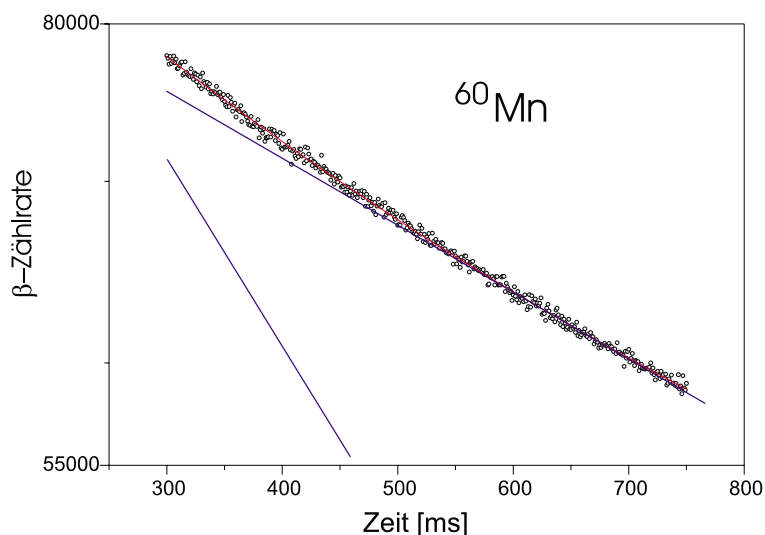
## Kapitel 4

# Messung der $\beta$ -verzögerten Neutronen

### 4.1 Halbwertszeiten neutronenreicher Mangan-Isotope

In den Experimenten bei CERN/ISOLDE wurden Neutronendaten und  $\beta$ -Spektren mit hoher Statistik und Qualität mit Hilfe unseres  $4\pi$   $^3\text{He}$  Neutronenzählers und eines in Mainz gebauten  $\beta$ -Detektors aufgenommen. Untersucht wurde der Massenbereich von  $A=60$  bis  $A=69$ .

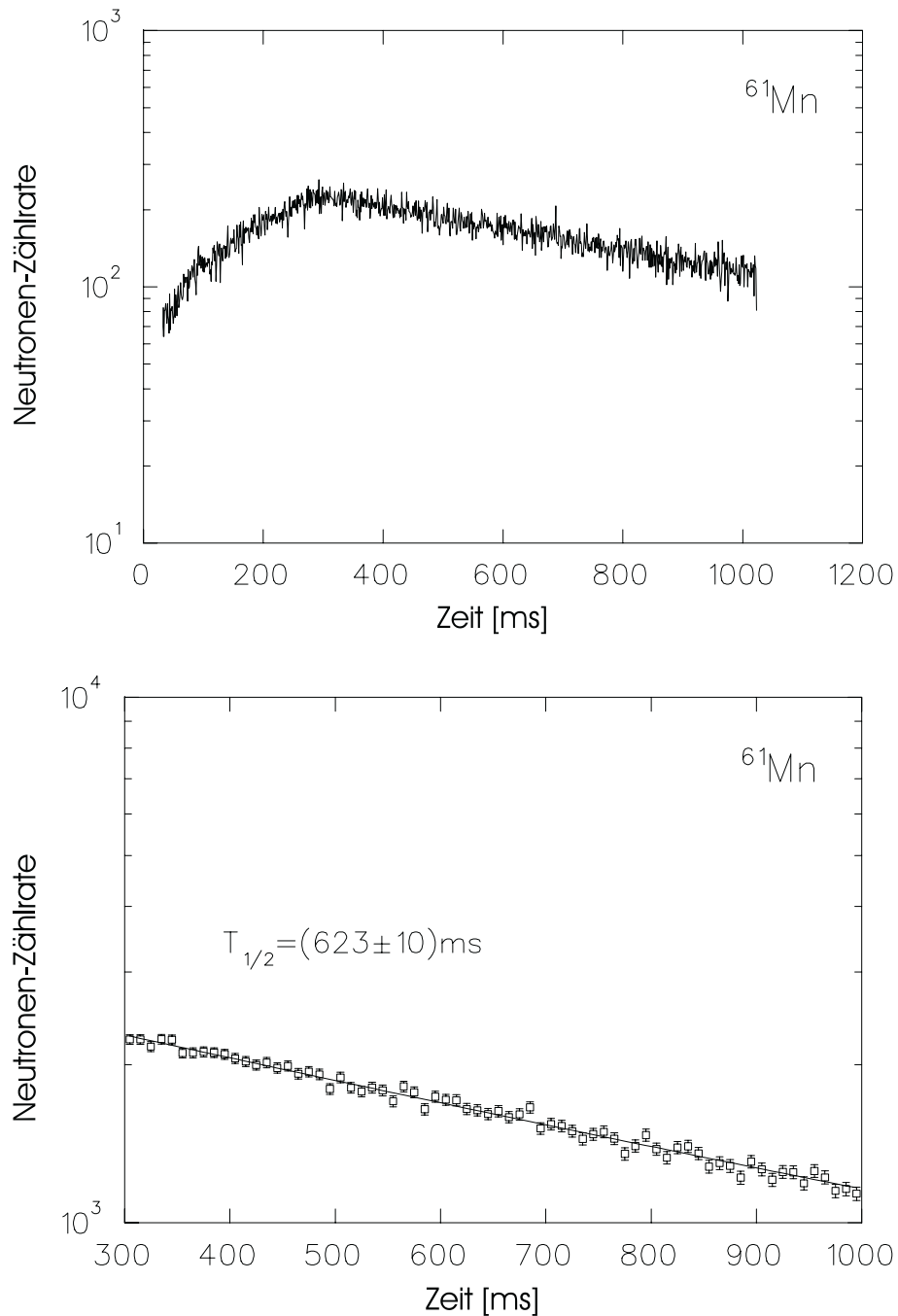
Für  $^{60}\text{Mn}$  war die Neutronenzählrate sehr gering, da der  $P_n$ -Wert praktisch null ist. Daher konnten aus den Neutronenspektren keine Halbwertszeiten ( $T_{1/2}$ ) ermittelt werden; sie wurden nur aus den  $\beta$ -Daten gefittet. Es wurde ein Ansatz für zwei unabhängige  $T_{1/2}$ -Komponenten gemacht. Die längere, bereits bekannte Komponente mit 1770 ms wurde bestätigt; darüber hinaus wurde noch eine kurze  $T_{1/2}$ -Komponente mit 321 ms gefunden (siehe Abbildung 4.1). Alles deutet darauf hin, daß die Komponente mit 321 ms der Grundzustand und die Komponente mit 1770 ms ein Isomer ist. Das in der Literatur aufgeführte 51 s Isomer konnte nicht bestätigt werden [40].



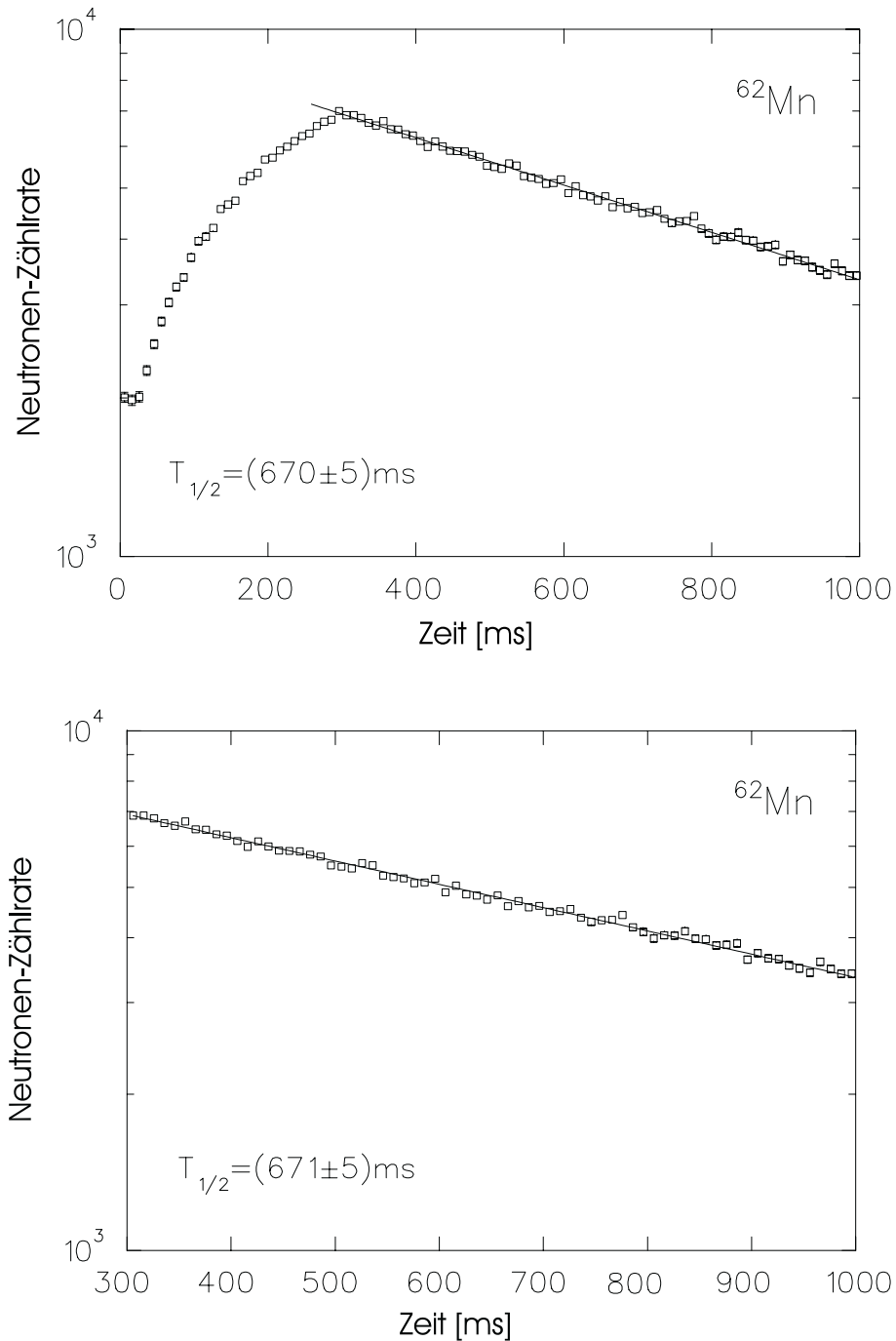
**Abbildung 4.1:**  $\beta$ -Zerfalls-Kurve von  $^{60}\text{Mn}$ . Es ergeben sich zwei Komponenten mit Halbwertszeiten von 1770 ms und 321 ms.

Bei  $^{61}\text{Mn}$  war die Sache sehr klar; hier wurde kein weiteres Isomer gefunden. Im oberen Teil der Abbildung 4.2 sind die Rohdaten dargestellt. Das Beamgate war bei dieser Messung 250 ms geöffnet. Man erkennt deutlich den Anstieg der Aktivität bis zu einem Maximum bei 250 ms. Nach dem Schließen des Beamgates erfolgte der Zerfall der gesammelten Kerne. Dies entspricht dem Abfall von 250 bis 1000 ms. Nach Bearbeitung der Rohdaten mit Hilfe des Programms Nr.2 ( Binning 10 ms pro Kanal) erfolgte der Fit mit nur einer  $T_{1/2}$ -Komponente und einem geringen konstanten Untergrund von 100 Impulsen pro 10 ms. (siehe Abbildung 4.2 unterer Teil).

Bei  $^{62}\text{Mn}$  konnte ein bisher unbekanntes kurzlebige Isomer mit 84 ms in den  $\beta$ -Spektren gefunden werden. Die Halbwertszeit des langlebigen  $^{62}\text{Mn}$  Isotops wurde sowohl in den Neutronen- als auch in den  $\beta$ -Spektren wiedergefunden (siehe Abbildung 4.3). Der obere Teil von Abbildung 4.3 zeigt die komplette Neutronenkurve, wieder mit Anstieg der Neutronenaktivität bis zum Schließen des Beamgates. Die Daten sind zu 10 ms pro Kanal zusammengefasst. Der untere Teil der Abbildung zeigt nur den Fit des Abfalls. Es wurde wieder ein Untergrund von ca. 100 Impulsen abgezogen.



**Abbildung 4.2:** Neutronenkurven von  $^{61}\text{Mn}$ . Im oberen Teil sind die Rohdaten abgebildet. Es ist hier schön der Anstieg der Aktivität von Kanal 0 bis 250 (1 ms pro Kanal) zu sehen. Nach 250 ms wurde das Beamgate geschlossen und der Zerfall beobachtet. Die Daten im unteren Teil ergeben sich nach Zusammenfassung auf 10 ms pro Kanal. Es ergibt sich eine Halbwertszeit von 623 ms.

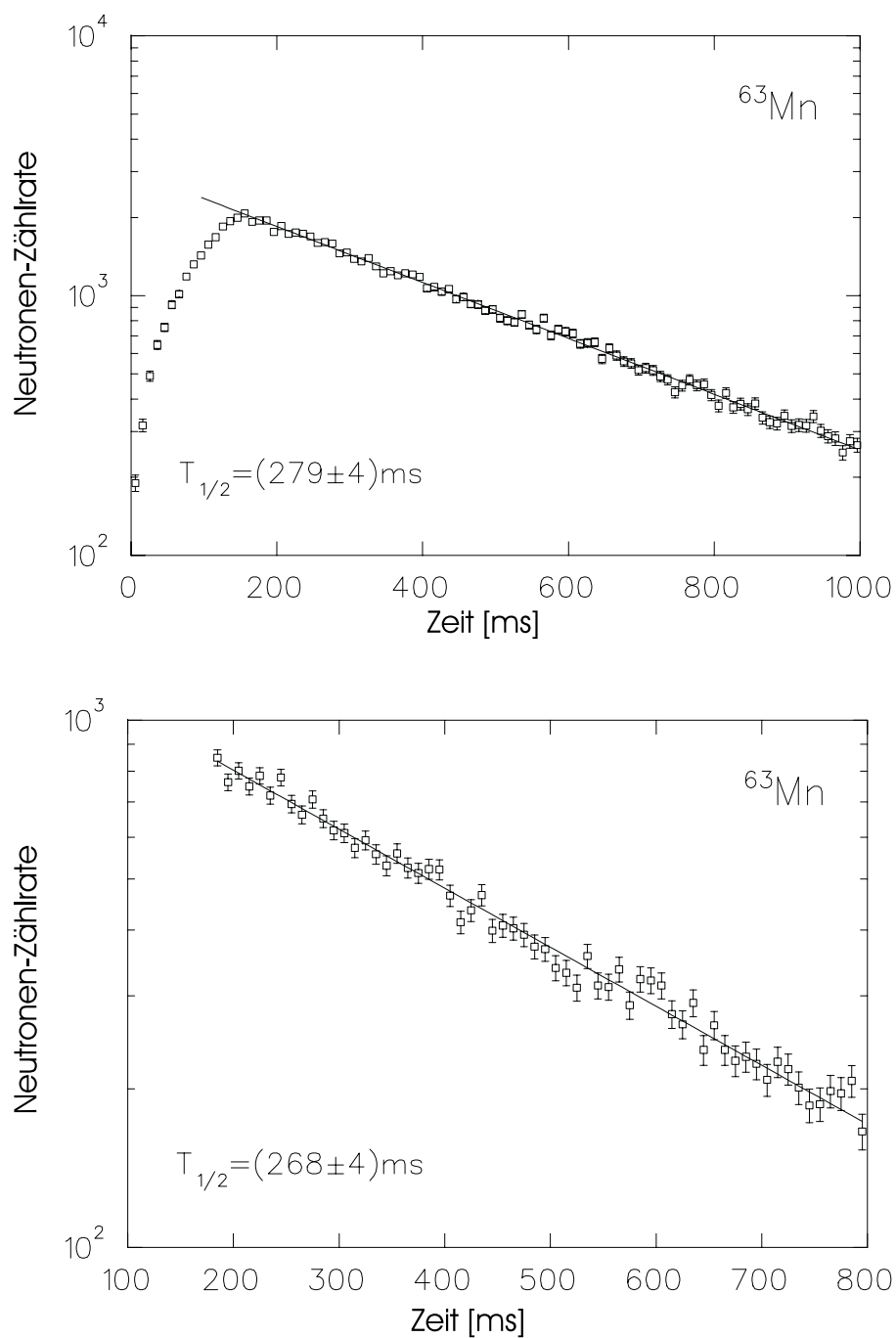


**Abbildung 4.3:** Neutronenkurven von  $^{62}\text{Mn}$ . Es ergibt sich eine Halbwertszeiten von 671 ms. Der obere Teil zeigt die komplette Kurve mit Anstieg der Neutronen-Aktivität bis 250 ms, danach erfolgte das Schließen des Beamgates. Im unteren Teil wird nur der Fit des Abfalls gezeigt.

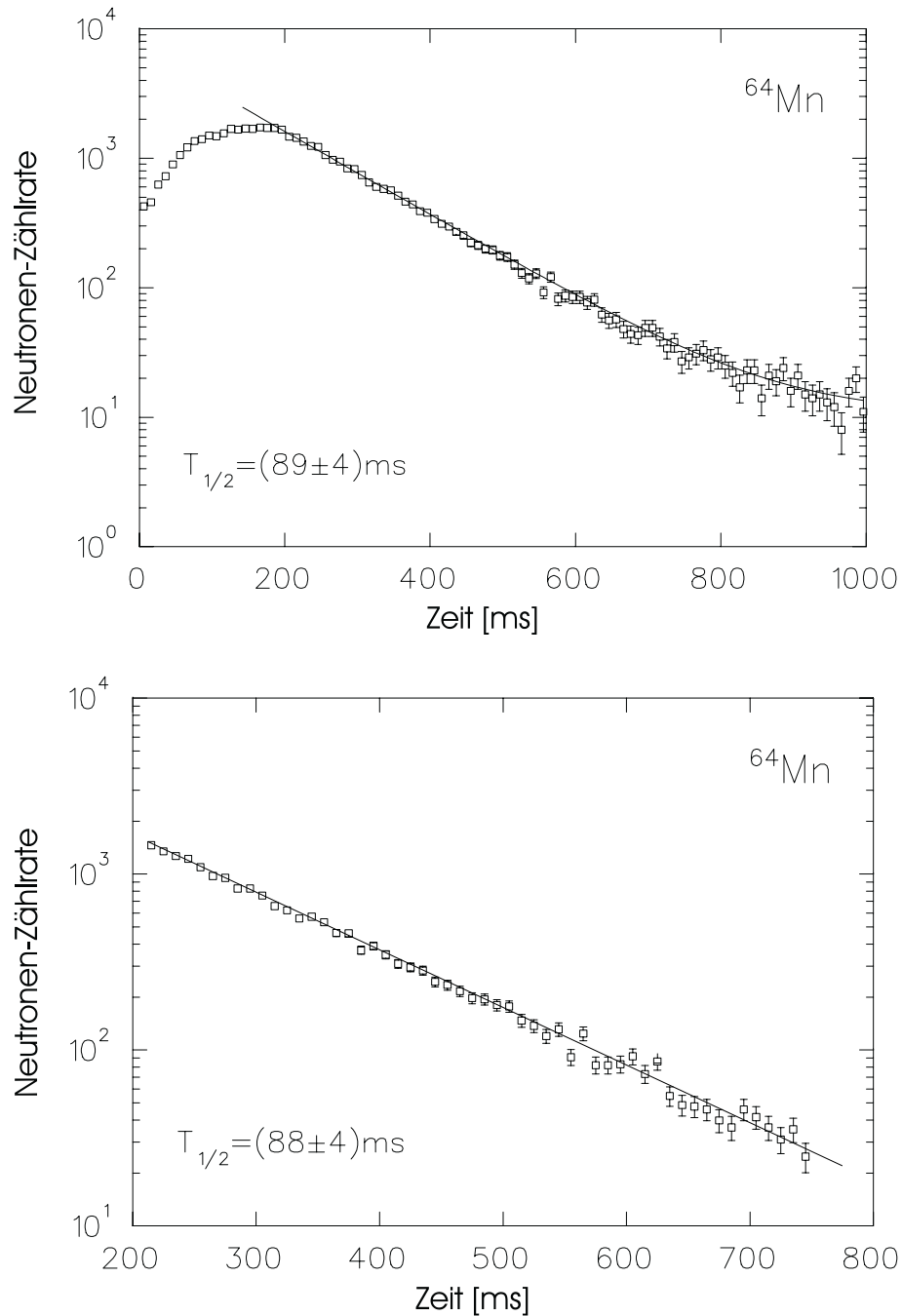
Die Neutronen-Zerfallskurven der leichteren Mangan-Isotope bis  $A=65$  und die der schwereren mit  $A>65$  wurden unterschiedlich bearbeitet. Für die ersteren genügte es, die Kurven mit einer einparametrischen Exponentialfunktion und einem kleinen konstanten Untergrund von ca. 10 - 20 Impulsen pro Kanal zu fitten, denn für diese Kerne existieren keine neutronenemittierenden Töchternuclide (siehe Abbildungen 4.2 bis 4.6). Bei den Spektren der  $A>65$  Mn-Isotope war es nötig, die kompletten Bateman-Gleichungen (siehe Kapitel 2.3) zu verwenden. Hier mußten die verzweigenden Neutronen-Komponenten der Töchter- und Enkelisobare (Fe und Co) miteinbezogen werden. Außerdem wurden in den Fitkurven theoretische  $P_n$ -Werte [41] und aus anderen Experimenten bekannte Halbwertszeiten [8, 11, 42, 43] mitberücksichtigt (siehe Abbildungen 4.7 bis 4.10). Die Resultate sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt und werden dort den Literaturwerten gegenübergestellt.

Die neuen Halbwertszeiten für  $^{64,65,66}\text{Mn}$  zeigen teilweise starke Abweichungen von den Literaturwerten, wobei in verschiedenen Veröffentlichungen des gleichen Autors auch unterschiedliche Werte angegeben werden. Diese Diskrepanzen zu [8, 43] lassen sich vermutlich auf Probleme bei deren Meßtechnik zurückführen, bei der die Identifizierung der Nuklide nicht eindeutig war. Ein Vergleich der experimentellen Mn-Halbwertszeiten mit den Vorhersagen des QRPA Modells zeigt, daß die theoretischen Halbwertszeiten für den Grundzustandszerfall der  $^{61-66}\text{Mn}$  im Mittel um einen Faktor 2,6 kürzer sind als die gemessenen.

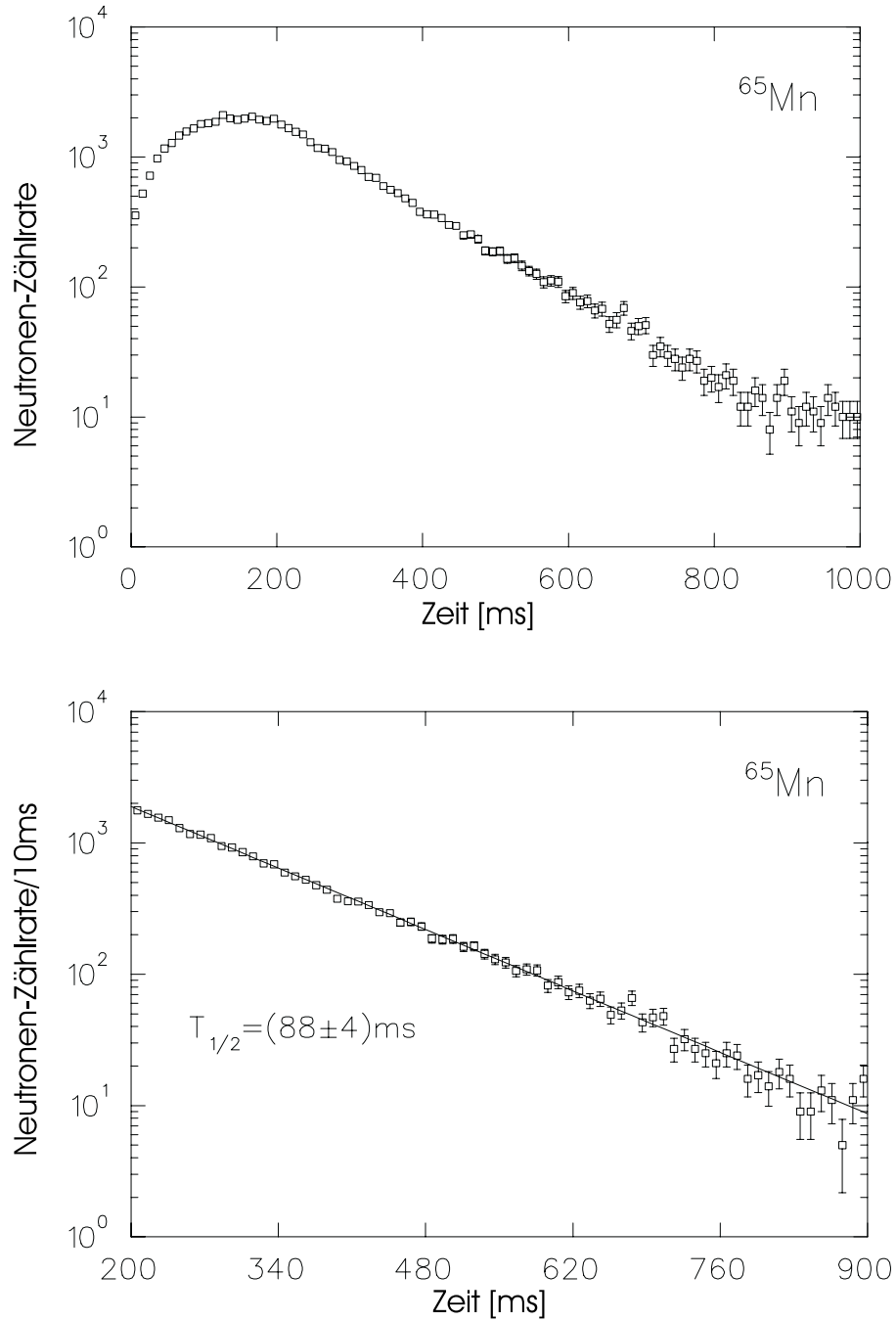
Hingegen wird für die schweren Isotope  $^{67-69}\text{Mn}$  die Übereinstimmung mit den QRPA-Vorhersagen besser. Wenn man sich die  $\beta$ -Stärkeverteilung genauer ansieht, fällt auf, daß in allen hier betrachteten Zerfällen neutronenreicher Mangan-Isotope der tief liegende Übergang  $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$  den  $\beta$ -Zerfall mit  $I_\beta \simeq 85-95\%$  und  $\log(ft) \simeq 4,0$  stark dominiert, praktisch unabhängig von der gewählten Grundzustandsform der Fe-Töchter [41, 44]. Später wird noch gezeigt, daß dieses GT-Muster tatsächlich in den  $\gamma$ -Daten von  $^{64}\text{Mn}$  und  $^{66}\text{Mn}$  beobachtet wurde.



**Abbildung 4.4:** Neutronenkurven von  $^{63}\text{Mn}$ . Es ergibt sich eine Halbwertszeit von 275 ms. Der obere Teil zeigt das Anwachsen der Aktivität bis 150 ms und den Abfall bis 1000 ms. Der untere Teil zeigt nur den Abfall von 150 bis 800 ms. Die Daten wurden mit Programm 2 zu 10 ms / Kanal zusammengefaßt.

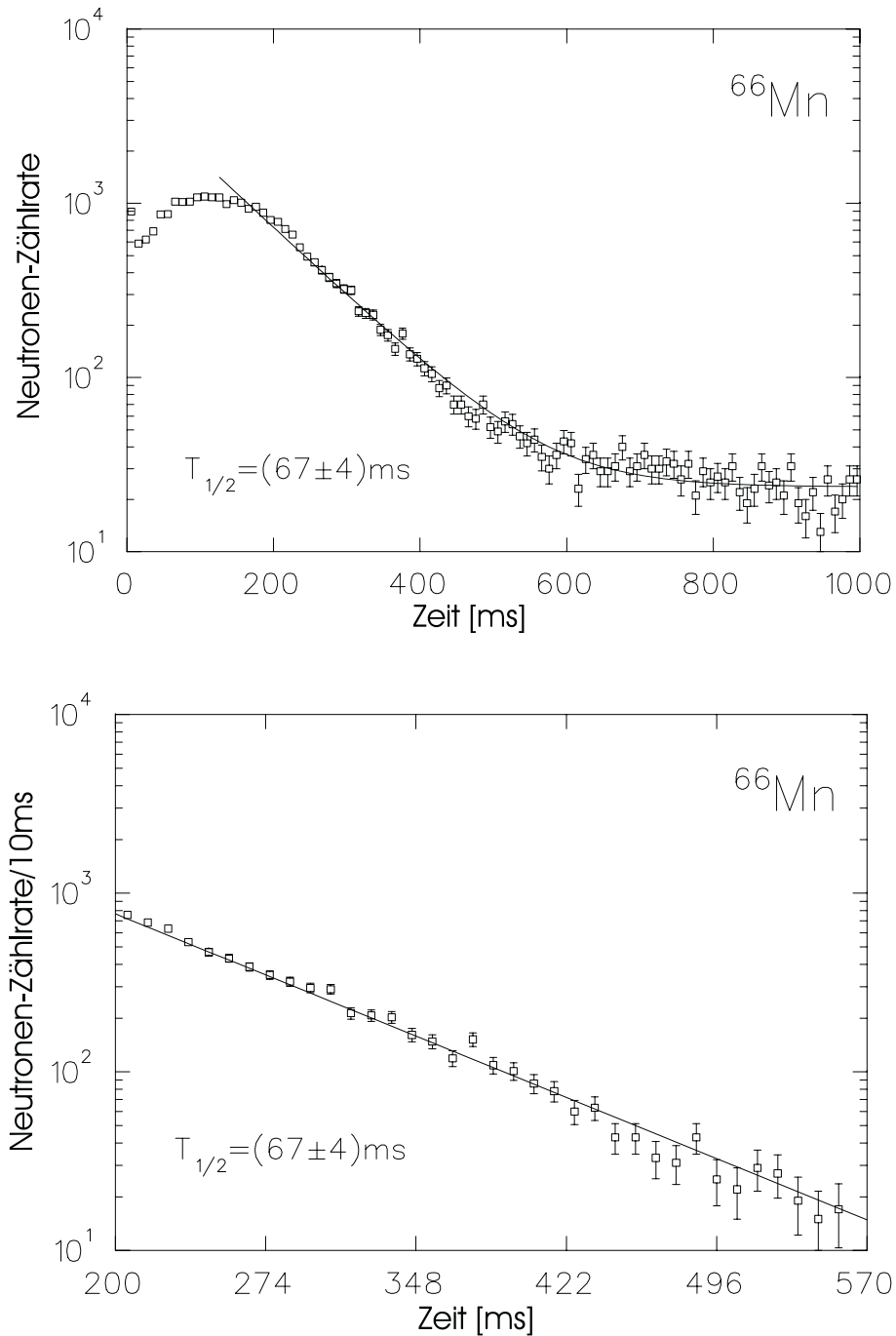


**Abbildung 4.5:** Neutronenkurven von  $^{64}\text{Mn}$ . Es ergibt sich eine Halbwertszeit von 89 ms. Der obere Teil zeigt das Anwachsen der Aktivität bis 200 ms und den Abfall bis 1000 ms. Der untere Teil zeigt nur den Abfall von 200 bis 800 ms. Die Daten wurden mit Programm 2 zu 10 ms / Kanal zusammengefaßt.

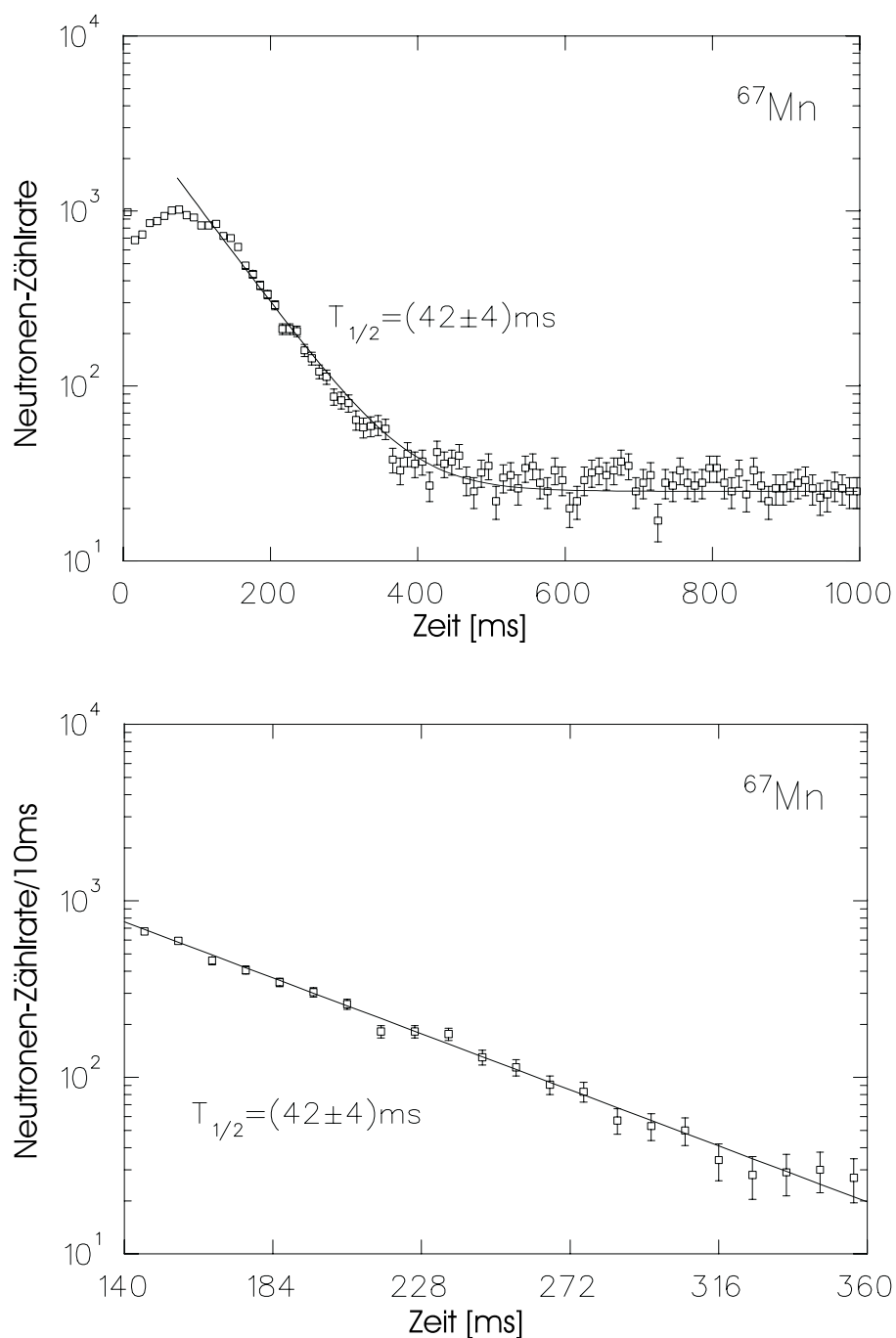


**Abbildung 4.6:** Neutronenkurven von  $^{65}\text{Mn}$ . Es ergibt sich eine Halbwertszeit von 88 ms. Der obere Teil zeigt das Anwachsen der Aktivität bis 200 ms und den Abfall bis 1000 ms. Der untere Teil zeigt nur den Abfall von 200 bis 900 ms. Die Daten wurden mit Programm 2 zu 10 ms / Kanal zusammengefaßt.

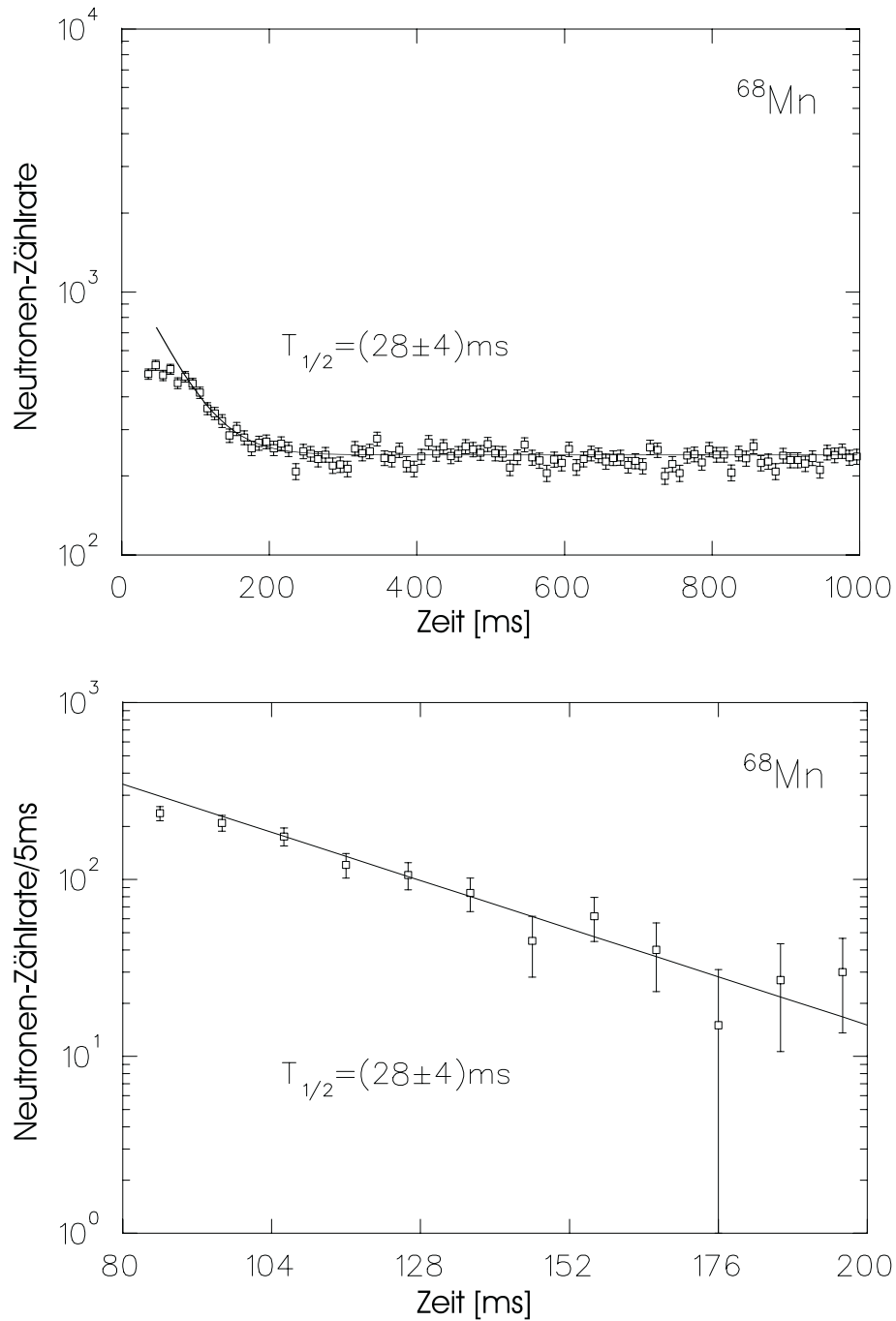




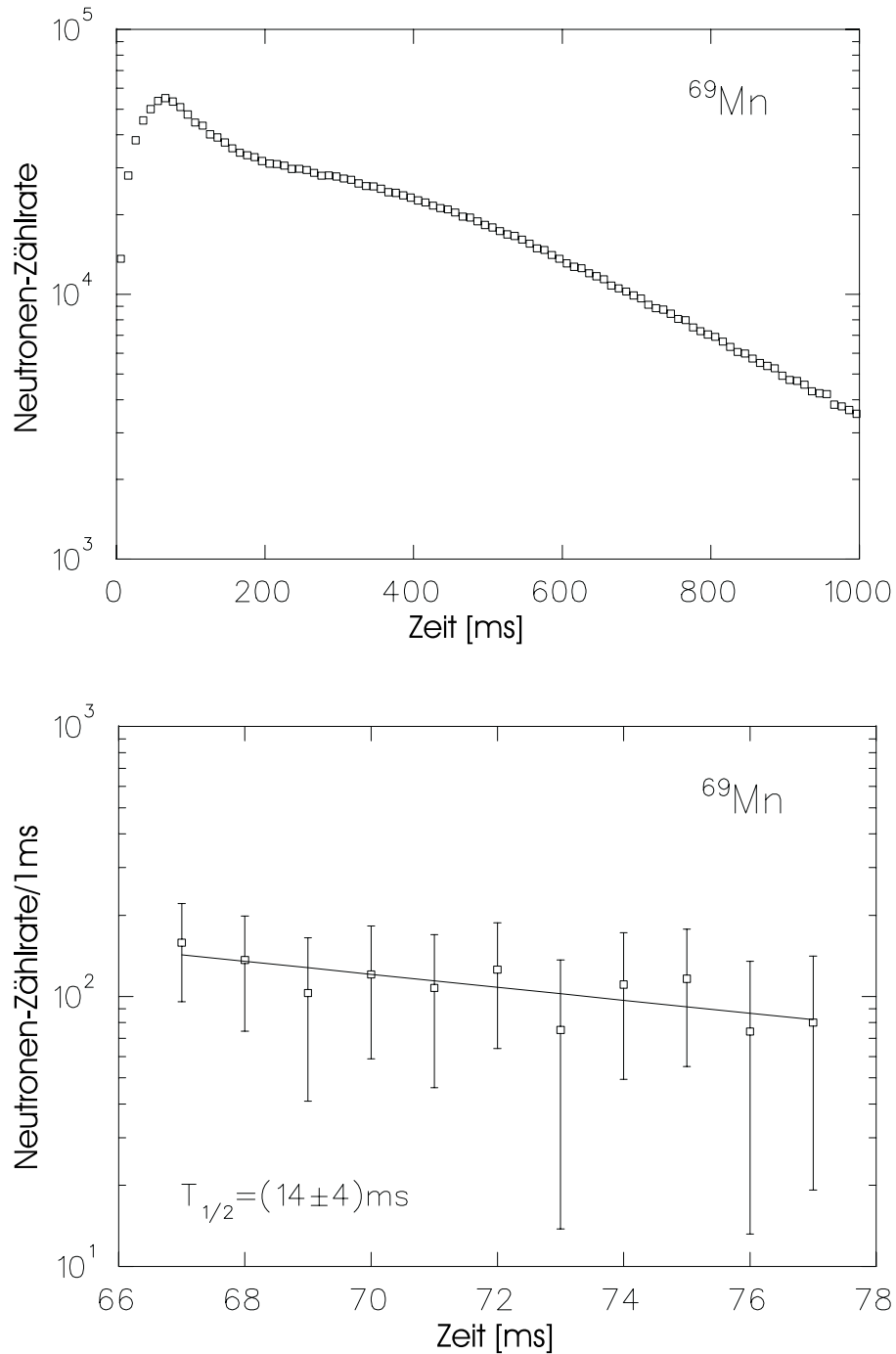
**Abbildung 4.7:** Neutronenkurven von  $^{66}\text{Mn}$ . Es ergibt sich eine Halbwertszeit von 66 ms. Der obere Teil zeigt das Anwachsen der Aktivität bis 150 ms und den Abfall bis 1000 ms. Der untere Teil zeigt nur den Abfall von 200 bis 570 ms. Die Daten wurden mit Programm 2 zu 10 ms / Kanal zusammengefaßt.



**Abbildung 4.8:** Neutronenkurven von  $^{67}\text{Mn}$ . Es ergibt sich eine Halbwertszeit von 42 ms. Bei dieser Messung war das Beamgate auf 100 ms eingestellt, daher erfolgt der Abfall im oberen Teil ab diesem Zeitpunkt. Im unteren Teil ist ein Ausschnitt des Abfalls von 140 bis 360 ms gezeigt.



**Abbildung 4.9:** Neutronenkurven von  $^{68}\text{Mn}$ . Es ergibt sich eine Halbwertszeit von 28 ms. Bei dieser Messung war das Beamgate auf 50 ms eingestellt, daher erfolgt der Abfall im oberen Teil ab diesem Zeitpunkt. Im unteren Teil ist ein Ausschnitt des Abfalls von 80 bis 200 ms gezeigt.



**Abbildung 4.10:** Neutronenkurven von  $^{69}\text{Mn}$ . Im oberen Teil ist die komplette Zerfallskurve gezeigt, das Schließen des Beamgates erfolgte nach 60 ms. Im unteren Teil wurden die Neutronen-Komponenten von  $^{69}\text{Fe}$  und  $^{69}\text{Co}$  sowie der Untergrund abgezogen. Die Residuen der kürzesten Komponente ergeben für  $^{69}\text{Mn}$  eine Halbwertszeit von 14 ms.

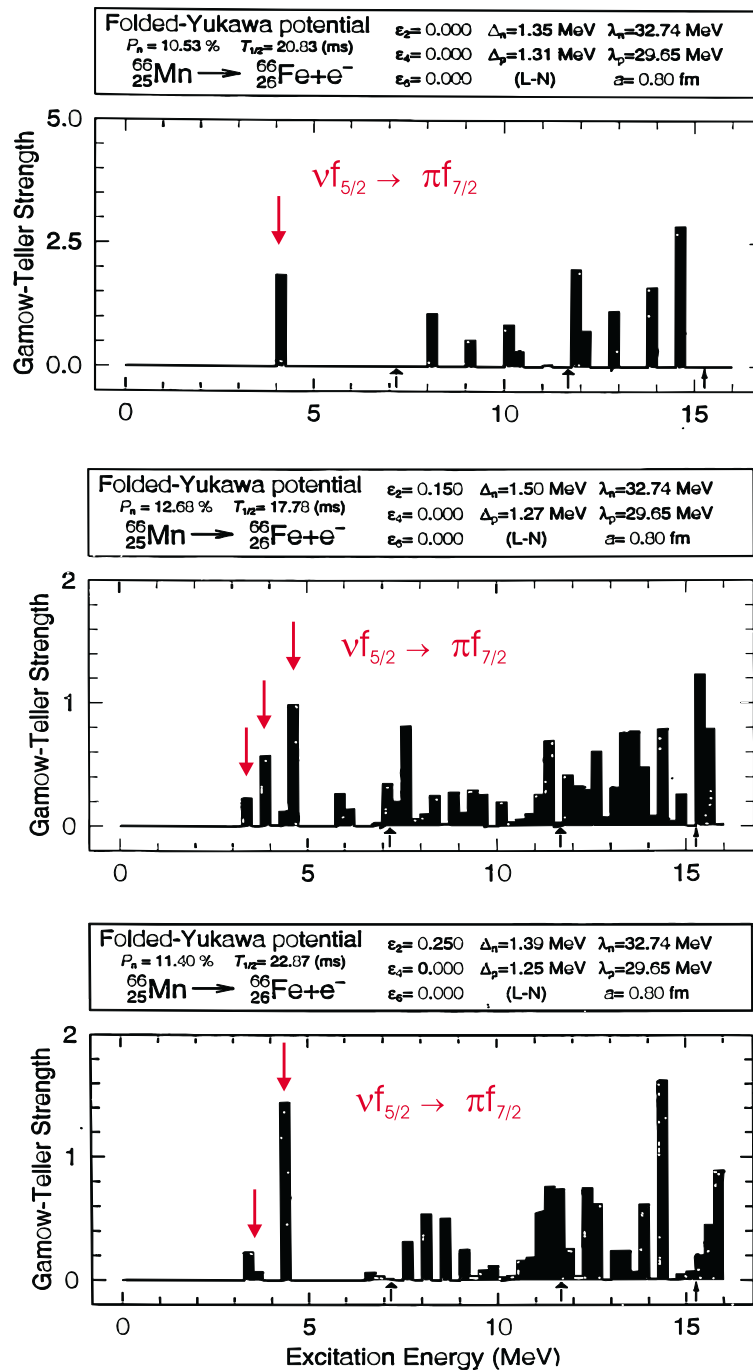
In die Vorhersagen des QRPA-Modells gehen - soweit vorhanden - experimentelle Massenwerte [42] ein. Die verwendeten Grundzustandsdeformationen der  $\beta$ -Zerfalls-Töchter stammen aus FRDM [41] und ETFSI [44] Modellen.

In der Abbildung 4.11 wird ein Vergleich von drei QRPA-Rechnungen gezeigt. Ausgewählt wurde der Zerfall von  $^{66}\text{Mn} \rightarrow ^{66}\text{Fe}$  mit drei verschiedenen Parametern  $\epsilon_2$  für Quadrupoldeformation. Im oberen Teil ist  $\epsilon_2=0$ , in der Mitte  $\epsilon_2=0,15$  und unten  $\epsilon_2=0,25$ . Dieser Zerfall wird von dem Gamow-Teller-Übergang  $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$  dominiert. Zu erkennen ist, daß die QRPA-Rechnung unabhängig von der gewählten Deformation immer ähnliche Zahlenwerte für die integralen  $\beta$ -Zerfallsgrößen  $T_{1/2}$  und  $P_n$  liefert. Der  $P_n$ -Wert liegt immer um ca. 11% und die Halbwertszeit wird mit ca. 20 ms angegeben. Die Messungen der Halbwertszeit lieferten jedoch 66 ms. Die theoretischen Werte aus den QRPA-Rechnungen liefern also immer, unabhängig von der Deformation, zu kurze Halbwertszeiten. Die längeren experimentellen Halbwertszeiten deuten darauf hin, daß die Wellenfunktionen von Mn-Mutter und Fe-Tochter nicht so ideal überlappen wie bei der QRPA-Rechnung. Aus diesem Grunde zeigen die experimentellen  $T_{1/2}$ -Werte ein "Quenching" der GT-Stärke.

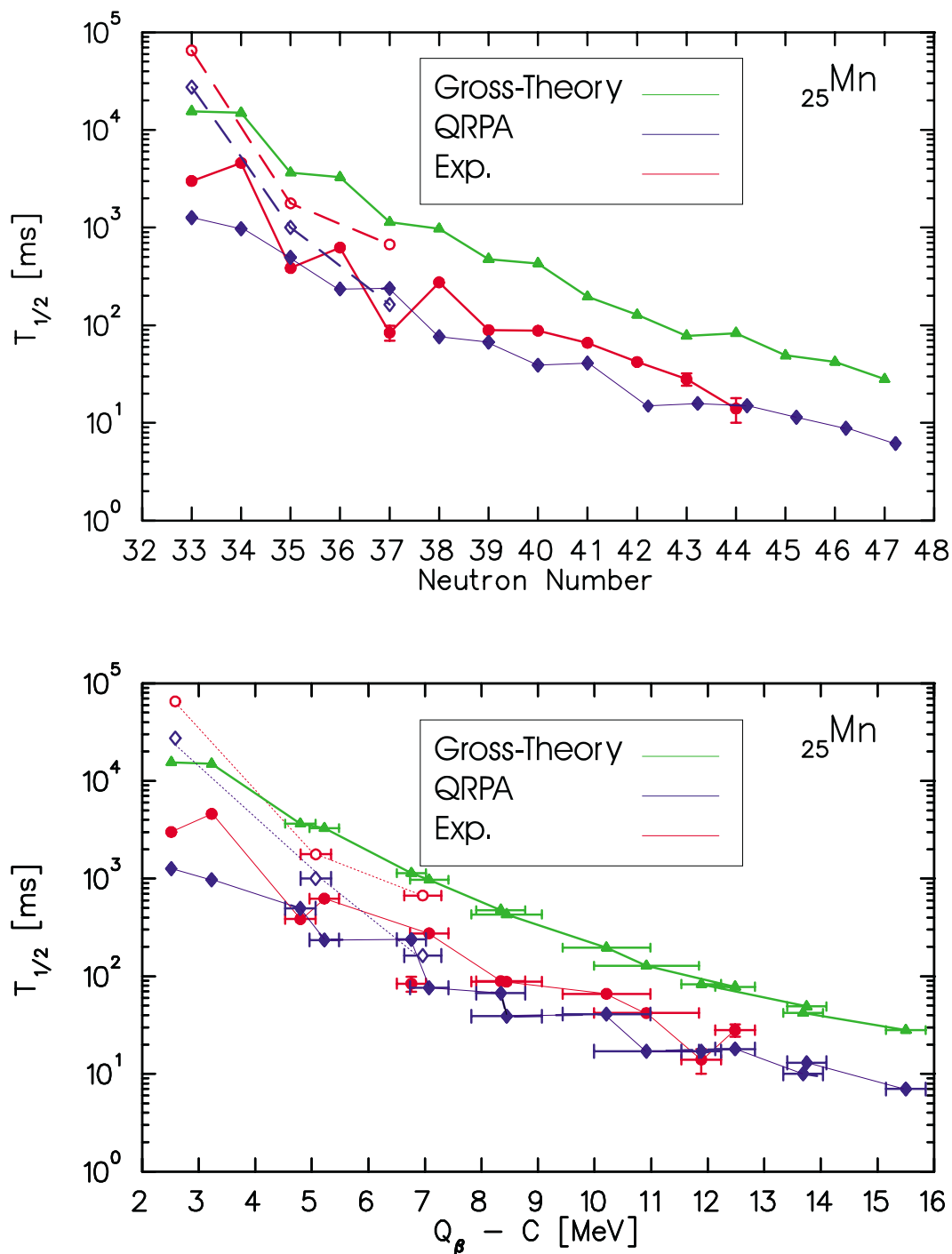
Einen sehr schönen Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Werten erhält man, wenn man die Halbwertszeiten gegen die Neutronenzahl aufträgt (Abbildung 4.12). Man erkennt ganz deutlich, daß sowohl Gross-Theory als auch das QRPA-Modell zwar tendenziell den Verlauf wiedergeben, jedoch von den exakten Werten teilweise große Abweichungen aufweisen. Allgemein könnte man sagen, die Gross-Theory gibt die Halbwertszeiten immer zu groß an, während die QRPA-Rechnung immer etwas zu tief liegt. Die Vorhersage der quantitativen GT-Stärke scheint in beiden Theorien Probleme zu bereiten. Wie man am Anfang der Halbwertszeit-Kurve sieht, werden die Schalenefekte gar nicht reproduziert. Um die Kurve zu "glätten", kann man die Halbwertszeiten anstatt gegen die Neutronenzahl gegen  $Q_{\beta-C}$  auftragen.  $Q_{\beta-C}$  ist das Energiefenster, wobei  $C = \frac{12}{\sqrt{A}}$  die Paarungslücke in den Stärkefunktionen der Fe-Töchter ist. Auch bei dieser Art der Auftragung sieht man deutlich, daß die experimentellen Werte zwischen den Vorhersagen beider Theorien liegen.

Masse	Halbwertszeit [ms]				
	Diese Arbeit	Lit.	Ref.	QRPA	
				FRDM	ETFSI
$60^m$	1770	1770(20)	[42]	809	...
60	321(6)	51(6)s	[42]	494	...
61	623(10)	710(10)	[5]	234	231
$62^m$	671(5)	880(150)	[42]	267	274
62	84(10)	...	...	...	...
63	275(4)	282(18)	[42]	76	76
...	...	321(22)	[8]	...	...
64	89(4)	240(30)	[42]	67	105
...	...	140(30)	[43]	...	...
...	...	91(7)	[8]	...	...
65	88(4)	160(30)	[42]	39	46
...	...	110(20)	[43]	...	...
...	...	88(7)	[8]	...	...
66	66(4)	220(40)	[42]	21	23
...	...	90(20)	[43]	...	...
...	...	62(13)	[8]	...	...
67	42(4)	...	...	25	27
68	28(4)	...	...	18	25
69	14(4)	...	...	16	14

**Tabelle 4.1:** Experimentelle und theoretische Halbwertszeiten für die neutronenreichen Manganisotope  $^{60-69}\text{Mn}$ . Die Deformationsparameter  $\epsilon_2$  in der QRPA-Rechnung stammen aus dem FRDM [41] und ETFSI [44] Modell. Siehe auch [45].



**Abbildung 4.11:** Vergleich von drei QRPA-Rechnungen für den Zerfall  ${}^{66}\text{Mn} \rightarrow {}^{66}\text{Fe}$ . Unabhängig von der gewählten Deformation ergeben sich fast immer die gleichen Werte für die Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werte.



**Abbildung 4.12:** Vergleich von Gross-Theory (grün), QRPA-Modell (blau) mit den experimentell gemessenen  $T_{1/2}$ -Werten (rot). Im oberen Teil ist  $T_{1/2}$  gegen die Neutronenzahl aufgetragen, in der unteren Abbildung ist  $T_{1/2}$  gegen das Energiefenster  $Q_{\beta} - C$  aufgetragen, wobei  $C = \frac{12}{\sqrt{A}}$  die Paarungslücke in den Stärkefunktionen der Fe-Töchter ist. Die gestrichelten Linien (nicht gefüllte Symbole) verbinden die Mn-Isomere.



## 4.2 $P_n$ -Werte neutronenreicher Mn-Isotope

In einem weiteren Experiment wurden parallel zu den Neutronenspektren auch  $\beta$ -Spektren aufgenommen. Nun bestand die Möglichkeit erstmals auch  $P_n$ -Werte für die beobachteten Mn-Isotope zu bestimmen. Die Halbwertszeiten aus dem ersten Experiment konnten alle bestätigt werden. Um  $P_n$ -Werte bestimmen zu können, mußte zunächst die Effizienz des Neutronen-/ $\beta$ -Zählers bestimmt werden. Zur Kalibrierung wurden verschiedene Isotope mit bekannten  $P_n$ -Werten benutzt. Dies waren  $^{29}\text{Na}$  ( $P_n=21,5\%$ ,  $T_{1/2}=43$  ms),  $^{30}\text{Na}$  ( $P_n=33\%$ ,  $T_{1/2}=54$  ms),  $^{31}\text{Na}$  ( $P_n=37\%$ ,  $T_{1/2}=17$  ms) und  $^{50}\text{K}$  ( $P_n=29\%$ ,  $T_{1/2}=472$  ms). Die Effizienz setzt sich aus der des Neutronenzählers und der des  $\beta$ -Zählers zusammen. Erwartungsgemäß sollte sich für den Neutronenzähler ( $\epsilon_n$ ) ein Wert von 20-30% ergeben, für den  $\beta$ -Zähler ( $\epsilon_\beta$ ) etwa 10%.

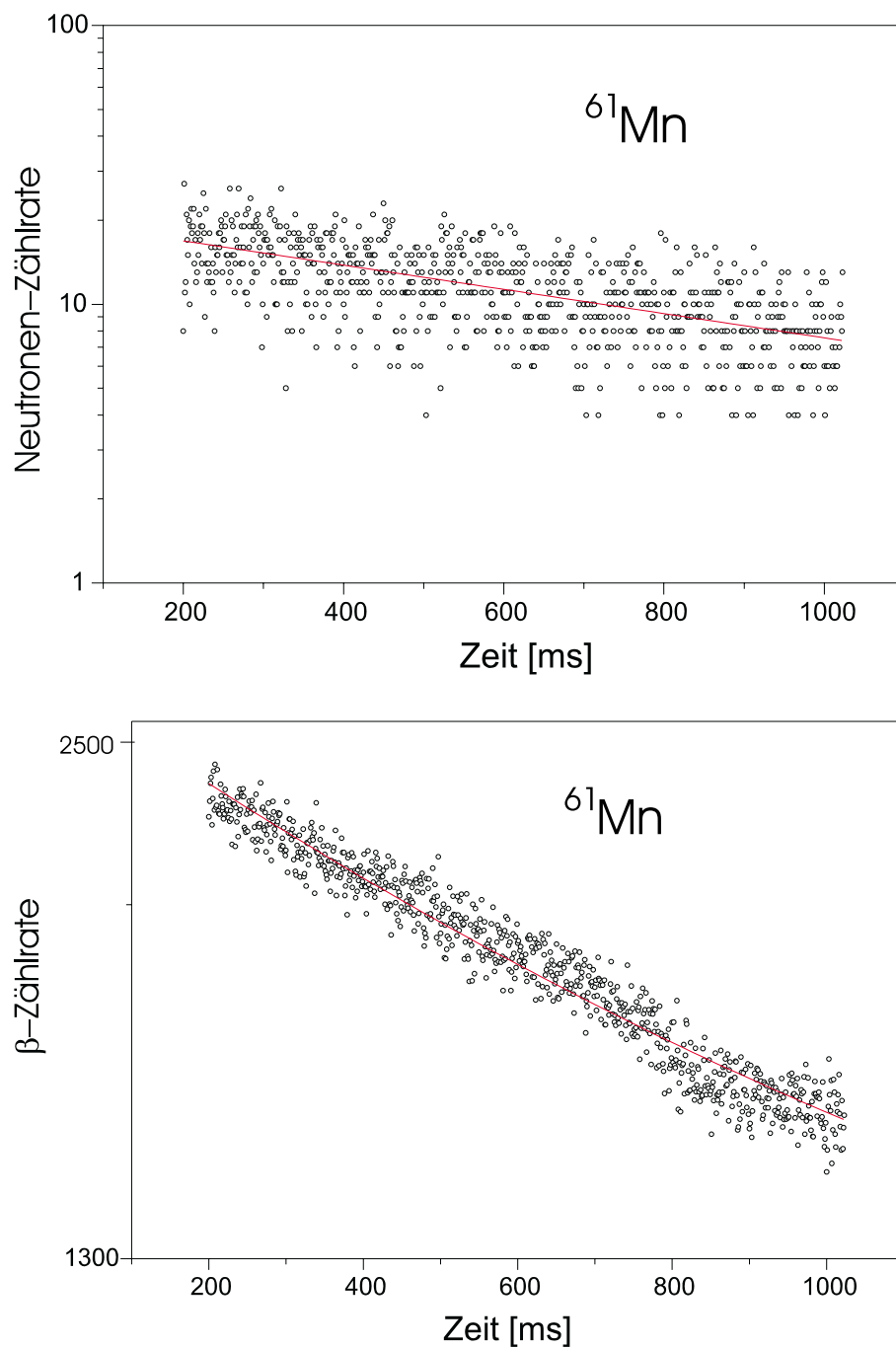
Die  $P_n$ -Werte berechnen sich nach [46]:

$$(4.1) \quad P_n = \frac{N_n \cdot 100}{N_\beta}$$

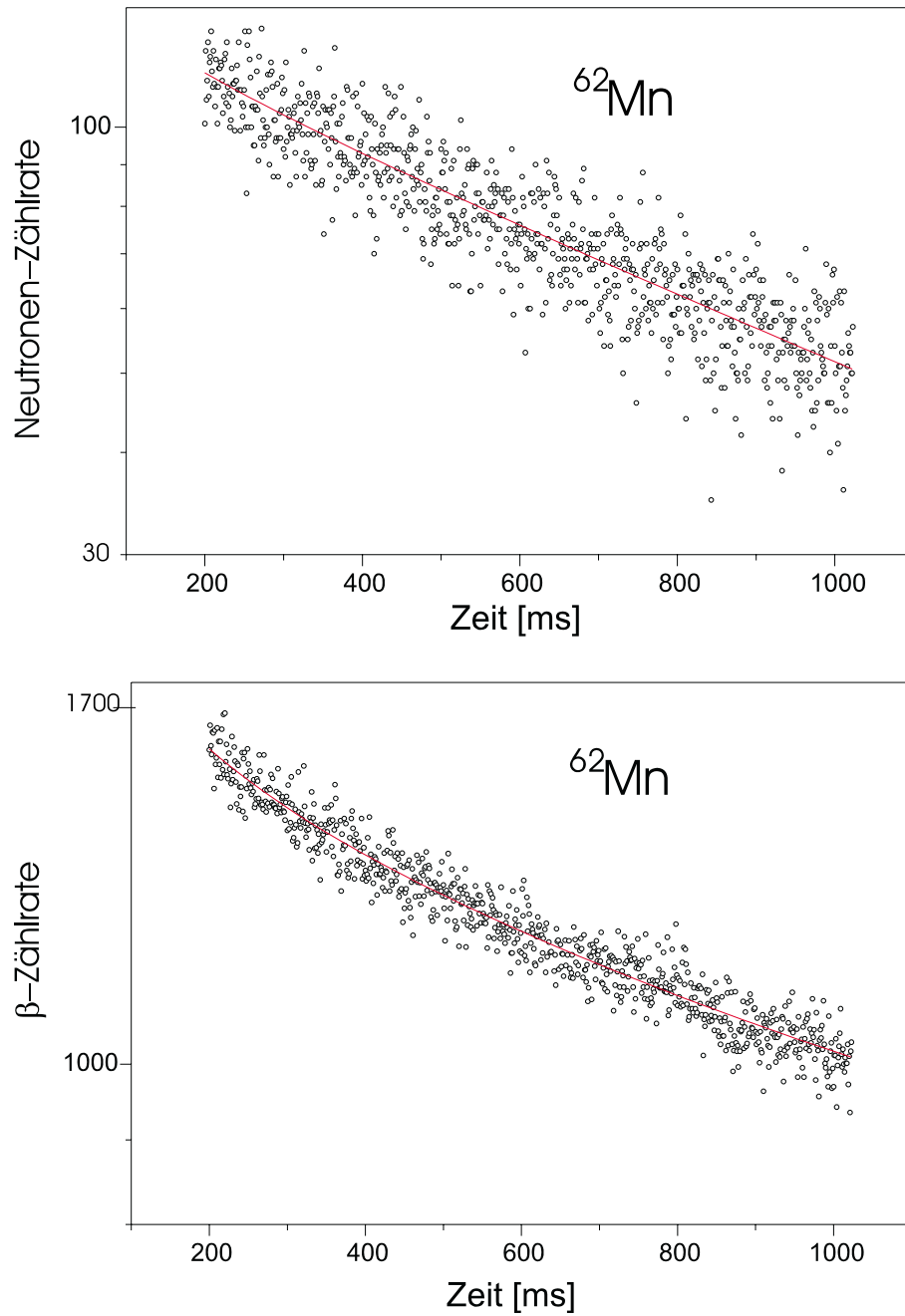
$$(4.2) \quad \text{wobei} \quad \frac{N_n}{N_\beta} = \frac{\frac{A_n}{\epsilon_n}}{\frac{A_\beta}{\epsilon_\beta}}$$

$$(4.3) \quad \text{und} \quad \frac{\epsilon_n}{\epsilon_\beta} = \frac{P_n}{100} \cdot \frac{A_\beta}{A_n}$$

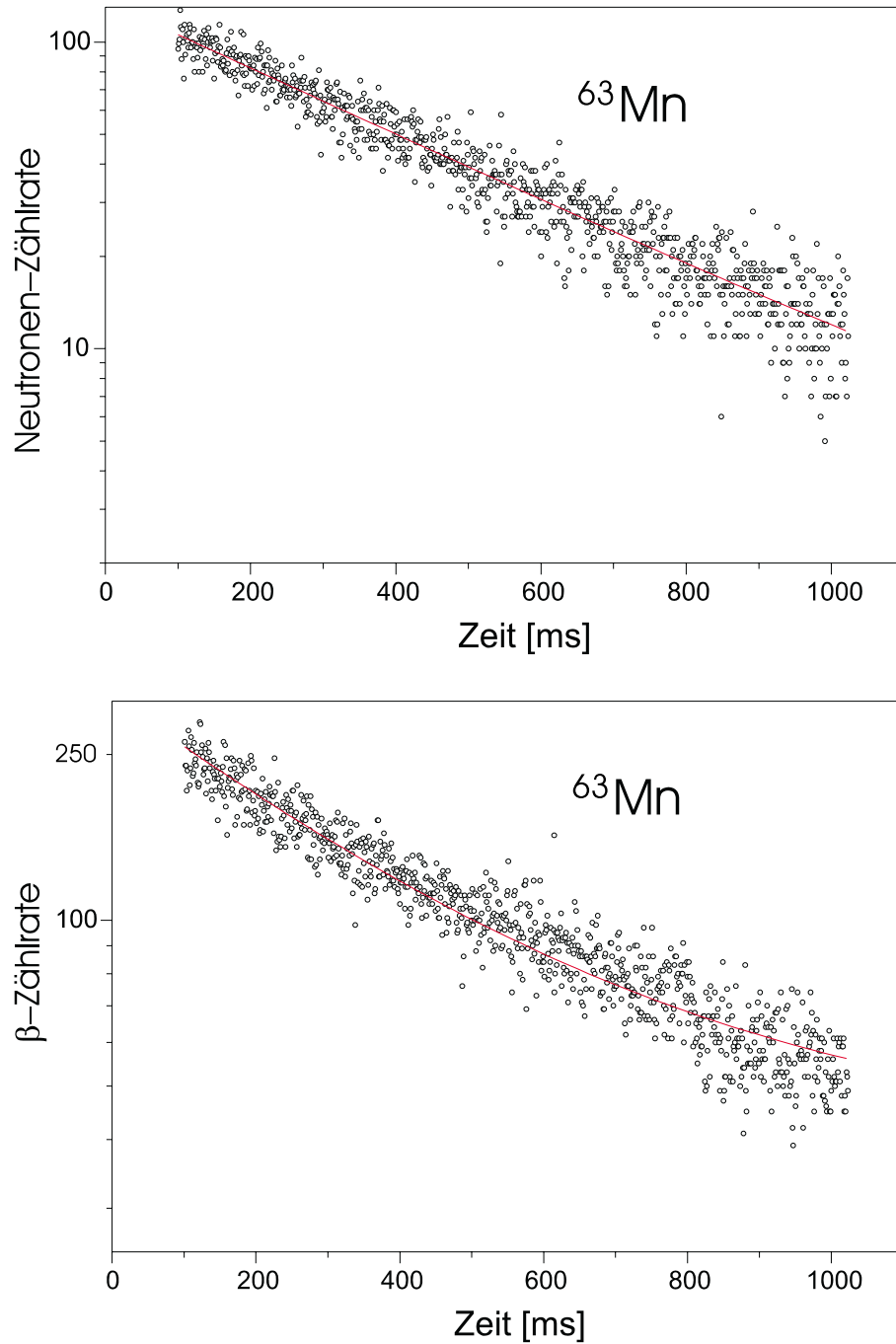
Die bekannten  $P_n$ -Werte der oben aufgeführten Kalibrierstandards wurden in Gleichung (4.3) eingesetzt. Man erhält auf diese Weise eine durchschnittliche Effizienz von 0,49%. Mit Hilfe dieses gewonnenen Wertes und Gleichung (4.1) konnten nun die neuen  $P_n$ -Werte der Mn-Isotope bestimmt werden. Die folgenden Abbildungen (4.13 bis 4.18) zeigen jeweils oben die Neutronenkurven und unten die Kurven der  $\beta$ -Messungen.



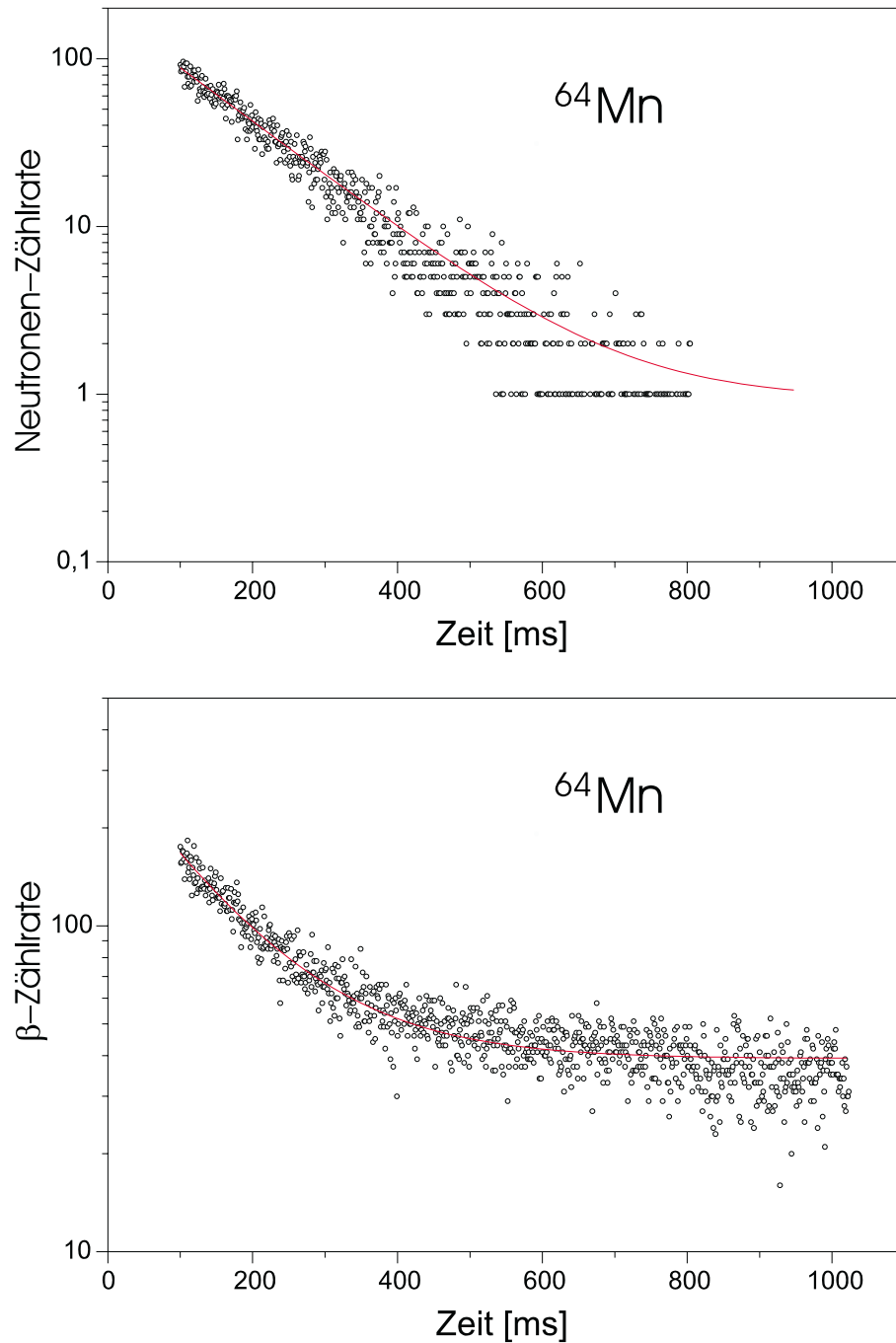
**Abbildung 4.13:** Neutronen- und  $\beta$ -Zerfallskurven von  $^{61}\text{Mn}$ . Aus den bezüglich Detektoreffizienz korrigierten Anfangsaktivitäten  $A_n$  und  $A_\beta$  erhält man einen  $P_n$ -Wert von 0,6 %.



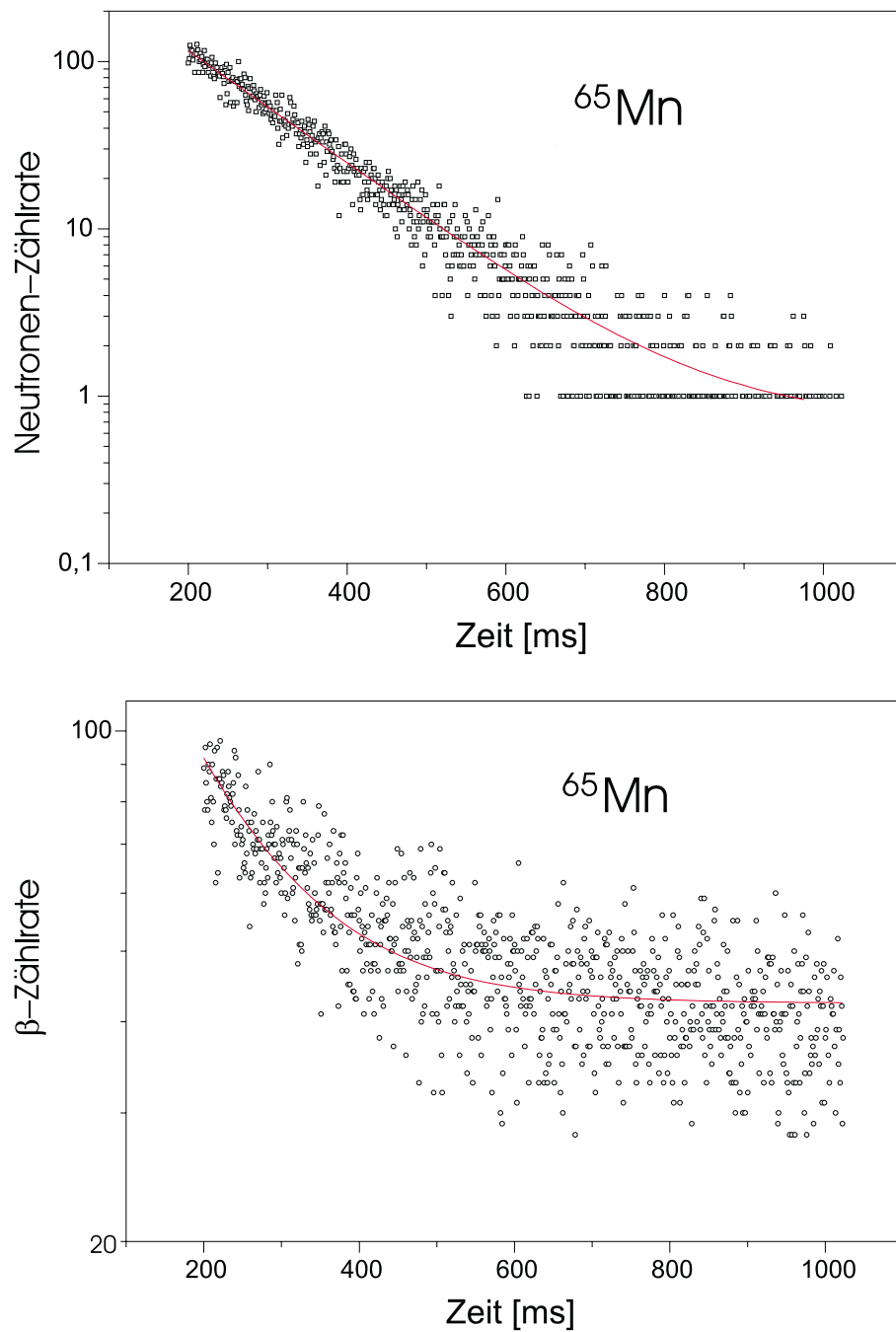
**Abbildung 4.14:** Neutronen- und  $\beta$ -Zerfallskurven von  $^{62}\text{Mn}$ . Aus den bezüglich Detektoreffizienz korrigierten Anfangsaktivitäten  $A_n$  und  $A_\beta$  erhält man einen  $P_n$ -Wert von 2,9 % für den Grundzustands-Zerfall, bzw. 6,4 % für das Isomer.



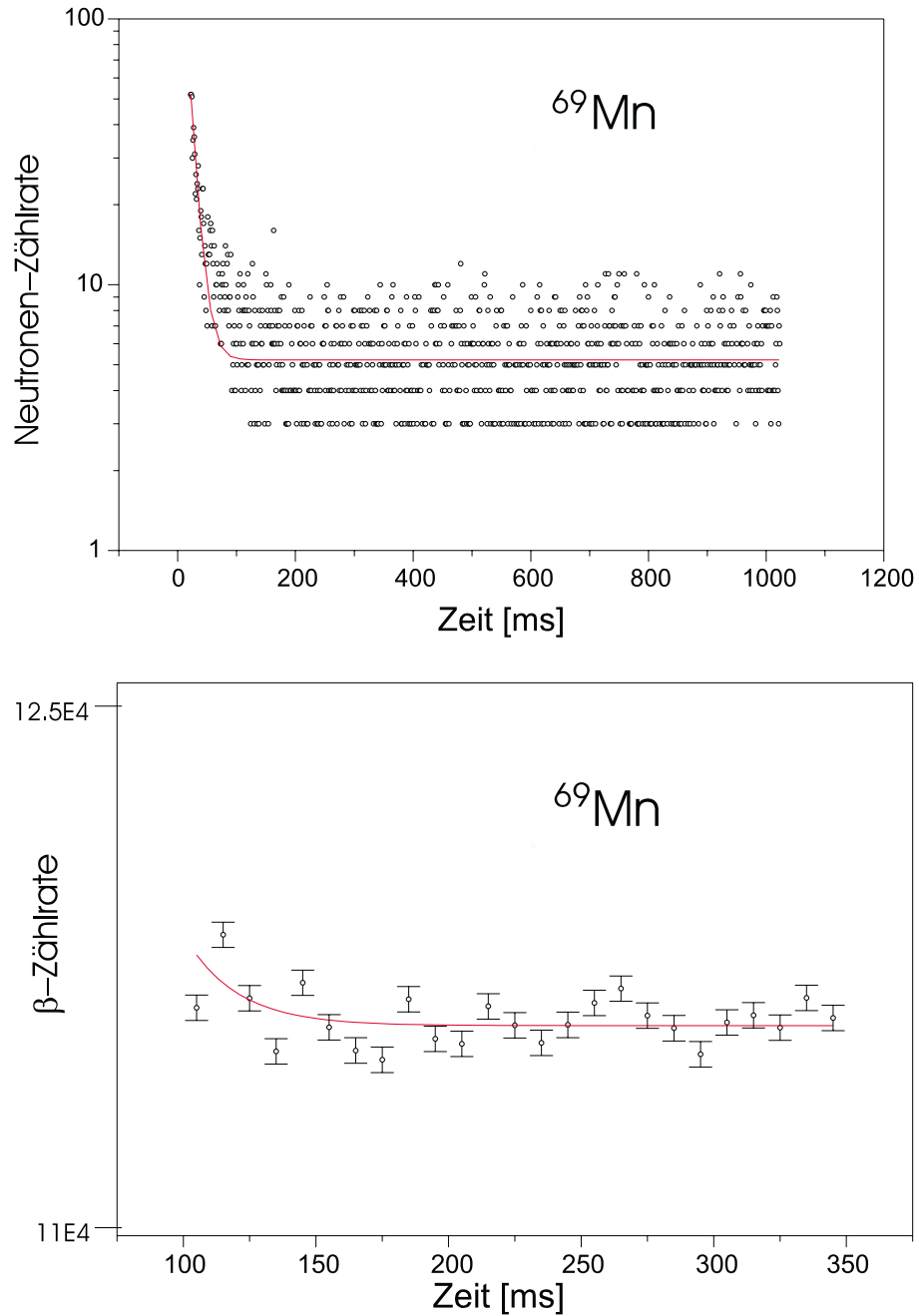
**Abbildung 4.15:** Neutronen- und  $\beta$ -Zerfallskurven von  $^{63}\text{Mn}$ . Aus den bezüglich Detektoreffizienz korrigierten Anfangsaktivitäten  $A_n$  und  $A_\beta$  erhält man einen  $P_n$ -Wert von 30,5 %.



**Abbildung 4.16:** Neutronen- und  $\beta$ -Zerfallskurven von  $^{64}\text{Mn}$ . Aus den bezüglich Detektoreffizienz korrigierten Anfangsaktivitäten  $A_n$  und  $A_\beta$  erhält man einen  $P_n$ -Wert von 33 %.



**Abbildung 4.17:** Neutronen- und  $\beta$ -Zerfallskurven von  $^{65}\text{Mn}$ . Aus den bezüglich Detektoreffizienz korrigierten Anfangsaktivitäten  $A_n$  und  $A_\beta$  erhält man einen  $P_n$ -Wert von 21 %.



**Abbildung 4.18:** Neutronen- und  $\beta$ -Zerfallskurven von  $^{69}\text{Mn}$ . Aus den bezüglich Detektoreffizienz korrigierten Anfangsaktivitäten  $A_n$  und  $A_\beta$  erhält man einen  $P_n$ -Wert von 17 %.

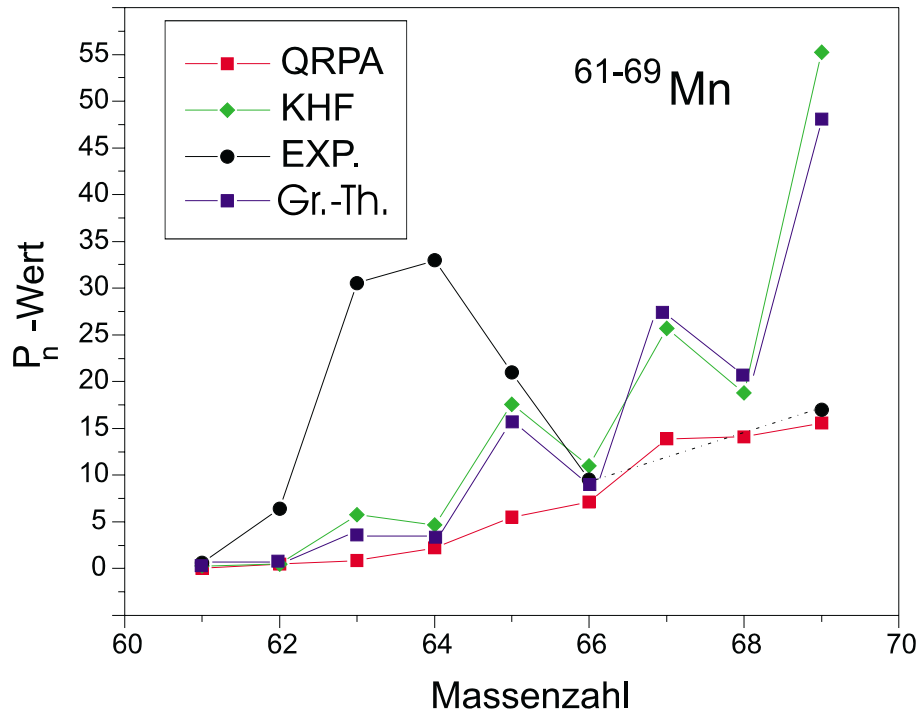
In Tabelle 4.2 werden die erstmals ermittelten  $P_n$ -Werte zusammengefaßt und den theoretischen Werten aus der Literatur bzw. aus eigenen Modellrechnungen gegenübergestellt. Leider fehlen die experimentellen  $P_n$ -Werte für  $^{67,68}\text{Mn}$ ; aus Zeitmangel konnten diese während der Strahlzeit nicht gemessen werden. Abbildung 4.19 zeigt die Werte von Tabelle 4.2 in einer anschaulicheren Weise; hier sind die  $P_n$  gegen die Massenzahl aufgetragen.

Isotope	$P_n$ [%]			
	QRPA	Gr.-Th.	KHF	Exp.
$^{61}\text{Mn}$	0,01	0,2	0,3	$0,6 \pm 0,1$
$^{62}\text{Mn}$	0,001	0,001	$\sim 0$	$2,9 \pm 0,5$
$^{62m}\text{Mn}$	0,5	0,4	0,5	$6,4 \pm 0,2$
$^{63}\text{Mn}$	0,9	4,2	5,8	$30,5 \pm 0,5$
$^{64}\text{Mn}$	2,2	3,2	4,7	$33 \pm 2$
$^{65}\text{Mn}$	5,5	15,3	17,6	$21 \pm 0,5$
$^{66}\text{Mn}$	7,1	8,9	11,0	$9,5 \pm 0,5$
$^{67}\text{Mn}$	13,9	26,3	25,7	...
$^{68}\text{Mn}$	14,1	19,7	18,8	...
$^{69}\text{Mn}$	15,6	48,2	55,2	$17 \pm 3$

**Tabelle 4.2:** Auflistung der experimentellen  $P_n$ -Werte im Vergleich mit den Werten aus dem QRPA-Modell, der Gross-Theory und der phänomenologischen Kratz-Herrmann-Formel (KHF; siehe Gleichung 2.33).

Vergleicht man die experimentell ermittelten  $P_n$ -Werte von  $A=61-65$  mit der QRPA-Rechnung, so fällt auf, daß die experimentellen Werte höher sind. Dies ist konsistent mit dem  $T_{1/2}$ -Bild, dort waren die experimentellen Halbwertszeiten auch größer als die theoretischen Vorhersagen durch das QRPA-Modell.





**Abbildung 4.19:** Graphische Darstellung der  $P_n$ -Werte aus Tabelle 4.2.

Für  $A=65,66$  liefern die beiden statistischen Modelle (Gross-Theory und KHF) recht gute Werte, die mit den experimentell ermittelten näherungsweise übereinstimmen. Für  $A=69$  liefert die QRPA-Rechnung die beste Vorhersage, KHF und Gr.-Th. liegen deutlich über dem experimentellen Wert. Ein Grund warum keine der hier aufgeführten Modellrechnungen im Bereich von  $^{61}\text{Mn}$  bis  $^{64}\text{Mn}$  gute Werte liefert, liegt wie bereits erwähnt an der nicht idealen Überlappung der Wellenfunktionen von Mn-Mutter und Fe-Tochter. In den Modellrechnungen werden Kernstruktureffekte zu wenig berücksichtigt und daher werden sowohl  $T_{1/2}$  als auch  $P_n$  in diesem Bereich zu klein vorhergesagt.



## Kapitel 5

# $\gamma$ -Messungen von $^{64,66}\text{Mn}$

### 5.1 Neue $\gamma$ -Linien von $^{64,66}\text{Mn}$

Ebenfalls bei ISOLDE wurden  $\gamma$ -Singles und Koinzidenzspektren für den Zerfall  $^{64,66}\text{Mn}$  nach  $^{64,66}\text{Fe}$  aufgenommen. Bei  $A=64$  konnten  $\gamma$ -Linien bis zu einer Energie von 4,2 MeV mit dem Zerfall von  $^{64}\text{Mn}$  in Verbindung gebracht werden. Mehr als 20  $\gamma$ -Linien konnten in ein Zerfallsschema mit 9 Anregungsniveaus eingeordnet werden. Die stärkste Linie bei 746 keV wurde als der  $2^+ \rightarrow 0^+$  Übergang in der gerade-gerade Tochter  $^{64}\text{Fe}$  angenommen. Bisher wurde aber noch kein Kandidat für den  $4^+ \rightarrow 2^+$  Übergang gefunden (siehe Abbildung 5.1). Das experimentell ermittelte Niveauschema ist mit den Vorhersagen des QRPA-Modells verträglich. Dieses sagt eine bevorzugte Speisung in Energiebereiche von 3 bis 4 MeV ( $\sum I_\beta \sim 70\%$ ,  $\log(ft)=4-5$ ) und eine Speisung von ca. 20% ( $\log(ft)=5,2$ ) zum Grundzustand voraus. Die experimentellen  $I_\beta$  und  $\log(ft)$ -Werte stellen nur obere Grenzwerte dar, da keine Information über die  $\beta$ -Speisung in höherenergetische Bereiche ( $4,3 \text{ MeV} < E < S_n$ ) vorliegt, diese mußte aus dem deformierten QRPA-Modell für  $^{64}\text{Mn}$  abgeschätzt werden.

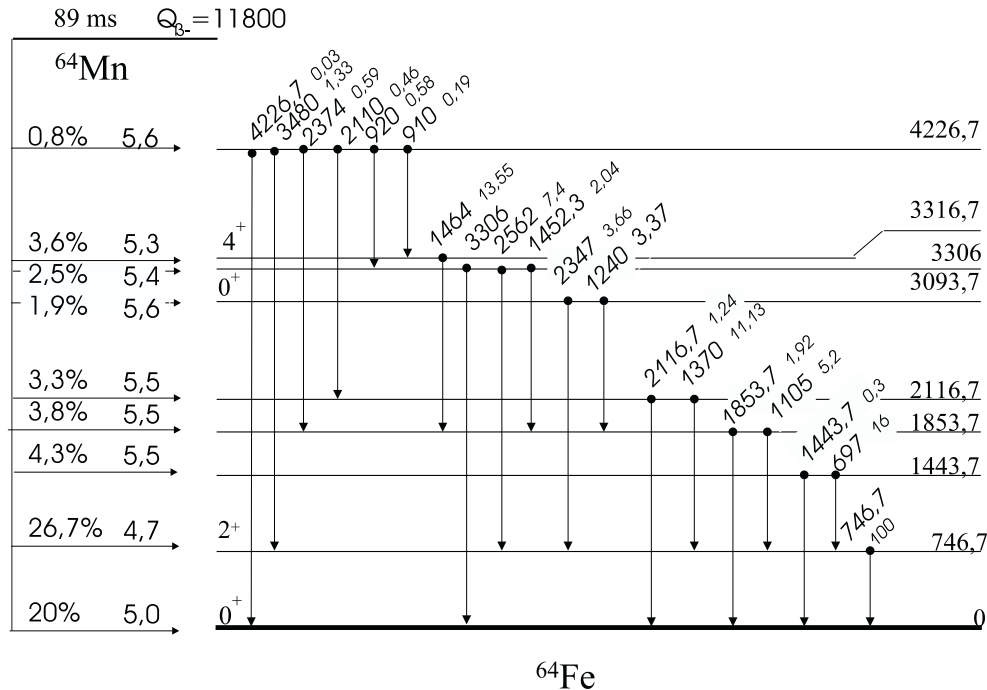


Abbildung 5.1: Partielles Niveauschema von  $^{64}\text{Fe}$ .

Genauso wurden bei  $^{66}\text{Mn}$  mehr als 20  $\gamma$ -Linien bis zu einer Energie von 3 MeV gefunden und in ein Niveauschema eingeordnet (Abbildung 5.2). Hier war die stärkste Linie ein Übergang mit 573 keV. Dieser wurde als der Übergang vom ersten  $2^+$  Niveau zum Grundzustand  $0^+$  im gerade-gerade Kern  $^{66}\text{Fe}$  angenommen. Eine relativ schwache Linie bei 840 keV entvölkert ein Niveau bei 1414 keV und füttert den  $2^+$ -Zustand in  $^{66}\text{Fe}$ . Auf der Basis der beobachteten Koinzidenzen, des  $\gamma$ -Verzweigungsverhältnisses und der Intensitäten wurde dieses Niveau als erster  $4^+$ -Zustand in  $^{66}\text{Fe}$  angenommen. Eine Reihe von hochenergetischen Grundzustandsübergängen ( $E > 2,7$  MeV) zeigen starke Gamow-Teller-Fütterung in solche Energieregionen (3 bis 4 MeV mit  $\sum I_{\beta} \sim 90\%$  und  $\log(ft) 4-4,5$ ), welche mit den Vorhersagen des QRPA-Modells bezüglich des dominierenden  $\nu f_{5/2} - \pi f_{7/2}$  Zerfalls übereinstimmen (siehe hierzu Kapitel 4.2 und Abbildung 4.11). Ausführlicher wird dies in [45] beschrieben.

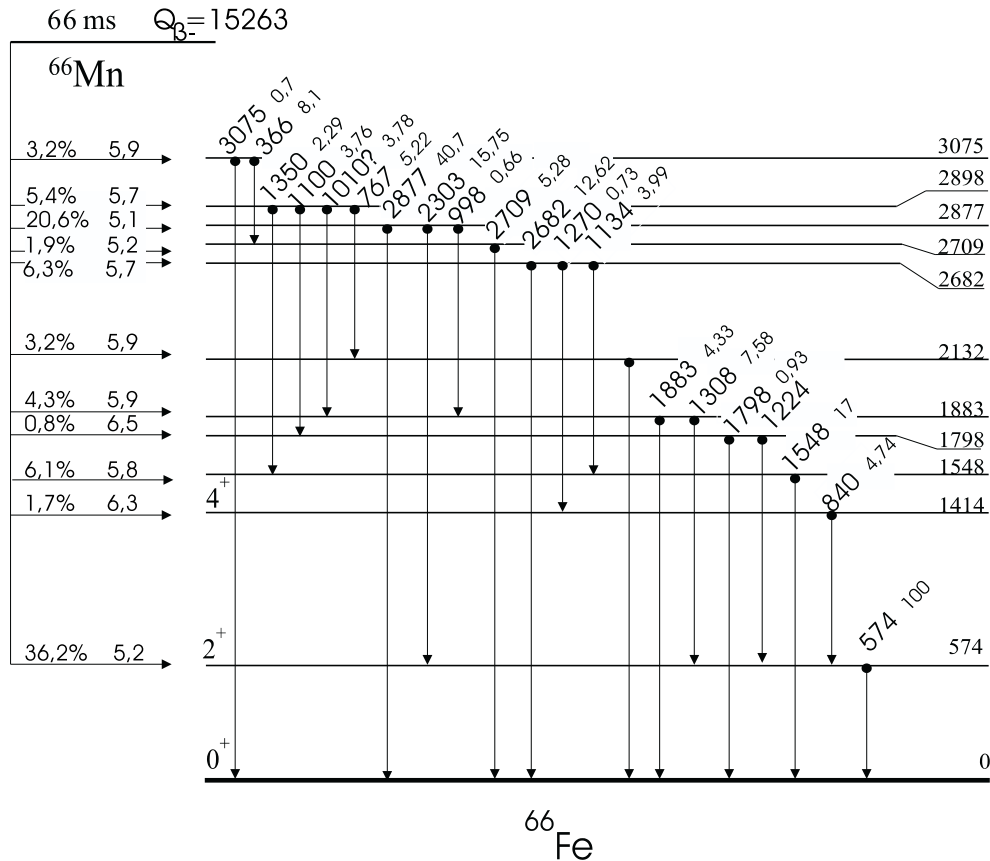
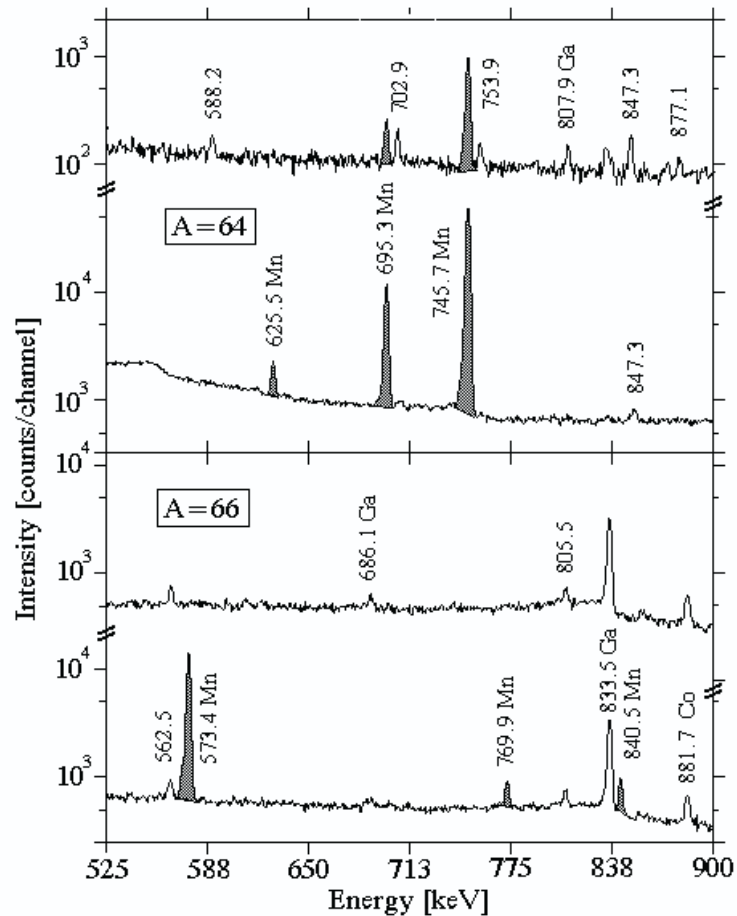


Abbildung 5.2: Partielles Niveauschema von  $^{66}\text{Fe}$ .

Die Identifizierung der neuen  $\gamma$ -Linien wurde durch ein spezielles Aufnahmeverfahren der  $\gamma$ -Spektren erst möglich. Dabei wurden bei einer Messung jeweils acht Spektren mit fest gewählten Abständen von 150 ms aufgenommen. Ein späterer Vergleich der einzelnen Zeitscheiben (siehe Abbildung 5.3) läßt die Mn-Linien zutage treten, denn diese zerfallen mit den bereits aus den Neutronenspektren bekannten kurzen Halbwertszeiten von 89 ms für  $^{64}\text{Mn}$  und 66 ms für  $^{66}\text{Mn}$ , wogegen die Linien der Töchter anwachsen und die des Untergrundes konstant bleiben. Wie man z.B. in Abbildung 5.3 am Beispiel der bei  $A=66$  gemessenen Spektren leicht sehen kann, sind eine ganze Reihe  $\gamma$ -Linien des Ga vorhanden. Ga wird bereits durch die Aufheizung des Targets an der Oberfläche ionisiert, und kommt daher in den Spektren des Mn als Isobaren-



**Abbildung 5.3:** Ausschnitt aus den Spektren von  $^{64,66}\text{Mn}$ . Die Spektren wurden jeweils nach 150 ms (unteres) und nach 900 ms (oberes) aufgenommen. Deutlich ist das Verschwinden der Mn-Linien zu beobachten, während die Linien von Co anwachsen. Ga bleibt über die gesamte Meßdauer konstant.

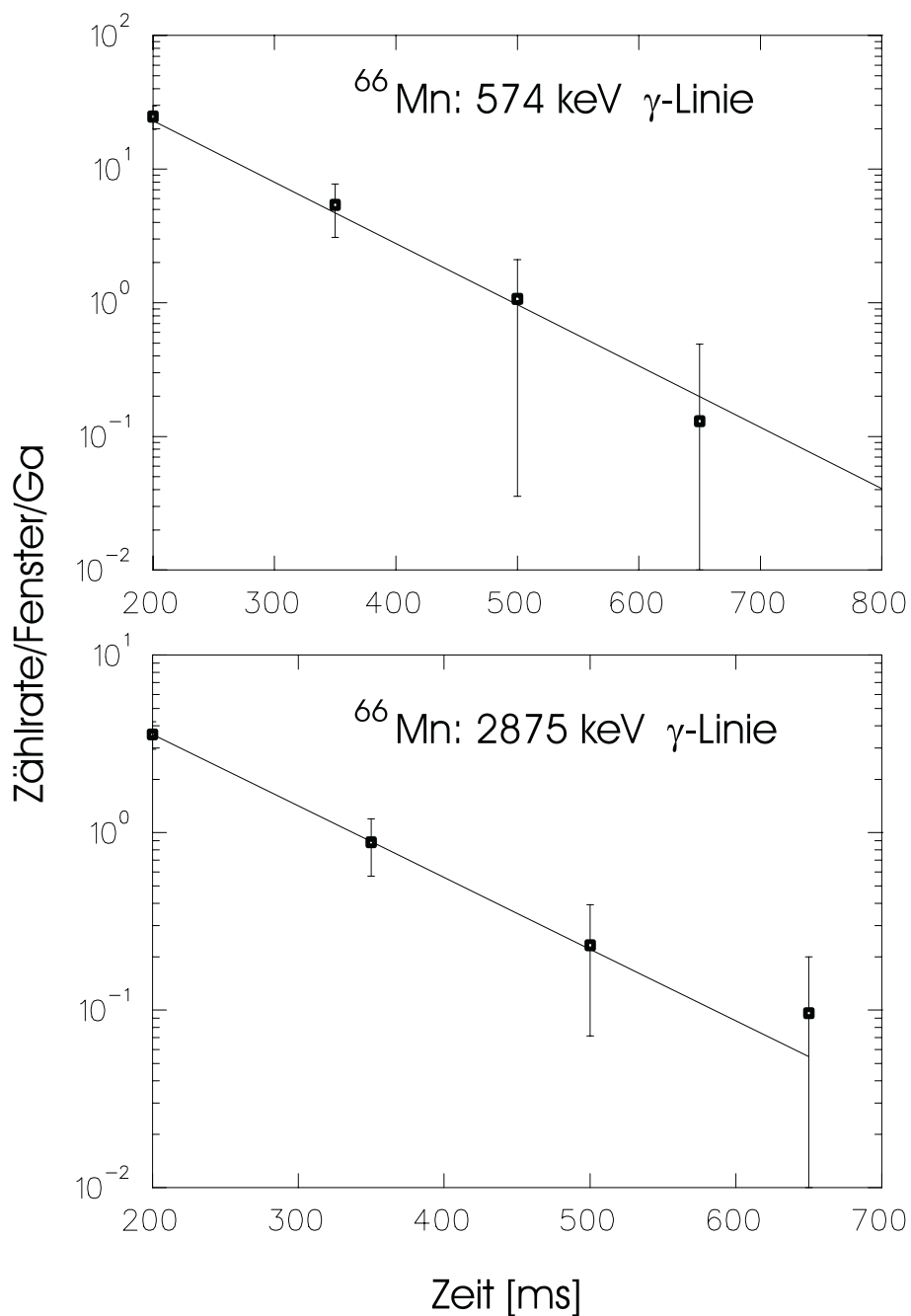
Verunreinigung (Untergrund) vor. Die Halbwertszeit von  $^{66}\text{Ga}$  ist mit 9,5 h so lang, daß die  $\gamma$ -Intensität im Vergleich zu  $^{66}\text{Mn}$  als "konstant" angenommen werden kann. Die Zeitfenster wurden daher auf Ga normiert. Auf diese Weise konnten die Totzeiteffekte eliminiert werden. So konnte man jedem Peak im

Spektrum einen Meßpunkt zuordnen und die jeweils acht Punkte eines Peaks aus den acht Zeitfenstern in einer Graphik zusammenfassen und eine Fitgerade durchlegen (siehe Abbildung 5.4). Dies erleichterte die Suche nach neuen  $\gamma$ -Linien von  $^{64}\text{Mn}$  bzw.  $^{66}\text{Mn}$ , denn es kamen nur solche Linien in Frage, deren Intensität mit der Halbwertszeit des jeweiligen Mn abnahm.

Energie [keV]	Isotop
310	$^{64}\text{Co}$
376	...
588,2	...
704,5	...
877	...
931	$^{64}\text{Ni}$
1250	$^{64}\text{Co}$
1262	...
1346	$^{64}\text{Ni}$
1394	...

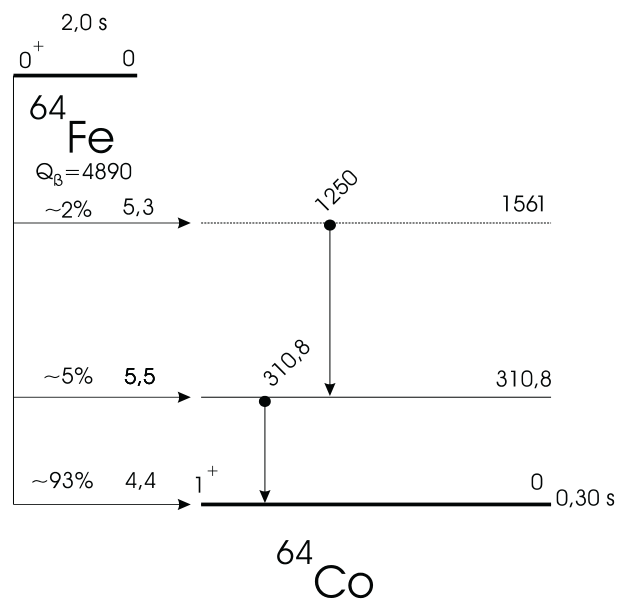
**Tabelle 5.1:** Zusammenfassung der beobachteten Töchter bzw. Enkel  $\gamma$ -Linien von  $^{64}\text{Mn}$ . Nur einige der Linien konnten identifiziert werden. Der Vollständigkeit halber werden hier alle aufgeführt.

Zusätzlich wurden in den Spektren von  $^{64}\text{Mn}$ , welche die Zeitinformationen enthalten, einige Linien entdeckt, die nicht wie die Linien der gesuchten Manganisotops mit der Zeit abklingen, sondern mit der Zeit anwachsen. Diese Linien gehören zweifelsfrei zu Töchtern und Enkeln des  $^{64}\text{Mn}$ . Beobachtet wurden die in Tabelle 5.1 wiedergegebenen Linien. Leider sind diese Linien nur sehr schwach und die Koinzidenzen daher nicht auswertbar. Eine Einordnung in die entsprechenden Niveauschemata war nur im Falle der 1250 keV Linie des Co möglich, die koinzident mit der bekannten 310 keV Linie auftrat (siehe Abbildung 5.5).



**Abbildung 5.4:** Als Beispiel ist hier das Zeitverhalten der  $\gamma$ -Linien mit 574 keV und 2875 keV von  $^{66}\text{Mn}$  herausgegriffen. Die Meßpunkte stammen aus den einzelnen Zeitfenstern. Es ist klar zu erkennen, daß die Intensität der  $\gamma$ -Linien mit der Zeit entsprechend der Halbwertszeit des  $^{66}\text{Mn}$  (66 ms) abfällt.





**Abbildung 5.5:** Niveauschema von  $^{64}\text{Co}$ . Die 1250 keV Linie trat koinzident mit der 310 keV Linie auf; daher wurde sie oberhalb dieser eingeordnet. Ein 1561 keV Grundzustands-Übergang wurde nicht beobachtet.

## 5.2 Niveausystematik bei $N \simeq 40$

Die Kernstruktur hat einen deutlichen Einfluß auf die Wahrscheinlichkeit der Speisung von Niveaus und ihrer Abregung durch  $\gamma$ -Strahlung. Wir betrachten hier E2-Übergänge deformierter Kerne, die von Quadrupolschwingungen ausgehen. Diese Schwingungen können in Flüssigkeitstropfen leicht angeregt werden, d.h. im Rahmen des hydrodynamischen Modells beschrieben werden. Somit sind es kollektive Zustände, d.h. Konfigurationsmischungen, die den Ausgangspunkt bilden. Daß sie besonders intensiv bei den deformierten Kernen auftreten, ist auch insofern verständlich, als hier bereits der Grundzustand durch ein großes Quadrupolmoment ausgezeichnet ist.

Zur rechnerischen Erfassung der kollektiven Übergänge zwischen Konfigurationsmischungen wird das Matrixelement in

$$(5.1) \quad \lambda(\sigma l, m) = \frac{8\pi(l+1)}{\hbar[2l+1]!!^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} |M_{lm}^\sigma|^2$$

durch die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(\sigma l, I_1 \rightarrow I_2)$  ersetzt (hier ist  $\sigma=E$  und  $l=2$ ) [47]. Damit umgeht man die Aufgabe, für alle Übergänge  $(I_i, m_i \rightarrow I_f, m_f)$  mit  $|m| \leq l$ , deren Wellenfunktionen meist nicht bekannt sind, die Matrixelemente zu berechnen. In den Messungen werden die magnetischen Unterzustände  $m_i$  und  $m_f$  sowieso nur ganz selten beobachtet. Daher mittelt man über die Anfangszustände und summiert über die Endzustände. In [49] wird eine Möglichkeit aufgezeigt, wie man B(E2)-Werte auf einfache Weise mit Hilfe der Übergangsenergien bestimmen kann.

Die B(E2)-Werte gehen wiederum in die Berechnung der  $\beta_2$ -Werte ein, die eine Aussage über die Deformation und damit der Kernstruktur machen. In den QRPA-Rechnungen wird die Kerndeformation mit  $\epsilon_2$  bezeichnet. Für die Berechnung von  $\epsilon_2$  aus  $\beta_2$  gilt folgende Transformation:

$$(5.2) \quad \epsilon_2 = 0,944 \cdot \beta_2 - 0,122 \cdot \beta_2^2 + 0,154 \cdot \beta_2 \cdot \beta_4 - 0,199 \cdot \beta_4^2$$

Am Beispiel des Zerfalls  ${}^{64}\text{Mn} \longrightarrow {}^{64}\text{Fe}$  und  ${}^{66}\text{Mn} \longrightarrow {}^{66}\text{Fe}$  soll hier kurz gezeigt werden wie nach [49] die  $B(E2)$ - und  $\beta_2$ -Werte bestimmt wurden. Folgende Gleichungen liegen der Rechnung zugrunde:

$$(5.3) \quad B(E2) = (2,8 \pm 0,5)E^{-1}Z^2A^{-2/3}$$

$$(5.4) \quad \beta_2 \approx \left[ \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \right] [B(E2)/e^2]^{1/2}$$

$$(5.5) \quad \text{mit } R_0 = \sqrt[3]{A} \cdot 1,29 \text{ fm}$$

Für  $A=64$  ergibt sich mit den Werten  $Z=26$ ,  $E(2^+)=746,7$  keV und  $R_0=5,16$  fm ein  $B(E2)$ -Wert von:

$$\begin{aligned} B(E2) &= (2,8 \pm 0,5)746^{-1}26^264^{-2/3} \\ &= (0,158 \pm 0,028) \cdot 10^4 [e^2 \text{ fm}^4] \\ \implies \beta_2 &\approx 0,24 \end{aligned}$$

Für  $A=66$  ergibt sich mit den Werten  $Z=26$ ,  $E(2^+)=574$  keV und  $R_0=5,21$  fm ein  $B(E2)$ -Wert von:

$$B(E2) = (2,8 \pm 0,5)574^{-1}26^266^{-2/3}$$

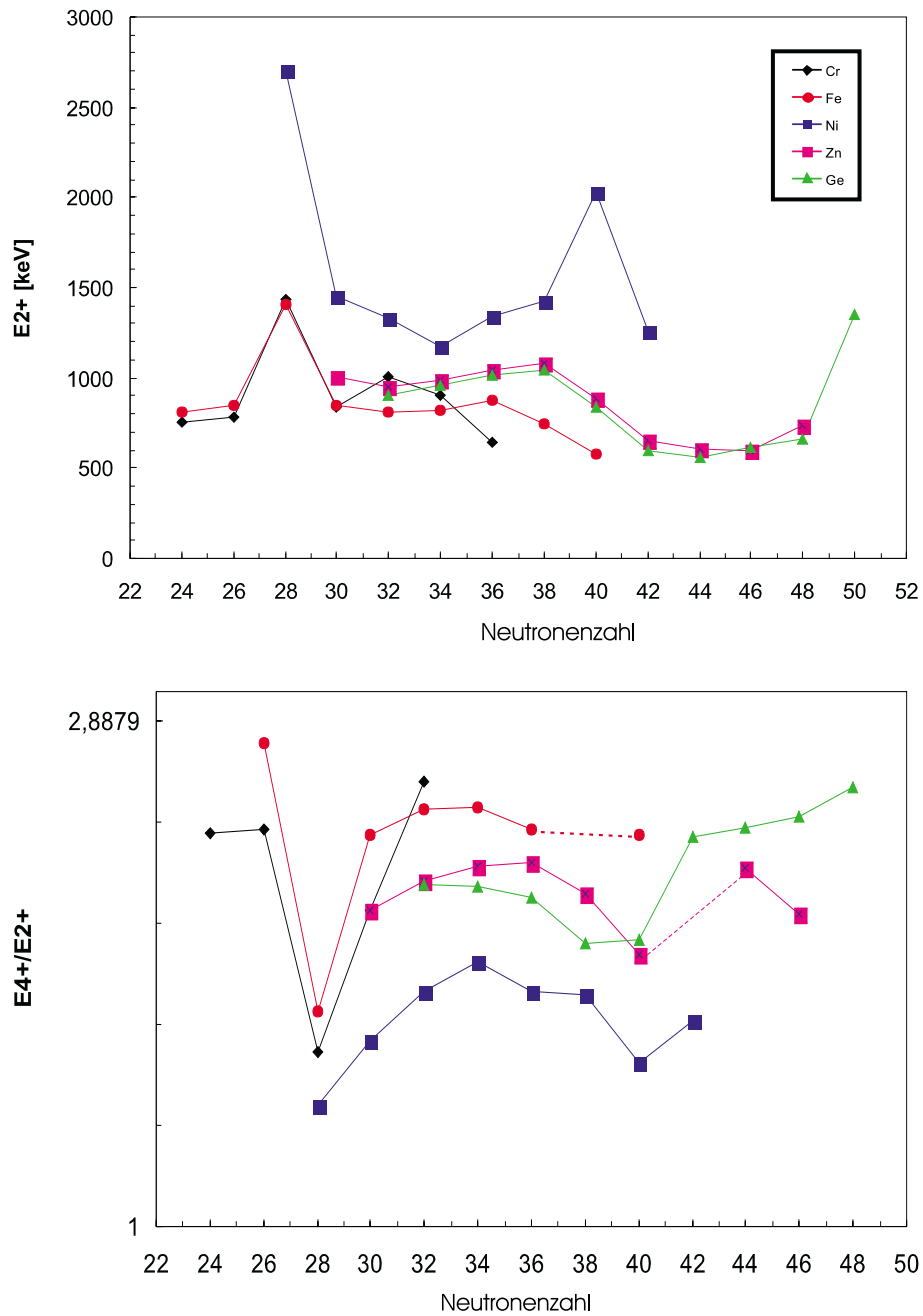
$$= (0,202 \pm 0,036) \cdot 10^4 [e^2 fm^4]$$

$$\implies \beta_2 \approx 0,27$$

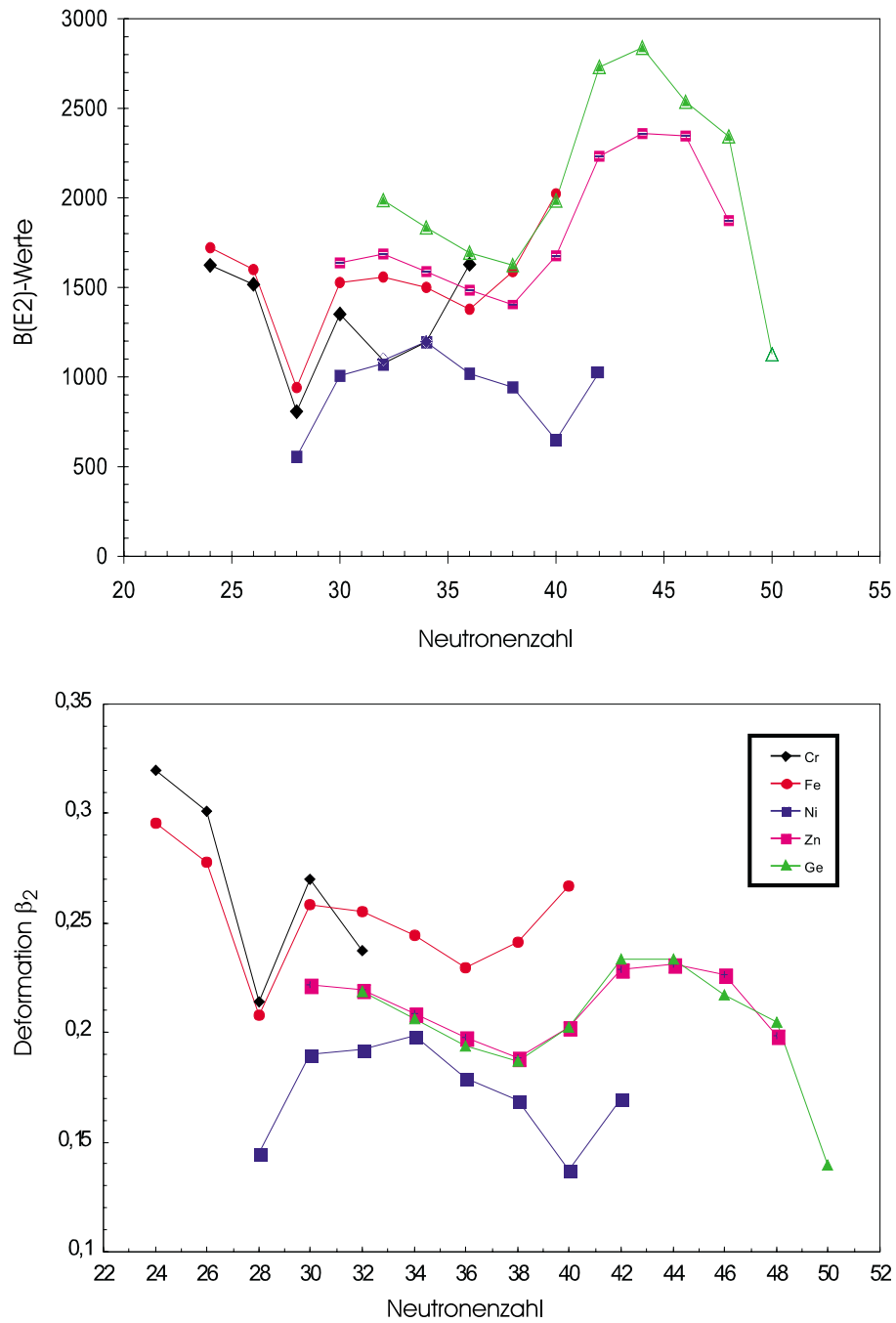
Eine ähnliche Korrelation zwischen B(E2)-Wert und Energie wurde kürzlich von [48] veröffentlicht. Vergleicht man die  $2^+$  Energien und das  $E_{4^+}/E_{2^+}$  Verhältnis der Fe-Isotope mit denen der Isotone von Cr, Ni, Zn und Ge, so fällt der lokale Doppelschalenabschluß bei  $^{68}\text{Ni}$  (Z=28, N=40) auf, der ähnlich dem bei  $^{90}\text{Zr}$  (Z=40, N=50) ist.

Kürzliche Untersuchungen der Kernstruktur von  $^{69}\text{Ni}$  und  $^{69}\text{Cu}$  waren konsistent mit dem N=40 Schalen-Charakter von  $^{68}\text{Ni}$  [43]. In  $^{64,66}\text{Fe}$  jedoch beobachtet man ein Absinken der  $2^+$  Energien bereits bei N=38, was ein Anwachsen der Kollektivität ( $\beta_2$ ) bei N=40 vermuten läßt. Auf alle Fälle verhalten sich sowohl die  $2^+$  und  $4^+$  Niveaus als auch das  $E_{4^+}/E_{2^+}$  Verhältnis für  $^{66}\text{Fe}_{40}$  beinahe identisch mit denen des  $^{76}\text{Ge}_{44}$ . Detaillierte Studien der Kernstruktur der gerade-gerade Isotope des Ge [50, 51] zeigten eine Deformation von  $\beta_2 = 0,27$ . Eine Berechnung der Grundzustandsdeformation des  $^{66}\text{Fe}$  aus den B(E2) Werten ergab einen Wert von  $\beta_2=0,27$  und steht im Gegensatz zu den eher geringeren Deformationen der leichteren Fe-Nuklide mit Werten von  $\beta_2 \simeq 0,18$ .

Eine Deformation von  $\beta_2 = 0,27$  für  $^{66}\text{Fe}$  kann auf eine starke Proton-Neutron (pn) Wechselwirkung zwischen den zwei  $f_{7/2}$  Protonenlöchern und den  $g_{9/2}$  Neutronen zurückgeführt werden, woraus eine deutliche Absenkung der Energie des  $\nu g_{9/2}$  Orbitals resultiert. Als Konsequenz liegen die mit prolater Deformation abfallenden  $[440]1/2^+$  und  $[431]3/2^+$  Orbitale bei tieferen Energien und können eher durch das 38. und 40. Neutron im  $_{26}\text{Fe}$  besetzt werden als durch das 42. und 44. Neutron bei  $_{32}\text{Ge}$ . Die Beobachtung eines isomeren M2 Übergangs in  $^{61}\text{Fe}_{35}$ , der einem  $9/2^+$  Isomer bei 860 keV zugeschrieben werden kann, ist konsistent mit solch einer Idee [8].



**Abbildung 5.6:** Vergleich der  $2^+$  Energien und des  $E_{4^+}/E_{2^+}$  Verhältnisses von Fe mit Cr-, Ni-, Zn- und Ge-Isotopen.



**Abbildung 5.7:** Vergleich der Deformationsparameter  $\beta_2$  und der B(E2)-Werte von Fe mit Cr-, Ni-, Zn- und Ge-Isotopen.

Zusammenfassend kann man sagen, die Niveaustuktur der zwei schwersten gg-Fe-Nuklide,  $^{64}\text{Fe}_{38}$  und  $^{66}\text{Fe}_{40}$ , zeigen ein Verschwinden der sphärischen  $N=40$  Unterschale und das Auftreten einer neuen Region mit signifikanter Deformation, die vermutlich ihr "Zentrum" bei  $^{64}_{24}\text{Cr}_{40}$  hat. Mit  $Z=24$  liegt  $^{64}_{24}\text{Cr}_{40}$  auf der Schalenmitte zwischen  $Z=20$  (Ca) und  $Z=28$  (Ni) und dieses Isotop sollte einen maximalen Deformations-Wert von  $\beta_2 \simeq 0,30$  besitzen. Interessant wäre in diesem Zusammenhang die Untersuchung der Kernstruktur von  $^{68}\text{Fe}_{42}$  und  $^{70}\text{Fe}_{44}$ , was im Prinzip bei ISOLDE möglich ist.





## Kapitel 6

# Kernspektroskopie bei $N \simeq 82$ , $Z < 50$

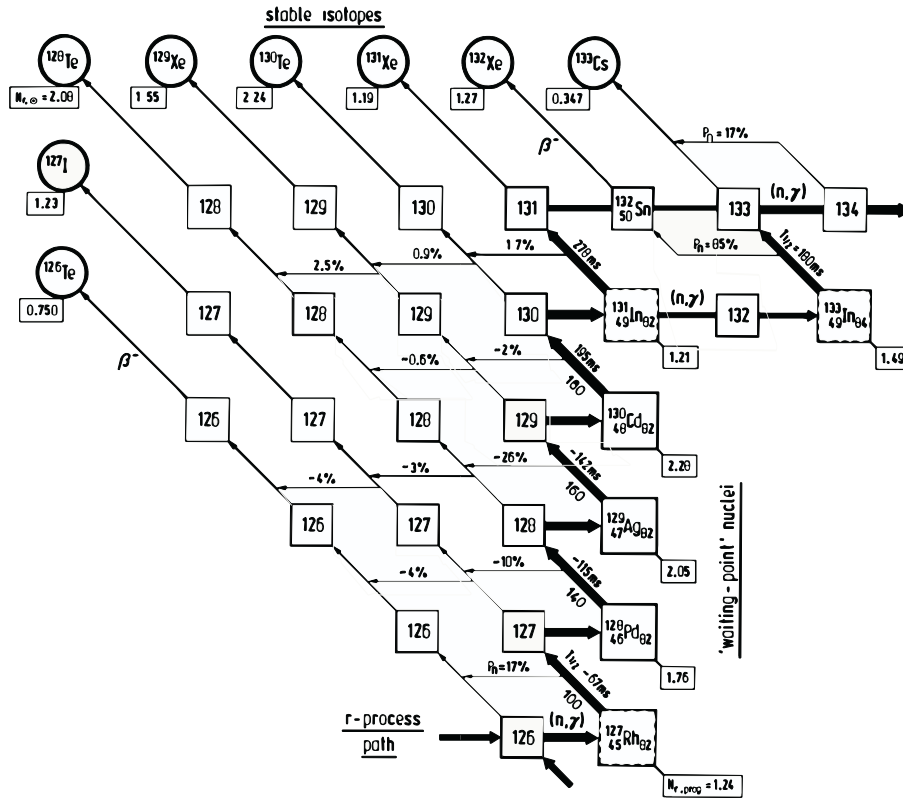
### 6.1 Motivation für den Cd-Test

Die Region um das neutronenreiche Isotop  $^{132}\text{Sn}$ , das mit  $Z=50$  und  $N=82$  zwei abgeschlossene Schalen besitzt, ist sowohl von kern- als auch astrophysikalischer Bedeutung, z.B. für die Bildung des  $A \simeq 130$  Peaks der solaren  $r$ -Prozeß Häufigkeits-Verteilung ( $N_{r,\odot}$ ). Einerseits das neutronenreiche Isotop  $^{132}\text{Sn}$  selbst, als auch die nächsten Ein-Teilchen-Nachbarn  $^{133}_{51}\text{Sb}_{82}$  und  $^{133}_{50}\text{Sn}_{83}$  sowie die Ein-Loch-Kerne  $^{131}_{49}\text{In}_{82}$  und  $^{131}_{50}\text{Sn}_{81}$ , gehören zu einer Region mit interessanter Schalenstruktur. Betreffend ihrer Einteilchenstruktur spielen diese Kerne eine große Rolle beim Test von Schalenmodellen weitab der  $\beta$ -Stabilitätslinie. Weiterhin dienen sie als Input für zukünftige mikroskopische Kernstruktur-Rechnungen, die sich der Neutronenabbruchkante nähern. Während des letzten Jahrzehntes wurde viel in dieser Region an on-line Massenseparatoren wie OSIRIS und ISOLDE erforscht. Heute sind die  $\nu$ -Lochstruktur des  $^{131}\text{Sn}$ , die  $\nu$ -Teilchenstruktur des  $^{133}\text{Sn}$  und die tiefsten  $\pi$ -Teilchen-Zustände in  $^{133}\text{Sb}$  recht gut bekannt [40]. Die einzige noch fehlende Information ist die  $\pi$ -Loch-Struktur in  $^{131}\text{In}$ , wo bislang nur die Energie des am tiefsten liegenden isomeren Einloch

$\pi p_{1/2}$  Zustands innerhalb  $\pm 25$  keV bekannt ist [52, 53]. Die vollständigen  $\pi$ -Einloch-Niveaus mit  $l=1$  und  $l=3$  können im Prinzip durch den  $\beta$ -Zerfall des  $N=83$ ,  $J^\pi=7/2^-$  Kerns  $^{131}\text{Cd}$  oder über den Zerfall der  $\beta$ -verzögerte Neutronen des noch exotischeren  $gg$ -Isotops  $^{132}\text{Cd}$  untersucht werden. Im Zusammenhang der Studien der  $r$ -Prozeß Nukleosynthese in der  $A \simeq 130$  Region sind folgende experimentellen nuklearen Größen von besonderem Interesse: Kern-Massen,  $\beta$ -Zerfalls-Eigenschaften und allgemeine Schalenstrukturmerkmale der klassischen, neutronen-magischen ( $N=82$ ) "waiting-point" Kerne  $^{130}\text{Cd}$  und  $^{129}\text{Ag}$ . In der Cd-Isotopen-Kette werden die eher lange Halbwertszeit des  $N=82$   $^{130}\text{Cd}$  und die niedrige Neutronenseparationsenergie des  $N=83$   $^{131}\text{Cd}$  dafür sorgen, daß der  $r$ -Materiefluß durch die  $A \simeq 130$  Massenregion abgebremst wird.

Frühere Studien der  $\beta$ -Zerfallseigenschaften der  $N=50$  und  $N=82$  "waiting-point" Kerne an der alten ISOLDE wurden erschwert durch den Gebrauch einer chemisch nicht selektiven Plasma-Ionenquelle, wobei die Produktionsraten nur gering waren und der Strahl durch Isobare und Molekülionen stark kontaminiert war. Diese experimentellen Probleme wurden weitgehend durch den Einbau der  $Z$ -selektiven Laserionenquelle an der neuen PS-Booster ISOLDE gelöst. Vorbereitende Experimente wurden in Mainz an einem ähnlichen Laseraufbau wie bei ISOLDE durchgeführt, um ein brauchbares Anregungsschema für Resonanz-Ionisation von Cd zu entwickeln (siehe Kapitel 3.2.2).

Mit der in Kapitel 3.2.2 erläuterten Laserionenquelle wurde 1998 ein erstes Experiment bei CERN/ISOLDE durchgeführt. Die Cd-Isotope wurden durch Spallation eines Standard-Urancarbid/ Graphit-Targets (20 cm lang,  $52\text{g/cm}^2$   $^{238}\text{U}$  und etwa  $10\text{g/cm}^2$  Graphit) mit 1 GeV Protonen erzeugt. Nach Ionisation und anschließender Massenseparation wurden die Cd-Ionen in ein Strahlrohr abgelenkt, an dem ein Tape-System für die Messung der  $\beta$ -verzögerten Neutronen direkt am Ort der Implantierung installiert war. Das Band wurde periodisch transportiert, um den Aufbau langlebiger Tochternuklide an der Meßposition zu minimieren und um die unvermeidliche Aktivität der oberflächenionisierten Isobare In und Cs zu entfernen. Da wir die gesuchten Halb-



**Abbildung 6.1:** Systematische Ansicht der Merkmale der r-Elementverteilung und  $\beta$ -Zerfalleigenschaften von Kernen im und nahe dem r-Prozeß-Pfad in der  $A \approx 130$  Region [54].

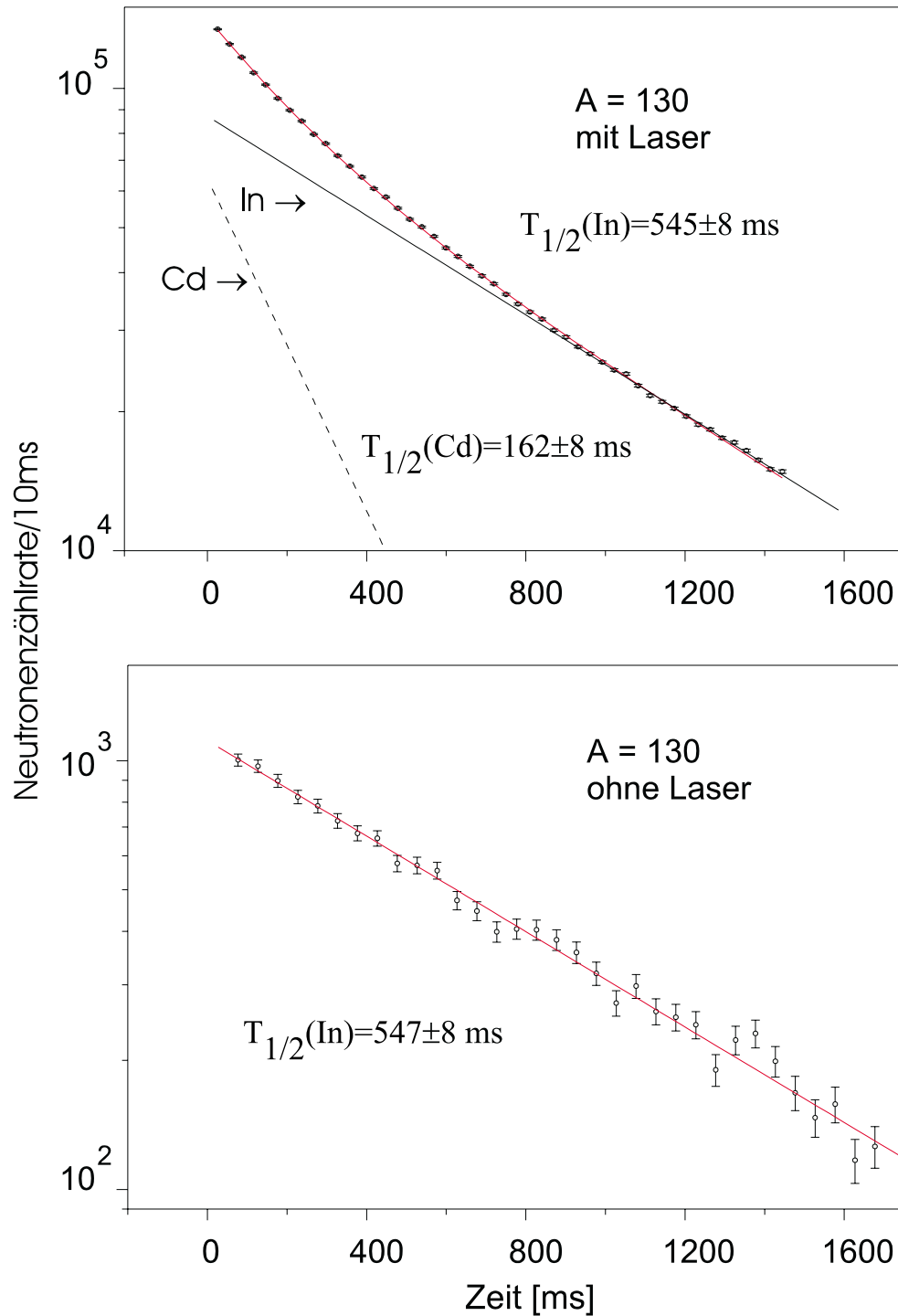
wertszeiten der Cd-Isotope im 100 ms Bereich erwarteten, wurde die Datenaufnahme so eingestellt, daß die Zählung mit einem Protonenpuls gestartet und die Messung für 1,0 s fortgesetzt wurde. Die Sammelzeit lag bei  $\sim 2$  h für jedes Isotop. Für die Messung der  $\beta$ -verzögerten Neutronen wurden wiederum der Mainzer Neutronenzähler, bestückt mit 52  $^3\text{He}$ -Zählrohren und einem  $\Delta E$  Plastik  $\beta$ -Detektor eingesetzt.

## 6.2 Halbwertszeiten der N=82-84 Cd-Isotope

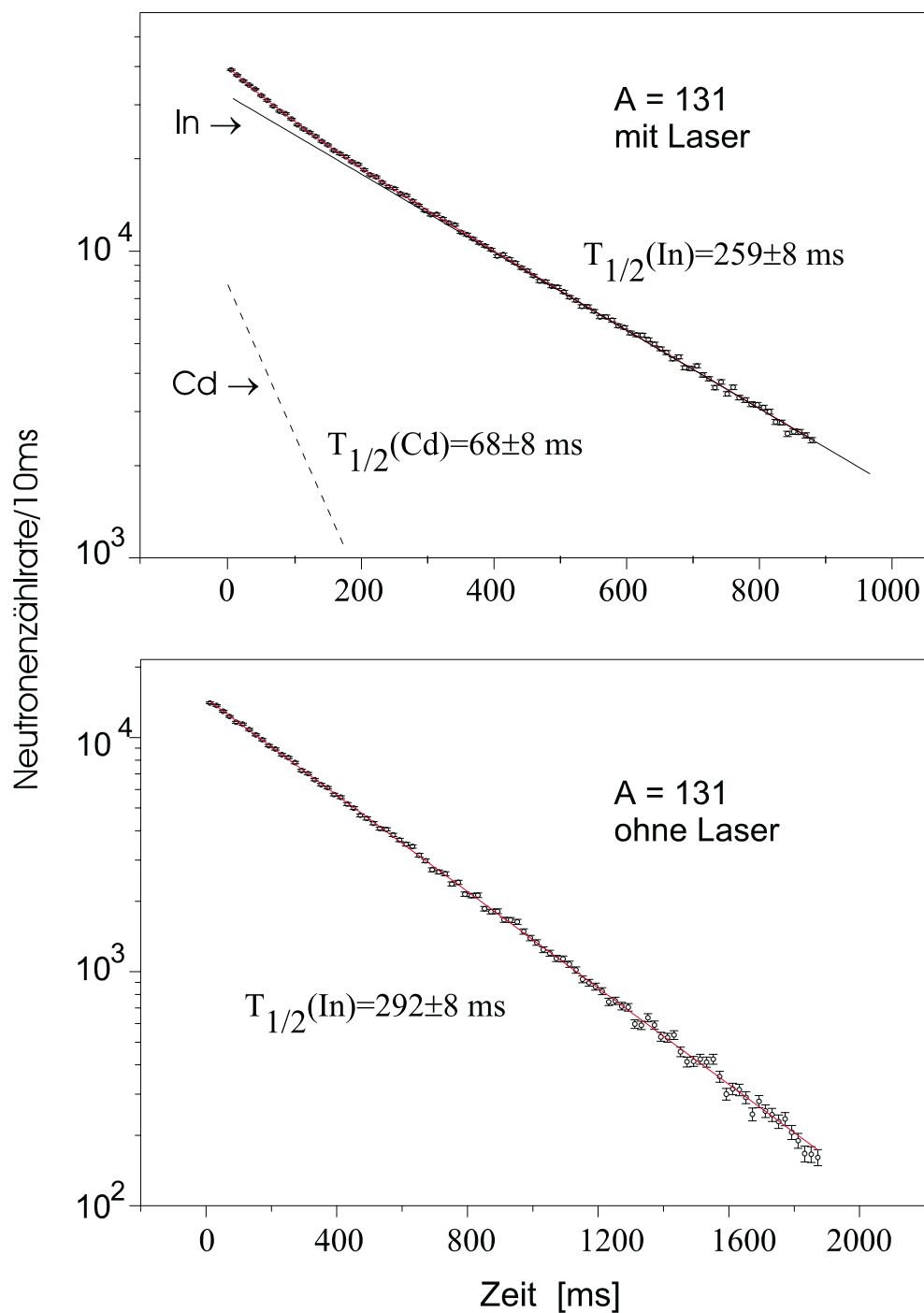
Die in Abbildung 6.2 bis 6.4 gezeigten "laser-on" Spektren der Massen  $A=130$  bis  $A=132$  zeigen klar eine neue kurzlebige Komponente über der längerlebigen des jeweiligen In-Isobars, welches immer zusammen mit dem laserionisierten Cd auftritt. Für das  $N=82$  Nuklid  $^{130}\text{Cd}$  haben wir eine Halbwertszeit von  $T_{1/2} = (162 \pm 7)$  ms beobachtet. Diese neue Messung ist präziser als die ältere Messung von 1986, bei der ein Wert von  $(195 \pm 35)$  ms erhalten wurde [55]. Der gewichtete Mittelwert beider Messungen, welcher ab nun in den astrophysikalischen Rechnungen benutzt wird, beträgt  $(168 \pm 12)$  ms. Dieser Wert ist um einen Faktor 6,4 länger als die Halbwertszeit, die von Möller et al. [56] mit QRPA aufgrund eines reinen Gamow-Teller Zerfalls vorhergesagt wurde. Auch wenn die einfach-verbotene  $\beta$ -Stärke der Gross-Theory [3] hinzugefügt wird, ist der theoretische Wert immer noch um einen Faktor 4,5 zu lang. Wie in [57] diskutiert, resultiert die Diskrepanz weitgehend aus einer zu niedrigen Wahl von  $Q_\beta(\text{FRDM})$ .

Für das  $N=83$  Isotop  $^{131}\text{Cd}$  wurde erstmals eine Halbwertszeit von  $T_{1/2} = (68 \pm 3)$  ms ermittelt, welche, verglichen mit derzeitigen Modellvorhersagen, unerwartet kurz ist. Die QRPA-Rechnung ergibt für reinen Gamow-Teller-Zerfall mit  $Q_\beta(\text{FRDM})$  eine Halbwertszeit von 943 ms [56]. Bei Einbeziehung der einfach-verbotenen  $\beta$ -Stärke [3] ergibt sich ein theoretischer Wert von 370 ms, was immer noch um einen Faktor 5,4 zu lang ist. Wie später unten noch erklärt wird, reicht im Falle des  $^{131}\text{Cd}$  die geeignete Wahl des  $Q_\beta$ -Wertes alleine nicht aus, um die kurze experimentelle Halbwertszeit zu erklären. Hier spielen Kernstruktur-Effekte eine entscheidende Rolle.

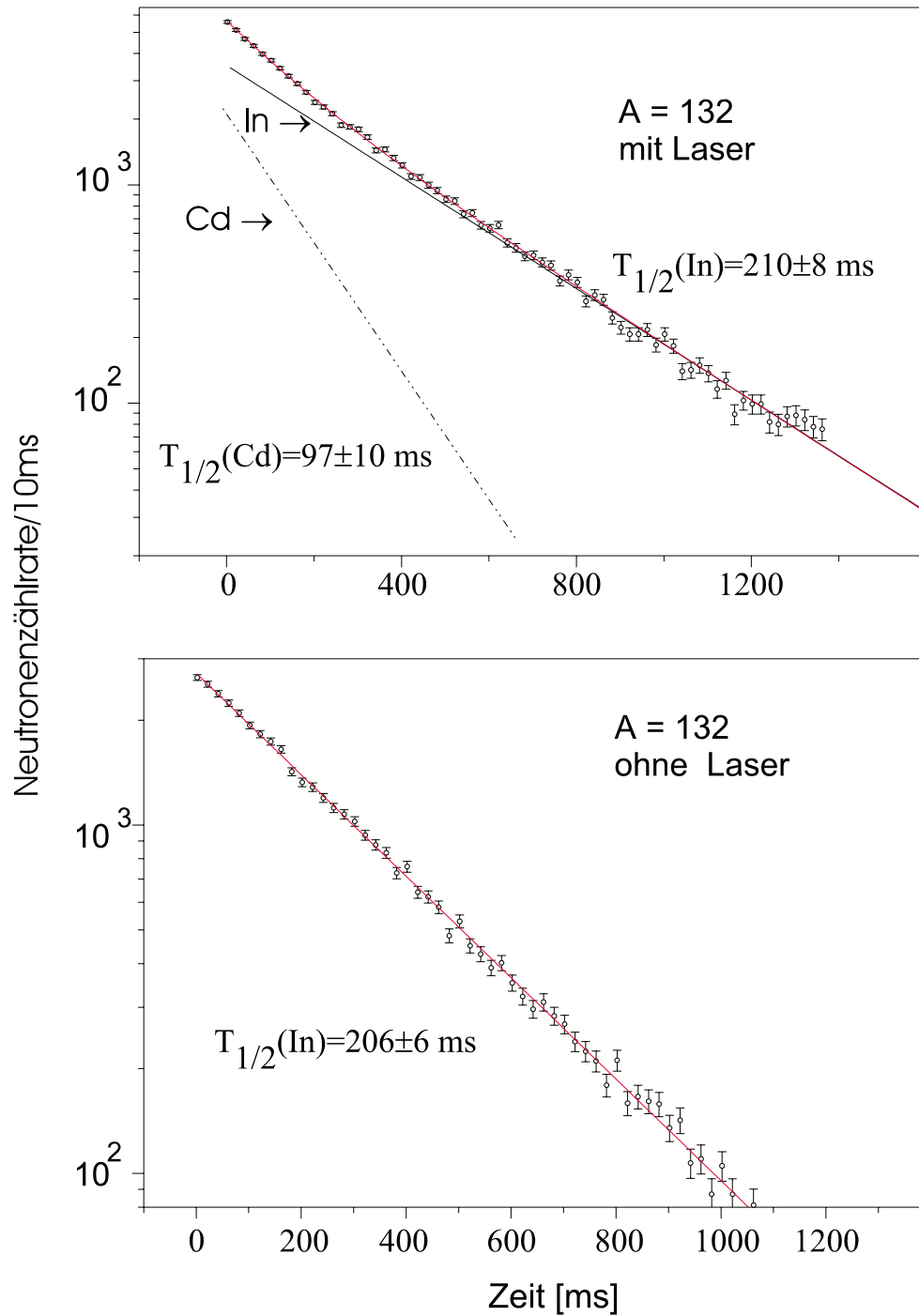
Im Falle des  $N=84$  Isotops  $^{132}\text{Cd}$  fanden wir eine Halbwertszeit von  $T_{1/2} = (97 \pm 10)$  ms. Die QRPA-Rechnung sagt in diesem Fall einen theoretischen Wert für GT-Zerfall mit  $Q_\beta(\text{FRDM})$  von 679 ms vorher. Unter Einbeziehung der verbotenen Übergänge erhält man  $T_{1/2}(\text{GT}+\text{ff})=80$  ms (siehe Abbildung 6.20).



**Abbildung 6.2:** Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen für  $A=130$ . Die obere Abbildung zeigt die Messung mit Laserionisation; deutlich sind die beiden  $T_{1/2}$ -Komponenten von Cd und In zu erkennen. In der unteren Abbildung (=Messung ohne Laserionisation) ist nur das oberflächenionisierte In zu sehen.



**Abbildung 6.3:** Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen für  $A=131$ . Die obere Abbildung zeigt die Messung mit Laserionisation; deutlich sind die beiden  $T_{1/2}$ -Komponenten von Cd und In zu erkennen. In der unteren Abbildung (=Messung ohne Laserionisation) ist nur das oberflächenionisierte In zu sehen.



**Abbildung 6.4:** Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen für  $A=132$ . Die obere Abbildung zeigt die Messung mit Laserionisation, deutlich sind die beiden  $T_{1/2}$ -Komponenten von Cd und In zu erkennen. In der unteren Abbildung (=Messung ohne Laserionisation) ist nur das oberflächenionisierte In zu sehen.

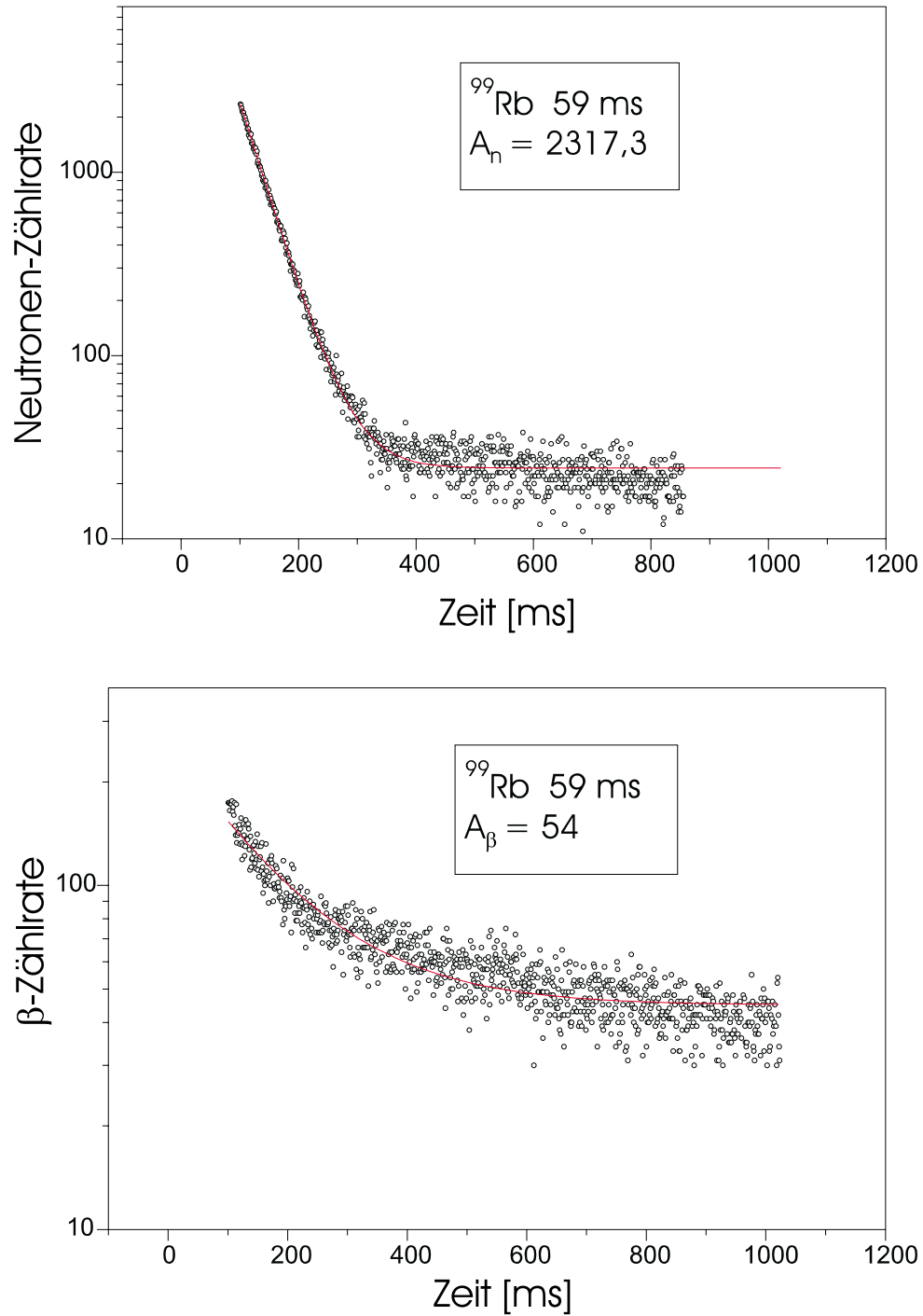
### 6.3 $P_n$ -Werte der Cd-Isotope

Da für den Cd-Test ein anderer Versuchsaufbau als zuvor für die Mn-Messungen verwendet wurde, mußte die gesamte Meßapparatur wieder kalibriert und die Effizienz des Neutronen-/ $\beta$ -Zählers neu bestimmt werden. Für die Kalibrierung wurden Isotope der Alkalien Na, Rb und Cs benutzt. Als Beispiel sollen hier nur die Neutronen-Abklingkurven von  $^{99}\text{Rb}$  und  $^{97}\text{Rb}$  aufgeführt werden (siehe Abbildungen 6.5, 6.6). Analog zu Gleichung (4.3) wurde die Gesamt-Effizienz des Detektorsystems zu 0,054% bestimmt. Dieser Wert ist sehr klein; normalerweise würde man etwa 1% erwarten. Möglicherweise war der Abstand des  $\beta$ -Detektors zur Probe zu groß. Zum Ende des Experimentes fiel der  $\beta$ -Zähler wegen eines technischen Defekts komplett aus.

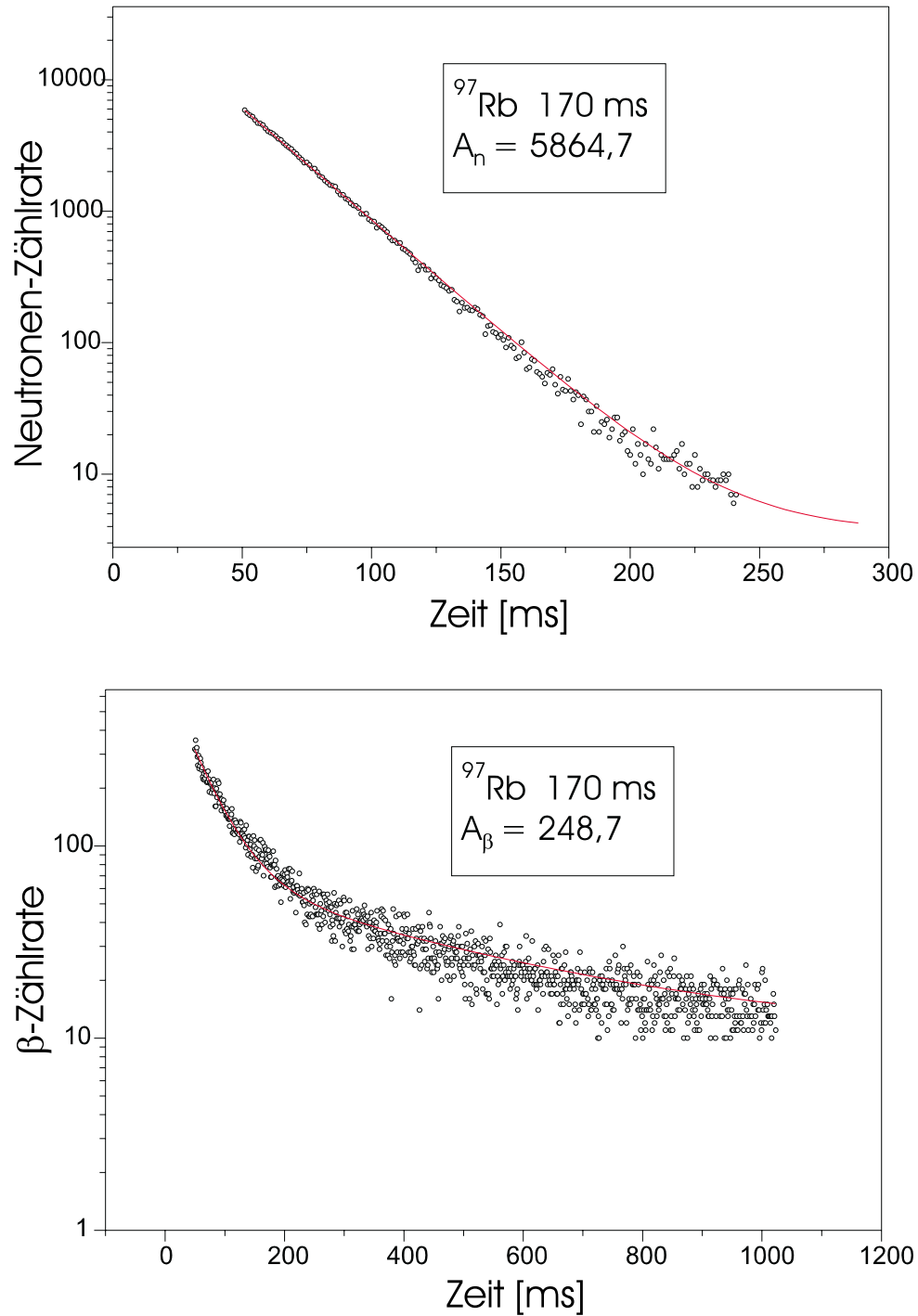
Die  $P_n$ -Werte wurden auf verschiedene Weisen bestimmt. Zum einen wurde die Methode über die  $\beta$ -verzögerten Neutronen gewählt, mit der oben beschriebenen Kalibrierung (analog der Vorgehensweise in Kapitel 4.2 für Mn). Für  $^{132}\text{Cd}$  konnte dieses Verfahren nicht angewendet werden, da keine  $\beta$ -Daten zur Verfügung standen. In einer zweiten Analysenmethode wurden die bekannten  $P_n$ -Werte der In-Isotope ( $^{130}\text{In}$  : 1,65%,  $^{131}\text{In}$  : 2,2%,  $^{132}\text{In}$  : 6,2%) zur Kalibrierung benutzt. Aus Messungen der verzögerten Neutronen mit und ohne Laser konnte der Anteil des nur aus dem  $\beta$ -Zerfall stammenden Indiums bestimmt werden. Dieser Anteil wurde zu Cd ins Verhältnis gesetzt und daraus die  $P_n$ -Werte der Cd-Isotope bestimmt. Eine weitere Methode, die zur Absicherung der gemessenen Werte herangezogen wurde, erfolgte mit Hilfe der  $\gamma$ -Spektren. Es wurden die Intensitäten von bekannten Linien ins Verhältnis gesetzt und daraus iterativ der unbekannte  $P_n$ -Wert ermittelt. Dabei wurden folgende Linien verwendet (siehe auch Abbildung 6.7):

↓	$^{131}\text{Sn} \rightarrow ^{131}\text{Sb}$	798,2 keV	$I_\beta=86\%$
↑	$^{130}\text{In} \rightarrow ^{130}\text{Sn}$	774,4 keV	$I_\beta=<46,3\%$
↓	$^{130}\text{In} \rightarrow ^{130}\text{Sn}$	1221,5 keV	$I_\beta=81\%$
↑	$^{131}\text{Sn} \rightarrow ^{131}\text{Sb}$	1226 keV	$I_\beta=100\%$

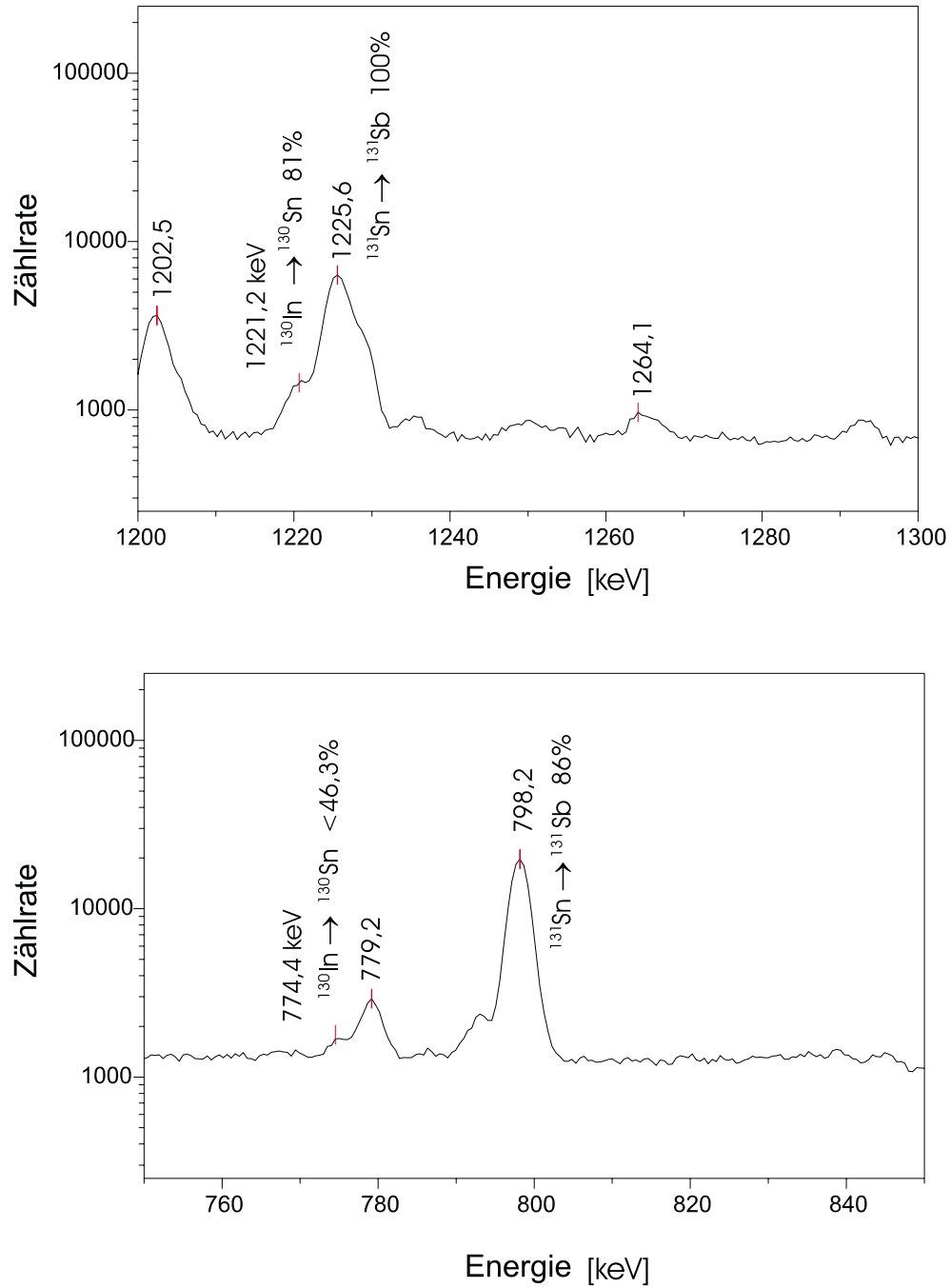




**Abbildung 6.5:** Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen und die dazugehörigen  $\beta$ 's des Isotops  $^{99}\text{Rb}$ . Aus Anfangsaktivität  $A_n$  und  $A_\beta$  wurde mit Hilfe des bekannten  $P_n=20,7\%$  die Gesamt-Effizienz des N/ $\beta$ -Detektor-Systems bestimmt.



**Abbildung 6.6:** Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen und die dazu gehörigen  $\beta$ 's des Isotops  $^{97}\text{Rb}$ . Aus Anfangsaktivität  $A_n$  und  $A_\beta$  wurde mit Hilfe des bekannten  $P_n=25,1\%$  die Gesamt-Effizienz des N/ $\beta$ -Detektor-Systems bestimmt.



**Abbildung 6.7:** Ausschnitt aus dem  $\gamma$ -Spektrum der Masse  $A=131$ . Die hier gezeigten Linien wurden zur Berechnung des  $P_n$ -Wertes von  $^{131}\text{Cd}$  herangezogen.

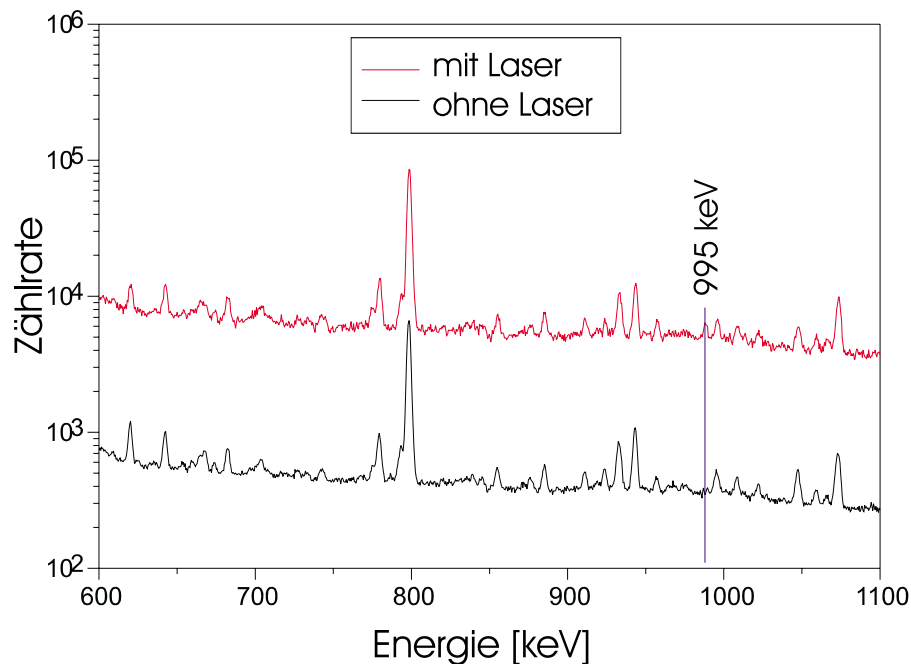
Die folgende Tabelle faßt die experimentell bestimmten  $P_n$ -Werte und Halbwertszeiten der Isotope  $^{130-132}\text{Cd}$  sowie deren theoretische Vorhersagen zusammen:

Isotope	$T_{1/2}$ [ms]				$P_n$ [%]			
	QRPA	KHF	Gr.-Th.	Exp.	QRPA	KHF	Gr.-Th.	Exp.
$^{130}\text{Cd}$	425	138	309	162(7)	4,3	1,0	2,8	$3,6 \pm 1$
$^{131}\text{Cd}$	915	65	148	68(3)	99,2	3,7	9,7	$3,4 \pm 1$
$^{132}\text{Cd}$	679	56	102	97(10)	100	20,3	34,3	$60 \pm 15$

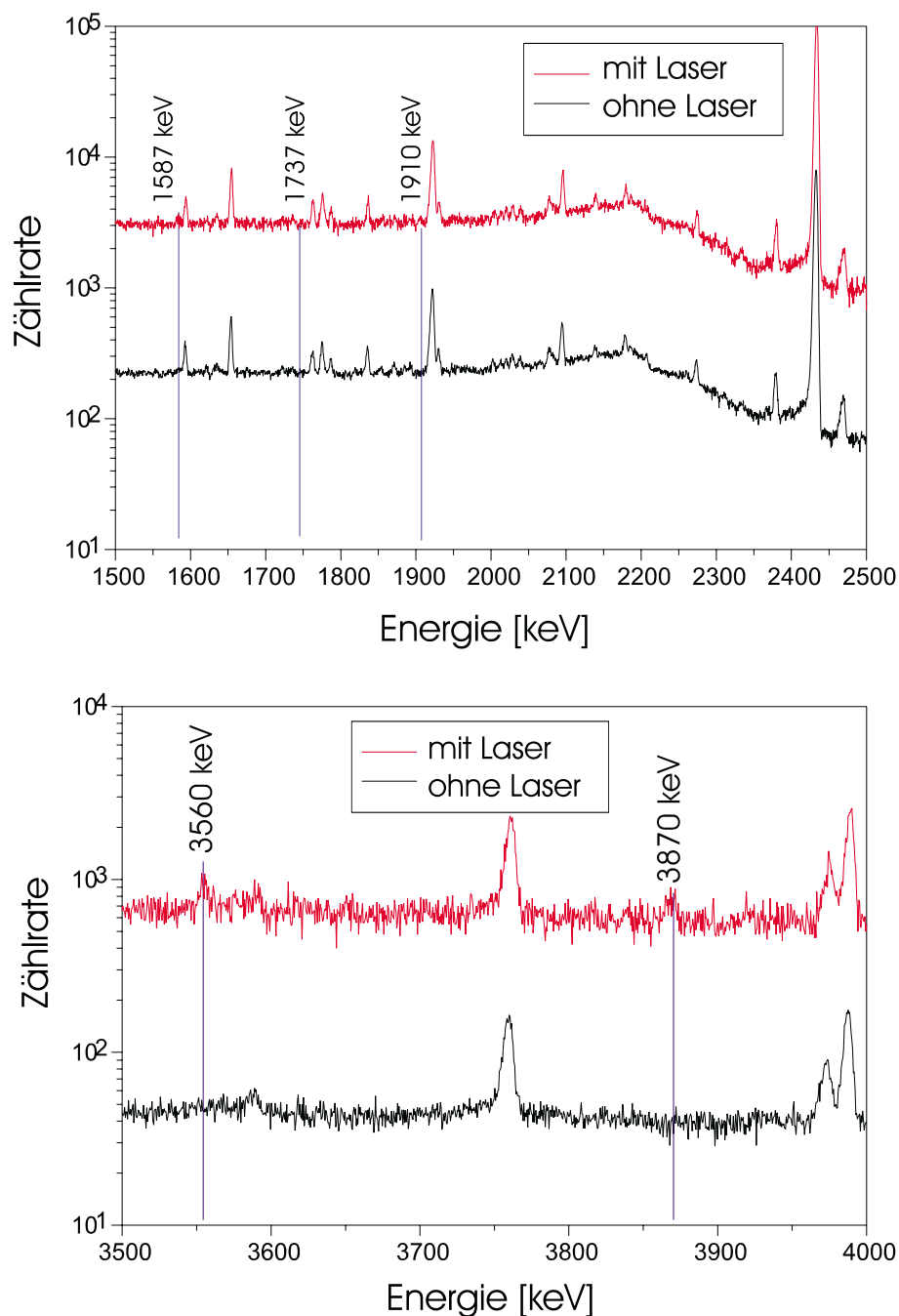
**Tabelle 6.1:** Gemessene  $P_n$ -Werte der Cd-Isotope, verglichen mit theoretischen Werten aus den QRPA-Rechnungen, der Gross-Theory und der phänomenologischen Kratz-Herrmann-Formel unter Verwendung der  $Q_\beta$ -Werte des FRDM Massenmodells.

## 6.4 $\gamma$ -Messungen

In den Abbildungen 6.8 und 6.9 sind Ausschnitte der  $\gamma$ -Spektren von  $A=131$  mit und ohne Laserionisation gezeigt. In den Spektren mit Laserionisation kann man bei 995 keV eine deutliche  $\gamma$ -Linie und etwas kleinere  $\gamma$ -Linien bei 3560 keV und 3870 keV sehen. Die 995 keV Linie liegt in dem Energiebereich, in dem man den Übergang aus dem Zerfall des Einteilchenzustands  $p_{3/2}$  zum  $p_{1/2}$  Isomer erwarten würde. Weitere Linien sind im Bereich von 1500 bis 2500 keV zu sehen, wo der Übergang vom Einteilchenzustand  $f_{5/2^-}$  und das  $p_{1/2^-}$  Isomer zu erwarten ist. Die Linie bei 2434 keV ist der stärkste Übergang im Zerfall des  $g_{7/2^-}$  Isomers in  $^{131}\text{In}$  und repräsentiert den Zerfall des tiefen  $g_{7/2^-}$  Neutronenlochs im Tochternuklid  $^{131}\text{Sn}$ .



**Abbildung 6.8:** Ausschnitt aus dem gemessenen  $\gamma$ -Spektrum von  $^{131}\text{Cd}$ . Gezeigt ist der Energiebereich von 600 bis 1100 keV. Das obere Spektrum zeigt die Messung mit Laserionisation, das untere die Messung ohne Laser. Die  $\gamma$ -Linie des  $^{131}\text{Cd}$  bei 995 keV ist im oberen Teil sichtbar, jedoch im unteren Teil nicht.

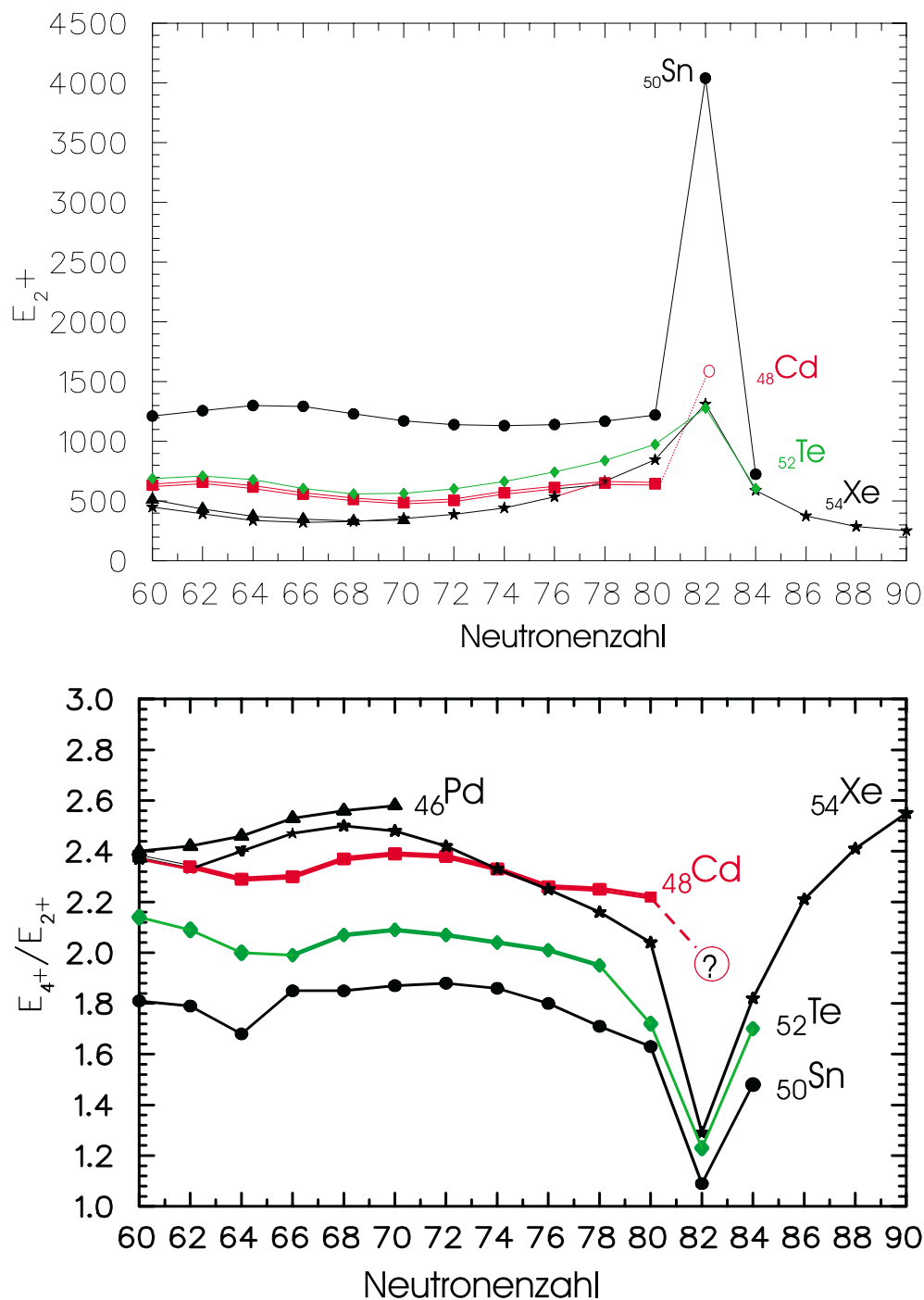


**Abbildung 6.9:** Ausschnitte aus dem gemessenen  $\gamma$ -Spektrum von  $^{131}\text{Cd}$ . Gezeigt ist der Energiebereich von 1500 bis 2500 keV (obere Abbildung) und der Energiebereich von 3500 bis 4000 keV (untere Abbildung). Die  $\gamma$ -Linien bei 1587 keV, 1737 keV, 1910 keV, 3560 keV und 3870 keV sind nur im Spektrum mit Laserionisation zu erkennen und können daher dem Zerfall des  $^{131}\text{Cd}$  zugeordnet werden.

## 6.5 B(E2) und $\beta_2$ -Werte der Cd-Isotope

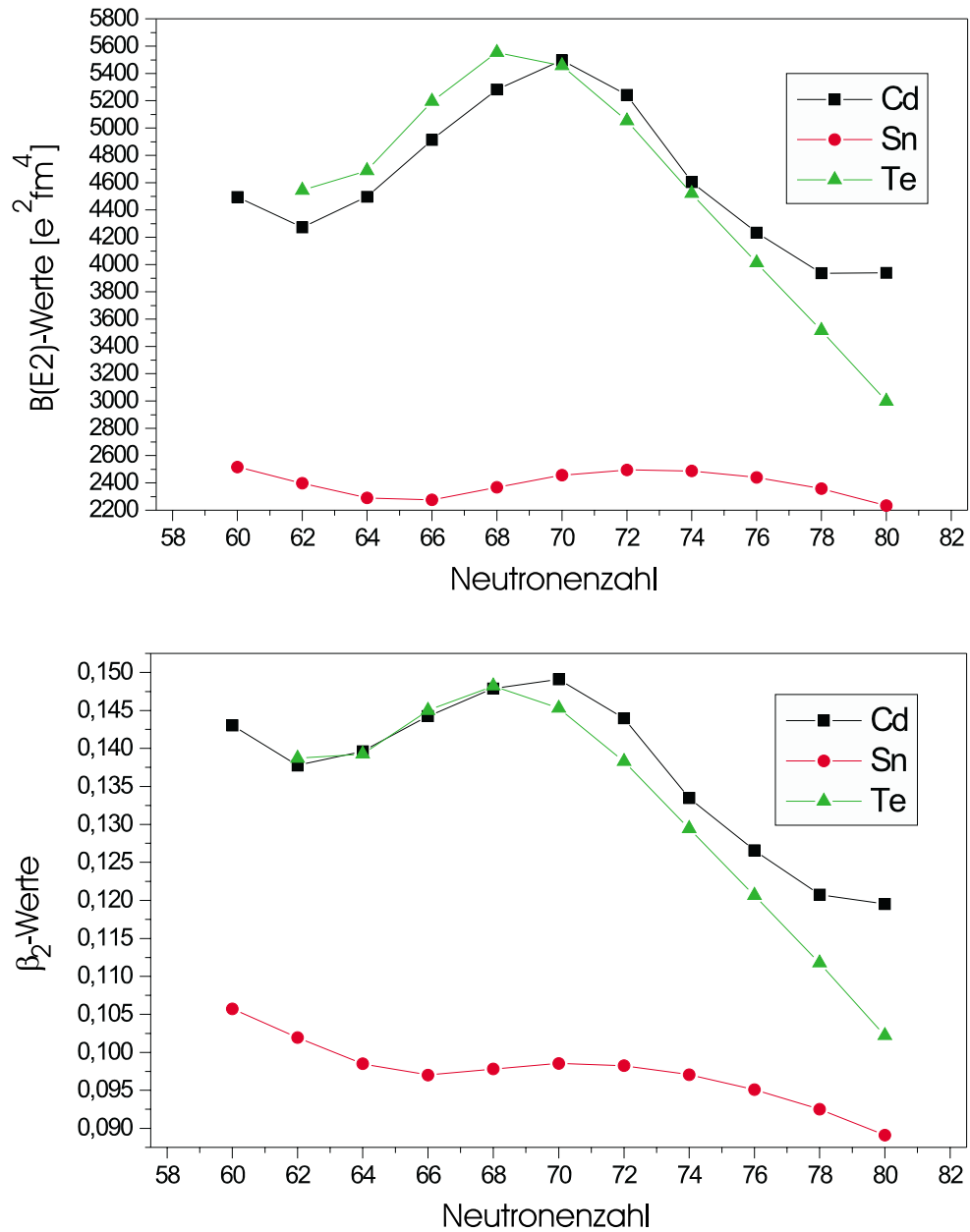
In diesem Abschnitt geht es darum, die Niveau-Systematik und Deformation der neutronenreichen gg-Cd-Isotope genauer zu untersuchen. Die hier betrachteten gg-Isotope zwischen  $^{124}\text{Cd}_{76}$  und  $^{130}\text{Cd}_{82}$  wurden durch  $\beta$ -Zerfall der entsprechenden Mutternuklide des  $Z=47$  Elements Silber erhalten. In Abbildung 6.11 werden die  $E2^+$ -Systematik sowie das  $E_{4^+}/E_2^+$ -Verhältnis der  $Z=48$  Cd-Isotope im Vergleich mit  $_{46}\text{Pd}$ ,  $_{50}\text{Sn}$ ,  $_{52}\text{Te}$  und  $_{54}\text{Xe}$  gezeigt. Wie im Falle des Mn wurden auch bei Cd die  $B(E2)$ - und  $\beta_2$ -Werte mit Hilfe der Gleichungen 6.1 und 6.2 bestimmt. Aus den Abbildungen ist ganz offensichtlich erkennbar, daß sich der Trend der  $Z=48$  Isotope von denen bei  $Z=50$  (Sn) und 52 (Te) unterscheidet. Für die Cd-Nuklide bedeutet dies eine Ausdehnung des bekannten Schwingungs-Charakters der leichteren Isotope bis hin zur magischen Neutronen-Schale mit  $B(E2)$ -Werten von  $3950 e^2 fm^4$  für  $^{126,128}\text{Cd}_{78,80}$ . Zum Vergleich,  $^{132}\text{Te}$  besitzt einen  $B(E2)$ -Wert von  $3000 e^2 fm^4$ . Bisher konnte noch kein mikroskopisches Modell den beobachteten Trend der Niveau-Systematik in der Nähe von  $^{132}\text{Sn}$  reproduzieren. Nur in einer deformierten SMF-Näherung mit selbstkonsistenter Iteration wurde von Reinhard [58] eine relativ niedrige  $2^+$ -Energie von  $\simeq 1$  MeV für die  $N=78$  und  $N=80$  Cd-Isotope ohne Anwachsen des  $E(2^+)$ -Wertes im neutronen-magischen  $^{130}\text{Cd}_{82}$  vorhergesagt. Im Experiment deutet sich aber ein merkliches Anwachsen der  $2^+$ -Energie von  $\simeq 650$  keV in  $^{126,128}\text{Cd}$  zu etwa 1,4 MeV in  $^{130}\text{Cd}$  an. Außerdem deutet der vorläufige experimentelle Wert von  $E_{4^+}/E_2^+=1,69$  auf eine Schwächung der sphärischen  $N=82$  Schale unterhalb von  $^{132}\text{Sn}$  hin. Für  $A=130$  ist jedoch eine Bestätigung in einem weiteren Experiment erforderlich.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Vorhersagen bezüglich eines geänderten Übergangs-Verhaltens zwischen den magischen Neutronen-Schalen  $N=50$  und  $N=82$  gut durch Experimente untermauert wurden. Ferner deutet sich eine Stärke des  $N=82$  Schalenabschlusses weitab der Stabilität an, welche schwächer ist, als der von Standard Massenmodellen FRDM und ETFSI-1 vorhergesagten (ausführlichere Diskussion siehe [59, 60, 61]).



**Abbildung 6.10:** Im oberen Teil der Abbildung ist die Systematik der  $E_{2^+}$ -Energien der im Text genannten Nuklide gezeigt. Im unteren ist das  $E_{4^+}/E_{2^+}$ -Verhältnis der gg-Isotope von  $^{46}\text{Pd}$  bis  $^{54}\text{Xe}$  gegen die Neutronenzahl aufgetragen.





**Abbildung 6.11:** B(E2)- und  $\beta_2$ -Werte der gg-Isotope von  $_{48}\text{Cd}$ ,  $_{50}\text{Sn}$  und  $_{52}\text{Te}$  gegen die Neutronenzahl aufgetragen.

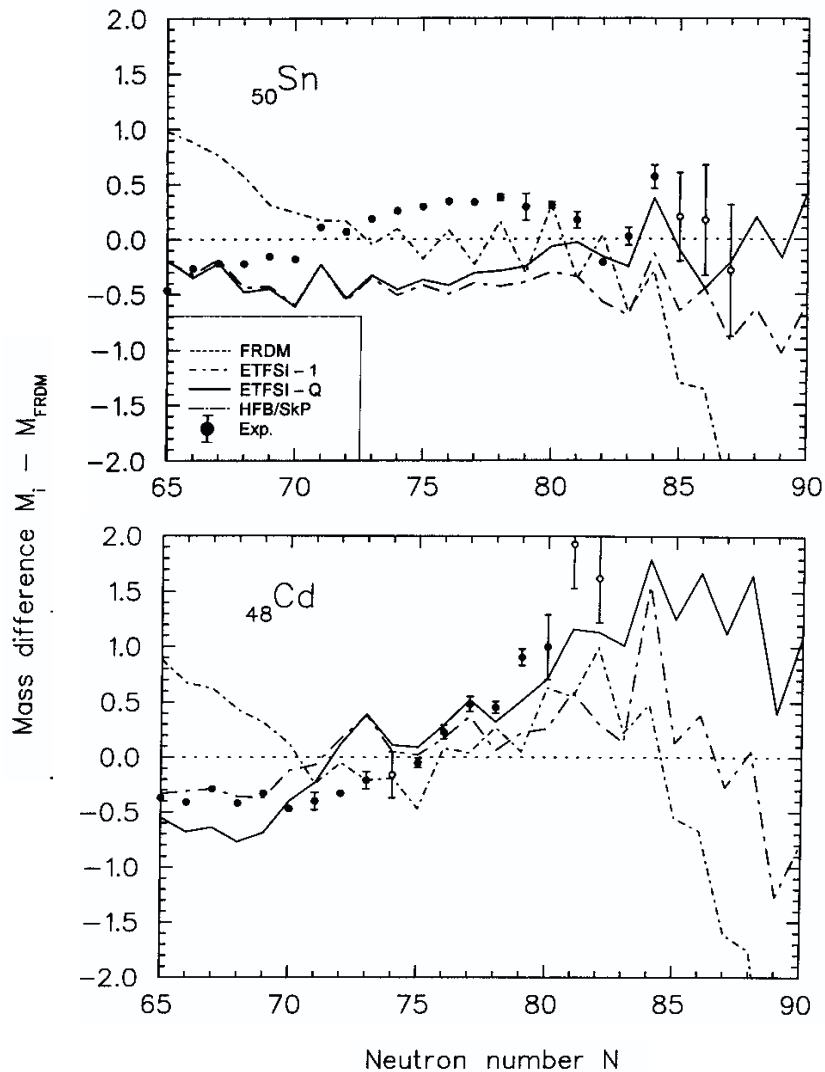
## 6.6 Kernstruktur-Interpretation der integralen $\beta$ -Zerfallsgrößen $T_{1/2}$ und $P_n$ von $^{131}\text{Cd}_{83}$ und $^{132}\text{Cd}_{84}$

In den vorherigen Abschnitten konnte die Gewinnung der experimentellen Daten der Cd-Isotope verfolgt werden. An dieser Stelle möchte ich noch etwas zum theoretischen Verständnis der neu gewonnenen Halbwertszeiten hinzufügen. Zunächst einige grundsätzlichen Punkte vorweg:  $^{131}\text{Cd}_{83}$  besitzt 83 Neutronen, wobei das 83. Neutron schon jenseits des  $N=82$  Schalenabschlusses im  $\nu f_{7/2}$ -Orbital sitzt.  $^{131}\text{Cd}$  zerfällt über  $\beta$ -Emission in  $^{131}\text{In}_{82}$ ; dessen 49. Proton liegt in der  $\pi g_{9/2}$ -Schale.

Zu erwarten sind drei wichtige Zerfallszweige:

- $\nu g_{7/2}^{-1} \rightarrow \pi g_{9/2}$  (GT-Übergang)
- $\nu h_{11/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  (ff-Zweig)
- $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  (ff-Zweig)

Die Halbwertszeit des  $^{131}\text{Cd}$  ist mit  $68 \pm 3$  ms sehr viel kürzer als erwartet. Wie bereits erwähnt, liefert die QRPA-Rechnung für reinen Gamow-Teller-Zerfall [56] einen Wert von 943 ms. Dabei wurde eine  $\beta$ -Zerfallsenergie von  $Q_\beta = 11,61$  MeV aus dem FRDM-Massenmodell [41] benutzt. Ähnliches erhält man für den  $N=84$  Kern  $^{132}\text{Cd}$ , dessen experimentelle Halbwertszeit von  $95 \pm 12$  ms erheblich kürzer als der vorhergesagte Wert von 633 ms [56] ist. Hierbei wurde wiederum die  $\beta$ -Zerfallsenergie  $Q_\beta = 10,65$  MeV des FRDM zugrunde gelegt. Möchte man die Struktur und den Zerfall dieser Cd-Nuklide auf der Basis von Kerneigenschaften von Nachbarnukliden verstehen, sind drei Eigenschaften von besonderem Interesse: der  $Q$ -Wert des  $\beta$ -Zerfalls, eine Abschätzung der  $\log(ft)$ -Werte für die erlaubten Gamow-Teller (GT) und die einfach-verbotenen (ff) Zerfalls-Kanäle sowie eine Abschätzung der Energien der stark bevölkerten Zustände in den Tochternukliden. Im folgenden soll die Bedeutung dieser Eigenschaften zuerst am Beispiel des  $^{131}\text{Cd}$ -Zerfalls diskutiert werden.



**Abbildung 6.12:** Experimentelle und theoretische Massen-Differenzen für  ${}_{50}\text{Sn}$ - und  ${}_{48}\text{Cd}$ -Isotope, normiert auf das FRDM-Modell ( $M_i - M_{FRDM}$ ).

Die maximale  $\beta$ -Zerfallsenergie  $Q_\beta$  von  ${}^{131}\text{Cd}$  wird von neuesten globalen Massenmodellen mit Werten zwischen 11,5 MeV und 12,6 MeV vorhergesagt. Die allgemeine Tendenz in dieser Massenregion mit Modellen, die einen starken  $N=82$  Schalenabschluß zeigen (FRDM [41], GTNM [64], ETFSI-1 [44], TFM

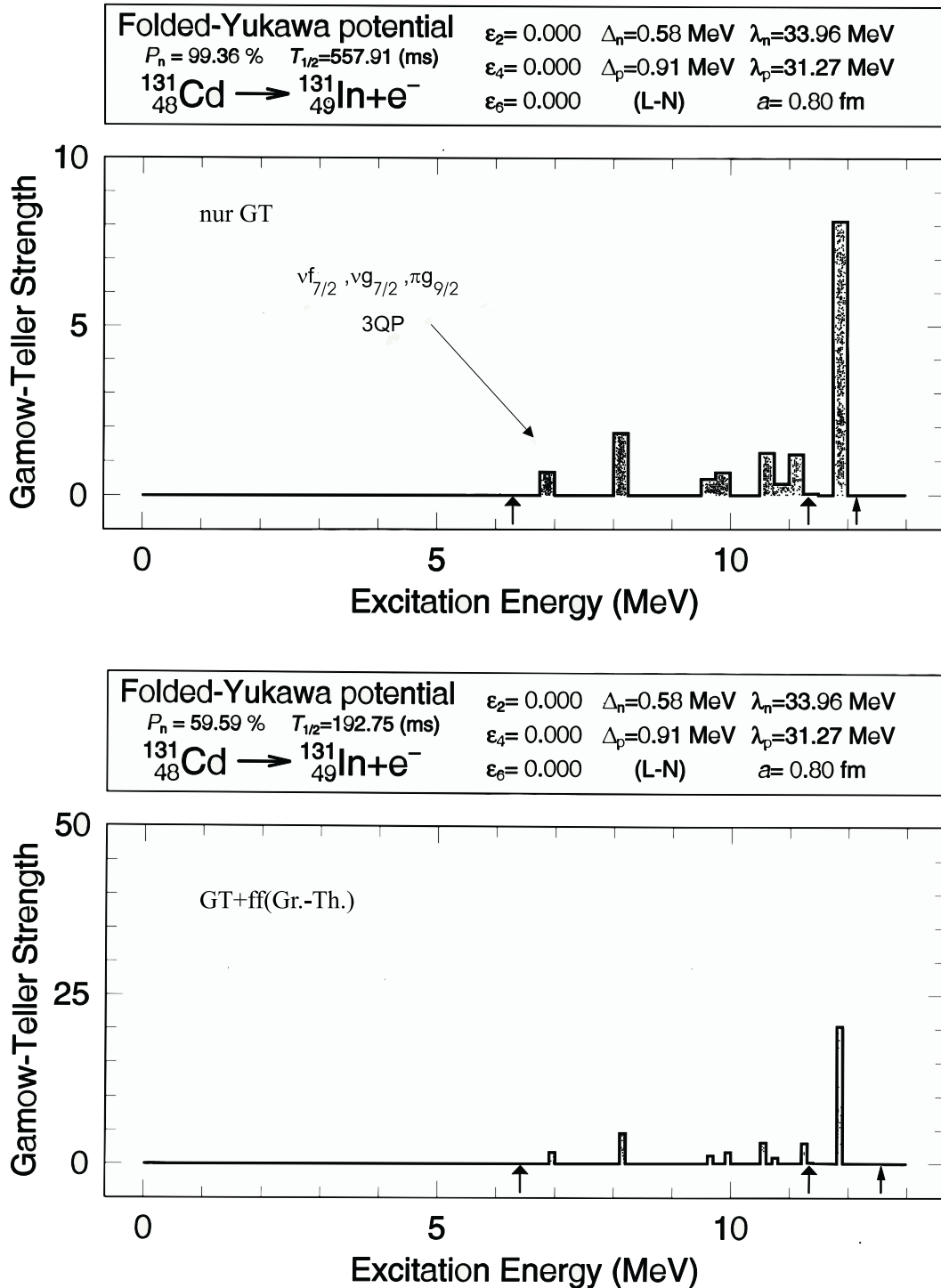
[65]), ergibt dabei eher die niedrigeren  $Q_\beta$ -Werte. Kürzliche experimentelle Trends in der  $^{132}\text{Sn}$  Gegend [42] scheinen jedoch die  $Q_\beta$ -Werte von Massenmodellen mit Schalen-”Quenching” (HFB/SkP [62], ETFSI-Q [63]) zu favorisieren. Wie aus Abbildung 6.12 zu ersehen ist, ergibt sich zwischen  $_{50}\text{Sn}$  und  $_{48}\text{Cd}$  ein signifikanter Wechsel im Trend der experimentellen und theoretischen Massendifferenzen, wobei jeweils auf die Vorhersagen des FRDM-Massenmodells normiert wurde ( $M_i - M_{FRDM}$ ). Daraus resultiert, daß der wahrscheinlichste  $Q_\beta$ -Wert für  $^{131}\text{Cd}$  der Vorhersage des ETFSI-Q Modells von 12,56 MeV [57] entspricht. Die Wahl dieses  $Q_\beta$ -Wertes ergibt bereits eine Reduzierung der  $T_{1/2}$ -Vorhersage für GT-Zerfall um einen Faktor 3, was allerdings gegenüber den Meßwerten immer noch um einen Faktor 5 zu lang ist (siehe Abbildung 6.13).

Nun zu  $\log(ft)$  Werten: der prinzipielle GT-Zweig in der  $^{132}\text{Sn}$  Region [40] ist der  $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  Übergang mit einem  $\log(ft) \simeq 4,4$ . Hingegen ist der ebenfalls mögliche Übergang  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{5/2}$  nach den Vorhersagen der QRPA-Rechnung [23] blockiert, weil das  $\pi f_{5/2}$  Orbital komplett besetzt ist. Die wichtigsten ff-Zweige sind: ( $\nu f_{7/2}$  oder  $\nu h_{11/2}$ )  $\rightarrow \pi g_{9/2}$  mit  $\log(ft) \simeq 5,3$  und ( $\nu d_{3/2}$  oder  $\nu s_{1/2}$ )  $\rightarrow \pi p_{1/2}$  mit  $\log(ft) \simeq 5,1$  [40]. Im Falle des  $^{131}\text{Cd}$  repräsentiert der ff-Zerfallszweig  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  den Grundzustandsübergang (g.s.). Die geschätzte partielle Halbwertszeit beträgt  $T_{1/2}(\text{ff}) \simeq 125$  ms, welche offensichtlich wichtiger für die totale  $\beta$ -Zerfalls Halbwertszeit ist als der Gamow-Teller-Zweig in den Dreiteilchenzustand  $[\nu f_{7/2}^{+1}(\nu g_{7/2}^{-1} \pi g_{9/2}^{-1})]$  in  $^{131}\text{In}$ . Folglich können ff-Übergänge in der  $^{132}\text{Sn}$ -Region nicht vernachlässigt werden. Daher müssen direkte Vergleiche von experimentellen  $\beta$ -Zerfallseigenschaften (wie  $T_{1/2}$  und  $P_n$ ) mit Modellvorhersagen, die nur den GT-Teil des  $\beta$ -Zerfalls berücksichtigen als bedeutungslos angesehen werden. Der Vergleich von Modellen mit verschiedenen theoretischen Ansätzen untereinander (wie QRPA und Gross-Theory) - oft benutzt zur Überprüfung der Brauchbarkeit und Vorhersagekraft dieser Theorien (z.B. [66, 67]) - ist daher ebenfalls wenig sinnvoll.

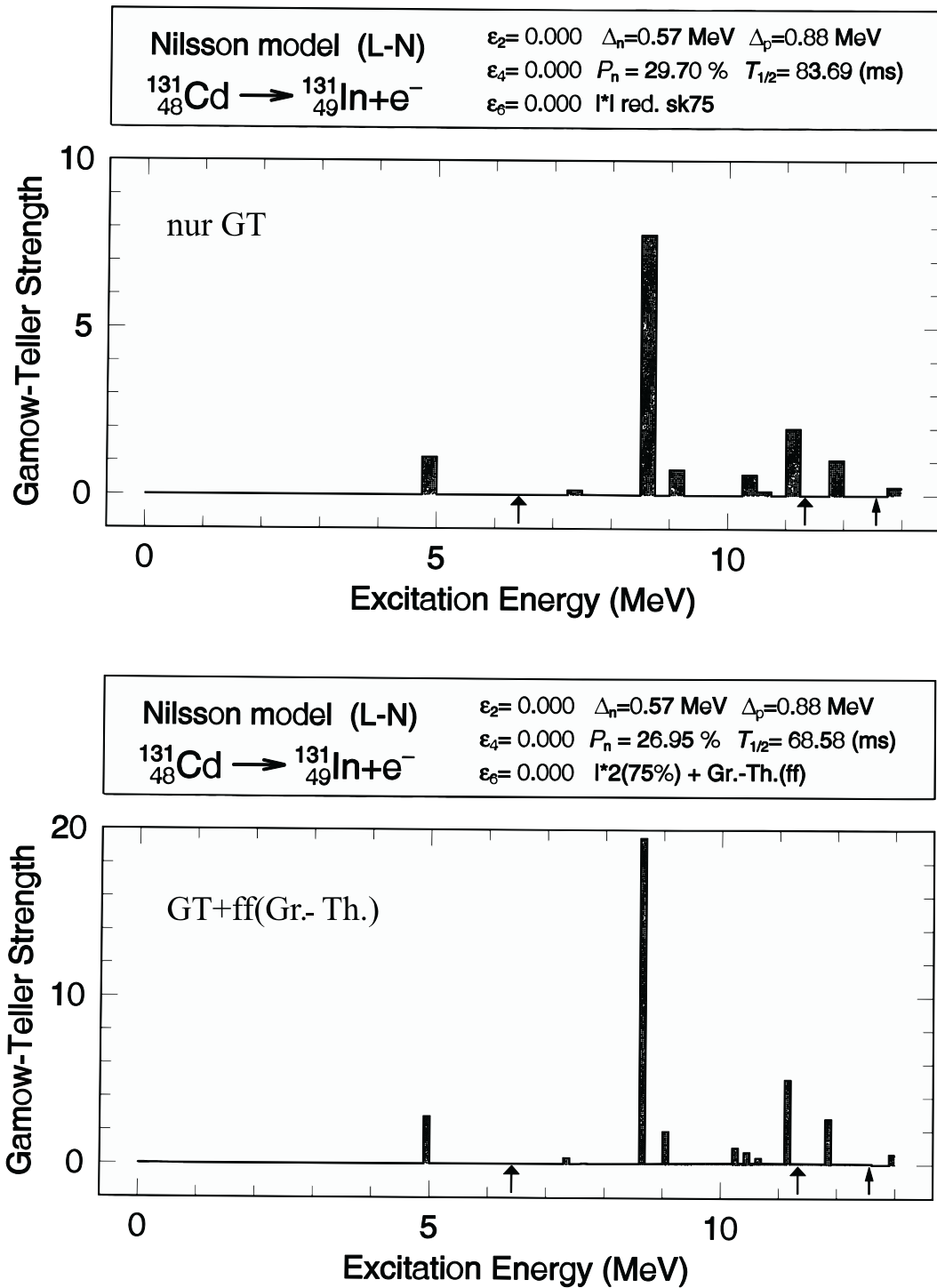
Um den  $\beta$ -Zerfall des  $^{131}\text{Cd}_{83}$  korrekt zu beschreiben, muß man nun die oben beschriebenen GT- und ff-Zweige aufaddieren. Damit läßt sich für  $^{131}\text{Cd}$  eine totale  $\beta$ -Zerfalls Halbwertszeit von  $T_{1/2}(\text{GT} + \text{ff}) \simeq 195$  ms voraussagen.

Wie auch immer, der theoretische Wert für  $T_{1/2}$  ist weiterhin um einen Faktor 3 zu lang (Abbildung 6.13) und - was viel wichtiger ist - der vorhergesagte  $P_n$ -Wert ist mit ungefähr 60% immer noch viel zu hoch verglichen mit dem experimentellen Wert von  $P_n \simeq 3,5\%$ . Es ist sehr unwahrscheinlich, daß die  $\log(ft)$ -Werte in  $^{131}\text{Cd}$  erheblich kleiner sind als in den bekannten Zerfällen benachbarter Isotope [40] oder als durch das QRPA-Modell vorhergesagt. Außerdem ist ausgeschlossen, daß der  $Q_\beta$ -Wert wesentlich höher ist als von HFB/SkP und ETFSI-Q [68, 63] vorhergesagt. Hierbei besteht die einzige Lösung in einer signifikant tieferen Energie der stark bevölkerten Zustände in der Tochter  $^{131}\text{Sn}$ . Insbesondere müßte der 3QP Zustand, der durch den Haupt-GT-Zweig gefüttert wird, in der Energie um mindestens 1 MeV nach unten verschoben sein, um den kleinen experimentellen  $P_n$ -Wert zu erklären. Innerhalb des QRPA-Modells kann man die erforderlichen Änderungen relativ zum normalen Schalenmodell von  $^{132}\text{Sn}$  mit einbeziehen, indem man das modifizierte Nilsson Potential für sehr neutronenreiche Kerne, wie in [69, 70] vorgeschlagen, benutzt. Mit der Reduzierung des  $l^2$ -Terms in der Ragnarsson-Sheline Parameterisierung [71] um 25% erhält man tatsächlich die erforderliche Absenkung des Haupt-GT-Zweiges (von etwa 7 MeV unter  $S_n \simeq 6,2$  MeV) und den  $\nu h_{11/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  ff-Übergang (nach etwa 4 MeV). Als Konsequenz errechnet das QRPA-Modell jetzt  $T_{1/2} \simeq 85$  ms und  $P_n \simeq 5\%$ , was in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten ist (siehe Abbildung 6.14).

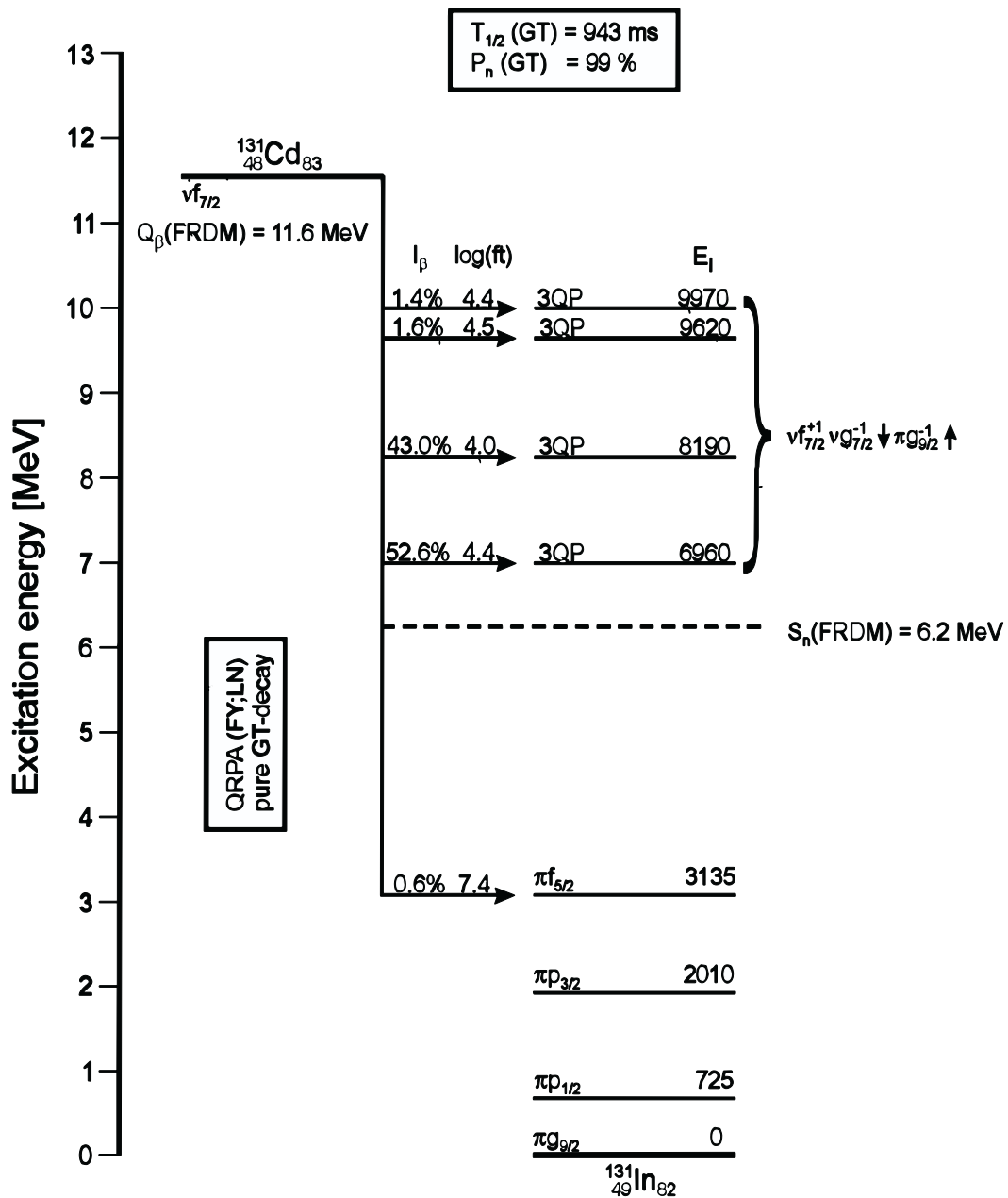
Die Abbildungen 6.15 und 6.16 zeigen die gerade diskutierten Varianten der QRPA-Rechnungen. Abbildung 6.15 zeigt eine Rechnung mit dem Folded-Yukawa-Potential, wobei nur die GT-Zweige berücksichtigt wurden. Es ist zu erkennen, daß sowohl der  $P_n$ -Wert als auch die  $T_{1/2}$  viel zu groß vorausgesagt werden. In Abbildung 6.16 wird die QRPA-Rechnung mit dem modifizierten Nilsson-Modell ( $l^2$  um 25% reduziert) durchgeführt, wobei auch die ff-Zweige mitberücksichtigt sind. Durch diese Vorgehensweise erreicht man einen guten Angleich der theoretisch vorhergesagten  $T_{1/2}$ - und  $P_n$ -Werte an die experimentellen Werte.



**Abbildung 6.13:** Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Folded-Yukawa-Potential durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren wurden die ff-Zweige hinzugefügt.

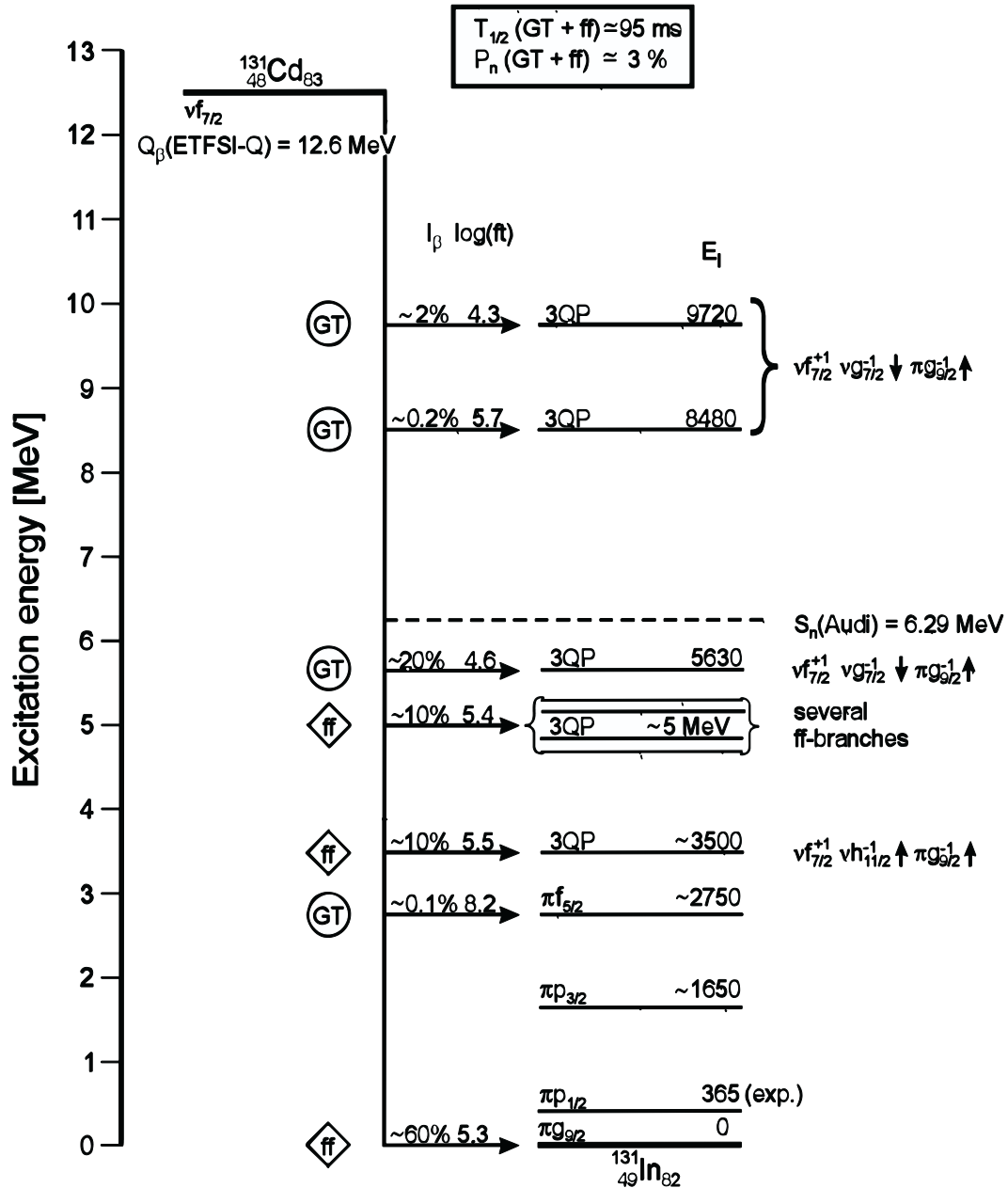


**Abbildung 6.14:** Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Nilsson-Modell durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren wurden die ff-Zweige hinzugefügt.



**Abbildung 6.15:** Die Energieniveaus von  $^{131}\text{In}_{82}$  berechnet mit dem QRPA-Modell (Folded-Yukawa Einteilchenmodell, Lipkin-Nogami Paarungsmodell) für reinen Gamow-Teller-Zerfall. Hier erhält man eine Halbwertszeit von 943 ms und einen  $P_n$ -Wert von 99%.



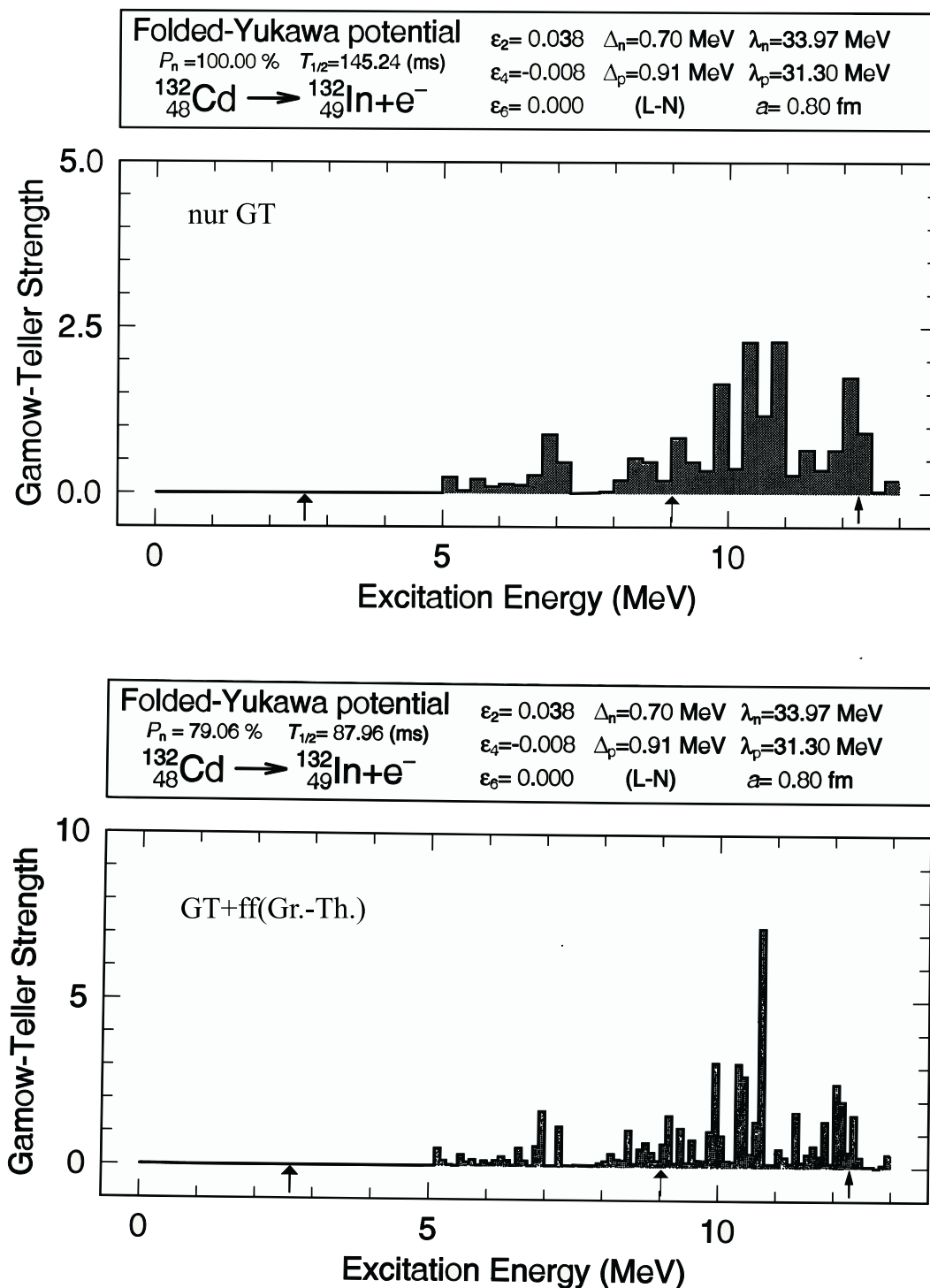


**Abbildung 6.16:** Die Energieniveaus von  $^{131}\text{In}_{82}$  berechnet mit dem QRPA-Modell (Nilsson-Modell reduziertes  $l^2$ , Lipkin-Nogami Paarungsmodell) für Gamow-Teller-Zerfall und einfach-verbotene Übergänge. Hier erhält man ein Absinken von 3QP unter  $S_n$  und somit eine kurze Halbwertszeit von 95 ms und einen  $P_n$ -Wert von 3%.

Auf eine ähnliche Weise wie gerade für  $^{131}\text{Cd}$  dargestellt, kann man nun auch die Bedeutung der Kernstruktur-Effekte auf die  $\beta$ -Zerfalleigenschaften von  $^{132}\text{Cd}$  diskutieren. Der  $Q_\beta$ -Wert des  $N=84$  Isotops wird von neueren globalen Massenmodellen zwischen 10,65 MeV und 12,28 MeV vorhergesagt; wieder mit der allgemeinen Tendenz in der  $^{132}\text{Sn}$  Gegend, daß jene Modelle, die einen starken  $N=82$  Schalenabschluß propagieren [41, 44], die kleineren Werte ergeben, was im Widerspruch zum Trend der experimentellen Werte steht (siehe Abbildung 6.12). Als Konsequenz führt die Wahl des ca. 1,6 MeV höheren  $Q_\beta=12,28$  MeV (des ETFSI-Q Modells) bereits zu einer Reduzierung von  $T_{1/2}$  um einen Faktor 4,5, berechnet mit dem Standard-QRPA (FY/LN) Modell [23] für reinen GT-Zerfall (Abbildung 6.17). Während die resultierende Halbwertszeit  $T_{1/2}(\text{GT})\simeq 140$  ms bereits nahe an den experimentellen Wert herankommt, ist der vorhergesagte  $P_n$ -Wert von  $\simeq 100\%$  noch zu groß. Der letztere Wert zeigt, daß der GT-Zerfall vollständig zu Niveaus der Tochter  $^{132}\text{In}$  führt, die oberhalb  $S_n\simeq 2,6$  MeV liegen. Bereits das Hinzufügen der (tiefliegenden) ff-Stärke aus der Gross-Theory [3], die keine spezielle Kernstruktur enthält, bringt sowohl die  $T_{1/2}$  als auch den  $P_n$ -Wert dem experimentellen Wert näher. Es ergibt sich  $T_{1/2}(\text{GT+ff})\simeq 85$  ms und  $P_n(\text{GT+ff})\simeq 80\%$ .

Im Detail sieht die Struktur des  $^{132}\text{Cd}$ -Zerfalls mit den Haupt-GT- und ff-Zweigen in das  $^{132}\text{In}$  wie folgt aus. Die Grundzustands-Konfiguration von  $^{132}\text{Cd}$  ist  $[\nu f_{7/2}^{+2} \pi g_{9/2}^{-2}]$ . Folglich erwartet man als Haupt-GT-Zweig den Übergang  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{5/2}$ . Und tatsächlich sagt die QRPA(FY/LN)-Rechnung solch einen GT-Zweig zum  $J^\pi=1^+$  2QP Zustand bei 5,57 MeV in  $^{132}\text{In}$  voraus, mit einem  $\log(\text{ft})\simeq 4,4$  für reinen GT-Zerfall. QRPA-Rechnungen mit einem Woods-Saxon-Potential sagen dieses Niveau bei 5,13 MeV vorher (Abbildung 6.18). Wenn man das Nilsson-Modell mit 25% reduziertem  $l^2$ -Term (siehe Diskussion von  $^{131}\text{Cd}$ ) benutzt, kann man den  $1^+$  Zustand weiter hinunter bis zu einer Energie von 4,15 MeV schieben. Es ist auf alle Fälle klar, daß der  $[\nu f_{7/2} \pi f_{5/2}]$  2QP Zustand oberhalb  $S_n$  liegt. Der zweite wichtige GT-Zweig ist der  $\nu g_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  Übergang, den die QRPA(FY/LN)-Rechnung bei 6,76 MeV vorhersagt mit einem  $\log(\text{ft})\simeq 4,0$  für reinen GT-Zerfall. Der dritte GT-Zweig, den wir erwarten, ist der Übergang  $\nu p_{3/2} \rightarrow \pi p_{1/2}$  in das tiefste  $1^+$

Niveau bei etwa 1 MeV in  $^{132}\text{In}$ . Bei den QRPA-Rechnungen tritt ein solcher Übergang jedoch nicht auf, unabhängig davon, welche Einteilchen- (Folded-Yukawa, Woods-Saxon, Nilsson) oder Paarungsmodelle (zwei BCS-Versionen, Lipkin-Nogami) verwendet wurden. Der Grund ist vermutlich, daß das in den Einteilchen-Modellen verwendete  $\nu p_{3/2}$  Niveau zu weit oberhalb des  $\nu f_{7/2}$  Valenz-Orbitals liegt, was zu einer zu geringen Besetzung von nur 1% führt. Senkt man das  $\nu p_{3/2}$  Orbital auf den bei  $^{133}\text{Sn}_{83}$  bekannten Wert von 850 keV ab [72] (z.B. bei Benutzung des Nilsson-Modells mit starker Reduzierung des  $l^2$ -Terms), so kann man seine Besetzung zwar auf 4% anheben, jedoch scheint auch dann der mögliche GT-Übergang durch die mit  $\geq 90\%$  fast vollständige Besetzung des Partnerorbitals  $\pi p_{1/2}$  stark behindert zu sein. Man kann daher abschätzen, daß der Übergang  $\nu p_{3/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  in  $^{132}\text{Cd}$  nur einen  $\log(ft) \geq 6,5$  haben dürfte. Was die ff-Übergänge in  $^{132}\text{Cd}$  betrifft, kann man ausgehend von Niveau-Systematiken und Kernstrukturargumenten zwei starke Zweige erwarten: (i) den  $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  Zerfall in ein tiefliegendes  $1^-$  Niveau bei etwa 1 MeV mit einem geschätzten  $\log(ft) \simeq 5,7$ , und (ii) den  $\nu h_{11/2} \rightarrow \pi g_{9/2}$  Zerfall in ein hochliegendes  $1^-$  Niveau bei 5 MeV mit einem  $\log(ft) \simeq 5,2$ . Während der erste Übergang, der definitiv unterhalb von  $S_n$  in  $^{132}\text{In}$  liegen muß, sehr wichtig für die Festlegung beider integralen  $\beta$ -Zerfalls-Größen  $T_{1/2}$  und  $P_n$  ist, hat der letztere Übergang fast keinen Einfluß auf diese Werte. Fügt man nun alle Beiträge von GT- und ff-Zerfällen zusammen, erhält man eine theoretische Halbwertszeit  $T_{1/2}(\text{GT}+\text{ff}) < 100$  ms für  $^{132}\text{Cd}$  (in einem Bereich von 85 ms bis minimal 45 ms) und einen eher großen  $P_n$ -Wert von 65-80%. Abbildung 6.20 zeigt die wahrscheinliche Niveaustuktur von  $^{132}\text{In}$ , wie sie durch die eben beschriebenen Kernstruktur-Argumente vorhergesagt wird.



**Abbildung 6.17:** Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Folded-Yukawa-Potential durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren Teil wurden die ff-Stärke der Gross-Theory hinzugefügt.

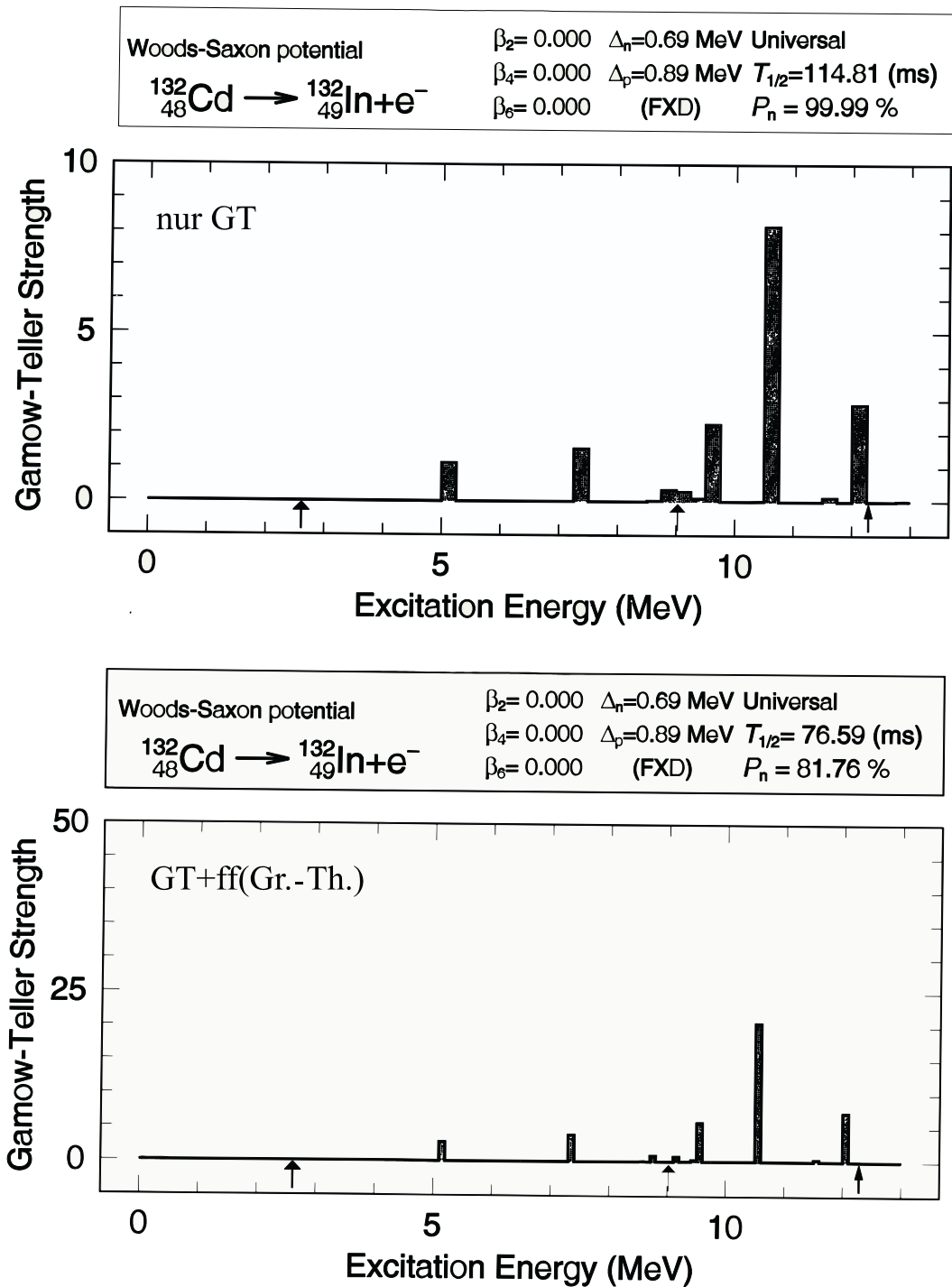
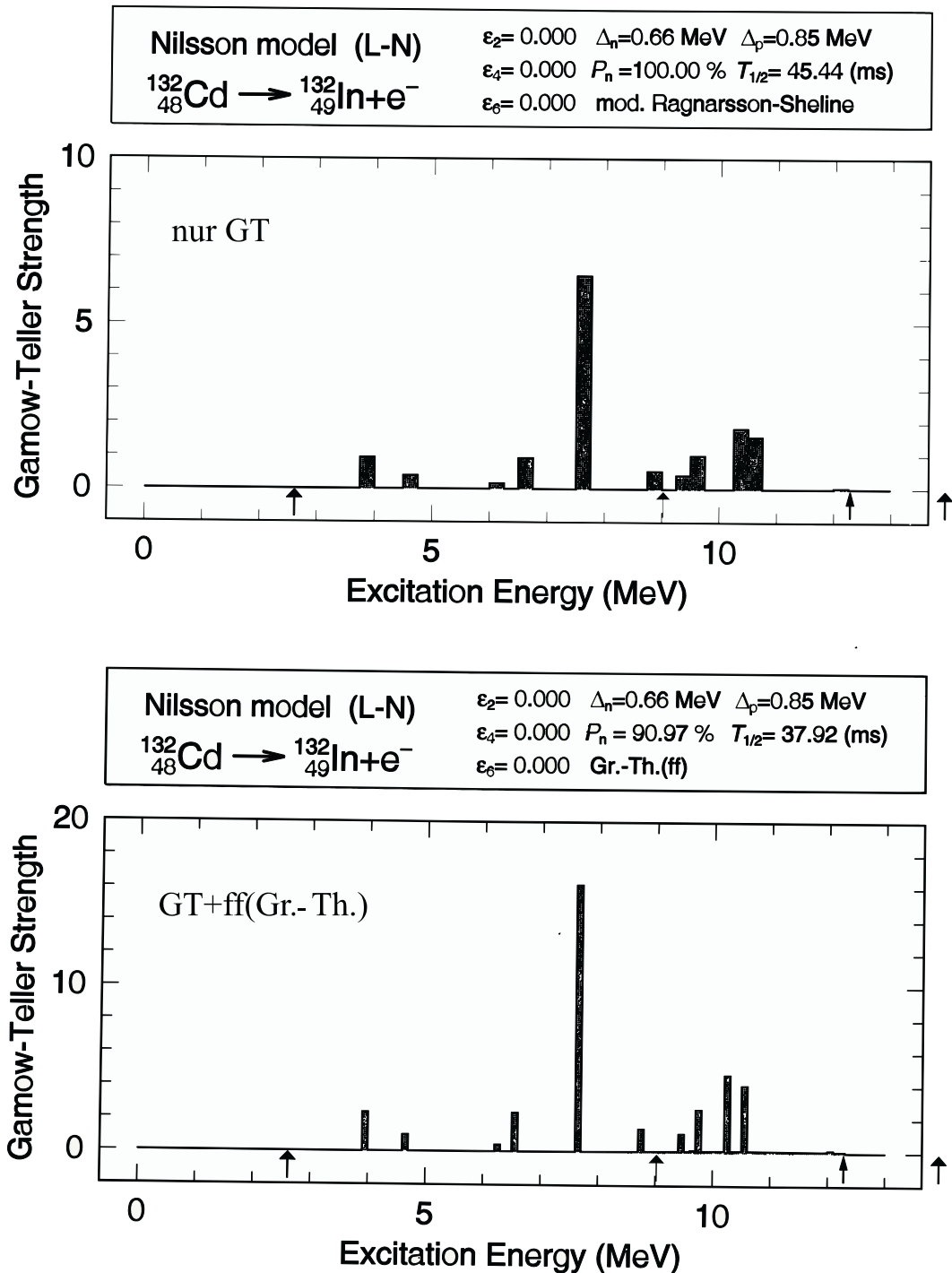
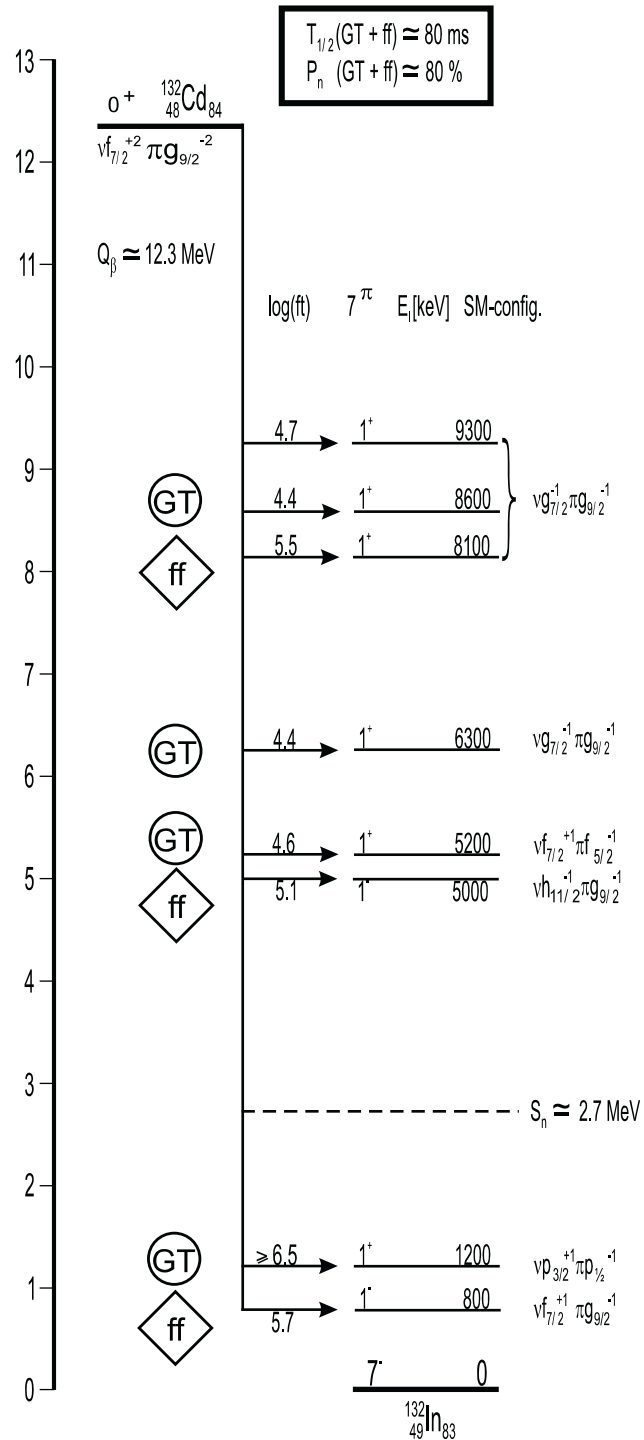


Abbildung 6.18: Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Woods-Saxon-Potential durchgeführt. Es wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt.



**Abbildung 6.19:** Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Nilsson-Modell durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren Teil wurden die ff-Zweige hinzugefügt.



**Abbildung 6.20:** Die Energieniveaus von  ${}^{132}\text{In}_{83}$  berechnet mit dem QRPA-Modell für Gamow-Teller-Zerfall mit Berücksichtigung von einfach-verbotenen Übergängen. Hier erhält man eine Halbwertszeit von 80 ms und einen  $P_n$ -Wert von 80%.





## Kapitel 7

# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Experimente an neutronenreichen Mn- und Cd-Isotopen vorgestellt und deren Ergebnisse diskutiert. Im Massenbereich von  $^{60}\text{Mn}$  bis  $^{69}\text{Mn}$  wurden neue Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werte bestimmt. Für  $^{64}\text{Mn}$  und  $^{66}\text{Mn}$  war es darüber hinaus noch möglich, erstmals partielle Zerfallsschemata zu erstellen. Es zeigte sich, daß die Ergebnisse teilweise recht überraschend waren, da sie durch keine gängige Theorie vorhergesagt wurden. Die neuen Daten können daher als Input für weitere Modellrechnungen herangezogen werden, um deren theoretische Vorhersagekraft zu verbessern.

Mit Hilfe vergleichender Studien des Gesamt-Trends der  $E(2^+)$  und  $E(4^+)$  Niveausystematiken von  $^{26}\text{Ni}$  bis  $^{32}\text{Ge}$  konnte ein Verschwinden der sphärischen  $N=40$  Unterschale und das Auftreten einer neuen Region mit signifikanter Deformation nachgewiesen werden, die vermutlich ihr "Zentrum" bei  $^{64}\text{Cr}$  hat. Dabei spielten die in dieser Arbeit untersuchten Nuklide  $^{64}\text{Fe}_{38}$  und  $^{66}\text{Fe}_{40}$  eine entscheidende Rolle.

Die Untersuchung der  $E(2^+)$  und  $E(4^+)$  Niveausystematik bei  $^{48}\text{Cd}$  und der Vergleich mit benachbarten Elementen (hier  $^{46}\text{Pd}$ ,  $^{50}\text{Sn}$ ,  $^{52}\text{Te}$  und  $^{54}\text{Xe}$ ) zeigte erste Hinweise eines Schalenquenchings bei  $N=82$ .

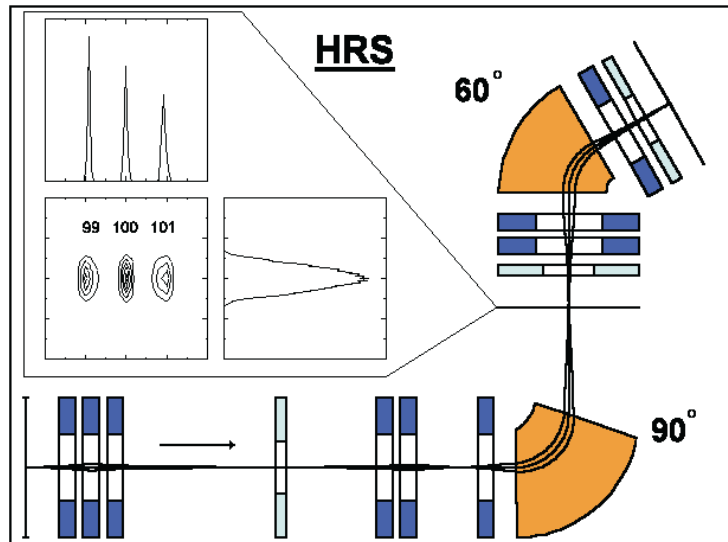
Das in dieser Arbeit beschriebene Cd-Experiment war ursprünglich als Test für

die Laserionenquelle angesetzt, da zum ersten Mal ein neues Cd-Anregungsschema, zur Anwendung kommen sollte. Die Meßergebnisse für die Nuklide  $^{130}\text{Cd}$ ,  $^{131}\text{Cd}$  und  $^{132}\text{Cd}$  zeigten, daß dieser Test die Erwartungen weit übertrifft hat. Es wurde die Messung der Halbwertszeit [14] von  $^{130}\text{Cd}_{82}$  verbessert und erstmals die Halbwertszeiten von  $^{131}\text{Cd}_{83}$  und  $^{132}\text{Cd}_{84}$  bestimmt. Eine Messung der  $P_n$ -Werte war für alle drei Isotope möglich.

Die neu gewonnenen Kerndaten von  $^{130-132}\text{Cd}$  sind von besonderer Bedeutung für die Astrophysik. Wie schon bekannt, wirkt der  $N=82$  Schalenabschluß als "Flaschenhals" für den r-Prozeß-Materiefluß. Bei Massenmodellen, die den  $N=82$  Schalenabschluß betonen (FRDM[41] und ETFSI-1 [44]), erscheint in der berechneten r-Prozeß-Isotopenverteilung ein Tal um  $A \simeq 115$ , und die tiefen  $S_n$ -Werte der  $N=83$  Isotone von  $^{41}\text{Nb}$  bis  $^{48}\text{Cd}$  verhindern einen schnellen Materiefluß zu schwereren Massen. Diese Probleme könnten gelöst werden, falls die  $N=82$  (und 126) Schalen-Lücke für sehr neutronenreiche Kerne weniger stark betont wäre als angenommen. Ein "Quenching" der sphärischen Schale bei  $N=82$  (und 126) wurde kürzlich durch HFB-Rechnungen [69] vorhergesagt und scheint nun - durch die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit - erstmals bestätigt zu werden.

Für zukünftige Experimente bei CERN/ISOLDE wird es erforderlich sein, den hochauflösenden High Resolution Separator (HRS) zu benutzen. Der HRS besteht aus zwei Beugungs-Magneten, mit Beugungswinkeln von  $90^\circ$  und  $60^\circ$ . Der Unterschied zum GPS besteht darin, daß man zwar nur eine Masse zur selben Zeit extrahieren kann, diese jedoch mit einer Massenauflösung von  $M/\Delta M=10000$  isotoopenrein erhält. In Abbildung 7.1 sind schematisch die Strahlprofile der Massen 99, 100 und 101 gezeigt. Es wird angestrebt, eine maximale Auflösung von 30000 zu erreichen.

Mit Hilfe des HRS kann man dann die u. a. durch Oberflächenionisation hervorgerufenen störenden Isobaren-Kontaminationen des Strahls, herausfiltern. Mit einem so gesäuberten Strahl wird es möglich sein, noch neutronenreichere Cd- und Mn-Isotope zu identifizieren und deren Kernstruktur-Eigenschaften zu messen.



**Abbildung 7.1:** Schematische Abbildung des HRS.



# Anhang A

## Programme

### A.1 Programm 1

Mit dem Programm GOOSY-PLOTDATA wurden die aufgenommenen Daten aus dem komprimierten GOOSY-Format in das für die Auswertung notwendige ASCII-Format umgesetzt.

```
program goosy_plotdata(input,output,fin,fout);
```

```
(* Konzept fuer die Datenkonvertierung von Goosy nach Plotdata *)
```

```
var i,w,x,f,u : integer;  
    zahl,zahl2 : char;  
    String,Namein,Nameout,new_strn,new_str2,  
    new_str3: PACKED ARRAY [1..255] of char;  
  
    new_str4,new_str5,new_str6 : packed array [1..10] of char;  
  
    fin, fout : TEXT;
```

```
procedure open_fin;

begin
  write ('Input Datei : ');
  readln (Namein);
  open (file_variable := fin,
        file_name := Namein,
        history := OLD);
  reset(fin);
end;

procedure open_fout;

begin
  open (file_variable := fout,
        file_name := Nameout,
        record_type := variable,
        record_length := 255,
        history := NEW);
  rewrite(fout);
end;

procedure Zeichenlesen ;
var n      : integer;
    Zeichen : char;

begin
  Zeichen := '@';
  n := 0;
  string := ' ';
  while Zeichen <> ' ' do
    begin
```

---

```
    read (fin,zeichen);
    string[n+1] := zeichen;
    n := n+1;
    if EOLN(fin) then
    begin
        read (fin,zeichen);
        zeichen := '@';
    end;

end;

(*    writeln(string); ueberwachung der eingabe *)
new_str3 := substr(string,1,13);
new_str4 := substr(string,1,7);
new_strn := substr(string,1,6);
new_str2 := substr(string,1,3);
new_str5 := substr(string,2,2);
new_str6 := substr(string,3,2);

end;

procedure sterngr;
begin
    x := 1;
    i := i -1;
    zahl := new_str4[2];
    case zahl of
    '1' : u := 1;
    '2' : u := 2;
    '3' : u := 3;
    '4' : u := 4;
    '5' : u := 5;
    '6' : u := 6;
    '7' : u := 7;
```

```
'8' : u := 8;
'9' : u := 9;
end;
zahl2 := new_str4[1];
case zahl2 of
'1' : u := u + 10;
'2' : u := u + 20;
'3' : u := u + 30;
'4' : u := u + 40;
'5' : u := u + 50;
'6' : u := u + 60;
'7' : u := u + 70;
'8' : u := u + 80;
'9' : u := u + 90;
end;
for f := 1 to u do
begin
i := i + 1;
writeln (fout,i,' ', '0');
end;
end;
```

```
procedure stern;
begin
x := 1;
i := i -1;
zahl := new_str4[1];
case zahl of
'1' : u := 1;
'2' : u := 2;
'3' : u := 3;
```



```
'4' : u := 4;
'5' : u := 5;
'6' : u := 6;
'7' : u := 7;
'8' : u := 8;
'9' : u := 9;
end;
for f := 1 to u do
  begin
    i := i + 1;
    writeln (fout,i,' ', '0');
  end;
end;
```

```
procedure Rausschreiben;
begin
  i := 0;
  x := 0;
  new_str3 := ' ';
  while new_str3 <> '1.0000000E+00' do zeichenlesen;
  (* writeln('schreibe',nameout, ' raus');*)
  open_fout;
  while (i < 1024) and (new_str4 <> 'sin') and (new_str4 <> 'sum') do
  begin
    i := i+1;
    x := 0;
    zeichenlesen;
    if new_str5 = '*0' then stern;
    if new_str6 = '*0' then sterngr;
    if (new_str4 <> ' ') and (x = 0) then

      writeln (fout,i,' ',new_str4)
```

```
        else if x = 0 then i := i-1;
    end;
    close (fout);
end;

begin (* Hauptprogramm *)
    open_fin;
    w := 0;
    while w <> 1 do
        begin
            zeichenlesen;
            (* writeln(new_strn);      ueberwachung der eingabe *)
            If new_strn = 'SIN_BE' then
                begin
                    writeln('sin_be gefunden. Name des Ausgabefiles eingeben');

                    (* Nameout := namein + 'n1'; *)
                    readln(nameout);
                    Rausschreiben;
                end;

            If new_strn = 'SIN_N1' then
                begin
                    writeln('sin_n1 gefunden. Name des Ausgabefiles eingeben');

                    (* Nameout := namein + 'n1'; *)
                    readln(nameout);
                    Rausschreiben;
                end;

            If new_strn = 'SIN_N2' then
                begin
```

```
        writeln('sin_n2 gefunden. Name des Ausgabefiles angeben');
(*   Nameout := namein + 'n2';*)
        readln(nameout);
        Rausschreiben;
    end;

If new_strn = 'SIN_N3' then
    begin
        writeln('sin_n3 gefunden. Name des Ausgabefiles Angeben');
(*   Nameout := namein + 'n3';*)
        readln(nameout);
        Rausschreiben;
    end;

If new_str2 = 'SUM' then
    begin
        writeln('sum gefunden. Name des Ausgabefiles angeben');
(*   Nameout := namein + 'sum';*)
        readln(nameout);
        Rausschreiben;
        w := 1;
    end;
end;
end.
```

## A.2 Programm 2

Mit dem Programm BIN wurden die aus Programm 1 stammenden Daten weiter bearbeitet. Das Programm BIN ermöglicht es, Kanäle zusammenzufassen und einzelne Spektrenabschnitte aus dem Gesamtspektrum herauszuschneiden.

```
program bin(input,output,fin,fout);

(* Setzen eines Binfaktors im Plotdataformat *)

var x, y, i, n, k1, k2, l, lauf : integer;
    s, t : real;
    Namein,Nameout : PACKED ARRAY [1..255] of char;
    fin, fout : TEXT;

procedure open_fin;

begin
  write ('Input Datei : ');
  readln (Namein);
  open (file_variable := fin,
        file_name := Namein,
        history := OLD);
  reset(fin);
end;

procedure open_fout;

begin
  write ('Output Datei : ');
  readln (Nameout);
  open (file_variable := fout,
```

```
        file_name := Nameout,  
        record_type := variable,  
        record_length := 255,  
        history := NEW);  
    rewrite(fout);  
end;  
  
procedure init;  
  
begin  
n:=0; s:=0; t:=0; i:=0; k1 := 1 ; k2 := 1; lauf := 0;  
end;  
  
begin (*Hauptprogramm*)  
init;  
write('Kanalzahl1: ');  
readln(k1);  
write('Kanalzahl2: ');  
readln(k2);  
write('Binfaktor: ');  
readln(n);  
open_fin;  
open_fout;  
  
    for l := 1 to k1-1 do  
        begin  
            readln(fin,x,y);  
            lauf :=lauf +1;  
        end;  
t := k1+n/2;  
while not eof(fin) and (lauf < k2) do  
    begin
```

```
t := t+i;
i := 0;
s := 0;
while (i < n) and (not eof(fin)) and (lauf < k2) do
  begin
    readln(fin,x,y);
    lauf :=lauf +1;
    s := s+y;
    i := i+1;
  end;
(* s:=s/i; *)
if i=n then writeln(fout,t,' ',s);
end(*while*);
close(fin);
close(fout);
end.
```

## Anhang B

### Publikationen

- **Laser isotope and isomer separation of neutron-rich Ag nuclides**  
M.Hannawald, T.Kautzsch, K.-L.Kratz, W.B.Walters, and the CERN/  
ISOLDE IS333 Collaboration  
217th Meeting of the American Chemical Society, Anaheim CA, March  
1999.
- **Decay of neutron-rich Mn nuclides and collectivity of  $N \simeq 40$  Isotopes**  
A.Wöhr, K-L.Kratz, M.Hannawald, W.B.Walters, V.N.Fedoseyev,  
V.I.Mishin, H.L.Ravn  
217th Meeting of the American Chemical Society, Anaheim CA, March  
1999.
- **Zerfall neutronenreicher Mangan-Isotope**  
M.Hannawald, B.Pfeiffer, T.Kautzsch, K.-L.Kratz  
Jahresbericht 1998, Institut für Kernchemie, Universität Mainz.
- **Verschwinden des  $N=40$  Unterschalenabschlusses bei  $^{66}\text{Fe}$**   
M.Hannawald, B.Pfeiffer, T.Kautzsch, K.-L.Kratz  
Jahresbericht 1998, Institut für Kernchemie, Universität Mainz.

- **Partielle Niveauschemata von  $^{64}\text{Fe}$  und  $^{66}\text{Fe}$**   
M.Hannawald, B.Pfeiffer, T.Kautzsch, K.-L.Kratz  
Jahresbericht 1998, Institut für Kernchemie, Universität Mainz.
- **Decay of neutron-rich Mn isotopes produced by laser ionization**  
M.Hannawald, W.B.Walters, T.Kautzsch, A.Wöhr, W.Böhmer,  
K.-L.Kratz, B.Pfeiffer, V.N.Fedoseyev, V.I.Mishin, and the ISOLDE Col-  
laboration  
216th Meeting of the American Chemical Society, Boston, August 1998.
- **Nuclear physics far from stability and explosive nucleosynthesis processes**  
K.-L. Kratz, B. Pfeiffer, M. Hannawald, F.-K. Thielemann, J. Görres, H.  
Schatz und M. Wiescher  
Proc. of the EPS Conference on the structure of nuclei under extreme  
conditions, March 31 - April 4, 1998 - Padova, Italy; I1 Nuovo Cimento,  
Vol. 111 A, N.8-9 pp. 1043-1054.
- **Decay of neutron-rich Mn nuclides and deformation of heavy Fe isotopes**  
M.Hannawald, T.Kautzsch, W.Böhmer, B.Pfeiffer, K.-L.Kratz,  
W.B.Walters, A.Wöhr, V.N.Fedoseyev, V.I.Mishin, D.Forkel-Wirth,  
Y.Jading, H.L.Ravn, and the ISOLDE-Collaboration  
Phys.Rev.Lett. 82, 1391 (1999).
- **Laser isotope and isomer separation of heavy Ag nuclides: Half-life of the r-process waiting-point isotope  $^{129}\text{Ag}$  and structure of neutron-rich Cd nuclides**  
K.-L.Kratz, T.Kautzsch, M.Hannawald, W.Böhmer, I.Klöckl, P.Möller,  
B.Pfeiffer, V.N.Fedoseyev, V.I.Mishin, W.B.Walters, A.Wöhr, P.Van Dup-  
pen, Y.Jading, H.L.Ravn, J.Letry, V.Sebastian, M.Koizumi, U.Köster,  
and the ISOLDE Collaboration



---

Proc. Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Sannibel Island Nov. 1997, Ed. J.H. Hamilton and A.V. Ramayya, World Scientific Press, Singapore, p. 586 (1998).

- **Frequency tripling for resonance ionization spectroscopy (RIS) of Cd**

N.Erdmann, V.Sebastian, V.N.Fedoseyev, M.Hannawald, G.Huber, T.Kautzsch, K.-L.Kratz, V.I.Mishin, M.Nunnemann, G.Passler, N.Trautmann  
Appl.Phys. B66 431-433 (1998).

- **$\beta$ -delayed neutron decay of  $^{104}\text{Y}$ ,  $^{112}\text{Tc}$ ,  $^{113}\text{Tc}$ ,  $^{114}\text{Tc}$ : test of half-life predictions for neutron-rich isotopes of refractory elements**

J.C.Wang, P.Dendooven, M.Hannawald, A.Honkanen, M.Hutha, A.Jokinen, K.-L.Kratz, G.Lhersonneau, M.Oinonen, H.Penttilä, K.Peräjärvi, B.Pfeiffer, and J.Äystö  
Phys.Rev.Lett. B 454 1-7 (1999).

- **Gamma-Spectroscopy of  $^{64}\text{Mn}_{39}$  and  $^{66}\text{Mn}_{41}$  Decays**

A.Wöhr, W.B. Walters, M.Hannawald, T.Kautzsch, W.Böhmer, K.-L.Kratz, B.Pfeiffer, V.N.Fedoseyev, V.I.Mishin, and the ISOLDE Collaboration  
DPG-Verhandlungen 1998.

- **Fast Gamow-Teller Decay of Neutron-Rich Mn Isotopes**

M.Hannawald, T.Kautzsch, W.Böhmer, B.Pfeiffer, K.-L.Kratz, W.B. Walters, A.Wöhr, V.N.Fedoseyev, V.I.Mishin, Y.Jading and the ISOLDE Collaboration  
DPG-Verhandlungen 1998.

- **Vorbereitende Experimente zur Kernspektroskopie an neutronreichen Isotopen**

M.Hannawald, Diplomarbeit, Institut für Kernchemie, Universität Mainz (1996).



---

# Abbildungsverzeichnis

- 1.1 Photo der ISOLDE-Experimentierhalle. Hier wurden alle in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen durchgeführt. . . . . 13
- 2.1 Dauerndes Gleichgewicht ( $T_1 \gg T_2$ ) ( $A$ =Gesamtaktivität,  $A_1$ : Aktivität des Mutternuklids,  $A_2$ : Aktivität des Tochternuklids,  $A_3$ : Zerfall der abgetrennten Tochteraktivität ( $T=0,8$  h). . . . . 18
- 2.2 Laufendes Gleichgewicht ( $T_1 > T_2$ ) ( $A$ =Gesamtaktivität,  $A_1$ : Aktivität des Mutternuklids ( $T_1=8$  h),  $A_2$ : Aktivität des Tochternuklids ( $T_2=0,8$  h),  $A_3$ : Zerfall der abgetrennten Tochteraktivität). . . . . 19
- 2.3 Kein Gleichgewicht ( $T_1 < T_2$ ) ( $A$ =Gesamtaktivität,  $A_1$ : Aktivität des Mutternuklids ( $T_1=0,8$  h),  $A_2$ : Aktivität des Tochternuklids ( $T_2=8$  h),  $A'$ : Extrapolation der Endzerfallskurve auf  $t=0$ ). . . . . 20
- 2.4 Feynman-Graphen zur Veranschaulichung des  $\beta$ -Zerfalls. . . . . 24

2.5	Schematische Darstellung der $\beta$ -verzögerten Emission von Neutronen. Die Intensität des $\beta$ -Zerfalls ist, abgesehen von gut bekannten Phasenraum- und Coulombkorrekturen, durch die $\beta$ -Stärkefunktion $S_\beta$ bestimmt. Diese wird durch die zwei Riesenresonanzen, den isobaren Analogzustand (IAS) und die Gamow-Teller Resonanz (GTR) dominiert. Für neutronenreiche Kerne liegen der isobare Analogzustand und die Gamow-Teller Riesenresonanz oberhalb von $Q_\beta$ . Die Pfeile zeigen die verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten aus angeregten Zuständen an, deren Energie die Bindungsenergie von ein oder zwei Neutronen übersteigt. . . . .	30
2.6	Reaktionsschema des CNO-Zyklus. . . . .	35
2.7	Pfad des Neutroneneinfangs für den s- und r-Prozeß. . . . .	40
2.8	Häufigkeitsverteilung der Elemente. Die Peaks bei $N=50$ , $N=82$ und $N=126$ entstehen durch die abgeschlossenen Neutronenschalen. Bei diesen Neutronenzahlen findet man die "waiting-point" Kerne (siehe Text). . . . .	43
3.1	Ansicht von PS-Booster und ISOLDE am CERN. Der ganze in der Abbildung gezeigte Bereich, mit Ausnahme der Experimentierhalle, liegt 8 m unter der Erdoberfläche. . . . .	46
3.2	Schematische Ansicht des Targets und des Ionisierers. Die Atome diffundieren aus der Targetkammer in den Ionisierer, wo sie durch Laserlicht ionisiert werden. . . . .	49
3.3	Schematischer Aufbau zur Laseranregung von Atomen in der ISOLDE-Ionenquelle (GPS = General Purpose Separator). . . . .	51
3.4	Die Ionisation des Silber erfolgt in drei Schritten. Die benötigten Laserstrahlen wurden durch Kupferdampf- und Farbstofflaser bereitgestellt, deren Frequenz teilweise verdoppelt werden mußte (siehe Text). 52	

- 
- 3.5 Die Ionisation des Mangan erfolgt in drei Schritten. Hierzu wurde ein wellenlängen-selektiver Spiegel benutzt, mit dem man die zwei verschiedenen spektralen Komponenten (grün  $\lambda_3=578,21$  nm und gelb  $\lambda_3=510,55$  nm) des KupferdampfLasers trennen konnte. Die beiden anderen ( $\lambda_2=628,27$  nm und  $\lambda_1=279,872$  nm) zur Anregung benötigten Wellenlängen werden durch die gepumpten Farbstofflaser zur Verfügung gestellt (vgl. Abbildung 3.3). . . . . 54
- 3.6 Die Ionisation des Cadmium erfolgte in drei Schritten. Die benötigten Laserstrahlen wurden durch Kupferdampf- und Farbstofflaser bereitgestellt, deren Frequenz teilweise verdreifacht werden mußte. (vgl. Abbildung 3.7). . . . . 55
- 3.7 Laseraufbau für die Frequenzverdreifachung eines Kupferdampfgepumpten FarbstoffLasers für die Resonanzionisation des Cd. . . . . 57
- 3.11 Schematischer Aufbau der Meßelektronik. Die Verbindungen der einzelnen Module wird auf den folgenden Seiten ausführlich dargestellt. 61
- 3.12 Photo des Neutronenaufbaus im hinteren Teil der ISOLDE-Halle. Der  $\beta$ -Zähler befindet sich auf der linken Seite des Neutronenzählers und wird gerade durch ihn verdeckt. . . . . 70
- 3.13 Längs- und Querschnitt des Neutronenzählers. Der Neutronenzähler besteht aus zwei Hälften, von denen eine dargestellt ist. Im Längsschnitt (oberer Teil) ist ein Zählrohr maßstabsgerecht eingezeichnet. Im Querschnitt (unterer Teil) sind 32 Bohrungen für die  $^3\text{He}$ -Zählrohre zu erkennen. Die zweite, nicht gezeigte Hälfte verfügt noch über eine Bohrung von der Seite senkrecht zu den Zählrohren, passend für einen Germaniumdetektor. Insgesamt kann der Zähler mit bis zu 52 Zählrohren bestückt werden. . . . . 71
- 3.14 Photo des Neutronenzählers im zerlegten Zustand. Man erkennt so besser die Vorverstärker, die Hochspannungsversorgung und die Einschübe für die 52 Zählrohre. . . . . 72

---

3.15	Aufbau für die $\gamma$ -Datenerfassung im vorderen Teil der ISOLDE-Halle.	74
4.11	Vergleich von drei QRPA-Rechnungen für den Zerfall $^{66}\text{Mn} \rightarrow ^{66}\text{Fe}$ . Unabhängig von der gewählten Deformation ergeben sich fast immer die gleichen Werte für die Halbwertszeiten und $P_n$ -Werte. . . . .	89
4.12	Vergleich von Gross-Theory (grün), QRPA-Modell (blau) mit den experimentell gemessenen $T_{1/2}$ -Werten (rot). Im oberen Teil ist $T_{1/2}$ gegen die Neutronenzahl aufgetragen, in der unteren Abbildung ist $T_{1/2}$ gegen das Energiefenster $Q_\beta$ -C aufgetragen, wobei $C = \frac{12}{\sqrt{A}}$ die Paarungslücke in den Stärkefunktionen der Fe-Töchter ist. Die gestrichelten Linien (nicht gefüllte Symbole) verbinden die Mn-Isomere.	90
4.19	Graphische Darstellung der $P_n$ -Werte aus Tabelle 4.2. . . . .	99
5.1	Partielles Niveauschema von $^{64}\text{Fe}$ . . . . .	102
5.2	Partielles Niveauschema von $^{66}\text{Fe}$ . . . . .	103
5.3	Ausschnitt aus den Spektren von $^{64,66}\text{Mn}$ . Die Spektren wurden jeweils nach 150 ms (unteres) und nach 900 ms (oberes) aufgenommen. Deutlich ist das Verschwinden der Mn-Linien zu beobachten, während die Linien von Co anwachsen. Ga bleibt über die gesamte Meßdauer konstant. . . . .	104
5.4	Als Beispiel ist hier das Zeitverhalten der $\gamma$ -Linien mit 574 keV und 2875 keV von $^{66}\text{Mn}$ herausgegriffen. Die Meßpunkte stammen aus den einzelnen Zeitfenstern. Es ist klar zu erkennen, daß die Intensität der $\gamma$ -Linien mit der Zeit entsprechend der Halbwertszeit des $^{66}\text{Mn}$ (66 ms) abfällt. . . . .	106
5.5	Niveauschema von $^{64}\text{Co}$ . Die 1250 keV Linie trat koinzident mit der 310 keV Linie auf; daher wurde sie oberhalb dieser eingeordnet. Ein 1561 keV Grundzustands-Übergang wurde nicht beobachtet. . . . .	107

- 
- 5.6 Vergleich der  $2^+$  Energien und des  $E_{4^+}/E_{2^+}$  Verhältnisses von Fe mit Cr-, Ni-, Zn- und Ge-Isotopen. . . . . 111
- 5.7 Vergleich der Deformationsparameter  $\beta_2$  und der B(E2)-Werte von Fe mit Cr-, Ni-, Zn- und Ge-Isotopen. . . . . 112
- 6.1 Systematische Ansicht der Merkmale der r-Elementeverteilung und  $\beta$ -Zerfallseigenschaften von Kernen im und nahe dem r-Prozeß-Pfad in der  $A \approx 130$  Region [54]. . . . . 117
- 6.2 Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen für  $A=130$ . Die obere Abbildung zeigt die Messung mit Laserionisation; deutlich sind die beiden  $T_{1/2}$ -Komponenten von Cd und In zu erkennen. In der unteren Abbildung (=Messung ohne Laserionisation) ist nur das oberflächennionisierte In zu sehen. . . . . 119
- 6.3 Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen für  $A=131$ . Die obere Abbildung zeigt die Messung mit Laserionisation; deutlich sind die beiden  $T_{1/2}$ -Komponenten von Cd und In zu erkennen. In der unteren Abbildung (=Messung ohne Laserionisation) ist nur das oberflächennionisierte In zu sehen. . . . . 120
- 6.4 Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen für  $A=132$ . Die obere Abbildung zeigt die Messung mit Laserionisation, deutlich sind die beiden  $T_{1/2}$ -Komponenten von Cd und In zu erkennen. In der unteren Abbildung (=Messung ohne Laserionisation) ist nur das oberflächennionisierte In zu sehen. . . . . 121
- 6.5 Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen und die dazugehörigen  $\beta$ 's des Isotops  $^{99}\text{Rb}$ . Aus Anfangsaktivität  $A_n$  und  $A_\beta$  wurde mit Hilfe des bekannten  $P_n=20,7\%$  die Gesamt-Effizienz des N/ $\beta$ -Detektor-Systems bestimmt. . . . . 123

- 6.6 Die Kurven der  $\beta$ -verzögerten Neutronen und die dazugehörigen  $\beta$ 's des Isotops  $^{97}\text{Rb}$ . Aus Anfangsaktivität  $A_n$  und  $A_\beta$  wurde mit Hilfe des bekannten  $P_n=25,1\%$  die Gesamt-Effizienz des N/ $\beta$ -Detektor-Systems bestimmt. . . . . 124
- 6.7 Ausschnitt aus dem  $\gamma$ -Spektrum der Masse  $A=131$ . Die hier gezeigten Linien wurden zur Berechnung des  $P_n$ -Wertes von  $^{131}\text{Cd}$  herangezogen. . . . . 125
- 6.9 Ausschnitte aus dem gemessenen  $\gamma$ -Spektrum von  $^{131}\text{Cd}$ . Gezeigt ist der Energiebereich von 1500 bis 2500 keV (obere Abbildung) und der Energiebereich von 3500 bis 4000 keV (untere Abbildung). Die  $\gamma$ -Linien bei 1587 keV, 1737 keV, 1910 keV, 3560 keV und 3870 keV sind nur im Spektrum mit Laserionisation zu erkennen und können daher dem Zerfall des  $^{131}\text{Cd}$  zugeordnet werden. . . . . 128
- 6.10 Im oberen Teil der Abbildung ist die Systematik der  $E2^+$ -Energien der im Text genannten Nuklide gezeigt. Im unteren ist das  $E4^+/E2^+$ -Verhältnis der gg-Isotope von  $_{46}\text{Pd}$  bis  $_{54}\text{Xe}$  gegen die Neutronenzahl aufgetragen. . . . . 130
- 6.11  $B(E2)$ - und  $\beta_2$ -Werte der gg-Isotope von  $_{48}\text{Cd}$ ,  $_{50}\text{Sn}$  und  $_{52}\text{Te}$  gegen die Neutronenzahl aufgetragen. . . . . 131
- 6.12 Experimentelle und theoretische Massen-Differenzen für  $_{50}\text{Sn}$ - und  $_{48}\text{Cd}$ -Isotope, normiert auf das FRDM-Modell ( $M_i - M_{FRDM}$ ). . . . 133
- 6.13 Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Folded-Yukawa-Potential durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren wurden die ff-Zweige hinzugefügt. . . . . 136
- 6.14 Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Nilsson-Modell durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren wurden die ff-Zweige hinzugefügt. . . . . 137



- 
- 6.15 Die Energieniveaus von  $^{131}\text{In}_{82}$  berechnet mit dem QRPA-Modell (Folded-Yukawa Einteilchenmodell, Lipkin-Nogami Paarungsmodell) für reinen Gamow-Teller-Zerfall. Hier erhält man eine Halbwertszeit von 943 ms und einen  $P_n$ -Wert von 99%. . . . . 138
- 6.16 Die Energieniveaus von  $^{131}\text{In}_{82}$  berechnet mit dem QRPA-Modell (Nilsson-Modell reduziertes  $l^2$ , Lipkin-Nogami Paarungsmodell) für Gamow-Teller-Zerfall und einfach-verbotene Übergänge. Hier erhält man ein Absinken von 3QP unter  $S_n$  und somit eine kurze Halbwertszeit von 95 ms und einen  $P_n$ -Wert von 3%. . . . . 139
- 6.17 Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Folded-Yukawa-Potential durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren Teil wurden die ff-Stärke der Gross-Theory hinzugefügt. . . . . 142
- 6.18 Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Woods-Saxon-Potential durchgeführt. Es wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt. . . . . 143
- 6.19 Diese QRPA-Rechnungen wurden mit dem Nilsson-Modell durchgeführt. Im oberen Teil wurde nur der GT-Zerfall berücksichtigt, im unteren Teil wurden die ff-Zweige hinzugefügt. . . . . 144
- 6.20 Die Energieniveaus von  $^{132}\text{In}_{83}$  berechnet mit dem QRPA-Modell für Gamow-Teller-Zerfall mit Berücksichtigung von einfach-verbotenen Übergängen. Hier erhält man eine Halbwertszeit von 80 ms und einen  $P_n$ -Wert von 80%. . . . . 145
- 7.1 Schematische Abbildung des HRS. . . . . 149



---

# Tabellenverzeichnis

2.1	Klassifikation von $\beta$ -Übergängen anhand ihrer $\log(ft)$ -Werte. (+) bedeutet Paritätsänderung, (-) bedeutet keine Paritätsänderung. . . .	28
3.1	Parameter des Protonenstrahls am CERN-ISOLDE PS Booster. . . .	47
4.1	Experimentelle und theoretische Halbwertszeiten für die neutronenreichen Manganisotope $^{60-69}\text{Mn}$ . Die Deformationsparameter $\epsilon_2$ in der QRPA-Rechnung stammen aus dem FRDM [41] und ETFSI [44] Modell. Siehe auch [45]. . . . .	88
4.2	Auflistung der experimentellen $P_n$ -Werte im Vergleich mit den Werten aus dem QRPA-Modell, der Gross-Theory und der phänomenologischen Kratz-Herrmann-Formel (KHF; siehe Gleichung 2.33). . . .	98
5.1	Zusammenfassung der beobachteten Töchter bzw. Enkel $\gamma$ -Linien von $^{64}\text{Mn}$ . Nur einige der Linien konnten identifiziert werden. Der Vollständigkeit halber werden hier alle aufgeführt. . . . .	105
6.1	Gemessene $P_n$ -Werte der Cd-Isotope verglichen mit theoretischen Werten aus den QRPA-Rechnungen und der Kratz-Herrmann-Formel	126



## Literaturverzeichnis

- [1] R. Wallace und S.E. Woosley, *Ap. J. Suppl.* 45, 389 (1981).
- [2] R.E. Taam, S.E. Woosley, T.A. Weaver und D.Q. Lamb, *Ap. J.* 413, 324 (1993).
- [3] K. Takahashi *et al.*, *At. Data Nucl. Data Tables* 12, 101 (1973).
- [4] U. Bosch *et al.*, *Phys. Lett.* 164B, 22 (1985); *Nucl. Phys.* A477, 89 (1988).
- [5] E. Runte *et al.*, *Nucl. Phys.* A399, 163 (1983); 7 (1996); und R. Broda *et al.*, *Il Nuovo Cimento*, Vol. 111A, N. 6-7, 621 (1998).
- [6] H.L. Seifert *et al.*, *Z. Phys.* A349, 25 (1994).
- [7] T.Pawlat *et al.*, *LNL 1995 Prog. Rep.*, LNL-INFN 105/96, 7 (1996).
- [8] O. Sorlin *et al.*, *Proc. ENAM'95*, 603 (1995); *Nucl. Phys.* A632, 205 (1998); und *Il Nuovo Cimento*, Vol. 111A, N. 6-7, 561 (1998).
- [9] T. Dörfler *et al.*, *Phys. Rev.* C54, 2894 (1996).
- [10] F. Ameil *et al.*, *Proceedings of the ENAM'95 Conference* (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1995), p. 537 (1995).
- [11] S. Franchoo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 81, 3100 (1998).
- [12] R. Grzywacz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 81, 766 (1998).
- [13] K. Takahashi *et al.*, *Astron. Astrophys.* 286, 857 (1994).

- [14] K.-L. Kratz *et al.*, Z. Physik A325, 489 (1986).
- [15] K. Bethge, Kernphysik, Springer-Verlag.
- [16] I.W. Bronstein und K.A. Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Teubner Stuttgart.
- [17] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger, Kern- und Elementarteilchenphysik, p. 425.
- [18] W. Greiner, Quantenphysik, Harri Deutsch Verlag.
- [19] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger, Kern- und Elementarteilchenphysik, p. 439.
- [20] K.-L. Kratz und G. Herrmann, Z. Phys. 263, 435 (1973).
- [21] D.M. Madland und J.R. Nix, Nucl. Phys. A476, 1 (1988).
- [22] P.G. Hansen und B. Jonson, Particle Emission from Nuclei III, 157, CRC Press (1989).
- [23] P. Möller und J. Randrup, Nucl. Phys. A514, 1 (1990).
- [24] E. Rolfs und S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, University of Chicago Press.
- [25] T. Mayer-Kuckuck, Atomphysik, Teubner Stuttgart.
- [26] K.-L. Kratz, *et al.*, Proc. Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, Sannibel Island Nov. 1997, Ed. J.H. Hamilton and A.V. Ramayya, World Scientific Press, Singapore, p. 586 (1998).
- [27] V.I. Mishin *et al.*, Nucl. Inst. Meth. B73, 550 (1993).
- [28] Y. Jading, Dissertation, Institut für Kernchemie, Universität Mainz (1996).
- [29] V.N. Fedoseyev *et al.*, Nucl. Inst. and Methods in Phys. Res. B126, 88-91 (1997).

- [30] F. Scheerer, Dissertation, Universität Mainz (1993); GSI Report ISSN 0171-4546.
- [31] Y. Jading *et al.*, Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. B126, 76-80 (1997).
- [32] C. Corliss und J. Sugar, J. Phys. Chem. Ref. Data 6, 1253 (1977).
- [33] V.N. Fedoseyev *et al.*, Nucl. Instr. and Methods in Physics Res. B126, 88-91 (1997).
- [34] N. Erdmann, *et al.*, Appl. Phys. B66, 431 (1998).
- [35] J. Lettry *et al.* Rev. Sci. Instrum. 69, 761 (1998).
- [36] V.N. Fedoseyev, V.I. Mishin, Scientific Report 436 RUS 17/18/96.
- [37] E. Kugler *et al.*, Nucl. Inst. Meth. B70, 41 (1992).
- [38] U. Tharun, Bedienungsanleitung zur Schritt-Motor-Steuerung Vers. 1.0 (1997).
- [39] M. Hannawald, Diplomarbeit, Institut für Kernchemie, Universität Mainz (1997).
- [40] R.B. Firestone *et al.*, Table of Isotopes, 8<sup>th</sup> Edition, Wiley, New York (1996).
- [41] P. Möller *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables 59, 183 (1995); 66, 131 (1997).
- [42] G. Audi *et al.*, Nucl. Phys. A624, 1 (1997).
- [43] F. Ameil *et al.*, Eur. Phys. J. A1, 275 (1998).
- [44] Y. Aboussir *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables 61, 127 (1995).
- [45] M. Hannawald *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82, 1391 (1999)
- [46] B. Pfeiffer, private Mitteilung.

- [47] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Studienbücher.
- [48] F. Azaiez und O. Sorlin, Nucl. Phys. News 8, 34 (1998).
- [49] S. Raman und C.W. Nestor Phys. Rev. C43, 556 (1991).
- [50] R. Lecomte *et al.*, Phys. Rev. C22, 1530 und 2420 (1980).
- [51] M. Huhta *et al.*, Phys. Rev. C58, 3187 (1998).
- [52] B. Fogelberg und J. Blomqvist, Nucl. Phys. A429, 205 (1984).
- [53] E. Lund *et al.*, Z. Phys. A294, 233 (1980).
- [54] K.-L. Kratz, Rev. Mod. Astr. Vol 1, 184 (1988).
- [55] K.-L. Kratz *et al.*, Z. Phys. A325, 489 (1986),
- [56] P. Möller *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables 66, 131 (1997).
- [57] K.-L. Kratz, in: *ENAM 98*, AIP Conf. Proc. 455, 827 (1998).
- [58] K.-L. Kratz *et al.*, New Information on r-Process Nuclei, proc. of the conf. "10th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Rel. Topics", Santa Fe, (1999).
- [59] K.-L. Kratz *et al.*, Ap. J. 403, 216 (1993).
- [60] F.-K. Thielemann *et al.*, Nucl. Phys. A570, 329c (1994).
- [61] K.-L. Kratz *et al.*, Nucl. Phys. A630, 352c (1998).
- [62] B. Chen *et al.*, Phys. Lett. B355, 37 (1995).
- [63] J.M. Pearson *et al.*, Phys. Lett. B397, 455 (1996); und ETFSI-Q Mass Table, priv. Mitteilung.
- [64] E.R. Hilf *et al.*, CERN-Rep. 76-13, 142 (1976).
- [65] W.D. Myers und W.J. Swiatecki, Report LBL-36803 (1994); Nucl. Phys. A601, 141 (1996).



- [66] S. Gorliely und B. Clerbaux, *Astrophys.* 346, 798 (1999).
- [67] M. Arnould und K. Takahashi, *Rep. Prog. Phys.* 62, 393 (1999).
- [68] J. Dobaczewski, HFB/SkP Mass Table, priv. Mitteilung.
- [69] J. Dobaczewski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 72, 981 (1994).
- [70] B. Pfeiffer *et al.*, *Acta Physica Polonica* B27, 475 (1996).
- [71] I. Ragnarsson und R.K. Sheline, *Phys. Scr.* 29, 385 (1984).
- [72] P. Hoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 77, 1020 (1996).



# Danksagung

An dieser Stelle sei allen gedankt, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben. Mein Dank richtet sich insbesondere an:

- Herrn Prof. K-L. Kratz, der mir die Möglichkeit gab, auf dem überaus interessanten Gebiet der nuklearen Astrophysik tätig zu werden. Ferner danke ich ihm für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit sowie für die zahlreichen mir ermöglichten Auslandsaufenthalte.
- Herrn Dr. B. Pfeiffer danke ich für die Unterstützung bei den QRPA-Rechnungen sowie für Tips und Anregungen, die die Qualität der Arbeit gefördert haben.
- I would like to thank Prof. Bill Walters for his support during the experiments at ISOLDE and for his inspiring and informative discussions.
- Meinen Kollegen im Arbeitskreis danke ich für ihre Hilfsbereitschaft, Unterstützung und das stets angenehme Arbeitsklima.