

# **Kernspektroskopische Untersuchungen in der $^{132}\text{Sn}$ -Region**

## **Dissertation**

zur Erlangung des Grades eines  
„Doktors der Naturwissenschaften“

im Fachbereich Chemie, Pharmazie und Geowissenschaften (FB 09)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

**Oliver Arndt**

geboren in Wiesbaden

Oktober 2007



Für Holger,  
der das Ende dieser Arbeit leider nicht mehr erleben konnte

---



# Inhalt

## **Inhaltsverzeichnis**

Inhalt	5
Inhaltsverzeichnis	5
Abbildungsverzeichnis	8
Tabellenverzeichnis	11
0. Zusammenfassung	13
1. Einleitung	15
1.1. Astrophysikalische Grundlagen der Nukleosynthese	15
1.2. Big Bang und primordiale Nukleosynthese	16
1.3. Nukleosynthese in Sternen durch Fusionsprozesse	19
1.3.1. Wasserstoffbrennen	20
1.3.2. Heliumbrennen	21
1.3.3. Weitere Brennprozesse	22
1.4. Das Ende von Sternen	24
1.5. Weitere Nukleosyntheseprozesse	26
1.5.1. Neutroneneinfangprozesse	27
1.5.1.1. Der s-Prozess	27
1.5.1.2. Der r-Prozess	28
1.5.2. Weitere Nukleosyntheseprozesse	31
1.5.2.1. Der rp-Prozess	31
1.5.2.2. Der p-Prozess	32
1.6. Untersuchungsmethoden	33
1.6.1. Produktion von exotischen Kernen	33
1.6.1.1. Spallation	33
1.6.1.2. Spaltung	34
1.6.1.3. Fragmentation	35
1.6.1.4. Inflight- und Online-Massenseparation	35
1.6.2. Detektion von radioaktiver Strahlung	36
1.6.2.1. $\gamma$ -Strahlung	36
1.6.2.2. $\beta$ -Strahlung	36
1.6.2.3. Neutronenstrahlung	37
1.7. Motivation	38
2. Theoretische Grundlagen	39
2.1. Theorie des $\beta$ -Zerfalls	39
2.1.1.1. Fermitheorie	40
2.1.1.2. Fermi- und Gamow-Teller-Übergänge	42
2.1.1.3. Der $\beta$ -verzögerte Neutronenzerfall	43
2.2. Allgemeine Grundlagen des $\gamma$ -Zerfall	45
2.2.1. Multipolordnung	45
2.2.2. Elektrische und magnetische Multipolstrahlung	45
2.2.3. Auswahlregeln	46
2.3. Kernmodelle	47
2.3.1. Das Tröpfchenmodell	47
2.3.2. Das Schalenmodell	50
2.3.3. Grundlagen des QRPA-Modells	52
2.4. Der r-Prozess	56

---

2.4.1.	Astrophysikalische Szenarien für der r-Prozess	56
2.4.1.1.	Das Modell der Hoch-Entropie-Blase	58
2.4.1.2.	Der $\alpha$ -Prozess	58
2.4.1.3.	Der r-Prozessboulevard	59
2.4.1.4.	Prozessdauer	59
2.4.2.	Das „Waiting-Point“-Konzept	60
2.4.3.	Theoretische Betrachtung des r-Prozesses	62
3.	Experimentelle Grundlagen	66
3.1.	Produktion exotischer Nuklide an CERN/ISOLDE	67
3.1.1.	Neutronen-Konverter	67
3.1.2.	Ionenquellen	69
3.1.2.1.	Oberflächenionisationsquellen	69
3.1.2.2.	Plasmaquellen	70
3.1.2.3.	Laserionenquellen	71
3.1.3.	Massenseparatoren	76
3.1.3.1.	General Purpose Separator (GPS)	77
3.1.3.2.	High Resolution Separator (HRS)	77
3.2.	Experimente an CERN/ISOLDE	79
3.2.1.	Allgemeiner Aufbau	79
3.2.1.1.	$\gamma$ -Setup für Spektroskopie-Experimente	80
3.2.1.2.	Der Mainzer Long-Counter-Neutronenzähler	83
3.2.1.3.	Der $n\gamma$ -Koinzidenzaufbau	86
3.2.2.	Datenaufnahme	88
4.	Ergebnisse	90
4.1.	Technische Entwicklungen	90
4.1.1.	Massenauflösung und Transportzeiten	90
4.1.2.	Targets mit temperaturkontrollierter (Quarz-)Transferline	92
4.1.3.	Molekulare Seitenbänder	95
4.1.3.1.	Ausbeuten für neutronenreiche Zinnisotope	99
4.1.4.	$n\gamma$ -Koinzidenzsetup	103
4.2.	Messung von $\beta$ -verzögerten Neutronen	106
4.2.1.	Auswertemethoden	106
4.2.2.	Neutronenreiche Zinnisotope (IS 378)	108
4.2.2.1.	$^{137}\text{Sn}$	108
4.2.2.2.	$^{138}\text{Sn}$	109
4.2.3.	Neutronenreiche Antimonisotope (IS 434)	111
4.2.3.1.	$^{137}\text{Sb}$	112
4.2.3.2.	$^{138}\text{Sb}$	113
4.2.3.3.	$^{139}\text{Sb}$	113
4.2.4.	Neutronenreiche Tellurisotope (IS 434)	115
4.3.	Neue $\gamma$ -Daten für $^{136}\text{Sn}$	116
4.3.1.	Auswertemethoden	116
4.3.2.	$^{136}\text{Sn}$	117
4.4.	Neutron-Gamma-Koinzidenz	122
4.4.1.	$^{252}\text{Cf}$ -Test (Off-Line Test)	122
4.4.2.	$^{97}\text{Rb}$ -Test (On-Line Test an CERN/ISOLDE)	123
5.	Diskussion der Ergebnisse	126
5.1.	Technische Gegebenheiten und Entwicklung	126
5.1.1.	$n\gamma$ -Koinzidenzmessungen	127
5.2.	Neue $\gamma$ -Linien für $^{136}\text{Sn}$	128
5.3.	Neue Halbwertszeiten (Sn-, Sb- und Te-Isotope)	128

---

---

5.3.1.	IS 434 ( $^{137-139}\text{Sb}$ , $^{139}\text{Te}$ )	128
5.3.2.	IS 378 ( $^{137,138}\text{Sn}$ )	133
5.3.3.	Vergleich von Theorie mit Experiment	135
5.4.	Astrophysikalische Auswirkungen	137
6.	Ausblick	140
	Literaturverzeichnis	143

---

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 1	Herzsprung-Russel-Diagramm.	16
Abb. 2	Expansion des Universums nach dem Urknall.	17
Abb. 3	Zeitskala des Universums vom Urknall bis heute.	18
Abb. 4	Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon.	19
Abb. 5	pp-Ketten beim Wasserstoffbrennen.	20
Abb. 6	Der CNO-Zyklus.	21
Abb. 7	Tripel- $\alpha$ -Prozess.	22
Abb. 8	Schnitt durch einen Roten Riesen während des He-Brennens.	24
Abb. 9	Die verschiedenen Entwicklungsstadien von Sternen.	25
Abb. 10	Graphische Darstellung einer Kernkollaps-Supernova.	25
Abb. 11	Der s-Prozesspfad zwischen $^{56}\text{Fe}$ und der $N=50$ -Schale..	27
Abb. 12	Relative Häufigkeitsverteilung der Elemente im Sonnensystem.	29
Abb. 13	Reaktionspfade für den rp-Prozess.	31
Abb. 14	Übersicht über alle wesentlichen Nukleosyntheseprozesse.	32
Abb. 15	Schematische Darstellung einer Spallationsreaktion.	34
Abb. 16	Schematische Darstellung der Kernspaltung.	35
Abb. 17	Blockschaltbild einer Detektionseinheit eines Proportionalzählrohrs.	37
Abb. 18	Freymandiagramm des Zerfalls eines Neutrons in ein Proton.	39
Abb. 19	Schematische Darstellung der $\beta$ -verzögerten Neutronenemission.	43
Abb. 20	Bindungsenergie für Kerne mit gleicher Massenzahl $A$ .	49
Abb. 21	Die verschiedenen Potentialformen im Vergleich.	50
Abb. 22	Potentialverlauf eines Atomkerns im Fermigasmodell.	51
Abb. 23	Energieniveaufolge des Schalenmodells mit Spin-Bahn-Aufspaltung.	53
Abb. 24	Der r-Prozesspfad und seine Korrelation mit den solaren r-Häufigkeiten nach P. Möller.	57
Abb. 25	Der r-Prozesspfad am $N = 82$ Schalenabschluss.	60
Abb. 26	Vergleich der Vorhersage der solaren r-Häufigkeiten von ETFSI-1 mit ETFSI-Q.	63
Abb. 27	Lageplan der ISOLDE-Halle am CERN.	66
Abb. 28	Erzeugung von Ionenstrahlen an CERN/ISOLDE.	67
Abb. 29	Kernreaktionen im Target.	68
Abb. 30	UC <sub>2</sub> -C Target #208: W-Oberfläche mit W-Konverter.	68
Abb. 31	ISOLDE-Target #183 mit verformten Ta-Neutronenkonverter.	69
Abb. 32	Schematischer Aufbau einer Oberflächenionisationsquelle.	70
Abb. 33	Schematischer Aufbau einer Plasmaionenquelle.	70
Abb. 34	Schematischer Aufbau einer gekühlten Plasmaionenquelle.	71
Abb. 35	Motivation für eine Laserionenquelle.	72
Abb. 36	Aufbau des RILIS-Systems an CERN/ISOLDE.	73
Abb. 37	Das Lasersystem an CERN/ISOLDE.	74
Abb. 38	Ionisationsschema für Antimon.	75
Abb. 39	Hyperfeinaufspaltung bei $^{127}\text{Ag}$ .	75
Abb. 40	Derzeit an CERN/ISOLDE verfügbare Ionenstrahlen.	76
Abb. 41	Schematischer Aufbau des GPS an CERN/ISOLDE.	77
Abb. 42	Schematischer Aufbau des HRS an CERN/ISOLDE.	77
Abb. 43	Targetzone an CERN/ISOLDE.	78



---

Abb. 44	Blick auf die Strahlrohre LA 1 und LA 2 in der ISOLDE-Halle.	79
Abb. 45	Blockschaltbild für $\gamma$ -Detektoren.	81
Abb. 46	Zeitast der Messelektronik.	81
Abb. 47	Koinzidenzschaltung für zwei $\gamma$ -Detektoren und ein $\beta$ -Teleskop.	82
Abb. 48	Blockschaltprogramm eines $\beta$ -Teleskops.	82
Abb. 49	Blick auf den $\gamma$ -Setup an LA1 bei CERN/ISOLDE.	83
Abb. 50	Schematische Darstellung der Ringsegmente des Mainzer Neutronenzählers.	84
Abb. 51	Blockschaltbild für den Neutronenzähler.	85
Abb. 52	Der Mainzer <i>Neutron-Long-Counter</i> .	86
Abb. 53	Blockschaltbild für den $n\gamma$ -Koinzidenzaufbau.	87
Abb. 54	Blick auf die Mess- und Auswerteelektronik.	89
Abb. 55	Geforderte minimale Massenauflösung für eine mögliche Isobarentrennung in der Massenregion um $A = 132$ .	90
Abb. 56	Massenscan für $A = 126$ für die Elemente Ag, Cd, Cs und In.	91
Abb. 57	Einfluss der Temperatur auf die Emittanz einer Laserionenquelle.	92
Abb. 58	Thermatochromagramm eines Gemisches von Ag, Cd, Cs, In, Rb und Zn auf Quarzglas.	93
Abb. 59	Laser-Off-Spektrum für Masse $A = 131$ .	93
Abb. 60	Prototyp eines Targets mit temperaturkontrollierter Quarztransferline (#UC2_313).	94
Abb. 61	Volatilitätsänderungen von Antimon, Germanium und Zinn durch Zugabe von Schwefel.	96
Abb. 62	Bildungswahrscheinlichkeiten der Sulfide von Ge und Sn.	97
Abb. 63	Schematischer Aufbau der für das SnS-Experiment benutzten Target/Ionenquelleneinheit.	98
Abb. 64	$\gamma$ -Spektrum von $^{131}\text{Sn}$ als $^{131}\text{Sn}^{34}\text{S}^+$ ( $A = 165$ ).	99
Abb. 65	Verteilung der schwefelhaltiger Spezies im Massenbereich $A = 1$ bis $A = 80$ .	100
Abb. 66	Voller Massenscan für das SnS-Seitenband-Target.	101
Abb. 67	Intensitäten innerhalb des $\text{SnS}^+$ -Seitenbandes für die neutronenreichen Zinnisotope bei ISOLDE.	102
Abb. 68	Charakteristik der einzelnen Ringsegmente des Mainzer Neutronenzählers.	104
Abb. 69	Differenzspektrum von $^{137}\text{Sn}$ .	108
Abb. 70	Zerfallskurve von $^{138}\text{Sn}$ (IS 378, Sommer 2002).	109
Abb. 71	Zerfallskurve von $^{138}\text{Sn}$ nach Reduktion der überlagernden Schwingung durch A. Hecht.	110
Abb. 72	Systematik der Halbwertszeiten der Zinnisotope.	110
Abb. 73	Massenscan des Targets #UC2 303.	111
Abb. 74	Vergleich von <i>Laser On</i> - und <i>Laser Off</i> -Spektren für die Masse $A = 137$ .	112
Abb. 75	Differenzspektrum von $^{137}\text{Sb}$ .	112
Abb. 76	Differenzspektrum für $^{138}\text{Sb}$ .	113
Abb. 77	Differenzspektren von $^{139}\text{Sb}$ .	114
Abb. 78	Systematische Entwicklung der Halbwertszeiten der Antimonisotope von $^{134}\text{Sb}$ bis $^{139}\text{Sb}$ .	115
Abb. 79	$\gamma$ -Spektrum der Masse $A = 170$ für $^{136}\text{Sn}^{34}\text{S}^+$ .	116
Abb. 80	QRPA-Rechnung für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{136}\text{Sn}$ in $^{136}\text{Sb}$ .	121
Abb. 81	Original $\gamma$ -Spektrum und $n\gamma$ -Koinzidenzspektrum von $^{252}\text{Cf}$ .	122
Abb. 82	$n\gamma$ -Koinzidenzspektrum für $^{97}\text{Rb}$ .	124

---

Abb. 83	Zeitspektrum für die $^{97}\text{Rb}$ -Spektren.	124
Abb. 84	QRPA-Rechnung für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{137}\text{Sb}$ in $^{137}\text{Te}$ .	129
Abb. 85	QRPA-Rechnung für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{138}\text{Sb}$ in $^{138}\text{Te}$ .	130
Abb. 86	QRPA-Rechnung für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{139}\text{Sb}$ in $^{139}\text{Te}$ .	131
Abb. 87	QRPA-Rechnung für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{139}\text{Te}$ in $^{139}\text{I}$ .	132
Abb. 88	QRPA-Rechnung für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{137}\text{Sn}$ in $^{137}\text{Sb}$ .	133
Abb. 89	QRPA-Rechnung für den $\beta^-$ -Zerfall von $^{138}\text{Sn}$ in $^{138}\text{Sb}$ .	134
Abb. 90	Entwicklung der Deformationsparameter im Massenbereich $A = 136 - 137$ für Sn, Sb und Te	136
Abb. 91	Entwicklung der <i>Waiting-Points</i> bei unterschiedlichen Neutronenflüssen.	137
Abb. 92	Relative Häufigkeiten der neutronenreichen Nuklide in den Isotopenketten von Sn, Sb und Te.	138
Abb. 93	Effekt der neuen Halbwertszeiten auf die theoretischen Häufigkeiten in der abfallenden Flanke des $A \sim 130$ -Peaks.	139

---

---

**Tabellenverzeichnis**

<i>Tabelle 1</i>	<i>Die Übergangsarten und die dazugehörigen log ft-Werte</i>	<i>42</i>
<i>Tabelle 2</i>	<i>Empirische Werte für die Koeffizienten der „Weizsäckerischen Massenformel“</i>	<i>49</i>
<i>Tabelle 3</i>	<i>Standardeinstellungen für die TSCAs am Mainzer Neutronenzähler</i>	<i>85</i>
<i>Tabelle 4</i>	<i>Kandidaten für neue <math>\gamma</math>-Linien aus dem <math>^{136}\text{Sn}</math>-Zerfall und ihre relativen Emissionswahrscheinlichkeiten.</i>	<i>117</i>
<i>Tabelle 5</i>	<i>Gefundene <math>\gamma</math>-Linien für das molekulare Seitenband <math>\text{SnS}^+</math> bei Masse 170.</i>	<i>118</i>
<i>Tabelle 6</i>	<i>Beobachtete <math>\gamma</math>-Übergänge in Niveaus von <math>^{96}\text{Sr}</math> nach <math>\beta\text{dn}</math>-Zerfall von <math>^{97}\text{Rb}</math></i>	<i>123</i>
<i>Tabelle 7</i>	<i>Beobachtete <math>\gamma</math>-Übergänge in Niveaus von <math>^{97}\text{Sr}</math> nach <math>\beta</math>-Zerfall von <math>^{97}\text{Rb}</math></i>	<i>123</i>
<i>Tabelle 8</i>	<i>Zusammenfassung und Vergleich der Ergebnisse mit dem QRPA-Modell</i>	<i>135</i>

---



## **0. Zusammenfassung**

In der vorliegenden Arbeit werden die r-Prozesskerne rund um den  $N=82$ -Schalenabschluß untersucht. Dabei gelang es die bisher unbekanntenen Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werte der Antimonisotope  $^{137-139}\text{Sb}$  und von  $^{139}\text{Te}$  zu messen. Des Weiteren wurden die Ergebnisse von Shergur et. al. zu extrem neutronenreichen Zinnisotopen ( $^{137,138}\text{Sn}$ ) mit neuen Messungen untermauert und verbessert. Alle erhaltenen Ergebnisse werden mit entsprechenden Modellrechnungen verglichen und ihr Einfluss auf moderne Netzwerkrechnungen zum r-Prozess diskutiert.

Des Weiteren gelang erstmalig die Aufnahmen von  $\gamma$ -spektroskopischen Daten für das r-Prozessnuclid  $^{136}\text{Sn}$  in Singlespektren.

Aufgrund der hinlänglich bekannten Probleme mit Isobarenkontaminationen für Ionenstrahlen von sehr exotischen Molekülen an ISOL-Einrichtungen werden unterschiedliche technische Entwicklungen zur Verbesserung der Strahlqualität aufgezeigt. Ein besonderer Schwerpunkt liegt hier auf der neu eingeführten Technik der molekularen Seitenbänder an Massenseparatoren. Hier gelang es durch gezielte Zugabe von Schwefel in das Target ein starke  $\text{SnS}^+$ -Seitenband zu etablieren und so bei guter Strahlintensität eine deutliche Reduktion des Isobarenuntergrunds zu erreichen.

Ebenso werden die Möglichkeiten einer temperaturkontrollierten Quarztransferline zwischen Target und Ionenquelle zur Minimierung von Kontaminationen besprochen.

Zur Verbesserung der Selektivität von Experimenten an sehr neutronenreichen Elementen wurde ein Detektorsystem zur  $n\gamma$ -Koinzidenzmessung entwickelt. Im Gegensatz zu früheren Versuchen dieser Art, gelang es durch eine entsprechende neue Elektronik striktere Koinzidenzbedingungen zu realisieren und so das Koinzidenzfenster deutlich zu verkleinern.

## **Abstract**

In this work investigations on r-process nuclides around the  $N = 82$  shell closure are done. The so far unknown half-lives and  $P_n$ -values of  $^{137-139}\text{Sb}$  and  $^{139}\text{Te}$  and their impact to r-process theory are given. Further the results of Shergur et. al. of neutron rich tin ( $^{137,138}\text{Sn}$ ) are verified and in some points improved.

New data on  $\gamma$ -decay spectroscopy for  $^{136}\text{Sn}$  from single spectra is published.

To improve beam quality and solve long known problems on ISOL-facilities with isobaric contamination, new techniques are discussed. A special focus is on molecular sidebands, which is first time adapted to a target/ion source unit in a mass separation facility. It was possible to create a strong  $\text{SnS}^+$  sideband and in this way to reduce isobaric background with good beam intensities.

On the other hand, a target with temperature controlled transfer line was build and its characteristics are discussed.

To improve selectivity of a given experiment on neutron rich nuclei a new detector system for  $n\gamma$ -coincidences was developed. Due to a special electronically setup of the new system it was possible to downsize the coincidence window compared to earlier attempts.



---

# 1. Einleitung

Der Mensch ist schon immer von der Frage bewegt, wo der Ursprung allen Seins zu finden ist. Naturwissenschaftler aller Fakultäten bemühten und bemühen sich noch, eine Antwort auf diese Fragen zu finden. So ist der Chemiker nicht nur an den Elementen und ihren Verbindungen interessiert, sondern auch an deren Ursprung. „*Chemists have been interested from time immemorial in the chemical composition of the world around us*“, C. D. Coryell<sup>1</sup>. Die Frage nach dem Ursprung lässt sich allerdings nicht von einer Fachrichtung allein beantworten. Vielmehr muss von einem interdisziplinären Ansatz ausgegangen werden, in dem Teilgebiete der Astro-, der Teilchen- und Kernphysik mit Bereichen der Kern- und Kosmochemie kombiniert werden und so zu neuen Lösungsansätzen für die bekannten Probleme der Nukleosynthese führen.

Die Astrophysik gibt hierbei den großen, alles übergreifenden Rahmen für die Szenarien der Nukleosyntheseprozesse in unserem Universum vor. Daten aus der Kernphysik, wie zum Beispiel Lage von Energieniveaus, Kernspin, Paritäten oder  $\beta$ -Halbwertszeiten, geben die Basis, von der aus neue Modelle zur Nukleosynthese erarbeitet werden können. Die Ergebnisse aus dem Bereich der Kern- und Kosmochemie können zum Test eben dieser Modelle herangezogen werden, da Meteorite zum Teil die chemischen Bedingungen zu Beginn unseres Sonnensystems oder sogar aus noch älterer Zeit quasi eingefroren haben. Durch die Analyse dieser Boten aus dem All ist es möglich, die Vorhersagen einzelner Modelle zu verifizieren. Auch durch optische Spektroskopie von atomaren und molekularen Absorptionsbanden lassen sich die Vorgänge in Sternen aufklären. Observationen der Astronomie runden das Gesamtbild ab. So ergibt sich aus all diesen zunächst von einander losgelösten Einzeldisziplinen ein stark von einander abhängiges wissenschaftliches Netzwerk zur Klärung einer der fundamentalsten Fragen der Naturwissenschaften.

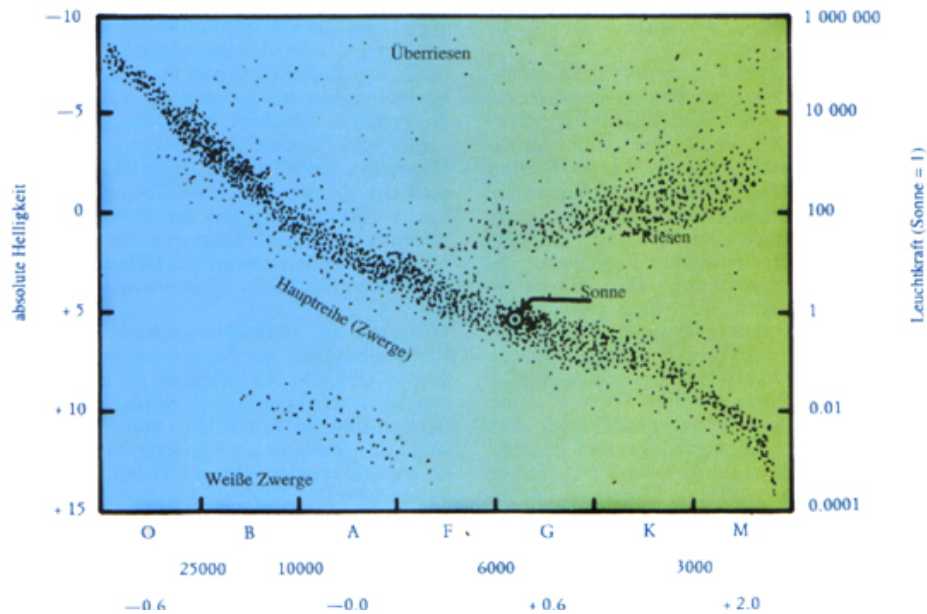
Aus diesem Grund soll hier zunächst eine kurze Einführung in die astrophysikalischen Grundlagen der Nukleosynthese gegeben werden, um dem Leser den Einstieg in die nukleare Astrophysik etwas zu erleichtern.

## 1.1. ***Astrophysikalische Grundlagen der Nukleosynthese***

Astronomen haben sich immer gefragt, warum die Sterne am Nachthimmel leuchten und die Sonne jeden Tag die Erde aufs Neue erhellt. Welche Prozesse spenden den Sternen ihre Energie, welche Vorgänge bestimmen ihr Leben, und sind Sterne für die Ewigkeit geschaffen? Am Anfang des letzten Jahrhunderts konnten diese Fragen zumindest qualitativ beantwortet und eine Evolution der Sterne aufgestellt werden. E. Hertzsprung und H. N. Russell fassten die damaligen Ergebnisse unabhängig von einander in dem später nach ihnen benannten „*Hertzsprung-Russell-Diagramm*“ zusammen. In diesem Diagramm wird die absolute Helligkeit gegen die Oberflächentemperatur aufgetragen. Ordnet man nun willkürlich ausgewählte Sterne in dieses Diagramm ein so erkennt man, dass die meisten Sterne sich auf einer von links oben nach rechts unten führenden Diagonale liegen, der so genannten Hauptreihe (vgl. Abb. 1).

Die Einordnung eines Sterns in das Diagramm ist aber nicht absolut, sondern ein Stern bewegt sich im Laufe seines Daseins innerhalb des Diagramms. Hierbei zeigen Änderungen seiner Oberflächentemperatur oder seiner Spektralklasse Verände-

---



**Abb. 1 Hertzsprung-Russel-Diagramm**  
 Auftragung der absoluten Helligkeit gegen die Oberflächentemperatur. Ein Stern bewegt sich im Laufe seines Lebens innerhalb dieses Diagramms.

rungen der Vorgänge in seinem Inneren an. So gelang es, unterschiedliche Evolutionsstadien von Sternen mit unterschiedlichen Erscheinungsformen derselbigen zu verknüpfen und einer bestimmten Position im Hertzsprung-Russell-Diagramm zuzuweisen. Dies ermöglichte erstmals die Zuordnung von bestimmten astronomischen Objekten zu einzelnen Phasen der Sternentwicklung.

Mit dem Wissen um die Vorgänge im Inneren von Sternen ergab sich bald auch das Wissen um die Herkunft der leichteren Elemente im Universum, die in Sternen erbrütet werden. Aus den Vorgängen beim Tod von Sternen ließen sich Theorien ableiten, die Szenarien zur Synthese der schwereren Elemente beschreiben.

## 1.2. Big Bang und primordiale Nukleosynthese

Unser Universum bildete sich vor ca. 14 Milliarden Jahren mit dem so genannten „Urknall“. Hierbei entstand der Kosmos nach den heute akzeptierten Theorien aus einer Singularität heraus. Die dabei auftretenden Dichten und Temperaturen waren in den Anfangsphasen mit ca.  $10^{94}$  g/cm<sup>3</sup> und  $10^{32}$  K so hoch, dass zunächst keine Materie, wie wir sie heute kennen, existieren konnte. Alle bis heute bekannten physikalischen Gesetzmäßigkeiten zur Beschreibung des Universums versagen hier. Nach der allgemeinen Feldtheorie sollen allerdings in diesem Zustand des Universums alle vier Kräfte der Natur zu einer Grundkraft vereinigt sein. Gleichzeitig unterschreitet die räumliche Ausdehnung die Planck-Länge ( $1,61624 \cdot 10^{-35}$  m), so dass sich prinzipiell keine sinnvollen Aussagen über Raum oder Zeit in dieser Phase des Universums, der so genannten Planckära, machen lassen.

Nach  $10^{-43}$  Sekunden beginnt die GUT-Ära (*Grand Unified Theorie*). Hier spaltet sich die Gravitation von der Grundkraft der Planckära ab. Die drei restlichen Wechselwirkungen bildeten nun die GUT-Kraft. Weitere Symmetriebrechungen ereigneten sich später noch zweimal. Aufgrund der hohen Temperatur und der hohen Dichte wandelt sich ständig Strahlung gemäß der Relativitätstheorie in Materie um und umgekehrt. Über die Natur der dabei entstandenen Teilchen lassen sich aber



keine Aussagen machen. Sicher scheint nur, dass sich neben einer Vielzahl von sehr exotischen Teilchen auch die ersten Baryonen bildeten. Aufgrund einer noch nicht ganz verstandenen Asymmetrie in der GUT-Kraft bildete sich hierbei ein winziger Überschuss an Materie im Vergleich zu Antimaterie, die so genannte Baryogenese. Dieser winzige Überschuss von etwa einem Milliardstel stellt den Grundstein aller Materie dar, die wir heute beobachten.

Bei einer Temperatur von etwa  $10^{27}$  K ( $10^{-36}$  Sekunden nach dem Urknall) spaltete sich, aufgrund eines „Phasenübergangs“ – vergleichbar mit dem Phasenübergang bei der Kristallisation von Wasser zu Eis –, die Starke Wechselwirkung von der

GUT-Kraft ab. Die dabei freiwerdende Energie führte zu einer beschleunigten Ausdehnung des frühen Universums, man spricht auch vom inflationären Universum, wobei zwischen  $10^{-35}$  und  $10^{-33}$  Sekunden eine Expansion um das  $10^{50}$  fache angenommen wird. Diese immer noch unbewiesene Theorie liefert für viele Fragen der Kosmologie eine Reihe von Erklärungen, wie zum Beispiel auf die Frage nach der geringen Krümmung des Raums (Flachheitsproblem), die Entstehung von Galaxienhaufen, oder warum es keine magnetischen Monopole gibt. Dabei steht die Tatsache einer überlichtschnellen Ausdehnung nicht mit der Relativitätstheorie im Konflikt, da hier nur eine Obergrenze für die Bewegung im Raum angegeben wird. Der Raum selbst darf sich mit jeder beliebigen Geschwindigkeit ausdehnen<sup>2</sup>.

Da sich das Universum in seinen Anfangsstadien sehr schnell ausdehnte, sanken Temperatur und Dichte schnell ab. Schon nach  $10^{-33}$  Sekunden hatte die Temperatur etwa  $10^{24}$  K erreicht und die ersten Quarks und Antiquarks konnten sich bilden. Aufgrund der extrem hohen Temperaturen und der extrem kurzen Zeit zwischen zwei Stößen konnten sich aber zunächst keine stabilen Protonen oder Neutronen bilden, sondern die Quarks lagen in einem so genannten Quark-Gluon-Plasma als annähernd freie Teilchen vor. Schwerere Teilchen, wie zum Beispiel das X-Boson zerfielen aufgrund ihrer Instabilität wieder und konnten wegen der weiter fallenden Temperatur nicht wieder aus Strahlung nachgebildet werden. Nach  $10^{-12}$  Sekunden erreichte die Temperatur dann schließlich  $10^{16}$  K und die elektroschwache Kraft spaltete sich in die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetische Kraft auf. Somit waren alle vier heutigen Grundkräfte entstanden.

Nach  $10^{-6}$  Sekunden bildeten sich dann die ersten Hadronen aus den Quarks, da die Temperatur des noch jungen Universums unter  $10^{13}$  K fiel und so die schon früher gebildeten Quarks nicht mehr ungebunden existieren konnten. Mit abnehmender Temperatur zerfielen die schwereren Hadronen bis schließlich nur noch die Neutronen und Protonen und deren Antiteilchen übrig blieben. Durch die ständige Umwandlung von Neutronen in Protonen und umgekehrt entstanden in dieser Zeit auch eine große Anzahl von Neutrinos.

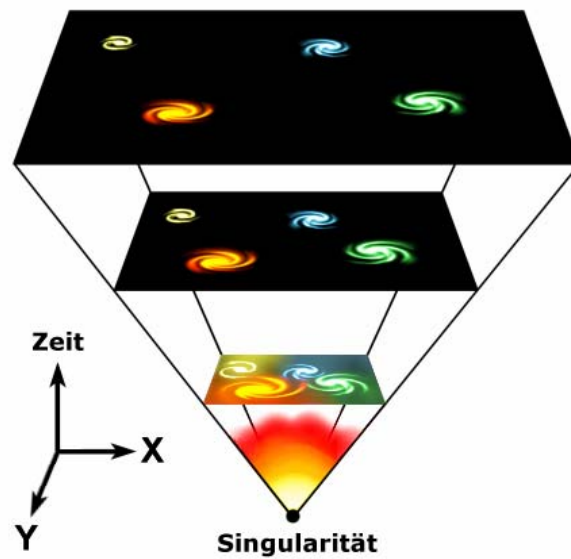


Abb. 2 Expansion des Universums nach dem Urknall aus einer Singularität heraus

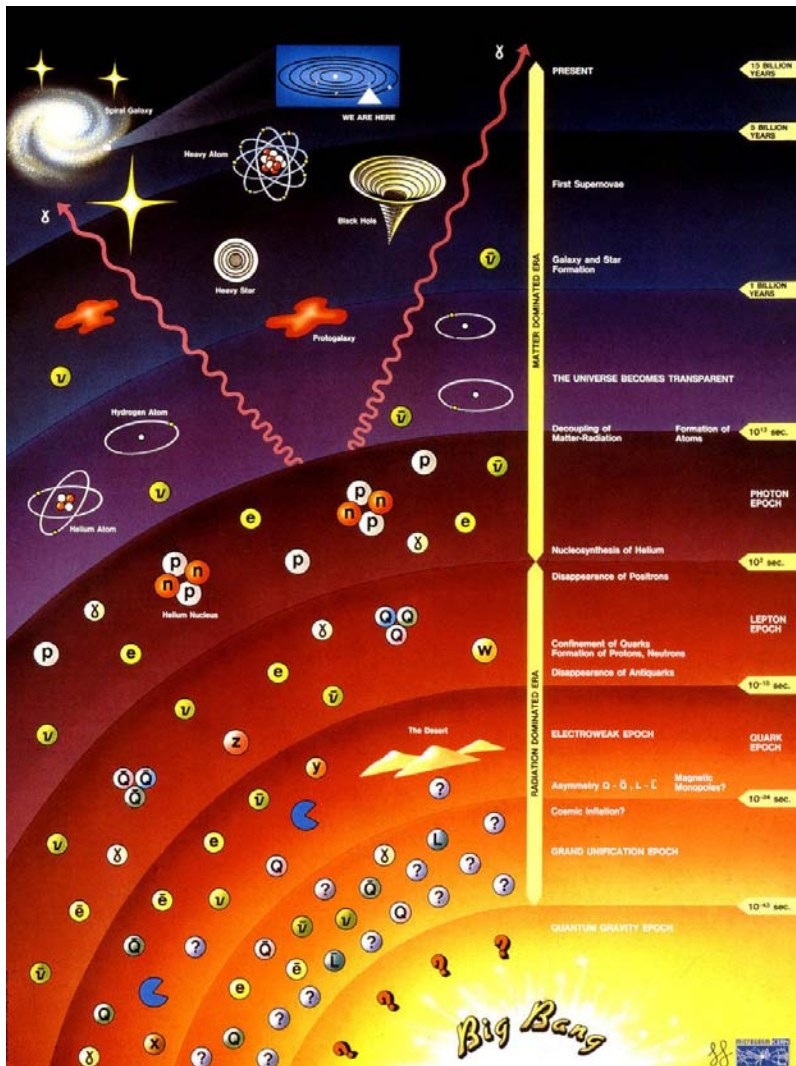


Abb. 3 Zeitskala des Universums vom Urknall bis heute. Dargestellt sind jeweils die Spezies, die sich zum jeweiligen Zeitpunkt entwickelten

steine, aus denen sich unser Universum heute zusammensetzt, abgeschlossen.

Etwa 10 Sekunden nach dem Big Bang und bei Temperaturen von etwa  $10^9$  K begannen sich die ersten Atomkerne durch Kernfusion zu bilden. Dieser Prozess wird primordiale Nukleosynthese genannt. Dabei bildeten sich aus den zuvor entstandenen Nukleonen ca. 25% Helium-4 ( $^4\text{He}$ ), etwa 0,001% Deuterium ( $^2\text{H}$ ) sowie Spuren von Tritium ( $^3\text{H}$ ), Helium-3 ( $^3\text{He}$ ), Lithium und Beryllium. Die restlichen 75% Protonen stellen die späteren Wasserstoffkerne. Diese Zusammensetzung lässt sich immer noch in den ältesten Sternen nachweisen. Nach ca. 5 Minuten unterschritten Temperatur und Dichte die für die Kernfusion kritischen Werte und der Prozess kam zum Erliegen. Übriggebliebene freie Neutronen zerfielen mit der Zeit zu Protonen und sind heute nicht mehr nachweisbar.

Mit dem Beginn der primordialen Nukleosynthese begann auch das Ende der Strahlungsära des Universums. Bis jetzt stellte die elektromagnetische Strahlung den Hauptanteil der Energiedichte im Universum. Doch durch weitere Ausdehnung und Abkühlung nahm diese immer weiter ab. Die Energiedichte der Materie, die über die Gleichung  $E = m \cdot c^2$  mit der Masse der Teilchen verbunden ist, nahm aufgrund ihrer Ruhemasse deutlich langsamer ab. Daher überflügelte die Materie nach etwa 10.000 Jahren die Strahlung hinsichtlich ihres Beitrags zu Gesamtenergie.

$10^{-4}$  Sekunden nach dem Urknall beginnt die so genannte Leptonenära, in der der größte Teil der entstandenen Neutronen und Protonen durch Stöße mit ihren Antiteilchen bis auf einen kleinen Anteil von etwa einem Milliardstel vernichtet wurde. Die Strahlungsenergie reichte nun aber nicht mehr aus, um schwere Hadronen entstehen zu lassen. Stattdessen bildeten sich nun Leptonenpaare, deren dominantester Vertreter das Elektron-Positron-Paar darstellt. Gleichzeitig wurden die Neutrinos aus dem thermischen Gleichgewicht des Kosmos entkoppelt, da die Dichte des Universums stetig weiter fiel. Am Ende der Leptonenära wurden wiederum die meisten Leptonen durch Stöße mit ihren entsprechenden Antiteilchen bis auf einen Anteil von etwa einem Milliardstel vernichtet. Damit war die Bildung der Bau-

steine, aus denen sich unser Universum heute zusammensetzt, abgeschlossen.

Bisher war das Universum undurchsichtig. Nach ca. 400.000 Jahren sank seine Temperatur aber auf etwa 3000 K. Bei dieser Temperatur bilden sich aus Atomkernen und Elektronen elektrisch neutrale Atome, die nur noch eine geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Photonen haben. Diese konnten sich nun weitgehend ungehindert im Kosmos ausbreiten. Das Universum wurde durchsichtig. Durch die weitere Expansion des Universums nahm die Wellenlänge der nun entkoppelten Strahlung zu, was sich in der Rotverschiebung ihres Spektrums zeigt. Durch die Entkopplung der Strahlung geriet nun die Materie verstärkt unter den Einfluss der Gravitation. Ausgehend von einzelnen räumlichen Dichteschwankungen, die wahrscheinlich schon in der inflationären Phase durch Quantenfluktuationen entstanden, begannen sich nach etwa einer Million Jahren großräumige Strukturen im Kosmos zu bilden. Dabei begann die Materie sich in Gebieten mit höherer Materiedichte in Folge von gravitativen Instabilitäten zu verdichten und schließlich zu kollabieren. Dabei bildeten sich zunächst Halos aus Dunkler Materie, die als Gravitationsssenken wirkten, in denen sich schließlich die sichtbare Materie sammelte. Zur Beschreibung eines solchen Szenarios dient heute die  $\Lambda$ CDM-Theorie<sup>3</sup> ( $\Lambda$  für die kosmologische Konstante, *Cold Dark Matter*). Über das Wesen der Dunklen Materie ist man sich allerdings bis heute unschlüssig.

Erst nach ca. einer halben bis einer Milliarde Jahren begannen sich die ersten Sterne und Galaxien in den vorher gebildeten Materieverdichtungen zu bilden. Die ersten Galaxien bildeten sich zunächst als Kugelsternhaufen. Erst nachdem in den ersten Supernovae Schwarze Löcher gebildet worden waren, konnten Galaxien als Quasare entstehen.

### 1.3. Nukleosynthese in Sternen durch Fusionsprozesse

In den Sternen findet die Nukleosynthese von den primordialen Elementen Wasserstoff und Helium zu schwereren Elementen statt. Diese Kernfusion ist die Energiequelle aller Sterne. Energie wird dabei bis 56 atomare Masseneinheiten (amu, *Atomic Mass Unit*) gewonnen. Danach ist eine weitere Fusion zu schwereren Kernen endotherm, d. h., es muss Energie von außen zugeführt werden, um eine Verschmelzung der Kerne zu erzwingen. Schwerere Kerne werden in der Natur also nicht durch Fusionsprozesse hergestellt. Ein Energiegewinn in dem Massenbereich über 56 amu ist nur durch Kernspaltung möglich.

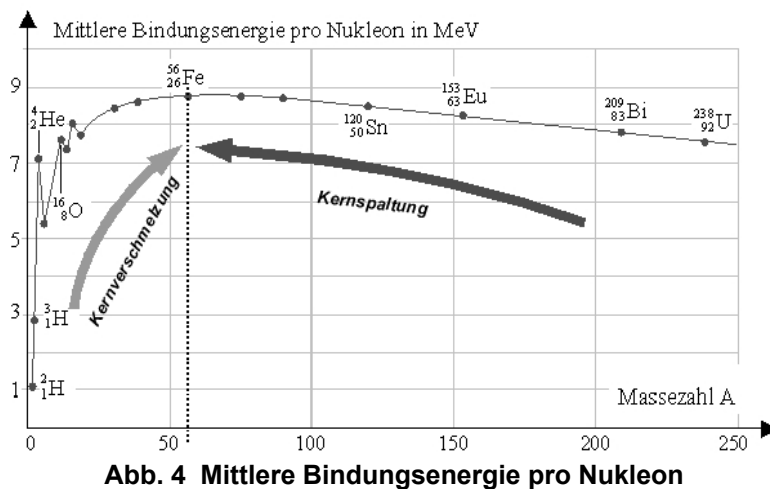


Abb. 4 Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon

Die Entwicklung von Sternen gliedert sich in verschiedene Brennphasen, die aufeinander folgen. So entsteht ein Stern aus interstellaren Gasmassen (in erster Linie Wasserstoff und Helium aus der primordialen Nukleosynthese, aber auch „Asche“ – also schwerere Elemente – aus schon verloschenen Sternenerationen), die sich auf Grund ihrer eigenen Gravitation verdichten. Der Grund hierfür ist in statistischen Fluktuationen der Dichte der Gaswolke zu suchen. Gleichzeitig muss die entstehende Wärme

Die Entwicklung von Sternen gliedert sich in verschiedene Brennphasen, die aufeinander folgen. So entsteht ein Stern aus interstellaren Gasmassen (in erster Linie Wasserstoff und Helium aus der primordialen Nukleosynthese, aber auch „Asche“ – also schwerere Elemente – aus schon verloschenen Sternenerationen), die sich auf Grund ihrer eigenen Gravitation verdichten. Der Grund hierfür ist in statistischen Fluktuationen der Dichte der Gaswolke zu suchen. Gleichzeitig muss die entstehende Wärme

durch interstellaren Staub abgeführt werden, da diese sonst die Verdichtung wieder auseinander treiben würde.

### 1.3.1. Wasserstoffbrennen

Im Kern eines so gebildeten Protosterns steigen der Druck und die Temperatur kontinuierlich, bis die Protonen mit einander zu Heliumkernen verschmolzen werden können. Der Prozess verläuft über mehrere Stufen, wobei unterschiedliche Reaktionsketten, so genannte pp-Ketten, beobachtet werden. Dieser Prozess kann über Jahrmillionen ablaufen und bildet über die Zeit aus vier Protonen einen Heliumkern im Zentrum (Core) des Sterns. Im stellaren Core steigen während des Wasserstoffbrennens sukzessive Druck und Temperatur an, bis die nächste Brennphase, das Heliumbrennen, gezündet werden kann.

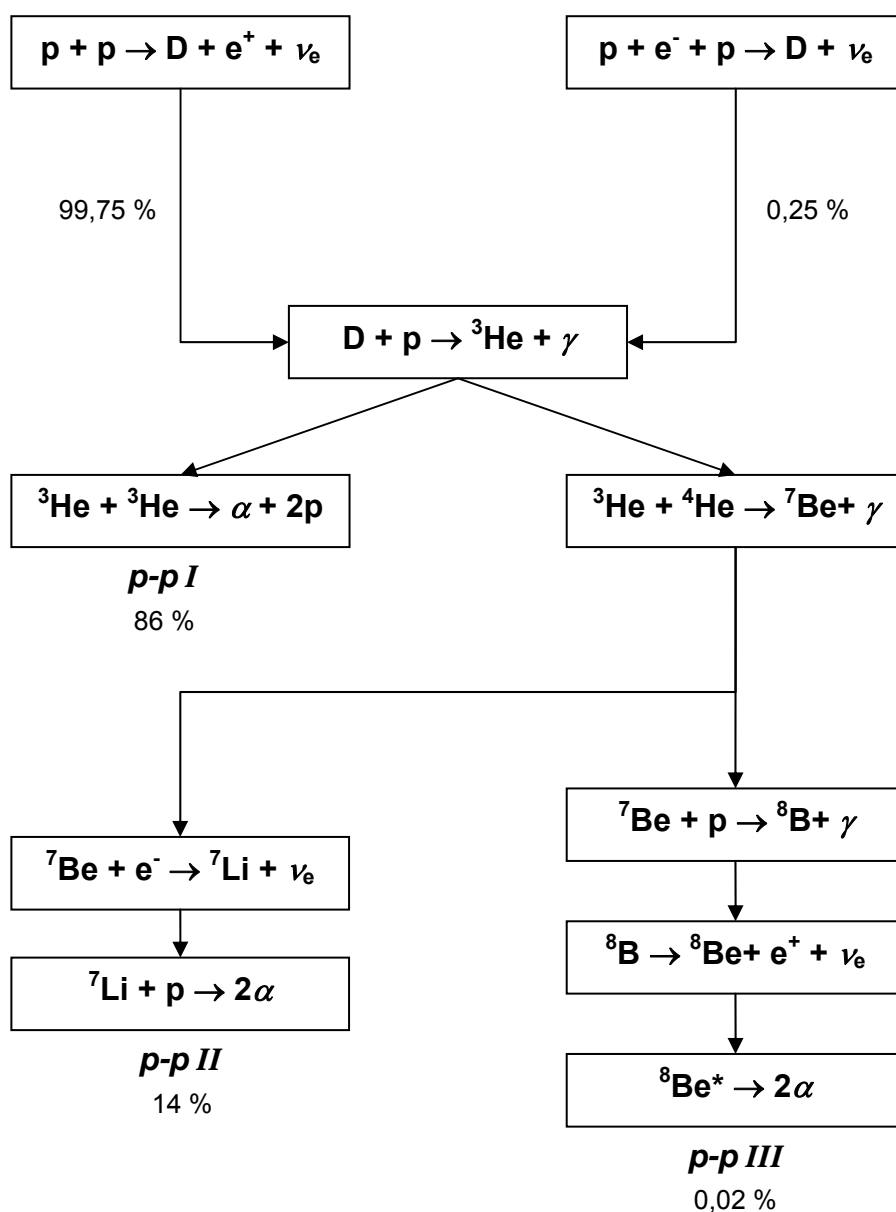


Abb. 5 pp-Ketten beim Wasserstoffbrennen

In massereichen Sternen ab der zweiten Generation, die mit Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffkernen aus früheren Sternenerationen „kontaminiert“ sind, kann in der Endphase des Wasserstoffbrennens der so genannte CNO-Zyklus einsetzen. In diesem Prozess wird die Synthese von Heliumkernen aus Protonen durch eben diese „Kontaminationen“ von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff katalysiert.

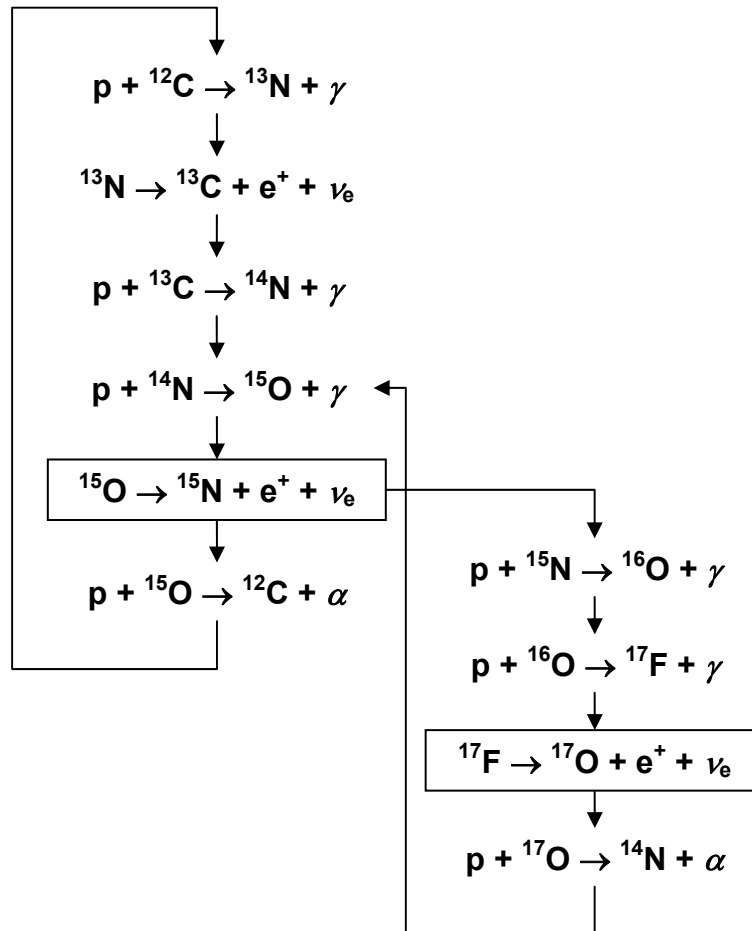


Abb. 6 Der CNO-Zyklus

Reicht die Masse des Sterns allerdings nicht aus, um den CNO-Zyklus zu erreichen und anschließend das Heliumbrennen zu zünden, so nähert sich der Stern dem Ende seines Lebens und verlöscht schließlich als Roter Zwerg. Sowohl unverbrauchter Wasserstoff und Helium, als auch eventuell erbrütete schwerere Elemente, werden über einen langen Zeitraum in das interstellare Medium zurückgegeben und stehen so dem Aufbau neuer Sternenerationen zur Verfügung.

### 1.3.2. Heliumbrennen

Das während des Wasserstoffbrennens als Asche gebildete Helium sinkt aufgrund seiner größeren Masse tiefer in das Innere des Sterns ab und sammelt sich schließlich im Core des Sterns. In massereichen Sternen steigen hier mit der Zeit Druck und Temperatur durch Kontraktion des Cores derart an, dass ein neuer Brennprozess einsetzen kann, das so genannte Heliumbrennen. Dieser Brennprozess wird nun für die Energieproduktion des Sterns tragend, da die Wasserstoffvorräte durch die erste

Brennphase weitgehend aufgebraucht sind. Mit dem Eintritt in die neue Brennphase steigt der Strahlungsdruck im Inneren des Sterns an und treibt die äußeren Hüllen des Sterns nach außen. Dabei kühlt seine Oberfläche von ca. 6000 K auf einige 3000 K ab. Die Farbe des Sterns verändert sich von weiß/gelb (Spektralklasse F) bzw. gelb (Spektralklasse G) nach rot (Spektralklassen K und M mit Unterklassen). In diesem Bereich des Hertzsprung-Russell-Diagramms findet man die Roten Riesen und AGB-Sterne (*Asymptotic Giant Branch*), die sich in der Heliumbrennphase befinden.

Beim Triple- $\alpha$ -Prozess werden nun bei Temperaturen über  $10^8$  K drei  $^4\text{He}$ -Kerne zu  $^{12}\text{C}$  verschmolzen. Da die Wahrscheinlichkeit für einen Dreifachstoß allerdings äußerst gering ist und somit keine nennenswerte Reaktionsrate erreicht werden würde, verläuft der Prozess, wie zuerst von dem österreich-australisch-amerikanischen Astrophysiker E. Salpeter<sup>4,5</sup> vorgeschlagen, über zwei Stufen. Zunächst wird aus zwei  $\alpha$ -Teilchen das extrem instabile  $^8\text{Be}$  gebildet. Im zweiten Schritt wird dieses mit einem weiteren  $\alpha$ -Teilchen kombiniert und so  $^{12}\text{C}$  gebildet:

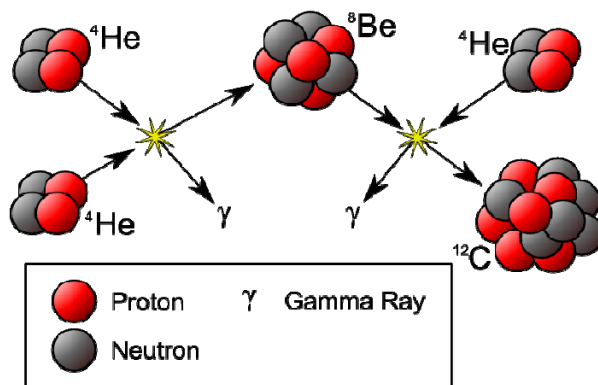


Abb. 7 Tripel- $\alpha$ -Prozess

Kommt es allerdings in der Lebensdauer von  $2,6 \cdot 10^{-16}$  s von  $^8\text{Be}$  nicht zu einem weiteren Stoß mit einem  $\alpha$ -Teilchen, so zerfällt dieses wieder in zwei  $\alpha$ -Teilchen, aus denen es gebildet wurde. Aus diesem Grund ist die Reaktionsrate beim Tripel- $\alpha$ -Prozess recht niedrig. Trotzdem ist die mittlere Lebensdauer von  $^8\text{Be}$  lang genug um eine stetige Produktion von  $^{12}\text{C}$  zu erlauben und so die Stabilitätslücken bei Massenzahl 5 und 8 zu überwinden.

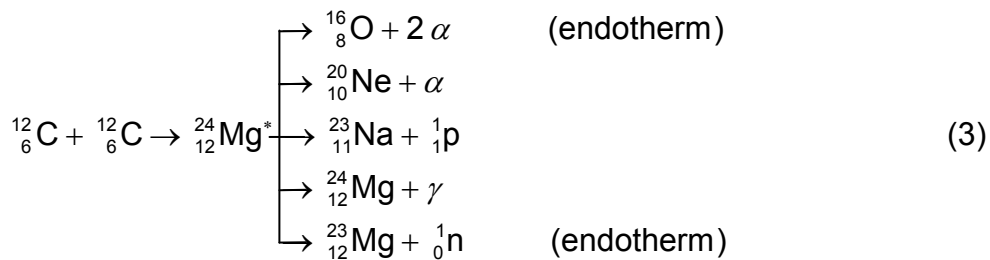
Ist nun  $^{12}\text{C}$  in ausreichender Menge im Core gebildet worden, so kann die Reaktion  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  beobachtet werden. Weitere  $\alpha$ -Einfangreaktionen zum  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  etc. sind bekannt, haben allerdings sehr geringe Raten<sup>6</sup>.

### 1.3.3. Weitere Brennprozesse

Im Anschluss an das Heliumbrennen enthält der Core eines Sterns in erster Linie Kohlenstoff und Sauerstoff. Massearmen Sternen steht nun keine weitere Möglichkeit zur Energiegewinnung zur Verfügung, da sich hier der Core nicht stark genug kontrahieren lässt, um die nächste Brennphase einzuleiten. Das Dasein eines solchen Sterns neigt sich seinem Ende zu.

In massereichen Sternen mit mindestens 4 Sonnenmassen kann sich der Core weiter verdichten und dadurch schließlich neue Kernreaktionen initiieren. Dabei wird zunächst das Kohlenstoffbrennen eingeleitet, wobei aus zwei  $^{12}\text{C}$ -Kernen ein  $^{24}\text{Mg}$ -Kern

im angeregten Zustand gebildet wird, der dann über verschiedene Reaktionskanäle zerfallen kann.



Die Ejektile aus diesen Reaktionen können mit weiteren anwesenden Nukliden reagieren und so unterschiedlichste Isotope von Neon bis Phosphor bilden. Die endotherme Reaktion  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{n})^{23}\text{Mg}$  ist eine der wenigen Kernreaktionen in Sternen, die Neutronen freisetzen und von daher von besonderer Wichtigkeit.

Neben den oben genannten Reaktionen laufen auch noch die Reaktionen



ab. Beim Kohlenstoffbrennen reichert sich der Core des Sterns mit Sauerstoff und Neon an, bis nach einigen tausend Jahren der Prozess zum Erliegen kommt und eine Phase erneuter Kontraktion einsetzt. Sterne mit Massen  $4 M_{\odot} < M \leq 8 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  = Sonnenmasse) haben nun keine Möglichkeit Energie zu produzieren und werden instabil und stoßen nun in einem starken Sternwind ihre äußeren Schalen ab. Damit haben sie das Ende ihres Daseins erreicht.

Ist das Kohlenstoffbrennen abgeschlossen und hat der betreffende Stern eine größere Masse als  $8 M_{\odot}$ , folgt, nach einer Phase der Kontraktion des Cores, das Neonbrennen. Hier werden zwei Hauptreaktionen beobachtet:



Die Reaktionen



stellen hierzu einen alternativen Reaktionsweg dar. Das im zweiten Schritt gebildete Neutron kann für einen weiteren Durchlauf der Reaktion verwendet werden. Das Neonbrennen führt zu einem Aufbau eines Magnesium- und Sauerstoffüberschusses im Stern-Core. Des Weiteren kann durch  $\alpha$ -Einfang am  $^{24}\text{Mg}$  das Isotop  $^{28}\text{Si}$  synthetisiert werden. Somit besteht das Sterninnere am Ende des Neonbrennens zu großen Teilen aus Sauerstoff, Magnesium und Silizium. Das Neonbrennen dauert nur noch wenige Jahre, bis der Neovorrat des Sterns aufgebraucht ist und der Fusionsprozess erneut zum Erliegen kommt.

Kann die Temperatur durch weitere Kontraktion des Kerns auf  $T \approx 2 \cdot 10^9$  K weiter erhöht werden und hat der Stern noch immer mindestens  $8 M_{\odot}$ , so kommt es zum Sauerstoffbrennen.



Die entstehenden Reaktionsprodukte stehen für weitere Kernreaktionen zur Verfügung. So wird der gesamte Bereich des Periodensystems zwischen Sauerstoff und

Silizium abgedeckt. Schließlich reichert sich im Kern über wenige Jahre hinweg Siliziumasche an, die nicht weiter fusioniert werden kann.

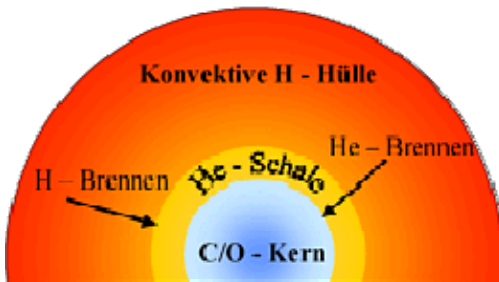
Lässt sich die Temperatur und die Dichte durch Kontraktion des Cores noch weiter steigern ( $T \approx 2,7 \cdot 10^9$  K,  $\rho \approx 3 \cdot 10^{10}$  kg/m<sup>3</sup>), kommt es schließlich zum letzten Mal zu einem hydrodynamischen Gleichgewicht im Stern-Core und die letzte Brennphase, das Siliziumbrennen, wird initiiert. Hierbei werden zwei Siliziumkerne in mehreren Schritten zu <sup>56</sup>Fe fusioniert.



Des Weiteren wird ein gewisser Teil des <sup>28</sup>Si durch Photodesintegration mit hochenergetischer Gammastrahlung zerlegt:



Die Photodesintegration ist ein endothermer Prozess und entzieht dem System daher Energie. Neben Silizium sind auch alle weiteren schwereren Nuklide im Core des Sterns von diesem Prozess betroffen. Die durch die Photodesintegration entstandenen Partikel stehen dann für weitere Kernreaktionen zur Verfügung.



**Abb. 8** Schnitt durch einen Roten Riesen während des He-Brennens. Zeichnung ist nicht Maßstabsgerecht.

So wird in dieser Brennphase ein weiterer Bereich an Elementen von Silizium bis zum Eisen und Nickel produziert. Aus der Synthese schwererer Elemente kann nun keine weitere Energie gewonnen werden (s. Abb. 4) und der Stern ist fast am Ende seines Daseins angelangt.

Grundsätzlich kommt es in allen Brennphasen nach dem Wasserstoffbrennen zum so genannten Schalenbrennen. An den Rändern der jeweiligen Schalen steigen also Dichte und Temperatur so weit an, dass hier die entsprechende Brennphase vor der eigentlichen Brennphase des Cores initiiert werden kann. So lassen sich z. B. neben dem Kohlenstoffbrennen im Core in den äußeren Schalen auch Helium- und Wasserstoffbrennen beobachten. Prinzipiell kann also von einem zwiebelschalenartigen Aufbau eines Sterns ausgegangen werden, der in seinen Schalen alle Brennphasen bis zu seiner aktuellen Brennphase zeigt.

#### 1.4. Das Ende von Sternen

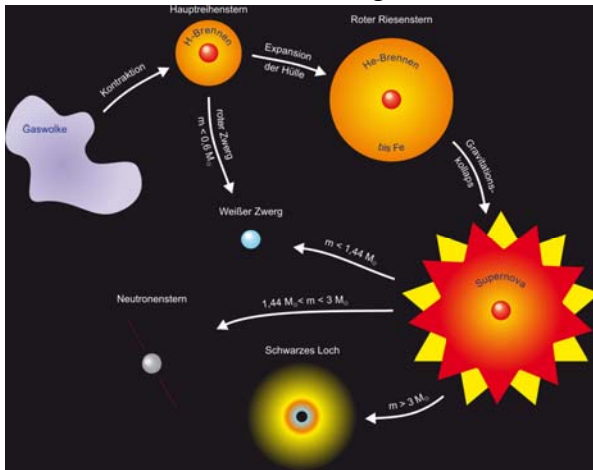
Ist der Brennstoff eines Sterns aufgebraucht und lässt sich durch weitere Kontraktion keine neue Brennphase mehr initiieren, so hat der Stern das Ende seines Daseins fast erreicht. Wie dieses Ende allerdings aussieht, ist im entscheidenden Maße von seiner Masse abhängig.

Am Ende seines Daseins besteht der Core eines massearmen Sterns ( $M \approx M_\odot$ ) in erster Linie aus Kohlenstoff und Sauerstoff. Seine Wasserstoffvorräte sind nahezu aufgebraucht und seine Masse reicht nicht aus, um den Core soweit zu verdichten, dass der Stern in die nächste Brennphase des Kohlenstoffbrennens eintreten kann. In diesem Falle kommt es zu einem Ungleichgewicht von Gravitation und Strahlungsdruck im Core des Sterns. Der steigende Strahlungsdruck des Cores treibt die äußeren Hüllen des Sterns immer weiter nach außen, bis sie schließlich als planeta-



rer Nebel abgestoßen werden. Der mit Kohlenstoff und Sauerstoff angereicherte Core des Sterns bleibt zurück und gibt seine Restenergie als Weißer Zwerg an das umgebende Medium ab. Aufgrund des hohen Energiegehalts des Cores kann ein solcher Weißer Zwerg dann Oberflächentemperaturen von 10.000 K bis 100.000 K haben, die für seine weiße Farbe verantwortlich sind. Mit der Zeit verlischt der Weißer Zwerg langsam, da er über keine eigene Energiequelle mehr verfügt und wandelt sich so in einen so genannten Schwarzen Zwerg um.

In mittelschweren Sternen wechseln immer neue Brennphasen mit Phasen erneuter Kontraktion ab, wobei im Core des jeweiligen Sterns immer schwerere Elemente gebildet werden. Dabei steigt der Druck im Sterninneren enorm an, bei gleichzeitig wachsender Tendenz zur Entartung der Materie im Core. In späteren Stadien der Sternentwicklung führt dies zu einem langsamen oder explosionsartigen Abwurf der äußeren Hüllen des Sterns. Dabei kann der Stern verschiedene Endstadien erreichen.



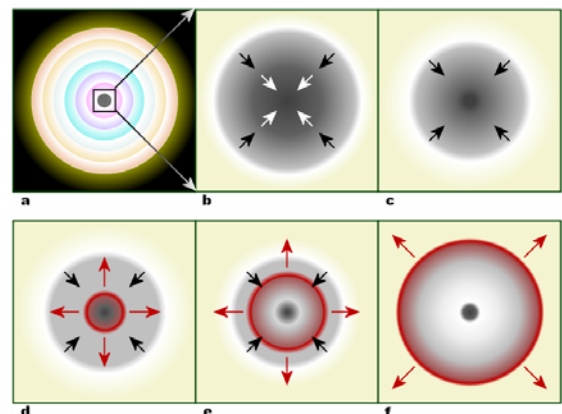
**Abb. 9 Die verschiedenen Entwicklungsstadien von Sternen**

Besitzt der Stern eine Masse  $M \leq 8 M_{\odot}$  und erleidet während seines Daseins als Roter Riese einen so starken Massenverlust, dass er unter das so genannte Chandrasekhar-Limit von  $1,4 M_{\odot}$  fällt, so bleibt nach Beendigung der Fusionsreaktionen ein Weißer Zwerg übrig. In ihm besteht ein Gleichgewicht zwischen dem

Druck eines entarteten Elektronengases und der Gravitation. Die abgestoßene äußere Hülle des Sterns bildet nun einen planetarischen Nebel um den Restkern, der nur noch eine Masse von etwa  $0,6 M_{\odot}$  besitzt. Der Weiße Zwerg kühlt nun über ca.  $5 \cdot 10^{11}$  Jahre ab und wird schließlich zum Schwarzen Zwerg (toter Stern).

Erleidet der Stern aber während seiner Zeit als Roter Riese einen deutlich geringeren Massenverlust, so dass  $M > 1,4 M_{\odot}$  ist, können im Core so hohe Temperaturen herrschen, dass das Kohlenstoffbrennen gezündet werden kann. Dieser Prozess ist meist explosiv und zerreißt der Stern vollständig ohne einen Restkern zu hinterlassen.

In sehr massereichen Sternen ( $M > 8 M_{\odot}$ ) bildet sich ein Core aus Eisen ( $^{54}\text{Fe}$  und  $^{56}\text{Fe}$ ) und Nickel ( $^{58}\text{Ni}$ ). Am Ende der letzten Brennphase unterliegen auch diese Nuklide mit hohen Wahrscheinlichkeiten der Photodesintegration durch hochenergetische Gammastrahlung im Inneren des Cores. Dabei werden nun schlagartig große Mengen an Energie aus dem System entfernt und das hydrodynamische Gleichgewicht zwischen Strahlungsdruck und Gravitation wird zerstört. Der Core des Sterns beginnt zu kollabieren und die Nukleonen, in erster Linie Neutronen, Protonen und  $\alpha$ -Teilchen, werden bis zur Dichte von Atomkernen komprimiert. Die freien Elektronen des Cores werden dabei in die Protonen gepresst und wandeln diese in Neutronen um (Neutronisierung). Durch den Verlust der freien Elektronen wird der Kollaps des Cores



**Abb. 10 Graphische Darstellung einer Kernkollaps-Supernova**

noch weiter beschleunigt, da nun auch der, der Gravitation entgegenwirkende, Entartungsdruck des freien Elektronengases entfällt. Durch diesen inversen  $\beta$ -Zerfall entsteht zudem eine große Zahl von Neutrinos<sup>7</sup>, die aus dem Core entweichen und in einer späteren Phase der Supernova die abgehenden Materieströme aufheizen können. Der Core ist nun nicht weiter komprimierbar und die von außen nachstürzende Materie der oberen Schichten prallt auf den festen Kern. Da die Größe des fast ausschließlich aus Neutronen bestehenden Cores aufgrund seines Entartungsdruckes begrenzt ist, kommt der Kollaps schlagartig zum Stillstand. Von außen einfallende Materie wird nun in Schockwellen von Kern weg reflektiert und beginnt den Stern auseinander zu treiben. Dabei wird durch die nach außen laufende Schockfront noch einfallendes Material der äußeren Hüllen stark verdichtet und so aufgeheizt<sup>8</sup>. Der größte Teil der Energie der Schockwelle wird allerdings schon beim Durchlaufen der Eisenschicht im Core durch weitere Photodesintegration absorbiert. Da die Energie der Stoßfront aber in etwa gleich der nuklearen Bindungsenergie des Eisens ist, kann die Stoßfront den Core nicht verlassen und es würde keine Explosion erzeugt werden. Man benötigt für ein explosives Szenarium also eine weitere Energie- und Impulsquelle, für die man heute die Neutrinos annimmt.

Neutrinos wechselwirken normalerweise kaum mit Materie, aber unter den besonderen Bedingungen einer Supernova (extrem hohe Temperaturen und Dichten) kann man den Einfluss der in großen Mengen aus dem Core entweichenden Neutrinos nicht mehr vernachlässigen. Da außerdem der größte Teil der Energie einer Supernova als Neutrinos abgegeben wird, genügt schon eine geringe Wechselwirkrate, um der abflauenden Stoßfront neues Leben einzuhauchen und das Ausbrechen aus dem Eisenkern zu ermöglichen. Nach dem Ausbruch der Schockwelle aus dem Core können wiedereinsetzende Fusionsprozesse in den äußeren Hüllen zusätzliche Energie liefern.

In Abhängigkeit von seiner Masse kann sich nun der Core zu einem Neutronenstern weiterentwickeln. Überschreitet der Restkern die so genannte Chandrasekhar-Masse von 1,44 Sonnenmassen, so stürzt er weiter zu einem Schwarzen Loch zusammen.

Das Chandrasekhar-Limit ergibt sich dabei nach folgender Formel:

$$M_{krit.} = 1,456 \left( \frac{2}{\mu} \right)^2 \cdot M_{Sonne} \quad (16)$$

mit  $\mu$  = mittlere Masse pro freiem Teilchen in amu. Die Chandrasekhar-Formel beruht allein auf quantenmechanischen Überlegungen und lässt grundsätzlich alle relativistischen Effekte außer Acht. Die Formel beschreibt demnach diejenige Masse, bei der der Druck des entarteten Gases des Sterns, diesen nach dem Ende der Kernfusion nicht mehr gegen die Gravitation stabilisieren kann. Liegt die Masse des Reststerns unter dem Chandrasekhar-Limit, so befinden sich Entartungsdruck und Schwerkraft in einem Gleichgewicht und der Core bleibt als Neutronenstern bestehen.

## 1.5. Weitere Nukleosyntheseprozesse

Fusionsprozesse können in der Natur nur Elemente mit einer maximalen Protonenzahl von 28 oder einer Massenzahl von 56 produzieren. Höhere Protonenzahlen oder schwerere Nuklide können nur durch Einfangprozesse erreicht werden, die keine Fusionsreaktionen bedingen<sup>6,9,10</sup>.

### 1.5.1. Neutroneneinfangprozesse

Zu den wichtigsten Einfangprozessen in der Natur gehören die Neutroneneinfangprozesse. Dabei unterscheidet man zwischen einem langsamen Neutroneneinfangprozess, der dicht an der Stabilität verläuft, und einem schnellen Prozess, der durch multiple Neutroneneinfänge fernab der stabilen Kerne verläuft und erst durch sukzessiven  $\beta^-$ -Zerfall zur Stabilität zurückkehrt.

Ihre herausragende Stellung unter den Einfangprozessen erhalten die Neutroneneinfangprozesse durch die Tatsache, dass das Neutron keine elektrische Ladung besitzt und so nicht die Coulombbarriere überwinden muss. So können Neutroneneinfangprozesse schon bei relativ geringen Temperaturen und Dichten einsetzen, deren Gesamtenergie für Einfangprozesse mit geladenen Teilchen nicht ausreichen würden. Neutronen dringen demnach relativ ungehindert in den Atomkern ein, wo sie sich unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants anlagern können und so ein neues Isotop bilden. Dieses kann dann durch anschließenden  $\beta^-$ -Zerfall zur Stabilität zurück zerfallen. Dabei werden die jeweiligen nächst höheren Elemente gebildet.

#### 1.5.1.1. Der s-Prozess

Der s-Prozess (*slow neutron capture process*) ist ein langsamer Neutroneneinfangprozess, der in so genannten AGB-Sternen und Roten Riesen auftritt. Schon während des Heliumbrennens treten am Rand des Kohlenstoff-Sauerstoff-Cores des Sterns Kernreaktionen auf, die Neutronen freisetzen. Die wichtigsten sind:



Die resultierenden Neutronen können für  $(n, \gamma)$ -Reaktionen genutzt werden. Durch anschließenden  $\beta^-$ -Zerfall können so Elemente mit höheren Protonenzahlen als Eisen ( $Z = 26$ ) aufgebaut werden. Der Prozess verläuft direkt an der Stabilität mit mehreren Verzweigungen bei kleinen Einfangsraten und niedrigen Neutronendichten ( $N \approx 10^8 \text{ n/cm}^2$ ).

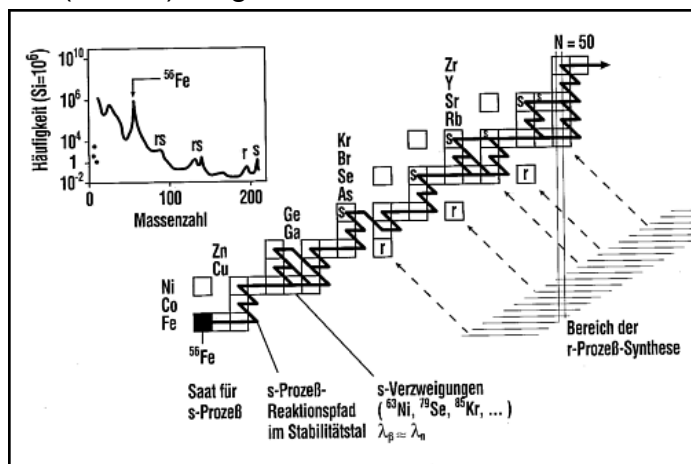
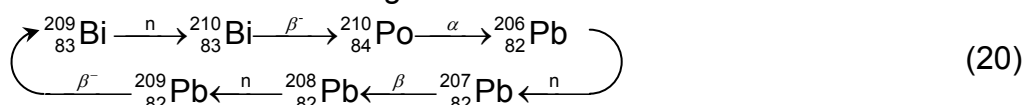


Abb. 11 Der s-Prozesspfad zwischen  ${}^{56}\text{Fe}$  und der  $N=50$ -Schale.

Bei  ${}^{209}\text{Bi}$  ( $N = 126$ ) endet der s-Prozess in einem Kreisprozess, der die Entstehung von schwereren Elementen unmöglich macht.



${}^{206}\text{Pb}$  kann durch mehrfachen Neutroneneinfang und anschließendem  $\beta^-$ -Zerfall wieder zu  ${}^{209}\text{Bi}$  umgewandelt werden. Aufgrund der niedrigen Reaktionsraten muss

der s-Prozess im hydrostatischen Gleichgewicht ablaufen. Dies ist insbesondere für weitere theoretische Betrachtungen von großer Bedeutung.

Der s-Prozess lässt sich mit relativ einfachen Mitteln theoretisch beschreiben. Die Häufigkeit eines bestimmten stabilen Nuklids  $N_A$  lässt sich dabei, unter der Annahme von konstanten Temperatur- und Druckbedingungen, entsprechend seiner Erzeugungs- und Umwandlungsraten folgendermaßen ausdrücken:

$$\frac{dN_s(A, Z)}{dt} = \lambda_n(A-1, Z) \cdot N(A-1, Z) - \lambda_n(A, Z) \cdot N(A, Z) \quad (21)$$

mit

$$\lambda_n = \sigma \cdot \phi_n \quad (22)$$

Dabei ist  $\lambda_n$  die Neutroneneinfangrate,  $\sigma$  der Neutroneneinfangquerschnitt und  $\phi_n$  der Neutronenfluss. Stellt man diese Differentialgleichung nun für jeden Kern im Prozesspfad auf, so erhält man ein gekoppeltes Differenzialgleichungssystem, welches sich unter der Annahme eines stationären Verlaufs (s. o.) und der exponentiellen Neutronenbestrahlung

$$\rho(\tau) = \frac{G \cdot N_{\text{Saat}}}{\tau_0} \cdot e^{-\frac{\tau}{\tau_0}} \quad (23)$$

analytisch lösen lässt. Dabei ist  $\tau$  die zeitintegrierte Bestrahlung,  $\tau_0$  die mittlere Bestrahlungsdauer und  $G$  der Bruchteil der Häufigkeit  $N_{\text{Saat}}$  des Saatkerns, der durch Neutroneneinfänge umgewandelt wird. Typischerweise nimmt man hierfür die Häufigkeit von  $^{56}\text{Fe}$ . Nun lässt sich das Gleichungssystem für jedes beliebige Nuklid im Prozesspfad nach

$$\langle \sigma \rangle(A) \cdot N_s(A) = \frac{G \cdot N_{\text{Saat}}}{\tau_0} \prod_{i=1}^A \left( 1 + \frac{1}{\langle \sigma \rangle(i) \cdot \tau_0} \right)^{-1} \quad (24)$$

lösen. Für  $\beta^-$ -Halbwertszeiten in derselben Größenordnung wie die mittleren Neutroneneinfangszeiten verzweigt sich der Prozess. Um dies quantitativ zu beschreiben wird das Verzweignungsverhältnis eingeführt.

$$f_n = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_\beta} \quad (25)$$

mit 
$$\lambda_n = \ln \frac{2}{t_{1/2}} \quad (26)$$

Dabei ist  $\lambda_\beta$  die  $\beta^-$ -Zerfallsrate. Berücksichtigt man nun auch die  $\beta^-$ -Zerfälle, verallgemeinert sich die obige Differentialgleichung (21) wie folgt:

$$\begin{aligned} \frac{dN_s(A, Z)}{dt} = & \lambda_n(A-1, Z) \cdot N(A-1, Z) + \lambda_\beta(A, Z-1) \cdot N(A, Z-1) \\ & - (\lambda_n(A, Z) + \lambda_\beta(A, Z)) \cdot N(A, Z) \end{aligned} \quad (27)$$

Das oben beschriebene, sehr einfache Modell benutzt keinerlei Annahmen über die Sternentwicklung. Dies hat den Vorteil, dass das Modell weniger anfällig für die zu Teil erheblichen Unsicherheiten der häufig sehr komplexen Sternmodelle ist und zudem noch relativ leicht verständlich ist. Andererseits sind die teilweise erheblich vereinfachten Annahmen, wie zum Beispiel über Temperaturstabilität der Wirkungsquerschnitte für den Neutroneneinfang, eine Gefahrenquelle für das Abgleiten des Modells in Aussagen fernab der Realität.

### 1.5.1.2. Der r-Prozess

Neben dem s-Prozess muss es im Universum mindestens einen weiteren Neutroneneinfangprozess geben, da der langsame Neutroneneinfang bei  $^{209}\text{Bi}$  terminiert

wird. Elemente mit höheren Ordnungszahlen als  $Z = 83$  müssen also einem anderen Prozess entspringen. Ebenso zeigt die Elementhäufigkeitsverteilung im Universum deutliche Anzeichen für einen weiteren Nukleosyntheseprozess auf Neutroneneinfangbasis. Diese Annahme wird zusätzlich von stabilen Isotopen einiger Elemente gestützt, die nicht vom s-Prozesspfad berührt werden. Sie müssen aus einem anderen Prozess hervorgegangen sein.

Insbesondere die Zone der instabilen Elemente zwischen  $Z = 84$  und  $Z = 89$  erfordern einen schnellen Prozess mit multiplen Neutroneneinfängen, da sonst diese Region, aufgrund der relativ kurzen Halbwertszeiten ihrer Nuklide, nicht überwunden werden könnte. Der so genannte r-Prozess (*rapid neutron capture process*) gestattet es nun auch die schwereren quasistabilen Elemente wie Thorium und Uran aufzubauen.

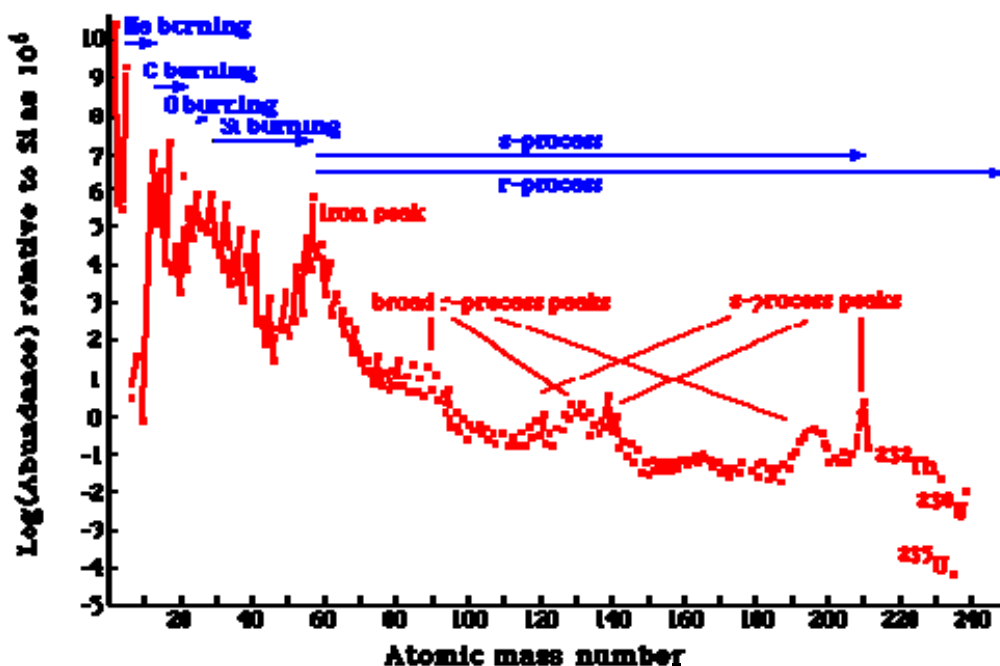


Abb. 12 Relative Häufigkeitsverteilung der Elemente im Sonnensystem (solare Elementhäufigkeit) und die Prozesse, in denen sie gebildet werden.

Der Neutroneneinfang im r-Prozess ist mit  $\approx 10^{-4}$  Sekunden pro Einfang deutlich schneller als der  $\beta$ -Zerfall. Somit verschiebt sich der Prozesspfad etwa 20 Einheiten weg von der Stabilität ins neutronenreiche Gebiet der Nuklidkarte. Allerdings ist die genaue Lage des Prozesspfades stark von der Neutronenflussdichte abhängig. Auch die Nähe eines Schalenabschlusses ist für die Lage des Prozesspfades ausschlaggebend. So verläuft der r-Prozess bei hohen Neutronenflüssen und jenseits der Neutronenschalenabschlüsse bei  $N = 50$ ,  $N = 82$  und  $N = 126$  fernab der Stabilität, dicht an der Neutronenabbruchkante, wo die Bindungsenergie für das jeweils nächste Neutron gegen Null geht. Nur an den Schalenabschlüssen verlangsamt sich der Prozess so sehr, dass der Neutroneneinfang langsamer wird als der  $\beta$ -Zerfall und so der Prozesspfad sich wieder der Stabilität annähert. Erst wenn die Zeitskala des Neutroneneinfangs wieder kürzer ist als die des  $\beta$ -Zerfalls, bricht der Prozess aus diesem so genannten „Waiting-Point“ aus und strebt dicht an der Neutronen-Dripline dem nächsten „Waiting-Point“ entgegen.

Erreicht der r-Prozess die Massenregion von  $A \approx 270$  (bei  $Z \approx 94$ ), so kommt es zum so genannten „Fission Recycling“. Derart massereiche Nuklide unterliegen im Allgemeinen aufgrund der Coulombenergie, die hier durch die hohe Protonenzahl sehr stark ansteigt, verschiedenen Spaltungsmodi (neutroneninduzierte,  $\beta$ -verzögerte

und Spontanspaltung). Die dabei entstehenden Spaltprodukte können nun wiederum als Saatkerne für einen erneuten Durchlauf im r-Prozess dienen, bis wiederum die Kernmasse für einen Spaltvorgang ausreicht.

Der r-Prozess kommt zum Erliegen, wenn die Neutronendichte nicht mehr für den Aufbau neuer Nuklide durch Neutroneneinfang ausreicht und so die Reaktionsraten absinken. Auch wenn Temperatur, Dichte und Entropie unter einen kritischen Wert sinken, kommt der Prozess zum Erliegen. In diesem Fall zerfallen die gebildeten instabilen r-Prozess-Nuklide via  $\beta^-$ -Zerfall zurück zur Stabilität - man spricht von einem „Freeze-out“. Die in den Häufigkeitsverteilungen der Elemente gefundenen Peaks bei den Massezahlen  $A \approx 80, 130$  und  $195$  lassen sich den Neutronenschalenabschlüssen bei  $N = 50, 82,$  und  $126$  zuordnen. Die Verbreiterung dieser Maxima gegenüber den recht scharfen Peaks des s-Prozesses lässt sich unter anderem mit dem Zerfallsmodus der  $\beta$ -verzögerten Neutronen ( $\beta_{dn}$ -Zerfall) erklären, da hierbei der Endkern nicht mehr in derselben Isobarenreihe, wie beim normalen  $\beta$ -Zerfall, zu finden ist, sondern mit einer Masse von  $A-1$  eine Isobarenkette tiefer angesiedelt wird.

Die theoretische Beschreibung des r-Prozesses ist deutlich schwieriger als die des s-Prozesses, da für den r-Prozess weder ein eindeutiges astrophysikalisches Szenarium noch ein klar definierter Prozesspfad vorhanden ist. Auch die entsprechenden Halbwertszeiten, Kernmassen und Neutronenseparationsenergien sind für die meisten Nuklide im r-Prozess nicht bekannt. Heute behilft man sich in der Theorie daher mit Kernmodellen zur Vorhersage von Kernmassen und Halbwertszeiten und so genannten Reaktionsnetzwerken, die sowohl mit experimentellen Daten als auch Ergebnissen der Kernmodelle den r-Prozess modellieren.

Der stellare Ort des r-Prozesses konnte bis heute noch nicht sicher geklärt werden. Aufgrund der benötigten hohen Temperaturen, Entropien und Neutronendichten kann aber allgemein von einem explosiven Szenarium ausgegangen werden. Zurzeit werden zwei mögliche Szenarien favorisiert:

- **Supernovae Typ II**

In Corekollaps-Supernovae vom Typ II kommt es zu den geforderten hohen Temperaturen, Dichten und Entropien, die einen r-Prozess möglich erscheinen lassen. Allerdings stellt sich bei diesem Szenarium die Frage nach den Neutronendichten, die ja zum allergrößten Teil in dem sich formierenden Neutronenstern gebunden sind. Um die geforderten Flussdichten zu erreichen, müsste ein Teil des Core mit der Stoßfront, die die Explosion vorantreibt, ausgeworfen werden. Andererseits sind Supernovae von Typ II im Universum häufig genug, um die bekannten r-Prozess-Häufigkeiten der Elemente zu erklären und so gute Übereinstimmung mit der Theorie zu erzielen. Daher ist das Supernovaszenarium allgemein favorisiert.

- **Neutronensternverschmelzung (NSM, *Neutron Star Merger*)**

Bei diesem Szenarium geht man von zwei miteinander verschmelzenden Neutronensternen aus. Hier sind hohe Temperaturen, Neutronenflüsse und Entropien kein Problem und somit sind die besten Voraussetzungen für einen r-Prozess gegeben. Allerdings formiert sich bei einer solchen Verschmelzung zwingend ein Schwarzes Loch, so dass der größte Teil der im r-Prozess gebildeten Nuklide nicht ins interstellare Medium abgegeben werden kann. Auch ist die Verschmelzungsrate von Neutronensternen im Universum recht gering, so dass die beobachteten Häufigkeiten der Elemente nicht allein durch NSMs reproduziert werden können.

Am wahrscheinlichsten ist – aus heutiger Sicht – also eine Mischung aus beiden Szenarien, um den Ort des r-Prozesses aufzuklären.

---

## 1.5.2. Weitere Nukleosyntheseprozesse

Neben den so genannten *r-only*-Nukliden einiger Elemente, d. h., stabile Isotope die ausschließlich durch den r-Prozess gebildet werden, wie zum Beispiel  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{148}\text{Nd}$  oder  $^{154}\text{Sm}$  etc., existieren auch einige stabile Isotope auf der protonenreichen Seite der Nuklidkarte, die nicht durch den s-Prozess gebildet werden können (z. B.  $^{102}\text{Pd}$ ). Dass sie dennoch existieren, ist ein deutlicher Hinweis auf weitere Nukleosyntheseprozesse, die allerdings nicht auf  $(n,\gamma)$ -Reaktionen beruhen. Insgesamt kennt man heute 32 dieser so genannten p-Kerne. *Burbidge, Burbidge, Fowler* und *Hoyle* sagten in ihrem 1957 erschienen Paper hierfür einen Prozess auf der Basis von  $(p,\gamma)$ -Reaktionen voraus<sup>6</sup>. Heute geht man allerdings nur noch für die leichten p-Kerne von Protonenanlagerungsreaktionen aus. Für die Synthese der schwereren p-Nuklide nimmt man einen, ebenfalls von *Burbidge, Burbidge, Fowler* und *Hoyle* als  $\gamma$ -Prozess postulierten, Vorgang an, der heute gemeinhin als p-Prozess bezeichnet wird.

### 1.5.2.1. Der rp-Prozess

Analog zu dem oben beschriebenen r-Prozess ist ein schneller Protonenanlagerungsprozess denkbar. Dieser muss bei sehr hohen Energien ablaufen, da sonst ein Überwinden der Coulombbarriere nicht möglich ist. Aufgrund der rasch zunehmenden Coulombabstoßung sind

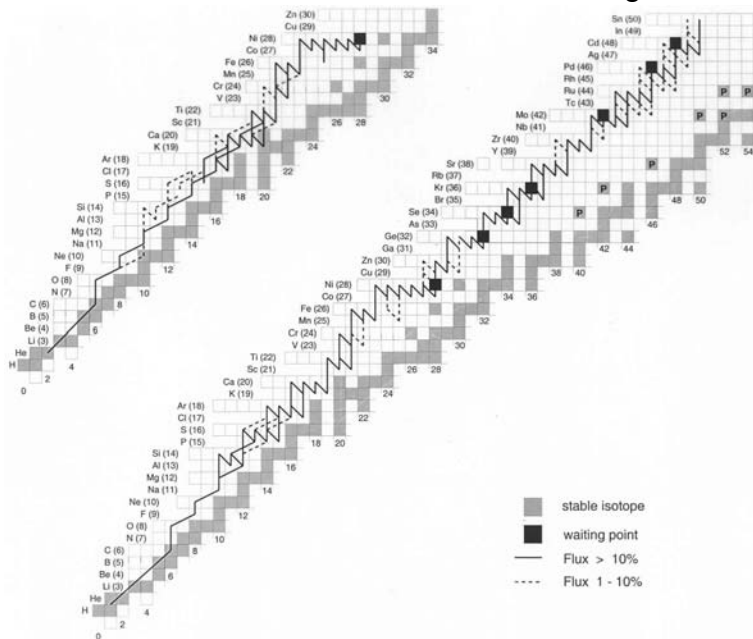


Abb. 13 Reaktionspfade für den rp-Prozess

aber nur Nuklide bis zu einer Massenzahl  $A \approx 110$  synthetisierbar.

Als astronomischer Ort für den rp-Prozess kann mit großer Wahrscheinlichkeit das Nova-Szenario angenommen werden, bei dem ein Weißer Zwerg einen Roten Riesen umkreist und von diesem Masse akkretiert. Nach einiger Zeit wird die aufgesaugte Masse für ein explosives Heliumbrennen ausreichen und es kommt zu einer Novaexplosion. An der Stoßfront einer solchen Explosion können dann Bedingungen herr-

schen, die auch zu  $(p,\gamma)$ -Reaktionen zulassen. Dabei kommt es dann zu einer so genannten nuklearen Run-Away-Reaktion, die die p-Kerne aufbaut. Weitere Orte für den rp-Prozess sind Supernovae vom Typ Ia, bei denen es nach Massentransfer zum explosiven Kohlenstoffbrennen am Core des Weißen Zwergs kommt und dabei genügend Protonen aus der Reaktion  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  zur Verfügung stehen. Des Weiteren kann der rp-Prozess in akkretierenden Neutronensternen und akkretierenden Schwarzen Löcher in den entsprechenden Akkretionsscheiben, so genannten superkritischen Akkretionsscheiben (SSAD, *Super Significant Accretion Disk*) und in X-Raybrustern beobachtet werden.

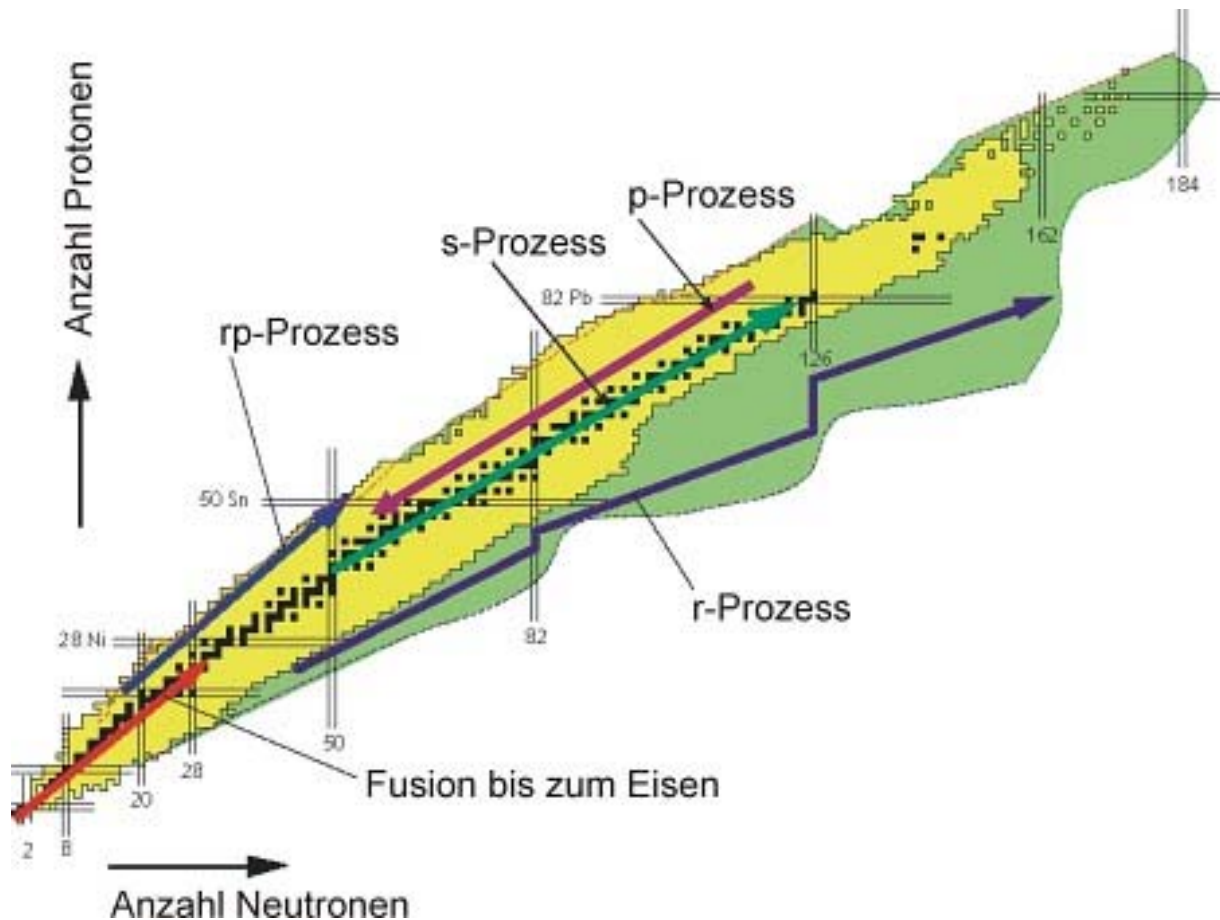


Abb. 14 Übersicht über alle wesentlichen Nucleosyntheseprozesse. Dabei sind Fusionsreaktionen, s- und r-Prozess für die solaren Elementhäufigkeiten ausschlaggebend. Im rp- und p-Prozess entsteht nur ein kleiner Teil der bekannten Nuklide.

### 1.5.2.2. Der p-Prozess

Beim eigentlichen p-Prozess treten Protoneneinfangreaktionen in den Hintergrund. Insbesondere für Kerne mit großer Protonenzahl  $Z$  wird es faktisch unmöglich weitere Protonen an den Kern anzulagern, da die Coulombabstoßung schließlich zu groß wird. Vielmehr geht man davon aus, dass sich bei Temperaturen von etwa  $10^9$  K durch Photodissoziation aus einer s- bzw. r-Prozesssaat protonenreiche Kerne wie zum Beispiel  $^{196}\text{Hg}$  oder  $^{190}\text{Pt}$  bilden. Hierbei dominieren dann  $(\gamma, p)$ -,  $(\gamma, n)$ - und  $(\gamma, \alpha)$ -Reaktionen (daher auch die alternative Bezeichnung  $\gamma$ -Prozess). Als astrophysikalischer Ort für diesen Prozess kommen alle Orte mit hohen und energiereichen  $\gamma$ -Flussdichten, sehr hohen Temperaturen, Dichten und Entropien in Frage, wie zum Beispiel bestimmte Bereiche von Supernovaexplosionen, oder dichte bis superkritische Akkretionsscheiben. Grundsätzlich kann der p-Prozess an denselben Orten und Szenarien auftreten wie der rp-Prozess.

Aus den Isotopenhäufigkeiten kann man allerdings darauf schließen, dass der p-Prozess astrophysikalisch eher ein seltenes Phänomen darstellt. Nur etwa 2% des in s- und r-Prozess synthetisierten Materials durchläuft demnach einen p-Prozess.



---

## 1.6. Untersuchungsmethoden

### 1.6.1. Produktion von exotischen Kernen

Auch im Zeitalter der Großbeschleuniger ist es immer noch unmöglich, Nukleosyntheseprozess in ihrer Gesamtheit zu studieren. Prinzipiell lassen sich zwar Fusionsprozesse und auch Teile des CNO-Zyklus im Labor nachstellen, doch für alle explosiven Szenarien - oder solche, die anderwärtig hohe Dichten und Temperaturen erzeugen, um Kernreaktionen zu initiieren – müssen andere Möglichkeiten gefunden werden, um sie genauer zu untersuchen.

Eine der wichtigsten Methoden zur Untersuchung solcher Szenarien im kernphysikalischen Bereich, ist die Darstellung einzelner, für den Gesamtprozess wichtiger, Nuklide und deren anschließende Vermessung. Auf diese Weise können Informationen über Halbwertszeiten, Kernstruktur oder Teilchenseparationsenergien erhalten werden.

Wirkungsquerschnitte für Reaktionen dicht an der Stabilität können im Allgemeinen durch direkte Messung erhalten werden, in dem man die entsprechende Reaktion nachstellt. Dies ist für Reaktionen in exotischeren Bereichen der Nuklidkarte meist nicht möglich. Hier behilft man sich für gewöhnlich indem man die entsprechenden Reaktionen in so genannter inverser Kinematik studiert. Hierbei werden Target und Strahl vertauscht. Für zum Beispiel den Neutroneneinfang von  $^{130}\text{Cd}$  lässt sich kein Target aus dem entsprechenden Nuklid herstellen und anschließend mit Neutronen bestrahlen. Man kann sich aber behelfen, indem man einen  $^{130}\text{Cd}$ -Strahl auf ein entsprechend deuteriertes Target lenkt, wobei man die Reaktion  $^{130}\text{Cd}(d,p)^{131}\text{Cd}$  beobachten kann. Aus den so gewonnenen Messdaten kann nun auf die Originalreaktion zurück geschlossen werden.

Unabhängig von der Vorgehensweise für die spezielle Messung müssen allerdings entsprechende Nuklide produziert werden und dem jeweiligen Experiment zur Verfügung gestellt werden. Hierfür werden heute unterschiedliche Wege beschritten.

#### 1.6.1.1. Spallation

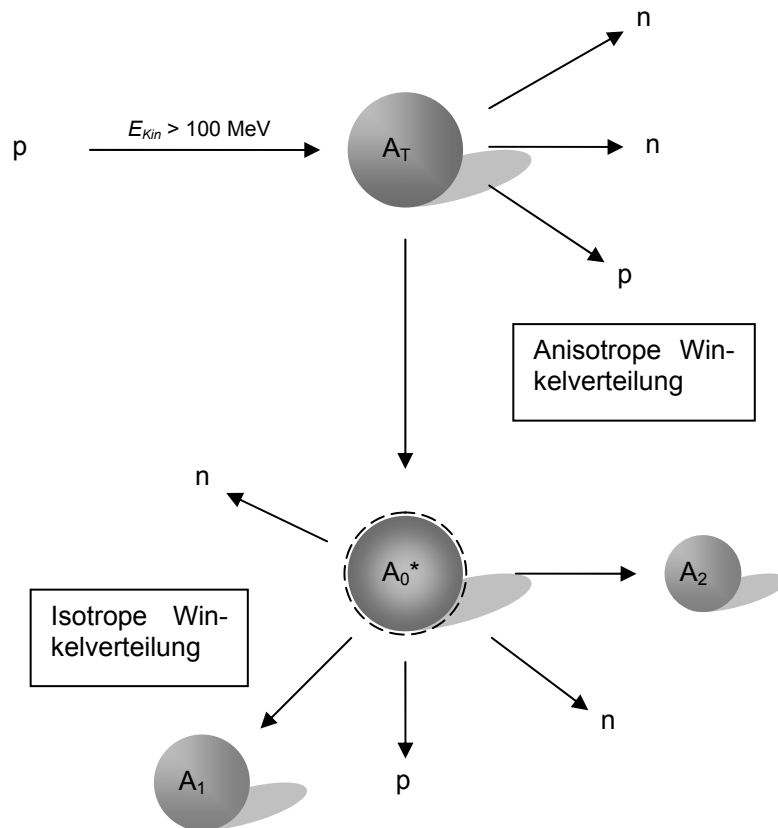
Unter Spallation (von englisch *to spall* „absplitteln“) versteht man eine nichtelastische Wechselwirkung eines Atomkerns mit einem Proton, Neutron,  $\alpha$ -Teilchen oder anderem Atomkern bei hohen kinetischen Energien ( $> 100$  MeV). Dabei wird der Targetkern praktisch in mehrer kleinere Bruchstücke und in der Regel einige Neutronen und Protonen zerschmettert.

Dabei verläuft die Spallationsreaktion zweistufig. Zunächst tritt das Projektil mit den einzelnen Nukleonen des Targetkerns in Wechselwirkung, die ihrerseits wiederum mit weiteren Nukleonen wechselwirken. Dies führt zu einer Teilchenkaskade im Targetkern. Dabei können einzelne Nukleonen den Kern mit hohen Energien, bis hin zur Projektilenergie, verlassen. Für gewöhnlich werden so Neutronen emittiert, da sie keinen Coulombberg überwinden müssen. Es können aber auch Protonen den Kern verlassen. Die Hauptrichtung der so emittierten Teilchen fällt mit der Richtung des Projektils zusammen. Bei Projektilenergien von mehr als 400 MeV können während des ersten Schrittes der Spallationsreaktion auch Pionen im Targetkern gebildet werden.

Zurück bleibt ein hoch angeregter Restkern, in dem die kinetische Energie statistisch gleichmäßig über alle verbleibenden Nukleonen verteilt ist. Nun kommt es in der zweiten Stufe der Reaktion zum so genannten Abdampfen von Protonen und Neutronen, etwas weniger häufig auch von  $\alpha$ -Teilchen und anderen Kernfragmenten. Die

---

so aus dem Kern ausgestoßenen Teilchen zeigen im Gegensatz zu den Teilchen aus dem ersten Schritt der Reaktion eine isotrope Winkelverteilung. Der zurückbleibende Restkern ist in der Regel protonenreich und radioaktiv.



**Abb. 15 Schematische Darstellung einer Spallationsreaktion.**  $A_T$  – Masse Targetkern,  $A_0$  – Masse, des im angeregten Zustand befindlichen Restkerns,  $A_1$  und  $A_2$  – Massen der zurückbleibenden Kernfragmente;  $A_0 > A_1 > A_2$

### 1.6.1.2. Spaltung

Im Gegensatz zur Spallation lassen sich mit Hilfe der niederenergetischen teilcheninduzierten Kernspaltung (meist mit Neutronen) von schweren Kernen, wie zum Beispiel Thorium, Uran, Plutonium oder Californium, ausschließlich neutronenreiche Nuklide produzieren.

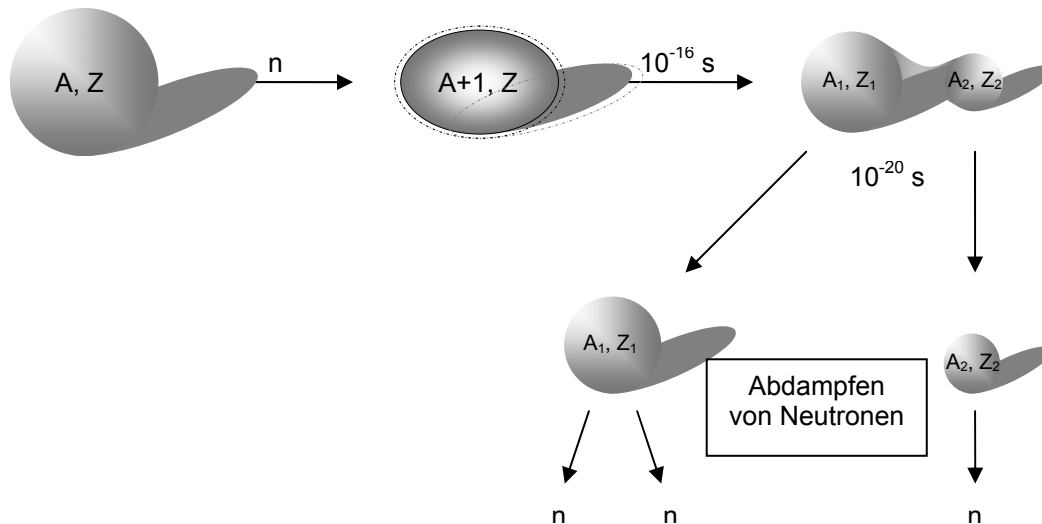
Bei der Spaltung fängt ein Targetkern zunächst ein Neutron ein. Dies gelingt in der Regel leicht, da das Neutron keine Coulombbarriere des Kerns sieht. Durch den Gewinn an Bindungsenergie (und eventuell auch kinetischer Energie) ist nun der so gebildete Compoundkern in einem angeregten Zustand. Hier öffnen sich nun mehrere Zerfallskanäle:

- zum einen kann sich der Kern durch Aussendung eines  $\gamma$ -Quants abregen und in einen stabileren, nicht angeregten Zustand übergehen.
- zum anderen kann der Kern Spaltung unterliegen, bei der zwei, in seltenen Fällen auch drei, Spaltkerne entstehen, die stärker als der zerfallende Compoundkern gebunden sind. Typischerweise werden hierbei auch einige Neutronen freigesetzt.

Die Spaltung folgt nicht immer demselben Muster, sondern es entsteht immer eine für den spaltenden Kern typische Verteilung der Spaltprodukte. So seien hier zwei Möglichkeiten der Spaltung von  $^{239}\text{Pu}$  als Beispiel aufgezeigt:



Die entstehenden Spaltprodukte sind für gewöhnlich instabil gegenüber  $\beta^-$ -Zerfall und zum Teil auch für  $\beta^-$ -verzögerte Neutronenemission und zerfallen über mehrere Stufen zur Stabilität zurück.



**Abb. 16** Schematische Darstellung der Kernspaltung. Nach Einfangen eines thermischen Neutrons gelangt der angeregte Compoundkern in einen kritischen Deformationszustand. Dieser führt zu einer Abschnürung und schließlich zur Spaltung. Anschließend werden von den Spaltprodukten Neutronen abgedampft.

### 1.6.1.3. Fragmentation

Eine weitere Möglichkeit exotische Nuklide zu produzieren ist die so genannte Kernfragmentation. Diese Möglichkeit soll hier aber nur der Vollständigkeit halber aufgeführt werden.

Im Fall der Fragmentation werden leichte Targetkerne, wie zum Beispiel Wasserstoff oder Lithium, mit schweren Projektilen, wie zum Beispiel Xenon oder Uran, bei hohen kinetischen Energien beschossen. Bei einer Wechselwirkung zwischen den in Ruhe befindlichen Targetkernen und den mit hoher kinetischer Energie ausgestatteten Projektilen, werden die schweren Projektile an den leichten Kernen fragmentiert. Die Bruchstücke der Projektile fliegen dabei bevorzugt in dieselbe Richtung wie das Projektil selbst.

### 1.6.1.4. Inflight- und Online-Massenseparation

Im Allgemeinen liegen die für ein Experiment gewünschten Nuklide direkt nach ihrer Produktion in einem Gemisch aller Reaktionsprodukte der entsprechenden Produktionsmethode vor. Eine wichtige Aufgabe ist es nun, die für das Experiment benötigten Kerne von den unerwünschten Nukliden abzutrennen. Hierzu wurden im Wesentlichen zwei grundsätzliche Techniken entwickelt.

Bei der Inflight-Massenseparation wird für gewöhnlich mit Kernfragmentation gearbeitet. Hierzu werden schwere Nuklide, wie zum Beispiel  ${}^{238}\text{U}$ , mehrfach gestrippt, das heißt, das Nuklid wird seiner Elektronenhülle weitgehend entledigt, und so auf relativistische Energien beschleunigt. Diese hochenergetischen und hoch geladenen Teilchen werden dann auf ein leichtes Target geschossen, wobei der Projektilkern

fragmentiert wird. Die dabei entstehenden ebenfalls hochgeladenen Fragmentkerne werden dann mit Hilfe von mehreren Dipolsektorfeldern massensepariert und dem jeweiligen Experiment zugeführt.

Aufgrund der bei der Fragmentation auftretenden hohen kinetischen Energien der Kernbruchstücke eignet sich diese Methode besonders für die Untersuchung von sehr kurzlebigen Zuständen (Mikrosekundenisomere) der produzierten Nuklide. Als Beispiel für eine Inflightfacility sei hier die GSI in Darmstadt genannt.

Die Online-Massenseparation beschreitet den umgekehrten Weg. Hier wird für gewöhnlich ein dickes Target mit Protonen beschossen, die dann im Target Spallationsreaktionen induzieren. Die dabei gewonnenen Nuklide müssen aus dem Target heraus in eine Ionenquelle diffundieren. Die hier entstehenden Ionen werden anschließend mit Hilfe einer Zugspannung aus der Ionenquelle heraus beschleunigt und dann im magnetischen Dipolsektorfeld massensepariert. Der typische Ladungszustand ist hierbei  $1^+$ .

Alternativ kann der Protonenstrahl auch auf ein Spallationstarget zur Erzeugung von Neutronen gelenkt werden. In diesem Fall spricht man von einem Neutronenkonverter. Mit dieser Technik kann die protonenreiche Seite der Nuklidkarte unterdrückt werden, die sonst durch Spallationsreaktionen bevölkert wird.

In beiden Fällen ist die Methode gegenüber der Inflight-Massenseparation recht langsam, so dass keine sehr kurzlebigen Zustände beobachtet werden können. Dafür kann die Online-Methode bei einem entsprechend hochauflösenden Massenseparator allerdings einen isobarenreinen Strahl erzeugen, was mit der Inflight-Technik nicht möglich ist. Des Weiteren sind sehr neutronenreiche Kerne in der Regel nur mit der Online-Methode mit Neutronenkonverter isotopenrein darstellbar. Als Beispiel für eine Onlinefacility soll hier stellvertretend die ISOLDE-Facility am CERN genannt werden.

## **1.6.2. Detektion von radioaktiver Strahlung**

Um Informationen über die Eigenschaften von den nach den obigen Methoden produzierten Atomkernen zu erlangen, nutzt man die radioaktive Strahlung. Hier soll nun ein kurzer Abriss der Detektionsmöglichkeiten gegeben werden, wie sie in Experimenten zur nuklearen Astrophysik eingesetzt werden.

### **1.6.2.1. $\gamma$ -Strahlung**

Zum Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung benutzt man in der Regel Halbleiter- oder Szintillationsdetektoren. Szintillationsdetektoren (wie zum Beispiel NaI) besitzen eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit, aber eine schlechte Energieauflösung. Aus diesem Grund verwendet man heute in erster Linie Halbleiterdetektoren, die eine wesentlich bessere Energieauflösung bieten.

In Halbleiterdetektoren entsteht das Signal durch die Wechselwirkung eines  $\gamma$ -Quants mit dem Kristall. Dabei wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben. Die entstehenden Elektron-Loch-Paare können durch thermische Eigenbewegung langsam auseinander driften. Durch Anlegen eines hinreichend starken elektrischen Feldes kann dieser Diffusion eine Vorzugsrichtung gegeben werden und der Einfall eines energiereichen Photons durch den Fluss eines schwachen Stroms detektiert werden.

### **1.6.2.2. $\beta$ -Strahlung**

Betastrahlung kann mit Hilfe von Szintillatoren nachgewiesen werden. Ein einfallendes  $\beta$ -Teilchen löst im Szintillator einen schwachen Lichtblitz aus. Die ausgesandten

---

Photonen werden anschließend mit einem Photomultiplier verstärkt und in ein elektrisches Signal umgewandelt.

Betastrahlung wurde früher auch mit Hilfe eines Geiger-Müllerzählers nachgewiesen, da  $\beta$ -Strahlen ihr umgebendes Medium zu ionisieren vermögen. Die dadurch entstehende Ionenwolke löst dann im Zählrohr den elektrischen Impuls aus, der das Einfallen eines Teilchens anzeigt. Diese Methode ist allerdings recht unselektiv und spricht auf viele Arten von Strahlung an, solange diese nur die Möglichkeit besitzt, in einem Zählgas Ionen zu bilden.

### 1.6.2.3. Neutronenstrahlung

Um Neutronen zu detektieren, benutzt man unter anderem mit  $^3\text{He}$  gefüllte Proportionalzählrohre. Fällt ein Neutron in das Zählrohr und kollidiert mit einem  $^3\text{He}$ -Teilchen, so läuft folgende Reaktion ab:



Die bei der Reaktion entstehenden geladenen Teilchen können das Zählgas ionisieren und führen zu einer Entladung des Zählrahtes. Der Spannungsabfall in Folge der Entladung lässt sich als elektrischer Impuls nachweisen.

Das bei der Reaktion entstehende Tritium zerfällt mit einer Halbwertszeit von 12,329 Jahren wieder zu  $^3\text{He}$ . Somit ist eine lange Lebensdauer des Detektors garantiert.

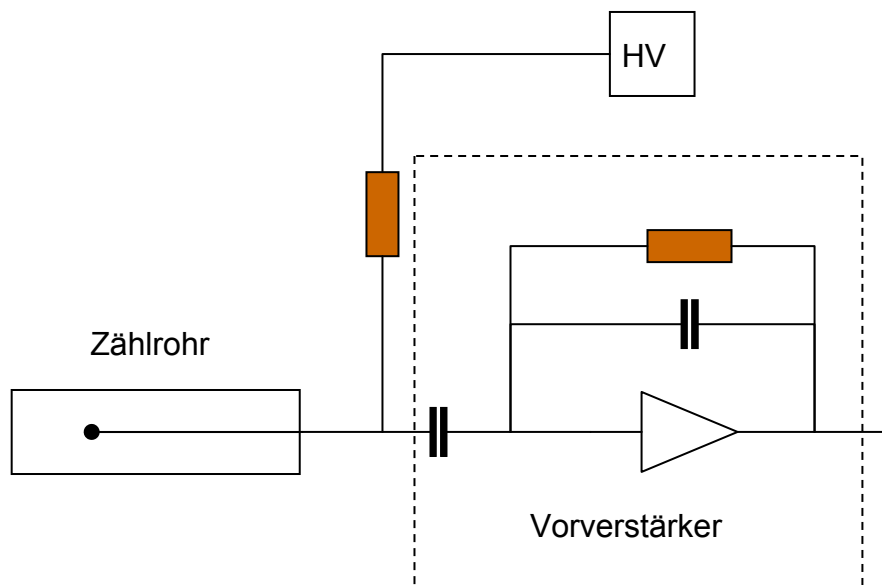


Abb. 17 Blockschaubild einer Detektionseinheit eines Proportionalzählrohrs mit Zählrohr und Vorverstärker, wie sie in Neutronenzählern oder  $\beta$ -Zählrohren zum Einsatz kommt.

## 1.7. Motivation

Betrachtet man die Isotopenverteilung im solaren System (siehe Abb. 12), so erkennt man leicht die Korrelation der einzelnen Massenpeaks mit den „Waiting-Points“ an den jeweiligen Neutronenschalenabschlüssen im r-Prozesspfad. Auch für die Bestimmung des Alters des Universums ist ein umfassendes Verständnis des r-Prozesses von großer Bedeutung, da dieses mit Hilfe des Uran- und Thoriumzerfalls bestimmt werden kann.

Beobachtungen an Kernen im r-Prozesspfad sind allerdings sehr schwierig und nur selten von unmittelbarer Relevanz, da der Prozesspfad in den Gebieten zwischen den magischen Neutronenzahlen relativ breit ist. Das heißt, dass hier viele unterschiedliche Spezies von Nukliden nebeneinander vorliegen und so Aussagen über einzelne Kerne schnell relativiert werden müssen. Die Situation ändert sich allerdings drastisch, wenn man die  $N_{\text{mag}}$ -„Waiting-Points“ betrachtet. Hier schrumpft der Prozessweg auf nur wenige Nuklide an den Schalenabschlüssen zusammen, was wiederum die Zahl der zu beobachtenden Kerne für eine allgemein gültige Aussage auf eine überschaubare Anzahl reduziert.

Die „Waiting-Points“ bei  $N = 82$  sind nun besonders interessant. Zum einen ist die Masse  $A \approx 130$  die letzte zurzeit experimentell erreichbare Gegend, die für den r-Prozess relevant ist (die nächste Region an den folgenden  $N_{\text{mag}}$ -„Waiting-Points“ ist  $A \approx 195$ ). Zum anderen sind hier die Produktionsraten für die entsprechenden neutronenreichen Nuklide noch ausreichend hoch, da man sich nicht direkt an der Neutronenabbruchkante befindet sondern, relativ zu Prozesspfad gesehen, am „nächsten“ zur  $\beta$ -Stabilität. Der Abstand zur Stabilität beträgt für  $A \approx 80$  etwa 10 – 15 Masseneinheiten, für  $A \approx 130$  ca. 15 – 20 Masseneinheiten und für  $A \approx 195$  ca. 30 – 35 Masseneinheiten. Die Kenntnis des Zerfallsverhaltens von Kernen in der Nachbarschaft und am „Waiting-Point“ selbst erlaubt nun Aussagen über die Bildungsrate von Kernen in der Natur und über die dazu nötigen Neutronenflüsse.

Detaillierte Messungen in diesen Bereichen fernab der  $\beta$ -Stabilität sind allerdings schwierig, da die Auflösung heutiger Massenseparatoren für gewöhnlich zu niedrig ist, um eine Isobarenreinheit des Strahls zu garantieren. Daher ist der Fokus dieser Arbeit nicht nur auf die Untersuchung von Nukliden, die zum Verständnis der r-Prozesses beitragen können, gerichtet, sondern auch auf Möglichkeiten überhaupt in diese Regionen vorzustoßen und dort verwertbare Ergebnisse zu erzielen.

Ionenstrahlen an ISOL-Einrichtungen sind – insbesondere in Bereichen fernab der Stabilität – mit ihren Isobaren kontaminiert. Diese Kontamination macht viele Messungen sehr schwierig, wenn nicht sogar unmöglich, da das zu untersuchende Nuklid, das meist sowieso schon niedrige Bildungsrate hat, im Isobarenuntergrund versinkt. Um dennoch innerhalb vernünftiger Messzeiten und mit überschaubarem Materialaufwand zu Ergebnissen zu gelangen, werden hier prinzipiell zwei Ansätze verfolgt: Zum einen die Verschiebung des zu untersuchenden Nuklids in einen günstigeren Massenbereich durch Molekülbildung. Zum anderen wurde nach Möglichkeiten gesucht, um die Selektivität des Detektoraufbaus zu verbessern und so die Signale der interessanten Nuklide vom Untergrund abzutrennen.

---

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1. Theorie des $\beta$ -Zerfalls

Der  $\beta$ -Zerfall ist ein radioaktiver Zerfallsmodus von Atomkernen. Dabei verlassen ein so genanntes  $\beta$ -Teilchen – ein Elektron oder ein Positron – sowie ein zugehöriges Neutrino den Kern. Die für den  $\beta$ -Zerfall typische Umwandlung eines Quarks in

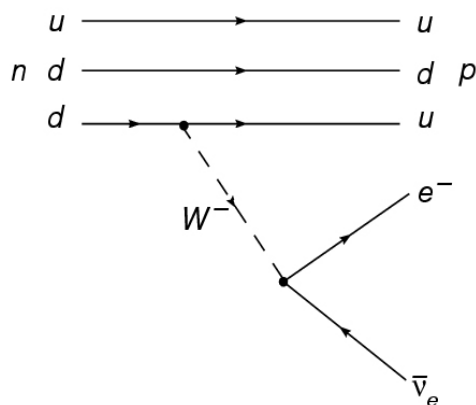


Abb. 18 Freymandiagramm des Zerfalls eines Neutrons in ein Proton

einem Neutron oder Proton in ein anders Quark wird durch die Schwache Wechselwirkung vermittelt. Alle emittierten Teilchen liegen vor dem Zerfall nicht als freie Teilchen im Atomkern vor, vielmehr werden sie erst durch den Zerfall des entstehenden  $W$ -Bosons gebildet.

Der  $\beta$ -Zerfall wird nach Art des emittierten Teilchens unterschieden. Insgesamt kennt man drei verschiedene Zerfallsmodi für den  $\beta$ -Zerfall. Werden dabei ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino emittiert so spricht man von einem  $\beta^-$ -Zerfall, wird ein Positron und ein Elektronneutrino von einem  $\beta^+$ -Zerfall. In einem dritten Modus wird ein Elektron aus der Elektro-

nenhülle in den Kern gesogen und wandelt dort ein Proton in ein Neutron um. Man spricht von einem Elektroneneinfang (EC, Electron Capture).

#### 1. $\beta$ -Zerfall

Neutronenreiche Nuklide zerfallen durch  $\beta^-$ -Zerfall. Dabei wird ein Neutron in ein Proton umgewandelt. Das bei diesem Prozess entstehende  $W$ -Boson zerfällt anschließend in ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino. Diese unterliegen als Leptonen nicht der Starken Wechselwirkung im Kern und verlassen diesen ungehindert.



Da sich nach dem Zerfallsprozess ein Neutron weniger und ein Proton mehr im Kern befindet, bleibt die Massenzahl  $A$  unverändert. Die Kernladungszahl  $Z$  steigt allerdings um eins und so geht das Element  $X$  in das im Periodensystem nachfolgende Element  $Y$  über. Für das Neutron ergibt sich also:



Die Energiebilanz für den  $\beta^-$ -Zerfall ergibt sich zu:

$$Q = (M_Z - M_{Z+1}) \cdot c^2 > 0 \quad (33)$$

Der Zerfall des freien Neutrons stellt insbesondere für die Astrophysik einen Sonderfall dar, da die Kenntnis der Lebensdauer des freien Neutrons für die frühe Entwicklung des Universums von großer Wichtigkeit ist. Die Messung der Halbwertszeit des Neutrons gestaltet sich aber schwierig, da freie Neutronen zwar relativ einfach erzeugt werden können (wie zum Beispiel durch Kernspaltung oder mit Spallationsquellen), allerdings auch sehr leicht von Materie wieder eingefangen werden. Derzeit geht man von einer Halbwertszeit für das freie Neutron von etwa 615 Sekunden aus.

## 2. $\beta^+$ -Zerfall

Der  $\beta^+$ -Zerfall tritt bei protonenreichen Isotopen auf. Hierbei wird ein Proton in ein Neutron unter Aussendung eines Positrons und eines Elektronenutrinos umgewandelt



Nach dem  $\beta^+$ -Zerfall befinden sich im Kern je ein Proton weniger und ein Neutron mehr, während die Massenzahl  $A$  gleich bleibt. Aufgrund der Erniedrigung der Kernladungszahl  $Z$  geht das Element  $X$  nun in das im Periodensystem vorher stehende Element  $Z$  über. Für das Proton ergibt sich also:

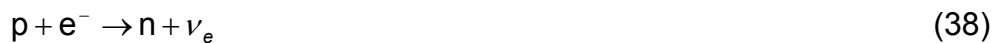


Die Energiebilanzierung ergibt sich nach:

$$Q = (M_Z - M_{Z-1} - 2 \cdot m_e) \cdot c^2 > 0 \quad (36)$$

## 3. Elektroneneinfang (EC, $\varepsilon$ )

Die dritte Möglichkeit des  $\beta$ -Zerfalls, der so genannte Elektroneneinfang oder auch  $\varepsilon$ -Zerfall, wird immer dann beobachtet, wenn ein protonenreicher Kern die nötige Energie zur Erzeugung von zwei Elektronenmassen nicht aufbringen kann. In diesem Fall wird ein Hüllenelektron eingefangen.



Beim  $\varepsilon$ -Zerfall werden bevorzugt Elektronen aus der K-Schale eingefangen, man spricht vom K-Einfang. Elektroneneinfänge aus höheren Schalen werden dementsprechend als L-Einfang beziehungsweise M-Einfang bezeichnet.

Der Energieumsatz des Elektroneneinfangs lässt sich nach

$$Q = (M_Z - M_{Z-1}) \cdot c^2 > 0 \quad (39)$$

bilanzieren.

Die beim Elektroneneinfang emittierten Elektronenutrinos sind, im Gegensatz zum  $\beta^+$ - und  $\beta^-$ -Zerfall, monoenergetisch. Da sich nach einem Elektroneneinfang die Elektronenhülle wieder rearrangieren muss, d. h., ein Elektron aus den äußeren Schalen muss das Loch in der inneren Schale wieder auffüllen, werden im Allgemeinen Röntgenquanten als Sekundärstrahlung beobachtet. Prinzipiell steht der  $\varepsilon$ -Zerfall mit dem  $\beta^+$ -Zerfall in Konkurrenz.

Die beim  $\beta^+$ - und  $\beta^-$ -Zerfall freiwerdende Energie verteilt sich dagegen, wie oben schon angedeutet, statistisch auf die emittierten Teilchen. Somit zeigen  $\beta$ -Spektren eine kontinuierliche Energieverteilung. Der Nullpunkt der extrapolierten Energieverteilungskurve beschreibt die maximale Energie, den so genannten  $Q_{\beta}$ -Wert, und ist direkt von der Masse des zerfallenden Kern abhängig. Somit besteht in der Bestimmung des  $Q_{\beta}$ -Werts eine elegante Möglichkeit, die Masse von radioaktiven Kernen experimentell zu bestimmen.

### 2.1.1.1. Fermitheorie

Fermis „Goldene Regel“ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron im Impulsintervall von  $p$  bis  $p+dp$  emittiert wird<sup>11</sup>

$$N(p_e) dp_e = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle \Psi_f | \hat{H} | \Psi_i \rangle \right|^2 \frac{dn}{dE_0} \quad (40)$$



wobei  $\frac{dn}{dE_0}$  die Dichte der möglichen Endzustände pro Energieintervall angibt. Das Matrixelement mit dem Hamiltonoperator und den Wellenfunktionen für Anfangs- und Endzustand enthält das Kernmatrixelement  $\mathbf{M}$ , das die Übergangswahrscheinlichkeit beschreibt. Das Kernmatrixelement ist aber mit der  $\beta$ -Halbwertszeit des Kerns korreliert.

$$\left| \langle \Psi_f | \hat{H} | \Psi_i \rangle \right|^2 = \left| \hat{H}_{f \rightarrow i} \right|^2 = [g |\psi_e(0) \psi_{\bar{\nu}}(0)| \mathbf{M}]^2 \quad (41)$$

Der Faktor  $g$  charakterisiert die Stärke der  $\beta$ -Wechselwirkung  $[|\psi_e(0) \psi_{\bar{\nu}}(0)|]^2$  und gibt somit die Wahrscheinlichkeit an,  $\beta$ -Teilchen und Neutrino am Kern zum Zeitpunkt ihrer Entstehung ( $t = 0$ ) vorzufinden. Da dieser Faktor näherungsweise gleich eins gesetzt werden darf, vereinfacht sich (41) zu

$$\left| \hat{H}_{f \rightarrow i} \right|^2 = g^2 \mathbf{M}^2 \quad (42)$$

Da zwei mögliche Kernmatrixelemente, entsprechend den Fermi-Übergängen und den Gamow-Teller-Übergängen, existieren, folgt

$$\left| \hat{H}_{f \rightarrow i} \right|^2 = g_V^2 \mathbf{M}_F^2 + g_A^2 \mathbf{M}_{GT}^2 \quad (43)$$

$$\text{mit } \mathbf{M}_F = \int g_V (\bar{\Psi}_p \Psi_n) d\tau \quad (44)$$

$$\text{und } \mathbf{M}_{GT} = \int g_A (\bar{\Psi}_p \vec{\sigma} \Psi_n) d\tau \quad (45)$$

Allein der statistische Faktor  $\frac{dn}{dE_0}$  bestimmt die Form des Elektronenspektrums, unter der Voraussetzung, dass die Kernmatrixelemente als konstant gelten. Für  $dn$  gilt

$$dn = p^2 dp \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} \quad (46)$$

Die Wahrscheinlichkeit für einen gleichzeitigen Übergang von Elektron und Neutrino ist dann

$$\frac{dn}{dE_0} = \frac{dn_\nu \cdot dn_e}{dE_0} = (p_e^2 dp_e) (p_\nu^2 dp_\nu) \frac{1}{4\pi^4 \hbar^6} \frac{1}{dE_0} \quad (47)$$

Setzt man den Neutrinoimpuls  $p_\nu = \frac{E_0 - E}{c}$  und für  $\frac{dp_\nu}{dE_0} = \frac{1}{c}$ , erhält man

$$\frac{dn}{dE_0} = p_e^2 (E_0 - E)^2 dp_e \frac{1}{4\pi^4 \hbar^6 c^3} \frac{1}{dE_0} \quad (48)$$

Einsetzen in (40) ergibt für das Impulsspektrum

$$N(p) dp = \frac{g_V^2 \mathbf{M}_F^2 + g_A^2 \mathbf{M}_{GT}^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} p^2 (E_0 - E)^2 dp \quad (49)$$

Das durch (49) beschriebene Spektrum setzt voraus, dass die Neutrinomasse gleich Null ist und zeigt somit einen parabolischen Verlauf. Reale Spektren unterscheiden sich hiervon und geben so die Möglichkeit, die Neutrinomasse zu bestimmen.

Des Weiteren wird das  $\beta$ -Spektrum durch die Coulombkraft verformt. Positronen werden aufgrund ihrer positiven Ladung vom Kern ausgestoßen, während Elektronen die Coulombanziehung der Protonen im Kern erst überwinden müssen. Dies wird durch die Fermifunktion  $f(Z, p)$  in Abhängigkeit von der Kernladungszahl und des Impulses berücksichtigt. Somit erhält man mit (49)

$$N(p) dp = \frac{g_V^2 \mathbf{M}_F^2 + g_A^2 \mathbf{M}_{GT}^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} f(Z, p) p^2 (E_0 - E)^2 dp \quad (50)$$

Trägt man nun  $\sqrt{\frac{N(p)}{F(Z,p)\rho^2}}$  gegen  $(E_0 - E)$  auf, so erhält man eine lineare Darstellung des  $\beta$ -Spektrums, den so genannten Fermi-Kurie-Plot. In diesem ist der x-Achsenabschnitt gleich der maximalen  $\beta$ -Energie  $E_0$ , was einer Speisung in den Grundzustand entspricht. Dementsprechend ist diese Energie auch gleich dem  $Q_\beta$ -Wert.

Durch Integration über alle Impulse erhält man die totale Zerfallskonstante  $\lambda$

$$\lambda = \int_0^{p_0} N(p) dp = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \quad (51)$$

Mit der Fermifunktion in Abhängigkeit von  $Z$  und  $E_0$  erhält man mit (50) und (51)

$$\lambda = \int_1^{E_0} N(E) dE = \frac{g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2}{2\pi^2 \hbar^7 c^3} f(Z, E_0) = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \quad (52)$$

Den log ft-Wert erhält man als das Produkt von  $f(Z, E_0)$  und  $t_{1/2}$ .

$$f(Z, E) t_{1/2} = \frac{2\pi^2 \hbar^7 c^3 \ln 2}{g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2} = \frac{2\pi^2 \hbar^7 c^3 \ln 2}{|M_{fi}|^2} \quad (53)$$

Das Kernmatrixelement  $|M_{fi}|^2$  stellt dabei die so genannte  $\beta$ -Stärkefunktion dar:

$$S_\beta(E) = |M_{fi}|^2 = \frac{2\pi^2 \hbar^7 c^3}{f(Z, E) t_{1/2}} \quad (54)$$

Der log ft-Wert ist ein direktes Maß für die Kernmatrixelemente  $M_F$  und  $M_{GT}$  und deren Kopplungskonstanten und erlaubt somit  $\beta$ -Zerfälle gemäß ihrer Übergangswahrscheinlichkeit zu ordnen. Tabelle 1 gibt über die verschiedenen  $\beta$ -Zerfälle und ihre log ft-Werte einen Überblick.

**Tabelle 1 Die Übergangsarten und die dazugehörigen log ft-Werte**

Art des $\beta$ -Übergangs	$\Delta I$	Parität	log ft
Übererlaubt	0 $\pm 1$	+	2,7 – 3,7
Erlaubt	0 $\pm 1$	+	4 – 6
Einfach verboten	0 $\pm 1$	-	6 – 10
Einfach verboten („unique“)	$\pm 2$	-	7 – 10
Zweifach verboten	$\pm 2$	+	11 – 14
Dreifach verboten	$\pm 3$	-	17 – 19
Vierfach verboten	$\pm 4$	+	$\approx 19$

### 2.1.1.2. Fermi- und Gamow-Teller-Übergänge

Mit den Kernmatrixelementen  $M_F$  und  $M_{GT}$  werden zwei verschiedene Arten von  $\beta$ -Zerfällen beschrieben. In Abhängigkeit von  $\sum I = 0$  (Singulett) oder  $\sum I = 1$  (Triplet) spricht man von einem Fermi- oder Gamow-Teller-Übergang.

Im Falle von parallelem Spin von zerfallendem Neutron und entstehendem Proton handelt es sich um einen Fermi-Übergang. Für diesen gilt:

$$n(\uparrow) \rightarrow p(\uparrow) + e^-(\uparrow) + \bar{\nu}_e(\downarrow) \quad (55)$$

Es gelten die Auswahlregeln  $\Delta I = 0$  und  $\Delta \pi = 0$ . Für den Gamow-Teller-Übergang gilt dementsprechend:



mit den Auswahlregeln  $\Delta I = 0, 1$  und  $\Delta\pi = 0$ . Der Gamow-Teller-Übergang wird bevorzugt bei Zerfällen von sehr neutronenreichen Kernen beobachtet. Bei  $\beta$ -Zerfällen von Nukliden dicht an der Stabilität dominieren Fermi-Übergänge.

### 2.1.1.3. Der $\beta$ -verzögerte Neutronenzerfall

Der  $\beta$ -Zerfall von sehr neutronenreichen Kernen mit hohen  $Q_\beta$ -Werten kann zu angeregten Zuständen des Tochterkerns oberhalb der Neutronenbindungsenergie  $B_n$  führen. Unter diesen Umständen wird nach dem  $\beta$ -Zerfall die Emission eines oder, bei sehr exotischen Nukliden, auch mehrerer Neutronen beobachtet. Diese Neutronen werden prompt emittiert, aber auf der Zeitskala des  $\beta$ -Zerfalls erscheinen sie als „verzögert“.

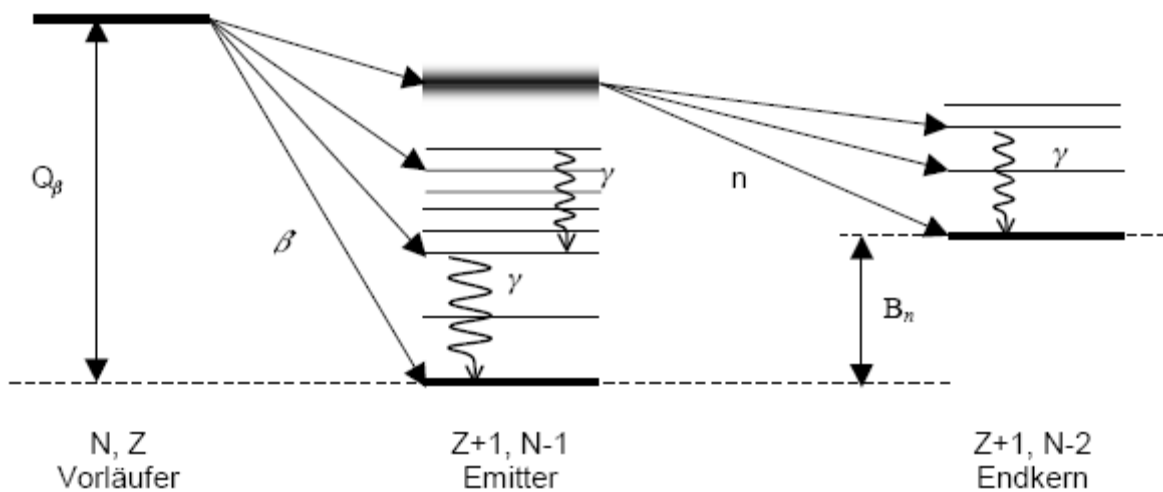


Abb. 19 Schematische Darstellung der  $\beta$ -verzögerten Neutronenemission

Nur wenn im Compoundkern Energielevel jenseits der Neutronenseparationsenergie bevölkert werden, kann die Neutronenemission mit der  $\gamma$ -Abregung konkurrieren. Die Energieniveaus unterhalb der Neutronenseparationsenergie regen sich nur über  $\gamma$ -Zerfall ab und man beobachtet normalen  $\beta$ -Zerfall.

Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Zerfalls wird durch den  $P_n$ -Wert gegeben. Dieser lässt sich als

$$P_n = \frac{\int_{S_n}^{q_\beta} \sum_J \sum_j M^2(E) F(Z+1, Q_{\beta-E}) \omega(E, J^\pi) \frac{\Gamma_n^j(E_n)}{\Gamma_{tot}} dE}{\int_0^{q_\beta} \sum_J M^2(E) F(Z+1, Q_\beta - E) \omega(E, J^\pi) dE} \quad (57)$$

darstellen<sup>12</sup>. Dabei steht  $Q_\beta$  für die maximale  $\beta$ -Energie,  $S_n$  für die Neutronenseparationsenergie,  $M$  für das Kernmatrixelement,  $F(Z+1, Q_\beta - E)$  für die Fermifunktion und  $\omega(E, J^\pi)$  für die Dichte der einzelnen Energieniveaus mit dem Spin  $J$  und der Parität  $\pi$  bei einer gegebenen Energie  $E$ .

Da die Neutronenemission bei (mittel-) schweren Kernen aus sehr dicht beieinander liegenden Energieniveaus im Compoundkern erfolgt, ist es möglich den  $\beta$ -Zerfall durch eine  $\beta$ -Stärkefunktion ( $S_\beta(E)$ ) zu beschreiben<sup>13</sup>. Mit der Vereinfachung

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{tot}} \approx 1 \quad (58)$$

ergibt sich nun

$$P_n = \frac{\int_{S_n}^{Q_\beta} F(Z+1, Q_\beta - E) S_\beta(E) dE}{\int_0^{Q_\beta} F(Z+1, Q_\beta - E) S_\beta(E) dE} \quad (59)$$

Unter der Annahme, dass  $S_\beta(E)$  oberhalb einer „Cut-Off“-Energie  $C$  konstant und darunter gleich Null ist, ergibt sich

$$P_n = \frac{\int_{S_n}^{Q_\beta} F(Z+1, Q_\beta - E) dE}{\int_C^{Q_\beta} F(Z+1, Q_\beta - E) dE} \quad (60)$$

Mit  $f(Z+1, Q_\beta - E) \approx (Q_\beta - E)^n$  und  $n \approx 5$  folgt

$$P_n = \left( \frac{Q_\beta - S_n}{Q_\beta - C} \right)^{n+1} \quad (61)$$

Eine doppeltlogarithmische Auftragung von  $P_n$  gegen  $(Q_\beta - S_n)/(Q_\beta - C)$  sollte also einen linearen Zusammenhang aufzeigen. Dieser wird durch die so genannte Kratz-Hermann-Formel beschrieben<sup>14</sup>. Für den „Cut-Off“-Parameter  $C$  ergeben sich somit folgende Forderungen:

$C = 0$	[MeV]	für den Zerfall von (g,g)-Kernen in (u,u)-Kerne
$C = \frac{13}{\sqrt{A}}$	[MeV]	für den Zerfall von Vorläuferkernen ungerader Massen (z. B. (g,u) $\rightarrow$ (u,g))
$C = \frac{26}{\sqrt{A}}$	[MeV]	für den Zerfall von (u,u)-Kernen in (g,g)-Endkerne

Für weitere Details zur  $\beta$ -verzögerten Neutronenemission siehe zum Beispiel B. Pfeiffer et al., „*Status of Delayed-Neutron Precursor Data: Half-Lives and Neutron Emission Probabilities*“<sup>15</sup>.

## 2.2. Allgemeine Grundlagen des $\gamma$ -Zerfall

Bei  $\gamma$ -Strahlung handelt es sich, im Gegensatz zu  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung, um eine elektromagnetische, ionisierende Strahlung mit hoher Durchdringungstiefe und einem diskreten Energiespektrum. Im Gegensatz zu  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlung werden  $\gamma$ -Strahlen beim Durchflug zwischen zwei geladenen Kondensatorplatten nicht abgelenkt, wodurch sie recht einfach von diesen unterschieden werden können.  $\gamma$ -Strahlung im ursprünglichen Sinne entsteht bei radioaktiven Kernumwandlungen (Abregung des Tochternuklids) oder in Folge von Paarvernichtung.

Ein angeregter Kern kann also spontan von seinem angeregten Niveau auf ein tiefer liegendes oder in den Grundzustand zerfallen. Dies geschieht unter Emission eines  $\gamma$ -Quants charakteristischer Energie.

$$E_{\gamma} = h\nu = E_i - E_f \quad (62)$$

Ein konkurrierender Prozess, der ebenfalls für die Abgabe von Anregungsenergie des Kerns verantwortlich ist, ist die so genannte Innere Konversion. Dabei wird die Energie auf eines der Elektronen in der Hülle des Atoms übertragen. Es werden also anstelle von  $\gamma$ -Strahlung Konversionselektronen der Energie

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E_B \quad (63)$$

emittiert. Wobei  $E_B$  die Bindungsenergie des Elektrons in seiner ursprünglichen Schale ist.

### 2.2.1. Multipolordnung

In der klassischen Elektrodynamik lässt sich eine Strahlungsquelle durch oszillierende, elektrische oder magnetische Momente darstellen. Die Ladungs- oder Stromverteilung wird dabei durch Kugelfunktionen der Ordnung  $\ell = 1, 2, \dots$  beschrieben. Auf diese Momente und die entsprechenden Strahlungsfelder werden die Bezeichnungen Dipol, Quadrupol, Oktupol, usw. angewandt.

In der Quantenmechanik kann man die  $\gamma$ -Strahlung entsprechend in Multipolordnungen unterteilen. Diese Multipolordnungen entsprechen dem totalen, abgeführten Drehimpuls.

$\ell = 1$	Dipol	(z.B. $1^+ \rightarrow 0^+$ )
$\ell = 2$	Quadrupol	(z.B. $2^+ \rightarrow 0^+$ )
$\ell = 3$	Oktupol	(z.B. $3^+ \rightarrow 0^+$ )

Für den Fall  $\ell = 0$  existiert keine Strahlung, also es existiert keine Monopolstrahlung.

### 2.2.2. Elektrische und magnetische Multipolstrahlung

Für eine gegebene Multipolordnung  $\ell$  unterscheidet man elektrische und magnetische Multipolstrahlung. Im klassischen Bild entspricht die elektrische Multipolstrahlung einer schwingenden Ladungs-, die magnetische jedoch einer schwingenden Stromverteilung.

Jedes elektromagnetische Strahlungsfeld entspricht einer definierten Parität. Die beiden Strahlungstypen haben bei gleicher Multipolordnung stets entgegengesetzte Parität. Es gilt also:

$$\begin{aligned} \pi &= (-1)^{\ell} && \text{elektrischer Multipol} \\ \pi &= (-1)^{\ell+1} && \text{magnetischer Multipol} \end{aligned}$$

Im Allgemeinen benutzt man die Schreibweisen  $E\ell$  für elektrische und die  $M\ell$  für magnetische Multipolstrahlung. Multipolstrahlung grader Parität wird also als M1, E2, M3, E4,... bezeichnet. Für entsprechende Strahlung ungerader Parität ergibt sich dann E1, M2, E3, M4,....

### 2.2.3. Auswahlregeln

Der beim  $\gamma$ -Zerfall emittierte  $\gamma$ -Quant besitzt einen Drehimpuls, den er mit sich führt. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muss sich nun auch der Drehimpuls des Kerns ändern. Es gilt:

$$\vec{I}_\gamma = \vec{I}_i - \vec{I}_f \quad (64)$$

Mit den Drehimpulsquantenzahlen folgt

$$|I_i - I_f| \leq I_\gamma \leq I_i + I_f \quad (65)$$

Photonen einer  $E\ell$ - oder einer  $M\ell$ -Multipolstrahlung tragen den Drehimpuls  $\ell$  mit sich. Dementsprechend ergibt sich aus (65)

$$|I_i - I_f| \leq \ell \leq I_i + I_f \quad (66)$$

Bahndrehimpuls und Spin sind für Teilchen mit relativistischen Energien nicht klar unterscheidbar, daher muss man die Quantenzahl  $\ell$  als Multipolordnung oder totalen Drehimpuls interpretieren.

Aufgrund der Tatsache, dass der Beitrag eines bestimmten Übergangs zur Reihenentwicklung eines Strahlungsfelds proportional zu  $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2\ell}$ , mit  $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2\ell} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ , ist, trägt im Allgemeinen nur die niedrigste erlaubte Multipolordnung merklich zur Gesamtintensität bei. Höher angeregte Zustände zerfallen nicht direkt in den Grundzustand sondern regen sich in Kaskaden über häufig mehrere Zwischenschritte bis zu diesem ab. Dies führt im entsprechenden  $\gamma$ -Spektrum zu unterschiedlichen Linien, die charakteristisch für das jeweilige Nuklid sind.

---

## 2.3. Kernmodelle

Astrophysikalische Prozesse verlaufen für gewöhnlich unter Umständen, die auf der Erde in Labors nicht oder nur unter extremen Schwierigkeiten dargestellt werden können. Insbesondere die abnormen Druck- und Temperaturverhältnisse bei der Nukleosynthese sind experimentell nur extrem schwer fassbar. Experimentelle Daten für exotische Nuklide, die in extremen Prozessen wie dem r-Prozess eine Rolle spielen, liegen dementsprechend nur selten und nur für wenige Spezies vor. Um dennoch für diese Vorgänge im Universum ein gewisses Verständnis zu entwickeln und über die zuweilen engen Grenzen des experimentell Machbaren hinauszuschauen, werden leistungsstarke Kernmodelle benötigt, die es erlauben auch für experimentell nicht fassbare Nuklide wichtige Kenngrößen, wie zum Beispiel die Halbwertszeit ( $t_{1/2}$ ), die Neutronenseparationsenergie ( $S_n$ ), den Neutroneneinfangsquerschnitt ( $\sigma_n$ ) oder die Neutronenemissionswahrscheinlichkeit ( $P_n$ ), vorherzusagen, die für die theoretische Betrachtung der jeweiligen Prozesse und deren Verständnis in Detail wichtig sind.

Grundsätzlich gibt es bis heute in der Kernphysik kein Modell zur umfassenden Beschreibung von Atomkernen. Vielmehr existiert eine große Anzahl von Modellen zu unterschiedlichen Fragestellungen. Der Modellsatz von P. Möller (FRDM/QRPA) kommt allerdings dem angestrebten Ziel einer kompletten mathematischen Beschreibung des Atomkerns bereits recht nahe.

### 2.3.1. Das Tröpfchenmodell

Das einfachste Kernmodell ist das Tröpfchenmodell. Bei diesem wird der Kern als ein inkompressibler Flüssigkeitstropfen angesehen, der durch kurzreichweitige Kräfte mit Sättigungscharakter zusammengehalten wird. In diesem äußerst einfachen Fall lässt sich die totale Bindungsenergie  $B$  als

$$B = B_{\text{Volumen}} + B_{\text{Oberfläche}} + B_{\text{Coulomb}} + B_{\text{Asymmetrie}} + B_{\text{Paarungsenergie}} \quad (67)$$

ausdrücken. Die einzelnen Parameter für die Bindungsenergie  $B$  ergeben sich hierbei wie folgt:

- Volumenenergie ( $B_{\text{Volumen}}$ )  
Nimmt man kurzreichweitige Bindungskräfte im Kern an, so ergibt es sich, dass ein Nukleon immer nur mit seinem nächsten Nachbarn wechselwirken wird. Die Anzahl der Nachbarn ist aber endlich und - abgesehen von der Kernoberfläche - konstant. Damit ist die Bindungsenergie proportional zur Anzahl der Nukleonen im Kern:

$$B_{\text{Volumen}} = a_v A \quad (68)$$

- Oberflächenenergie ( $B_{\text{Oberfläche}}$ )  
Nukleonen an der Oberfläche des Kerns haben, wie oben schon bemerkt, weniger Bindungspartner als Nukleonen im Inneren des Kerns. Die fehlenden Bindungen dieser Nukleonen stellen allerdings einen negativen Beitrag zur Gesamtbindungsenergie  $B$  des Kerns dar, der proportional zu seiner Oberfläche sein muss. Mit der Annahmen, dass der Kernradius über

$$R^2 \sim \sqrt[3]{A^2} \quad (69)$$

mit seiner Masse verknüpft ist, folgt für die Oberflächenenergie

$$B_{\text{Oberfläche}} = -a_s \sqrt[3]{A^2} \quad (70)$$

- Coulombenergie ( $B_{\text{Coulomb}}$ )

Aufgrund ihrer positiven Ladung werden sich die Protonen im Kern stark abstoßen. Dies entspricht einem repulsiven Anteil in der Bindungsenergie. Im klassischen Modell ist die Coulombenergie einer elektrostatisch aufgeladenen Kugel mit dem Radius  $r$  und der Ladung  $q$  als

$$E_Q = \frac{3}{5} \frac{q^2}{r} \quad (71)$$

gegeben. Für einen Atomkern ergibt sich mit  $q = eZ$  und  $R \sim \sqrt[3]{A}$

$$B_{\text{Coulomb}} = -\frac{a_c Z^2}{\sqrt[3]{A}} \quad (72)$$

- Asymmetrieenergie ( $B_{\text{Asymmetrie}}$ )

Die Bindungsenergie ist des Weiteren auch von dem Verhältnis von Protonen zu Neutronen abhängig. Kerne mit einer gleichgroßen Protonen- und Neutronenzahl erweisen sich demnach als fester gebunden als Kerne mit unterschiedlichen Anzahlen von Protonen und Neutronen. Dies wird im vierten Term berücksichtigt. Es gilt

$$B_{\text{Asymmetrie}} = -a_A \frac{\left(Z - \frac{A}{2}\right)^2}{A} \quad (73)$$

- Paarungsenergie ( $B_{\text{Paarung}}$ )

Der letzte Term trägt nun der Tatsache Rechnung, dass aus den Systematiken der Separationsenergien hervor geht, dass gepaarte Nukleonen deutlich fester gebunden werden als ungepaarte. Dies geht allerdings nicht aus dem Tröpfchenmodell direkt hervor, sondern stellt eine empirische Korrektur des Modells dar. Demnach sind Kerne mit sowohl geraden Protonen- als auch geraden Neutronenzahlen – so genannte (g,g)-Kerne – stärker gebunden als Kerne mit ungeraden Protonen- und Neutronenzahlen ((u,u)-Kerne). Dieser so genannte Parringfaktor  $\delta$  beeinflusst  $B_{\text{Paarung}}$  maßgeblich. Es gilt:

$$B_{\text{Paarung}} = \begin{cases} +\delta & \text{für (g,g)-Kerne} \\ 0 & \text{für (u,g)- und (g,u)-Kerne} \\ -\delta & \text{für (u,u)-Kerne} \end{cases}$$

Nährungsweise gilt für  $\delta$  die empirische Formel

$$B_{\text{Paarung}} = \frac{a_p}{\sqrt{A}} \quad (74)$$

Zusammen ergibt sich also für die Gesamtbindungsenergie:

$$B = a_v A - a_s \sqrt[3]{A^2} - \frac{a_c Z^2}{\sqrt[3]{A}} - a_A \frac{\left(Z - \frac{A}{2}\right)^2}{A} + \frac{a_p}{\sqrt{A}} \quad (75)$$



Die Kernmasse, inklusive der den Kern umgebenden Elektronenhülle, lässt sich nach

$$m_A = Zm_H + Nm_n - \frac{E_B}{c^2} \quad (76)$$

berechnen, wobei  $m_A$  für die Kernmasse inklusive Elektronenhülle,  $m_H$  für die Masse des Wasserstoffatoms,  $m_n$  für die Masse des Neutrons,  $Z$  für die Anzahl der Protonen,  $N$  für die Anzahl der Neutronen und  $E_B$  für die Bindungsenergie steht. Zusammen mit (75) und dem Paringfaktor  $\delta$  lässt sich nun (76) als

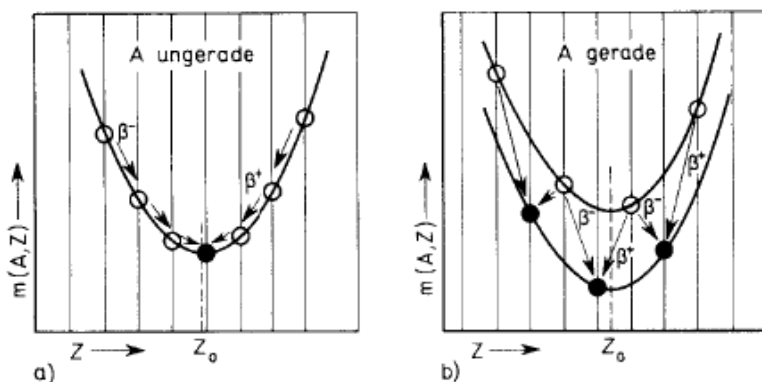
$$m(Z,A) = Zm_H + (A-Z)m_n - a_v A + a_s \sqrt[3]{A^2} + \frac{a_c Z^2}{\sqrt[3]{A}} + \frac{a_v \left(Z - \frac{A}{2}\right)^2}{A} \pm \delta \quad (77)$$

schreiben. Diese Formel ist unter dem Namen „Weizsäcker’sche Masseformel“ bekannt. Die Vorfaktoren lassen sich empirisch aus experimentell bekannten Kernmassen bestimmen, Tabelle 2 gibt einen Überblick.

**Tabelle 2** Empirische Werte für die Koeffizienten der „Weizsäcker’schen Masseformel“

$a_v$	=	17,001	mu	=	15,85	MeV/c <sup>2</sup>
$a_s$	=	19,691	mu	=	18,34	MeV/c <sup>2</sup>
$a_c$	=	0,767	mu	=	0,71	MeV/c <sup>2</sup>
$a_A$	=	99,692	mu	=	92,86	MeV/c <sup>2</sup>
$a_P$	=	±12,3	mu	=	11,46	MeV/c <sup>2</sup>

Die Weizsäckerformel gibt den Verlauf der Bindungsenergie weitgehend richtig wieder. Trägt man die Masse isobarer Kerne gegen ihre Kernladungszahl auf, so erhält man für Kerne mit einer ungeraden Massenzahl  $A$  eine Parabel mit dem stabilsten Kern im Scheitelpunkt, für Kerne mit einer geraden Massenzahl  $A$  ergeben sich zwei Parabeln, da sich (g,g)- und (u,u)-Kerne abwechseln (vergleiche Abb. 20). Kerne mit gleichem  $A$  und benachbartem  $Z$  können nun durch  $\beta$ -Zerfall in einander übergehen. Dabei zerfallen Kerne allerdings immer in Richtung höherer Bindungsenergien bzw.



**Abb. 20** Bindungsenergie für Kerne mit gleicher Massenzahl  $A$ . Stabile Kerne sind durch gefüllte Kreise dargestellt<sup>9</sup>.

hin zu kleineren Massen. Ferner ist aus der Abbildung ersichtlich, dass für ungerade Massenzahlen nur ein stabiles Isobar existiert, während es für gerade  $A$  mehrere stabile Isobare geben kann. Das Tröpfchenmodell kann natürlich nicht alle Eigenschaften von Kernen erklären. So lässt sich zum Beispiel die Kernspaltung mit Hilfe dieses klassischen Modells recht gut verstehen. Allerdings lassen sich andere Eigenschaften von Kernen, wie zum Beispiel die besondere Stabilität von Nukliden mit bestimmten Protonen oder Neutronenzahlen, die so genannten magischen Zahlen, nicht durch das Modell erklären, da es den Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Nukleonen im Kern auf keine Rechnung trägt.

### 2.3.2. Das Schalenmodell

Im Gegensatz zu dem oben vorgestellten makroskopischen Ansatz zur Beschreibung des Atomkerns steht der mikroskopische Ansatz des Schalenmodells. Hier geht man zunächst davon aus, dass sich Fermionen in einem umgrenzten Raum wechselwirkungsfrei bewegen können. Das hierzu nötige Potential wird dabei von ihnen selber erzeugt und wird in erster Näherung als kugelsymmetrisch angenommen. Für den Potentialverlauf darf man einen praktisch konstanten Verlauf im Inneren des Kerns und einen steilen Anstieg an seinem Rand voraussetzen. Ein solches Potential kann mit einem kugelsymmetrischen Rechteckpotential beschrieben werden:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{für } r < R \\ 0 & \text{für } r > R \end{cases} \quad (78)$$

Ein solches Potential hat den Vorteil, dass sich seine Eigenzustände analytisch berechnen lassen. Alternativ kann aber auch ein harmonisches Oszillatorpotential verwendet werden:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] & \text{für } r < R \\ 0 & \text{für } r > R \end{cases} \quad (79)$$

In der Realität wird das Potential eines Kerns allerdings zwischen diesen beiden Potentialformen liegen. Dies erreicht man am ehesten durch eine Mischung der obigen Potentiale. Ein einfaches Beispiel für ein solches Potential ist das so genannte Woods-Saxon-Potential. Es lässt sich durch

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (80)$$

beschreiben. Der Unschärfeparameter  $a$  beschreibt dabei, wie stark das Potential am Rand „verschmiert“ ist. Für sehr kleine Werte des Unschärfeparameters  $a$  geht das Woods-Saxon-Potential in das Rechteckpotential über.

Ausgehen von diesen Überlegungen zur Potentialform kann man nun die möglichen Energieniveaus in diesen Potentialen berechnen. Im harmonischen Oszillatorpotential und im Rechteckpotential ist dies recht einfach möglich, indem man  $V(r)$  für den Fall  $r > R$  auf  $\infty$  setzt. Bei Mischformen, wie zum Beispiel beim Woods-Saxon-Potential, ist allerdings nur eine numerische Lösung zur Beschreibung der Energieniveaus möglich. Jedes dieser Energieniveaus lässt sich jetzt mit so vielen Teilchen besetzen, wie durch die Anzahl der Entartungen bezüglich der Quantenzahlen  $l$  und  $m$  und das Pauli-Prinzip vorgegeben ist. Ein „Schalenabschluss“, wie er an den magischen Zahlen zu beobachten ist, tritt hier bei den Teilchenzahlen auf, bei denen die Energiedifferenz zum nächst höheren Energieniveau besonders groß ist. Dieses stark vereinfachte Modell kann allerdings nicht die in der Natur beobachteten Schalenabschlüsse an den magischen Zahlen reproduzieren.

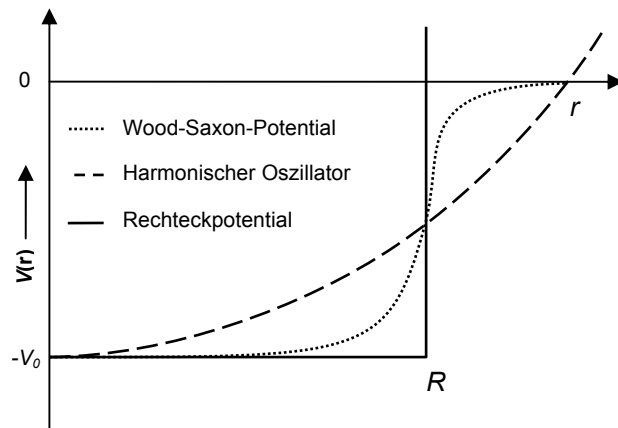
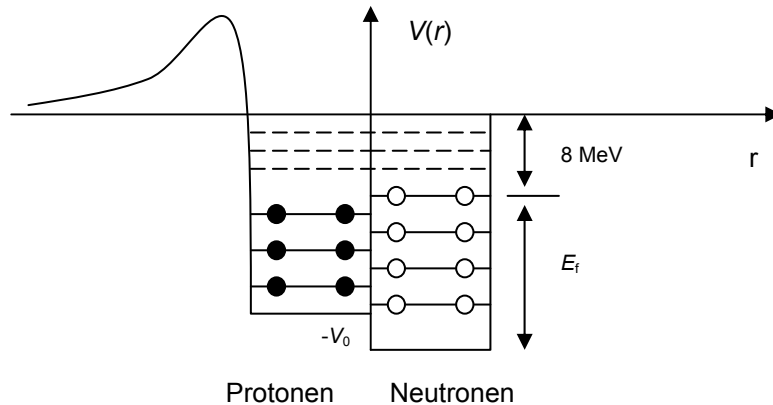


Abb. 21 Die verschiedenen Potentialformen im Vergleich

Des Weiteren muss auch beachtet werden, dass Neutronen und Protonen aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladungszustände unterschiedliche Potentiale im Kern erfahren haben. Man kann also vereinfachend sagen, dass man von einem Gemisch von zwei Fermigasen, die sich im Kern bewegen, ausgehen muss. Aufgrund ihrer Neutralität ist dabei der Potentialtopf für die Neutronen etwas tiefer als der für die Protonen, die ein zusätzliches Coulombpotential einbringen. Dieser Effekt ist für Kerne mit kleinem  $Z$  noch vernachlässigbar, für schwerere Kerne mit großem  $Z$  tritt dieser Effekt



**Abb. 22** Potentialverlauf und Grundzustand eines Atomkerns im Fermigasmodell

Quantenzahl  $n$  und dem Drehimpuls  $l$  abhängig sind. Da jedes dieser Niveaus  $2(2l+1)$ -fach entartet ist, kann jedes Niveau von  $2(2l+1)$  Nukleonen einer Sorte besetzt werden.

Des Weiteren zeigt sich auch eine Kopplung des Bahndrehimpulses  $l$  mit dem Kernspin  $s$ <sup>16,17</sup>, wie sie auch aus der Atomphysik bekannt ist. Somit entsteht eine Schalenstruktur, ähnlich der der Elektronen um den Atomkern. In der Atomphysik führt die Spin-Bahn-Kopplung allerdings nur zu einer schwachen Ausprägung einer Feinstruktur in der Atomhülle. Im Gegensatz hierzu ist die Spin-Bahn-Kopplungsenergie im Atomkern in der Größenordnung der Termabstände. Des Weiteren liegen die Energieniveaus im Atomkern, anders als in der Atomhülle, mit größerem Gesamtdrehimpuls  $j = l + s$  energetisch tiefer als die mit niedrigerem Gesamtdrehimpuls. Die modellierten Kernpotentiale müssen also um die Spin-Bahn-Kopplung erweitert werden.

$$V_i = V(r) + V_{ls}(r)(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (81)$$

Hierin ist  $V_{ls}(r)$  eine zunächst unbekannte Radialabhängigkeit und  $\vec{s}$  der Spin des Nukleons. Um den Erwartungswert von  $\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle$  zu finden, kann man die Größe

$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  quadrieren:

$$\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2} (\langle j^2 \rangle - \langle l^2 \rangle - \langle s^2 \rangle) \quad (82)$$

$$= \frac{1}{2} \left( j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right) \quad (83)$$

Mit  $s = \pm \frac{1}{2}$  folgt nun

$$\vec{j} = \vec{l} \pm \frac{1}{2} \quad (84)$$

und für den Erwartungswert  $\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle$  gilt

allerdings immer stärker zu Tage. Somit kann schon diese einfache Modellvorstellung den Neutronenüberschuss bei Kernen mit großem  $Z$  erklären.

Erweitert man dieses einfache mikroskopische Modell nun auf einen dreidimensionalen Potentialtopf und löst die entsprechende Schrödingergleichung für ein Teilchen, so erhält man eine Folge von Energiewerten  $E_{n,l}$ , die von der radialen

$$\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2}l \quad \text{für } s = \frac{1}{2} \quad (85)$$

und

$$\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = -\frac{1}{2}(l+1) \quad \text{für } s = -\frac{1}{2} \quad (86)$$

Die Differenz der potentiellen Energie ergibt sich damit zu

$$\Delta E = \frac{1}{2}V_{ls}(2l+1) \quad (87)$$

Die Spin-Bahn-Kopplung bewirkt also für jedes Energieniveau eine Aufspaltung proportional zum Drehimpuls  $l$ .

Der Kern unterliegt somit einem Gesamtdrehimpuls, der sich aus allen Drehimpulsbeiträge seiner Nukleonen ergibt. Für den Kernspin im Grundzustand lassen sich folgende einfache Regeln aufstellen:

- In (g,g)-Kernen koppeln alle Nukleonen zum Drehimpuls Null. Damit hat der Grundzustand von (g,g)-Kernen grundsätzlich einen Spin von 0.
- Für (g,u)- und (u,g)-Kernen ist der Kernspin normalerweise gleich dem Drehimpuls des ungepaarten Nukleons ( $l = j$ ), in seltenen Fällen wird allerdings auch  $l = j - 1$  beobachtet.
- Bei (u,u)-Kernen koppeln die beiden ungepaarten Nukleonen bevorzugt zu einem Triplett-Zustand. Wenn für eines der Nukleonen  $l$  und  $s$  parallel und für das andere antiparallel stehen (z.B.  $j_p = l_p - \frac{1}{2}$ ,  $j_n = l_n + \frac{1}{2}$ ), so koppeln sie zu einem Gesamtdrehimpuls  $I = |j_p - j_n|$  (starke Nordheim-Regel). Im anderen Fall neigen die Drehimpulse dazu sich zu addieren, wenn auch nicht immer zum größten Wert  $I = j_p + j_n$  (schwache Nordheim-Regel).

### 2.3.3. Grundlagen des QRPA-Modells

Die heute in der nuklearen Astrophysik benutzten Kernmodelle sind für gewöhnlich eine Kombination von mikroskopischen und makroskopischen Ansätzen. Dabei werden für gewöhnlich einem makroskopischen Modellansatz mikroskopische Anteile nach Strutinski hinzugegeben. Für astrophysikalische Anwendungen ist es dabei notwendig, die Eigenschaften einer sehr großen Anzahl von Nukliden zu erfassen, was die Komplexität praktikabler Modelle logischerweise einschränkt.

Um den Einfluss der  $\beta$ -Stärke auf die Kernstruktur zu berücksichtigen, muss zunächst von einem mikroskopischen Modell ausgegangen werden. Dabei steht die Berechnung der Wellenfunktion der Energieniveaus für Mutter- und Tochterkerne im Vordergrund. Diese Rechnungen basieren auf einem sphärischen Einteilchenmodell unter Berücksichtigung der Paarwechselwirkung. Diese wird in Analogie zu den Cooper-Paaren aus der BCS-Theorie der Physik der Supraleitung behandelt. Die ersten Modelle, die diesen Ansatz verfolgten, sind dementsprechend auf sphärische Kerne limitiert. Diese ersten makroskopisch-mikroskopischen Modelle lieferten allerdings im Vergleich zu experimentell bekannten Werten systematisch zu kurze Halbwertszeiten. Die Ursache hierfür liegt in der zu großen  $\beta$ -Stärke im Energiefenster des  $\beta$ -Zerfalls. Dies kann mit der Einführung der Gamow-Teller-Restwechselwirkung, der Form

$$V_{GT} = \chi(\beta^+ \cdot \beta^- + \beta^- \cdot \beta^+) \quad (88)$$

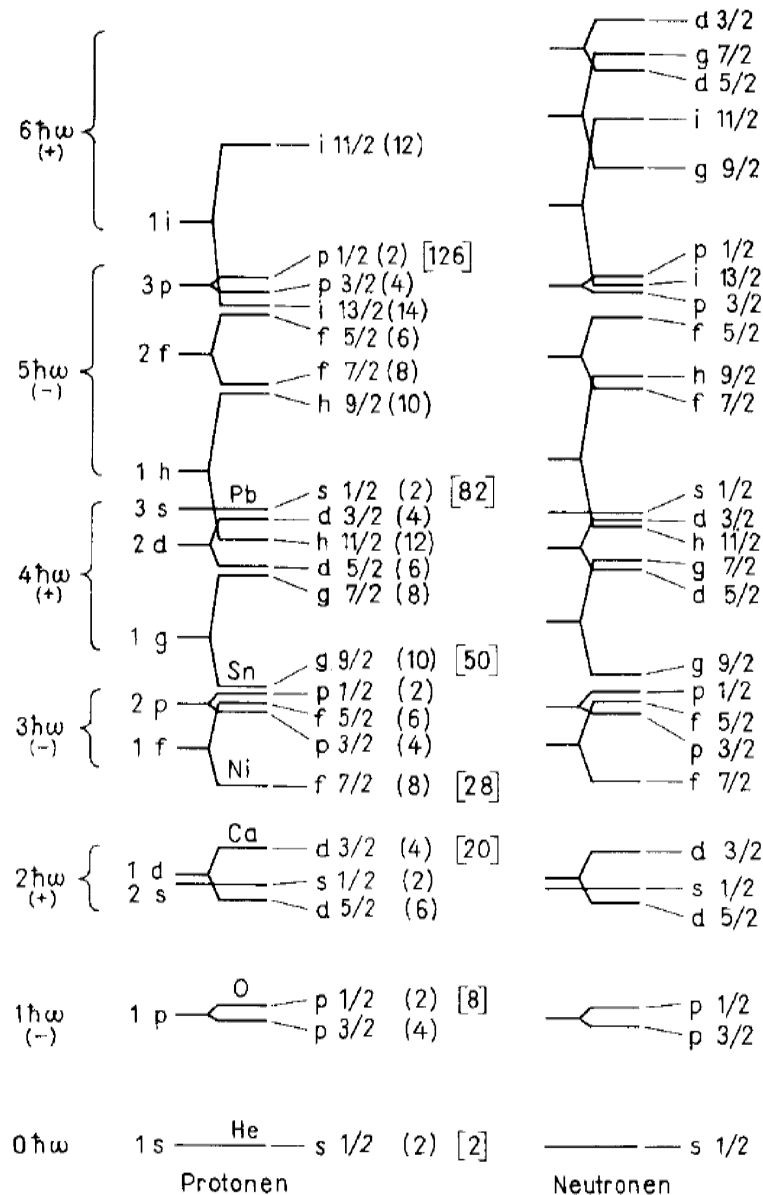


Abb. 23 Energieniveaufolge des Schalenmodells mit Spin-Bahn-Aufspaltung<sup>9</sup>.

wobei  $\beta^+$  und  $\beta^-$  die Gamow-Teller-Zerfallsoperatoren darstellen, verbessert werden. Dabei wird nun ein Teil der  $\beta$ -Stärke zu höheren Energien hin verschoben und so die berechnete  $\beta$ -Halbwertszeit verlängert (vgl. auch Theorie zum  $\beta$ -Zerfall). Durch die Konstruktion der Wellenfunktionen der Energieniveaus aus dem Einteilchenmodell mit Paarwechselwirkung und der zusätzlichen Gamow-Teller-Restwechselwirkung wird dieser Ansatz vervollständigt. Man spricht vom so genannten RPA-Modell (*Random Phase Approximation*)<sup>18</sup>. Neuere RPA-Modelle sind auch in der Lage, Kerndeformationen zu berücksichtigen<sup>19</sup>. Allerdings können Modelle, die auf der RPA basieren, keine Anregungszustände von ungepaarten Nukleonen berechnen. Auch kann es zu Zusammenbrüchen der Rechnungen kommen, da die  $\Delta v = 0$  Übergänge von Kernen mit ungerader Massenzahl  $A$  nur durch Störungsrechnung erster Ordnung behandelt werden können.

Das nachfolgende QRPA-Modell (*Quasi-Particle Random Phase Approximation*) erzeugt solche Singularitäten nicht mehr. Ausgehend von den Einteilchenenergien und Wellenfunktionen zur Berechnung der Gamow-Teller- $\beta$ -Stärkefunktion, sind heute unterschiedliche Kernpotentialformen, wie z. B. Folded-Yukawa- oder Woods-

Saxon-Potentiale, und verschiedene Paarwechselwirkungen, z. B. entsprechend der BCS-Theorie oder nach Lipkin-Nogami<sup>20</sup>, zur Berechnung verfügbar.

Am Beispiel des Folded-Yukawa-Potentials sollen hier kurz die dem QRPA zugrunde liegenden Überlegungen aufgezeigt werden. Im QRPA-Ansatz bewegen sich die Protonen und Neutronen in verschiedenen Einteilchenpotentialen. Für jedes Nukleon ist dies durch

$$V = V_{FY} + V_{Is} + V_C \quad (89)$$

gegeben. Dabei ist  $V_{FY}$  das Folded-Yukawa-Potential, welches durch

$$V_{FY} = -\frac{V_0}{4\pi a_{pot}^3} \int_V \frac{e^{-\frac{|r-r'|}{a_{pot}}}}{|r-r'|} dr' \quad (90)$$

gegeben ist. Der Parameter  $a_{pot}$  ergibt sich als Anpassungsparameter aus experimentellen Daten aus der Region der Seltenen Erden und Aktiniden zu etwa 0,8 fm. Für die Berechnung instabiler Kerne wird  $a_{pot}$  konstant gehalten.

Die Integration erstreckt sich über das gesamte Kernvolumen, welches für den deformierten Fall als

$$V_{def} = \frac{4}{3}\pi R_{pot}^3 \quad (91)$$

konstant gehalten wird.

Das sich aus der Spin-Bahn-Kopplung ergebende Potential wird mit

$$V_{Is} = -\lambda \left( \frac{\hbar}{2mc} \right)^2 \frac{\sigma \cdot \nabla V_{FY} \times \mathbf{p}}{\hbar} \quad (92)$$

beschrieben. Dabei steht  $\lambda$  für die Spin-Bahn-Wechselwirkung,  $m$  für die Protonen- bzw. Neutronenmasse,  $\mathbf{p}$  für das Kernmoment und  $\sigma$  für die Pauli'sche Spin-Matrix. Die Spin-Bahn-Stärke ist ebenfalls an experimentelle Daten aus dem Bereich der Seltenen Erden und Aktinidengegend angepasst.

Das Coulombpotential  $V_C$  für die im Kern enthaltenen Protonen ergibt sich zu

$$V_C = e\rho_C \int_V \frac{dr'}{|r-r'|} \quad (93)$$

mit der Ladungsdichte  $\rho_C$

$$\rho_C = \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi A r_0^3} \quad (94)$$

Grundsätzliche Kerneigenschaften, wie z.B. Grundzustandsmassen, Deformation, Spaltbarrieren oder  $\beta$ -Halbwertszeiten, lassen sich mit dem QRPA-Modell zufrieden stellend beschreiben, wenn  $\lambda$  als Funktion der Massenzahl  $A$  gegeben ist. Die linearen Ausdrücke für  $\lambda_p$  und  $\lambda_n$  werden durch

$$\lambda_p = 28 + 6 \frac{A}{240} \quad (95)$$

$$\text{und } \lambda_n = 31,5 + 4,5 \frac{A}{240} \quad (96)$$

gegeben.

Mit dem QRPA-Modell kann erstmals ein Großteil der Kerneigenschaften mit einer einheitlichen Theorie beschrieben werden.

Heute werden eine Vielzahl von Modellen zur Berechnung von Kerneigenschaften in der nuklearen Astrophysik und der Kernphysik benutzt. Dabei wird im Wesentlichen zwischen Modellen, die auf der vereinheitlichten makroskopisch-mikro-

---

skopischen Näherung (*Unified Macroscopic-Microscopic Approach*, UMMA)<sup>20</sup> basieren, wie zum Beispiel das FRDM (*Finite Range Droplet Model*)<sup>21</sup> oder das EFTSI-Q (*Extended Thomas Fermi plus Strutinski Integral -Quenched*), und Modellen, die einen rein mikroskopischen Ansatz via Self-Consistent-Field- und Hartree-Fock-Rechnungen verfolgen, wie z. B. die Reihen der HFB-Modelle (*Hartree-Fock-Bogoliubov*) und der HFB-S-Modelle (*Hartree-Fock-Bogoliubov Skyrme*), unterschieden. Für weiterführende Informationen siehe zum Beispiel: D. Lunney et al., „Recent trends in the determination of nuclear masses“<sup>22</sup>.

---

## 2.4. Der r-Prozess

Etwa die Hälfte der schweren Elemente jenseits des Eisens wird im r-Prozess synthetisiert. Dabei werden, im Gegensatz zum s-Prozess, mehrere Neutronen von einem Saatkern eingefangen, bevor es zu einem  $\beta$ -Zerfall kommt. Zum Beispiel kann man für  $^{56}\text{Fe}$  als klassischen Saatkern von 15 – 20 eingefangenen Neutronen vor dem ersten  $\beta$ -Zerfall ausgehen. Für einen solchen Prozess sind also sehr hohe Neutronenflüsse von  $10^{20}$  bis  $10^{30} \text{ cm}^{-3}$  nötig. In einer Isotopenkette kann man solche  $(n,\gamma)$ -Reaktionen so lange beobachten, bis eine Neutronenseparationsenergie von  $S_n \approx 2 \text{ MeV}$  („Faustregel“) erreicht ist und der Neutroneneinfang mit dem  $\beta$ -Zerfall konkurriert. Der eigentliche r-Prozess verläuft also fern der  $\beta$ -Stabilität nahe der Neutronenabbruchkante. Dabei ist der Neutroneneinfang in der jeweiligen Isotopenkette gegenüber dem  $\beta$ -Zerfall auf einer deutlich kürzeren Zeitskala angesiedelt:

$$\tau_{(n,\gamma)} \ll \tau_{\beta} \quad (97)$$

Immer wenn die Neutronenseparationsenergie unter  $\approx 2 \text{ MeV}$  sinkt, ist die Anlage eines weiteren Neutrons erschwert und es kann zum  $\beta$ -Zerfall kommen – der Prozess bricht aus der aktuellen Isotopenkette aus und erreicht die nächst höhere. An den Neutronenschalenabschlüssen bei  $N = 50$ ,  $N = 82$  und  $N = 126$  kommt es zu einer starken Verlangsamung des Prozesses und  $\beta$ -Zerfall dominiert. Man spricht von so genannten „*Waiting-Points*“ (s. u.).

Gleichzeitig unterliegen die so gebildeten Nuklide bei den für den r-Prozess typischen Temperaturen von  $T \approx 1 \cdot 10^9 \text{ K}$  der Photodesintegration durch hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung. Bei Energien von  $E \approx 30 k_B T$  liegen die Photonenergien in der Größenordnung wie die Q-Werte der  $(n,\gamma)$ -Reaktion. Die nun auftretenden  $(\gamma,n)$ -Reaktionen sind also die direkte Umkehr des vorherigen Neutroneneinfangs. Es bildet sich ein  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht. Erst an den Schalenabschlüssen kommt der Prozess ins Stocken. Bei  $N_{\text{mag}} + 1$  sinkt die Bindungsenergie für ein weiteres Neutron beträchtlich ab und der  $N_{\text{mag}}$ -Kern unterliegt einem  $\beta$ -Zerfall. Der aus diesem  $\beta$ -Zerfall resultierende isobare Endkern stellt wiederum einen neuen Startpunkt für eine weitere Isotopenkette dar. Es bildet sich also ein  $\beta$ -Flussgleichgewicht<sup>23</sup>. Beide Gleichgewichte ( $\beta$ -Fluss- und  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht) bestimmen somit den r-Prozesspfad: An den  $N_{\text{mag}}$ -*Waiting-Points* verjüngt sich der Prozesspfad auf einige wenige Isotope, während im reinen  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht der Prozesspfad viele Isotope breit sein kann. Der Prozess wird bei Kernladungszahlen von  $Z \approx 94$  und Massen von um die 270 amu durch teilcheninduzierte Spaltung und Spontanspaltung terminiert. Die dabei entstehenden Spaltprodukte können als Saatkern für einen erneuten Durchlauf im r-Prozess dienen.

### 2.4.1. Astrophysikalische Szenarien für der r-Prozess

Der Ort an dem der r-Prozess abläuft, ist bis heute nicht endgültig geklärt. Der Hoch-Entropie-Wind von Supernovae Typ II ist hierfür seit Jahren einer der vielversprechendsten Kandidaten. Für das Szenario einer solchen Supernova geht man heute von einem massereichen Stern (8 – 25 Sonnenmassen) aus. In dessen letzter Brennphase, dem Siliziumbrennen, bildet sich in nur wenigen Tagen ein Eisen-/Nickelcore aus. Dieser wird nach dem Abschluss der eigentlichen Brennphase in Folge des Schalensiliziumbrennens weiter mit Elementen der Eisengruppe angerei-



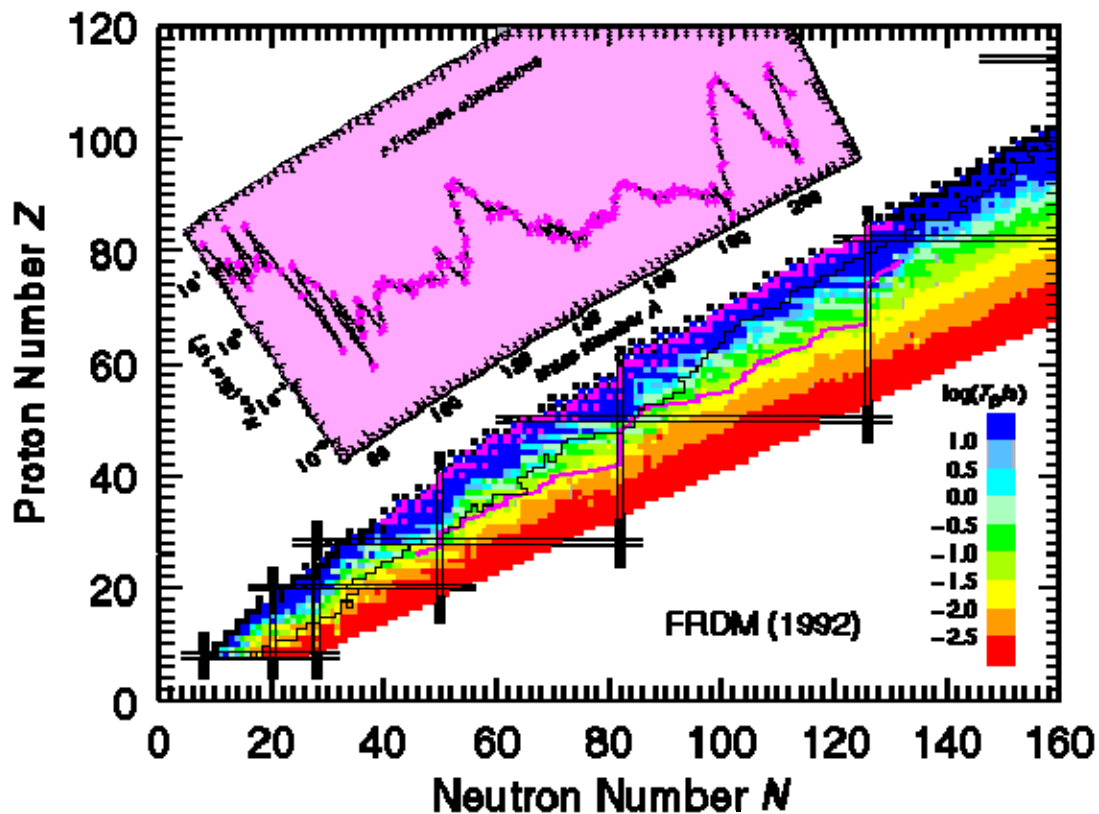


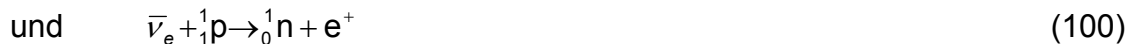
Abb. 24 Der r-Prozesspfad und seine Korrelation mit den solaren r-Häufigkeiten nach P. Möller. Man kann leicht die Verbindung zwischen den *Waiting-Points* an den Schalenabschlüssen und den Peaks in der Häufigkeitsverteilung erkennen.

chert. Dabei werden die Fermiimpulse der freien Elektronen im Core, durch dessen sukzessive Kontraktion, in den relativistischen Bereich gehoben. Dadurch verändert sich seine Zustandsgleichung kontinuierlich von  $P \propto \rho^{5/3}$  zu  $P \propto \rho^{4/3}$ . Die Masse des Cores übersteigt schließlich das Chandrasekhar-Massenlimit und der Kollaps setzt auf Grund des Ungleichgewichts zwischen Gravitation und Strahlungsdruck ein bis zur abschließenden Formierung eines Neutronensterns. Beim Erreichen der Dichte von Atomkernen kann der Core nicht weiter verdichtet werden. Weiter einfallendes Material der äußeren Hüllen des Sterns prallt auf den nun inkompressiblen Core und federt zurück. Dabei bildet sich eine Stoßwelle, die den Stern auseinander reißt. Man spricht vom prompten Explosionsmechanismus. Die hohen Fermienergien des entarteten Elektronengases im stark verdichteten Inneren des Sterns führen nun zur Neutronisierung (Deleptonisierung) des Cores. Dabei werden die Elektronen in die Protonen gepresst und diese zu Neutronen umgewandelt.



Dieses erste einfache Modell einer Supernova kann den tatsächlichen Vorgang allerdings nur sehr ungenügend beschreiben. Rechnungen haben sehr schnell gezeigt, dass die Schockfront noch im Eisencore des Sterns hängen bleibt und so der Stern gar nicht erst explodiert. Des Weiteren herrschen zwar die geforderten hohen Temperaturen und – unter Umständen – auch hohe Neutronendichten über dem neu gebildeten Neutronenstern, allerdings lässt die ebenfalls hohe Dichte von Eisengruppenelementen das Verhältnis von Neutronen zu Saatkernen in für den r-Prozess sehr ungünstige Bereiche ableiten, sodass es fraglich ist, ob überhaupt ein r-Prozess gestartet werden kann.

Die oben genannten Probleme der ersten Modelle mit einem prompten Explosionsmechanismus lassen sich mit Hilfe der Vorstellung einer verzögerten Explosion in den Griff bekommen. Hierbei wird der Tatsache Rechnung getragen, dass der größte Teil der Energie einer Supernova als Neutrinos abgestrahlt wird. Obwohl diese eine sehr geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit Materie besitzen, können sie für den Explosionsmechanismus entscheidend sein. Direkt vor der Stoßfront wird nämlich die einfallende Materie extrem verdichtet, sodass auch Neutrinos eine erhöhte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit besitzen können. Wenn nur ein Prozent aller bei einer Supernova freigesetzten Neutrinos nun mit normaler Materie nach



wechselwirken können, kann die Stoßfront mit neuer Energie versorgt werden und aus dem Core ausbrechen. Dies führt dann anschließend zur Explosion des Sterns<sup>24</sup>.

#### 2.4.1.1. Das Modell der Hoch-Entropie-Blase

Über dem sich bildenden Neutronenstern existiert eine Schicht von extrem heißer Materie mit Temperaturen von bis zu  $9 \cdot 10^9$  K<sup>25</sup>. Dabei liegt diese Materie vollständig photodesintegriert vor, d. h., sie besteht zum größten Teil aus Protonen und Neutronen, zu einem kleineren Teil aus  $\alpha$ -Partikeln. Der effektive Druck innerhalb dieser Blase ist dabei deutlich geringer als der auf dem sich formierenden Neutronenstern, über dem sie sich ausbildet. Die anfänglichen Ausdehnungsgeschwindigkeiten der Hoch-Entropie-Blase werden dabei so hoch angenommen, dass man von einer adiabatischen Ausdehnung sprechen kann. Moderne hydrodynamische Simulationen liefern tatsächlich Ausdehnungsgeschwindigkeiten von 4500 bis zu 20000 km/s<sup>26</sup>.

Die Entropie von solch extrem heißen Gasen mit  $T > 10^9$  K ist durch den Photonen- druck dominiert. Allerdings wird ein nicht zu vernachlässigender Beitrag durch hoch-energetische Elektronen und Positronen geliefert, sodass sich die Gesamtentropie des Systems aus zwei Teilen zusammensetzt.

$$S_{rad} = \frac{4}{3} \sigma \frac{T_9}{\rho} \quad (101)$$

$$S_{fermi} = \frac{7}{4} S_{rad} = \frac{7}{3} \sigma \frac{T_9}{\rho} \quad (102)$$

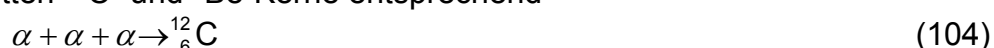
Mit  $T_9 \equiv 10^9$  K,  $\sigma$  = Stefan-Boltzmann-Konstante und  $S_{rad} / S_{fermi}$  = Strahlungs-/fermionischer Anteil der Entropie. Die Gesamtentropie pro Masseneinheit ist dann durch

$$S = S_{rad} + S_{fermi} = \frac{11}{3} \sigma \frac{T_9}{\rho} \quad (103)$$

gegeben. Ist die Temperatur schließlich in einen Bereich abgesunken, in dem die Energien den Ruhemassen der Teilchen entsprechen, darf man den fermionischen Anteil vernachlässigen.

#### 2.4.1.2. Der $\alpha$ -Prozess

In der Hoch-Entropie-Blase herrschen gute Bedingungen für einen  $\alpha$ -Prozess, bei dem  $\alpha$ -Teilchen zu höheren Kernen rekombinieren. Dies geschieht zunächst im Wesentlichen analog dem Tripel- $\alpha$ -Prozess beim Heliumbrennen. Dabei werden in ersten Schritten  ${}^{12}\text{C}$ - und  ${}^9\text{Be}$ -Kerne entsprechend





aufgebaut. Die Wirkungsquerschnitte für beide Reaktionen sind recht gering und beide Reaktionen sind zudem nur bei hohen Materiedichten effektiv. Somit muss hier ein erster „*Bottle Neck*“ überwunden werden. Weitere  $\alpha$ -Anlagerungen bis hin zu den Eisengruppenelementen, die die höchste Bindungsenergie besitzen, können folgen. Erst nach einem Absinken der Temperatur unter  $T_9 \approx 3$  reicht die mittlere Teilchenenergie für p- und  $\alpha$ -Einfangreaktionen nicht mehr aus, um die Coulombbarriere zu überwinden. Man spricht vom Ausfrieren des  $\alpha$ -Prozesses. Neutroneneinfangreaktionen sind allerdings immer noch möglich. Die im  $\alpha$ -Prozess gebildeten Elemente dienen dem nun einsetzenden r-Prozess als Saatkerne. Es erfolgt somit ein Übergang vom  $\alpha$ -Prozess zum r-Prozess<sup>27</sup>.

### 2.4.1.3. Der r-Prozessboulevard

Im r-Prozess konkurrieren Neutroneneinfang und  $\beta$ -Zerfall miteinander. Aus diesem Grund folgt der Prozess nicht einem klar definierten Pfad auf der Nuklidkarte, sondern zeigt eine gewisse Unschärfe – man spricht von einem r-Prozessboulevard. Nur an den Schalenabschlüssen, wo der  $\beta$ -Zerfall für kurze Zeit dominiert, wird der Prozess auf einige wenige Nuklide eingeengt. Mit dem Ausbruch aus einem solchen *Waiting-Point* verbreitert sich der Pfad wieder und eine Vielzahl von Nukliden wird vom r-Prozess durchlaufen.

Das Ende des Prozesses ist erreicht, wenn die Coulombenergie ( $\propto Z^2$ ) der entstehenden Kerne zu groß wird. In diesem Fall unterliegen die entstandenen Nuklide sowohl teilcheninduzierter als auch spontaner Spaltung. Die entstehenden Spaltprodukte stehen dann für einen erneuten Durchlauf des Prozesses als Saatkerne zur Verfügung. Man spricht im Allgemeinen von „*Fission Recycling*“.

### 2.4.1.4. Prozessdauer

Die Prozessdauer des r-Prozesses wird von mehreren Faktoren bestimmt. Zum einen hat ein Neutron nur eine endliche Lebensdauer, was sich in seiner Halbwertszeit von ca. 10 min ausdrückt. Zum anderen findet der Prozess in explosiven Szenarien statt, deren äußere Parameter naturgemäß nur für kurze Zeit existieren. Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle schätzten die Prozessdauer Mitte der fünfziger Jahre auf ca. 80 Sekunden ab<sup>9</sup>. Fast zeitgleich gab Coryell eine Prozessdauer von ca. 6 Sekunden an<sup>1</sup>, die auf einer realistischeren Abschätzung der  $\beta$ -Halbwertszeiten der r-Prozesskerne beruhte. Arbeiten aus den 90'er Jahren gingen von einer Prozessdauer von um die 3 Sekunden aus.

Die starke Verkürzung der Prozessdauer hat ihren Ursprung in den, inzwischen verfügbaren, experimentellen Daten zu r-Prozesskernen, insbesondere zu denen an den  $N = 50$  und  $N = 82$  *Waiting-Points*, sowie verbesserten kernphysikalischen Modellen, die eine exaktere Vorhersage von  $\beta$ -Halbwertszeiten ermöglichen.

Ein weiterer großer Schritt war die Einführung eines dynamischen  $\alpha$ -Prozesses in die entsprechenden Modelle. Dies erlaubte, durch Wegfall des klassischen  ${}^{56}\text{Fe}$ -Saatkerns als Ausgangspunkt für den r-Prozess, ein Umgehen des ersten *Waiting-Points* bei  $N = 50$  und des damit verbundenen *Bottle Necks*. Neuste Rechnungen liefern dementsprechend kürzere Prozesszeiten von etwa 500 ms für den r-Prozess<sup>25</sup>.



schluss beobachtet werden kann. Direkt am Abschluss der Neutronenschale bildet sich dann ein Gleichgewicht zwischen dem  $\beta$ -Zerfall und dem Neutroneneinfang. Der r-Prozess klettert nun entlang des Schalenabschlusses unter wechselnden Neutroneneinfängen und  $\beta$ -Zerfällen hoch zu höheren Ordnungszahlen Z, bis er durch multiplen Neutroneneinfang aus der magischen Schale ausbrechen kann. Die Ausbruchkerne sind für die  $N = 50$  Schale  $^{81}\text{Ga}$  und  $^{83}\text{Ga}$ , für die  $N = 82$  Schale  $^{131}\text{In}$  und  $^{133}\text{In}$  und für die  $N = 126$  Schale  $^{196}\text{Yb}$  und  $^{198}\text{Yb}$ .

Die beobachteten solaren Häufigkeiten der Elemente lassen sich mit dem *Waiting-Point*-Konzept erklären, da an den Schalenabschlüssen die höchsten Populationen von instabilen Nukliden auftreten sollten. Diese zerfallen beim so genannten „Freeze-out“ des r-Prozesses zurück zur Stabilität und bilden dort die bekannten drei Peaks für  $A \approx 80, 130$  und  $195$ .

Eine korrekte mathematische Beschreibung dieser Häufigkeitsverteilung machte lange Zeit große Probleme. Experimentelle Daten von Kernen im r-Prozesspfad lagen zunächst nicht vor und Modellrechnungen lieferten keine befriedigenden Ergebnisse. Erst 1986 wurden erstmals zwei neutronenmagische *Waiting-Point*-Nuklide experimentell nachgewiesen. Zum einen gelang es faktisch zeitgleich an OSIRIS in Studsvik/Schweden und TRISTAN am Brookhaven NL/USA, das  $N = 50$  *Waiting-Point*-Isotop  $^{80}\text{Zn}$  zu vermessen<sup>28,29</sup>, zum anderen wurde am CERN/Schweiz an der SC-ISOLDE das  $N = 82$  *Waiting-Point*-Nuklid  $^{130}\text{Cd}$  identifiziert<sup>30</sup>. Aus den  $\beta$ -Zerfallseigenschaften dieser Nuklide und dem Wissen über das Ausbruchverhalten des r-Prozesses an den Schalenabschlüssen wurden starke Hinweise erhalten, dass die beobachteten solaren r-Häufigkeiten ( $N_{r,o} \approx N_o - N_{s,o}$ ) aus einer Kombination eines  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewichts – entlang der Isotopenkette – und eines  $\beta$ -Flussgleichgewichts – entlang der Isobarenkette – stammen<sup>23,31,32</sup>. Unter der Annahme, dass so ein  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht existiert, muss folglich ein direkter Zusammenhang zwischen den Halbwertszeiten der *Waiting-Point*-Nuklide und den beobachteten isobaren r-Häufigkeiten bestehen. Die Anteile des Neutroneneinfangs  $(n,\gamma)$  und der Photodesintegration  $(\gamma,n)$  berechnen sich zu

$$r_{n,\gamma}(A,Z) = \langle \sigma_{n,\gamma} v \rangle \cdot n_n \cdot N(A,Z) \quad (106)$$

$$\text{und} \quad r_{\gamma,n}(A+1,Z) = \sqrt[3]{m_u \cdot \frac{A}{A+1} \cdot \frac{k_B T}{2\pi\hbar^2}} \cdot \langle \sigma_{n,\gamma} v \rangle \cdot N(A+1,Z) \cdot e^{-\frac{S_n}{k_B T}} \quad (107)$$

Dabei ist  $\langle \sigma_{n,\gamma} v \rangle$  der über die Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung gemittelte Wirkungsquerschnitt bei  $T_9$ ,  $n_n$  ist die Neutronendichte und  $N(A,Z)$  bzw.  $N(A+1,Z)$  sind die Anzahl der Kerne vor bzw. nach Neutroneneinfang. Durch Einsetzen von (106) in (107) erhält man die Kern-Saha-Gleichung

$$\frac{N(A+1,Z)}{N(A,Z)} = \sqrt[3]{\frac{A+1}{A} \cdot \frac{2\pi\hbar^2}{m_u k_B T}} \cdot n_n \cdot e^{-\frac{S_n}{k_B T}} \quad (108)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung lässt sich zeigen, dass das  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht bei hoher Neutronendichte zu höheren Massen innerhalb einer Isotopenkette verschoben ist.

Die entlang des r-Prozesspfads auftretenden  $\beta$ -Zerfälle können nun nach

$$N(Z) = \frac{\sum_A N(A,Z-1)}{\tau_\beta(A,Z-1)} - \frac{\sum_A N(A,Z)}{\tau_\beta(A,Z)} \quad (109)$$

beschrieben werden, wobei  $N(Z) = \sum N(A, Z)$  die Anzahl der entsprechenden Nuklide angibt und  $\tau_\beta = \frac{1}{\lambda_\beta}$  die  $\beta$ -Zerfallszeit darstellt. Im Falle eines statischen Gleichgewichts  $\frac{dN(Z)}{dt} = 0$  folgt

$$\frac{\sum_A N(A, Z-1)}{\tau_\beta(A, Z-1)} = \frac{\sum_A N(A, Z)}{\tau_\beta(A, Z)} \quad (110)$$

mit der Annahme, dass das Produkt aus der Häufigkeit der Kerne im  $r$ -Prozesspfad, die so genannten Progenitorkerne, und der  $\beta$ -Zerfallsrate annähernd konstant ist:

$$N_{r,prog} \cdot \lambda_\beta \approx const. \quad (111)$$

wobei  $\lambda_\beta$  für die  $\beta$ -Zerfallskonstante steht. So können unter der Bedingung eines  $\beta$ -Flussgleichgewichts mit den bekannten solaren  $r$ -Häufigkeiten die Häufigkeiten der entsprechenden Progenitorkerne vorhergesagt werden<sup>23, 31</sup>. Beta-verzögerte Neutronen können nun dafür sorgen, dass ein Teil der  $r$ -Materie aus einer Isobarenkette in die benachbarte Kette verschoben wird und es so zu einer Glättung der solaren  $r$ -Häufigkeitsverteilung  $N_{r,o}$  zwischen den Peaks sowie zu einer Verbreiterung der  $N_{r,o}$ -Peaks führt.

### 2.4.3. Theoretische Betrachtung des $r$ -Prozesses

Fortschritte in den kernphysikalischen Modellen und deren Abgleich mit experimentellen Daten ermöglichen es den  $r$ -Prozess immer besser theoretisch zu beschreiben. Verbesserte Kernmodelle erlauben eine immer genauere Vorhersage der Kernstruktur und deren Effekte weit ab der Stabilität und somit eine immer präzisere Beschreibung der  $r$ -Prozessanteile an der solaren Häufigkeitsverteilung der Elemente.

In den ersten theoretischen Modellen fanden zunächst nur die Grundzustandsmassen und -formen der betrachteten Kerne Berücksichtigung. Hieraus konnten dann die entsprechenden Wellenfunktionen der Kerne extrahiert werden, aus deren Matrixelementen die  $\beta$ -Übergangsraten erhalten werden können. Mit Hilfe der Gamow-Teller-Stärkefunktion können dann die entsprechenden  $\beta$ -Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werte aus QRPA-Rechnungen erhalten werden. In einem weiteren Schritt wurde das QRPA-Modell um die so genannten  $ff$ -Übergänge (*first forbidden*) erweitert.

Mit solch einem noch recht überschaubaren Modell lassen sich im Prinzip schon mit der Annahme eines einzigen globalen  $r$ -Materieflusses ( $T_9 \approx 1$ ,  $n_n \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) alle drei Maxima in der  $N_{r,o}$ -Verteilung reproduzieren<sup>23</sup>, doch sind die Peaks bei  $A = 130$  und  $A = 195$  nach Normierung auf den  $A = 80$ -Peak zu höheren Massen hin verschoben. Diese Verschiebung hin zu höheren Massen zeigt, dass die Neutronendichte dort zu gering gewählt ist und der Prozess so zu dicht an der Stabilität verläuft. Die solaren Häufigkeiten lassen sich also nicht durch einen einzigen Neutronenfluss und ein dazugehöriges  $(n, \gamma) \leftrightarrow (\gamma, n)$ -Gleichgewicht beschreiben.

Durch Annahme mehrerer lokaler Gleichgewichtsflüsse, die an den magischen Schalen jeweils zusammenbrechen, ist es allerdings möglich, alle drei Peaks recht exakt zu reproduzieren<sup>23</sup>. Die mathematische Beschreibung des  $r$ -Prozesses gelingt hier also durch Überlagerung von mehreren Komponenten, die jeweils einen der Peaks dominieren. Aus dieser Rechnung kann man die für einen solchen Prozess nötigen stellaren Bedingungen, wie Temperatur und Neutronenfluss, an den entsprechenden Schalenabschlüssen weitab der  $\beta$ -Stabilität ablesen.

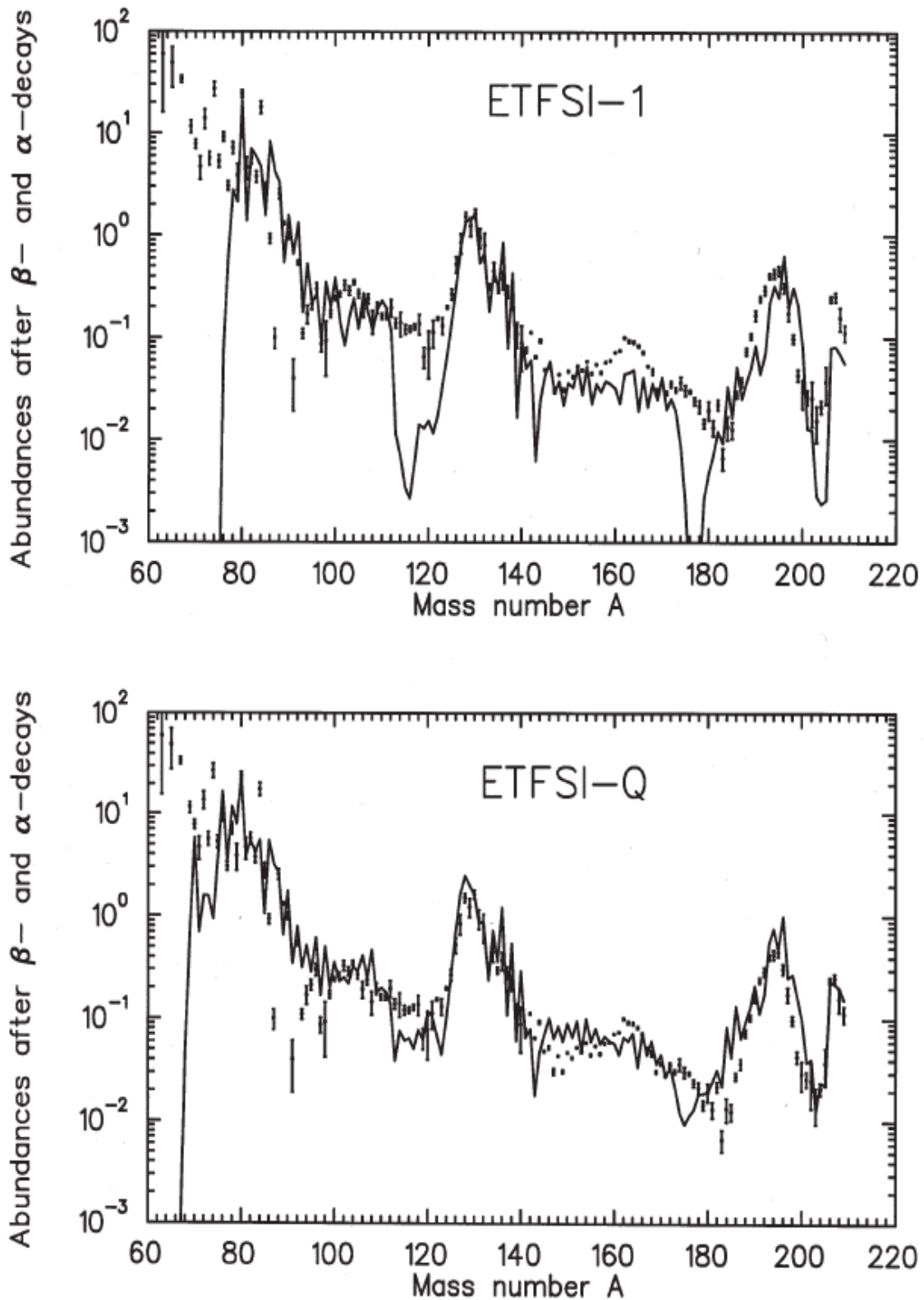


Abb. 26 Vergleich der Vorhersage der solaren r-Häufigkeiten eines Massenmodells ohne Schalenquenchung (ETFSI-1) mit einem Modell mit weichen Schalenabschlüssen (ETFSI-Q). Die nicht mehr starren Übergänge zwischen den Schalen lassen die tiefen Tröge bei Massezahl  $A \approx 120$  und  $A \approx 170$  verschwinden und führen so zu deutlich besserer Übereinstimmung von Theorie und gemessenen Häufigkeiten.

Die immer noch vorhandenen Unterschiede zwischen der beobachteten  $N_{r,o}$ -Verteilung und den theoretischen Rechnungen zeigen Kernstruktureffekte fernab der Stabilität auf. Differenzen für die Gegend um  $A \approx 78$  sind vermutlich in Beimengungen von s-Prozesskernen begründet, die Abweichungen bei  $A \approx 120$  und  $180$  ergeben sich aber aus fehlerhaften Modellvorhersagen von Kernmassen in Gebieten von „Phasenübergängen“ zwischen verschiedenen Kernformen. Beste Übereinstimmungen liefern zurzeit Modelle wie das ETFSI-Q oder Modelle aus der HFB-Reihe, die eine geringere Stärke der Schalenabschlüsse für sehr neutronenreiche Kerne annehmen (vgl. Abb. 26).

Für so genannte klassische r-Prozessrechnungen geht man nun von folgenden Grundannahmen aus:

- In jeder Isotopenkette herrscht ein  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht
- Zwischen den Schalenabschlüssen herrscht ein näherungsweise stetiger  $\beta$ -Zerfallsfluss
- Der *Freeze-Out* setzt instantan ein.

Für ein Gleichgewicht von Neutroneneinfang und Photodesintegration bedeutet dies, dass für jeden Kern  $(Z,A)$  die Bildungs- und Vernichtungsraten gleich sind. So mit gilt

$$\lambda_{(\gamma,n)}^{A+1} Y_{(Z,A+1)} = n_n \langle \sigma v \rangle_{(n,\gamma)}^A Y_{(Z,A)} \quad (112)$$

Unter der Voraussetzung, dass die obige Bedingung für alle Kerne im Reaktionsnetzwerk gilt, lässt sich (112) als Häufigkeitenverhältnis schreiben

$$\frac{Y_{(Z,A+1)}}{Y_{(Z,A)}} = n_n \frac{\langle \sigma v \rangle_{(n,\gamma)}^A}{\lambda_{(\gamma,n)}^{A+1}} \quad (113)$$

Mit Hilfe des Reziprozitätssatzes lassen sich nun Hin- und Rückreaktion verknüpfen und mit (113) als die so genannte nukleare Saha-Gleichung

$$\frac{Y_{(Z,A+1)}}{Y_{(Z,A)}} = n_n \frac{G_{(Z,A+1)}}{2G_{(Z,A)}} \sqrt[3]{\left( \frac{2\pi\hbar^2}{m_u k_B T} \cdot \frac{A+1}{A} \right)^2} \cdot e^{-\frac{Z,A+1 S_n}{k_B T}} \quad (114)$$

schreiben. Dabei ist

$$G = \sum_i (2J_i + 1) \cdot e^{-\frac{E_i}{k_B T}} \quad (115)$$

und entspricht den statistischen Gleichgewichten. Der Parameter  $S_n$  ist die Neutronenseparationsenergie, die man aus Massenmodellen oder experimentellen Daten erhält.

Die Saha-Gleichung zeigt, dass man unter der Annahme eines  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewichts keine Kenntnis der  $(n,\gamma)$ -Wirkungsquerschnitte benötigt. Unter Vernachlässigung der statistischen Gleichgewichte und mit der Näherung  $\frac{A+1}{A} \approx 1$  folgt, dass das Maximum der Häufigkeitsverteilung nur noch von der Neutronendichte  $n_n$  und der Temperatur  $T$  bestimmt ist. Da das Häufigkeitsverhältnis zweier benachbarter Kerne innerhalb einer Isotopenkette rechts und links des Maximums kleiner eins und somit im Maximum etwa eins ist, gilt auch, dass die Neutronenseparationsenergie  $S_n$  für die häufigsten Nuklide aller Isotopenketten in etwa gleich sein muss.

Gilt nun zusätzlich zum  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht ein steter  $\beta$ -Zerfallsfluss von einer Isotopenkette zur nächsten, so folgt mit

$$\frac{dY_{(Z)}}{dt} = 0 \quad (116)$$

die wichtige Folgerung



$$Y_Z \sum_A P_{(Z,A)} \lambda_\beta^{Z,A} = Y_{(Z)} \lambda_\beta^Z = \text{const.} \quad (117)$$

mit  $P_{(Z,A)}$  als die Häufigkeit eines Kerns in einer Isotopenkette. Somit reicht in einem Steady-Flow-Gleichgewicht die Kenntnis der Häufigkeit eines Saatkerns aus, um den entsprechenden r-Prozesspfad zu bestimmen. Die für die Bestimmung des Häufigkeitskoeffizienten  $P_{(Z,A)}$  benötigten Parameter, wie zum Beispiel die  $\beta$ -Halbwertszeiten, Kernmassen, Neutronenseparationsenergien usw., können aus experimentellen Daten oder mit Hilfe von entsprechenden Massenmodellen, wie dem ETFSI-Q oder FRDM, gewonnen werden.

Unter der Annahme, dass ein  $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ -Gleichgewicht herrscht, reichen für eine hinreichend genaue Reproduktion der solaren Häufigkeiten schon die Kenntnis von Neutronenflussdichte  $n_n$ , Temperatur  $T$ ,  $\beta$ -Halbwertszeiten  $t_{1/2}$  und Kernmassen. Erst im Rückzerfall zur Stabilität ist eine Kenntnis der Neutronenemissionswahrscheinlichkeit  $P_n$  und der Spaltung von Nöten.

Moderne Modelle zur Beschreibung des r-Prozesses reichen allerdings weit über den klassischen Ansatz hinaus. Heute werden die benötigten Rechnungen in einem umfassenden, völdynamischen Reaktionsnetzwerk mit tausenden von Nukliden und vielen unterschiedlichen Reaktionskanälen ausgeführt. Dabei finden auch die dem r-Prozess vorangehenden Prozesse, wie zum Beispiel der  $\alpha$ -Prozess, oder der Einfluss der aus der Deleptonisierung des Cores stammenden Neutrinos Berücksichtigung. Ein solches Reaktionsnetzwerk bildet somit alle möglichen Kernreaktionen im Prozessverlauf für jeden beteiligten Kern als ein Differenzialgleichungssystem ab. So werden im Schnitt zwischen 4000 und 6000 Kerne erfasst, die für die Nukleosynthese im r-Prozess von Bedeutung sind.

Unter Vernachlässigung der Spontanspaltung schwerer Kerne kann man für ein Nuklid als mögliche Reaktionskanäle also Neutroneneinfang, Photodesintegration und  $\beta$ -Zerfall ohne und mit Emission von einem oder mehreren Neutronen annehmen. Mathematisch zusammengefasst entsteht also ein Satz von nichtlinearen Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{dY_{(Z,A)}}{dt} = & n_n \cdot Y_{(Z,A-1)} \sigma_{A-1} + Y_{(Z,A+1)} \lambda_{A+1} \\ & - Y_{(Z,A)} (n_n \sigma_A + \lambda_A + \lambda_\beta^A + \lambda_{\beta n}^A + \lambda_{\beta 2n}^A + \lambda_{\beta 3n}^A) \\ & + Y_{(Z-1,A)} \lambda_\beta^{Z-1,A} + Y_{(Z-1,A+1)} \lambda_{\beta n}^{Z-1,A+1} \\ & + Y_{(Z-1,A+2)} \lambda_{\beta 2n}^{Z-1,A+2} + Y_{(Z-1,A+3)} \lambda_{\beta 3n}^{Z-1,A+3} \end{aligned} \quad (118)$$

Dabei ist  $Y_{(Z,A)}$  die Häufigkeit eines Nuklids mit der Kernladungszahl  $Z$  und der Massenzahl  $A$ ,  $n_n$  steht für die Neutronendichte in  $\text{cm}^{-3}$ ,  $\sigma$  für die thermisch gemittelte  $(n,\gamma)$ -Reaktionsrate  $\langle \sigma v \rangle$ ,  $\lambda_{A+1}$  für die  $(\gamma,n)$ -Reaktionsrate,  $\lambda_\beta$  für die  $\beta$ -Zerfallsrate ohne Neutronenemission und  $\lambda_{\beta xn}$  für die entsprechenden  $\beta$ -Zerfallsraten mit anschließender Emission von  $x$  Neutronen<sup>25,33</sup>.

### 3. Experimentelle Grundlagen

Alle Experimente, die in dieser Arbeit näher beschrieben werden, fanden in Genf am CERN an ISOLDE (*Isotope Separation On Line Danish Engineering*) statt. Die Experimente wurden im Rahmen unterschiedlicher Experimentkollaborationen mit internationaler Beteiligung durchgeführt. Im Wesentlichen handelt es sich um die ISOLDE-Experimentnummern IS 333 (Silberisotope), IS 393 (Cadmiumisotope), IS 378 (Zinnisotope) und IS434 (Antimonisotope). Des Weiteren erfolgten verschiedene Experimente zur Target/Ionenquellenentwicklung an ISOLDE. Neben diesem Hauptfeld wurden verschiedene Experimente ohne direkten Einfluss auf diese Arbeit unterstützt, nämlich an ISOLDE IS 358 ( $\beta$ -Zerfall von  $^{67}\text{Ni}$ , U. Köster), IS400 (Argonisotope, L. Weissman) und IS 421 ( $\beta$ -Zerfall  $^{124, 126, 128}\text{Cd}$ ). Ferner wurden Ausbeuten- und Transmissionsberechnungen für mehrere Experimente am NSCL (*National Superconducting Cyclotron Laboratory*) an MSU/East Lansing (insbesondere  $^{110}\text{Zr}$ , S. Henrich) durchgeführt, die hier aber keine weitere Erwähnung finden.

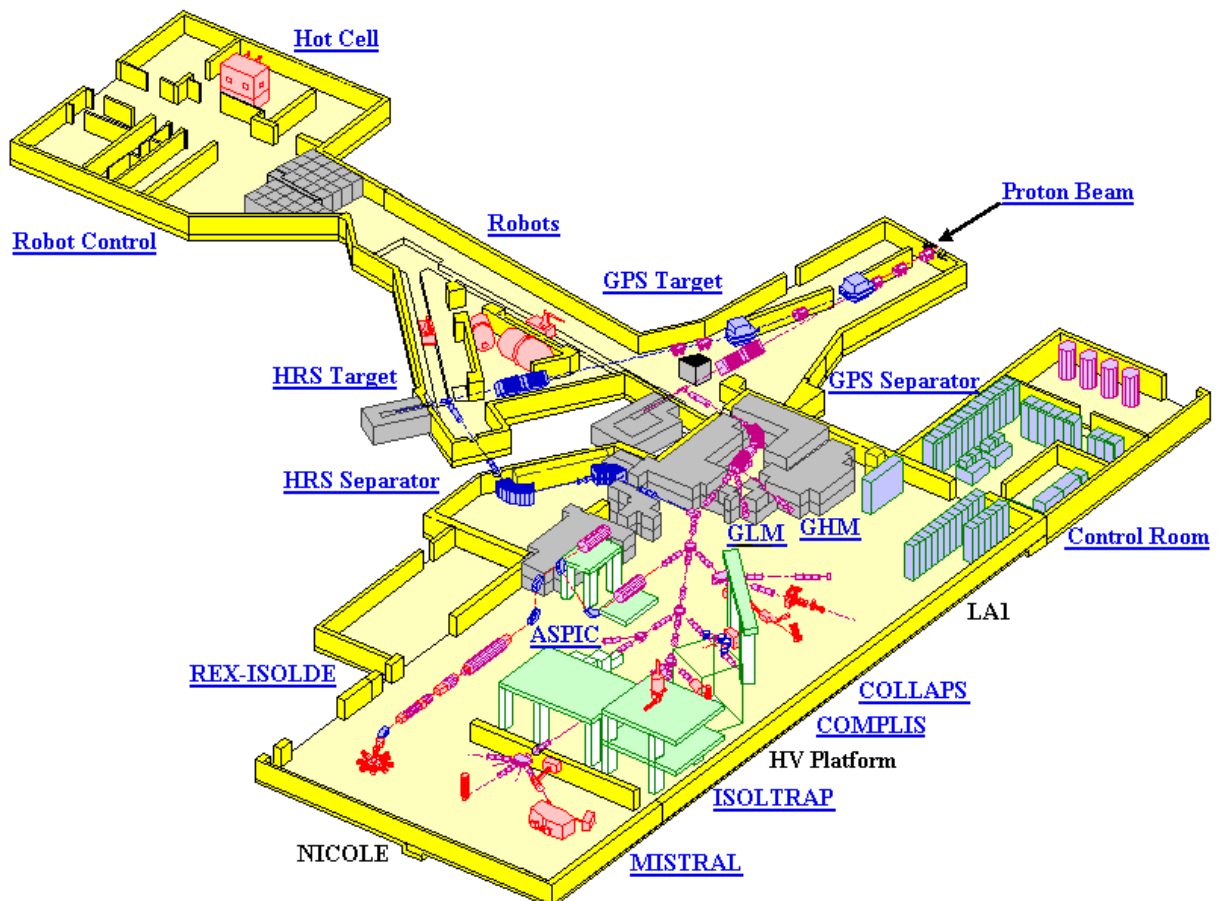
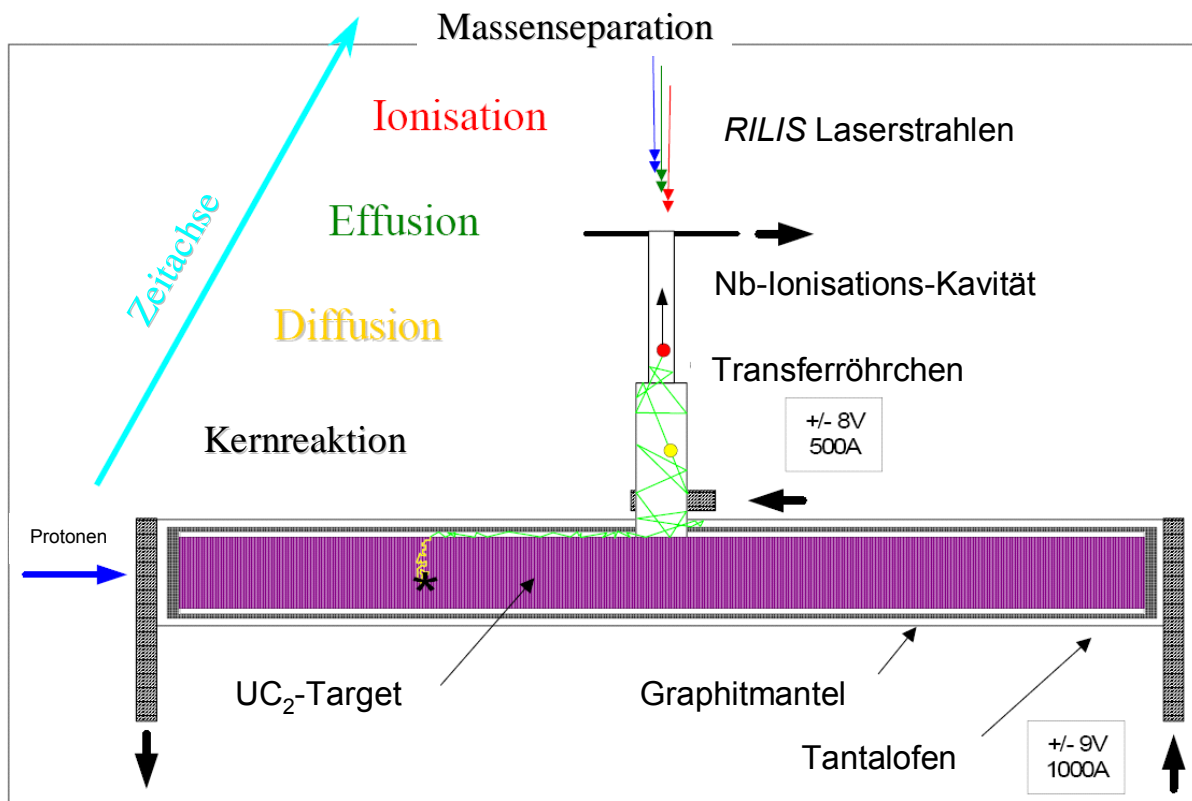


Abb. 27 Lageplan der ISOLDE-Halle am CERN. Die Experimente wurden an den Strahlrohren LA1 und LA2 durchgeführt. Für gewöhnlich wurde der HRS (*High Resolution Separator*) für die Massentrennung genutzt.

### 3.1. Produktion exotischer Nuklide an CERN/ISOLDE

Bei CERN/ISOLDE werden exotische Nuklide durch protoneninduzierte Spallation von Uran produziert. Der dazu benötigte Protonenstrahl wird am PS-Booster (PSB, *Proton Synchrotron Booster*) erzeugt und besitzt eine gepulste Struktur, wobei der Abstand zwischen zwei Pulsen 1,2 Sekunden und die Pulsbreite etwa eine Nanosekunde beträgt. Die Energie der Protonen beträgt zwischen 1,0 bis 1,4 GeV und die Intensität liegt bei maximal  $3 \cdot 10^{13}$  Protonen pro Puls.

Der Protonenstrahl wird vom PS-Booster auf ein geheiztes dickes Target (meist  $UC_x$ ), das in einer Graphitmatrix eingeschlossen ist, geschossen. Die Reaktionsprodukte, sowohl aus der Spallation (Hauptreaktionskanal) als auch aus protoneninduzierter Spaltung und Fragmentation, diffundieren senkrecht zum Primärstrahl durch ein ebenfalls geheiztes Transferröhrchen in die Ionenquelle. Anschließend werden mit einer Extraktionselektrode die ionisierten Spezies, die für gewöhnlich einen Ladungszustand von  $1^+$  haben, zum jeweiligen Massenseparator hin beschleunigt.

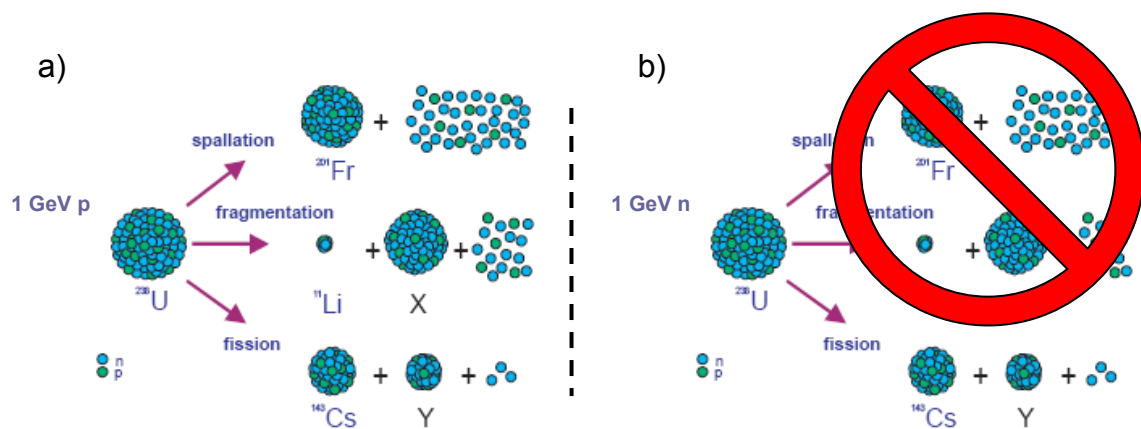


**Abb. 28** Erzeugung von Ionenstrahlen nach der ISOL-Methode an CERN/ISOLDE. Die vom PS-Booster kommenden Protonen werden auf ein dickes Urancarbiddtarget geschossen. Die durch die so ausgelösten Kernreaktionen entstandenen Teilchen diffundieren senkrecht zum Primärstrahl aus dem Target heraus in das Transferröhrchen und gelangen so nach mehreren Stößen mit der Oberflächen in die Ionenquelle, wo sie ionisiert und anschließend zum Massenseparator hin beschleunigt werden.

#### 3.1.1. Neutronen-Konverter

Für die Spektroskopie an extrem neutronenreichen Nukliden, wie sie zum Beispiel für den r-Prozess interessant sind, kommt ein direkter Targetbeschuss mit Protonen meist nicht in Frage. Diese äußerst exotischen Kerne werden nur in geringen und geringsten Ausbeuten im Target produziert. Kontaminationen des Strahls mit langle-

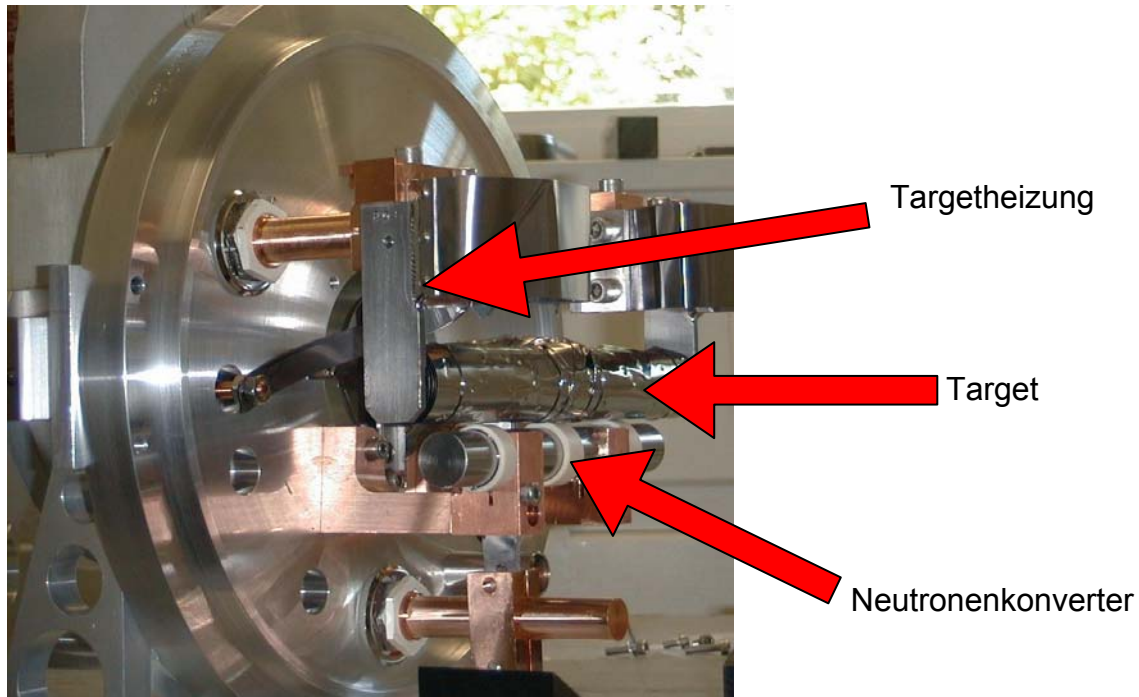
bigen, und somit im Allgemeinen in großen Ausbeuten produzierten, isobaren Nukliden, die nicht im Massenseparator abgetrennt werden können, stören die Messungen erheblich.



**Abb. 29** Kernreaktionen im Target.

- Direkter Beschuss des Targets mit Protonen. Alle Reaktionskanäle werden bevölkert.
- Indirekter Beschuss. Der Protonenstrahl trifft zunächst den Neutronenkonverter. Die dabei entstehenden Neutronen erlauben im Target nur noch Spaltung – die anderen Reaktionskanäle werden unterdrückt.

Alternativ zum direkten Beschuss des Produktionstargets mit Protonen und der daraus resultierenden großen Anzahl von unterschiedlichen Kernreaktionen, existiert bei ISOLDE auch die Möglichkeit, einen so genannten Neutronenkonverter zu verwenden<sup>34</sup>. Dieser besteht im Allgemeinen aus Tantal oder Wolfram. Durch Bestrahlung mit Protonen werden im Konverter Spallationsreaktionen induziert, die zur Emission von schnellen Neutronen aus dem Konvertermaterial führen. Bei einer Energie des Protonenprimärstrahls von 1,4 GeV werden so schnelle Neutronen mit hohen Ener-

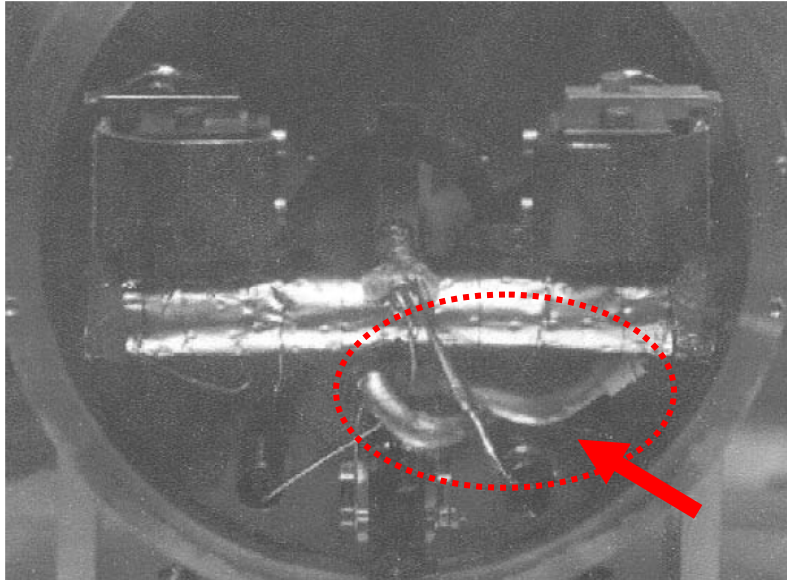


**Abb. 30** UC<sub>2</sub>-C Target #208: W-Oberfläche mit W-Konverter. Vor Gebrauch wird die Einheit mit einem topfähnlichen Deckel verschlossen und unter Vakuum gestellt. Bild R. Cathall (CERN)

gien gewonnen. Diese Neutronen können dann im Produktionstarget neutroneninduzierte Spaltung auslösen.

Der große Vorteil dieser Technik besteht darin, dass andere Reaktionskanäle, wie zum Beispiel die Spallation, unterdrückt werden und so die totale Reaktionsausbeute in den neutronenreichen Bereich der Nuklidkarte verschoben ist. Störende Isobarenkontaminationen werden somit unterdrückt.

Ein Nachteil dieser Methode besteht darin, dass die Spallationsneutronen den Neutronenkonverter in alle Raumrichtungen verlassen können. Somit erreicht nur ein



**Abb. 31** ISOLDE-Target #183 (IS393, 2001) mit verformten Ta-Neutronenkonverter (Pfeil). Nach einem solchen Schaden ist das Target unbrauchbar.

Bruchteil der produzierten Neutronen das Target, der Rest geht verloren. Die Intensität des Primärstrahls und somit auch des Sekundärstrahls sinken also deutlich ab. Eine weitere Schwierigkeit bei der Benutzung von Neutronenkonvertern besteht in der hohen thermischen Belastung des Konvertermaterials. Während das Produktionstarget im Allgemeinen sehr dick ist und somit den thermischen Schock, der durch die Energiedeposition (*energy deposit*) des Protonenstrahls erzeugt

wird, gut verkräften kann, ist der Neutronenkonverter meist thermisch weniger stabil. Insbesondere Konverter aus Tantal neigen dazu, sich thermisch zu verformen und so die Targeteinheit unbrauchbar zu machen<sup>35</sup>(vgl. Abb. 31).

### 3.1.2. Ionenquellen

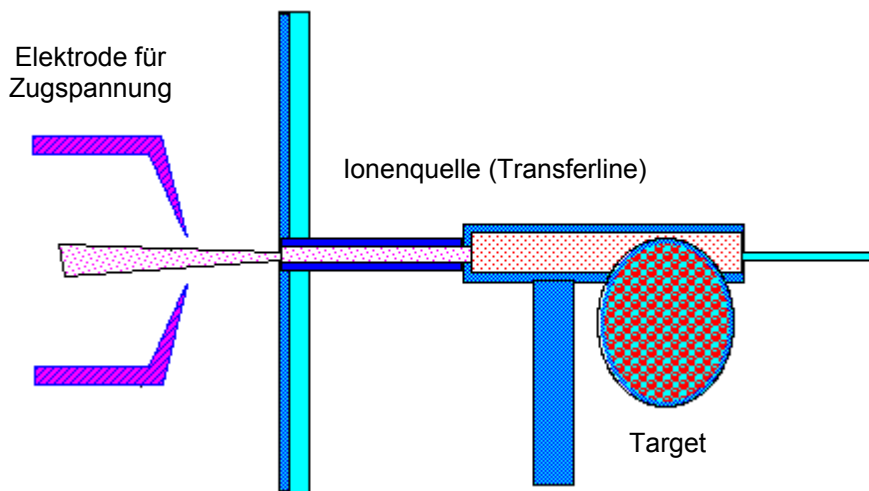
Die im Target produzierten Nuklide liegen direkt nach ihrer Entstehung für gewöhnlich in hohen Ladungszuständen vor. Allerdings rekombinieren sie sehr schnell wieder zum elektrischneutralen Atom, das mit Hilfe von elektrischen Feldern nicht beschleunigt werden kann. Aus diesem Grund werden für die ISOL-Technik Ionenquellen benötigt, die die erzeugten Nuklide in einen definierten Ladungszustand überführen können. Dies ist für die anschließende Massenseparation von entscheidender Bedeutung (vgl. dort).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit verschiedenen Ionenquellentypen gearbeitet. Die wichtigsten Typen sollen hier kurz vorgestellt werden.

#### 3.1.2.1. Oberflächenionisationsquellen

Bei diesem Typus der Oberflächenionisationsquelle handelt es sich um die einfachste Version einer Ionenquelle. Die Oberflächenionisationsquelle besteht in erster Linie aus einer heißen Oberfläche. Die im Target erzeugten Nuklide werden zur Ionisation von einem so genannten Transferröhrchen in die geheizte Ionenquelle geleitet. Hier werden sie nun via Stoßionisation an der heißen Oberfläche (meist Wolfram) in den Ladungszustand  $1^+$  überführt. Für eine erfolgreiche Ionisation muss dabei das Oberflächenmaterial eine größere Austrittsarbeit besitzen als das zu ionisie-

rende Teilchen. Somit werden bevorzugt Alkali- und Erdalkalimetalle ionisiert. Anschließend werden die so entstandenen Ionen mit Hilfe einer Zugspannung aus der Ionenquelle heraus beschleunigt. Meist sind Ionenquelle und Transferline für diesen Typus identisch, wie zum Beispiel bei CERN/ISOLDE.

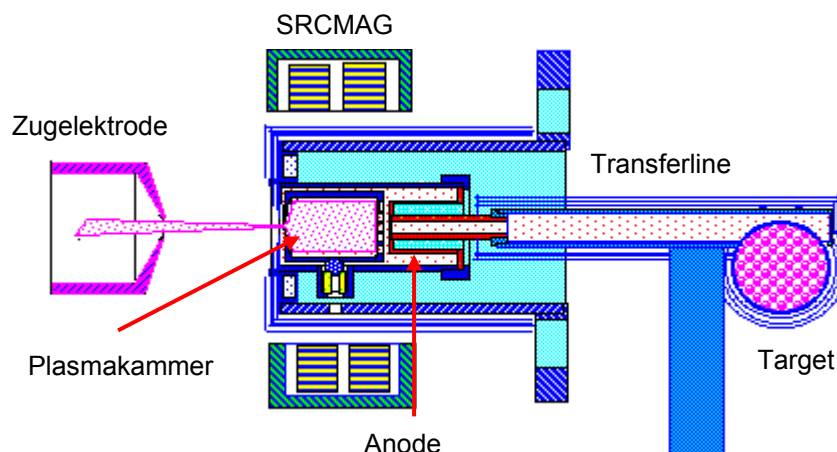


**Abb. 32** Schematischer Aufbau einer Oberflächenionisationsquelle. Der Protonenstrahl trifft das Target in der Bildebene. Die entstandenen Nuklide diffundieren senkrecht zum Primärstrahl in die Ionenquelle. Dort werden sie durch Stöße an der heißen Oberfläche ionisiert und anschließend durch die Zugspannung aus der Ionenquelle heraus beschleunigt. Die direkte Verbindung von Target und Ionenquelle soll die Diffusionszeiten verkürzen.

Der große Vorteil der Oberflächenionisationsquelle besteht in dem einfachen Aufbau, der auch unter extremen Bedingungen nur geringen Verschleiß zeigt. Bei Verwendung von entsprechenden Hochtemperaturmaterialien können Quelle und Target auf sehr hohe Temperaturen geheizt und so eine hohe Emittanz erreicht werden.

### 3.1.2.2. Plasmaquellen

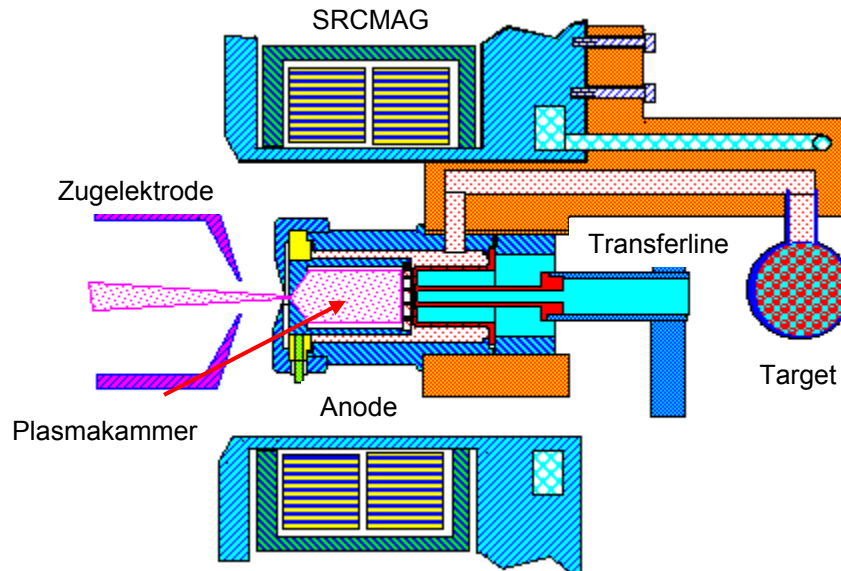
Plasmaionenquellen werden für Elemente benutzt, die sich nicht oberflächenionisieren lassen. Typischerweise wird ein Argon-/Xenonplasma benutzt. Dieses erhält man



**Abb. 33** Schematischer Aufbau einer Plasmaionenquelle. Die im Target produzierten Nuklide diffundieren durch eine direkte, beheizte Verbindung (Transferline) zur Ionenquelle. Dort werden sie durch ein Bombardement von Elektronen ionisiert und anschließend mit der Zugelektrode beschleunigt. Das Plasma in der Ionenquelle wird aus einem Ar/Xe-Gasgemisch gebildet. Zur Optimierung des Prozesses wird ein zusätzlicher Magnet (SRCMAG) benutzt.

durch Elektronenbeschuss entlang der Transferline. Um das Plasma zu halten, wird ein weiteres Magnetfeld am Auslass der Ionenquelle benötigt.

Plasmaionenquellen besitzen keine chemische Selektivität, wie sie z. B. von Oberflächenionisationsquellen für Alkalien bekannt ist. Sie können praktisch alle bekannten chemischen Elemente ionisieren. Dies bedeutet aber auch, dass Ionenstrahlen, die mit Plasmaquellen erzeugt werden, im Allgemeinen eine recht starke Kontamination mit Isobaren und entsprechend höheren Ladungszuständen aufweisen.



**Abb. 34** Schematischer Aufbau einer gekühlten Plasmaionenquelle. Die Kühlung der Transferline soll ein Eindiffundieren weniger flüchtiger Elemente verhindern. Aus diesem Grund sind Ionenquelle und Target nicht direkt, sondern über eine abgewinkelte Transferline verbunden.

Für Edelgasstrahlen versucht man diesem Problem durch Kühlung der Transferline Rechnung zu tragen. Die Kühlung soll verhindern, dass weniger flüchtige Elemente die Ionenquelle überhaupt erreichen und so der erzeugte Ionenstrahl mit weniger Verunreinigungen belastet ist (vgl. Abb. 34).

### 3.1.2.3. Laserionenquellen

Oberflächen- und Plasmaionenquellen besitzen im Allgemeinen keine oder nur eine sehr geringe chemische Selektivität. Der maßgebliche Selektivitätsschritt erfolgt bei diesen Quellentypen nach der Ionisation durch Massenseparation. Durch Einführung eines weiteren Selektivitätsschrittes ist aber – zumindest theoretisch – die Erzeugung isotonenreiner Ionenstrahlen möglich. Der hierfür notwendige Schritt besteht in der Einführung einer chemischen Selektivität direkt in der Ionenquelle. Somit sollte es möglich sein, durch direkte Wahl von Masse  $A$  (am nachfolgenden Massenseparator) und Ordnungszahl  $Z$  jeden beliebigen Kern auf der Nuklidkarte auszuwählen und als entsprechenden Strahl dem Experiment zuzuführen.

Die chemische Selektivität der Ionenquelle wird durch elementspezifische Laseranregung erreicht. Dabei wird das jeweilige Valenzelektron des zu ionisierenden Elements schrittweise in einen autoionisierenden Zustand angeregt und so schließlich ionisiert. Hierzu muss allerdings das Termschema des zu ionisierenden Elements bekannt sein.

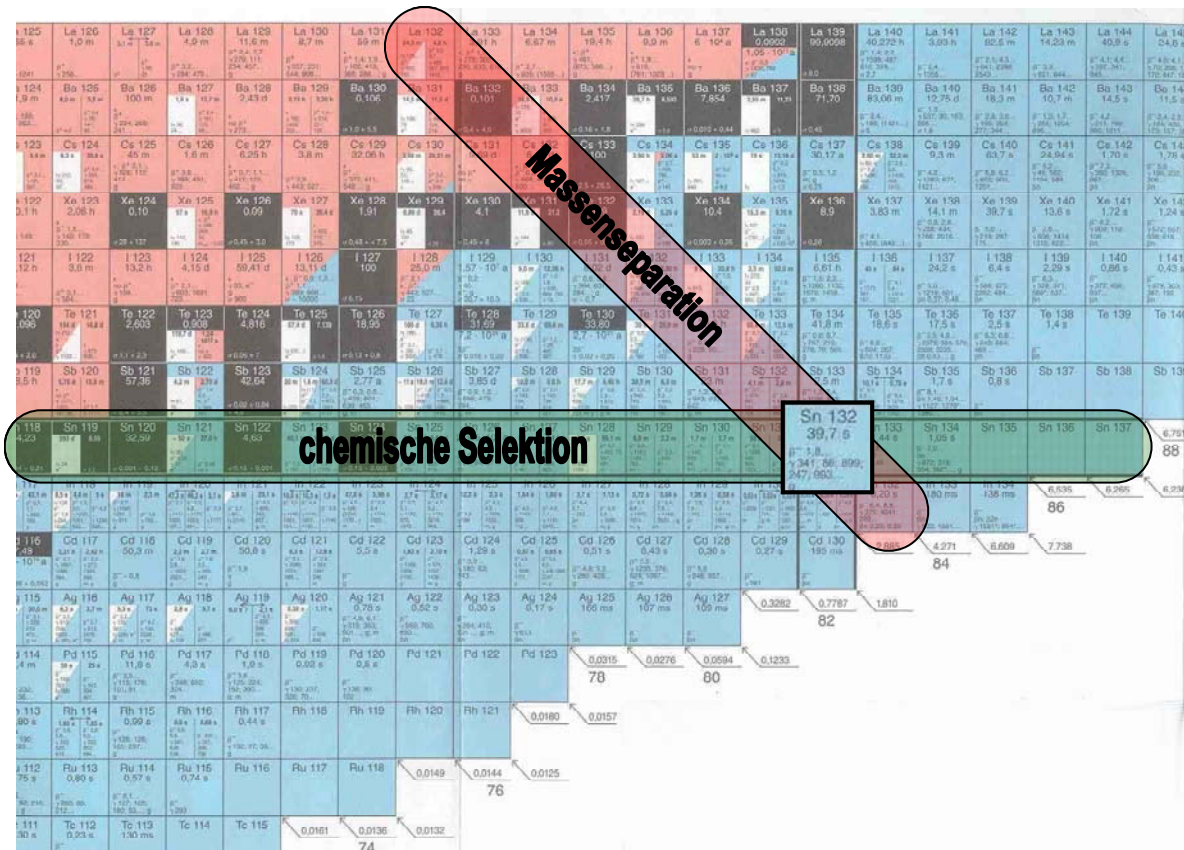


Abb. 35 Motivation für eine Laserionenquelle. Durch eine hohe chemische Selektivität der Ionenquelle und anschließende hochauflösende Massenseparation ist es theoretisch möglich, isotporenreine Ionenstrahlen zu erzeugen.

3.1.2.3.1. Das RILIS-System

Das derzeit am CERN benutzte RILIS-System (Resonance Ionization Laser Ion Source) stellt eine verbesserte Version der von V. I. Mischin et. al. beschriebenen Laserionenquelle dar<sup>36</sup>. Es besteht aus zwei Hauptkomponenten: der eigentlichen Ionenquelle am Target und einem Lasersystem, das für die Erzeugung von Laserlicht in den gewünschten Frequenzen genutzt wird. Die Laserionenquelle leitet sich im Wesentlichen von der Oberflächenionenquelle ab, deren Aufbau, auf Grund der großen Erfahrung mit diesem Ionenquellentyp an CERN/ISOLDE, weitgehend übernommen wurde.

3.1.2.3.2. Die Ionenquelle

Das im Lasersetup erzeugte Laserlicht wird über ein System von Spiegeln und Prismen direkt zum „Front end“ von ISOLDE geleitet. Hier steht der Laserstrahl parallel zur Längsachse der Ionisierungskavität, da so eine maximale Effizienz der Laser gegenüber der Oberflächenionisierung gewährleistet werden kann.

Die theoretisch erreichbare Selektivität einer Laserionenquelle ist direkt von den Ionisationspotentialen der zu ionisierenden Elemente abhängig und ergibt sich als Quotient der Effizienzen von Laserionisation und Oberflächenionisation. Die Selektivität  $\chi$  ist somit als

$$\chi = \frac{\epsilon_{\text{Laser}}}{\epsilon_{\text{Oberfläche}}} \tag{119}$$



gegeben, mit  $\chi$  als Selektivität und  $\varepsilon$  als Effizienz der jeweiligen Ionisationsmethode. Die Effizienzen  $\varepsilon_{\text{Laser}}$  und  $\varepsilon_{\text{Oberfläche}}$  ergeben dabei nach

$$\varepsilon = \frac{P_{\text{Ionisation}}}{P_{\text{Ionisation}} + P_{\text{Effusion}}} = \frac{v_{\text{rep}} \varepsilon_{\text{ion}}}{v_{\text{rep}} \varepsilon_{\text{ion}} + \frac{2dv}{3L^2}} \quad (120)$$

mit  $P_{\text{Ionisation/Effusion}}$  als Wahrscheinlichkeiten für die Ionisation eines Atoms bzw. die Effusion eines Atom von der Ionenquellenoberfläche nach einem Stoß mit derselben. Die Praxis zeigt für die Effizienz der Laserionisation Werte zwischen 1% und 30%. Die Effizienz der Oberflächenionisation an einer heißen Oberfläche ist grundsätzlich höher als 5%.

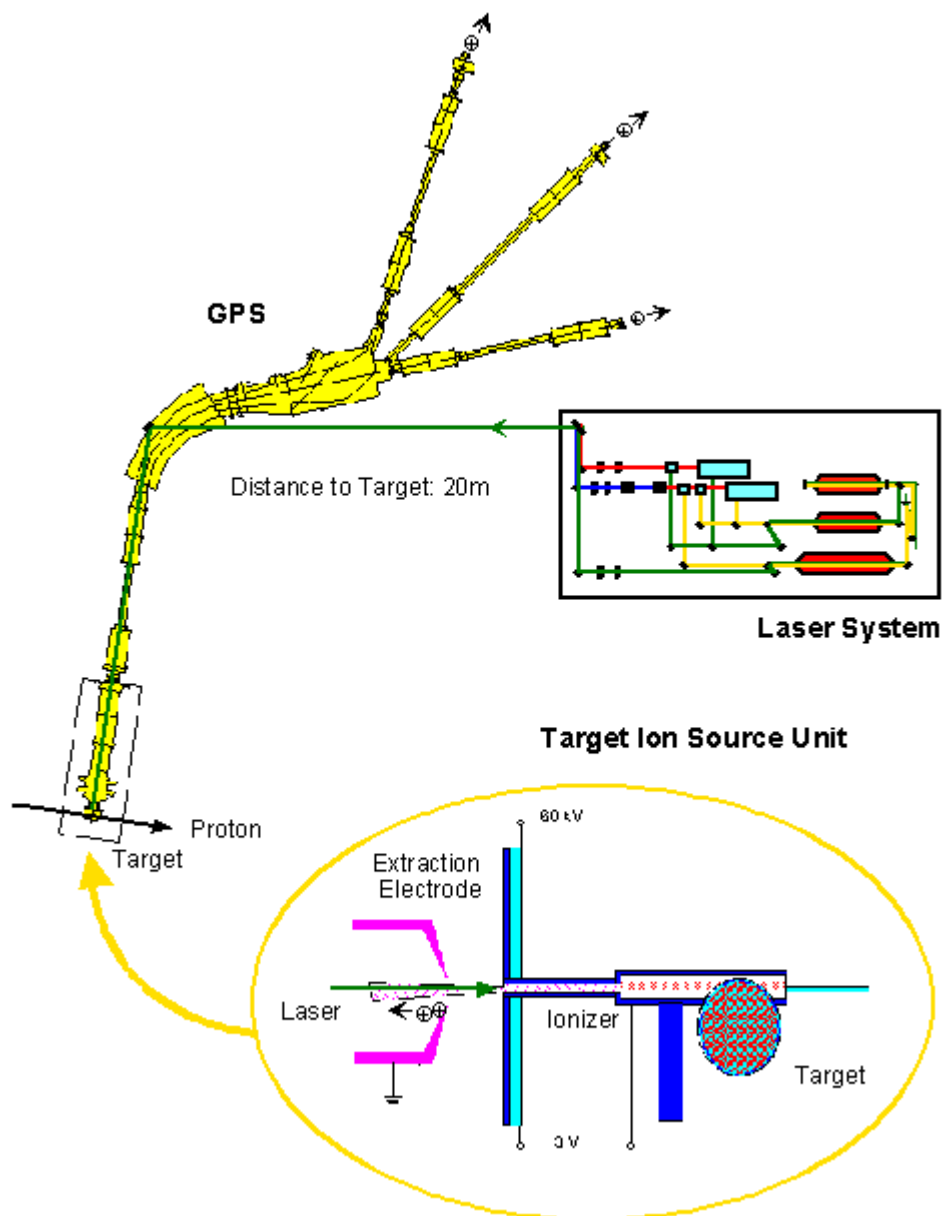


Abb. 36 Aufbau des RILIS-Systems an CERN/ISOLDE. Das im Lasersystem erzeugte Laserlicht wird über ein System von Spiegeln und Prismen direkt in die Ionenquelle am *Frontend* des GPS eingespiegelt. Der Laserstrahl steht hier parallel zur Ionisierungskavität einer Oberflächenionenquelle, um eine maximale Effizienz zu erlangen.

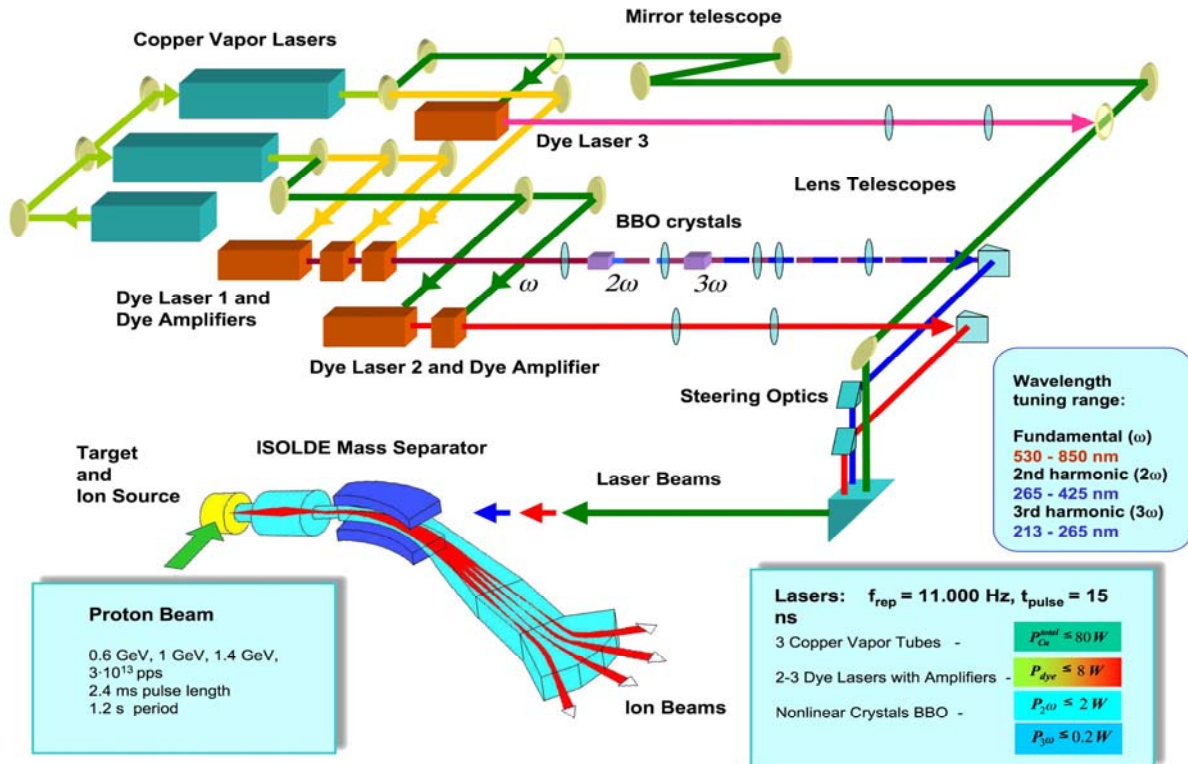


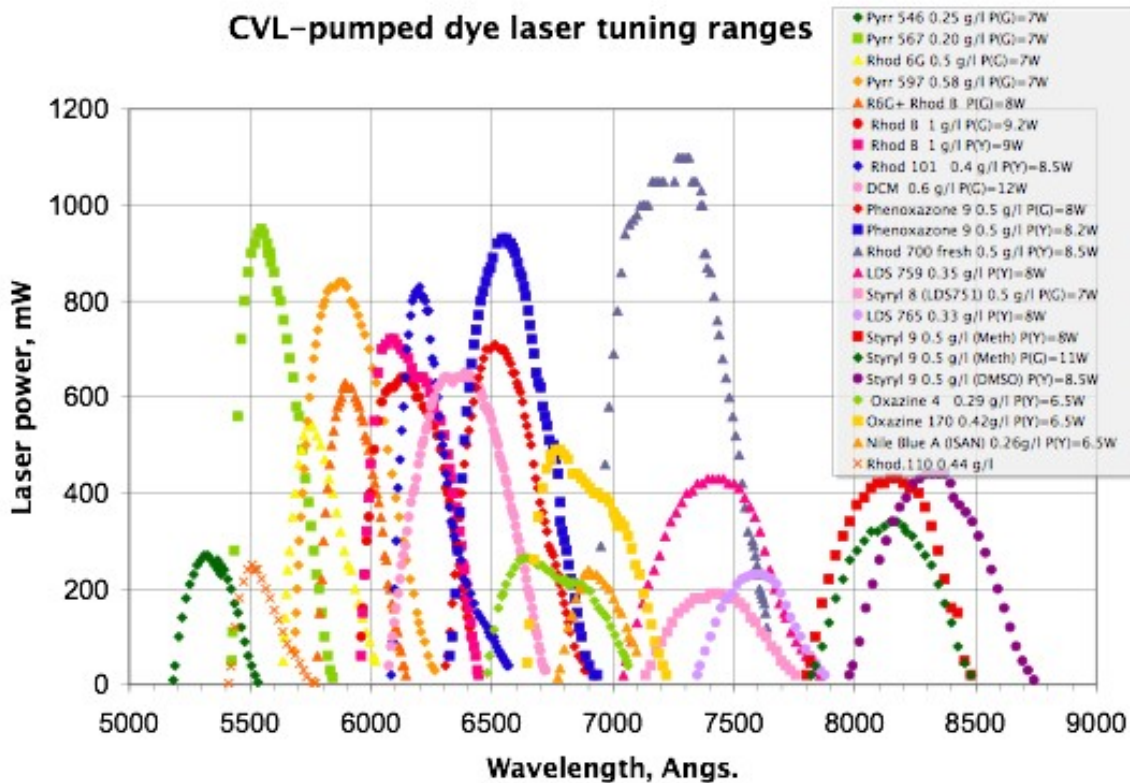
Abb. 37 Das Lasersystem an CERN/ISOLDE. Drei Kupferdampfaser pumpen bis zu drei Dye-Laser. Dabei wird eine Kupferdampfaseröhre als Oszillator zur Verringerung von Divergenzen genutzt. Die Dye-Laser werden mit organischen Farbstoffen betrieben. Zur Erweiterung der Anwendungsmöglichkeiten ist eine Frequenzverdopplung bzw. -verdreifachung möglich.

### 3.1.2.3.3. Das Lasersystem

Das Lasersystem bei CERN/ISOLDE besteht aus einer Kombination von drei Kupferdampf- und zwei bis drei Farbstofflasern (Dye-Laser), wobei einer der Kupferdampfaser als Oszillator fungiert und die beiden anderen zur Verringerung von Divergenzen pumpt. Die Farbstofflaser werden mit organischen Farbstoffen betrieben und ihrerseits von den KupferdampfLasern gepumpt, was eine kontinuierliche Stimmbarkeit in einem bestimmten Wellenbereich erlaubt (CW-Laser, Continuous Wave-Laser). Zur Vergrößerung der Wirkungsfläche wird das emittierte Laserlicht längs der Ionisierungskavität in die Ionenquelle eingestrahlt.

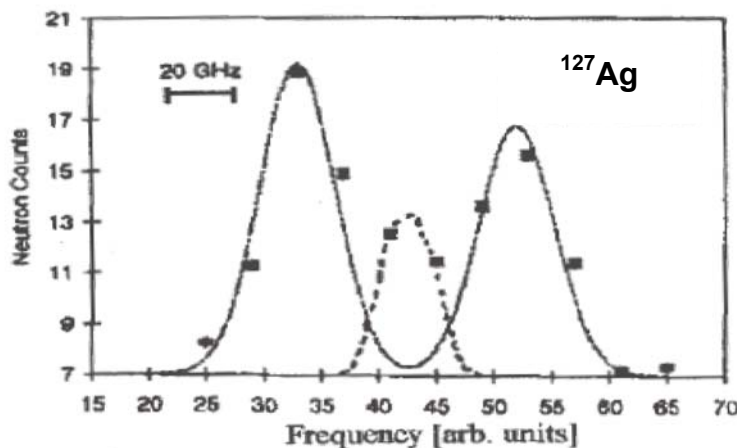
Das Licht der Farbstofflaser kann mit Hilfe von Barium- $\beta$ -Borat-Kristallen (BBO) frequenzverdoppelt oder -verdreifacht werden, bevor es in die Ionisierungskavität eingestrahlt wird. Durch die Stimmbarkeit des Lasersystems sind unterschiedliche Ionisationsschemata anwendbar, die eine chemisch selektive Ionisierung ermöglichen. Für gewöhnlich läuft die Ionisation in drei Schritten ab, wobei zumindest die ersten beiden Schritte resonant verlaufen. Der dritte Schritt kann auch nicht resonant ausgeführt werden.

In besonderen Fällen ist es mit Hilfe der Laserionisation möglich, direkt bestimmte Kernniveaus anzuregen (vgl. Abb. 39)<sup>37</sup>. Diese Hyperfeinaufspaltung kann nur auftreten, wenn ein s-Orbital des Atoms in den Anregungsvorgang involviert ist, da nur für Elektronen in s-Orbitalen eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Atomkern existiert. Das atomare Niveau wird also vom Kernspin direkt beeinflusst. Diese Eigenschaft lässt sich für die Anregung bestimmter Isomere nutzbar machen, da man so für das entsprechende Isomer eine erhöhte Ionisierungseffizienz erhält.



**Abb. 38** Stimbarkeit der Farbstofflaser. Gezeigt sind die unterschiedlichen Laserfarbstoffe und in welchem Frequenzbereich ihr jeweiliges Maximum liegt.

Heute stehen dem Anwender bei CERN/ISOLDE eine Vielzahl von Ionisations-schemata zur Verfügung, mit deren Hilfe der größte Teil der Elemente des Perioden-systems ionisiert werden können.



**Abb. 39** Hyperfeinaufspaltung bei  $^{127}\text{Ag}$ . Die durchgezogene Linie ist der  $g_{9/2}$ -Grundzustand, die gepunktete Linie repräsentiert das  $p_{1/2}$ -Isomer  $^{37}$ .

Zu den bekannten Selektivitätsproblemen beim Einsatz von Laserionenquellen gehört die unvermeidbare, gleichzeitig ablaufende Oberflächenionisation. Der Hauptgrund hierfür ist die hohe Temperatur des Transferröhrchens, das für gewöhnlich aus Niob oder Tantal gefertigt ist. Durch Stöße mit der heißen Oberfläche der beheizten Transferröhre wird zusätzlich zum laserionisierten Produktstrahl ein oberflächenionisierter Untergrund produziert, der unter Umständen sehr hoch sein kann. Eine kalte Oberfläche in der Ionisiererkavität kann allerdings die Emittanz der Ionenquelle stark

H																	He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt									

58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Abb. 40 Derzeit an CERN/ISOLDE verfügbare Ionenstrahlen. Rotmarkierte Elemente sind im Routinebetrieb verfügbar, für dunkle grüne Elemente existiert ein bei RILIS getestetes Ionisationsschema, hellgrüne Elemente sind prinzipiell mit RILIS ionisierbar, besitzen aber kein getestetes Ionisationsschema.

herabsetzen. Somit ist bei herkömmlichen Laserionenquellen des RILIS-Typs eine hohe Temperatur des Transferröhrchens nötig.

Insbesondere bei niedrigen Produktionsraten ist es daher erforderlich, die Quelle in zwei verschiedenen Moden zu betreiben: zum einen in einem *Laser off*-Modus, in dem die Laserionisation abgeschaltet bleibt und so nur der oberflächenionisierte Untergrund gemessen wird, und zum anderen ein *Laser on*-Modus, in dem ein Spektrum mit zusätzlicher Laserionisation aufgezeichnet wird. Aus dem Vergleich der beiden Spektren lässt sich nun das eigentliche Signal extrahieren.

### 3.1.3. Massenseparatoren

Die nach den oben beschriebenen Methoden erzeugten Ionen werden mit Hilfe einer Zugspannung aus der Ionenquelle heraus beschleunigt und anschließend massensepariert. Bei CERN/ISOLDE stehen hierfür zwei Massenseparatoren mit unterschiedlichem Auflösungsvermögen zur Verfügung. Für Experimente, die eine geringere Massenauflösung benötigen, wird mit dem so genannten GPS (*General Purpose Separator*) gearbeitet. Experimente, die eine höhere Anforderung an die Isotopenreinheit des Ionenstrahls stellen, werden am HRS (*High Resolution Separator*) durchgeführt.

Der vom PS-Booster kommende Protonenstrahl kann also in zwei verschiedene Tagetionen - zum GPS oder HRS gehörig - geleitet werden. Da der Protonenpuls aber die Umgebung des Targets stark ionisiert, würde eine statische Hochspannung am Target nicht stabil bleiben und es käme zu elektrischen Spannungsüberschlägen. Um dieses Problem zu umgehen, ist die Hochspannung am Target gepulst. Die am Target anliegende Hochspannung wird ca. 40  $\mu$ s vor Einschlag des Protonenstrahls von 60 kV auf 0 kV heruntergefahren. Nach dem Protonenpuls wird sie dann wieder in 10-20 ms auf den alten Wert zurückgebracht<sup>38</sup>.

### 3.1.3.1. General Purpose Separator (GPS)

Der GPS besteht aus einem doppeltfokussierenden  $m/q$ -Selektionsmagneten mit einem Umlenkradius von 1,5 m bei einem Umlenkwinkel von  $70^\circ$ . Die theoretische maximale Massenauflösung  $\frac{M}{\Delta M}$  beträgt 2400. Im Routinebetrieb werden aber nur Auflösungen von etwa 900 erreicht. Der Separator ist so ausgelegt, dass zur gleichen Zeit drei Produktstrahlen mit einer um  $\pm 15\%$  unterschiedlichen Masse in die Experimentierhalle gesendet werden können. Dabei wird allerdings nur die zentrale Masse in das eigentliche Strahlrohrsystem der Experimentierhalle eingespeist, die entsprechende Niedrig- und Hochmassenfraktionen gelangen über separate Strahlrohre in die Experimentierhalle und sind nicht weiter verteilbar.

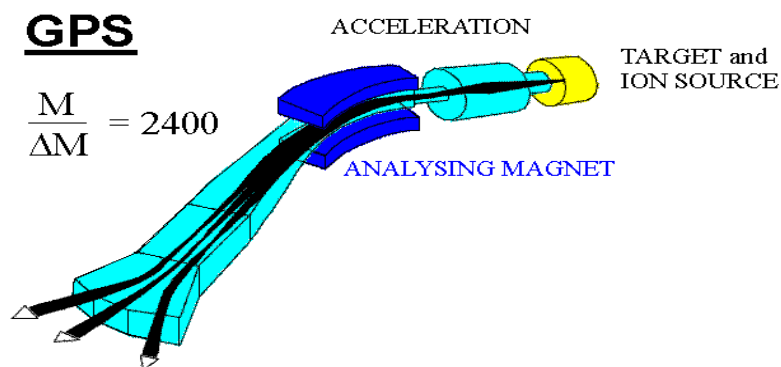


Abb. 41 Schematischer Aufbau des GPS an CERN/ISOLDE. Der wesentliche Bestandteil der Apparatur ist der H-Typ-Magnet zur Analyse der Massen der eingestrahnten Ionen. Die Besonderheit dieses GPS liegt in der Möglichkeit, gleichzeitig drei um  $\pm 15\%$  unterschiedliche Massen dem Anwender anzubieten.

### 3.1.3.2. High Resolution Separator (HRS)

Der HRS besteht aus einer Kombination von zwei  $m/q$ -Selektionsmagneten, die hintereinander aufgebaut sind. Dabei wird der aus der Ionenquelle emittierte Strahl zunächst in einem  $90^\circ$ -Sektorfeld vorsepariert und anschließend mit einem System von magnetischen Quadrupollinsen refokussiert. In einem zweiten Separationsschritt

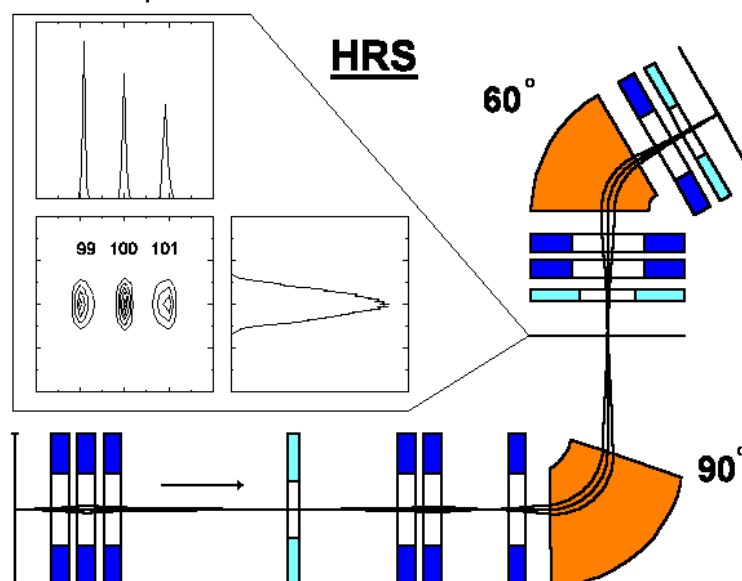
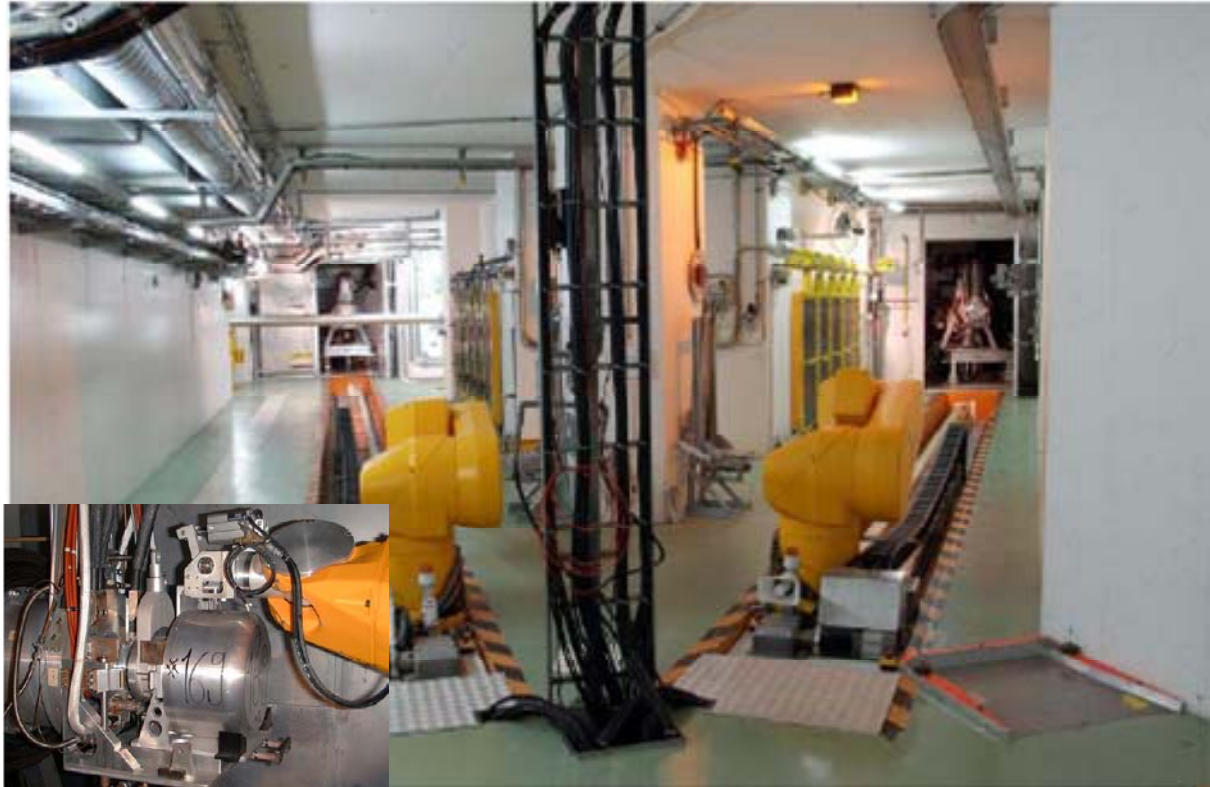


Abb. 42 Schematischer Aufbau des HRS an CERN/ISOLDE. Im Gegensatz zum GPS werden hier zwei C-Typ-Magneten zur Massenseparation verwendet. Die theoretische maximale Auflösung beträgt  $\sim 15000$ . Es wird nur ein Produktstrahl emittiert. Die Strahlprofile und die Massentrennung bei Masse 100 werden in der zentralen Fokalebene zwischen den beiden Selektionsmagneten gezeigt.

wird der Strahl nun durch ein weiteres Sektorfeld mit einem Umlenkwinkel von  $60^\circ$  geschossen, um nach erneuter Fokussierung über das Strahlrohrsystem der Experimentierhalle dem Anwender zugeführt zu werden. Im Gegensatz zum GPS wird aber nur ein Produktstrahl an den Anwender weitergegeben.

Die maximale theoretische Massenauflösung  $\frac{M}{\Delta M}$  für den HRS beträgt 15000. Experimentell konnte aber bisher nur eine Massenauflösung von etwa 10000 bei extrem geringer Strahlintensität erreicht werden. Routinemäßig werden Auflösungen von höchstens 5000 erreicht.



**Abb. 43** Targetzone an CERN/ISOLDE. Im Vordergrund die beiden Roboter, die für das Targethandling zuständig sind, da unter normalen Betriebsbedingungen ein Betreten der Targetzone nicht möglich ist. Links unten ist der Roboterarm mit einem angekoppelten Target zu sehen.  
Bild: CERN

### 3.2. Experimente an CERN/ISOLDE

In der Experimentierhalle von ISOLDE stehen dem Anwender verschiedene Strahlrohre für den Aufbau seiner Experimente zur Verfügung (vgl. Abb. 27). Ein Teil dieser Strahlrohre ist mit permanenten Aufbauten zu verschiedenen Experimenten, wie z. B. *ISOLTRAP*, *COMPLIS*, *COLLAPS* oder *NICOLE*, belegt. Spektroskopieexperimente werden für gewöhnlich an den Strahlrohren LA 1 und LA 2 durchgeführt.



Abb. 44 Blick auf die Strahlrohre LA 1 und LA 2 in der ISOLDE-Halle. Im Hintergrund links ist *ISOLTRAP* zu erkennen; rechts hinten ist *REX* zu sehen.

#### 3.2.1. Allgemeiner Aufbau

Bei spektroskopischen Experimenten wird der vom Massenseparator kommende radioaktive Ionenstrahl für gewöhnlich gestoppt. Im Allgemeinen wird hierzu ein Bandsystem genutzt, da durch den radioaktiven Zerfall der implantierten Ionen auch langlebige Tochternuklide entstehen, die über die Zeit einen stark anwachsenden Untergrund produzieren können. Mit Hilfe eines Bandsystems ist es möglich, die implantierte Aktivität nach der Messung aus der Detektorposition zu entfernen.

Dabei besteht das Mainzer Bandsystem aus einem  $\frac{1}{2}$ -Zoll-Magnetband, das mit einem Schrittmotor verfahren werden kann. Damit das Band nicht während des Implantierens des Ionenstrahls oder der anschließenden Vermessung der aufgestrahlten Nuklide bewegt wird, ist das Steuerungssystem der Bandstation mit dem Protonenpuls des PS-Boosters synchronisiert. Über dieses System werden außerdem auch das Beamgate am Separator und die Messelektronik gesteuert. Für weitere De-

tails zum Aufbau und zur Steuerung des Mainzer Bandgeräts siehe U. Tharun: „Bedienungsanleitung zur Schrittmotorsteuerung“<sup>39</sup>.

### 3.2.1.1. $\gamma$ -Setup für Spektroskopie-Experimente

Für die Messung von  $\gamma$ -Strahlung werden im Allgemeinen HPGe-Detektoren (*High Purity Germanium*) benutzt. Diese bestehen im Wesentlichen aus einem Germaniumeinkristall, der durch Dotierung einen *pn*-Übergang aufweist und so als Diode funktioniert. An diese Diode wird in Sperrrichtung eine Hochspannung angelegt, wobei der Detektor mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden muss, um ein Durchbrechen der Hochspannung zu verhindern.

Einfallende  $\gamma$ -Quanten können nun an den Elektronen des Kristalls gestreut werden und so diese aus dem Valenzband des Kristalls in das Leitungsband verschieben. In der Folge hiervon kann ein Strom fließen, dessen Ladungsmenge proportional zur Anzahl der angehobenen Elektronen und somit proportional zur Energie des Photons ist. Der fließende Strom wiederum wird von einem Vorverstärker verstärkt und zur Verarbeitungselektronik weitergeleitet. Der Ladungsabfluss mindert allerdings die anliegende Spannung etwas. Ein Durchbrechen der Spannung wird aber durch einen entsprechend großen Vorwiderstand zwischen Detektor und Hochspannungsversorgung verhindert und kann in einigen hundert Nanosekunden wieder aufgebaut werden. In dieser Zeit steht der Detektor für keinen weiteren Nachweis von  $\gamma$ -Quanten zur Verfügung, man spricht von der Totzeit des Detektors.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Germaniumdetektors wird üblicherweise relativ zur Ansprechwahrscheinlichkeit eines Natriumjodiddetektors von 7.62 x 7.62 cm (3x3 inch) angegeben. In den für diese Arbeit relevanten Experimenten wurden Germaniumdetektoren mit den relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten von 30% bis 75% verwendet.

Die  $\gamma$ -Detektoren werden für die Messung von  $\gamma$ -Strahlung bei Experimenten an CERN/ISOLDE um die Implantationsposition des an den Endflansch des Strahlrohrs angeschraubten Bandgeräts herum aufgebaut. Je nach Art des Experiments kann dabei eine unterschiedliche Anzahl von Detektoren zum Einsatz kommen.

Bei Experimenten zur Entwicklung von Targets und Ionenquellen ist für gewöhnlich nur die Ausbeute der im Target entstandenen Nuklide von Interesse und nicht deren innere Struktur. Somit reicht in diesem Fall meist ein einziger  $\gamma$ -Detektor, mit dem die Nuklide anhand ihrer charakteristischen  $\gamma$ -Strahlung identifiziert und mit Hilfe der entsprechenden Peakhöhen quantifiziert werden können.

Experimente zur Kernspektroskopie nutzen dagegen für gewöhnlich mehrere Detektoren mit hohen Ansprechwahrscheinlichkeiten, die in Koinzidenz geschaltet sind. Meist wird ein solcher Aufbau über entsprechende  $\beta$ -Detektoren getriggert, um den  $\gamma$ -Untergrund so gering wie möglich zu halten und so zufällige Koinzidenzen zu vermeiden. Die auf diese Weise erhaltenen Daten werden in so genannten Listmodedateien gespeichert (s. Datenaufnahme).

In beiden Anwendungen werden allerdings so genannte Singlesspektren aufgezeichnet; das heißt, diese Spektren enthalten nur die gemessenen Energien von einem Detektor ohne zusätzliche Auswahlkriterien.

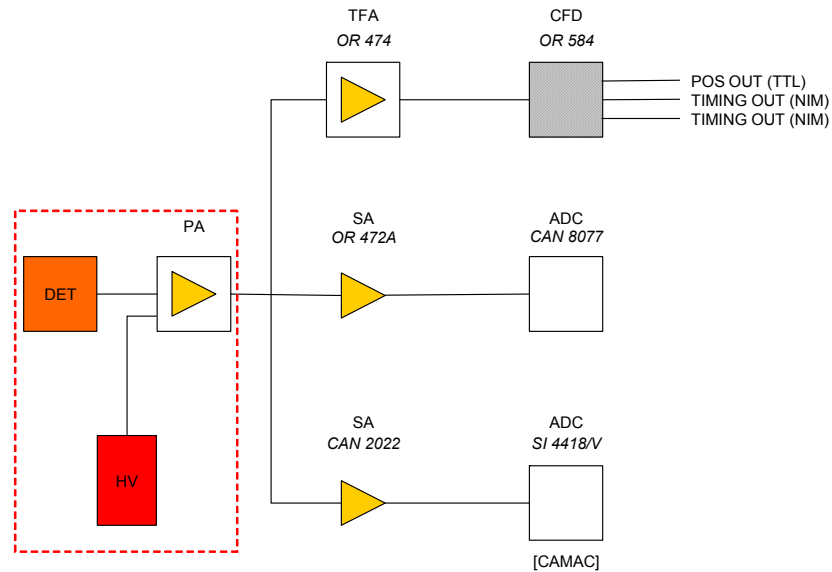
Die in den folgenden Abbildungen (Abb. 45, Abb. 46, Abb. 47) gezeigten Blockschaltbilder geben den prinzipiellen Aufbau der Messelektronik bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten an CERN/ISOLDE wieder.

Das vom Detektor kommende Signal wird in der Regel auf drei Äste aufgeteilt und unterschiedlich weiterverarbeitet. Dabei wird über einen Kanal ein Singlesspektrum der gemessenen Energien des Detektors aufgezeichnet und mit einem ADC (*Analog Digital Converter*) digitalisiert. In einem zweiten Kanal wird mit einem weiteren ADC

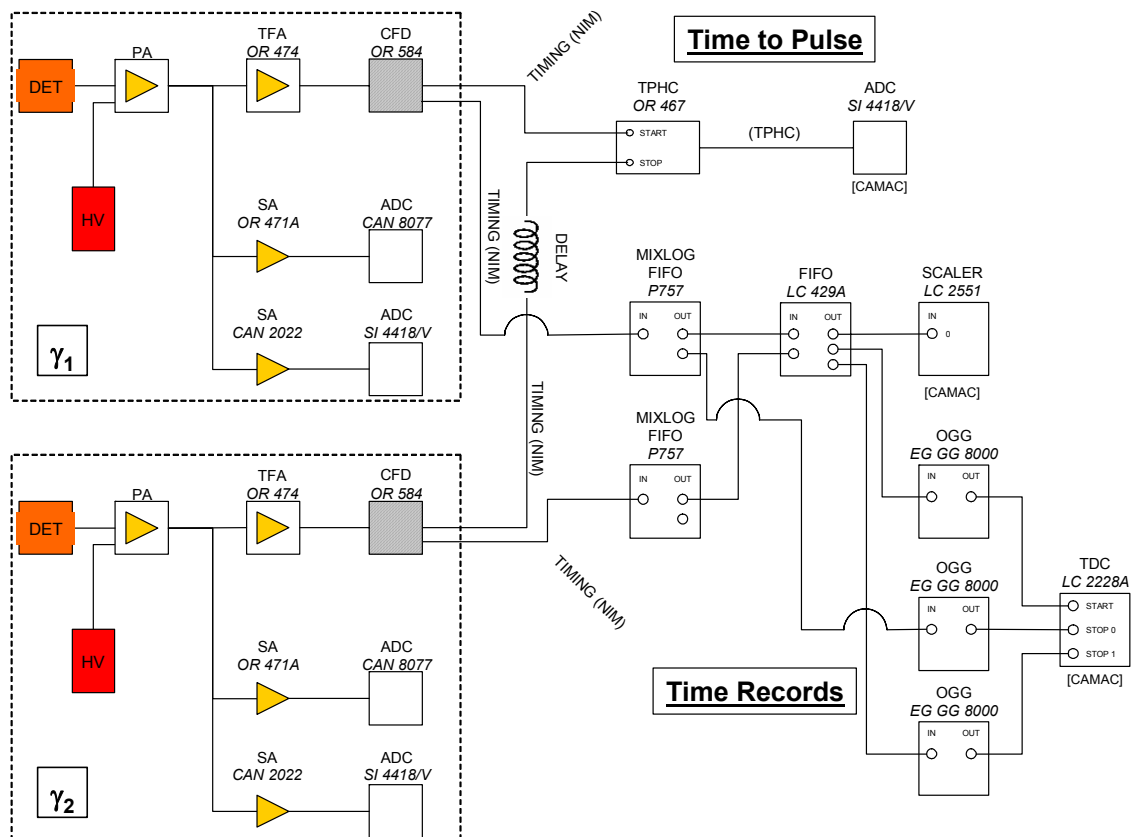
---



ebenfalls ein Singlespektrum für die Einbettung in ein Listmodefile erzeugt. In einem dritten Ast wird das Detektorsignal mit einem *TFA* (*T*iming *F*ilter *A*mplifier) verstärkt und mit Hilfe eines *CFD* (*C*onstant *F*raction *D*iscriminator) in einen Zeit- (NIM, *Nuc*-

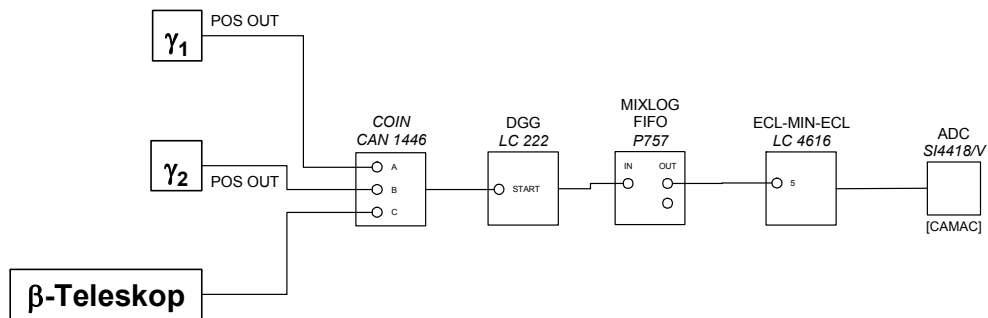


**Abb. 45** Blockschaltbild für  $\gamma$ -Detektoren. Die Schaltung des eigentlichen Detektors ist innerhalb des roten Rahmens zu finden. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers (PA) des Detektors wird anschließend dreifach aufgespalten und auf die entsprechenden Verarbeitungskanäle aufgeteilt.



**Abb. 46** Zeitast der Messelektronik. Die von den beiden Detektoren  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  gelieferten Zeitdaten werden hier zu Zeitspektren umgesetzt. Aus allen so gewonnenen Zeitinformationen lässt sich dann ein detailliertes Zerfallsspektrum der gemessenen Aktivität erstellen.

lear *Instrument Module signal*) und einen Zählinformationsanteil (TTL, *Transistor Logic signal*) zerlegt. Die Zeitinformation wird nun von der Elektronik in die entsprechenden Zeitspektren umgesetzt und anschließend auf einem Computer in einem Listmodefile gespeichert. Dabei werden für gewöhnlich zu einen so genannte *TAC- (Time to Analog Converter)* bzw. *TPHC- (Time to Pulse Height Converter)* Spektren und zum anderen so genannte *Time Records* aufgenommen. Diese werden mit Hilfe eines so genannten *TDC (Time to Digital Converter)* direkt an den Messrechner übergeben. Des Weiteren wird mit einem Scaler die Zählrate zu jedem Zeitpunkt mitgeschrieben.

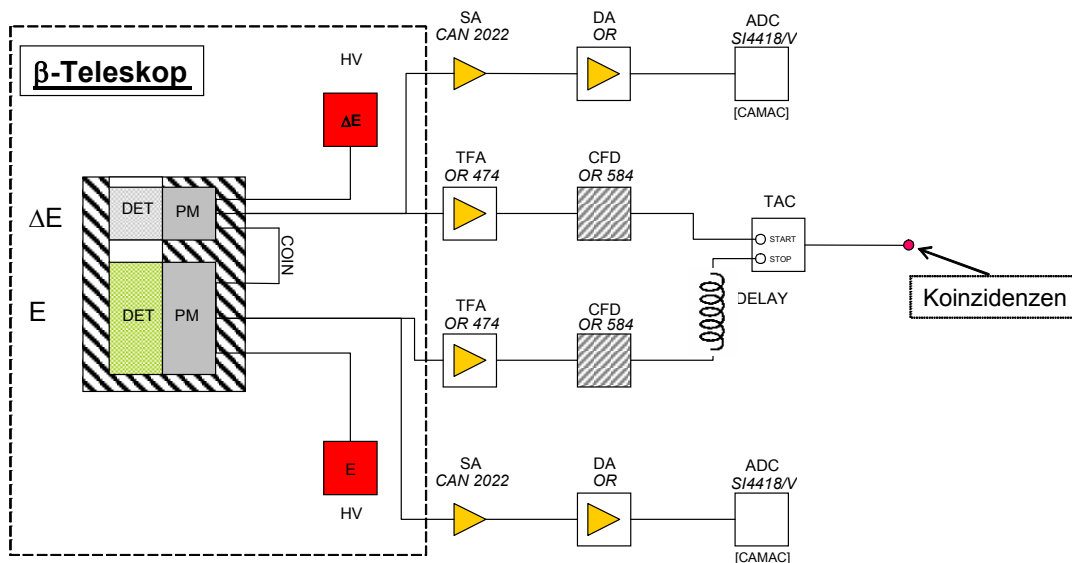


**Abb. 47** Koinzidenzschaltung für zwei  $\gamma$ -Detektoren und ein  $\beta$ -Teleskop (Trigger). Ein Ereignis wird nur geschrieben, wenn die eingehenden Signale nahezu zeitgleich sind.

Das positive TTL-Signal, das von *CFD* geliefert wird, wird für die Koinzidenzschaltung der Detektoren benutzt. Hierbei werden die TTL-Signale von mehreren Detektoren auf zeitliche Übereinstimmung geprüft und nur dann in das entsprechende Listmodefile geschrieben, wenn die Signale nahe zu zeitgleich sind. Diese so genannte Koinzidenzbedingung kann an der Elektronik frei gewählt werden. Ebenso lässt sich einstellen, wie viele Verarbeitungskanäle die Koinzidenzbedingung erfüllen müssen damit ein Ereignis erkannt und geschrieben wird.

### 3.2.1.1.1. Das $\beta$ -Teleskop

Die gesamte Elektronik zur Messung von  $\gamma$ -Strahlung wird von  $\beta$ -Zählern getriggert. So wird sichergestellt, dass die Messung nur gestartet wird, wenn es zu einem vo-



**Abb. 48** Blockschaltendiagramm eines  $\beta$ -Teleskops. Das ausgehende positive TTL-Signal des TACs kann zum Triggern der Koinzidenzelektronik benutzt werden.

rangehenden  $\beta$ -Zerfall gekommen ist und somit die nachfolgende  $\gamma$ -Abregung des Tochterkerns gemessen wird. Man spricht von einer  $\beta\gamma$ -Koinzidenzschaltung. Um Fehlauflösungen der  $\beta$ -Detektoren, die die Messelektronik triggern, durch  $\gamma$ -Quanten zu verhindern, kann man sich eines  $\beta$ -Teleskops<sup>40</sup> bedienen. Dieses besteht im Wesentlichen aus einem dünnen  $\Delta E$  und einem dicken E-Detektor. Im  $\Delta E$ -Detektor wird der Energieverlust gemessen, den ein Teilchen beim Durchgang erleidet. Im mehrere Zentimeter dicken E-Detektor kann dann die Restenergie bestimmt werden, die das Teilchen nach dem Durchgang durch den  $\Delta E$ -Detektor besitzt. Durch eine Koinzidenzschaltung der beiden Detektoren gelingt es nun, einen störenden  $\gamma$ -Untergrund weitgehend zu diskriminieren, da  $\gamma$ -Quanten nur extrem wenig Energie im  $\Delta E$ -Detektor verlieren.

Wird ein Impuls im  $\Delta E$ -Detektor erzeugt, so wird eine Uhr (TAC) gestartet, die mit dem verzögerten Signal des E-Detektors wieder gestoppt wird. Das dabei erzeugte TTL-Signal wird zum Triggern der Koinzidenzkette benutzt. Durch ein weiteres Triggern dieses Systems mit dem Beamgate des Massenseparators lassen sich nun gezielt kurzlebige Spezies beobachten, die sonst im Rauschen verschwinden würden.

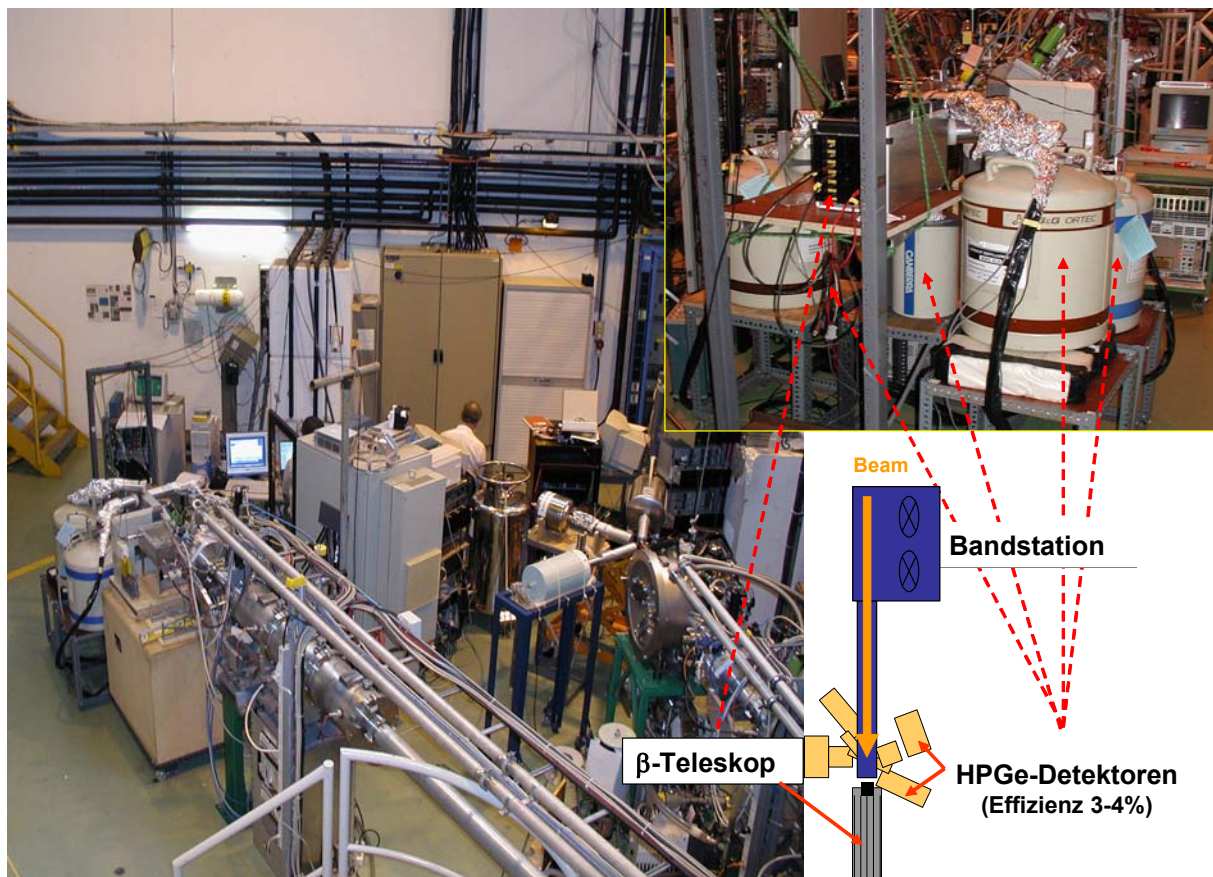
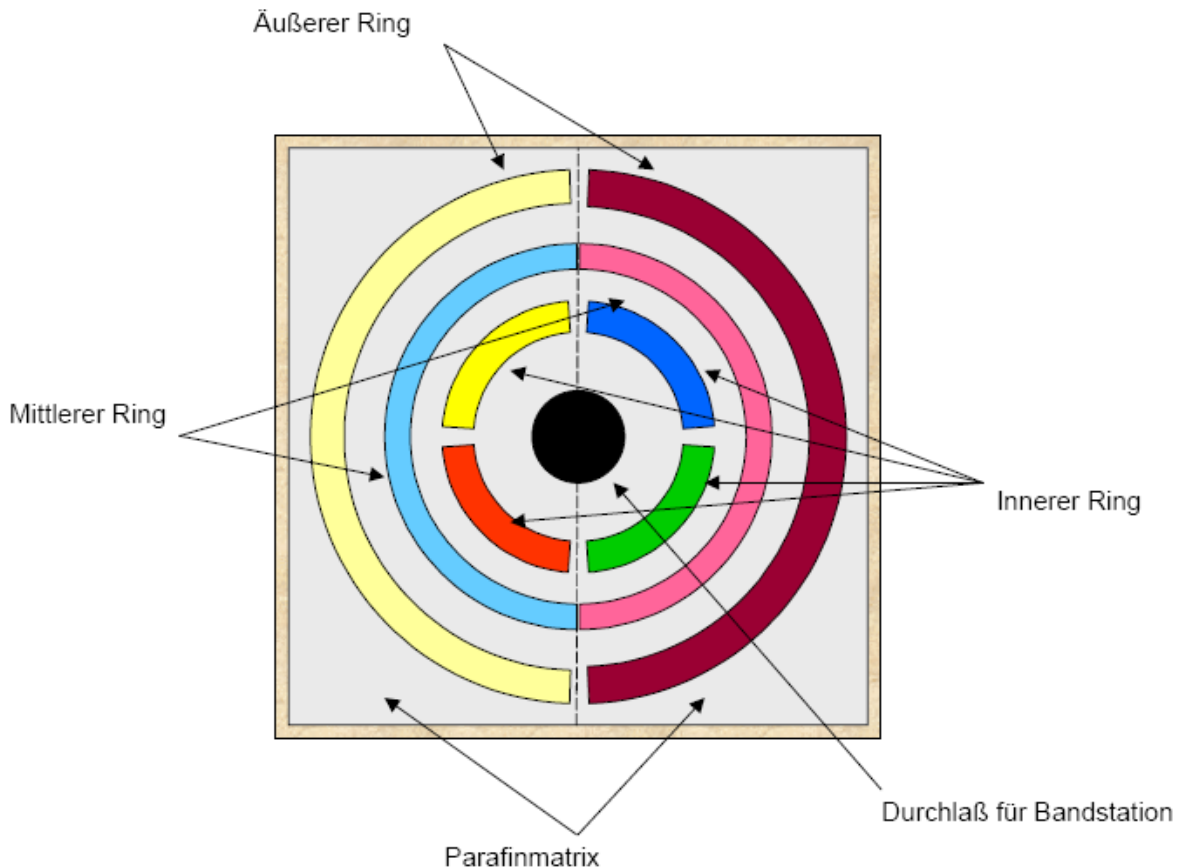


Abb. 49 Blick auf den  $\gamma$ -Setup an LA1 bei CERN/ISOLDE. Die Bandstation wird von vier HPGe-Detektoren umgeben, um eine möglichst große Raumabdeckung zu erhalten. Das  $\beta$ -Teleskop steht in direkter Strahlrichtung vor der Bandstation, die hier nur ein dünnes Capton-Fenster besitzt, damit keine  $\beta$ -Teilchen durch den Aluminiumkorpus der Bandstation abgeschirmt werden.

### 3.2.1.2. Der Mainzer Long-Counter-Neutronenzähler

Für die Messungen von  $\beta$ -verzögerten Neutronen im Rahmen dieser Arbeit wurde der Mainzer *Neutron Long Counter* verwendet. Der Neutronenzähler wurde am Ende der jeweiligen Beamline um die abschließende Bandstation installiert. Der Produktstrahl wird dort auf einem Aluminiumband gestoppt, so dass die Aktivität nach der



**Abb. 50** Schematische Darstellung der Ringsegmente des Mainzer Neutronenzählers. Der innere Ring ist im Gegensatz zu den beiden äußeren Ringen vierfach segmentiert. Die Parafinmatrix des Zählers ist dabei nicht nur strukturgebendes Element sondern auch gleichzeitig Moderator für die einfallenden Neutronen.

Messung aus der Detektorposition transportiert werden kann. Der Neutronenzähler selbst umschließt die Detektorposition des Bandgeräts völlig und deckt so einen Raumwinkel von  $4\pi$  ab. Die zentrale Öffnung der Matrix ist dabei auch nach vorne hin offen und kann so einen zusätzlichen  $\beta$ -Zähler zur Bestimmung von  $P_n$ -Werten oder einen  $\gamma$ -Detektor zur Messung von  $n\gamma$ -Koinzidenzen (vgl. 3.2.1.3) aufnehmen.

Der Neutronenzähler selbst besteht aus 64  $^3\text{He}$ -Proportionalzählrohren in einer Parafinmatrix, die in drei konzentrischen Ringen um die Detektorposition herum an der Bandstation angeordnet sind. Die einzelnen Ringe sind in sich ein weiteres Mal segmentiert; so besteht der innere Ring aus vier, der mittlere und der äußere Ring aus jeweils zwei Segmenten, in denen jeweils Gruppen von 11 (äußerer Ring), 10 (mittlerer Ring) und 11 (Segmente A und C) bzw. 10 (Segmente B und D im inneren Ring) Zählrohren zusammengefasst sind. Somit stehen insgesamt 22 Zählrohre im äußeren Ring, 20 im mittleren Ring und 22 im inneren Ring zur Verfügung.

Die Parafinmatrix dient dabei neben der Strukturbildung vor allem der Thermalisierung der einfallenden Neutronen, die dann mit dem  $^3\text{He}$ -Zählgas effektiv wechselwirken können. Durch die unterschiedliche Dicke des Moderatormaterials im Bezug zu den einzelnen Ringen des Neutronenzählers ergibt sich für diese Bauart von Neutronendetektoren eine intrinsische Spektrometerfunktion<sup>41</sup>:

- energiearme („weiche“) Neutronen werden bevorzugt im inneren Ring gezählt, da für ihre Thermalisierung nur wenige Stöße mit dem Moderatormaterial nötig sind.

- energiereiche („harte“) Neutronen benötigen für die Thermalisierung mehr Stöße mit dem Moderatormaterial als weiche Neutronen und werden dem entsprechend bevorzugt im mittleren und, je nach Härte des Neutronenspektrums, im äußeren Ring detektiert
- der äußere Ring dient somit der Detektion der härtesten Neutronenstrahlung und gleichzeitig als Kontrollinstanz für die Überwachung des Untergrunds, der an kernphysikalischen Einrichtungen gegenüber dem natürlichen Untergrund (~1 Impuls pro Sekunde) erhöht sein kann.

Die Detektion der Neutronen mit  $^3\text{He}$ -Zählgas folgt grundsätzlich folgender Reaktionsgleichung (vgl. 1.6.2.3):



Die aus der Reaktion resultierenden Protonen und Tritiumkerne können dann anhand ihrer elektrischen Wechselwirkung mit dem Zählrohr des Proportionalzählrohrs als elektrischer Impuls nachgewiesen werden<sup>42</sup>. Damit eine möglichst große Wechselwirkungswahrscheinlichkeit zwischen Neutronen und Zählgas erreicht wird, stehen die Zählrohre unter erhöhtem Druck (~ 5 bar). Die Gesamteffizienz des Neutronenzählers über alle drei Ringe beträgt ~ 35% für thermale Neutronen.

Die Signale der einzelnen Zählrohre werden segmentweise zusammengefasst und anschließend die jeweiligen Segmente über insgesamt acht *TSCA* (*Timing Single Channel Analyzer*) ausgelesen. In den Mainzer Experimenten am CERN wurden hierfür *TSCA* vom Typ *Canberra 2015A* benutzt. Die von den *TSCA* ausgegebenen TTL-Signale werden mit Hilfe des *NZ24-ORL*-Moduls gesammelt und dann ringweise ausgegeben. Dabei werden für den äußeren und den mittleren Ring je zwei *TSCA*-Module, für den inneren Ring insgesamt vier *TSCA*-Module benutzt, deren Standardeinstellungen aus Tabelle 3 entnommen werden können. Zusätzlich zu den Datenströmen der drei Ringen wird auch eine Summation über die Gesamtheit aller Zählrohre erzeugt und weitergegeben. Das *NZ24-ORL*-Modul ist ein Eigenbau der Elek-

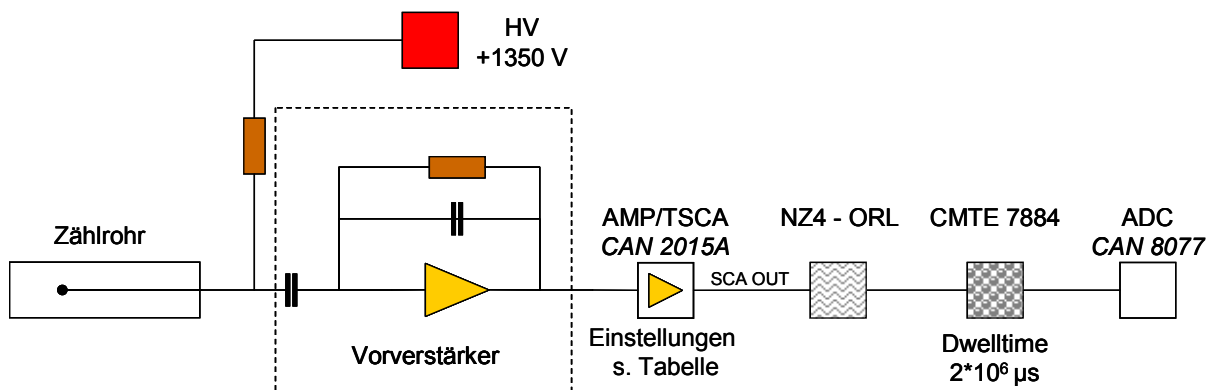
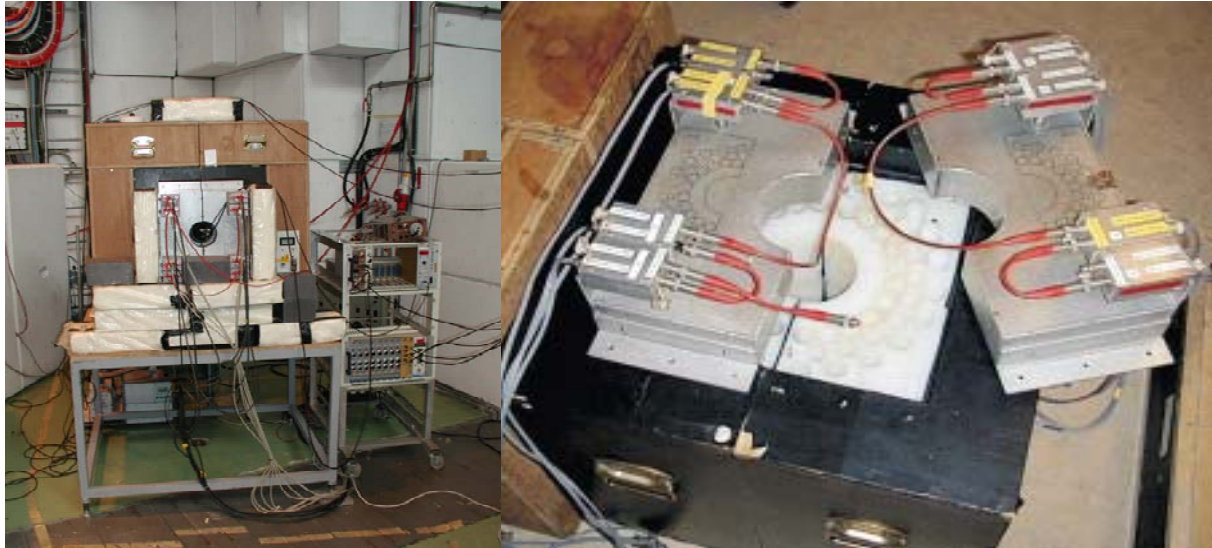


Abb. 51 Blockschaltbild für den Neutronenzähler. Die verwendeten Einstellungen für die *TSCAs* können Tabelle 3 entnommen werden.

Tabelle 3 Standardeinstellungen für die *TSCAs* am Mainzer Neutronenzähler

Segment	Innerer Ring				Mittlerer Ring		Äußerer Ring	
	A	B	C	D	E	F	G	H
Coarse Gain	16	8	16	8	8	8	16	16
Fine Gain	1,52	0,36	1,28	0,40	0,55	0,72	6,42	1,96
Window	6,80	6,80	6,80	6,80	6,80	6,80	6,80	6,80
Lower Level	1,70	1,68	1,68	1,72	1,70	1,60	1,72	1,72



**Abb. 52** Der Mainzer *Neutron-Long-Counter*. Auf dem linken Bild ist der komplette Setup des Neutronenzählers an der GHM-Beamline bei CERN/ISOLDE (2002) zu sehen. Rechts neben dem Detektor sind die NIM-Überrahmen mit der Hochspannungsversorgung und der Messelektronik platziert. In der zentralen Öffnung des Detektoraufbaus ist ein  $\beta$ -Zähler zur Messung von  $P_n$ -Werten installiert. Im rechten Bild ist der Detektor mit geöffneter Frontplatte zu sehen. Über den Parafinmatrizen sind auf den Frontplatten die Vorverstärker und die Verkabelung der Hochspannungsversorgung zu erkennen. Die einzelnen Zählrohre werden mit BNC-Verbindern an den Frontplatten angeschlossen und gruppenweise zusammengefasst.

tronikwerkstatt des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz. Alle Datenströme werden anschließend mit Hilfe eines *CMTE 7884* zeitlich aufgespalten und mit einem *ADC* ausgelesen.

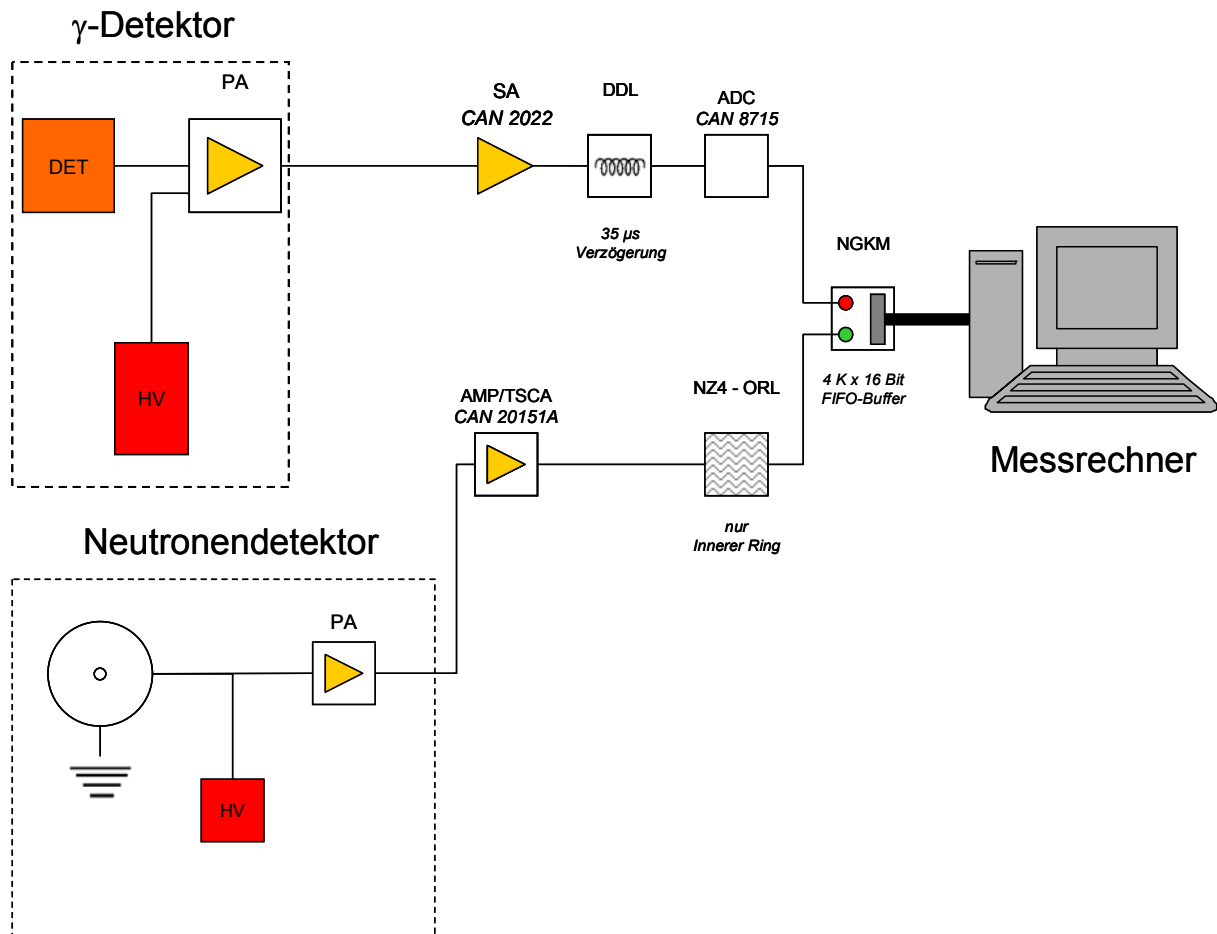
Zur Bestimmung von  $P_n$ -Werten kann in den Aufbau ein zusätzlicher  $\beta$ -Detektor integriert werden. Dieser wird in der zentralen Öffnung der Parafinmatrix montiert und zusammen mit den Signalen des Neutronenzählers über das *CMTE*-Modul als eigenständiger Kanal ausgelesen. Aus dem Verhältnis von gezählten Neutronen zu den detektierten  $\beta$ -Teilchen können direkt Rückschlüsse auf den  $P_n$ -Wert gezogen werden.

### 3.2.1.3. Der $n\gamma$ -Koinzidenzaufbau

Je nach Detektionsmethode von Neutronenstrahlung ist eine elektronische Schaltung, die die von einem Nuklid emittierte  $\gamma$ -Strahlung mit den von diesem Kern ausgesandten Neutronen in Koinzidenz setzt, mit vielen technischen Schwierigkeiten verbunden. Das größte Problem bei der Verwendung von  $^3\text{He}$ -Proportionalzählern ist, dass die der  $\gamma$ -Abregung vorangehende Neutronenemission in der Regel erst nach der Detektion dieser  $\gamma$ -Quanten gemessen werden kann, da die Neutronen vor ihrer Detektion erst thermalisiert werden müssen, um einen zufrieden stellenden Wirkungsquerschnitt mit dem  $^3\text{He}$ -Zählgas zu erhalten.

Der Versuch dieses Problem mit Hilfe von schnellen Szintillationsdetektoren zu lösen, muss aber an der bekannten Eigenschaft dieses Detektortyps scheitern, nur Neutronen mit Energien von mehr als 200 keV sicher nachweisen zu können. Für Neutronen mit niedrigeren Energien sind Szintillatoren im Allgemeinen blind.

Eine Option zur Lösung dieses Problems liegt in der elektronischen Verzögerung der Signale des  $\gamma$ -Detektors, der zum Neutronenzähler koinzident geschaltet werden soll. Dazu muss allerdings die mittlere Moderationszeit der Neutronen bekannt sein. Neutronendetektoren mit mehreren Detektionsebenen besitzen dementsprechend für



**Abb. 53** Blockschaltbild für den  $n\gamma$ -Koinzidenzaufbau. In diesem Setup werden nur die Neutronen aus dem inneren Ring des Neutronenzählers für die Koinzidenz genutzt. Die Signale des  $\gamma$ -Detektors werden mit Hilfe des DDL-Moduls entsprechend der mittleren Moderationszeit von  $\sim 35 \mu\text{s}$  verzögert und dann nach der Digitalisierung im NGKM-Modul den einzelnen Neutronenimpulsen zugeordnet und an den Messrechner gesendet.

jede Ebene eine eigene mittlere Moderationszeit, die für die Koinzidenzschaltung relevant ist. Ein Mitteln über alle Moderationszeiten im Detektor erscheint nicht sinnvoll, damit die Koinzidenzbedingung nicht aufgeweicht wird und so zufällige Koinzidenzen entstehen können, die den Wert der Messung in Frage stellen.

Um trotz dieser Probleme Koinzidenzmessungen von Neutronen und Gammastrahlung durchführen zu können, wurde in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernchemie in Mainz ein spezielles Modul entwickelt. In Abweichung zu normalen Koinzidenzmessungen wurde hier berücksichtigt, dass Neutronen im  $\text{He}^3$ -Detektor nicht prompt, sondern mit einer entsprechenden zeitlichen Verzögerung nachgewiesen werden (s. o.). Die entsprechende, koinzidente Gammastrahlung wird demnach zeitlich vor der Detektion eines Neutrons nachgewiesen. Ähnlich wie bei der herkömmlichen Messmethode mittels eines TAC, sollte zur Vermeidung unnötiger Totzeit der Detektor mit der niedrigeren Zählrate den Start einer Zeitmessung auslösen. Dies ist bei Experimenten zur  $n\gamma$ -Koinzidenz in der Regel der Neutronendetektor. Dies bedeutet jedoch, dass alle vom Gamma-Detektor nachgewiesenen Ereignisse über eine frei wählbare Zeit verzögert werden müssen. Eine flexible Verzögerung der analogen Signale des  $\gamma$ -Detektors ist aber ohne Verlust der hohen Auflösung moderner Halbleiterdetektoren praktisch nicht realisierbar.

Wird in der Messkette des Gamma-Detektors jedoch ein schneller *ADC* mit fester Totzeit verwendet, kann man dieses Problem mit einer einstellbaren *Digital Delay Line (DDL)* umgehen. Dieses Verfahren wurde in dem Mainzer Modul realisiert<sup>43</sup>.

Die Ausgabe der so gesammelten Koinzidenzdaten erfolgt wahlweise über eine serielle *RS232*-Verbindung oder über eine schnelle parallele Schnittstelle – derzeit *ND66* kompatibel – an die entsprechende Folgeelektronik. Für die Ausgabe über die serielle *RS232*-Verbindung steht ein komplettes Mess- und Auswerteprogramm auf Basis des Betriebssystems *WINDOWS*® zur Verfügung<sup>44</sup>.

### 3.2.2. Datenaufnahme

Alle experimentell gewonnenen Daten, unabhängig vom Detektortyp, werden nach der Aufarbeitung in der Messelektronik mit Hilfe von *A/D*-Wandlern digitalisiert und auf entsprechenden Messrechnern gespeichert. Die für die Datenaufnahme benötigte Messelektronik muss dabei allerdings mit dem Protonenpuls des *PS-Boosters* synchronisiert werden. Hierzu wird im Allgemeinen ein frei programmierbarer Gategenerator, ebenfalls ein Eigenbau der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernchemie, benutzt. Dieses spezielle Gerät erlaubt es, dass zu einem bestimmten Startimpuls unterschiedliche elektronisch ansteuerbare Geräte zu bestimmten Zeiten geschaltet werden. Die Ansteuerzeiten des Geräts sind frei programmierbar und damit für das jeweilige Nuklid abstimmbar. Für die Steuerung eines Experiments sind dabei folgende Parameter zu programmieren:

- Verzögerungszeit für das Öffnen des User-Beamgates (in der Größenordnung von 15 – 150 ms)
- Zeit zum Schließen des User-Beamgates. Die Sammelzeit, in der der Produktstrahl auf das Aluminiumband der Bandstation trifft, ergibt sich aus der Differenz zur Verzögerungszeit für das Öffnen des User-Beamgates.
- Beginn und Ende der Messzeit. Dieser Parameter schaltet die Messelektronik für das Experiment und startet die Datenaufnahme. Nach Verstreichen der Messzeit wird die Datenakquisition wieder tot geschaltet.
- Zeit zum Spulen des Aluminiumbands in der Bandstation, um langlebige Aktivität aus der Detektorposition zu entfernen.

Zusätzlich zu den oben genannten Grundoptionen können mit diesem Modul noch weitere experimentspezifische Parameter eingeführt und kontrolliert werden. Alle Parameter müssen jedoch mit dem Superzyklus des *PS-Boosters*, der die Protonen für die Kernreaktionen im Target liefert, im Einklang stehen. Im Allgemeinen stehen bei vier gleichmäßig verteilten Pulsen pro Superzyklus ca. 4,8 Sekunden für einen Messzyklus zur Verfügung.

Je nach Typ des Experiments müssen die einzelnen Schritte im Messzyklus aufeinander abgestimmt werden, um ein optimales Ergebnis zu erreichen. Ist zum Beispiel die Sammelzeit zu lang gewählt, verliert man durch Zerfall einen Teil der gesammelten Aktivität schon vor dem eigentlichen Messbeginn; ist sie allerdings zu kurz gewählt, so kann die Aktivität des zu messenden Nuklids unter Umständen im Untergrund verloren gehen. Auch der Zeitpunkt des Messbeginns ist je nach Typ des Experiments unterschiedlich zu wählen. Für die Beobachtung von  $\beta$ -verzögerten Neutronen ist es zum Beispiel am besten, wenn die Messung direkt mit dem Öffnen des Beamgates beginnt. So lassen sich das Anwachsen und der anschließende Zerfall der Aktivität in der Detektorposition komplett beobachten und der *Duty-Cycle* so besser überwachen.

Ebenfalls in Abhängigkeit vom Experimenttyp werden die Daten aufgezeichnet. Für kernspektroskopische Experimente werden im Allgemeinen sowohl Singlesspektren

---

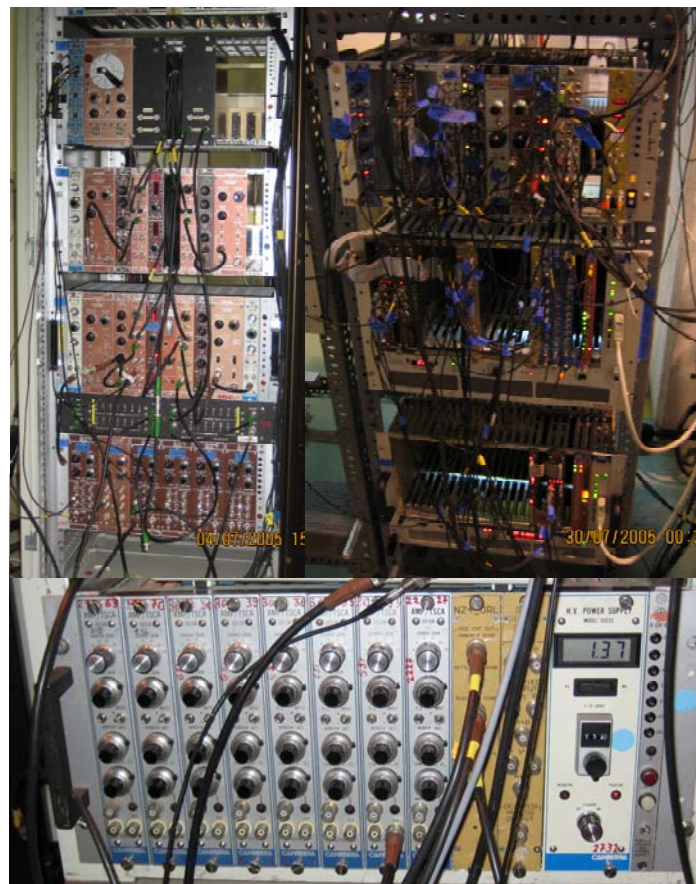


als auch Listmodedaten im *Event-by-Event*-Modus geschrieben und somit eine entsprechende *Multichanneldatenaufnahme* benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die entsprechenden Singlesspektren entweder mit den Programmen *InterWinner* oder *Genie2000* aufgezeichnet. Die Listmodedaten wurden mit einer im Hause entwickelten Software geschrieben, die federführend von O. Keller und A. Wöhr, unter Beteiligung verschiedener weiterer Arbeitskreismitglieder, entstanden ist und ein eigenes Datenformat enthält. Die Koinzidenzdaten werden dabei von einer dem Messrechner vorgeschalteten Elektronik auf die Koinzidenzbedingung hin geprüft. Nur wenn diese erfüllt ist, wird die Konvertierung frei geschaltet und die Daten in das Listmodefile übernommen.

Singlesspektren für Ausbeutenbestimmungen zur Target-/Ionenquellenentwicklung und für Targettests wurden im Allgemeinen mit *Genie2000* erfasst. Die entsprechenden  $\beta$ -Zerfallsdaten an der ISOLDE-Tapestation wurden mit einer ISOLDE-eigenen Software aufgezeichnet und direkt in eine entsprechende Auswertesoftware – zu meist *MS Excel* – überführt.

Die Daten des Neutronenzählers, als auch des eventuell integrierten  $\beta$ -Zählers, wurden mit einem Mehrfach-A/D-Wandler (*CMTE 7884*) digitalisiert und auf einem PC im GANAAS-Format gespeichert. Zur Auswertung werden diese Daten anschließend in einem weiteren Schritt offline in das ASCII-Format umgewandelt und können nun mit beliebigen Auswerteprogrammen bearbeitet werden.

Die Messungen für die  $n\gamma$ -Koinzidenz wurden mit Hilfe des oben schon erwähnten Programms von O. Kling durchgeführt.



**Abb. 54** Blick auf die Mess- und Auswerteelektronik. Oben links sind die Hochspannungsversorgungen, Verstärker und TACs für die  $\gamma$ -Detektoren zu sehen. Oben rechts ist das Rack mit der Logik und der CAMAC-Datenaufnahme abgebildet. Unten ist die TSCA-Bank mit der Hochspannungsversorgung und der Datenauslese für den Neutronenzähler zu sehen.

## 4. Ergebnisse

### 4.1. Technische Entwicklungen

Für die Experimente, deren Ergebnisse in dieser Arbeit besprochen werden sollen, waren verschiedene technische Weiterentwicklungen nötig. Insbesondere die Strahlreinheit ist bei kernspektroskopischen Experimenten von großer Wichtigkeit. So kann ein Experiment leicht durch mangelnde Selektivität sowohl im experimentellen Setup als auch in der Massenseparationskette zunichte gemacht werden, wenn das Signal des zu untersuchenden Nuklids von einem Untergrund aus Isobarenkontaminationen verschwindet. Ziel aller technischen Entwicklungen zur Unterstützung von spektroskopischen Experimenten muss es somit sein, entweder die Strahlreinheit zu verbessern oder die Selektivität des Messaufbaus zu erhöhen.

In den folgenden Abschnitten soll daher zunächst der Status Quo und anschließend Möglichkeiten zur Verbesserung der derzeitigen Situation aufgezeigt werden. Die in diesem Kapitel beschriebenen Entwicklungen zur Verbesserung der Strahlreinheit haben mittlerweile alle Eingang in den Routinebetrieb am CERN gefunden. Die Entwicklung von  $n\gamma$ -Koinzidenzmessaufbauten hat den Teststatus erfolgreich abgeschlossen und steht ebenfalls für kernspektroskopische Messungen zur Verfügung.

#### 4.1.1. Massenauflösung und Transportzeiten

Ein großes Problem bei spektroskopischen Experimenten, die für die Produktion der zu untersuchenden Nuklide die ISOL-Technik (s. 1.6.1.4) verwenden, ist die Verunreinigung des Produktstrahls mit seinen Isobaren. Insbesondere bei der Untersuchung von sehr exotischen Kernen kann diese meist nicht durch eine hochauflösende Massenseparation alleine unterdrückt werden, da die geforderte Massenauflösung, die für eine erfolgreiche Abtrennung einer entsprechenden Isobarenkontamination benötigt wird, nur mit extremem Aufwand erreicht werden kann. Dabei ist zu beachten, dass eine Isobarentrennung mit zunehmendem exotischen Charakter der Nuklide immer schwerer gelingt, da sich die Massen dieser Kerne immer weiter einander annähern und so eine immer größere Massenauflösung verlangen (vgl. Abb. 55). So steht zum Beispiel routinemäßig bei ISOLDE am HRS „nur“ eine Massenauflösung von  $\frac{M}{\Delta M} \sim 5000$  zu Verfügung. Eine erfolgreiche Isobarentrennung für den Massenbereich  $A = 132$  an der  $N = 82$ -Schale würde allerdings Massenauf-

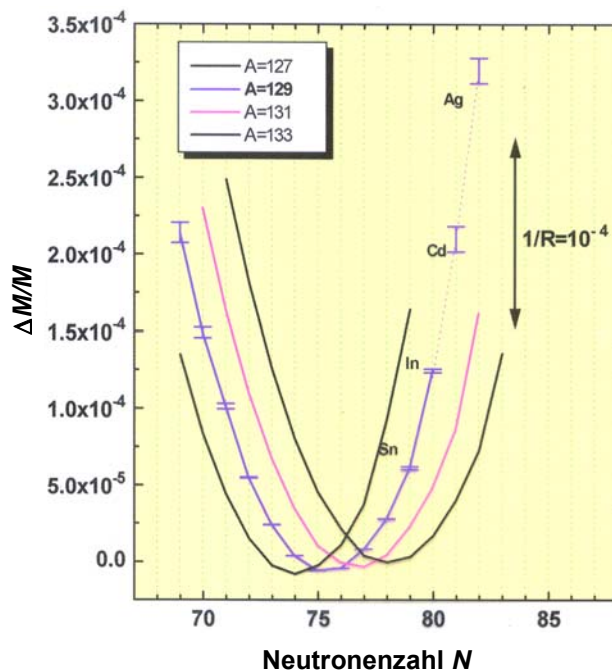
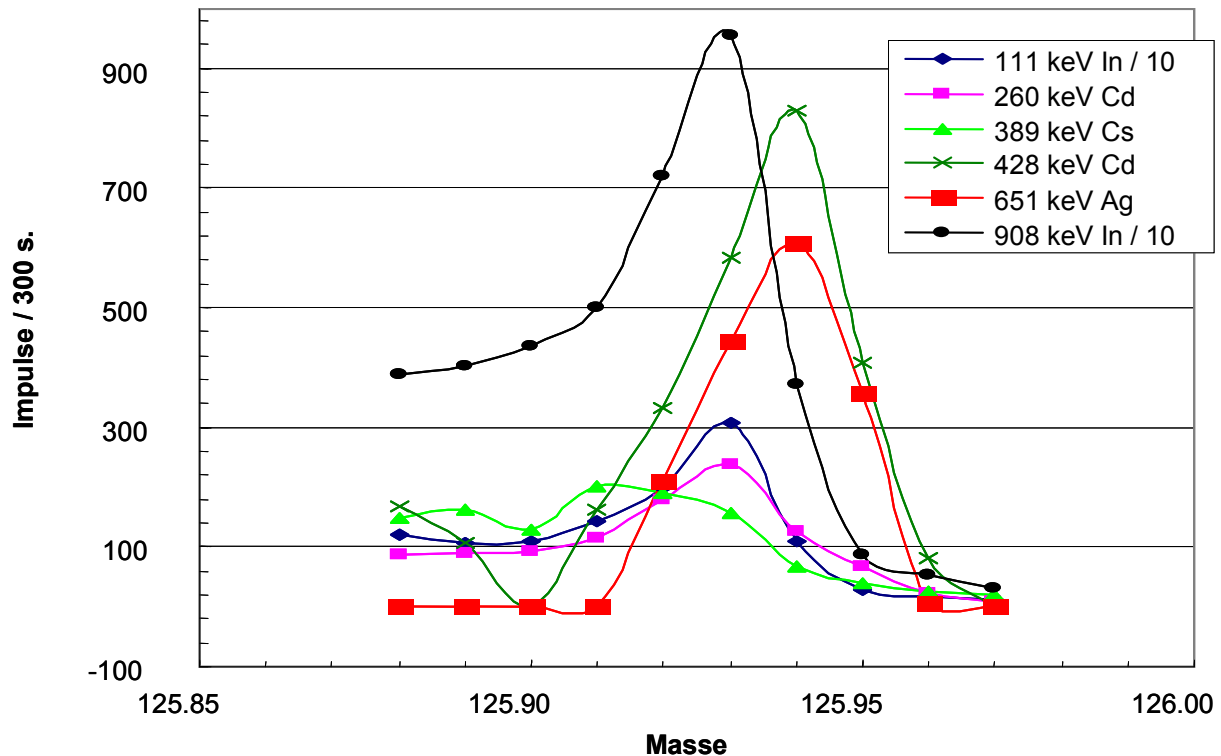


Abb. 55 Geforderte minimale Massenauflösung für eine mögliche Isobarentrennung in der Massenregion um  $A = 132$ .



**Abb. 56** Massenscan für  $A = 126$  für die Elemente Ag, Cd, Cs und In. Die Werte für Indium wurden um den Faktor 10 erniedrigt. Trotz hoher Massenauflösung ( $\frac{M}{\Delta M} \sim 4000$ ) und Unterdrückung von Spallationsreaktionen mit einem Neutronenkonverter wird das Spektrum immer noch von Indium dominiert.

sungen von  $\frac{M}{\Delta M} \sim 10000$  erfordern, die aber im Routinebetrieb an ISOLDE nicht erreicht werden können.

Der Versuch dem oben beschriebenen Problem mit einer chemisch selektiven Ionenquelle, dem RILIS-System (s. 3.1.2.3.1), entgegenzutreten ist allerdings nur teilweise erfolgreich. Zwar werden hier alle Isotope des gewünschten Elements – bei bekanntem Termschema – bevorzugt durch den Laser ionisiert, es treten aber immer noch starke Verunreinigungen des Strahls durch entsprechende isobare, oberflächenionisierte Spezies auf (vgl. Abb. 56), die sich praktisch nicht unterdrücken lassen. Die Ursachen für diese Beobachtung liegen im prinzipiellen Aufbau der Laserionenquelle und in den stark unterschiedlichen Produktionsraten der verschiedenen Nuklide begründet.

Die Laserionenquelle am CERN basiert auf einer einfachen Oberflächenionisationskavität, in die zusätzlich Laserlicht entsprechender Wellenlänge eingestrahlt wird. Da die Oberflächen einer solchen Kavität prinzipiell auf sehr hohen Temperaturen gehalten werden, kommt es zwangsläufig zu Oberflächenionisation durch Stöße mit der heißen Oberfläche. Werden nun leicht oberflächenionisierbare Spezies, aufgrund der Kernreaktion im Target in großer Ausbeute gebildet, so wird der Untergrund, der von diesem Ionisationsweg herrührt, schnell dominant und die chemische Selektivität der Laserionenquelle wird faktisch negiert. Durch Einführung weiterer Selektivitätskriterien kann aber – in einem gewissen Rahmen – Abhilfe geschaffen werden, zum Beispiel durch entsprechend selektive Detektoraufbauten oder Temperaturkontrolle der Transferline<sup>41</sup>.

#### 4.1.2. Targets mit temperaturkontrollierter (Quarz-)Transferline

Tests während der Experimentkampagne 2002 haben gezeigt, dass das Transferrohrchen zwischen Target und Ionenquelle als Chromatographiekolonnie betrachtet werden kann: Änderungen der Temperatur der Transferline beeinflussen direkt die Emittanz der Ionenquelle. So lässt sich, in einem engen Rahmen, die Emittanz der Ionenquelle über die Temperatur der Transferline chemisch selektiv kontrollieren (vgl. Abb. 57). Eine der größten Schwierigkeiten bei der Verwendung von herkömmlichen Target-Ionenquelleneinheiten stellt allerdings immer noch das Problem der Oberflächenionisation dar, das alleine durch Temperaturkontrolle nicht lösbar ist.

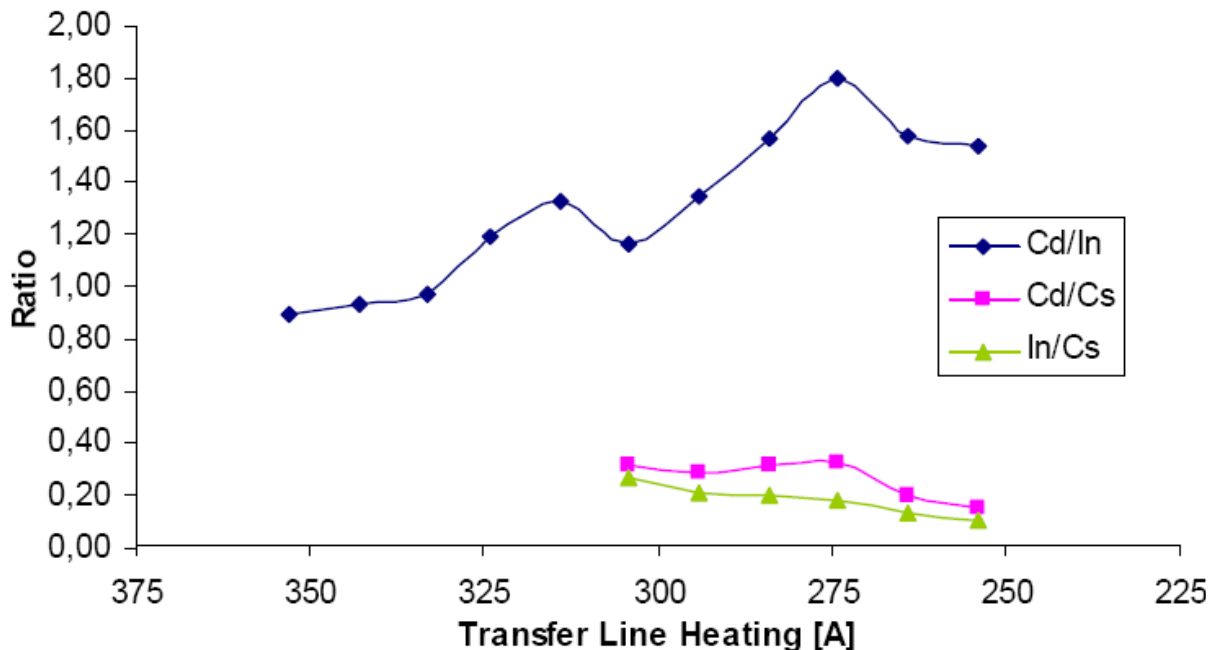


Abb. 57 Einfluss der Temperatur auf die Emittanz einer Laserionenquelle am Beispiel von Cadmium. Dargestellt ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis mit den am stärksten störenden Elementen Cäsium und Indium.

Herkömmliche Transferröhrchen sind im Allgemeinen aus Tantal oder Wolfram gefertigt. Hier gelingt die Stoßionisation von Alkali- und alkali-ähnlichen Elementen leicht. Eine Möglichkeit in einer Laserionenquelle sowohl die unerwünschte Oberflächenionisation durch Stoß mit den heißen Oberflächen als auch eine größere chemische Selektivität zu erreichen, besteht in der Verwendung von anderen Oberflächenmaterialien in der Transferline. Bei der Verwendung von Oberflächenmaterialien, die eine entsprechend niedrige Austrittsarbeit besitzen, können andere Elemente nur schwer durch Stoß mit der Wand ionisiert werden.

Ein weiterer Punkt, der für die Verwendung von anderen Materialien als Tantal oder Wolfram beim Bau von Transferröhrchen spricht, ist die für jedes Element spezifische Verweildauer auf der Oberfläche. Diese Absorptionsgröße ist zudem auch stark temperaturabhängig und erlaubt so eine große Einflussnahme auf das Rückhalteverhalten der jeweiligen Transferline. Durch Verwendung von zum Beispiel Quarzglas für die Transferline wird zum einen die Stoßionisation unterdrückt. Gleichzeitig bietet Quarz Materialeigenschaften, die die chemische Selektivität der Ionenquelle erhöhen, da es durch seine Quasikristallstruktur in der Lage ist unterschiedliche Fremdatome in das Gitter zu integrieren und so zurückzuhalten. Zudem besitzt Quarzglas gegenüber herkömmlichen Gläsern eine hohe Temperaturbeständigkeit, die den Einbau in eine Target-/Ionenquelleneinheit ohne zu großen technischen Aufwand ermöglicht. Für weitergehende Informationen über die Rückhalteigenschaften von

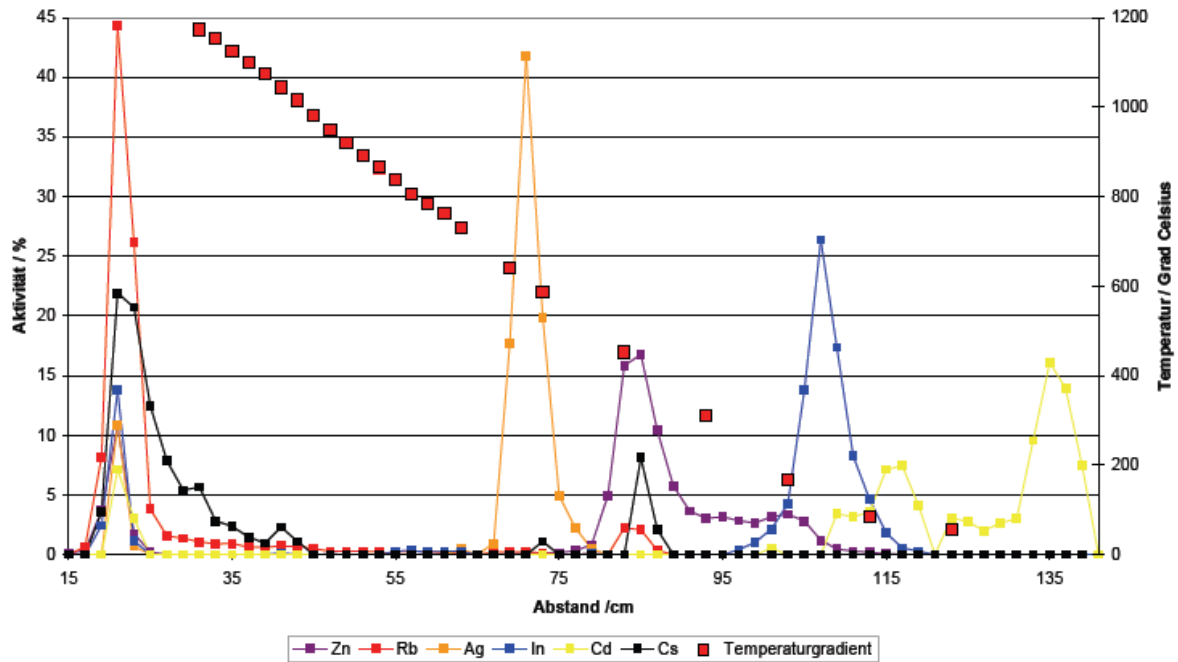


Abb. 58 Thermatochromatogramm eines Gemisches von Ag, Cd, Cs, In, Rb und Zn auf Quarzglas. Man erkennt deutlich, dass die Alkalien auf dem Quarzglas zurückgehalten werden. Ebenso werden die anderen Elemente entsprechend ihrer Depositionstemperatur auf der thermatographischen Säule aufgetrennt<sup>45</sup>.

Quarzgläsern siehe C. Jost, „*Thermochromatographische Experimente zur Ionenquellenentwicklung*“<sup>45</sup>. Weitere Materialien wie zum Beispiel Saphir oder verschiedene Keramiken werden noch auf ihre thermochromatischen Trenneigenschaften hin untersucht.

Durch die Einführung eines kontrollierbaren Temperaturgradienten in die (Quarz)-Transferline einer Target-Ionenquelleneinheit sollte es nun gelingen, störende Spezies auf der Quarzoberfläche der Transferline zurückzuhalten und so eine bessere Strahlreinheit zu gewährleisten.

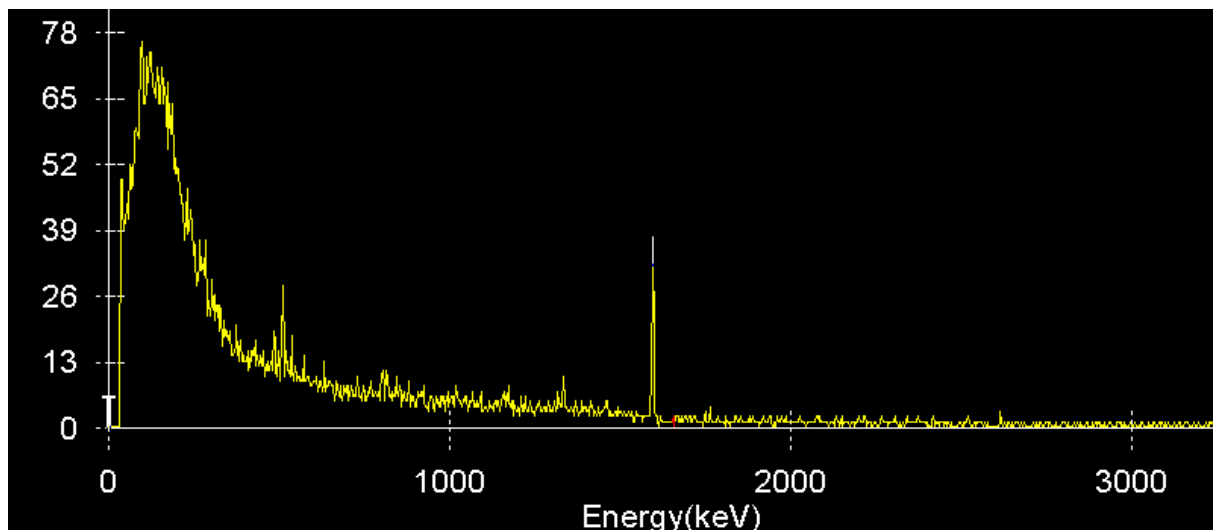
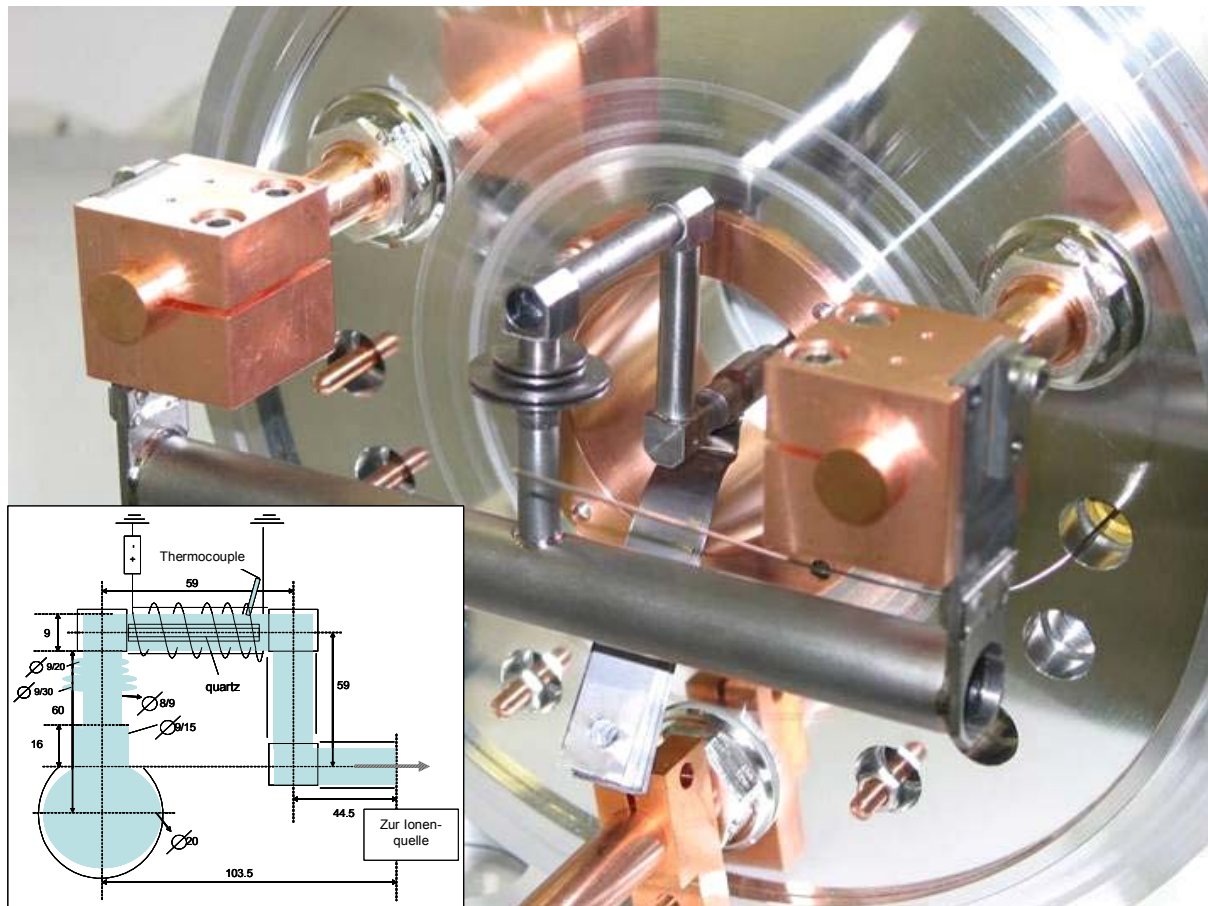


Abb. 59 Laser-Off-Spektrum für Masse  $A = 131$ . Das Spektrum wurde mit 12 s Sammelzeit und  $3 \mu\text{C}$  Protonen auf dem Neutronenkonverter während des Targettest für #UC2\_313 (Quarztransferline) aufgenommen. Die Temperatur der Transferline lag bei  $600 \text{ }^\circ\text{C}$ . Alle beobachteten Gammalinien gehören zum normalen Untergrund der ISOLDE-Tapestation. Insbesondere Linien von  $^{131}\text{In}$  konnten nicht beobachtet werden.



**Abb. 60** Prototyp eines Targets mit temperaturkontrollierter Quarztransferline (#UC2\_313) Die Transferline ist gewinkelt aufgebaut, um eine direkte Diffusion in die Ionenquelle zu verhindern.

Um die oben besprochenen Ergebnisse einem Praxistest zu unterziehen, wurde für die Experimentkampagne 2005 ein erster Prototyp eines Targets mit temperaturkontrollierter Quarztransferline am CERN gebaut und im Herbst des selben Jahres bei ISOLDE mit sehr guten Ergebnissen getestet.

Der Prototyp hat eine herkömmliche Oberflächen/Laserionenquelle mit einer Wolframoberfläche, die mit einem Transferröhrchen aus Quarzglas mit dem Target verbunden ist. Damit keine Teilchen über eine gerade Verbindung direkt in die Ionenquelle diffundieren können, wurde ein gewinkelter Aufbau gewählt. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass alle Teilchen aus dem Target die Thermochromatographiekolonne passieren müssen und keine Alkalien in der Ionenquelle oberflächenionisiert werden.

Es konnte so in mehreren Messungen gezeigt werden, dass die Quarztransferline alle alkaliähnlichen Isobarenkontaminationen unterdrücken kann. Dazu wurde der  $\gamma$ -Untergrund der geheizten Ionenquelle ohne zusätzliche Laserionisation mit unterschiedlich langen Sammelzeiten und unterschiedlichen Temperaturen der Transferline aufgenommen (vgl. Abb. 59, Test bei  $A = 131$  mit dem Ziel eines möglichst sauberen  $^{131}\text{Cd}$ -Strahls). Insbesondere  $\gamma$ -Linien des leicht oberflächenionisierbaren und in hohen Ausbeuten produzierten  $^{131}\text{In}$  konnten nicht beobachtet werden.

Aufgrund dieser Messungen gehören Targets mit temperaturkontrollierter Quarztransferline mittlerweile zu den routinemäßig eingesetzten Targettypen bei CERN/ISOLDE für spektroskopische Experimente, bei denen sich alkaliähnliche Isobarenkontaminationen störend auswirken können.

### 4.1.3. Molekulare Seitenbänder

Ein weiterer Weg, störende Isobarenkontaminationen zu unterdrücken, besteht in der Möglichkeit molekulare Seitenbänder auszunutzen. Bei dieser Technik werden die Ionen des zu beobachtenden Elements mit reaktiven Gasen chemisch zu Molekülonen umgesetzt und diese dann bei entsprechend höherer Masse separiert. Diese Technik ist schon länger im Bereich der Massenspektroskopie bekannt und findet dort breite Verwendung. Chemikalien für den Einsatz unter den besonderen Bedingungen im Target-/Ionenquellenbereich von ISOL-Anlagen müssen allerdings bestimmte Eigenschaften aufweisen, um einen sicheren Betrieb zu gewährleisten:

- **Isotopenreinheit**

Damit eine Massenseparation des gebildeten Moleküls bei entsprechend höherer Masse überhaupt gelingen kann, muss das zugegebene Reagenz in entsprechender Isotopenreinheit vorliegen. So liegt zum Beispiel im handelsüblichen Chlorgas ein Isotopengemisch von 75,77%  $^{35}\text{Cl}$  und 24,23%  $^{37}\text{Cl}$  vor. Unter der Annahme, dass die Reaktion zum entsprechenden Molekülion nach



verläuft, können Moleküle mit zwei unterschiedlichen Massen ( $A+35$  und  $A+37$ ) gebildet werden. Dies würde aber die Ausbeute der Reaktion nach Massenseparation empfindlich verringern und so die Strahlintensität verschlechtern. Aus diesem Grund sind isotopenreine oder isotopenangereicherte Reagenzien zu bevorzugen.

- **Temperaturbeständigkeit**

Chemikalien im Targetbereich sind sehr hohen Temperaturen ausgesetzt. Aus diesem Grund sollte eine gewisse Temperaturbeständigkeit gegeben sein. Auch sollte sichergestellt sein, dass die verwendeten Chemikalien nicht mit dem Targetmaterial oder den Materialien des Targetcontainers und des allgemeinen Setups bei den gegebenen Temperaturen reagieren.

- **Aktivierung**

Um weiteren, störenden  $\gamma$ -Untergrund zu vermeiden muss für  $\gamma$ -spektroskopische Experimente ebenfalls darauf geachtet werden, dass die zum Einsatz kommenden Isotope einen möglichst kleinen Neutroneneinfangquerschnitt aufweisen. So ist zum Beispiel der Neutroneneinfangquerschnitt für  $^{35}\text{Cl}$  mit  $\sigma = 43,6$  b recht groß, während  $^{37}\text{Cl}$  mit einem Einfangquerschnitt von  $\sigma = 0,047$  b nur in geringem Maße aktiviert wird und somit zu bevorzugen ist.

Grundsätzlich muss für jedes Element, dessen Isotope vermessen werden sollen, ein eigenes molekulares Seitenband gefunden werden. Dabei muss neben der chemischen Ausbeute der Reaktion auch die Flüchtigkeit der entstehenden Verbindung und ihre chemische Stabilität bedacht werden. Die Reaktionen müssen schnell, bei hohen Temperaturen und in einer sehr dünnen Gasphase ablaufen können. Die für den Einsatz im Target-/Ionenquellenbereich in Frage kommenden Chemikalien sind dementsprechend Gase oder leicht in die Gasphase zu überführende Substanzen. Während der Entwicklungsphase wurden so verschiedene Chemikalien auf ihre Eignung als Beigabe in ein heißes Target in Betracht gezogen:

- **Halogene und Halogenverbindungen**

Halogene können sowohl in ihren Verbindungen als auch elementar für die Bildung von molekularen Seitenbändern eingesetzt werden. Insbesondere Chlor und Fluor sind hoch reaktiv und bilden entsprechende Verbindungen in guten chemischen Ausbeuten. Brom und Jod eignen sich dagegen aufgrund ihrer geringen Reaktivität und ihrer höheren Masse weniger gut. Ebenfalls ungeeignet sind die entsprechenden Salze der Halogene, da sie nur unter großem Aufwand in die

Gasphase überführt werden können und meist chemisch sehr stabil, d. h., faktisch inert, sind. Kovalente Halogenverbindungen sind dagegen im Allgemeinen recht gut geeignet.

Bei der Verwendung von hochreaktiven Reagenzien, wie Fluor oder Chlor, muss allerdings auf die Korrosionsbeständigkeit der einzelnen Bauteile der Anlage gegenüber diesen Gasen geachtet werden, damit keine Vakuumdefekte auftreten.

- **Schwefel und seine Verbindungen**

Schwefel und seine flüchtigen Verbindungen, wie zum Beispiel  $\text{H}_2\text{S}$  oder  $\text{CS}_2$  eignen sich im Allgemeinen gut für den Einsatz am Target. Schwefel zeigt in all seinen stabilen Isotopen nur einen geringen Wirkungsquerschnitt für den Neutroneneinfang. Allerdings muss bei der Verwendung der zum Teil hochentzündlichen Verbindungen am heißen Target auf strikte Sauerstofffreiheit geachtet werden.

- **Sauerstoff**

Sauerstoff besticht zwar durch seine niedrigen Neutroneneinfangsquerschnitte und hohe Reaktivität, ist aber trotzdem kein geeignetes Reagenz für die Erzeugung von molekularen Seitenbändern, da Sauerstoff bevorzugt die Graphitmatrix des Target angreift und so das Target zerstören würde. Auch entsprechende Sauerstoffverbindungen würden bei den hohen Temperaturen ( $\sim 1600\text{ }^\circ\text{C}$ ) im Target thermisch gespalten werden, und der freigesetzte Sauerstoff würde sich mit dem Kohlenstoff im Target zu  $\text{CO}_2$  umsetzen. Der daraus resultierende erhöhte Gasdruck am Target würde ein Öffnen des Targets zur Beamline hin, die unter Hochvakuum steht, verbieten.

Für die Entwicklung eines molekularen Seitenbands für Zinn fiel die Entscheidung zugunsten von Schwefel. Durch das Einbringen von Schwefel in eine Plasmaionenquelle sollte es möglich sein, Zinnsulfidionen zu extrahieren und einer anschließenden Massenseparation zu unterziehen. Die Möglichkeit ein entsprechendes molekulares Seitenband von Typ  $\text{SnS}^+$  zu erzeugen, wurde von der *HRIBF (Holifield Radioactive Ion Beam Facility)*-Gruppe in Oak Ridge gezeigt<sup>46</sup>. Hier wurden, eher zufällig durch Verunreinigung des Targetmaterials mit Schwefel, relativ reine Zinnstrahlen im

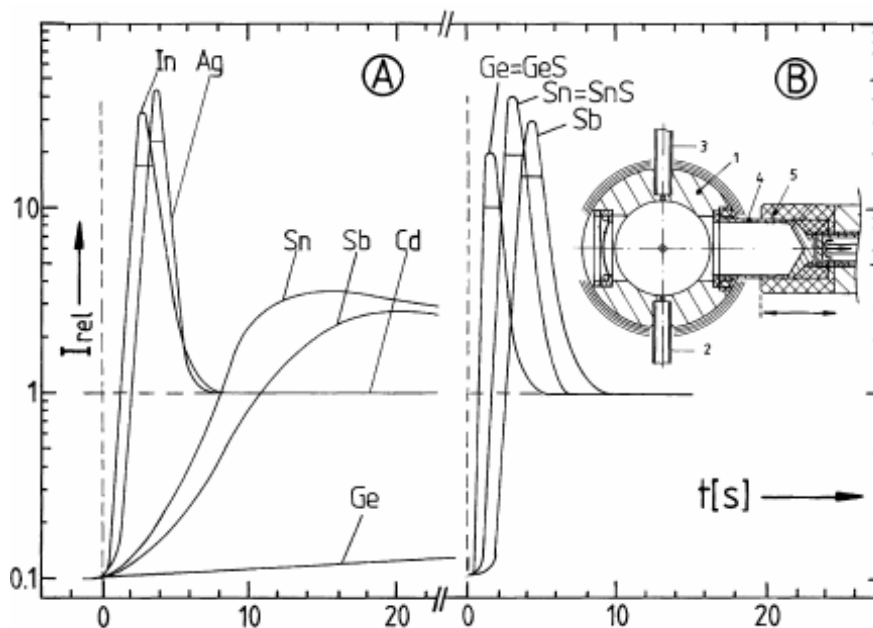


Abb. 61 Volatilitätsänderungen von Antimon, Germanium und Zinn durch Zugabe von Schwefel<sup>47</sup>. (A) zeigt die Releasezeiten ohne Zugabe von Schwefel, (B) mit Schwefel. Es ist deutlich ersichtlich, dass die Sulfide eine größere Volatilität gegenüber den reinen Elementen besitzen.



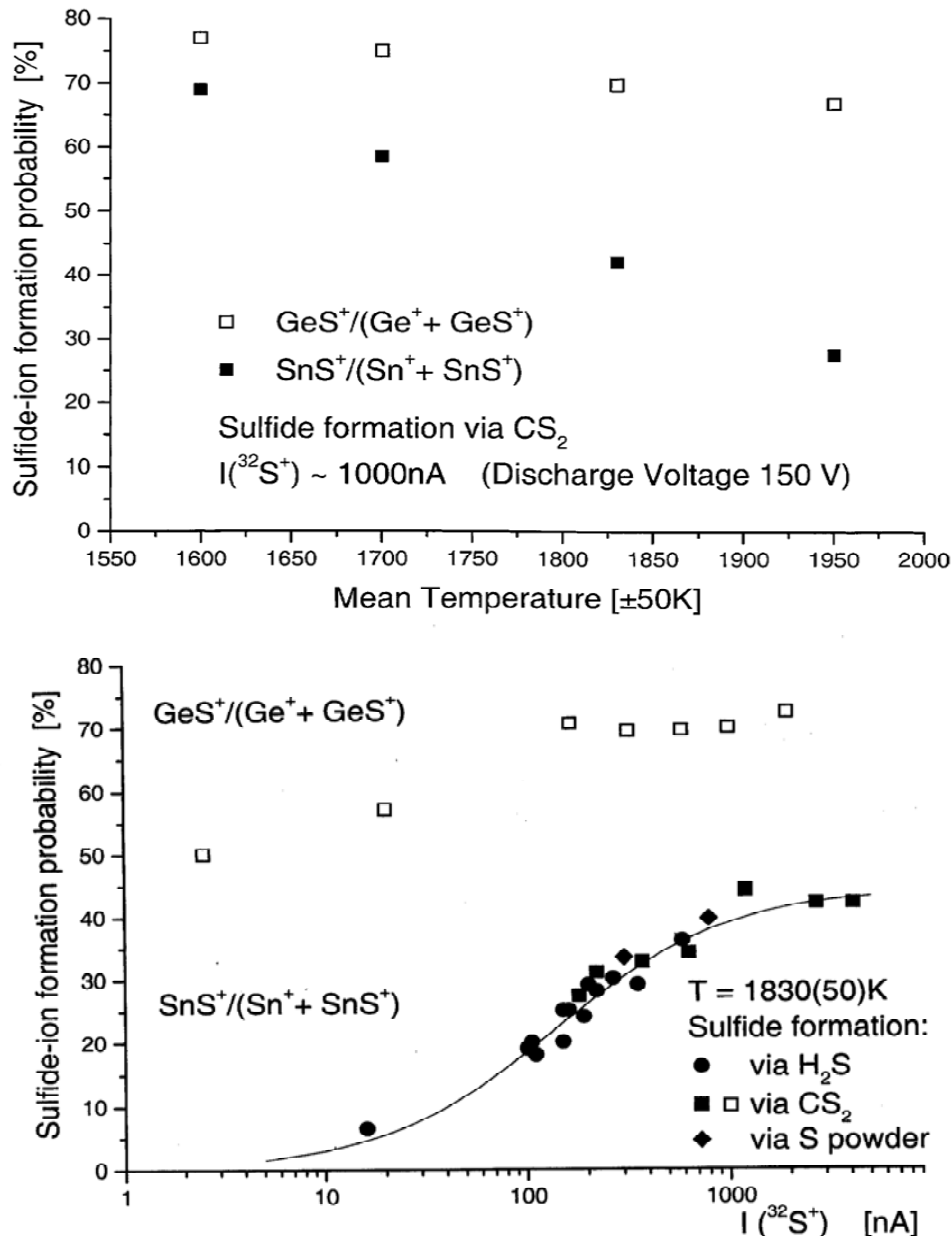


Abb. 62 Bildungswahrscheinlichkeiten der Sulfide von Ge und Sn; oben in Abhängigkeit von der Temperatur, unten in Abhängigkeit vom Ionenstrom ( $^{32}\text{S}^+$ ). Man erkennt deutlich, dass die Bildungsrate der Sulfide nur von Temperatur und Ionenstrom abhängig ist<sup>47</sup>.

entsprechenden Seitenband produziert. Des Weiteren sollte die Methode auch für die Vermessung von Germaniumisotopen anwendbar sein.

Ausschlaggebend für die Entscheidung zunächst Zinn zu untersuchen, war die überaus große Bedeutung der Zinnisotope für die kernphysikalische Theorie. Diese hat für die protonenmagischen Zinnisotope ( $Z = 50$ ) eine Vielzahl von kernphysikalischen Eigenschaften vorhergesagt, deren experimenteller Nachweis aber bisher nur für die stabilen und die entsprechend langlebigen Isotope nahe der Stabilität gelungen ist. Insbesondere für die sehr neutronenreichen Nuklide jenseits des doppelt magischen  $^{132}\text{Sn}$  ( $Z = 50$  und  $N = 82$ ) liegen außer einigen wenigen Messungen von Halbwertszeiten und Zerfallsspektroskopie kaum verlässliche Messergebnisse vor.

Bereits 2003 hat R. Kirchner gezeigt, dass sich die Releasezeiten für Zinn- und Germaniumisotope durch die Überführung in ihre Sulfide deutlich verkürzen lassen<sup>47</sup>. Des Weiteren wurde auch die thermische Stabilität der Sulfide der Gruppe-14-

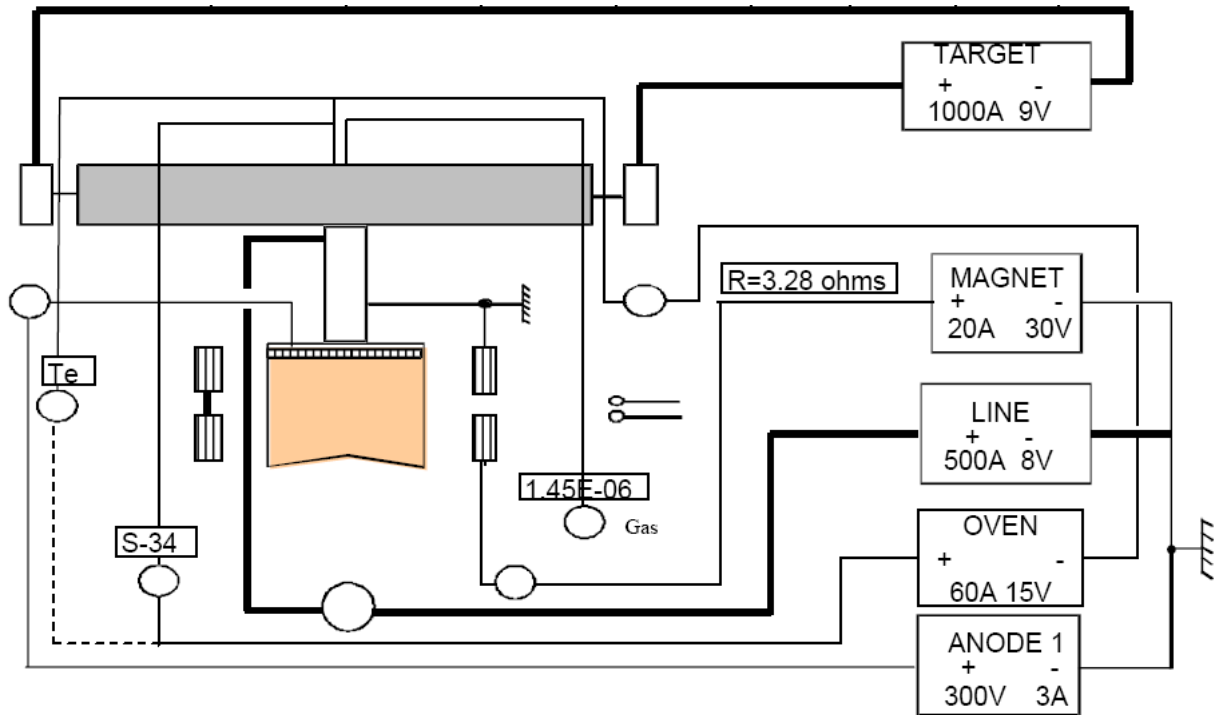


Abb. 63 Schematischer Aufbau der für das SnS-Experiment benutzten Target-Ionenquellen-einheit.

Elemente untersucht (vgl. Abb. 61 und Abb. 62). Es konnte eindrucksvoll gezeigt werden, dass die Bildungsrate der entsprechenden Sulfidionen nur von der Temperatur und dem Angebot an Schwefelionen abhängig ist. Die Bildung von Sulfid folgt dabei der chemischen Reaktionsgleichung



Das Molekülion wird dabei in einer herkömmlichen heißen Plasmaionenquelle erzeugt und anschließend zum Massenseparator hin beschleunigt. Die chemische Ausbeute der Reaktion beträgt bei den hohen Temperaturen, die in der Ionenquelle herrschen, nur etwa 30%. Da aber der größte Teil des Isobarenuntergrundes durch die Verschiebung hin zu höheren Massen unterdrückt ist, gelingt es sehr saubere  $\gamma$ -Spektren von Zinn und seinen Zerfallstöchtern aufzunehmen (vgl. Abb. 64). Der hierzu verwendete Schwefel ist stark  ${}^{34}\text{S}$ -angereicht ( $\geq 99,9\%$   ${}^{34}\text{S}$ ,  $< 0,05\%$   ${}^{36}\text{S}$ ,  $< 0,005\%$   ${}^{33}\text{S}$  und  $< 0,01\%$   ${}^{32}\text{S}$ ). Die Verwendung von  ${}^{32}\text{S}$  würde in einen Massenbereich führen, in dem der radiogene Untergrund der Lanthanide im entsprechenden Massenbereich, die durch Spallationsreaktionen mit hohen Wirkungsquerschnitten gebildet werden, dominieren und so die Messung beeinträchtigen. Somit ist es also wünschenswert, eine möglichst große Massenverschiebung im Seitenband zu erreichen. Aufgrund der natürlichen Isotopenverteilung des Schwefels (95%  ${}^{32}\text{S}$ , 0,75%  ${}^{33}\text{S}$ , 4,2%  ${}^{34}\text{S}$  und 0,02%  ${}^{36}\text{S}$ ) käme es des Weiteren, für die sehr neutronenreichen Isotope jenseits von  ${}^{132}\text{Sn}$ , zu starken Kontaminationen des Produktstrahls mit den leichteren Isotopen des Zinns in Kombination mit den entsprechend schwereren Schwefelisotopen. Zum Beispiel würde, aufgrund der recht kleinen Bildungswahrscheinlichkeit von  ${}^{136}\text{Sn}$  durch neutroneninduzierte Spaltung, ein  ${}^{136}\text{Sn}^{32}\text{S}^+$ -Strahl eine starke Kontamination von  ${}^{134}\text{Sn}^{34}\text{S}^+$  erleiden, da  ${}^{134}\text{Sn}$  eine deutlich höhere Spaltausbeute besitzt. Aus den gleichen Gründen würde man einen hohen Anteil an  ${}^{132}\text{Sn}^{36}\text{S}^+$  im Strahl finden. Der so geschaffene Untergrund würde ebenfalls eine verlässliche Messung von  ${}^{136}\text{Sn}$  verhindern.

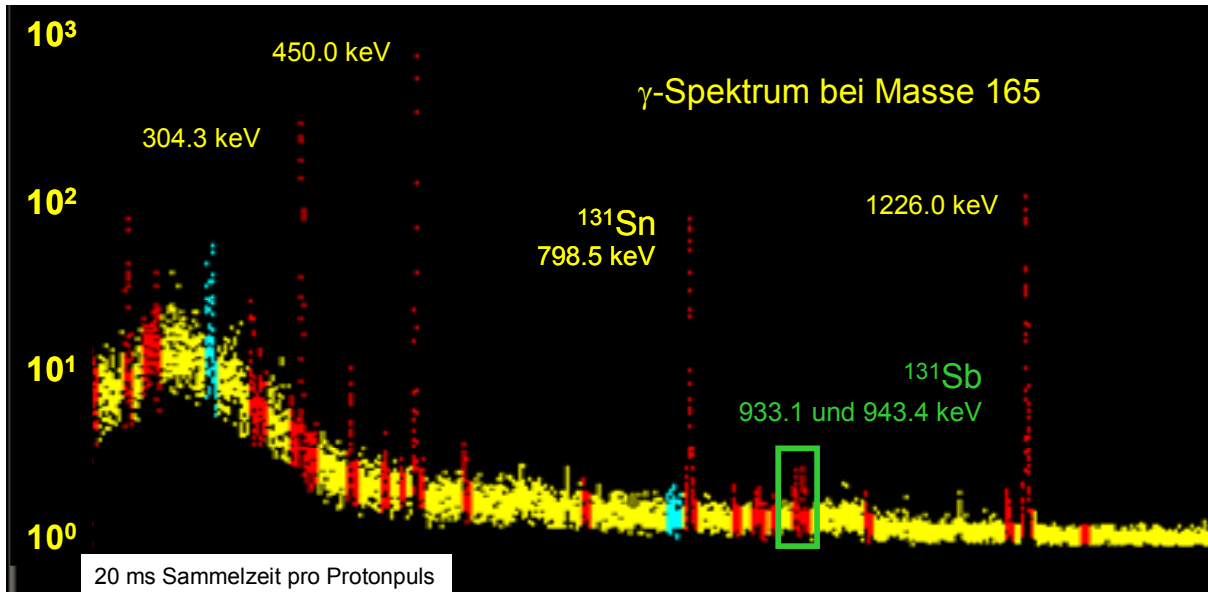


Abb. 64  $\gamma$ -Spektrum von  $^{131}\text{Sn}$  als  $^{131}\text{Sn}^{34}\text{S}^+$  ( $A = 165$ ) mit 20 ms Sammelzeit pro Protonenpuls und 3  $\mu\text{A}$  Protonen auf dem Neutronenkonverter. Das Spektrum ist fast völlig untergrundfrei. Neben den  $\gamma$ -Linien von  $^{131}\text{Sn}$  ist auch die durch  $\beta^-$ -Zerfall gebildete Tochter  $^{131}\text{Sb}$  (grüner Kasten) zu erkennen.

Der Prototyp der Target-/Ionenquelleneinheit für das erste  $\text{SnS}^+$ -Online-Experiment an ISOLDE basiert auf einem Standard-ISOLDE- $\text{UC}_x$ -Target mit einer Plasmaionenquelle von Typ MK 5 und Neutronenkonverter. Der für die chemische Reaktion benötigte,  $^{34}\text{S}$ -angereicherte Schwefel liegt in einen separaten Ofen elementar vor. Durch Heizen des Ofens wird der Schwefel verdampft und anschließend durch ein Wolframröhrchen in die Plasmakammer der Ionenquelle geleitet. Es ist unbedingt erforderlich, alle metallischen Bauteile der Target-/Ionenquelleneinheit, die mit makroskopischen Mengen von Schwefel in Berührung kommen, aus Wolfram und nicht aus Tantal herzustellen, da Schwefel, bei den erforderlichen hohen Temperaturen während des Betriebs, sich mit Tantal zu Tantalsulfid umsetzt und so das Target beschädigen würde. Um Beschädigungen der Tantal Kathode der Ionenquelle zu verhindern, wurde die übliche Arbeitstemperatur der Ionenquelle von 2100 °C auf 1970 °C verringert. Der schematische Aufbau der Target-/Ionenquelleneinheit kann Abb. 63 entnommen werden.

#### 4.1.3.1. Ausbeuten für neutronenreiche Zinnisotope

Für den Online-Test wurde das Target zunächst drei Tage lang geheizt, damit sich auf den verbleibenden Tantaloberflächen ein Gleichgewicht von Tantal und Tantal-sulfid einstellen konnte. Der totale Strom schwefelhaltiger Spezies betrug annähernd 0,9  $\mu\text{A}$ . Die Zusammensetzung wurde von  $\text{S}^+$  dominiert ( $\sim 60\%$ ), gefolgt von  $\text{S}_2^+$  ( $\sim 18\%$ ),  $\text{CS}^+$  ( $\sim 15\%$ ),  $\text{S}^{2+}$  ( $\sim 5\%$ ) und  $\text{COS}^+$  ( $\sim 1\%$ ). Das Einfahren der Schlitze führte zur erwarteten Abnahme der Strahlintensität; das Massenspektrum zeigt aber die gleiche Verteilung (vgl. Abb. 65).

Die Releasekurven für  $\text{SnS}^+$  wurden bei einer Temperatur des Targets, der Transferline und der Ionenquelle von 1970 °C aufgenommen. Sie können mit einem einfachen exponentiellen Wachstum bzw. Zerfall beschrieben werden und weisen eine Anstiegszeit von  $t_r = 0,27$  s und eine Abfallszeit von  $t_f = 14,5$  s auf. Eine Verringerung der Temperatur um 100 °C auf 1870 °C verdoppelt die Releasezeiten nahezu auf  $t_r = 0,51$  s und  $t_f = 25$  s. Ein direkter Vergleich mit den Releasezeiten bei der Benutzung des RILIS-Systems und einer Targettemperatur von 2100 °C zeigt aber, dass hier die

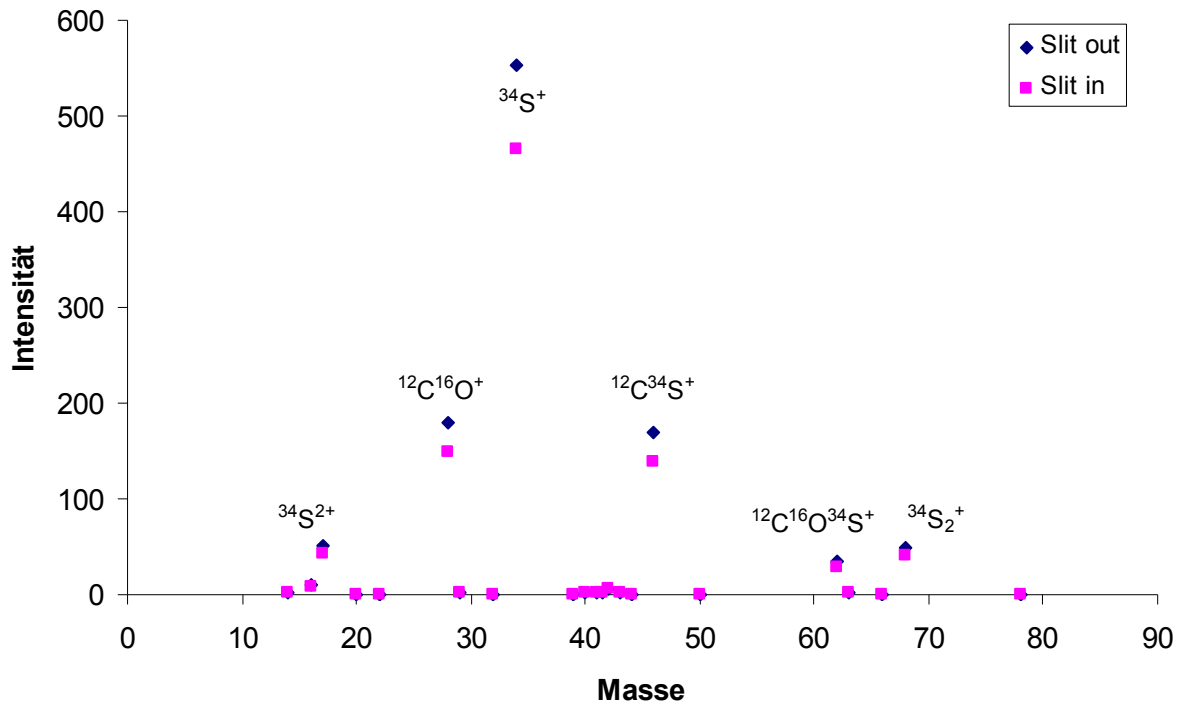


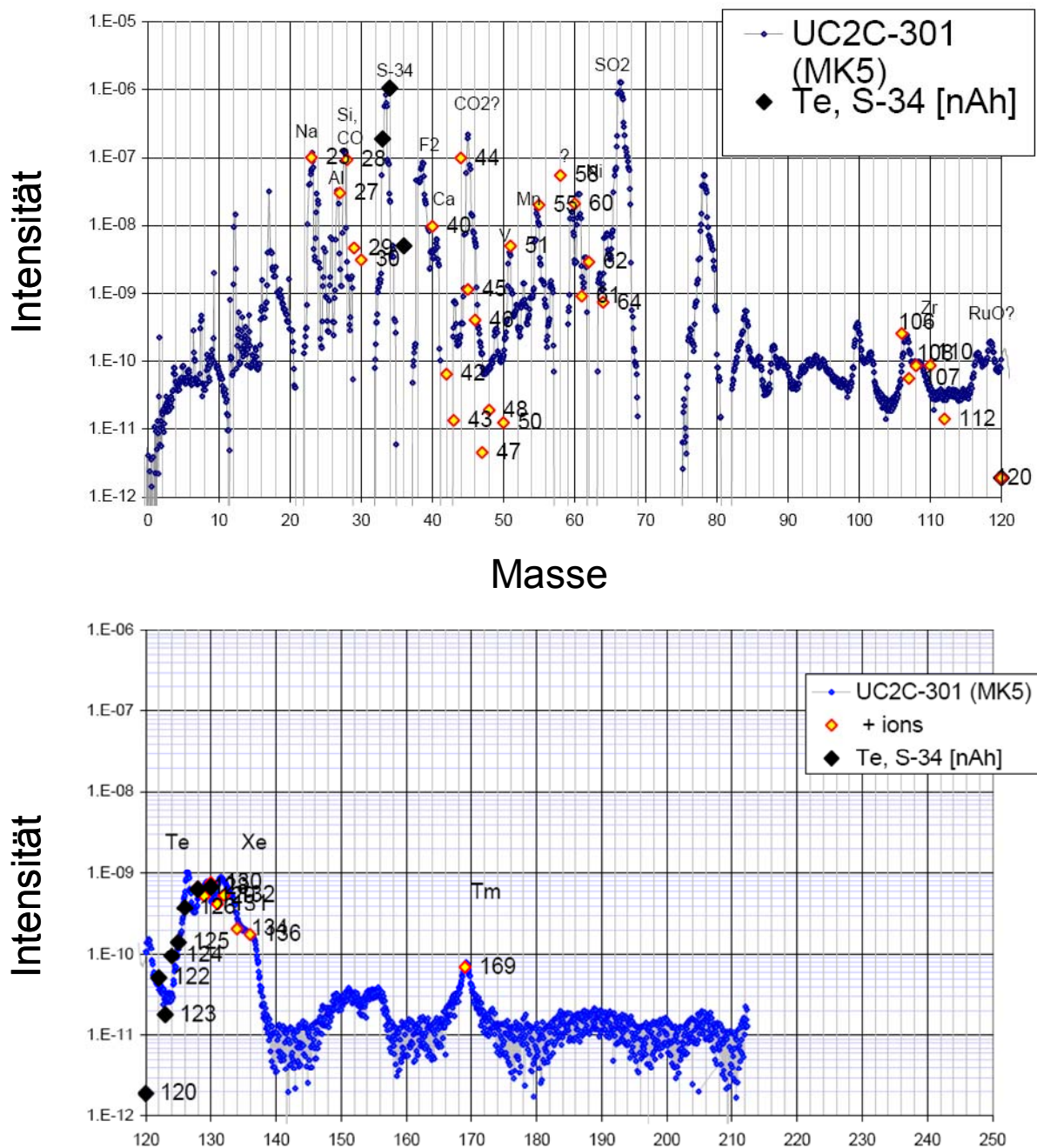
Abb. 65 Verteilung der schwefelhaltiger Spezies im Massenbereich  $A = 1$  bis  $A = 80$ .

Releasezeiten mit  $t_r = 0,065$  s und  $t_f = 5,9$  s – zuzüglich einer kleinen, langsamen Komponente mit  $\alpha = 0,988$  s und  $t_s = 50$  s – deutlich kürzer sind.

Die Kontamination mit Isobaren kann im  $\text{SnS}^+$ -Seitenband fast vernachlässigt werden. Tellursulfid wird zwar gebildet und beobachtet, doch sind die Ausbeuten hier um etwa ein bis zwei Größenordnungen geringer als bei der Bildung von Zinnsulfid. Gleiches gilt für Antimon, das noch geringere Ausbeuten besitzt. Höhere Ausbeuten können bei der Bildung von  $\text{BaS}^+$  beobachtet werden. Allerdings lassen sich die protonenreichen Bariumisotope durch Verwendung des Neutronenkonverters gut unterdrücken. Für den Massenbereich  $A = 134$  bis  $A = 138$  sind keine größeren Störungen durch Kontamination des Strahls mit Barium zu beobachten, da die Isotope  $^{134}\text{Ba}$  bis  $^{138}\text{Ba}$  stabil und ihre Isomere gut bekannt sind.

Wird auf die Verwendung eines Neutronenkonverters verzichtet, so sind neben den oben erwähnten Kontaminationen auch geringe Beimischungen von Isotopen der Elemente aus der Lanthanoidreihe, in erster Linie Holmium, Tantal und Ytterbium, in den entsprechenden Massen vertreten.

Neben dem  $\text{SnS}^+$ -Seitenband wurde während des Experiments auch ein  $\text{BaCl}^+$ -Seitenband beobachtet. In diesem kombinierte radioaktives Barium mit  $^{35,37}\text{Cl}$  zu entsprechenden Molekülonen. Ebenso wurden Seitenbänder von  $^{38,39}$  und  $^{40}\text{Cl}$  mit Masse 130, 131 bzw. 132 in den Spektren zur Masse  $A = 170$  ( $^{136}\text{Sn}$ ) beobachtet. Die Nuklide zu den Massen 130, 131 und 132 konnten aber nicht durch eine entsprechende  $\gamma$ -Strahlung identifiziert werden. Für die Masse 130 könnte es sich allerdings um das Molekülion  $^{130}\text{Te}^{40}\text{Cl}^+$  handeln, da für den  $^{130}\text{Te}$ - $2\beta$ -Zerfall keine  $\gamma$ -Linien bekannt sind. Die Halbwertszeit von  $^{130}\text{Te}$  mit mehr als  $5 \cdot 10^{23}$  Jahren darf als quasistabil angesehen werden; somit ist die Beobachtung dieses Zerfalls an ISOLDE nicht wahrscheinlich. Ebenso kann es sich aber auch um Interhalogenverbindungen von Typ  $^{170-x}\text{I}^{x=40,39,38}\text{Cl}^+$  handeln, da auch schwache  $\gamma$ -Linien der entsprechenden Jodisotope beobachtet werden konnten. Des Weiteren wurde ein nicht weiter identifiziertes Strontiumseitenband von Typ  $A = 77 + x$ , mit  $x$  als Masse des Strontiumisotops, ge-

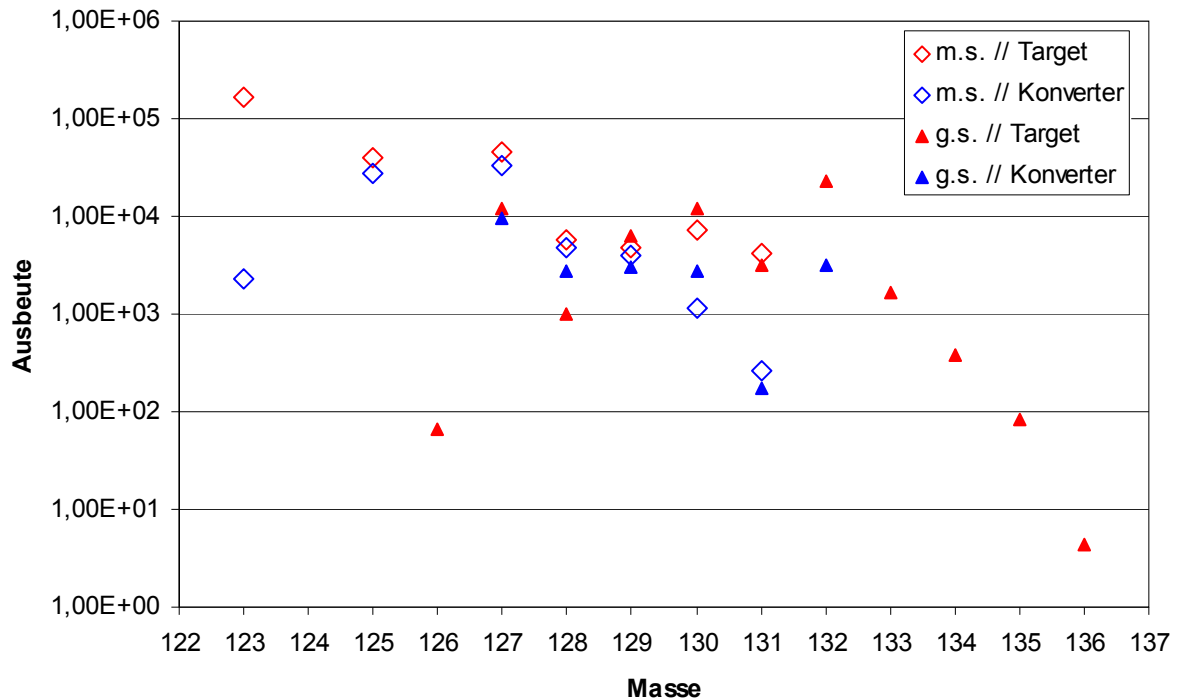


**Abb. 66** Voller Massenscan für das SnS-Seitenband-Target. Die blauen Punkte zeigen die für eine MK5-Ionenquelle typische Massenverteilung. Die schwarzen Rauten repräsentieren den Beitrag von identifizierten  $^{34}\text{S}$ -Spezies und dem Massenmarker Tellur. Die gelb/rot gekennzeichneten Punkte sind bisher nicht identifizierte  $1^+$ -Molekülionen.

funden. Alle Seitenbänder waren sehr schwach und störten die Messungen im SnS $^+$ -Seitenband nur unwesentlich.

Im gesamten Massenspektrum des Targets traten neben den erwarteten atomaren  $1^+$ -Ionen der einzelnen Isotope auch eine Reihe weiterer, bisher nicht identifizierter Molekülionen – ebenfalls im Ladungszustand  $1^+$  – auf. Auch diese störten die Messungen nicht. Ein Massenscan für das Target UC2\_301 über den Massenbereich von  $A = 1$  bis  $A = 215$  ist in Abb. 66 wiedergegeben.

Während des gesamten Targettests war die Ausbeute von Zinn im SnS $^+$ -Seitenband gut und mit der Ausbeute von atomarem Zinn (als Sn $^+$ ) vergleichbar. Es



**Abb. 67 Intensitäten innerhalb des  $\text{SnS}^+$ -Seitenbandes für die neutronenreichen Zinnisotope bei ISOLDE. Die Nuklide mit ungerader Massenzahl werden im Allgemeinen bei der neutroneninduzierten Spaltung mit höherer Ausbeute gebildet. Aufgrund der stark abnehmenden Strahlintensitäten für sehr neutronenreiche Zinnisotope wurde ab Masse 132 nur noch ohne Neutronenkonverter gearbeitet.**

wurden lediglich kleinere Schwankungen der Strahlintensität von etwa  $\pm 15\%$  beobachtet. Allerdings ist der Strahl im  $\text{SnS}^+$ -Seitenband wesentlich weniger mit den entsprechenden Isobaren kontaminiert.

Für ungerade Massenzahlen wird im Allgemeinen eine höhere Ausbeute des Hochspinisomers ( $I^\pi = 11/2^-$ ) bei den Zinnisotopen beobachtet; das Niederspinisomer ( $I^\pi = 3/2^+$ ) wird in der neutroneninduzierten Spaltung mit geringerer Wahrscheinlichkeit gebildet (vgl. Abb. 67). Der Einsatz des Neutronenkonverters führt in der Regel zu einer Verringerung der Strahlintensität, da nur ein kleiner Teil der in der Spallationsquelle gebildeten Neutronen tatsächlich das Target trifft. Trotzdem ist es sinnvoll, auch bei der Nutzung des  $\text{SnS}^+$ -Seitenbandes mit einem Neutronenkonverter zu arbeiten, da nur so protonenreiche, isobare Spezies im molekularen Seitenband unterdrückt werden können. Im hier vorgestellten Targettest wurde ab einer Masse von  $A = 132$  auf den Neutronenkonverter verzichtet, um den stark abnehmenden Strahlintensitäten Rechnung zu tragen. Durch direkten Beschuss des Targets kann so die Strahlintensität erhöht werden; es muss allerdings auch ein wesentlich höherer Untergrund von neutronenarmen Spezies in Kauf genommen werden. Dieser spielt aber für die Bestimmung der Ausbeuten von Zinnisotopen keine allzu große Rolle. Es ist jedoch zu beachten, dass der erhöhte  $\gamma$ -Untergrund bei direktem Beschuss des Targets, detaillierte spektroskopische Untersuchungen erheblich stören kann. In diesem Fall ist die Verwendung des Neutronenkonverters – auch im Bereich der Zinnisotope mit geringen Produktionsraten – dringend anzuraten.

Obwohl die im  $\text{SnS}^+$ -Seitenband erzeugten Ionenstrahlen bereits eine hohe Reinheit aufweisen, ist eine weitere Verbesserung der Strahlqualität für Hochpräzisionsexperimente, wie zum Beispiel, Massenmessungen etc., wünschenswert. Diese verbesserte Reinheit kann über Aufbruchreaktionen der Molekülonen des benutzten Seitenbandes nach einem ersten Massenseparationsschritt, z. B., in einem Gasstrip-

per, und einer sich anschließenden zweiten Massenseparation erreicht werden. Ein Test dieser Methode konnte allerdings, aufgrund des hohen Aufwandes einen Gasstripper zwischen zwei Separationsmagneten – zum Beispiel am HRS – zu bauen, noch nicht realisiert werden.

#### 4.1.4. $n\gamma$ -Koinzidenzsetup

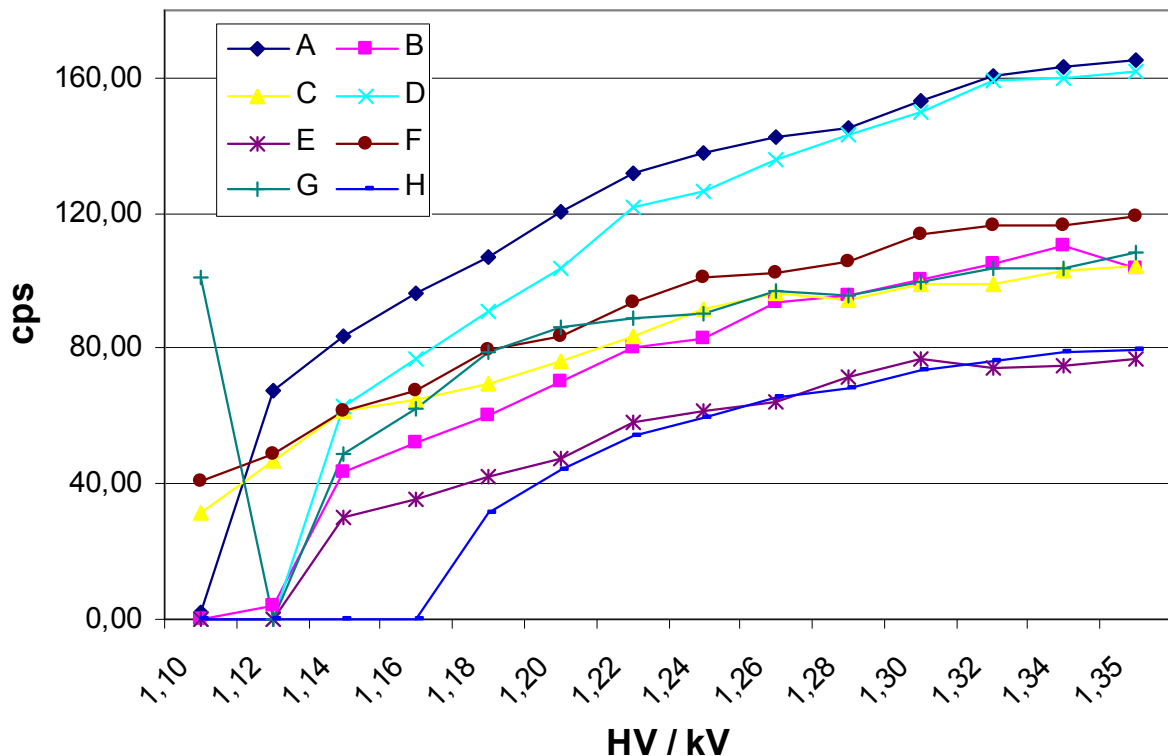
Eine andere Möglichkeit, eine höhere Selektivität für ein spektroskopisches Experiment zu erreichen, ist die Messung von  $\gamma$ -Linien in Koinzidenz zu einer möglichen Neutronenemission. Nur bei sehr neutronenreichen Nukliden kommt es neben dem normalen  $\beta$ -Zerfall auch zur  $\beta$ -verzögerten Neutronenemission mit anschließender Abregung des Endkerns durch  $\gamma$ -Strahlung.

Die technischen Schwierigkeiten für die Realisation eines Messaufbaus, der  $\gamma$ -Strahlung mit den eventuell emittierten Neutronen eines Nuklids in Koinzidenz setzt, sind in Kapitel 3.2.1.3 bereits besprochen worden. Um trotz dieser Probleme eine Koinzidenzmessung von Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung zu ermöglichen, wurde in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernchemie der Johannes Gutenberg-Universität Mainz ein besonderer Elektroniksetup entwickelt, der im folgenden detailliert beschrieben werden soll.

Zur Detektion der Neutronen für die  $n\gamma$ -Koinzidenz wurde der Mainzer Neutronenzähler benutzt (vgl. 3.2.1.2). Dieser wurde um einen  $\gamma$ -Detektor erweitert, der in der zentralen Öffnung des Neutronendetektors platziert wurde. Für eine allgemeine Beschreibung des Setups und ein Blockschaltbild, siehe Kapitel 3.2.1.3 „Der  $n\gamma$ -Koinzidenzaufbau“.

Da im Allgemeinen der Nachweis der emittierten Neutronen erst nach der Detektion der koinzidenten  $\gamma$ -Strahlung gelingt, ist es nötig die Signale des  $\gamma$ -Detektors zu verzögern. Dies bedeutet allerdings, dass die gute Auflösung eines heute handelsüblichen HPGe-Detektors stark leiden würde (vgl. 3.2.1.3). Dieses Problem kann durch die Verwendung eines schnellen ADCs mit fester Totzeit und einer digitalen Verzögerungseinheit (*DDL*, *Digital Delay Line*) in der Messkette des  $\gamma$ -Detektors gelöst werden. Die digitalisierten Ereignisse des  $\gamma$ -Detektors werden hier fortlaufend in einen statischen Speicher (4 K x 16 Bit) in einem Zeittakt von 1  $\mu$ s geschrieben. Im Falle, dass keine Ereignisse anstehen, wird ein entsprechendes Null-Ereignis geschrieben. Die Adressierung des Speichers erfolgt dabei mittels eines *Write-Pointers*, der nach jedem Takt inkrementiert wird. Innerhalb des gleichen Takts, aber 500 ns später, wird der Inhalt einer Speicherzelle ausgelesen und in einem entsprechenden *Read-Register* abgelegt. Dabei wird durch ein zusätzliches Flag der nachfolgenden Logik mitgeteilt, ob ein reales ADC- oder ein Null-Ereignis ausgelesen wurde. Welche Speicherzelle ausgelesen wird, bestimmt dabei der *Read-Pointer*. Dieser wird durch den *Write-Pointer* mit einem nachgeschalteten Subtrahierwerk gebildet. Den zweiten Operanden liefert ein *Delay-Register*. Dieses bewirkt, dass der *Read-Pointer* gegenüber dem *Write-Pointer* um den Inhalt des *Delay-Registers* zeitlich nach hinten versetzt wird.

Bei der Detektion eines Neutrons wird ein Abwärtszähler mit dem Inhalt des *Delay-Registers* vorgesetzt und anschließend mit dem 1 $\mu$ s-Takt auf Null dekrementiert. Dadurch entsteht ein Zeitfenster, das der Länge der im *Delay-Register* vorgegebenen Zeit entspricht. Innerhalb dieses Zeitraums werden alle im *Read-Register* zwischengespeicherten ADC-Ereignisse mit dem jeweiligen Stand des Abwärtszählers verknüpft und in einem 1 K tiefen *Event-FIFO-Puffer* (*First In First Out*) abgelegt. Dies bedeutet, dass nicht nur ein einziges, sondern alle digital verzögerten  $\gamma$ -Ereignisse



**Abb. 68** Charakteristik der einzelnen Ringsegmente des Mainzer Neutronenzählers.  
A, B, C, D – innerer Ring; E, F – mittlerer Ring; G, H – äußerer Ring.

innerhalb des gewählten Zeitfensters nach der Detektion eines Neutrons registriert werden. Durch den nachgeschalteten *FIFO*-Puffer wird gewährleistet, dass rasch hintereinander auftretende  $\gamma$ -Ereignisse innerhalb des Zeitfensters verlustfrei über eine relativ langsame Datenausgabe, wie z.B. eine *RS232*-Schnittstelle, zu einem PC übertragen werden können.

Wird innerhalb des gewählten Zeitfensters ein weiteres Neutron registriert, wird wie folgt verfahren. Das zweite Neutron setzt den Abwärtszähler wieder auf den im *Delay-Register* vorgegebenen Wert zurück; d.h., das Zeitfenster wird neu gestartet. Alle nachfolgenden  $\gamma$ -Ereignisse werden dadurch zeitlich dem zweiten Neutron zugeordnet. Durch relativ einfache Änderungen an der Hardware kann aber auch das nachfolgende Neutron ignoriert werden. Das Zeitfenster wird in diesem Fall weiter auf Null dekrementiert und alle nachfolgenden  $\gamma$ -Ereignisse werden weiterhin dem ersten Neutron zugewiesen.

Der Ausgang des *FIFO*-Puffers wird permanent durch ein eingebettetes Mikroprozessorsystem überwacht. Beim Schreiben in den *FIFO*-Puffer werden Energie- und Zeitparameter mit einer Kennung (Markierung in unbenutzten Bits) versehen. Sobald ein Koinzidenzereignis im *FIFO*-Speicher abgelegt worden ist, wird es durch den Mikroprozessor ausgelesen. Beim Auslesen der Daten aus dem *FIFO*-Puffer wird diese Kennung und damit gleichzeitig die richtige Reihenfolge der Parameter überprüft. Das System ist dadurch in der Lage, auf eventuelle Hardwarefehler im *FIFO*-Puffer entsprechend zu reagieren. Alle aufgetretenen Fehler werden in einem *Error-Counter* mitgezählt. Bei Erreichen einer vorgegebenen Anzahl von Fehlern, kann so die Messung z. B. abgebrochen werden. In einem solchen Fall wird die externe Folgeelektronik, wie z.B. ein PC, durch die Übertragung eines speziellen Zeichens informiert.

Die anschließende Datenausgabe beim normalen, fehlerfreien Auslesen des *FIFO*-Puffers, erfolgt wahlweise über eine serielle *RS232*-Verbindung oder über eine schnelle parallele Schnittstelle – derzeit *ND66* kompatibel – an die entsprechende



Folgeelektronik. Durch das eingebettete Mikroprozessorsystem ist eine einfache Anpassung der Datenausgabe auf andere Systeme, wie z.B. CAMAC, möglich. Für die Ausgabe über die serielle RS232-Verbindung auf einen PC steht bereits ein komplettes Mess- und Auswerteprogramm auf Basis des Betriebssystems WINDOWS<sup>®</sup> zur Verfügung (vgl. 3.2.2).

Für die sichere Zuordnung der detektierten Neutronen zu den entsprechenden  $\gamma$ -Ereignissen ist es nötig, die mittlere Verweildauer der Neutronen in der Parafinmatrix des Neutronenzählers zu kennen. Bei Neutronenzählern mit mehreren Detektionsebenen muss dementsprechend die mittlere Moderationszeit für jede Detektionsebene bekannt sein. Gleiches gilt für die Charakteristik des Detektors.

Die Charakteristik der  $^3\text{He}$ -Proportionalzählrohre in den einzelnen Ringsegmenten des Mainzer Neutronenzählers, der im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurde, ist in Abb. 68 gezeigt. Die mittlere Erregungszeit für die  $^3\text{He}$ -Proportionalzählrohre liegt im Bereich von 1,5  $\mu\text{s}$ , die Abfallzeiten bewegen sich im Rahmen von ca. 160  $\mu\text{s}$ . Die Erregungs- und Abfallzeiten sind dabei für alle Zählrohre im Rahmen der Messgenauigkeit in etwa gleich. Die mittlere Moderationszeit des Mainzer Neutronenzählers, in Abhängigkeit zur Detektionsebene, ergibt sich zu

- ~35  $\mu\text{s}$  für den inneren Ring,
- ~75  $\mu\text{s}$  für den mittleren Ring und
- ~105  $\mu\text{s}$  für den äußeren Ring.

Aus diesen Daten wird schnell ersichtlich, dass die Erregungszeiten der Zählrohre für  $n\gamma$ -Koinzidenzmessungen mit dem Mainzer Neutronenzähler eine untergeordnete Rolle spielen. Allerdings stellen die Abfallszeiten, die in der Größenordnung der Moderationszeiten liegen, einen nicht unerheblichen Anteil der totalen Totzeit des Messsystems dar. Die Abklingzeiten sind allerdings nur für die Totzeiten des Detektors von Bedeutung. Für die Wahl der Koinzidenzbedingung sind aber in erster Linie die Moderationszeiten in der Parafinmatrix ausschlaggebend – die Erregungszeiten der Zählrohre spielen praktisch keine Rolle.

Die obigen Ergebnisse stehen im Einklang mit früheren Arbeiten zu mittleren Verweildauern in der Parafinmatrix von  $^3\text{He}$ -Proportionalzählern<sup>48</sup>, die für einen vergleichbaren  $^3\text{He}$ -Proportionalzähler mit nur einer Detektionsebene, in einem ähnlichen Abstand zur Detektorposition wie der mittlere Ring des aktuellen Neutronenzählers, eine mittlere Verweildauer von etwa 80  $\mu\text{s}$  erhalten haben. Um einigermaßen verlässliche Ergebnisse für eine  $n\gamma$ -Koinzidenzmessung zu erhalten, wurde hier aber ein sehr großes Zeitfenster von etwa 400  $\mu\text{s}$  für die Koinzidenzbedingung gewählt. Mit dem neuen Setup für die Messung von  $n\gamma$ -Koinzidenzen konnte dieses Zeitfenster deutlich auf etwa 50  $\mu\text{s}$  verkleinert werden. In Ausnahmefällen konnten sogar mit einem Zeitfenster von 35  $\mu\text{s}$  für die Koinzidenzbedingung verlässliche Messungen gemacht werden.

## 4.2. Messung von $\beta$ -verzögerten Neutronen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden bei verschiedenen Experimenten (IS 378 - neutronenreiche Zinnisotope und IS 434 – neutronenreiche Antimonisotope) an ISOLDE  $\beta$ -verzögerte Neutronen mit dem Mainzer Neutronenzähler gemessen. Für die Massenseparation wurde grundsätzlich der HRS genutzt. In den Experimenten der IS 378-Serie wurden ISOLDE-Standard-Targets mit Neutronenkonverter in Kombination mit der RILIS-Quelle zur Erzeugung der Isotope verwendet. Für das Experiment IS 434 im Sommer 2005 wurde ein Target mit Quarztransferline und Neutronenkonverter in Verbindung mit der RILIS-Quelle benutzt.

### 4.2.1. Auswertemethoden

Die Auswertung der Neutronendaten aus den Experimenten IS 378 und IS 434 wurde immer nach dem gleichen Muster durchgeführt: zuerst wurden die „Laser off“- und „Laser on“-Spektren zu einer bestimmten Masse und gleichen Parametern (Beamgate, Sammelzeiten etc.) aufaddiert und dann die so erhaltenen „Laser on“- und „Laser off“-Summenspektren aufeinander normiert und anschließend subtrahiert. Übrig bleibt dann ein vom Isobarenuntergrund gesäubertes Differenzspektrum. Von diesem wird – im Bedarfsfall – ein simulierter Isobarenzerfall einer eventuellen Tochterkontamination abgezogen. Man erhält so ein Spektrum, in dem die gesuchten, kurzlebigen Komponenten sichtbar werden. In einem letzten Schritt können nun die Daten aus den verschiedenen Einzelexperimenten aufsummiert und auf diese Weise die Statistik verbessert werden.

Die so erhaltenen Spektren werden dann mittels mathematischer Fitfunktionen analysiert, um die entsprechenden Halbwertszeiten zu erhalten. Als Auswerte-Software wurden *Mircocal<sup>®</sup> Origin 6.0/7.0*, *Physica* und *PAW* benutzt.

Für die Kurvenanpassung wurden unterschiedliche Funktionen verwendet: zum einen, zur Bestimmung einer oberen Grenze und um eine erste Idee von der gesuchten Halbwertszeit zu erhalten, nach logarithmischer Auftragung mit einer linearen Kurvenanpassung, zum anderen mit einem Modul zur nicht-linearen Kurvenanpassung. Hier wurden für die Anpassung Exponentialfunktionen mit mehreren Komponenten verwendet.

Für die Bestimmung der oberen Grenze der Halbwertszeit eines bestimmten Nuklids, wird zunächst aus der Steigung der, nach der linearen Anpassung erhaltenen, Geraden die Halbwertszeit nach

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (124)$$

bestimmt, wobei  $\lambda$  der Steigung der Geraden entspricht.

Zum Fitten der entsprechenden Zerfallskurven wurden lineare Exponentialfunktionen vom Typus

$$y = y_0 + \sum_n A_n e^{-\frac{x}{t_n}} \quad (125)$$

benutzt, wobei  $y_0$  ein konstanter Untergrund ist,  $A_n$  den Startwert der Exponentialfunktion,  $t_n$  die Zeitkonstante und  $n$  die Anzahl der beteiligten Funktionen (Komponenten) darstellt. Die Halbwertszeiten der einzelnen Komponenten erhält man nun nach

$$t_{\frac{1}{2}} = t_n \cdot \ln 2 \quad (126)$$

Mit dieser Methode können mehrere unterschiedliche Zerfälle gleichzeitig betrachtet werden. Im Fall von immer noch vorhandenen Isobarenkontaminationen nach dem Subtraktionsschritt ist dies besonders nützlich, da hier nicht die einzelnen Kanäle für die entsprechenden Nuklide ausgezählt werden müssen, um deren Halbwertszeiten voneinander zu trennen.

Für die exakte Bestimmung der Halbwertszeiten und der  $P_n$ -Werte der einzelnen Komponenten muss allerdings auch das Verhältnis der jeweiligen Zerfallskonstanten der Tochter- und Enkeltochterzerfälle, sowie die eventuelle Kontamination mit den entsprechenden Isobaren, beachtet werden. Für die analytische Aufspaltung von Zerfallskurven werden die so genannten Bateman-Gleichungen benutzt. Diese Gleichungssysteme sind speziell auf den radioaktiven Zerfall zugeschnitten und können das Zusammenspiel von Tochter- und Enkelnukliden, sowie den Einfluss von verschiedenen Verunreinigungen mathematisch genau wiedergeben. Die Aktivität  $A$  eines Tochternuklids ergibt sich demnach zu

$$A(t) = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + A_2 e^{-\lambda_2 t} + U \quad (127)$$

wobei  $U$  die Untergrundsaktivität darstellt. Für die Beziehung von Mutter und Tochter gilt somit

$$A(t) = A_1 e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + A_2 e^{-\lambda_2 t} + U \quad (128)$$

Soll auch die entsprechende Enkeltochter betrachtet werden, so muss Gleichung (128) um folgenden Term erweitert werden

$$A(t) = \lambda_2 \lambda_3 A_1 \left( \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right) \times \frac{\lambda_3}{(\lambda_3 - \lambda_2)} A_2 (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_3 t}) + A_3 e^{-\lambda_3 t} \quad (129)$$

Eine eventuelle Verunreinigung kann durch das Hinzufügen eines weiteren Aktivitätsterms der Form

$$A(t) = A_{\text{Kont.}} e^{-\lambda_{\text{Kont.}} t} \quad (130)$$

berücksichtigt werden. Ebenso können die entsprechenden Töchter und Enkelkinder der Kontaminationen in die Zerfallsgleichgewichte einfließen.

Die entsprechenden  $P_n$ -Werte der untersuchten Nuklide können nun leicht aus dem Verhältnis der Aktivitäten ihrer  $\beta$ -Zerfallstöchter und  $\beta_{\text{dn}}$ -Zerfallstöchter bestimmt werden.

## 4.2.2. Neutronenreiche Zinnisotope (IS 378)

Im Rahmen des Experiments IS 378 wurden neutronenreiche Zinnisotope im Massenbereich  $A = 132$  und schwerer untersucht. Neben kernphysikalischen Gesichtspunkten, wie zum Beispiel der Einordnung dieser Nuklide in die Halbwertszeitensystematik der Zinnisotope oder der Entwicklung der  $P_n$ -Werte, spielen diese Isotope auch eine wichtige Rolle in der nuklearen Astrophysik. Die schweren, neutronenreichen Nuklide jenseits des doppelt magischen  $^{132}\text{Sn}$  ( $Z = 50$ ,  $N = 82$ ) sind insbesondere am Aufbau der abfallenden Flanke des zweiten Peaks in der solaren Elementverteilung und dem Ausbruch aus dem  $^{130}\text{Cd}$ -Waiting Point beteiligt.

Da für die extrem neutronenreichen Isotope von Zinn im Massenbereich  $A \sim 132$  nur relativ geringe Ausbeuten in der neutroneninduzierten Spaltung erzielt werden, sind für verlässliche Daten in guter Statistik lange Messzeiten von Nöten. Solch lange Messzeiten lassen sich aber im Allgemeinen nicht am Stück realisieren. Aus diesem Grund wurde versucht, die Statistik für die Messung von  $^{137}\text{Sn}$  und  $^{138}\text{Sn}$  aus der Experimentsaison 2002 in den folgenden Jahren durch Wiederholungsmessungen zu verbessern. Aufgrund von technischen Schwierigkeiten bei ISOLDE (sehr lange Releasezeiten der verwendeten Targets) gelang es nicht dieses Ziel zu realisieren. Die schwersten beobachteten Zinnisotope an ISOLDE in den Jahren bis 2006 im Rahmen des Experiments IS 378 waren  $^{135}\text{Sn}$  und  $^{136}\text{Sn}$ . Aus diesem Grund wurden die Messergebnisse des Experiments von 2002 überarbeitet und mit den neuen Daten aus dem Experiment IS 434 erneut ausgewertet. Die so erhaltenen Ergebnisse für Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werte werden, so weit bekannt, mit der Literatur verglichen.

### 4.2.2.1. $^{137}\text{Sn}$

Die Halbwertszeit und der  $P_n$ -Wert von  $^{137}\text{Sn}$  wurden schon 2002 von J. Shergur et al.<sup>49</sup> ermittelt. Durch die Bestimmung der Halbwertszeit von  $^{137}\text{Sb}$  (s. unten) und die Verbesserung der Zählstatistik durch weitere Experimente 2002 und 2004 ist aber eine genauere Angabe der Halbwertszeit für  $^{137}\text{Sn}$  möglich. Diese wurde zu  $273,3 (\pm 6,9)$  ms

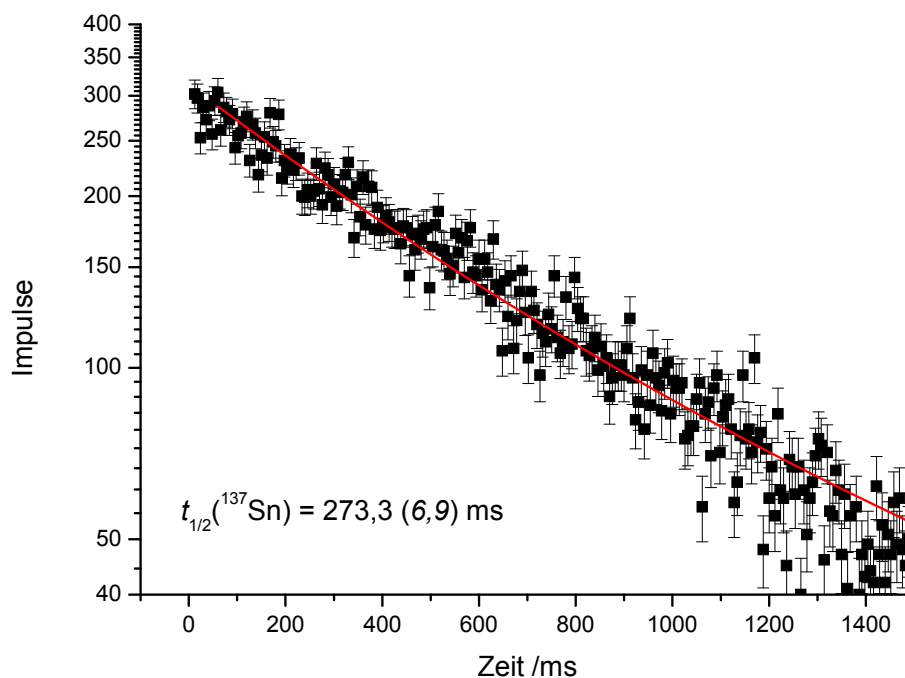


Abb. 69 Differenzspektrum von  $^{137}\text{Sn}$ . Die Halbwertszeit wurde zu  $273,3 (\pm 6,9)$  ms bei einem  $P_n$ -Wert von  $49,5 (\pm 8)\%$  bestimmt. Der Untergrund besteht zum größten Teil aus den Zerfallstöchtern  $^{136}\text{Sb}$  ( $t_{1/2} = 923$  ms) und  $^{137}\text{Sb}$  ( $t_{1/2} = 491$  ms) und deren Töchtern.

6,9) ms neu bestimmt. Der von J. Shergur angegebene Wert ist mit  $190 (\pm 60)$  ms dabei deutlich kürzer als das neue Ergebnis.

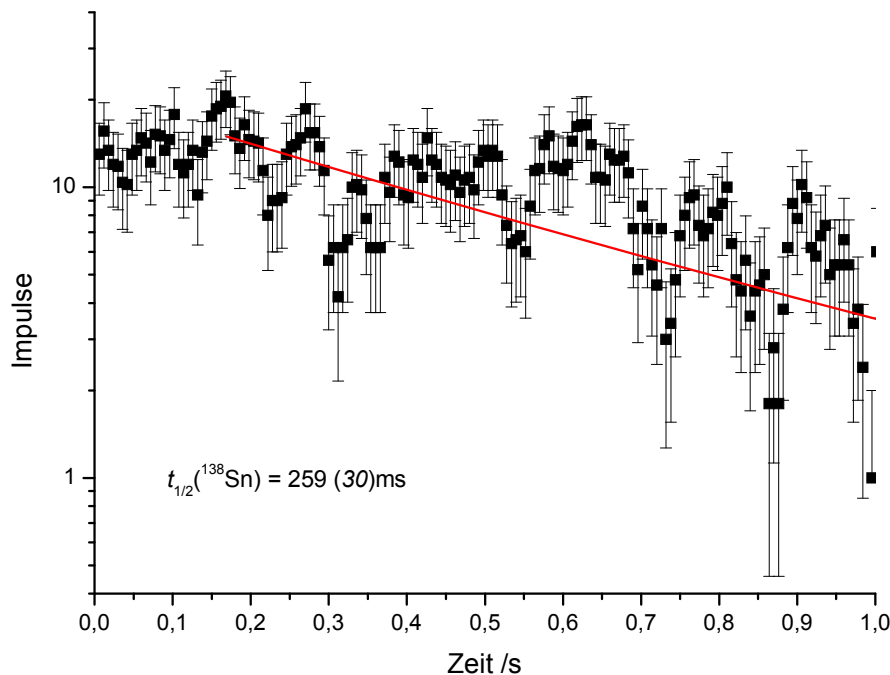
Für den  $P_n$ -Wert wurde ein Wert von  $49,5 (\pm 8)\%$  ermittelt. Dieser Wert deckt sich gut mit dem von Shergur angegebenen Wert von  $58 (\pm 15)\%$ , der sich somit bestätigen ließ.

Als Hauptgrund für die Abweichung der gemessenen Halbwertszeiten von den in der Literatur angegebenen Werten kann die zum damaligen Zeitpunkt (2002) unbekannt Halbwertszeit von  $^{137}\text{Sb}$  angenommen werden. Wird diese zu lang angenommen, wie es in den meisten theoretischen Modellen der Fall ist, wird die Halbwertszeit von  $^{137}\text{Sn}$  verkürzt. Mit der Messung von  $^{137}\text{Sb}$  konnte die Halbwertszeit von  $^{137}\text{Sn}$  jetzt unabhängig von theoretischen Berechnungen bestimmt werden.

#### 4.2.2.2. $^{138}\text{Sn}$

Die Halbwertszeit und der  $P_n$ -Wert von  $^{138}\text{Sn}$  waren bisher unbekannt. Die Daten für diesen Kern wurden in der Experimentsaison 2002 erstmals aufgezeichnet; eine Auswertung der Daten scheiterte aber an den fehlenden Daten für  $^{138}\text{Sb}$  und der sehr geringen Zählstatistik des Experiments. Des Weiteren sind die Daten, aufgrund einer Fehlsteuerung der Hochspannung am Target, mit einer weiteren Schwingung überlagert. Dies erschwerte die Auswertung zusätzlich. Ein weiteres Experiment mit dem Ziel die Statistik für  $^{138}\text{Sn}$  zu verbessern, scheiterte im Sommer 2004 an technischen Schwierigkeiten bei CERN/ISOLDE. Mit den neuen Daten aus dem Experiment IS 434, in dem unter anderem auch die Halbwertszeit und der  $P_n$ -Wert von  $^{138}\text{Sb}$  gemessen wurden (s. unten), gelang es allerdings die Daten aus dem Jahr 2002 auszuwerten und eine Halbwertszeit und einen  $P_n$ -Wert für  $^{138}\text{Sn}$  zu bestimmen.

Die Halbwertszeit von  $^{138}\text{Sn}$  wurde zu  $259 (\pm 30)$  ms mit einem  $P_n$ -Wert von  $36 (\pm 12)\%$  bestimmt. Parallel zu dieser Arbeit wurden die Daten aus dem Experiment vom Sommer 2002 von A. Hecht geglättet und anschließend in Mainz ausgewertet. Dabei



**Abb. 70** Zerfallskurve von  $^{138}\text{Sn}$  (IS 378, Sommer 2002). Die Daten wurden ab dem Zeitpunkt, an dem das Beamgate geschlossen wurde, gefittet. Die sich aus der Messung ergebende Halbwertszeit beträgt  $259 (\pm 30)$  ms bei einem  $P_n$ -Wert von  $36 (\pm 12)\%$ . Die die Daten überlagernde Schwingung resultiert aus einem technischen Defekt der Hochspannungsversorgung des Targets. Der Fit beginnt mit dem Schließen des Beamgates am Separator.

wurde eine Halbwertszeit von  $260 (\pm 57)$  ms ermittelt. Dies korrespondiert gut mit der Auswertung der ungeglätteten Daten. Die etwas größere Unsicherheit des Ergebnisses aus den von A. Hecht erhaltenen Daten resultiert in der Reduktion der Datenpunkte durch die Glättung des Spektrums.

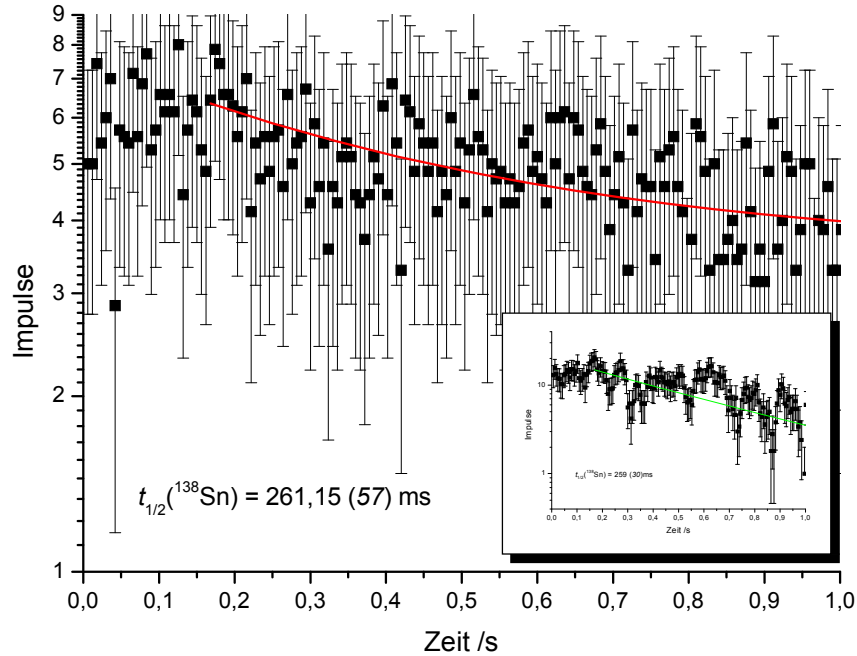


Abb. 71 Zerfallskurve von  $^{138}\text{Sn}$  nach Reduktion der überlagerten Schwingung durch A. Hecht. Zum Vergleich ist rechts unten der ungeglättete Datensatz zusehen. Die Halbwertszeit von  $^{138}\text{Sn}$  wurde hier zu  $261 (\pm 57)$  ms bestimmt.

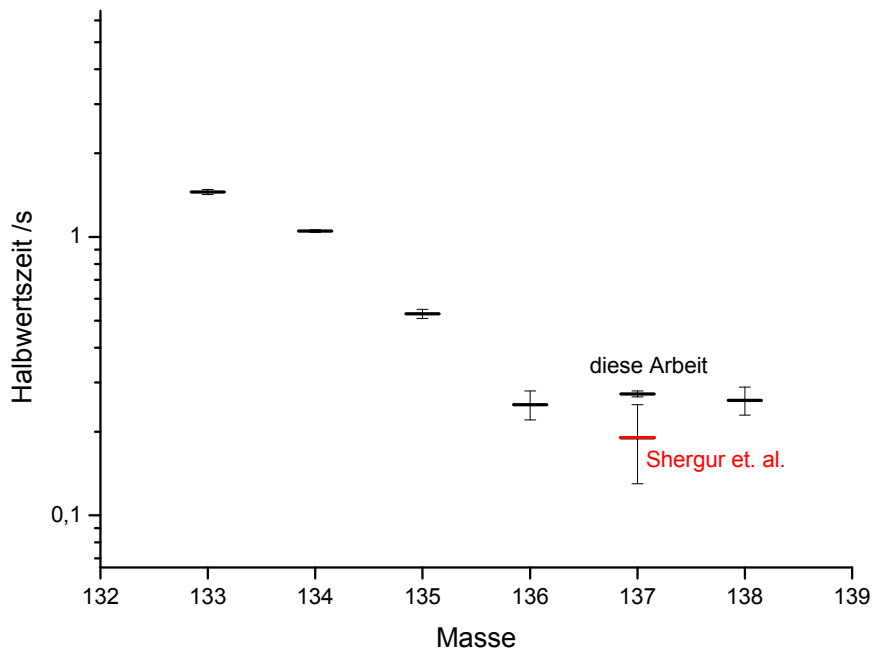


Abb. 72 Systematik der Halbwertszeiten der Zinnisotope schwerer als  $^{132}\text{Sn}$ . In rot ist die zu kurze Halbwertszeit von Shergur et. al. eingezeichnet.

### 4.2.3. Neutronenreiche Antimonisotope (IS 434)

Im Rahmen des Experiments IS 434 wurden die neutronenreichen Antimonisotope im Massenbereich von  $A = 135$  und schwerer untersucht. In der Experimentsaison 2005 lag der Fokus hierbei auf der Bestimmung der unbekanntenen Halbwertszeiten vom  $^{137-139}\text{Sb}$  und deren  $P_n$ -Werte. Diese Daten sind insbesondere für die korrekte Auswertung der Zinnmessungen (s. oben) wichtig, da ohne die Kenntnis der Halbwertszeiten der jeweiligen Zerfallstöchter des Zinns, dessen Halbwertszeiten nicht richtig bestimmt werden können.

Für das Experiment im Sommer 2005 wurde ein  $\text{UC}_x$ -Target mit Neutronenkonverter (# UC2\_303) benutzt. Der Massenscan über den gesamten Massenbereich von  $A = 1$  bis  $A = 245$  ist in Abb. 73 gezeigt. Die Messungen wurden mit dem Mainzer  $4\pi$  Neutronenzähler durchgeführt.

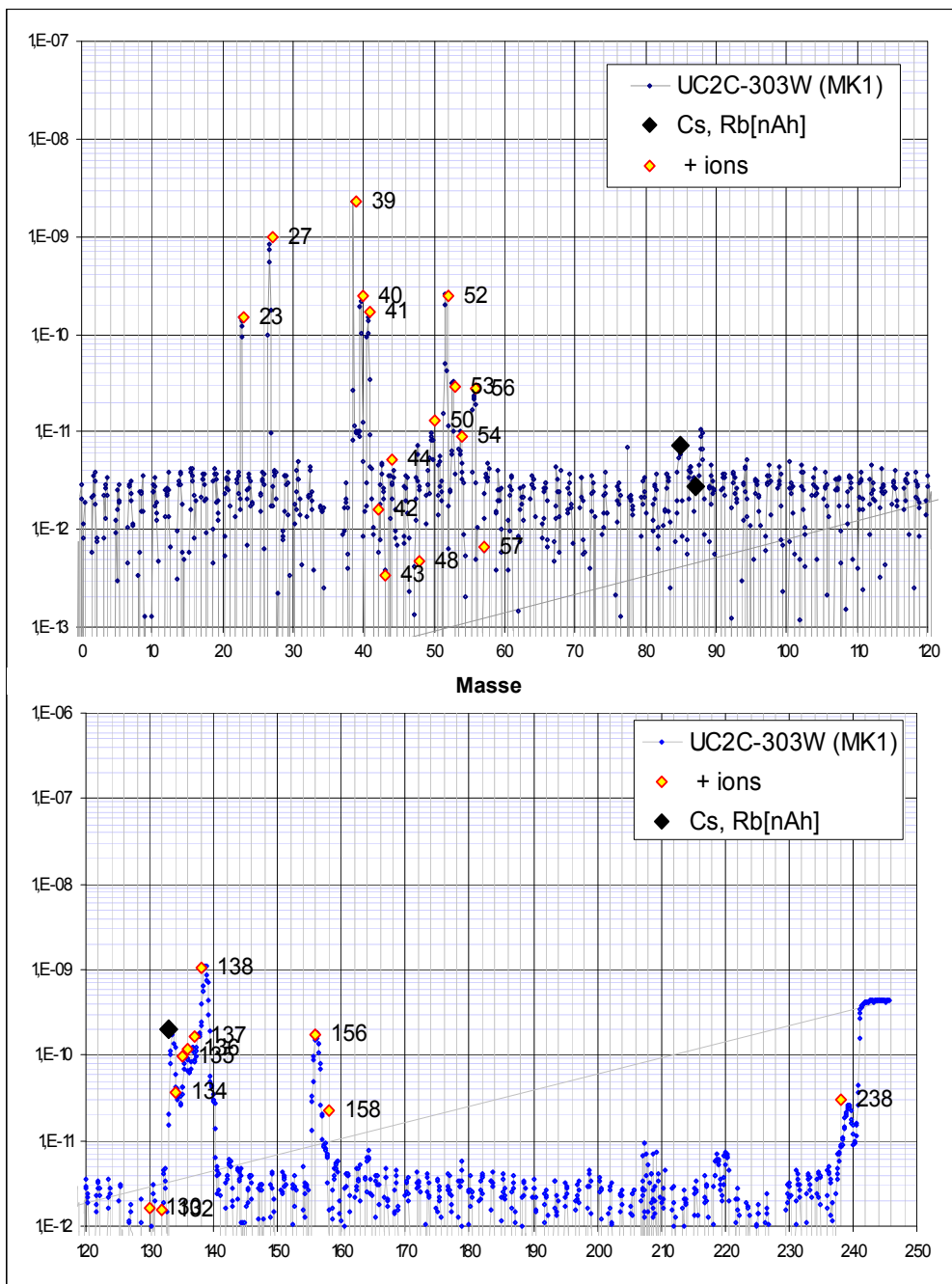


Abb. 73 Massenscan des Targets #UC2 303.

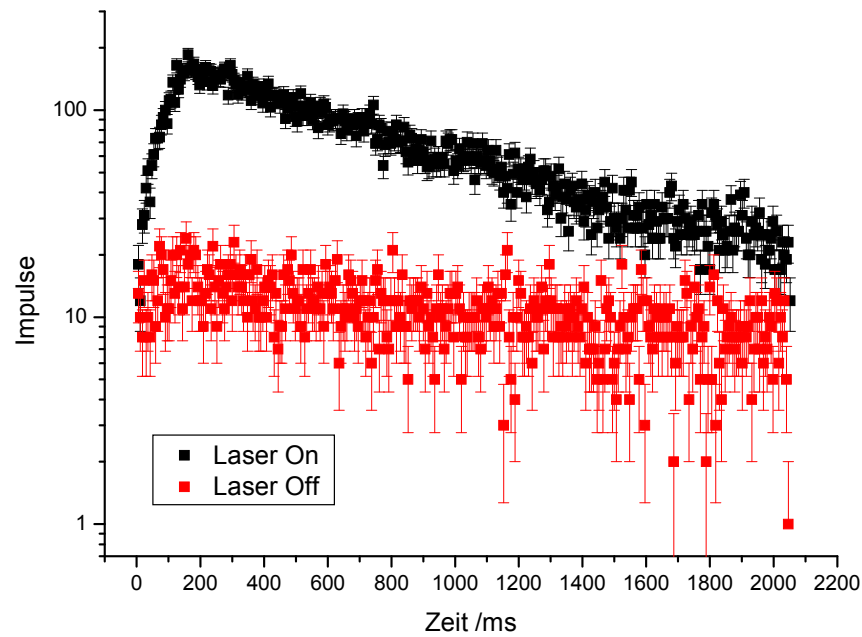


Abb. 74 Vergleich von *Laser On*- und *Laser Off*-Spektren für die Masse  $A = 137$ .

#### 4.2.3.1. $^{137}\text{Sb}$

Für  $^{137}\text{Sb}$  war bisher keine Halbwertszeit bekannt gewesen. Es existierten aber unveröffentlichte Abschätzungen der Halbwertszeit von P. Santi et. al.<sup>50</sup>. Demnach befindet sich die Halbwertszeit für  $^{137}\text{Sb}$  im Bereich von  $450 (\pm 100)$  ms.

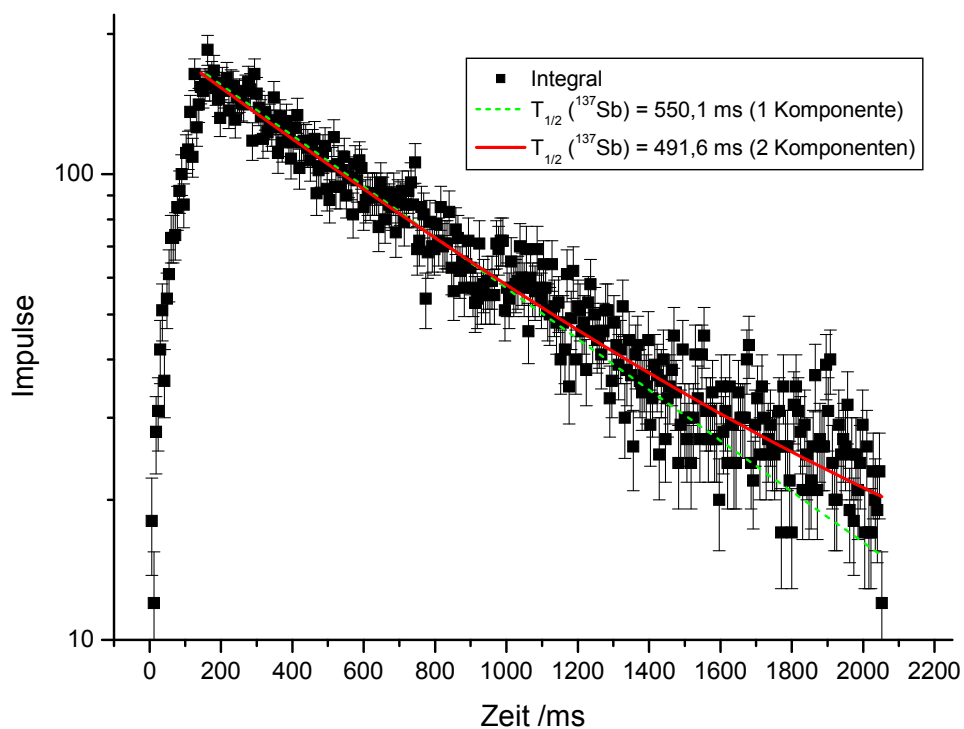


Abb. 75 Differenzspektrum von  $^{137}\text{Sb}$ . Die grüne Line repräsentiert eine Kurvenanpassung für nur eine Komponente ( $^{137}\text{Sb}$ ) und ergibt so eine zu lange Halbwertszeit. Die rote Linie stellt einen Fit mit den entsprechenden Tochteraktivitäten dar ( $^{137}\text{Te}$ ;  $T_{1/2} = 2,49$  s). Die  $\beta\text{dn}$ -Tochter  $^{136}\text{Te}$  mit  $T_{1/2} = 17,63 (\pm 0,08)$  s wurde wegen seiner langen Halbwertszeit als Untergrund behandelt.



Aus den Daten des Experiments IS 434 im Sommer 2005 lässt sich nun die Halbwertszeit für  $^{137}\text{Sb}$  zu  $491,6 (+25,7/-23,3)$  ms bestimmen. Eine Bestimmung des  $P_n$ -Wertes aus dem Verhältnis der Startaktivitäten war aber aufgrund der recht langen Halbwertszeit der  $\beta$ dn-Tochter  $^{136}\text{Te}$  von  $T_{1/2} = 17,63 (\pm 0,08)$  s nicht möglich, da der Messzyklus die Beobachtung einer solch langen Halbwertszeit nicht erlaubte.

#### 4.2.3.2. $^{138}\text{Sb}$

Die Halbwertszeit und der  $P_n$ -Wert des, bis dato noch unbekanntes, Isotops  $^{138}\text{Sb}$  kann ebenfalls aus den Daten der Saison 2005 bestimmt werden. Sie ergeben sich zu  $350,1 (+16,8/-15,8)$  ms für die Halbwertszeit und  $71,8 (\pm 7,2)\%$  für den  $P_n$ -Wert.

Neben dem  $\beta$ dn-Zerfall der Mutter  $^{138}\text{Sb}$  ist auch der Zerfall der Tochternuklide  $^{137}, ^{138}\text{Te}$  und der Enkeltöchter  $^{137}, ^{138}\text{I}$ , die alle Neutronen emittieren, im Spektrum beobachtbar. Sie müssen somit bei der Bestimmung der Halbwertszeit von  $^{138}\text{Sb}$  berücksichtigt werden. Der Zerfall von  $^{137}\text{I}$  wird, aufgrund seiner langen Halbwertszeit von 24,5 s, als Untergrund behandelt.

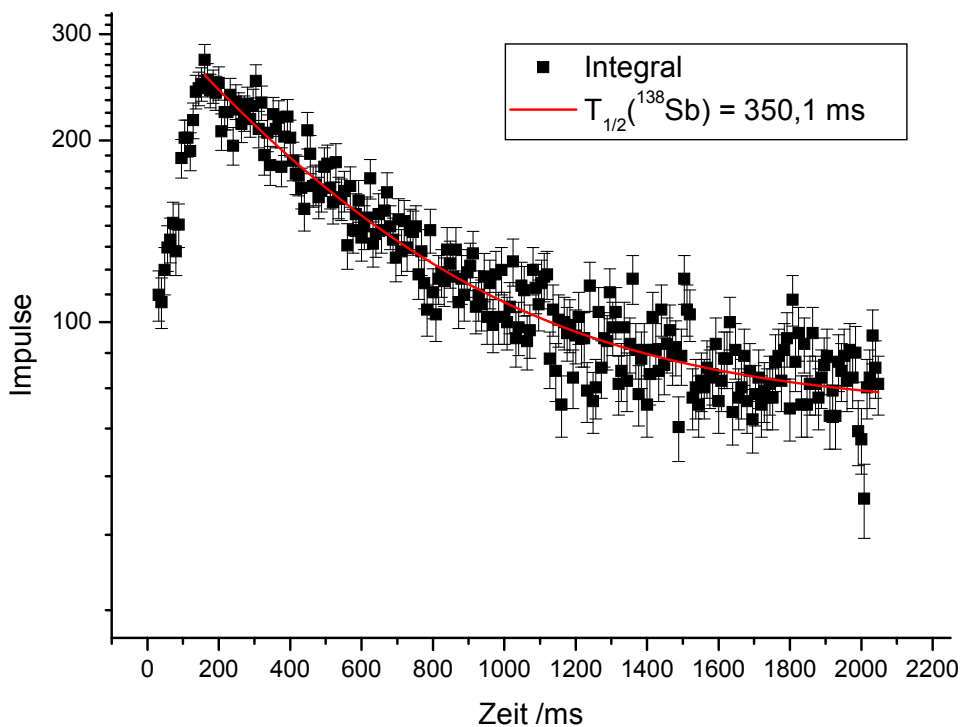


Abb. 76 Differenzspektrum für  $^{138}\text{Sb}$  mit einer Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 350,1 (+16,8/-15,8)$  ms. Bis 200 ms nach dem Eintreffen des Protonenpulses ist das Anwachsen der Aktivität bei geöffnetem Beamgate beobachtbar. Mit dem Schließen des Beamgates beginnt der Zerfall der gesammelten Aktivität. Der Untergrund besteht im Wesentlichen  $^{137}\text{I}$  ( $T_{1/2} = 24,5 (\pm 0,2)$  s).

#### 4.2.3.3. $^{139}\text{Sb}$

Das Nuklid  $^{139}\text{Sb}$  konnte bisher nicht vermessen werden. In der Experimentsaison 2005 gelang es erstmalig diesen sehr exotischen Kern nachzuweisen und seine Halbwertszeit zu bestimmen. Bei der Bestimmung der Halbwertszeit und des  $P_n$ -Wertes von  $^{139}\text{Sb}$  trat die Schwierigkeit auf, dass beide Größen der  $\beta$ -Zerfallstochter  $^{139}\text{Te}$  ebenfalls unbekannt waren. Aufgrund der guten Statistik und der hohen Qualität der Spektren konnte aber trotzdem für  $^{139}\text{Sb}$  eine Halbwertszeit von  $93 (+13/-$

2,75) ms und ein  $P_n$ -Wert von 99,95% ( $\pm 15,2\%$ ) ermittelt werden. Des Weiteren konnte auch die Halbwertszeit von  $^{139}\text{Te}$  (s. u.) bestimmt werden.

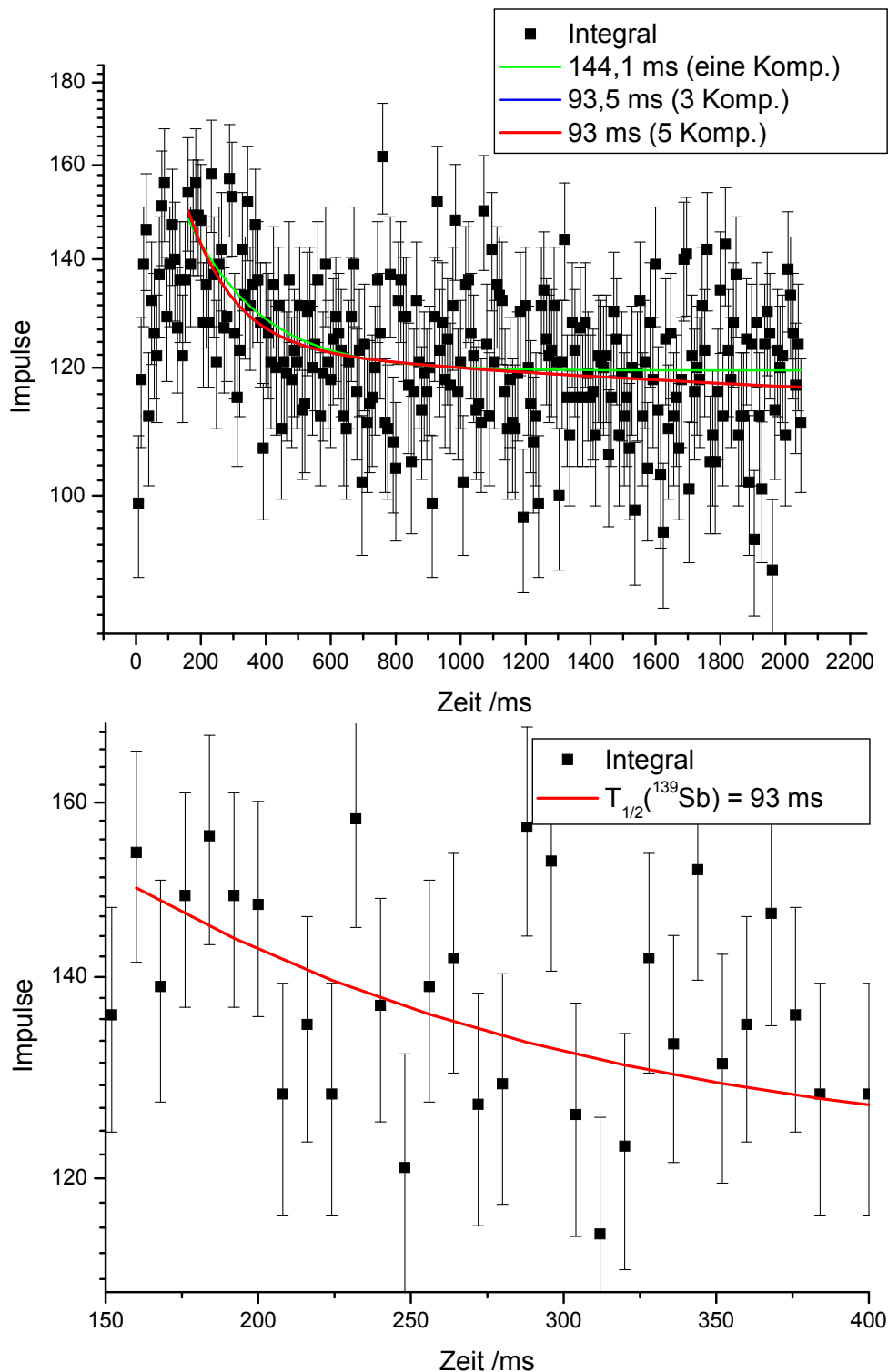


Abb. 77 Differenzspektren von  $^{139}\text{Sb}$ . Im oberen Bild sind die Ergebnisse verschiedener Fit-funktionen wiedergegeben. Wird nur die Halbwertszeit des Mutternuklids gefittet und der Beitrag der jeweiligen Töchter und Enkelkötter vernachlässigt, so erhält man eine deutlich zu lange Halbwertszeit für  $^{139}\text{Sb}$ . Werden die Töchter  $^{138}\text{Te}$  und  $^{139}\text{Te}$  in die Rechnung mit einbezogen, so sinkt die Halbwertszeit fast auf den endgültigen Wert. Unter Einbeziehung der Enkelkötter ( $^{137}\text{I}$  als Untergrund) erhält man für die Halbwertszeit von  $^{139}\text{Sb}$   $T_{1/2} = 93 (+13/-3)$  ms. Dabei ergibt sich die Halbwertszeit von  $^{139}\text{Te}$  zu  $1575 (+463/-189)$  ms.

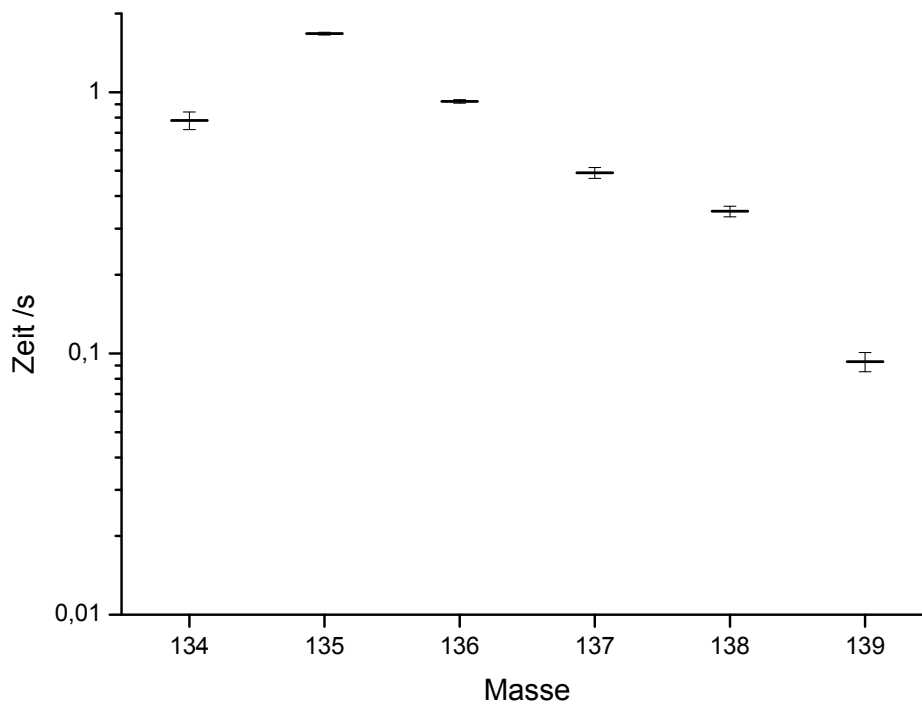


Abb. 78 Systematische Entwicklung der Halbwertszeiten der Antimonisotope von  $^{134}\text{Sb}$  bis  $^{139}\text{Sb}$ .

#### 4.2.4. Neutronenreiche Tellurisotope (IS 434)

Im Rahmen des Experiments IS 434 konnte erstmals das Tellurisotop  $^{139}\text{Te}$  indirekt im Zerfall von  $^{139}\text{Sb}$  nachgewiesen werden. Dabei wurde seine Halbwertszeit zu 1575 (+463/-189) ms bestimmt. Ein  $P_n$ -Wert konnte nicht ermittelt werden.

### 4.3. Neue $\gamma$ -Daten für $^{136}\text{Sn}$

Während des Tests eines neuen Target-Prototyps zur Erzeugung von molekularen Seitenbänden vom Typ  $\text{SnS}^+$  (Target # UC2\_301) wurden unter anderem auch versucht, die bisher unbekanntenen  $\gamma$ -Linien von  $^{136}\text{Sn}$  zu messen. Die Daten sollten sowohl als Singles- als auch als  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren aufgezeichnet werden. Aufgrund eines technischen Defektes in der Verarbeitungselektronik im Zeitast der Messkette konnten aber nur die entsprechenden Singlesspektren aufgenommen werden.

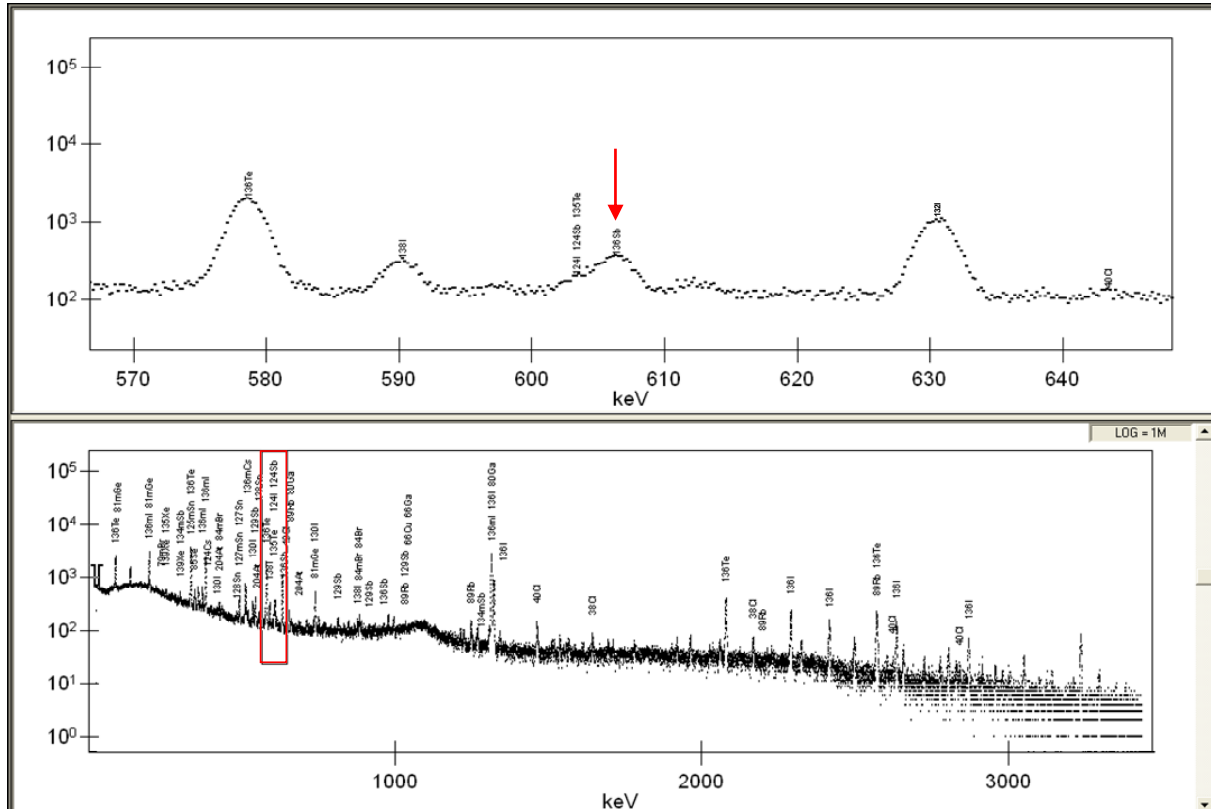


Abb. 79  $\gamma$ -Spektrum der Masse  $A = 170$  für  $^{136}\text{Sn}^{34}\text{S}^+$  mit 10 Minuten Laufzeit. Deutlich ist die 606 keV Linie von  $^{135}\text{Sn}$ , die die Anwesenheit von  $^{136}\text{Sn}$  anzeigt, zu erkennen.

#### 4.3.1. Auswertemethoden

Zur Auswertung der Daten für  $^{136}\text{Sn}$  wurden die einzelnen Singlesspektren untereinander verglichen. Zunächst wurden alle  $\gamma$ -Linien, die auch in den Untergrundspektren auftraten als nicht relevant herausgefiltert. Anschließend wurden die Spektren, die für  $^{136}\text{Te}$  aufgenommen wurden, mit den Spektren für das  $^{136}\text{Sn}^{34}\text{S}^+$ -Seitenband verglichen und so die gut bekannten  $\gamma$ -Linien von  $^{136}\text{Te}$  und seinen Zerfallsprodukten eliminiert. Die verbleibenden Linien wurden nun mit den bekannten  $\gamma$ -Linien der Masse 170 und den entsprechenden Seitenbändern von Chlor ( $^{38-40}\text{Cl}$ ) abgeglichen. Diejenigen  $\gamma$ -Linien, die auch jetzt noch keinem Nuklid zugeordnet werden konnten, können als Kandidaten für die  $\gamma$ -Emissionen von  $^{136}\text{Sn}$  in Betracht gezogen werden.

Die entsprechenden relativen Emissionswahrscheinlichkeiten wurden aus den Ausbeuten von  $^{136}\text{Sn}$  direkt nach dem Massenseparator berechnet. Als Referenz wurde

die 30%-Linie von  $^{135}\text{Sn}$  bei 281,7 keV gewählt, da dieses Nuklid bei den gewählten Separatoreinstellungen ausschließlich durch den  $\beta\text{dn}$ -Zerfall von  $^{136}\text{Sn}$  mit einem  $P_{\beta\text{dn}}$ -Wert von 30 % gebildet wird. Das Auftreten besagter Linie ist also ein direkter Indikator auf die Anwesenheit von  $^{136}\text{Sn}$ . Mit Hilfe der  $\gamma$ -Linien von  $^{135}\text{Sn}$  kann auch die Abwesenheit von  $^{136}\text{Sn}$  in den reinen  $^{136}\text{Te}$ -Spektren durch Ausschlussverfahren überprüft werden.

Die Emissionswahrscheinlichkeiten der einzelnen Linien, die dem Zerfall von  $^{136}\text{Sn}$  zugeordnet wurden, ergeben sich relativ zur stärksten  $\gamma$ -Linie. Alternativ hierzu wurde die Emissionswahrscheinlichkeiten auch relativ zu den, aus dem  $\beta\text{dn}$ -Zerfall herrührenden,  $\gamma$ -Linien von  $^{135}\text{Sn}$  angegeben.

#### 4.3.2. $^{136}\text{Sn}$

Die Kandidaten für  $\gamma$ -Emissionslinien aus dem Zerfall vom  $^{136}\text{Sn}$  werden in Tabelle 4 aufgelistet. Die Emissionswahrscheinlichkeiten werden sowohl relativ zur stärksten auftretenden Linie (2323 keV) als auch zur 606 keV Linie aus dem  $\beta\text{dn}$ -Zerfall angegeben. Der mittlere Fehler für den Energiewert der einzelnen  $\gamma$ -Linie beträgt etwa ein Prozent.

Eine Bestätigung der Zugehörigkeit dieser Kandidaten zum  $^{136}\text{Sn}$ -Zerfall durch entsprechende  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen steht bisher noch aus.

**Tabelle 4** Kandidaten für neue  $\gamma$ -Linien aus dem  $^{136}\text{Sn}$ -Zerfall und ihre relativen Emissionswahrscheinlichkeiten.

Energie (keV)	rel. Emissionswahrscheinlichkeit [%]	Emissionswahrscheinlichkeit rel. zu 606 keV ( $^{135}\text{Sn}$ ) [%]
168,48	36,9%	8,1%
439,45	9,0%	2,0%
790,05	4,5%	1,0%
875,62	83,4%	18,5%
932,40	25,7%	1,5%
1067,61	10,9%	2,4%
1211,94	67,3%	4,0%
1305,23	88,4%	19,6%
1350,42	14,0%	3,1%
1375,42	7,2%	1,6%
1486,12	10,4%	2,3%
1546,66	21,2%	4,7%
1756,67	5,6%	1,2%
1778,19	59,3%	13,2%
1827,93	4,4%	1,0%
1918,04	60,5%	13,4%
1985,83	15,6%	3,5%
2122,79	31,9%	7,0%
2323,66	100,0%	22,2%
2358,09	28,0%	6,2%
2499,78	3,0%	0,7%
2902,39	19,5%	4,3%
2914,03	52,4%	11,6%
3001,20	19,8%	4,4%
3382,35	14,7%	3,3%
3431,64	9,0%	2,0%

Eine komplette Liste aller gefundenen  $\gamma$ -Linien und deren Zuordnung zu den einzelnen Nukliden findet sich auf den nächsten Seiten.

**Tabelle 5 Gefundene  $\gamma$ -Linien für das molekulare Seitenband SnS<sup>+</sup> bei Masse 170.**

Energie [keV]	Nuklid	Emissionswahrscheinlichkeit [%]	Counts
74,66	Pb	Röntgen	2020,7
87,07	Pb	Röntgen	70578,3
93,66	67-Ga	39,2	1435,0
134,54	136-Te	2,8	30204,0
<b>168,48</b>	<b>136-Sn</b>	<b>36,9</b>	<b>5758,2</b>
177,50	136-Cs	10,0	194,5
197,08	136m-I	78,0	98483,0
201,52	134-Te	8,8	208,9
207,35	67-Ga	2,4	1421,7
219,50	89-Kr	20,0	4856,0
240,60	136m-I	3,4	1121,1
250,16	36-Cl	46,3	5648,6
260,03	134-Te	0,4	566,8
274,58	136-Cs	11,0	958,2
281,79	135-Sn	30,0	1308,8
297,71	135-Sb	3,0	2300,3
308,84	136-I	0,4	451,9
332,66	136-Te	19,0	136224,0
344,91	136-I	2,4	11653,0
355,85	136-Te	2,1	13596,2
362,43	131-I	81,7	2337,9
370,00	136m-I	17,5	14153,0
381,00	136m-I	100,0	89595,1
395,24	67-Ga	4,7	785,6
417,36	130-I	34,2	1118,1
425,02	204-At	67,5	7081,3
433,96	134-Te	18,9	2988,0
<b>439,45</b>	<b>136-Sn</b>	<b>9,0</b>	<b>649,8</b>
455,08	135-Te	0,2	155,0
483,40	136m-I	1,8	1008,7
491,50	136-Te	2,4	10286,2
515,71	204-At	90,0	3167,0
530,84	135-I	0,1	367,2
534,69	130-I	99,0	8609,8
543,21	136-Te	2,3	10624,6
555,36	82m-Rb	62,4	3675,8
566,13	134-Te	18,6	553,7
578,37	136-Te	18,4	77899,0
589,84	89-Kr	16,6	12346,8
595,94	136-I	0,4	1734,5
603,45	135-Te	27,9	2768,2
606,66	136-Sb	18,0	11262,8
612,31	204-At	24,6	2116,5
621,24	82m-Rb	38,0	323,0
630,57	136-Te	10,5	42848,5
643,52	136-Te	0,6	205159,4
658,84	135-Sb	1,4	2200,6

Energie [keV]	Nuklid	Emissionswahrscheinlichkeit [%]	Counts
661,55	137m-Ba	90,1	1020,0
684,66	204-At	95,0	1170,2
709,58	135-I	0,7	3404,6
716,65	136m-I	1,0	470,2
732,36	135-Sn	9,9	1836,3
738,10	130-I	82,0	17946,3
749,71	136m-I	5,8	3424,1
766,65	134-Te	29,5	2145,6
770,68	136m-I	1,3	1125,5
<b>790,05</b>	<b>136-Sn</b>	<b>4,5</b>	<b>185,9</b>
802,07	84-Br	6,0	418,7
812,62	136m-I	2,6	3117,0
817,44	136m-Ba	99,8	83,8
831,30	138-I ?	1,6	1786,4
846,73	134-I	95,4	6915,0
857,30	134-I	6,7	237,8
864,90	136-I	0,6	1053,1
<b>875,62</b>	<b>136-Sn</b>	<b>83,4</b>	<b>3142,4</b>
882,42	84-Br	42,0	11925,1
887,77	134-I	65,1	3035,5
913,80	136m-I	3,5	1693,8
921,34	135-Sn	9,9	421,3
<b>932,40</b>	<b>136-Sn</b>	<b>25,7</b>	<b>911,1</b>
961,60	136-Sb	3,1	1052,1
976,08	136-I	2,7	5198,1
994,85	136-I	1,6	2981,7
1006,98	135-Te	0,1	231,7
1024,17	135-Sn	3,7	276,4
1031,83	89-Rb	58,0	2168,6
1040,39	82m-Rb	32,0	626,0
<b>1067,61</b>	<b>136-Sn</b>	<b>10,9</b>	<b>338,6</b>
1072,39	134-I	14,9	530,6
1094,04	135-I	0,1	521,5
1100,63	136-I	0,5	902,1
1120,30	214-Bi	15,2	136,2
1136,09	135-Te	1,3	152,1
<b>1211,94</b>	<b>136-Sn</b>	<b>67,3</b>	<b>1859,9</b>
1222,83	136-I	2,3	2371,1
1238,28	214-Bi	5,8	94,3
1247,08	89-Rb	42,6	5582,2
1259,98	135-I	28,7	40,3
1267,33	39-Cl	54,0	5238,0
1279,27	135-Sb	6,6	164,6
1293,27	68-Cu	0,8	487,2
<b>1305,23</b>	<b>136-Sn</b>	<b>88,4</b>	<b>2277,6</b>
1312,61	136m-I	67,0	150673,0
1315,37	135-I	0,1	1134,0
1321,40	136-I	1,0	44943,1
1340,60	68m-Cu	12,0	2284,6
<b>1350,42</b>	<b>136-Sn</b>	<b>14,0</b>	<b>350,0</b>
1357,59	135m-Xe	0,1	102,0
<b>1375,42</b>	<b>136-Sn</b>	<b>7,2</b>	<b>175,9</b>
1384,45	136m-I	0,2	559,9
1436,66	136-Sb	1,9	497,9

Energie [keV]	Nuklid	Emissionswahrscheinlichkeit [%]	Counts
1460,97	40-Cl	79,0	8604,3
1517,13	39-Cl	39,2	2207,0
1536,23	136-I	1,3	2267,4
1555,70	136-I	0,5	776,
1565,47	135-I	1,3	1710,8
1584,30	136-I	0,3	971,1
1604,77	136-Sb	1,5	260,4
1612,92	134-I	4,3	1246,7
1634,67	136-I	0,4	525,5
1642,30	38-Cl	31,9	5211,2
1656,12	134-I	0,2	367,2
1665,21	136-I	0,2	110,5
1670,34	68-Cu	1,3	305,2
1709,01	136-I	0,7	724,3
1746,91	68-Cu	1,7	176,8
<b>1756,67</b>	<b>136-Sn</b>	<b>5,6</b>	<b>108,6</b>
<b>1778,19</b>	<b>136-Sn</b>	<b>59,3</b>	<b>1154,7</b>
1796,63	136m-I	0,7	175,9
<b>1827,93</b>	<b>136-Sn</b>	<b>4,4</b>	<b>82,7</b>
1897,87	84-Br	14,6	37,1
1903,61	136-Sb	0,5	170,8
<b>1918,04</b>	<b>136-Sn</b>	<b>60,5</b>	<b>1085,0</b>
1961,81	136-I	2,3	2193,9
<b>1985,83</b>	<b>136-Sn</b>	<b>15,6</b>	<b>270,5</b>
2025,38	136-Sb	0,7	806,7
2032,68	136-Sb	2,0	202,6
2058,47	136-Sb	1,2	1552,4
2077,36	136-Te	22,4	20902,3
<b>2122,79</b>	<b>136-Sn</b>	<b>31,9</b>	<b>520,0</b>
2167,05	38-Cl	42,4	5316,1
2194,76	136-Sb	0,8	91,2
2227,25	136m-I	1,6	151,4
2263,40	134-I	0,1	219,7
2289,34	136-I	10,4	12278,2
<b>2323,66</b>	<b>136-Sn</b>	<b>100,0</b>	<b>1497,7</b>
<b>2358,09</b>	<b>136-Sn</b>	<b>28,0</b>	<b>414,0</b>
2414,43	136-I	6,8	7640,1
2480,83	136m-I	2,0	99,2
2496,57	136-Te	4,9	3371,1
<b>2499,78</b>	<b>136-Sn</b>	<b>3,0</b>	<b>41,8</b>
2568,89	136-Te	15,4	11464,2
2572,50	138-I	1,2	3286,0
2603,87	136-Te	1,1	608,3
2613,80	208-Tl	99,2	374,4
2621,28	40-Cl	15,4	296,2
2633,95	136-I	6,7	7583,0
2656,47	136-Te	0,7	1903,0
2670,01	38-Cl	42,4	344,8
2753,98	135-Te	0,1	125,3
2803,91	136-Te	2,3	1835,9
2829,18	136-I	0,1	502,5
2840,14	40-Cl	30,4	440,3
2869,41	136-I	3,9	3720,9



Energie [keV]	Nuklid	Emissionswahrscheinlichkeit [%]	Counts
<b>2902,39</b>	<b>136-Sn</b>	<b>19,5</b>	<b>236,2</b>
<b>2914,03</b>	<b>136-Sn</b>	<b>52,4</b>	<b>633,1</b>
2956,84	136-I	0,7	743,1
<b>3001,20</b>	<b>136-Sn</b>	<b>19,8</b>	<b>232,6</b>
3050,33	136-Te	2,1	1115,2
3101,85	40-Cl	11,0	164,4
3349,09	136-I	0,2	119,2
3366,67	138-I	0,1	11,0
<b>3382,35</b>	<b>136-Sn</b>	<b>14,7</b>	<b>153,8</b>
<b>3431,64</b>	<b>136-Sn</b>	<b>9,1</b>	<b>93,5</b>

Die Spektren zur Bestimmung der  $\gamma$ -Linien aus dem Zerfall von  $^{136}\text{Sn}$  im  $^{136}\text{Sn}^{34}\text{S}^+$ -Seitenband haben insgesamt eine Laufzeit von zwei Stunden (7379 s) bei einer Totzeit von 155 s (2,1%). Für den Te-Untergrund bei Masse 136 existieren Spektren mit einer Gesamtlaufzeit von 30,23 min (1814 s) mit einer Totzeit von 44,7 s (2,5%).

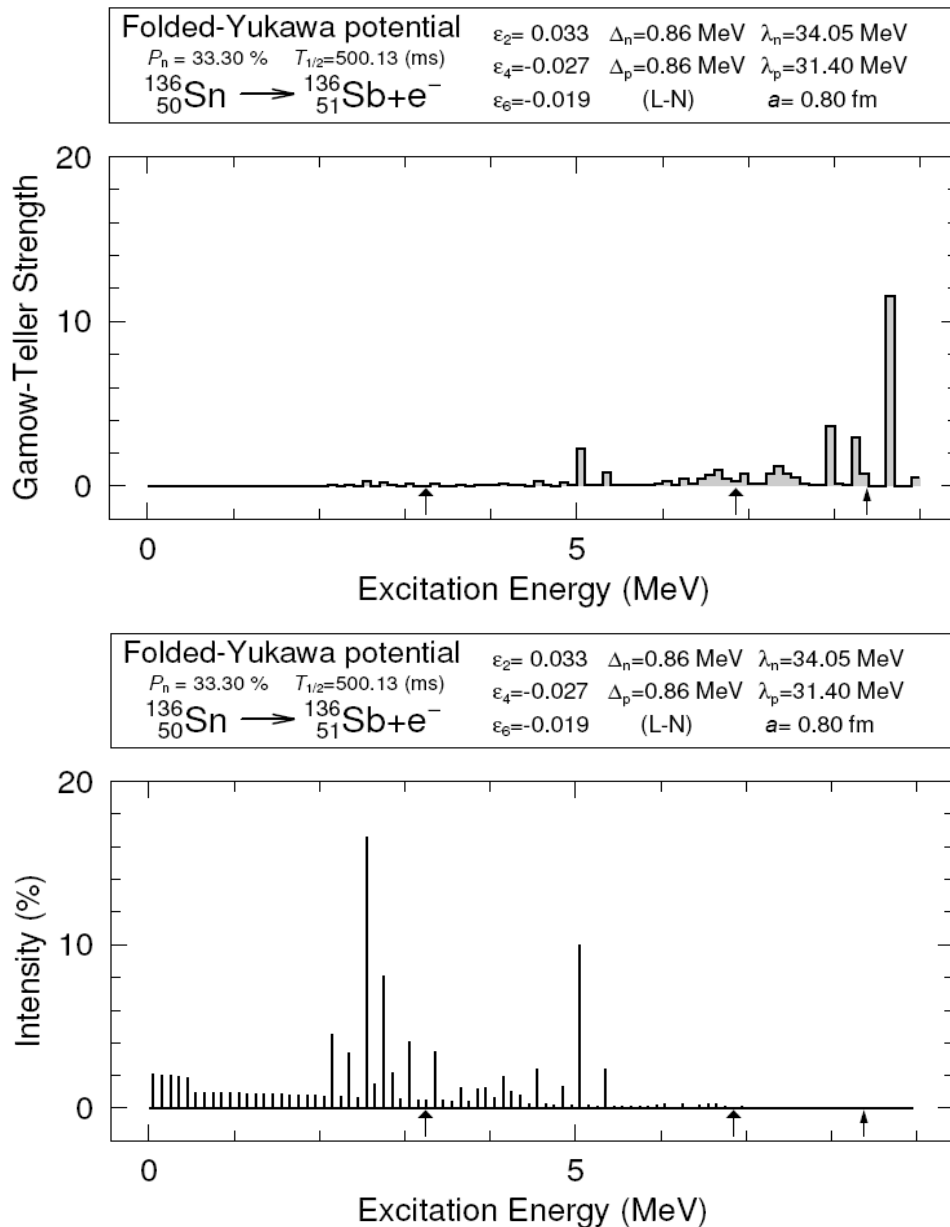


Abb. 80 QRPA-Rechnung für den  $\beta$ -Zerfall von  $^{136}\text{Sn}$  in  $^{136}\text{Sb}$

#### 4.4. Neutron-Gamma-Koinzidenz

Zur Verbesserung der Selektivität bei Experimenten mit sehr neutronenreichen Nukliden wurde in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernchemie der Universität Mainz ein elektronischer Setup zur Messung von  $n\gamma$ -Koinzidenzen auf Basis der existierenden Module entwickelt. Für eine detaillierte Beschreibung des elektronischen Aufbaus und der Charakteristik des verwendeten Neutronenzählers, siehe Kapitel 3.2.1.2 und 4.1.4.

Im Folgenden sollen kurz die Ergebnisse der Offline Tests am Institut für Kernchemie in Mainz und des Online Tests an CERN/ISOLDE besprochen werden. Mit diesen Tests konnte sowohl die prinzipielle Einsatzbereitschaft des neu entwickelten Detektorsystems als auch seine Praxistauglichkeit gezeigt werden.

##### 4.4.1. $^{252}\text{Cf}$ -Test (Off-Line Test)

In einem ersten Test sollte die prinzipielle Funktionstüchtigkeit des neuen Detektorsystems und seiner Software gezeigt werden. Hierzu wurde in der zentralen Öffnung des Mainzer Neutronenzählers, die im Experimentierbetrieb das Bandgerät aufnimmt, eine  $^{252}\text{Cf}$ -Neutronenquelle in der Detektorposition eingebracht und an Stelle des frontalen  $\beta$ -Zählers ein  $\gamma$ -Detektor platziert. Die so gemessenen  $\gamma$ -Quanten stammen im Allgemeinen von den radioaktiven Spaltprodukten aus der Spontanspaltung von  $^{252}\text{Cf}$ . Aufgrund der hohen Neutronenzählraten und weichen Koinzidenzbedingungen können allerdings eine große Zahl von zufälligen Koinzidenzen erzwungen werden. So wird das ursprüngliche  $\gamma$ -Spektrum als Koinzidenzspektrum mit stark verminderter Zählrate abgebildet (vgl. Abb. 81).

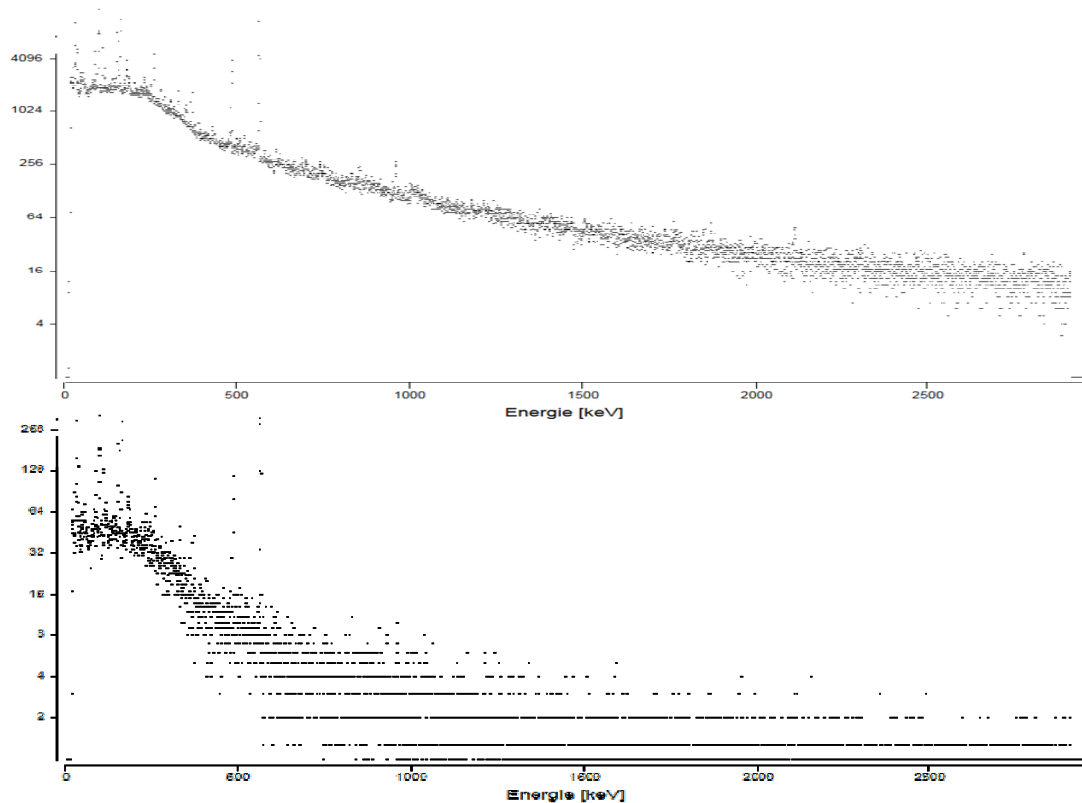


Abb. 81 Original  $\gamma$ -Spektrum (oben) und  $n\gamma$ -Koinzidenzspektrum (unten) von  $^{252}\text{Cf}$ . Für nähere Erläuterungen siehe Text.

Als ein Problem entpuppten sich während der Offline Tests allerdings hohe Zählraten von Neutronen, die das System überlasten und so zu Überläufen des *FIFO*-Puffers führen. Für den Einsatz bei Messungen von Kernen weitab der Stabilität stellt dies aber keine große Einschränkung dar, da hier keine hohen Produktionsraten und somit auch keine hohen Neutronenzählraten zu erwarten sind.

#### 4.4.2. $^{97}\text{Rb}$ -Test (On-Line Test an CERN/ISOLDE)

Nachdem mit dem  $^{252}\text{Cf}$ -Off-Linie-Test die prinzipielle Funktionstüchtigkeit des Neutron-Gamma-Koinzidenzsetups gezeigt wurde, konnte an CERN/ISOLDE erste Tests unter realen Experimentbedingungen durchgeführt werden. Die Tests wurden im Anschluss an ein Experiment aus der IS393-Serie im Herbst 2005 mit etwa fünf Stunden Strahlzeit ausgeführt. Da das Detektorsystem keine allzu hohen Zählraten verarbeiten kann, wurde der Test mit  $^{97}\text{Rb}$  ausgeführt, das in moderaten Produktionsraten bei ISOLDE erzeugt werden kann. Des Weiteren ist die  $\gamma$ -Strahlung aus den verschiedenen Zerfallsmodi von  $^{97}\text{Rb}$  gut untersucht und die dabei auftretenden  $\gamma$ -Linien in der Literatur weitgehend bekannt. Dies ist bei der Identifizierung der Übergänge von  $^{97}\text{Rb}$  in seine  $\beta^-$ -Tochter  $^{97}\text{Sr}$  und seine  $\beta\text{dn}$ -Tochter  $^{96}\text{Sr}$  von großem Nutzen, da die Zählstatistiken – begingt durch die kurze Strahlzeit – nur sehr gering sind.

**Tabelle 6 Beobachtete  $\gamma$ -Übergänge in Niveaus von  $^{96}\text{Sr}$  nach  $\beta\text{dn}$ -Zerfall von  $^{97}\text{Rb}$**

Energie [keV]	Emissionswahrscheinlichkeit	Beobachtet bei [keV]
815,0	100,0 %	814,92
692,0	16,5 %	691,48
414,3	15,0 %	413,54
813,2	11,2 %	811,52

**Tabelle 7 Beobachtete  $\gamma$ -Übergänge in Niveaus von  $^{97}\text{Sr}$  nach  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{97}\text{Rb}$**

Energie [keV]	Emissionswahrscheinlichkeit	Beobachtet bei [keV]
167,1	25,0 %	166,91
585,2	21,0 %	575,78 ?

Die in Tabelle 7 aufgelisteten  $\gamma$ -Linien sind nicht koinzident zu den emittierten Neutronen und erscheinen daher nur in den entsprechenden Singlesspektren. Die in den Koinzidenzspektren erscheinenden Linien bei 692, 414 und 813 keV (vgl. Tabelle 6) sind in den Singlesspektren vom Untergrund verdeckt (vgl. Abb. 82). Eine koinzident zu den Neutronen kommende Linie bei 612 keV konnte nicht identifiziert werden. Die gefundenen Linien korrespondieren gut zu den Literaturwerten<sup>48,51,52</sup>. Einzig die Verschiebung der 21%-Linie von  $^{97}\text{Sr}$  bei 575,78 keV um gute 10 keV zu niedrigeren Energien steht nicht im Einklang mit der Literatur. Hier könnte es sich um ein Kalibrierungsproblem handeln, da das Neutron-Gamma-Koinzidenzauswerteprogramm nur über eine lineare Kalibrierungsroutine verfügt. Effekte höherer Ordnung können nicht behandelt werden.

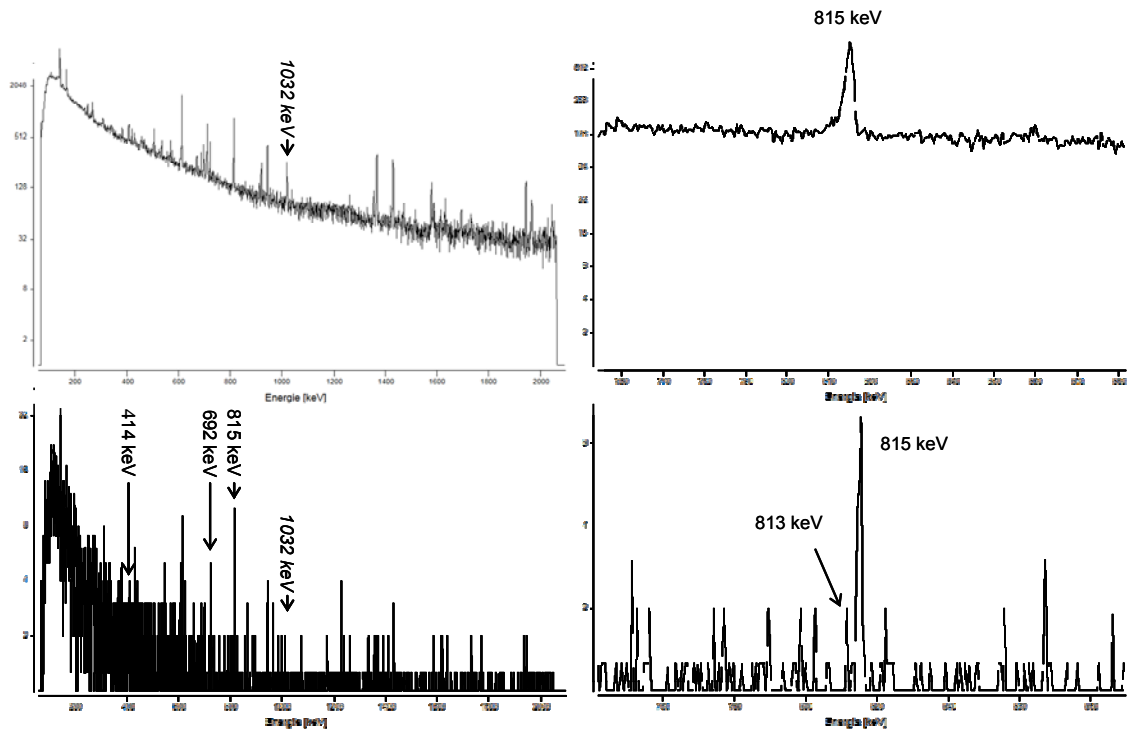


Abb. 82  $\gamma$ -Koinzidenzspektrum für  $^{97}\text{Rb}$ . Oben links: Singlesspektrum mit der 1032 keV Linie aus dem  $^{89}\text{Rb}$ -Zerfall (aus diffundierendem  $^{89}\text{Kr}$ ). Unter links:  $\gamma$ -Koinzidenzspektrum mit den  $\gamma$ -Linien der  $\beta$ dn-Tochter  $^{96}\text{Sr}$ . Die  $^{89}\text{Rb}$ -Linie bei 1032 keV wird durch die Koinzidenzbedingung herausgefiltert. Oben rechts: Ausschnittsvergrößerung bei 815 keV. Die schwache Linie bei 813 keV ist nur im Koinzidenzspektrum unten rechts zu sehen.

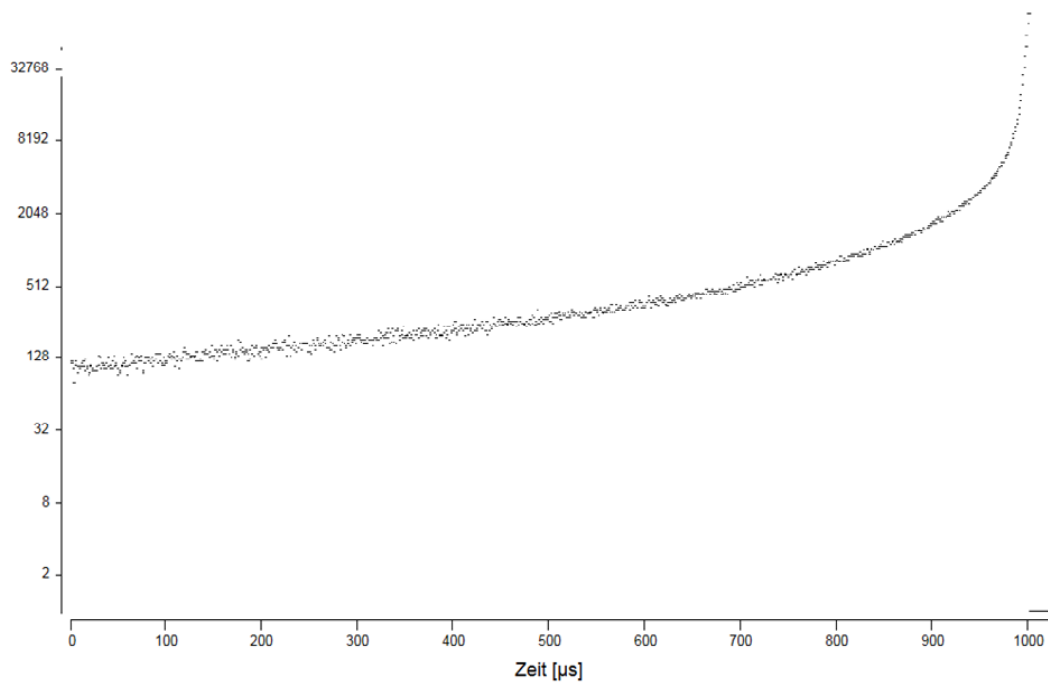


Abb. 83 Zeitspektrum für die Koinzidenzbedingung bei der Aufnahme der  $^{97}\text{Rb}$ -Spektrn.

Neben den Linien von  $^{97}\text{Rb}$  und seinen radioaktiven Zerfallstöchtern sind außerdem die entsprechenden Linien der Enkeltöchter ( $^{97,96}\text{Y}$ ,  $^{97}\text{Zr}$ ) in den Singlesspektren vertreten, die aber ebenfalls nicht koinzident mit den Neutronen emittiert werden. Des Weiteren ist diffundierendes  $^{89}\text{Kr}$  und seine Zerfallstochter  $^{89}\text{Rb}$  in den Singlesspektren erkennbar.

Insgesamt darf der Test für den neuen Detektorsetup als erfolgreich bewertet werden. Trotz der nur kurzen Strahlzeit konnte gezeigt werden, dass auch mit relativ einfachen Mitteln eine  $n\gamma$ -Koinzidenzschaltung realisierbar und im Experimentierbetrieb einsetzbar ist. Das allgemeine Problem aller Koinzidenzschaltungen zeigt sich allerdings auch bei den  $n\gamma$ -Koinzidenz: die Effektivität des Nachweises von Strahlung sinkt erheblich. Dies bedingt für verlässliche Ergebnisse vor allem lange Messzeiten, die an modernen Großforschungsanstalten häufig nur unter großen Schwierigkeiten gewährt werden.

---

## 5. Diskussion der Ergebnisse

### 5.1. *Technische Gegebenheiten und Entwicklung*

Zu Beginn dieses Kapitels sollen zunächst die technischen Gegebenheiten und Probleme an ISOLDE besprochen werden. In den Experimente IS 333 (neutronenreiche Silberisotope) und IS 393 (neutronenreiche Cadmiumisotope) konnten aufgrund wiederkehrender technischer Probleme an ISOLDE keinerlei neue Daten gewonnen werden. Als wichtigstes Problem ist hier die Einführung eines neuen Lieferanten für Targetmaterialien im Jahr 2003 zu nennen. Die aus den Materialien des neuen Zulieferers hergestellten Targets waren im Allgemeinen mit deutlich höheren Releasezeiten versehen als die Targets, die 2002 und früher gebaut wurden.

So konnten in den Jahren 2003-2005 im Rahmen von IS 333 nur die bereits bekannten Silberisotope bis  $A = 127$  beobachtet werden. Als Hauptursache hierfür wurden dabei schon 2003 die langen Releasezeiten der verwendeten Targets gemacht. Das eigentliche Ziel des Experiments, die Halbwertszeit von  $^{130}\text{Ag}$  zu bestätigen, die erstmals im Sommer 2002 in sehr schlechter Statistik gemessen wurde<sup>41</sup>, und den entsprechenden  $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang im  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{130}\text{Ag}$  in  $^{130}\text{Cd}$  zu identifizieren, konnte nicht realisiert werden.

Ähnliche Probleme existierten auch für das Experiment IS 393. Auch hier konnte zwischen 2003 und 2006 keines der anvisierten Ziele erreicht werden. Ebenso wie bei IS 333 lag auch hier das Problem in zu langsamen Targetmaterialien und den daraus resultierenden sehr langen Releasezeiten. Die schwersten beobachteten Cadmiumnuklide in der Zeit von 2003 bis 2005 lagen im Massenbereich von  $A \sim 128$ . Erst in der Experimentsaison 2006 gelang es erstmals wieder seit 2002, einige  $\gamma$ -Linien von  $^{130}\text{Cd}$  zu beobachten. Der Grund für diesen Teilerfolg liegt in der Verwendung eines Targets mit einer Quarztransferline. So gelang es, die Kontamination des Strahls mit isobarem oberflächenionisiertem Indium stark zu reduzieren und  $^{130}\text{Cd}$  in recht geringen Ausbeuten nachzuweisen. Das eigentliche Ziel des Experiments,  $\gamma$ -Spektroskopie an  $^{131}\text{Cd}$  durchzuführen, konnte aber wiederum aufgrund zu geringer Ausbeuten von sehr neutronenreichen Cadmiumspezies nicht erreicht werden. Tatsächlich reichten die Ausbeuten nicht aus, um  $^{131}\text{Cd}$  überhaupt nachweisen zu können.

Die Probleme bei den oben beschriebenen Experimenten zeigen deutlich, dass für eine weitere Untersuchung von sehr neutronenreichen Kernen an ISOL-Facilities dringend neue, schnellere und effizientere Target-/Ionenquelleneinheiten benötigt werden. Als Beispiel hierfür seien die neu entwickelten Targets mit temperaturkontrollierter Quarztransferline und die Möglichkeiten der Verkürzung der Releasezeiten und die Verbesserung der Strahlqualität durch die Nutzung von molekularen Seitenbändern genannt.

Bei den Target/Ionenquelleneinheiten mit temperaturkontrollierter Quarztransferline können unerwünschte Spezies auf der Quarzoberfläche durch eine entsprechende Temperaturkontrolle zurückgehalten werden und so die Strahlreinheit entscheidend beeinflusst werden. Insbesondere Alkalien und alkali-ähnliche Elemente werden von der Quarzoberfläche via Chemisorption eingefangen und können so aus dem Produktstrahl entfernt werden. Allerdings ist die Adsorption aus der Gasphase bei hohen Temperaturen von einer Vielzahl von Parametern abhängig. Eine theoretische Annäherung an diesen Prozess steckt zurzeit noch in den Kinderschuhen und liefert nur

---

unzureichende Ergebnisse. Im Wesentlichen kann aber davon ausgegangen werden, dass als wichtigste Kenngröße für eine eventuelle Adsorption auf der Oberfläche die chemische Selektivität eine übergeordnete Rolle spielt. Diese liegt wiederum im strukturellen Aufbau der adsorbierenden Oberfläche begründet<sup>45</sup>. Neben Quarz als Oberflächenmaterial sind dementsprechend auch eine Vielzahl weiterer Oberflächenmaterialien für eine Modifizierung des Strahls denkbar, solange sie den hohen Temperaturen am Target standhalten können. In der näheren Auswahl für eine Weiterentwicklung der entsprechenden Targets sind hier Siliziumcarbid, Saphir so wie keramische Materialien zu nennen.

Der, wenn auch bescheidene, Teilerfolg beim Experiment IS 393 im Sommer 2006 begründet sich in erster Linie auf die, durch die Quarztransferline, erhöhte Strahlreinheit und erlaubte trotz eines recht langsamen Targetmaterials die Beobachtung von exotischen Spezies in geringen Ausbeuten. Für das im Sommer 2005 durchgeführte Experiment IS 434 (neutronenreiche Antimonnuklide) wurde ebenfalls ein Target im Quarztransferline benutzt. Hier gelangen gute Messungen von sehr neutronenreichen Antimonisotopen in kurzer Strahlzeit bei guter Strahlreinheit (s. 5.3.1).

Ein weiterer Weg Kontaminationen im Strahl zu minimieren und unter Umständen sogar die Releasezeiten eines Targets zu verkürzen, liegt in der Verwendung von molekularen Seitenbändern. Diese, in der Massenspektroskopie seit Langem verwendete Technik, lässt sich auch an Massenseparatoren vom ISOL-Typ anwenden, wie zuerst von D. W. Stracener<sup>46</sup> gezeigt wurde. Die Hauptschwierigkeit dieser Methode liegt in der Tatsache, dass für jedes zu untersuchende Element ein entsprechendes molekulares Seitenband mit möglichst hoher chemischer Ausbeute gefunden werden muss. Der Experimentator muss bei der Auswahl möglicher Reaktionen zur Bildung entsprechender Molekulationen darauf achten, dass die Reaktion im Allgemeinen in einer sehr dünnen Gasphase und bei sehr hohen Temperaturen ablaufen muss. Die bei diesen Reaktionen gebildeten Molekulationen müssen außerdem eine gewisse Lebensdauer aufweisen, damit sie nicht auf ihrem Weg durch den Massenseparator zerfallen. Des Weiteren ist auch stets zu beachten, dass neben dem gewünschten Seitenband auch unerwünschte Seitenbänder anderer Elemente auftreten können.

Diese Probleme könnten durch eine Massenseparation in zwei Schritten gelöst werden. In einem ersten Schritt kann das in einer Plasmaionenquelle ionisierte Molekül bei entsprechend hoher Masse aus dem Primärstrahl abgetrennt und der Produktstrahl dann in einen Stripper geleitet werden. Hier werden die Molekulationen aufgebrochen und anschließend die so entstandenen Ionen ein weiteres Mal massensepariert. Aufgrund des hohen technischen Aufwands wurde eine solche Methode allerdings bisher noch nicht experimentell getestet.

Prinzipiell konnte in dem ersten Targettest im Sommer 2005 gezeigt werden, dass die Nutzung von molekularen Seitenbändern an Massenseparatoren möglich ist und die Strahlreinheit so deutlich verbessert werden kann. So wurde diese Technik im Frühjahr 2006 erstmals mit gutem Erfolg an ISOLDE für den normalen Experimentierbetrieb eingesetzt<sup>53</sup>.

### 5.1.1. $n\gamma$ -Koinzidenzmessungen

Neben den Möglichkeiten, Freisetzungszeiten und Strahlreinheit für Experimente mit sehr neutronenreichen Nukliden Rahmen der nuklearen Astrophysik direkt am Target zu verbessern, wurden auch Wege zur Erhöhung der Selektivität am Detektorsetup untersucht. Die Messung von  $\gamma$ -Strahlung in Koinzidenz mit  $\beta$ -verzögerten Neutronen scheint hier am praktikabelsten, da neutronenärmere Spezies diesen Zer-

fallsmodus nicht aufweisen. Die Möglichkeit einer  $n\gamma$ -Koinzidenzmessung wurde allerdings schon früher untersucht und die prinzipielle technische Machbarkeit dieser Methode bereits nachgewiesen. Allerdings konnten nur recht weiche Koinzidenzbedingungen realisiert werden. Mit dem neuen System konnte gezeigt werden, dass auch strengere Koinzidenzbedingungen eingehalten werden können. Dazu wurde eine entsprechende neue Elektronik entwickelt und in mehreren Versuchen getestet.

Mithilfe von *Offline*-Tests in Mainz konnte die prinzipielle Funktionstüchtigkeit des neuen Systems gezeigt werden. Sehr hohe Datenraten erwiesen sich hierbei allerdings als ein Problem, da es hier leicht zu Überläufen der Zwischenspeicher der Elektronik kommen kann. Für den normalen Experimentierbetrieb, bei dem Nuklide in niedrigen Produktionsraten und/oder mit niedrigem  $P_n$ -Wert vermessen werden, stellt dies aber keine Einschränkung dar. In einem weiteren Versuch an CERN/ISOLDE konnte somit ein Test unter realen Experimentbedingungen erfolgreich durchgeführt werden. Ein direkter Einsatz im normalen Experimentierbetrieb kam allerdings aus Gründen des Zeitmanagements bei Experimenten an ISOLDE nicht zustande.

## 5.2. Neue $\gamma$ -Linien für $^{136}\text{Sn}$

Die im Rahmen des Targettest für molekulare Seitenbänder von Typ  $\text{SnS}^+$  wurden auch  $\gamma$ -spektroskopische Daten für  $^{136}\text{Sn}$  gesammelt. Aufgrund eines technischen Defekts in der Messelektronik konnten aber nur Singlesspektren aufgezeichnet werden; entsprechende Koinzidenzdaten fehlen aber. Somit verstehen sich alle  $\gamma$ -Linien, die dem  $\beta/\beta_{\text{dn}}$ -Zerfall von  $^{136}\text{Sn}$  zugeordnet worden sind, als mögliche Linien im entsprechenden Zerfall. Die Anwesenheit von  $^{136}\text{Sn}$  in den einzelnen Spektren wird dabei durch die Anwesenheit der  $\beta_{\text{dn}}$ -Tochter  $^{135}\text{Sb}$  bewiesen. Für eine Erhärtung der Zuordnung der besagten  $\gamma$ -Linien zu  $^{136}\text{Sn}$  und deren Emissionswahrscheinlichkeiten sind aber noch weitere Messungen von Nöten.

## 5.3. Neue Halbwertszeiten (Sn-, Sb- und Te-Isotope)

### 5.3.1. IS 434 ( $^{137-139}\text{Sb}$ , $^{139}\text{Te}$ )

Im Rahmen des Experiments IS 434 konnten mit guten Ausbeuten und guter Strahlreinheit die exotischen Antimonisotope  $^{137-139}\text{Sb}$  nachgewiesen und ihre Halbwertszeiten bestimmt werden. Dabei wurde ein Target mit temperaturkontrollierter Quarztransferline mit sehr gutem Erfolg benutzt.

Für die Halbwertszeit von  $^{137}\text{Sb}$  existierten bereits einige experimentelle Abschätzungen von P. Santi<sup>50</sup> und H. Schatz<sup>54</sup>, die an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt gewonnen wurden. Diese decken sich gut mit den neuen Werten dieser Arbeit. Die Halbwertszeiten von  $^{138}\text{Sb}$  und  $^{139}\text{Sb}$  waren bisher unbekannt. Des Weiteren gelang es aus den erhaltenden Daten die bisher ebenfalls unbekannt Halbwertszeit von  $^{139}\text{Te}$  zu bestimmen.

Die Fehler für die Halbwertszeiten der Antimonnuklide liegen dabei mit durchschnittlich 6% im erwarteten Rahmen und zeigen eine hohe Vertrauenswürdigkeit der Daten an. Der mit 20% dagegen sehr hohe Fehler für die Bestimmung der Halbwertszeit von  $^{139}\text{Te}$  ist durch seine indirekte Bestimmung als Zerfallstochter von  $^{139}\text{Sb}$  begründet. Hier wurde die, bisher nur aus theoretischen Rechnungen bekannte, Halbwerts-

---



zeit aus den Zerfallskurven von  $^{139}\text{Sb}$  bestimmt. Eine direkte Vermessung von  $^{139}\text{Te}$  sollte ein besseres Ergebnis liefern.

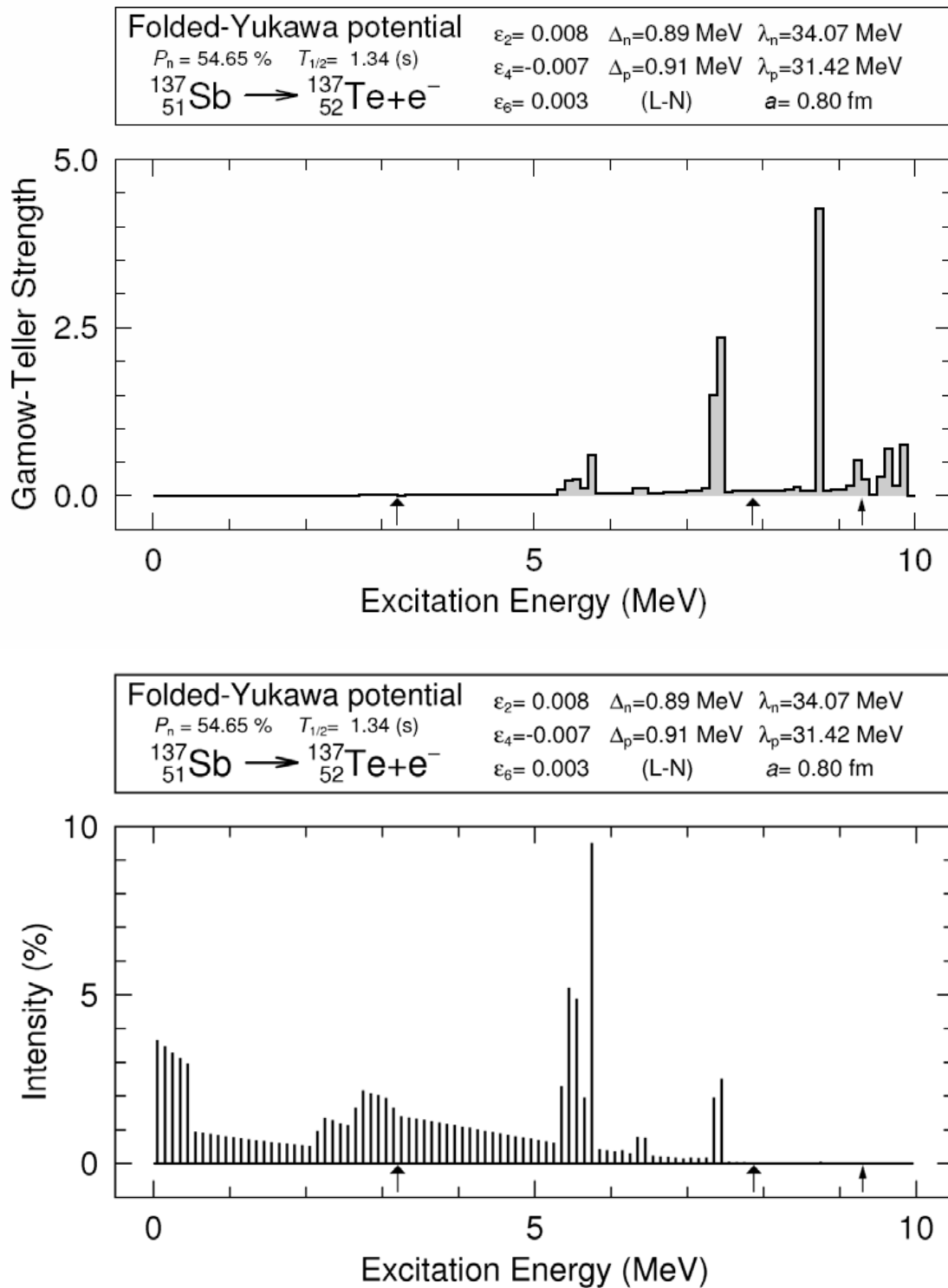


Abb. 84 QRPA-Rechnung für den  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{137}\text{Sb}$  in  $^{137}\text{Te}$ .

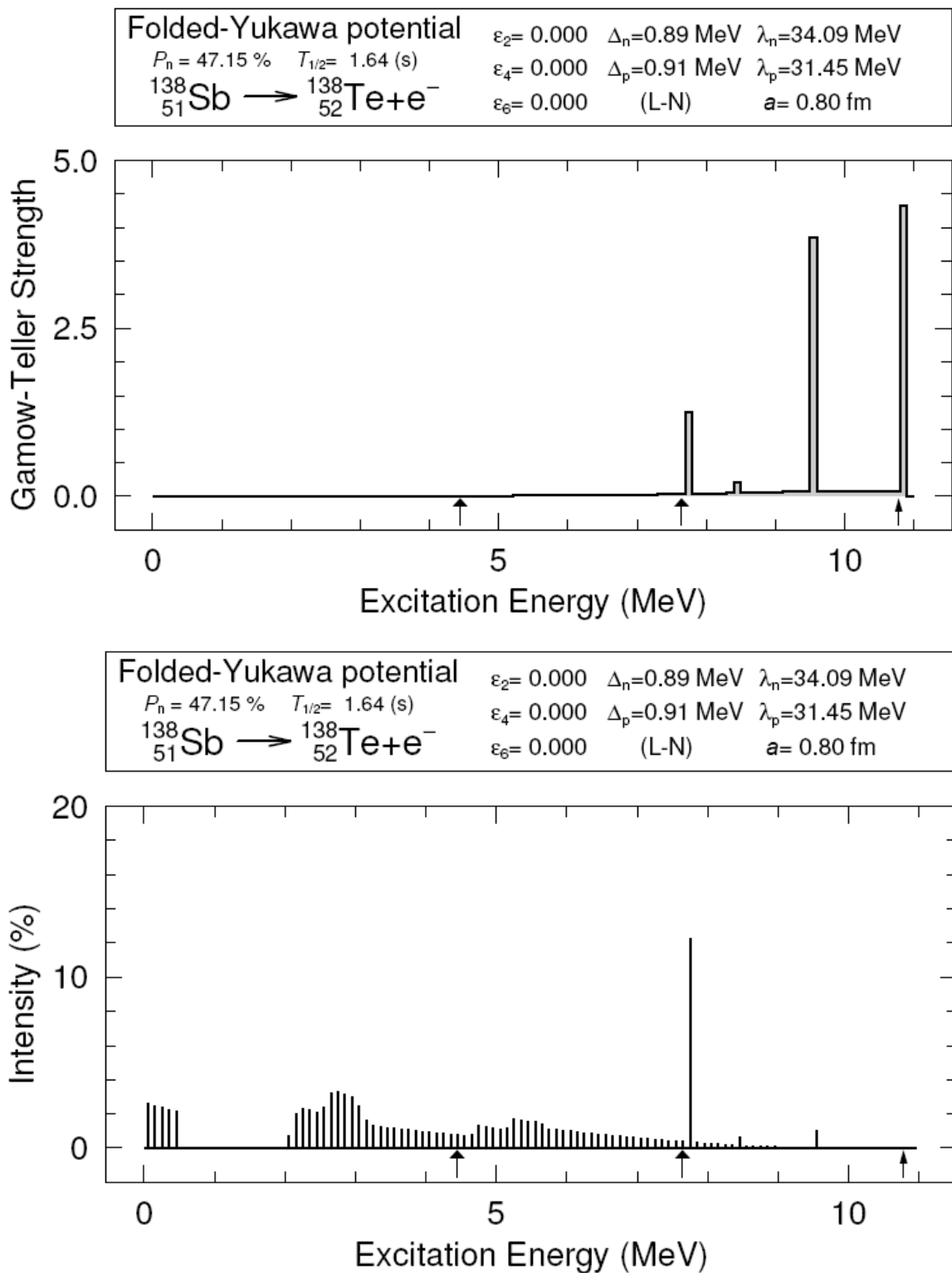


Abb. 85 QRPA-Rechnung für den  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{138}\text{Sb}$  in  $^{138}\text{Te}$ .

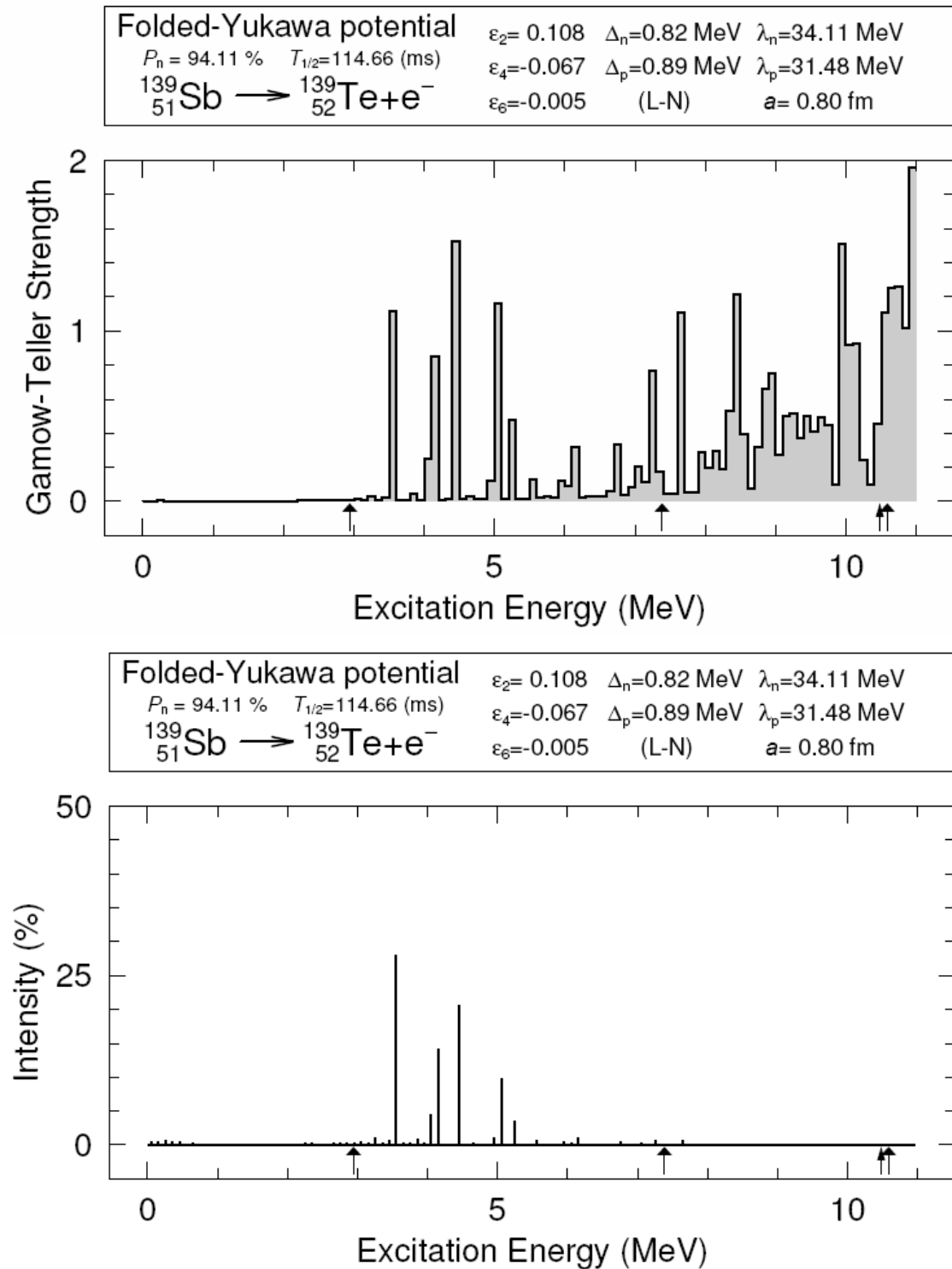


Abb. 86 QRPA-Rechnung für den  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{139}\text{Sb}$  in  $^{139}\text{Te}$ .

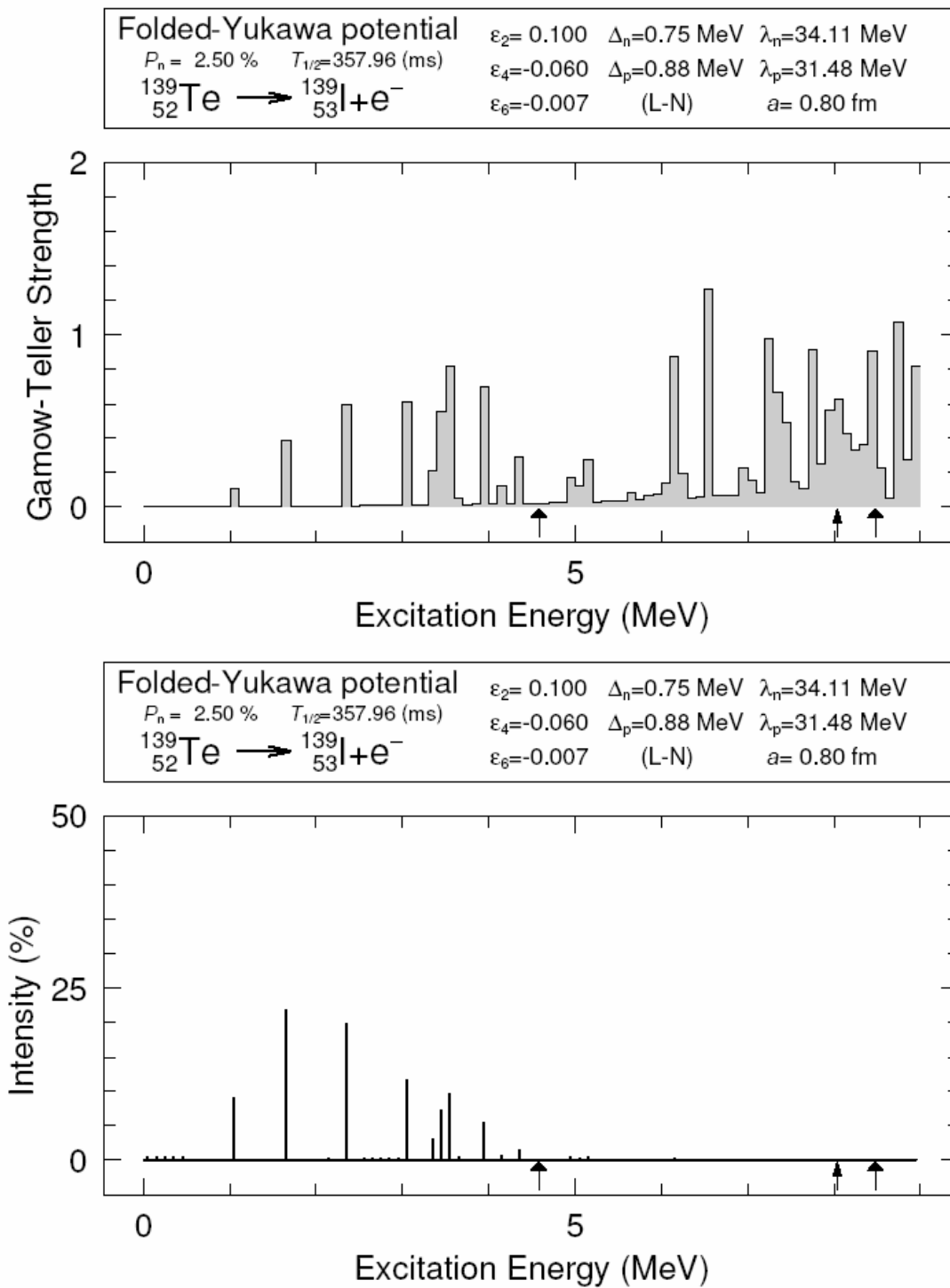


Abb. 87 QRPA-Rechnung für den  $\beta^-$ -Zerfall von  ${}^{139}\text{Te}$  in  ${}^{139}\text{I}$ .

### 5.3.2. IS 378 ( $^{137,138}\text{Sn}$ )

Mit den neuen Daten aus dem Experiment IS 434 konnten auch die Messungen für  $\beta$ -verzögerte Neutronen von sehr neutronenreichen Zinnisotopen ( $^{137,138}\text{Sn}$ ) aus dem Jahr 2002 erstmals komplett mit experimentellen Daten für die entsprechenden Tochternuklide untermauert werden. Die von Shergur et. al.<sup>49</sup> gefundenen Halbwertszeit für  $^{137}\text{Sn}$  mit  $190 (\pm 60)$  ms konnte verbessert werden. Der neue Wert liegt nun bei

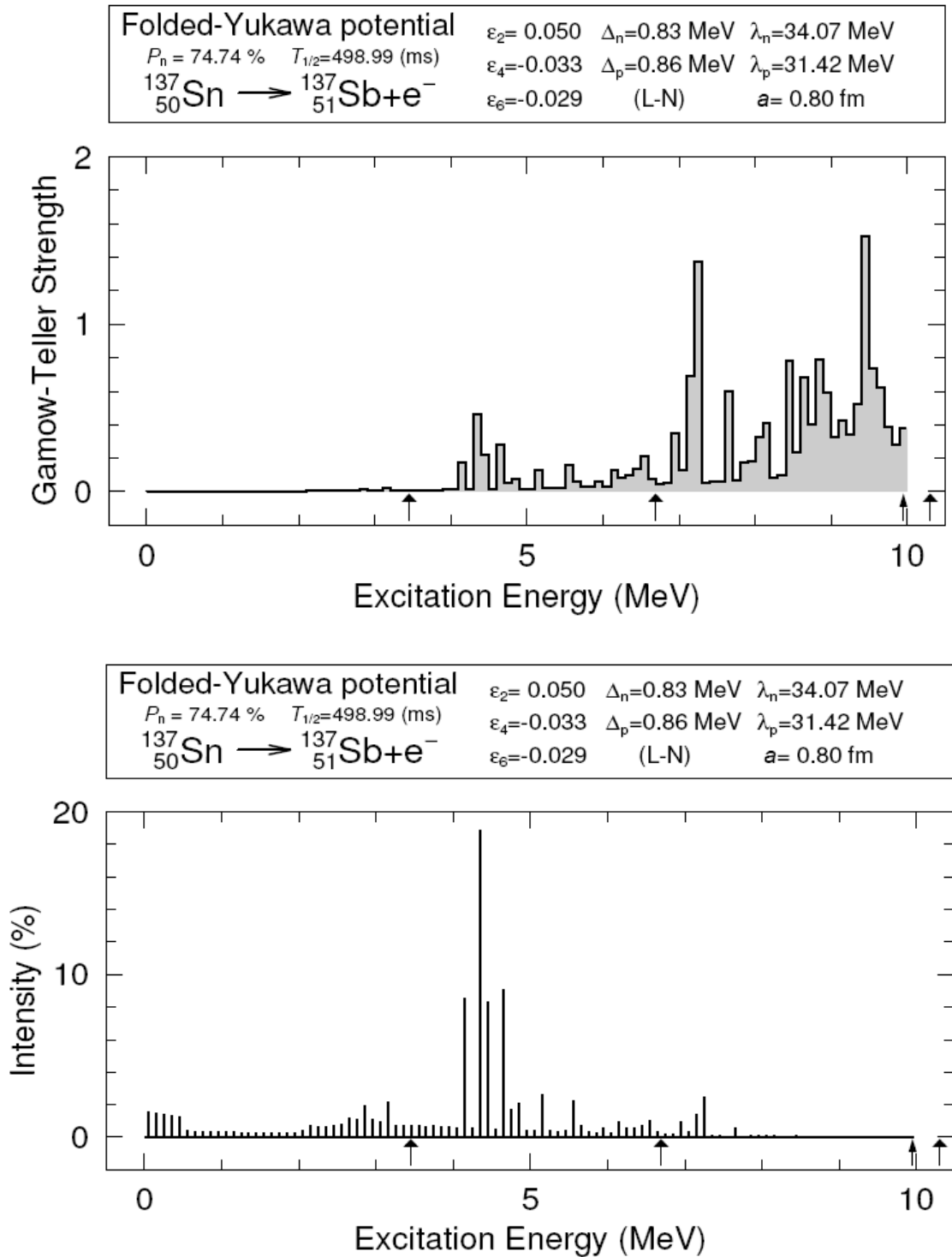


Abb. 88 QRPA-Rechnung für den  $\beta$ -Zerfall von  $^{137}\text{Sn}$  in  $^{137}\text{Sb}$ .

273,3 ( $\pm$  6,9) ms. Der von Shergur angegebene  $P_n$ -Wert konnte bestätigt werden. Der Fehler für die Halbwertszeit von  $^{137}\text{Sn}$  liegt mit 4,3% im erwarteten Rahmen.

Die Bestimmung der Halbwertszeit von  $^{138}\text{Sn}$  aus den gesammelten Daten erwies sich als schwierig. Die aus technischen Problemen von ISOLDE herrührende, die Messdaten überlagernde Schwingung machte ein direktes Auswerten der Daten unmöglich. Erst nach Glättung der Daten durch A. Hecht konnte aus den Daten eine entsprechende Halbwertszeit gewonnen werden. Trotzdem sind die Ergebnisse mit einem recht hohen Fehler behaftet. Die direkten Datenanpassungen aus den „rohen“ Daten mit der oben erwähnten Schwingung zeigen einen Fehler von rund 11%. Der, durch die Glättung der Daten verursachte, Verlust an Zählstatistik führt dann aber zu einem deutlich höheren Fehler von etwa 22%. Das trotz allem dicht beieinander lie-

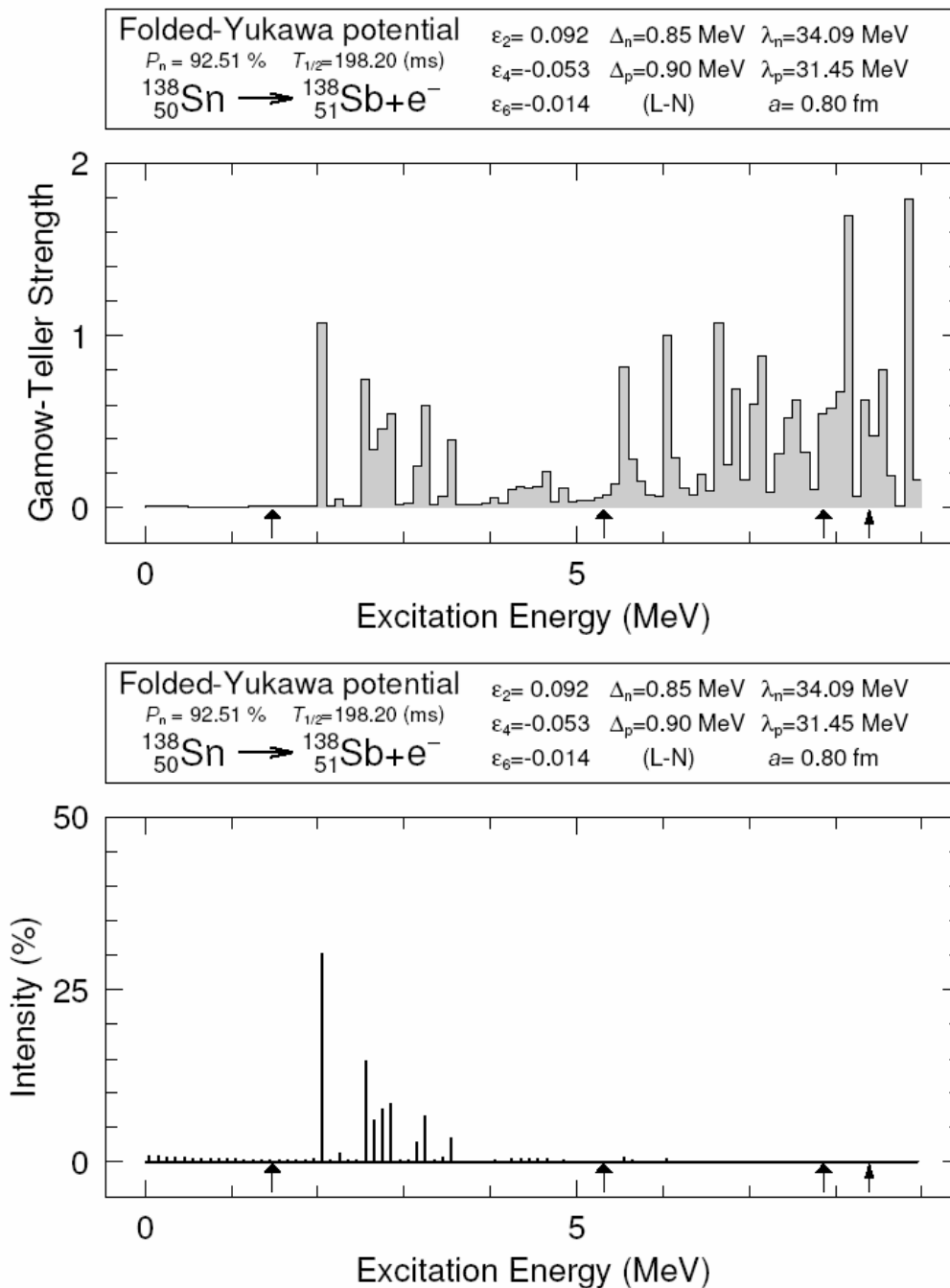


Abb. 89 QRPA-Rechnung für den  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{138}\text{Sn}$  in  $^{138}\text{Sb}$ .

gende Endergebnis von 259 bzw. 261 ms für die Halbwertszeit von  $^{138}\text{Sn}$  zeigt aber eine hohe Vertrauenswürdigkeit der Daten an.

### 5.3.3. Vergleich von Theorie mit Experiment

Der Vergleich von mit dem QRPA-Modell berechneten Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werten und den Daten aus den dazugehörigen Experimenten zeigt für gewöhnlich große Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment auf. Der Grund hierfür liegt in der Vielzahl von Variationen für die entsprechenden Kernparameter, wie zum Beispiel die Deformation des Kerns oder die Lage der einzelnen Energieniveaus für Neutronen und Protonen im Kern. Tabelle 8 gibt eine Gegenüberstellung der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Halbwertszeiten und den dazugehörigen theoretischen Berechnungen mit dem QRPA-Modell.

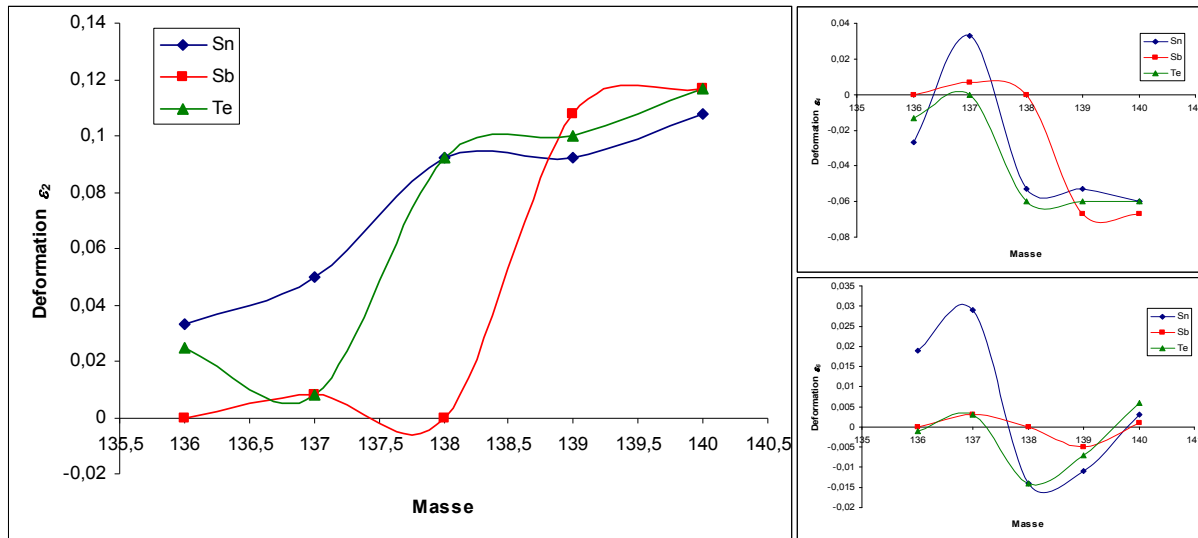
**Tabelle 8 Zusammenfassung und Vergleich der Ergebnisse mit dem QRPA-Modell**

Nuklid	Halbwertszeit [ms]		$P_n$ -Wert [%]	
	gemessen	QRPA	gemessen	QRPA
$^{137}\text{Sn}$	273,3 ± 6,9	499,0	49,5	74,7
$^{138}\text{Sn}$	261,0 ± 51,0	198,2	36,0	92,5
$^{137}\text{Sb}$	491,6 +25,7/-23,3	1340,0	--	54,6
$^{138}\text{Sb}$	350,1 +16,8/-15,8	1640,0	71,8	47,2
$^{139}\text{Sb}$	93,0 +13,0/-2,8	114,7	99,9	94,1
$^{139}\text{Te}$	1575,3 +463,4/-189,0	358,0	--	2,5

Im Bereich der  $^{132}\text{Sn}$ -Region ist vor allem die um etwa ein MeV zu hoch angesetzte  $vg_{7/2}$ -Schale für die im Allgemeinen zu langen Halbwertszeiten verantwortlich. Ein entsprechendes Herabsetzen der Gamow-Teller-Stärke führt also zu einer Vergrößerung des  $P_n$ -Wertes und einer Verkürzung der Halbwertszeit, da nun ein größerer Anteil der Gamow-Teller-Stärke unterhalb der ersten Neutronenseparationsenergie  $S_{1n}$  liegt und so die entsprechenden Kernniveaus im Tochterkern besetzt werden können.

Des Weiteren liegt in diesem Gebiet ein Phasenübergang zwischen sphärischen und deformierten Kernen vor. Man spricht von einer so genannten „*shape coexistence*“. Hierbei ist ein Kern im Grundzustand zumeist sphärisch. Es existiert allerdings ein niedrig liegender angeregter Zustand, der bereits deformiert ist. Somit kann die Kernform nicht eindeutig bestimmt werden, was die Vorhersage von Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werten in diesen Bereichen deutlich erschwert. Durch die Deformation des Kerns wird die Gamow-Teller-Stärke zwischen mehreren Niveaus im Tochterkern aufgespalten, die sich anschließend über entsprechende  $\gamma$ -Strahlung abregen können. Zu einem geringen Teil können diese Zustände auch jenseits der Neutronenseparationsenergie liegen und so der  $\gamma$ -Zerfall mit dem  $\beta$ -verzögerten Neutronenzerfall konkurrieren.

Fast allen in dieser Arbeit vorgestellten Kernen ist eine nur geringe Gamow-Teller-Stärke unterhalb der ersten Neutronenseparationsenergie  $S_{1n}$  gemeinsam. Nur bei  $^{139}\text{Te}$  zeigt die Gamow-Teller-Stärkefunktion nennenswerte Anteile unterhalb von  $S_{1n}$  (vgl. Abb. 87). Ähnlich verhält es sich auch mit den entsprechenden  $\beta$ -Intensitäten. Die stärksten  $\beta$ -Intensitäten werden, außer im Fall von  $^{139}\text{Te}$ , oberhalb der ersten Neutronenseparationsenergie vorhergesagt und sind somit kaum im Experiment zu beobachten. Selbiges gilt auch für die zweite Neutronenseparationsenergie  $S_{2n}$ . Ein experimenteller Nachweis dieser Vorhersagen des QRPA-Modells scheitert allerdings an



**Abb. 90** Entwicklung der Deformationsparameter  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon_4$  und  $\epsilon_6$  im Massenbereich von  $A = 136$  bis  $A = 140$  nach den QRPA-Rechnungen. Die Deformation der Kerne in diesem Gebiet ist im Allgemeinen recht schwach. Ein plötzliches Einsetzen der Deformation, wie es im Massenbereich von  $A \sim 100$  beobachtet wird, ist hier nicht zu sehen. Vielmehr scheint es hier einen „smooth onset of deformation“ zu geben, bei dem sich die Deformation sukzessive zu höheren Neutronenzahlen hin erhöht.

den im Allgemeinen zu niedrigen Strahlintensitäten und -qualitäten, die heute dem Anwender an den entsprechenden Einrichtungen, wie zum Beispiel der GSI oder CERN/ISOLDE, zur Verfügung stehen.

Die Modellrechnungen zeigen des Weiteren, dass die Deformation der Kerne mit steigender Neutronenzahl  $N$  zunimmt. Ein so genannter „sudden onset of deformation“, bei dem die Kernform plötzlich von einem sphärischen in einen deformierten Grundzustand übergeht, wie dies zum Beispiel in der Massenregion um  $A = 100$  der Fall ist, kann hier nicht beobachtet werden. Die Entwicklung verläuft vielmehr langsam mit steigender Neutronenanzahl zu stärkeren Deformationen hin (vgl. Abb. 90). Insgesamt kann aber gesagt werden, dass die Deformation der Nuklide in diesem Massenbereich eher klein ist. Ein weiterer Hinweis auf nur eine geringe Deformation ist auch in den großen  $P_n$ -Werten der betrachteten Kerne zu sehen. Bei stärkerer Deformation würden die Halbwertszeiten kürzer und die  $P_n$ -Werte kleiner werden, da mehr Anteile der Gamow-Teller-Stärke unterhalb der Neutronenseparationsenergie liegen würden und so die entsprechenden Niveaus in den Tochternukliden für den  $\beta$ -Zerfall nutzbar wären. Dies kann zum Beispiel für die stärker deformierten Tellurnuklide beobachtet werden. Hier werden die entsprechenden Halbwertszeiten, aufgrund der stärkeren Deformation im QRPA-Modell, zu kurz vorhergesagt. Die entsprechenden Vorhersagen für die  $P_n$ -Werte sind in der Regel zu niedrig. Umgekehrt verhält es sich für die Antimonisotope. Hier erscheinen die Kerne im QRPA als sphärisch und erlangen so eine zu lange Halbwertszeit bei einem sehr hohen  $P_n$ -Wert. Zusammen mit der ebenfalls um etwa ein MeV zu hoch angesetzten  $vg_{7/2}$ -Schale (s. o.) lässt sich so die hohe Abweichung der Modellvorhersage gegenüber dem Experiment erklären. Für die Abweichungen in den Zinnukliden scheint zunächst die zu hohe  $vg_{7/2}$ -Schale verantwortlich zu sein ( $^{137}\text{Sn}$ ). Allerdings scheint für  $^{138}\text{Sn}$  auch die Deformation des Kerns eine wichtige Rolle zu spielen. In diesem Falle werden sowohl Halbwertszeit als auch  $P_n$ -Wert zu hoch vorhergesagt. Dies spricht somit eher für eine zu geringe Deformation des Kerns im QRPA. Wird die zu hoch angesetzte  $vg_{7/2}$ -Schale zusätzlich in Betracht gezogen, so sollte dieses Nuklid bereits deutlich stärker deformiert sein.



Trotz aller oben beschriebenen Probleme des Modells zeigen die Rechnungen mit dem QRPA-Modell nur eine durchschnittliche Abweichung um etwa einen Faktor drei bis vier zu den experimentell bestimmten Werten. Dies stellt für ein globales Modell eine durchaus gute Übereinstimmung mit dem Experiment dar. Zieht man zusätzlich in Betracht, dass vollständig mikroskopische Modelle oft Abweichungen bis zu mehreren Größenordnungen gegenüber dem Experiment haben und meist nur durch ein entsprechendes „fine tuning“ brauchbare Ergebnisse liefern, so kann man mit gutem Gewissen das zwar alte, aber doch recht zuverlässige, QRPA als theoretische Referenz für Experimente in der nuklearen Astrophysik anführen.

## 5.4. Astrophysikalische Auswirkungen

Die im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Nuklide befinden sich alle in der abfallenden Flanke des  $A=130$ -Peaks der solaren Elementhäufigkeitsverteilung und somit hinter dem Ausbruch aus dem  $N=82$ -Schale. Sie liegen aber alle innerhalb des  $r$ -Prozessboulevards.

Die Kerne  $^{136}\text{Sn}$  und  $^{137,139}\text{Sb}$  sind, je nach Neutronenflussdichte, in den jeweiligen Isotopenketten *Waiting-Points*. Dabei werden mit zunehmendem Neutronenfluss immer schwerere Nuklide der Isotopenketten von Antimon, Tellur und Zinn zu *Waiting-Points*. Diese Entwicklung ist in Abb. 91 dargestellt. Es ist allerdings zu beachten, dass  $\beta^-$ -Zerfall auch bei allen anderen Kernen der Isotopenkette auftreten kann. Die komplette Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Neutronenzahl  $N$  innerhalb der entsprechenden Isotopenkette ist in Abb. 92 gezeigt.

Diese Daten aus statischen Modellrechnungen können aber nicht die zu erwartenden  $r$ -Prozeshäufigkeiten abbilden, sondern zeigen nur den Materiefluss in den einzelnen Isotopenketten. Um die Auswirkungen der neuen Daten für die  $r$ -Prozeshäufigkeiten zu untersuchen, wird ein vlldynamisches Netzwerk benötigt. Entspre-

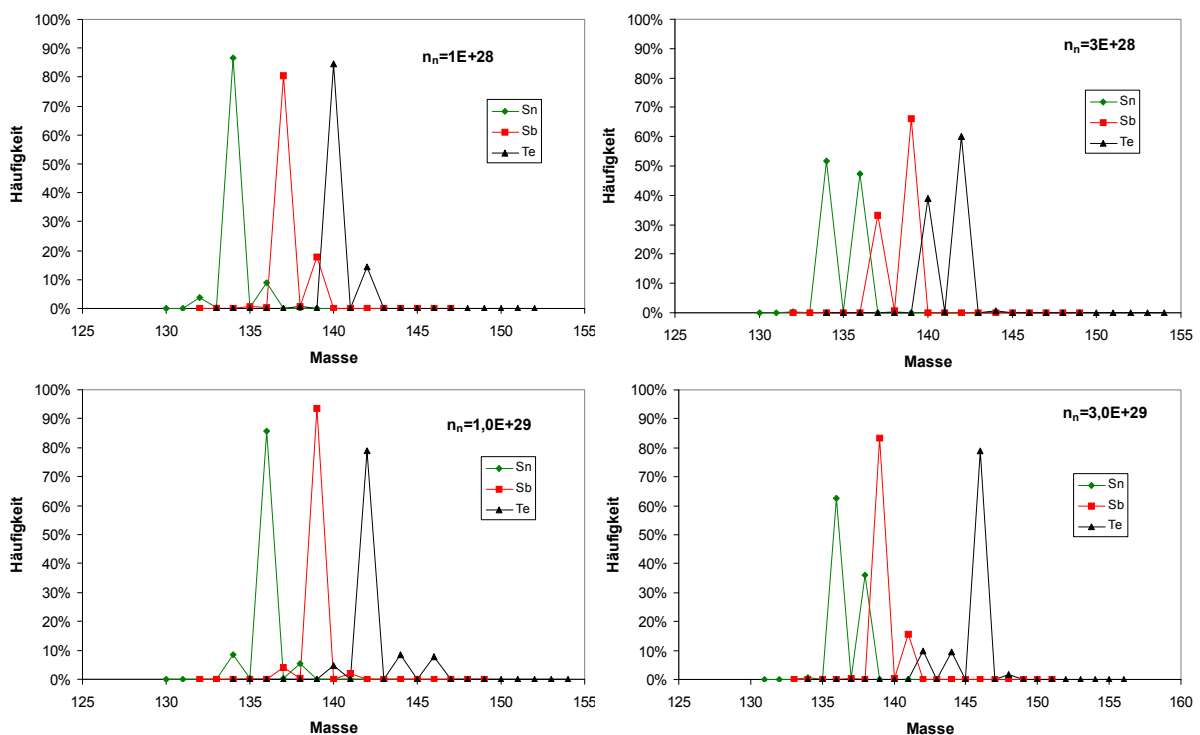
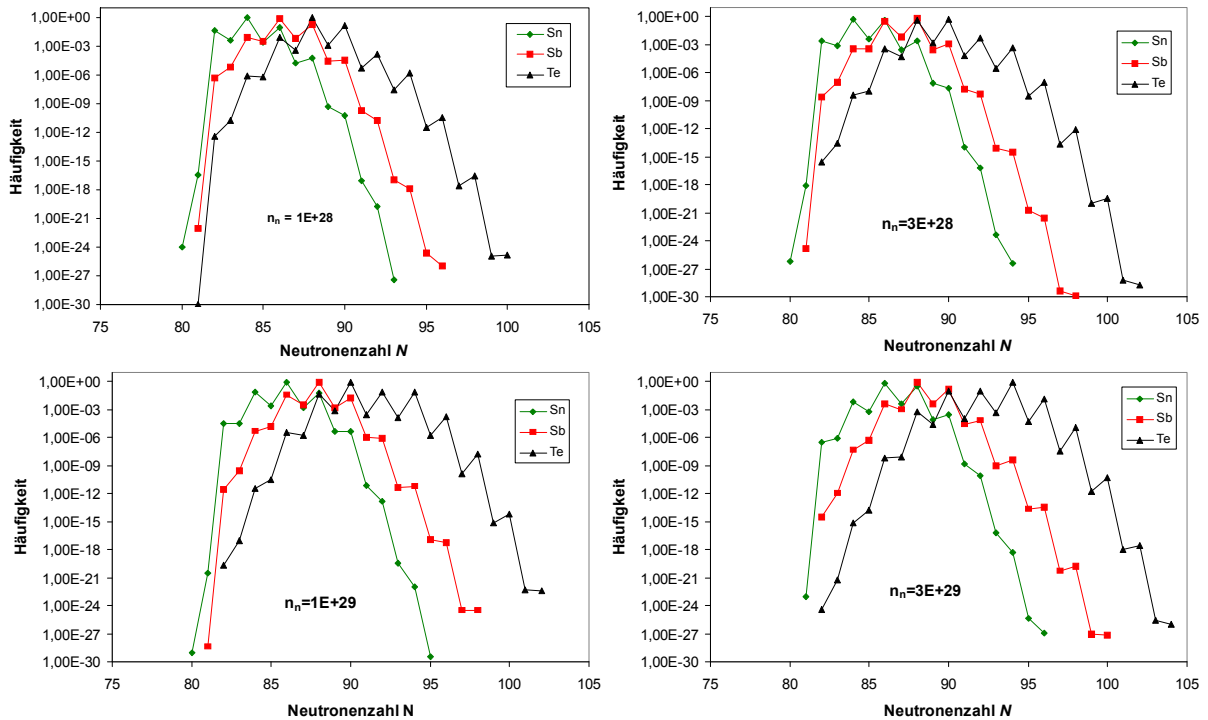


Abb. 91 Entwicklung der *Waiting-Points* bei unterschiedlichen Neutronenflüssen. Die *Freeze-Out*-Temperatur liegt bei  $T = 1,35 \cdot 10^5$  K.



**Abb. 92** Relative Häufigkeiten der neutronenreichen Nuklide in den Isotopenketten von Sn, Sb und Te bei einem *Freeze-Out* bei  $T = 1,35 \cdot 10^5$  K. Das jeweilige Maximum stellt den *Waiting-Point* der Isotopenkette dar.

chende Rechnungen wurden mit dem Netzwerk von K. Farouqi durchgeführt<sup>25</sup>. Dabei wurden das Massenmodell EFTSI-Q und die NON-SMOKER Reaktionsraten bei verschiedenen Entropien benutzt. Der Gesamteffekt auf die Häufigkeitsverteilung ist erwartungsgemäß klein, da sich zum einen über 6000 Kerne im Reaktionsnetzwerk befinden, zum anderen die theoretische Bestimmung der entsprechenden Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werte im fraglichen Massenbereich bereits zu einem Gutteil auf entsprechenden „*short range extrapolations*“ aus den Systematiken der experimentellen Werte beruhen und somit keine allzu großen Abweichungen mehr zu erwarten sind. Allerdings kann doch eine kleine Annäherung der berechneten Häufigkeiten an die entsprechenden solaren Häufigkeiten im Massenbereich  $A \sim 138$  beobachtet werden (vgl. Abb. 93).

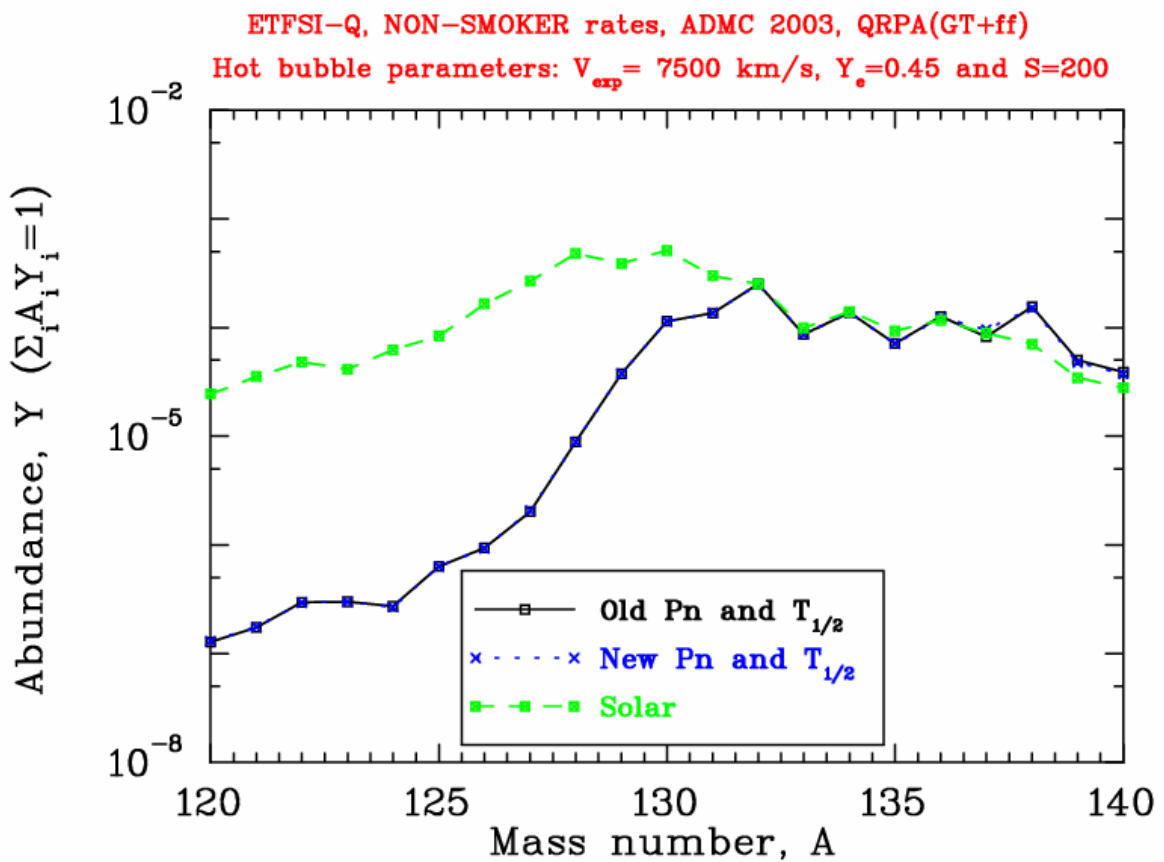
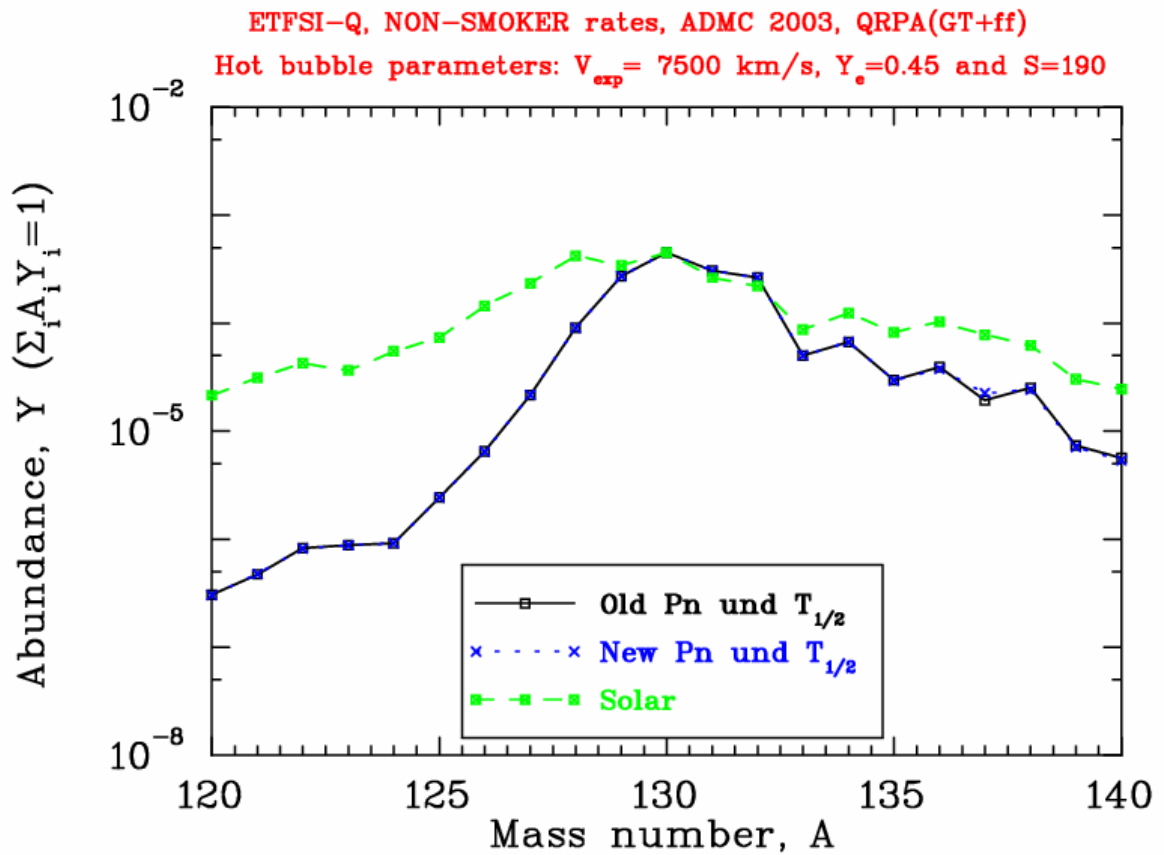


Abb. 93 Effekt der neuen Halbwertszeiten auf die theoretischen Häufigkeiten in der abfallenden Flanke des  $A \sim 130$ -Peaks im Vergleich zu den solaren Häufigkeiten bei unterschiedlichen Entropien.

## 6. Ausblick

Die vorliegende Arbeit zeigt, dass die technischen Möglichkeiten zur Messung extrem neutronenreicher Nuklide derzeit an ihre Grenzen stoßen. Die Produktionsraten und Isotopenselektivitäten, die bei CERN/ISOLDE oder vergleichbaren Einrichtungen mit Standard-UC<sub>x</sub>-Targets erreicht werden, reichen für künftige Messungen von noch exotischeren neutronenreichen Kernen nicht mehr aus.

Als ersten Ansatz für die Lösung des Problems wurde versucht, die chemische Selektivität der Ionenquelle zu verbessern. Hierbei wurden zwei Wege verfolgt: zum einen wurde die chemische Selektivität über die Oberflächenbeschaffenheit des Transferröhrchens modifiziert. Die dabei erreichten guten Strahlreinheiten lassen sich direkt auf das Rückhaltevermögen des jeweiligen Oberflächenmaterials zurückführen. Eine weitere Verbesserung der Strahlqualität lässt sich durch eine Temperaturkontrolle an der Transferline erreichen. Targets mit temperaturkontrollierter Quarztransferline stehen seit der Experimentsaison 2006 an CERN/ISOLDE zur Verfügung. Andere Oberflächenmaterialien für die Ionenquelle und die Transferline werden zur Zeit getestet. Eines der Hauptprobleme hierbei ist jedoch, dass die verwendeten Materialien den sehr hohen Temperaturen am Target (~ 2000° C) standhalten müssen. Des Weiteren steht zu beachten, dass die im Target produzierten Elemente auch untereinander chemisch reagieren können und so ein von den *Offline*-Tests abweichendes Verhalten zeigen können. Über die am Target entstehenden Verbindungen ist aber nur sehr wenig bekannt – ein für den Chemiker durchaus lohnendes Forschungsgebiet.

Zum anderen wurde versucht, ob sich die Technik der molekularen Seitenbänder, wie sie in der Massenspektroskopie verwendet wird, auch auf große Massenseparatoren übertragen lässt. Die Versuche mittels Zugabe von Schwefel am Target sowohl die Releasezeiten als auch die Strahlqualität für ausgewählte Ionen positiv zu beeinflussen, waren ein voller Erfolg. Um diesen allerdings weiterzuführen, bedarf es wiederum der Mitarbeit von Chemikern, da für jedes Element ein eigenes, praktikables molekulares Seitenband gefunden werden muss.

Für die weitere Verfeinerung der Methode der molekularen Seitenbänder sind außerdem auch technische Weiterentwicklungen erforderlich. Durch eine Massenseparation in zwei Schritten (vgl. Kap. 4.1.3 ) sind, zumindest theoretisch, praktisch reine Ionenstrahlen ohne Kontaminationen anderer Nuklide möglich. Bei dieser Methode würde in einem ersten Schritt das Molekülion massensepariert werden. Anschließend würde nach einem molekularen Aufbruch, zum Beispiel in einem *Gas-Buncher*, das Zielnuklid bei entsprechend niedrigerer Masse abgetrennt werden. Die einzigen Kontaminationen in einem so produzierten Strahl wären dann die eigenen Zerfallstochter. Mit dieser Technik wird außerdem das Problem weiterer Nuklide und Seitenbänder bei einer gegebenen Masse, die sich störend auswirken könnten, gelöst.

Eine weitere Entwicklungsmöglichkeit liegt in der direkten Ionisierung von ausgewählten Molekülen mittels Laserionisation. In den bisherigen Experimenten an ISOLDE wurde grundsätzlich eine Plasmaionenquelle ohne jede chemische Selektivität benutzt. Entgegen der unter Physikern weit verbreiteten Ansicht, in einem Plasma könnten keine Moleküle existieren, geschweige denn sich bilden, konnten während der Experimente an ISOLDE eine Vielzahl von Molekülen in einer Plasmaionenquelle ionisiert und anschließend massensepariert werden. Nur bei den wenigsten dieser Moleküle gelang jedoch eine eindeutige Identifizierung. Durch eine Kombination von Laserionisation mit molekularen Seitenbändern sollte es außerdem möglich sein, das

---

entsprechende Zielmolekül im hohen Überschuss zu ionisieren und so im Produktstrahl anzureichern. In diesem Fall kann für einen sehr reinen Strahl unter Umständen auch auf eine zweistufige Massenseparation verzichtet werden. Das dafür nötige physikalische Verständnis des Aufbaus von Molekülen und deren innere elektronische Struktur steckt aber noch weitgehend in den Kinderschuhen.

Neben der Möglichkeit durch Verbesserung der Strahlqualität direkt an der Target/Ionenquelleneinheit den Weg für neue Messungen von sehr neutronenreichen Nuklide zu bereiten, kann dies auch durch eine Optimierung der Selektivität des Detektorsystems geschehen. Für die neutronenreichen Kerne bietet sich hier eine Koinzidenzschaltung von detektierter  $\gamma$ -Strahlung mit Neutronen zur Bereinigung des  $\gamma$ -Untergrunds an. Ein solches Detektorsystem ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt und getestet worden und steht nun für zukünftige Messungen bereit.

Neben diesen technischen Applikationen existieren auch noch genügend Forschungsmöglichkeiten auf den entsprechenden astrophysikalischen und kernphysikalischen Gebieten. Die  $\gamma$ -spektroskopische Messung von Nukliden im r-Prozessboulevard zur Aufklärung von Kernstruktureffekten schafft ein weites Feld an Betätigungsmöglichkeiten. Im direkten Bezug zu dieser Arbeit steht hier die Bestätigung der Kandidaten für  $\gamma$ -Linien aus dem  $^{136}\text{Sn}$ -Zerfall aus. Ebenso sind Kernstrukturaufklärungen von  $^{131}\text{Cd}$  und  $^{130}\text{Ag}$  von besonderem Interesse. Generell sind aber alle Daten zu Nukliden im Prozessverlauf für die theoretische Beschreibung von großer Wichtigkeit.

Heutige Modelle zum r-Prozess vereinen zwar in großen Netzwerken eine Vielzahl von Reaktionskanälen und Nukliden, allerdings sind die entsprechenden Reaktionsraten und Kerndaten zumeist mit Hilfe von rein theoretischen Modellen (z. B. NON-SMOKER für die Reaktionsraten oder FRDM bzw. EFTSI-Q für die Kernmassen) gewonnen worden. Experimentelle Daten sind dagegen eher die Ausnahme. Insbesondere außerhalb der Neutronenschalenabschlüsse bei  $N = 50$  und  $N = 82$  ist die Datenlage dürftig. Für Gewöhnlich existieren, wenn überhaupt, nur experimentelle Halbwertszeiten und  $P_n$ -Werte; Daten zur Kernstruktur fehlen meist gänzlich. Dies hat zur Folge, dass eine große Anzahl von Modellversuchen für Nukleosyntheseprozesse ganz ohne experimentellen Hintergrund angelegt ist. In der Folge davon kommt es häufig zu Unstimmigkeiten von Theorie und Praxis, die meist nur schwer überwunden werden können. In diesem Kontext ist dabei vor allem die Diskussion um das so genannte Schalen-Quenching bei sehr exotischen Kernen zu nennen. Dabei kommt es bei sehr neutronenreichen Kernen zu einer Schwächung des Schalenabschlusses bei  $N = 82$ . Die einzigen Messungen zu diesem Thema wurden von der Gruppe um K.-L. Kratz im Sommer 2002 durchgeführt<sup>55,56</sup>. Somit entbehrt die Debatte häufig jeglicher experimenteller Grundlage.

Insgesamt werden experimentelle Ergebnisse in der Theorie häufig nicht beachtet, was zu einem „Hinterherhinken“ der Theorie hinter den experimentellen Entwicklungen führt. So gab es noch im Jahr 2005 Veröffentlichungen, nach denen bis dato keine Nuklide aus dem r-Prozessboulevard bekannt seien<sup>57</sup> - dem stehen die Veröffentlichungen der ersten experimentellen Messungen von r-Prozesskern von vor 20 Jahren gegenüber<sup>28,29,30</sup>. Ebenso sind die Vorhersagen von theoretischen Schalen- und Massenmodellen in den sehr exotischen Gebieten nur von begrenztem Wert, da hier die Kernstruktur mit all ihren Effekten nur unvollständig verstanden ist<sup>22</sup>. Insbesondere bei den globalen Modellen, wie zum Beispiel dem QRPA, scheint das mangelnde Verständnis der Monopolwechselwirkung der Nukleonen untereinander die Hauptursache des Problems der relativ großen Vorhersageungenauigkeit darzustellen. Ein besseres Verständnis der den Modellen zugrunde liegenden Kernphysik

könnte zumindest hier zu einer deutlichen Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit führen<sup>58</sup>.

Die Lücke zwischen Theorie und Experiment sollte für die weitere Erkenntnisgewinnung und ein besseres Verständnis der Nukleosynthese der schweren Elemente geschlossen werden. Durch eine Verbesserung der Strahlreinheit und der Strahlintensitäten ist es möglich neben Halbwertszeiten auch vermehrt Kernstrukturdaten von sehr neutronenreichen Nukliden zu sammeln. Durch konsequente Vernetzung von Theorie und Experiment können so kernphysikalische Fragestellungen umfassend behandelt und ihre Bedeutung für die verschiedenen Nukleosyntheseprozesse geklärt werden. Nur auf diese Weise ist es möglich die Anteile von astrophysikalischen und kernphysikalischen Einflüssen auf die verschiedenen Prozesswege der Nukleosynthese zu klären und so zu einem besseren Verständnis der chemischen Evolution unserer Milchstraße und der Welt die uns umgibt zu gelangen.

---

## Literaturverzeichnis

- 1 C. D. Coryell, *J. Chem. Education* **38**, No. 2 (1961) S.67ff  
 2 J. J. Halliwell, *Spektrum der Wissenschaften* **2** (1992), S.50ff  
 3 D. Clowe et al., "A direct empirical proof to the existence of dark matter", *ApJ Letters* in press (2006)  
 4 E. J. Öpik, *Proc. Roy. Irish Acad.* **A 54** (1951) 49  
 5 E. E. Salpeter, *ApJ* **115** (1952) 326  
 6 C. E. Rolfs, W. S. Rodney: „*Cauldrons in the Cosmos*“, Univ. of Chicago Press, 1988  
 7 J. Cooperstein & E. Baron, "Supernovae: The Direct Mechanism and the Equation of State", in Supernovae edited by A.G. Petschek, Springer 1990  
 8 H. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **62**, No.4, (10/1990)  
 9 M. Burbidge, G. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29** (1957) S.547ff  
 10 H. Oberhummer, „*Kerne und Sterne*“, Barth, 1993  
 11 T. Mayer-Kuckuk, „*Kernphysik*“, Teubner Studienbücher 6. Aufl. (1994)  
 12 A. C. Pappas, T. Sverdrup, *Nucl. Phys.* **188**, (1972) 48  
 13 C. L. Duke et al., *Nucl. Phys.* **A 151** (1970) 609  
 14 K.-L. Kratz und G. Hermann, *Z. Physik* **263** (1973) 435  
 15 B. Pfeiffer et al., *Progress Nucl. Energy spec.* **Issue 41** No. 1-4 (2002) 39  
 16 O. Haxel, J.H. Jensen, H.E. Suess, *Phys. Rev.* **75**, (1949) 1769  
 17 M. G. Mayer, *Phys. Rev.* **75**, (1949) 1969 m 78, (1950) 16  
 18 J. A. Halblieb & R. A. Sorensen, *Nucl. Phys.* **A 98** (1967) 542  
 19 J. Krumlinde & P. Möller, *Nucl. Phys.* **A 417** (1984) 419  
 20 P. Möller & J. Randrup, *Nucl. Phys.* **A 514** (1990) 1  
 21 P. Möller et al., *ADNDT* **59** (1995) 185  
 22 D. Lunney, J. M. Pearson, C. Thibault, *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 1021  
 23 K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann et al., *Ap. J.* **403** (1993) 216  
 24 K. Takahashi, J. Witt, H.-Th. Janka, *Astron. Astrophys.* **286** (1994) 857  
 25 K. Farouqi, „*Astrophysikalische Bedingungen für einen r-Prozess im Hoch-Entropie-Wind von Typ II Supernovae*“, Diss. Johannes-Gutenberg-Universität Mainz (2005)  
 26 A. Arcones, H.-Th. Janka & L. Schwenk, "Nucleosynthesis-relevant conditions in neutrino-driven supernova outflows", *PoS* (2006) preprint  
 27 S. E. Woosley et al., *ApJ.* **433** (1994) 229  
 28 E. Lund et al., *Phys. Scr.* **34** (1986) 614  
 29 R. L. Gill et al., *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1874  
 30 K.-L. Kratz et al., *Z. Phys.* **A 325** (1986) 489  
 31 F. K. Thielemann et al., *Nucl. Phys.* **A 570** (1994) C329  
 32 F. Käppler et al., *Rep. Prog. Phys.* **52** (1989) 945  
 33 C. Freiburghaus, „*Explosive Nucleosynthese in Supernovae und Neutronenstern-Mergern*“, Diss. Universität Basel (1999)  
 34 J. A. Nolen et al., *AIP Conf. Proc.* **473** (1998) 477  
 35 A. Muller & T. Otto, „*Activity and Contamination of the Ta Converter in Target 183*“, CERN Survey Note (2002)  
 36 V. I. Mishin, V. N. Fedoseyev, H.-J. Kluge, V.S. Letokhov, H. L. Ravn, F. Scheerer, Y. Shirakabe, S. Sundell, O. Tengblad and the ISOLDE Collaboration, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **B 73** (1993) 550  
 37 B. Pfeiffer et al., *Nucl. Phys.* **A 693** (2001) 282  
 38 E. Kugler et. al., *Nucl. Instr. Meth.* **B 70** (1992) 41  
 39 U. Tharun, „*Bedienungsanleitung zur Schrittmotorsteuerung*“, Institut für Kernchemie, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1997)  
 40 S. Schoedder, *Diplomarbeit*, TU Braunschweig (1992)  
 41 O. Arndt, *Diplomarbeit*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2003)  
 42 H. Franz, *Dissertation*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1972)  
 43 U. Tharun, „*Kurzbeschreibung und Bedienungsanleitung zum Neutron-Gamma-Koinzidenz-Modul*“, Institut für Kernchemie, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2004)  
 44 O. Kling, „*NeutronGamma Version 1.0*“, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2004)  
 45 C. Jost, *Diplomarbeit*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (2005)  
 46 D. W. Stracener, *Nucl. Instr. Meth.* **B 204** (2003) 42  
 47 R. Kirchner, *Nucl. Instr. Meth.* **B 204** (2003) 179  
 48 H. Gabelmann, *Dissertation*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz (1987)

- 49 J. Shergur et al., *Phys. Rev. C* **65** (2002) 034313.  
50 P. Santi, priv. com.  
51 National Nuclear Data Center (NNDC) Brookhaven NL, *NuDat*, **URL**: <http://www.nndc.bnl.gov/>  
52 R. B. Firestone, *WWW Table of Isotopes*, **URL**: <http://ie.lbl.gov/toi/index.asp>  
53 H. Mach et.al., *Acta Phys. Pol.* **B 38** (2007) 1213  
54 H. Schatz, priv. com.  
55 I. Dillmann, *Diplomarbeit*, Universität Mainz (2002)  
56 I. Dillmann, *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 162503  
57 H. Feldmeier & T. Neff, „Von Schalen, Clustern und Halos – moderne Aspekte der Kernstruktur“, *Phys. J.* **4** (2005) 1, S. 29  
58 P. Möller, priv. com.
-