



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6956

# **Nukleosynthese im p-Prozess: Querschnittsmessungen und Häufigkeiten**

**W. Rapp**  
Institut für Kernphysik

**März 2004**

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6956

**Nukleosynthese im p-Prozess:  
Querschnittsmessungen und Häufigkeiten**

W. Rapp

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
2004

**Impressum der Print-Ausgabe:**

**Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

# ABSTRACT

## Nucleosynthesis in the $p$ process: Cross section measurements and abundances

This work aims at the improvement of the basic nuclear physics data for describing nucleosynthesis in the astrophysical  $p$  process associated with explosive Ne/O-burning in supernovae. In this context the role of crucial  $\alpha$ -induced reactions was investigated by measuring a number of reaction cross sections in the astrophysically relevant energy range. This study includes the  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -cross section for neutron energies from 1 eV to 500 keV, the cross sections of the  $(\alpha,n)$ -reactions on  $^{92}\text{Mo}$  and  $^{94}\text{Mo}$ , as well as the  $(a,\gamma)$ -reaction on  $^{112}\text{Sn}$ , for a energies from 8 MeV to 11 MeV, respectively. The experimental results show that previous theoretical calculations were overestimating these data by more than a factor of two on average.

Based on these results, the parameters of the  $\alpha$ -nucleus-potentials could be substantially improved, providing now a consistent description of the known  $\alpha$ -induced reactions in this mass range by means of the statistical model. The influence of the remaining uncertainties of the nuclear input on the  $p$ -process abundances obtained with astrophysical models was investigated in detail by simulations of explosive Ne/O burning in type II supernovae. After constructing an extensive reaction network it could be shown that the  $p$  abundances are influenced by n-, p-, and  $\alpha$ -induced reactions reaction in a very particular way. These simulations show also that the remaining nuclear physics uncertainties are not responsible for the inherent underproduction of the  $p$  abundances in the mass range  $90 < A < 98$ , which is common to all models, but must be ascribed to different origins.

# ZUSAMMENFASSUNG

Das Ziel dieser Arbeit ist die Verbesserung kernphysikalischen Grundlage zur Beschreibung der Nukleosynthese im astrophysikalischen  $p$ -Prozess, der beim explosiven Ne/O-Brennen in Supernovae abläuft. In diesem Zusammenhang war die Untersuchung der besonders kritischen,  $\alpha$ -induzierten Reaktionen von Interesse. Entsprechend wurde der  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ - Querschnitt für Projektilenergien von 1 eV bis 500 keV und die Querschnitte der  $(\alpha,n)$ -Reaktionen an  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{94}\text{Mo}$ , sowie der  $(\alpha,\gamma)$ -Reaktion an  $^{112}\text{Sn}$ , jeweils von 8 MeV bis 11 MeV, vermessen. Die experimentellen Resultate zeigen, dass diese Querschnitte durch die theoretischen Modelle im Mittel um mehr als einen Faktor zwei überschätzt wurden.

Mit Hilfe der vorliegenden Messergebnisse war es möglich, die entscheidenden Parameter des  $\alpha$ -Kern-Potentials so weit zu verbessern, dass die Querschnitte der bekannten  $\alpha$ -induzierten Reaktionen in diesem Massenbereich mit Hilfe des statistischen Modells jetzt konsistent beschrieben werden können. Der Einfluss der Unsicherheiten dieser kernphysikalischen Daten auf die im  $p$ -Prozess gebildeten Häufigkeiten wurde in detaillierten Simulationen der Ne/O Zone in Typ II Supernovae untersucht. Nach Aufbau eines umfangreichen Reaktionsnetzwerks konnte gezeigt werden, dass die  $p$ -Häufigkeiten in spezifischer Weise von den verschiedenen Reaktionstypen abhängen. Aus diesen Simulationsrechnungen geht klar hervor, dass die - allen Modellen gemeinsame - inhärente Unterproduktion der  $p$ -Häufigkeiten im Bereich  $90 < A < 98$  nicht durch die verbleibenden Unsicherheiten der Reaktionsraten bedingt ist, sondern auf andere Ursachen zurückgeführt werden muss.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
<b>1 Einleitung</b> .....	<b>1</b>
1.1 Überblick über die Nukleosynthese .....	1
1.2 Der p-Prozess .....	3
1.2.1 Ein Rückblick auf die Geschichte des p-Prozesses .....	4
1.2.2 Szenarien für den p-Prozess .....	5
1.3 Aufgabenstellung .....	7
1.4 Grundbegriffe der Nuklearen Astrophysik .....	8
1.4.1 Reaktionsraten .....	8
1.4.2 Das Gamov-Fenster .....	11
1.4.3 Theoretische Wirkungsquerschnitte .....	13
<b>2 Der <math>^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}</math>-Querschnitt</b> .....	<b>17</b>
2.1 Motivation für die Messung von $(n,\alpha)$ -Reaktionen .....	17
2.2 Die $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ -Reaktion .....	18
2.3 Versuchsaufbau und Messprinzip .....	19
2.4 Die kompensierte Ionisationskammer .....	19
2.5 Zeitlicher Ablauf der Messungen .....	20
2.6 Auswertung der Daten .....	21
2.7 Ergebnisse .....	26
<b>3 Aktivierungsexperimente</b> .....	<b>29</b>
3.1 Probenherstellung .....	29
3.1.1 Die Mo-Proben .....	30
3.1.2 Die Sn-Proben .....	31
3.2 Probenanalysen .....	33
3.2.1 Rutherford-Rückstremessungen .....	33
3.2.2 Röntgenfluoreszenzanalysen .....	35
3.3 Messungen am Van de Graaff Beschleuniger und am Zyklotron .....	37
3.4 Datenaufnahme und Ergebnisse .....	38
3.4.1 $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)^{95}\text{Ru}$ .....	41
3.4.2 $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)^{97}\text{Ru}$ .....	42
3.4.3 Vergleich der Mo-Querschnitte mit theoretischen Vorhersagen .....	42
3.4.4 $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$ .....	44
3.4.5 $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ .....	46

	Seite
<b>4 Das optische <math>\alpha</math>-Kern-Potential</b> .....	<b>49</b>
4.1 Optimierung der Wood-Saxon Parameter .....	50
4.2 Rechnung mit dem optimierten Potential .....	51
<b>5 Reaktionsnetzwerk und p-Prozess-Analysen</b> .....	<b>53</b>
5.1 Eingabeparameter für das Netzwerk .....	54
5.1.1 Saathäufigkeit .....	54
5.1.2 Temperatur- und Dichteprofile .....	55
5.1.3 Reaktionsraten .....	56
5.1.4 Massenschnitt (mass cut) .....	56
5.2 Überproduktionsfaktoren .....	56
5.3 Zeitlich integrierter Reaktionsfluss .....	59
5.4 Einfluss der Reaktionsraten auf die p-Häufigkeiten .....	62
5.5 Suche nach wichtigen Einzelraten .....	64
5.6 Variation der Saathäufigkeit .....	68
5.7 Einfluss der optischen Kern-Potentiale .....	69
<b>6 Zusammenfassung</b> .....	<b>71</b>
Anhang: .....	73
I) Datenaufnahmeelektronik .....	73
II) Auswerteformel .....	76
III) Resonanzen im $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Querschnitt .....	77
IV) Charakterisierung der verwendeten Probe und Tabelle der Wirkungsquerschnitte .....	79
V) Vergleich von SMOKER- und NON-SMOKER-Daten .....	81
VI) Geänderte Raten .....	82
Literaturverzeichnis .....	83

# Abbildungsverzeichnis

<b>Abb. 1.1:</b> Die Synthese der schweren Elemente durch Neutroneneinfang im s- und r- Prozess. Die Reaktionspfade für den s- und r- Prozess laufen an den protonenreichen p-Kernen vorbei [Köp96]. Kerne, die ausschließlich über s-, r- und p-Prozesse gebildet werden, sind mit dem jeweiligen Buchstaben (s, r, p) gekennzeichnet. ....	2
<b>Abb. 1.2:</b> Zusammenstellung der Häufigkeiten von reinen s- (ausgefüllte Kreise), r- (Quadrate) und p-Kernen (offene Kreise) [AnG89]. Die p-Kerne weisen im Allgemeinen 100 bis 1000 mal kleinere Häufigkeiten auf als die s- und r- Kerne im selben Massenbereich. Eine einzige Ausnahme bilden die Mo- und Ru-Isotope um $A \approx 90$ . ....	3
<b>Abb. 1.3 :</b> Das Verhältnis der Photodesintegrationsrate zum direkten Protonen- bzw. $\alpha$ -Einfang als Funktion des Q-Werts, gültig im Massenbereich $A=90$ bis $A=120$ . Dreiecke zeigen das Verhalten bei Temperaturen von $T_9=2,4$ und Kreise bei Temperaturen von $T_9=3,2$ . Die Dominanz der Photodesintegration bei $T_9=2,4$ erfolgt ausschließlich auf Grund der geringeren Teilchendichte bei niederen Temperaturen. ....	10
<b>Abb. 1.3:</b> Das Verhältnis der Photodesintegrationsrate zum direkten Protonen bzw. $\alpha$ -Einfang als Funktion des Q-Wert, gültig im Massenbereich $A=90$ bis $A=120$ . Dreiecke zeigen das Verhalten bei Temperaturen von $T_9=2,4$ und Kreise bei Temperaturen von $T_9=3,2$ . Die Dominanz der Photodesintegration bei $T_9=2,4$ erfolgt ausschließlich auf Grund der geringeren Teilchendichte bei niederen Temperaturen. ....	11
<b>Abb. 1.5:</b> Das Gamov-Fenster der stellaren $(\alpha, \gamma)$ -Reaktion am $^{112}\text{Sn}$ bei Temperaturen von $T_9=3$ ( $\nabla$ ) und $T_9=2$ ( $\bullet$ ) in linearer und logarithmischer Auftragung. Man erkennt, dass die Reaktionsraten sehr empfindlich auf Temperaturschwankungen reagieren. So unterscheiden sich für $\alpha$ -induzierte Reaktionen die Raten bei $T_9=3$ und $T_9=2$ um mehr als 6 Größenordnungen. ....	12
<b>Abb. 1.6:</b> Das Gamov-Fenster der Reaktion $^{92}\text{Zr}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Mo}$ (links) und der $(\alpha, n)$ -Reaktionen am $^{94}\text{Mo}$ ( $\bullet$ ) und $^{92}\text{Mo}$ ( $\square$ ), die durch eine ausgeprägte Schwelle gekennzeichnet sind (rechts). Alle Kurven beziehen sich auf eine Temperatur von $T_9=2$ . ....	12
<b>Abb. 2.1:</b> Die erwarteten Übergänge in der $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ Reaktion. ....	18
<b>Abb. 2.2:</b> Bauprinzip der verwendeten kompensierten Ionisationskammer. ....	19
<b>Abb. 2.4:</b> Berechnete Pulshöhe in der Ionisationskammer in Abhängigkeit der kinetischen Energie der emittierten $\alpha$ -Teilchen mit Startenergien $E_{\alpha 1}=6,123$ MeV (Quadrate), und $E_{\alpha 2}=5,227$ MeV (Dreiecke). ....	23
<b>Abb. 2.5:</b> Pulshöhenspektrum der Ionisationskammer (Messreihe 40 bis 52, Sektion 2) im Neutronenenergiebereich von 80 bis 200 keV. Die Schwelle bei $E=2$ MeV ist durch die senkrechte Linie gekennzeichnet. ....	25
<b>Abb. 2.6:</b> Experimentell gewonnene Daten (Punkte mit Fehlerbalken) im Vergleich zu den Daten von NON-SMOKER (durchgezogene Linie) bzw. NON-SMOKER/2.25 (gestrichelte Linie). Die Werte von Holmes et. al sind durch offene Quadrate eingezeichnet. ....	26
<b>Abb. 2.7:</b> Wirkungsquerschnittsdaten im Energiebereich von 1 eV bis 2,2 keV für $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ (Punkte mit Fehlerbalken) und die entsprechenden R-Matrix-Anpassung [RKK03] (durchgezogene Linie). ....	27
<b>Abb. 2.8:</b> Quotient der Vorhersagen von Reaktionsraten des NON-SMOKER Codes [NON02] mit dem älteren Modell von Holmes et al. [HWW76] ....	28
<b>Abb. 3.1:</b> Spezifischer Energieverlust der verwendeten Probenmaterialien (durchgezogene Linie: Mo mit 33% O, gestrichelte Linie: metallisches Sn, gepunktete Linie: $\text{SnCl}_2$ ). ....	30
<b>Abb. 3.2:</b> Rückstreuungsspektrum einer dünnen Goldschicht auf einem Kohlenstoffsubstrat zur Eichung der RBS Analyse. ....	34
<b>Abb. 3.3:</b> RBS-Spektrum von Mo-Proben auf Kohlenstoff. Ein Sauerstoffanteil von 33 Atomprozent ist im aufgenommenen Spektrum deutlich zu erkennen. ....	34
<b>Abb. 3.4:</b> Die Kalibrierung der Röntgenfluoreszenzanlage mit Eichproben und die resultierenden Regressionsgeraden für Mo (oben) und für Sn (unten). ....	36
<b>Abb. 3.5:</b> Schematischer Aufbau der Aktivierungskammer. ....	37
<b>Abb. 3.6:</b> Gammaspektren zur Untersuchung der $\alpha$ -induzierten Reaktionen. <b>Oben links:</b> Spektrum nach Aktivierung einer natürlichen Mo-Probe bei $E_{\alpha}=9,1$ MeV. <b>Oben rechts:</b> Das $\gamma$ -Spektrum an der Schwelle der $^{94}\text{Mo}(\alpha, n)$ -Reaktion bei $E_{\alpha}=8,2$ MeV. Die Linie aus den Zerfall von $^{97}\text{Ru}$ bei 215,7 keV ist deutlich sichtbar. <b>Unten links:</b> Die $^{116}\text{Te}$ -Aktivität aus der $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)$ -Reaktion zeigt die $\gamma$ -Linie sowie die zur Korrektur dieser $\gamma$ -Linie benutzten $^{67}\text{Ga}$ Ereignisse. <b>Unten rechts:</b> Die induzierte $\gamma$ -Aktivität nach Bestrahlung eines leeren Ta-Backings. ....	40
<b>Abb. 3.7:</b> Der Zerfall von $^{95}\text{Ru}$ in die angeregten Zustände des $^{95}\text{Tc}$ . Niveaus, die mit weniger als 4% Wahrscheinlichkeit bevölkert werden, sind nicht dargestellt. Die zur Auswertung benutzten $\gamma$ -Übergänge sind hervorgehoben. ....	41
<b>Abb. 3.8:</b> Der Zerfall von $^{97}\text{Ru}$ in die angeregten Zustände des $^{97}\text{Tc}$ . Niveaus, die mit weniger als 1% Wahrscheinlichkeit besetzt werden, sind nicht dargestellt. Die zur Auswertung benutzten $\gamma$ -Übergänge sind hervorgehoben. ....	42



<b>Abb. 3.9:</b> Vergleich der gemessenen Querschnitte der $\alpha$ -induzierten Reaktionen am Mo (Datenpunkte mit Fehlerbalken) mit theoretischen Vorhersagen des NON-SMOKER Codes unter Verwendung unterschiedlicher $\alpha$ -Kern-Potentiale. Oben: Die $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)^{95}\text{Ru}$ -Reaktion, unten die $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)^{97}\text{Ru}$ -Reaktion. Die Bedeutung der verschiedenen Vorhersagen wird im Text erläutert. . . . .	43
<b>Abb. 3.10:</b> Zerfallsdiagramm von $^{116}\text{Te}$ . Die angeregten Zustände des $^{116}\text{Sb}$ werden über Elektroneneinfang bevölkert. Der stärkste $\gamma$ -Übergang vom ersten angeregten Niveau wurde für die Auswertung benutzt . . . . .	44
<b>Abb. 3.11:</b> Der experimentelle Wirkungsquerschnitt der $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$ -Reaktion (Symbole) im Vergleich zu theoretisch vorhergesagten Werten, die mit dem NON-SMOKER Code und unterschiedlichen $\alpha$ -Kern-Potentiale berechnet wurden (siehe nähere Erläuterung im Text). . . . .	45
<b>Abb. 3.12:</b> Die induzierte $^{117}\text{Sb}$ -Aktivität nach Aktivierung einer angereicherten $^{116}\text{Sn}$ -Probe bei $E_p = 3,5$ MeV. Die Auswertung stützt sich auf die $\gamma$ -Linie bei 159 keV. Summationslinien auf Grund von Kaskadenübergängen und 511 keV $\gamma$ -Quanten sind vernachlässigbar. . . . .	46
<b>Abb. 3.13:</b> Wirkungsquerschnitt (oben) und S-Faktor (unten) der $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ Reaktion aufgetragen über der Reaktionsenergie im Schwerpunktsystem. Experimentelle Werte sind mit Fehlerbalken angegeben. Die Ergebnisse einer früheren Messung sind als offene Dreiecke eingezeichnet. Die theoretischen Vorhersagen des NON-SMOKER Codes sind als durchgezogene Linie dargestellt. Für nähere Erläuterungen siehe Text. . . . .	47
<b>Abb. 4.1:</b> Vergleich der experimentellen Daten (Symbole mit Fehlerbalken) mit den auf der Basis des optimierten Potentials mit Hilfe des SMOKER-Codes berechneten Querschnittsverläufe (durchgezogene Linie). . . . .	51
<b>Abb. 4.2:</b> Die unabhängig von dieser Arbeit gemessene Querschnitte (Symbole mit Fehlerbalken) werden mit dem neuen $\alpha$ -Potential ebenfalls gut beschrieben [Rau03]. . . . .	51
<b>Abb. 5.1:</b> Die verwendeten Anfangshäufigkeiten entsprechen den s-Häufigkeiten des Supernova-Vorläufers. . . . .	55
<b>Abb. 5.2:</b> Temperatur- und Dichteprofile für 10 verschiedene p-Prozess-Zonen beim explosiven Brennen in der Ne/O-Schicht. . . . .	55
<b>Abb. 5.3:</b> Normierte Überproduktionsfaktoren des p-Prozess-Models mit den unverändert übernommenen NON-SMOKER Raten [NON02]. . . . .	57
<b>Abb. 5.4:</b> Die Abbildungen zeigen den Reaktionsfluss in der Zone, in der eine maximale Temperatur von $T_9=3.1$ erreicht wird. Wegen der unterschiedlichen Stärken des integrierten Reaktionsflusses wurde die Abbildung in drei Massenbereiche aufgeteilt. Die jeweils angegebene Stärke des Reaktionsflusses bezieht sich auf die Stärke der $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$ -Reaktion. . . . .	60
<b>Abb. 5.5:</b> Die Abbildungen zeigen den Reaktionsfluss in der Zone, in der eine maximale Temperatur von $T_9=2.3$ erreicht wird. Die jeweils angegebene Stärke des Reaktionsflusses bezieht sich auf die Stärke der $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$ -Reaktion. . . . .	61
<b>Abb. 5.6:</b> Die Veränderung von Überproduktionsfaktoren nach Variation der Reaktionsraten um einen Faktor 3 nach oben (Kreuze) und unten (Quadrate). Die Abbildung bezieht sich auf Variationen der n-induzierten Raten (i), der p-induzierten Raten (ii) und der $\alpha$ -induzierten Raten (iii). . . . .	63
<b>Abb. 5.7:</b> Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren, die sich durch Veränderung der Photo-desintegrationsraten der p-Kerne (Kreuze), bzw. aller Kerne (Quadrate) ergeben. (Rechts: Raten mit einem Faktor 3 multipliziert (rx3). Links: Raten mit einem Faktor 3 dividiert (rx0,3).) Die $(\gamma,n)$ -Raten der p-Kerne haben offensichtlich wenig Einfluss auf die Endhäufigkeiten. . . . .	64
<b>Abb. 5.8:</b> Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren $\langle F_i \rangle_{rx3} / \langle F_i \rangle$ und $\langle F_i \rangle_{rx0,3} / \langle F_i \rangle$ mit einzeln veränderten (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,p)-Raten (Reaktionen c, Kreuze) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,p)-Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.) . . . . .	66
<b>Abb. 5.9:</b> Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren $\langle F_i \rangle_{rx3} / \langle F_i \rangle$ und $\langle F_i \rangle_{rx0,3} / \langle F_i \rangle$ mit einzeln veränderten (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,p)-Raten (Reaktionen d, Kreuze) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,p)-Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.) . . . . .	66
<b>Abb. 5.10:</b> Die Verhältnisse von Überproduktionsfaktoren $\langle F_i \rangle_{rx3} / \langle F_i \rangle$ und $\langle F_i \rangle_{rx0,3} / \langle F_i \rangle$ mit veränderten (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,p)-Raten für $A > 112$ (Kreuze) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,p)-Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.) . . . . .	66
<b>Abb. 5.11:</b> Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren $\langle F_i \rangle_{rx3} / \langle F_i \rangle$ und $\langle F_i \rangle_{rx0,3} / \langle F_i \rangle$ mit einzeln veränderten ( $\alpha,\gamma$ )- und ( $\gamma,\alpha$ )-Raten (Kreuze) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller ( $\alpha,\gamma$ )- und ( $\gamma,\alpha$ )-Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Oben: Raten geändert entsprechend Anhang e2. Unten: Ratenänderung entsprechend Anhang e1. Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.) . . . . .	67
<b>Abb. 5.12:</b> Variation der Anfangshäufigkeiten im p-Prozess (*3 Quadrate) (/3 Kreuze). Links: Variation der Saat im Massebereich $A = 70 - 90$ (schwacher s-Prozess im Vorläuferstern). Rechts: Variation der Saat im Bereich $185 < A < 200$ zum Test des s- und r-Prozess-Anteiles der Saat bei der Bildung des Vorläufersternes mit eigener Saat (siehe Text). . . . .	69

<b>Abb. 5.13:</b> Verhältnisse von Überproduktionsfaktoren der p-Kerne, die sich durch Verwendung von unterschiedlichen optischen Kernpotentials ergeben. Links: Veränderung des $\alpha$ -Kern-Potentials. Rechts: Veränderung des Neutronen-Potentials. Nähere Beschreibung siehe Text. . . . .	69
<b>Abb. I.A:</b> Datenaufnahmeelektronik der kompensierten Ionisationskammer. . . . .	75
<b>Abb. V.1:</b> Die $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Reaktion (Quadrate) und die $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Reaktion (Dreiecke) . . . . .	81
<b>Abb. V.2:</b> Die $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)$ -Reaktion. . . . .	81
<b>Abb. V.3:</b> Die $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Reaktion. . . . .	81

## Tabellenverzeichnis

<b>Tabelle 1.1:</b> Gamov-Fenster bei p-Prozess-Temperaturen . . . . .	12
<b>Tabelle 2.1:</b> Die Tunnelungswahrscheinlichkeit von $\alpha$ -Teilchen durch das Kernpotential von $^{96}\text{Mo}$ , berechnet mit dem Programm PENETRABILITY. . . . .	18
<b>Tabelle 2.2:</b> Zusammenstellung der Gaseigenschaften sowie der Betriebsspannungen in der Kammer . . . . .	20
<b>Tabelle 2.3:</b> Verwendete Proben und Messzeiten der einzelnen Messreihen. . . . .	21
<b>Tabelle 2.4:</b> Experimentelle Unsicherheiten. . . . .	25
<b>Tabelle 2.5:</b> Wirkungsquerschnitt der $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Reaktion in Abhängigkeit von der Energie. . . . .	27
<b>Tabelle 3.1:</b> Optimierte Prozessparameter beim Sputtern . . . . .	31
<b>Tabelle 3.2:</b> Zusammenstellung der Fehler bei der Bestimmung der Probenmassen mittels Röntgenfluoreszenzanalyse. . . . .	35
<b>Tabelle 4.1:</b> Potential-Parameter und $\chi^2$ -Test aufgeschlüsselt nach Reaktionen. Oben: $\alpha$ -Potential-Parameter von McFadden und Satchler. Unten: Optimierte $\alpha$ -Potential-Parameter auf Grund der neuen experimentellen Daten. . . . .	50
<b>Tabelle 4.2:</b> Optimierte Radius-Parameter und $\chi$ -Quadrat-Werte. . . . .	52
<b>Tabelle 5.1:</b> Masse innerhalb der betrachteten Schichten, sowie die jeweilig maximal erreichte Temperatur und Dichte. . . . .	57
<b>Tabelle 5.2:</b> Überproduktionsfaktoren aufgeschlüsselt nach den berechneten p-Prozess-Zonen, bzw. in Abhängigkeit von den gemittelten maximalen Temperaturen. Der durchschnittliche Überproduktionsfaktor $F_0$ aller p-Kerne ist 114. . . . .	58
<b>Tabelle III.1:</b> Resonanzparameter für Neutronenenergien $E_n < 1150$ eV. . . . .	77
<b>Tabelle III.2:</b> Resonanzparameter für Neutronenenergien von $1,15 \text{ keV} < E_n < 2,2 \text{ keV}$ . . . . .	78
<b>Tabelle IV.1:</b> Verwendete Proben und gemessene $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Querschnitte. . . . .	79
<b>Tabelle IV.2:</b> Verwendete Proben und gemessene $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Querschnitte. . . . .	79
<b>Tabelle IV.3:</b> Verwendete Proben und gemessene $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)$ -Querschnitte. . . . .	79
<b>Tabelle IV.4:</b> Verwendete Proben und gemessene $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)$ -Querschnitte. . . . .	80
<b>Tabelle IV.5:</b> Verwendete Proben und gemessene $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Querschnitte. . . . .	80

# Kapitel 1

## Einleitung

Mit der Identifizierung von Elementen und Molekülen an Hand ihrer Spektrallinien haben Bunsen und Kirchhoff 1859 die Spektralanalyse begründet und mit dieser Entwicklung die Beobachtung der Chemie des Universums in Gang gesetzt, da mit dieser Methode die Zusammensetzung auch weit entfernter Objekte bestimmt werden kann. Das Arbeitsgebiet der Nuklearen Astrophysik untersucht die Prozesse, die zur Entstehung der so beobachteten Elemente und ihrer Häufigkeiten beitragen.

### 1.1 Überblick über die Nukleosynthese

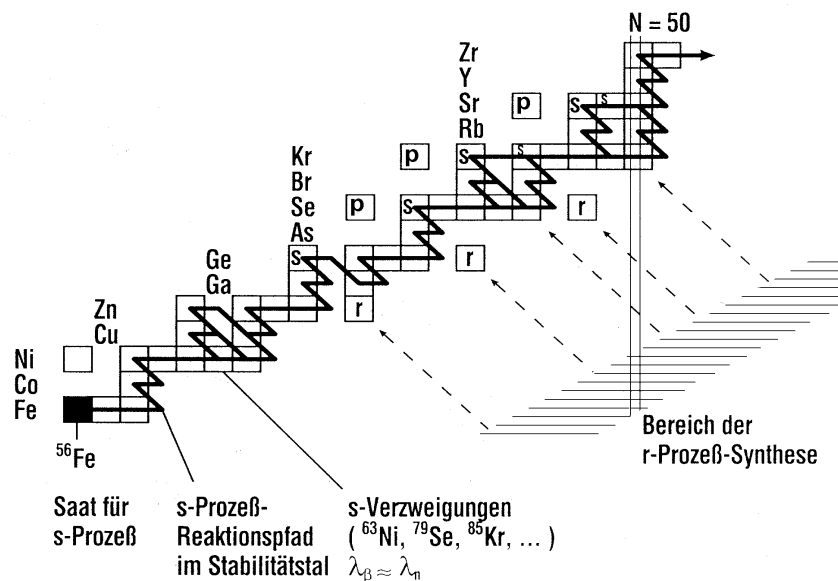
Kurz nach dem Urknall, in der primordialen Nukleosynthese, entstanden Wasserstoff (H, D) und Helium ( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ), die zusammen ungefähr 98% der im Universum vorkommenden Häufigkeiten ausmachen. Außerdem wurden Spuren von Lithium ( $^7\text{Li}$ ) produziert, bevor der Synthesepfad auf Grund von fehlenden stabilen Isotopen bei der Massenzahl  $A = 8$  abbrach. Betrachtet man die Bindungsenergie pro Nukleon, so steigt sie mit zunehmender Massenzahl bis zum Eisen ( $^{56}\text{Fe}$ ) an. Aus diesem Grund sind Fusionsreaktionen zwischen leichten Kernen exotherm, so dass Sterne durch Fusionsprozesse in ihrem Zentrum thermische Energie gewinnen und durch den damit verbundenen Strahlungsdruck die Wirkung der Gravitation kompensieren können.

Die Fusionsprozesse beginnen mit der Verschmelzung von Wasserstoff zu Helium. Nach Erschöpfung des Brennstoffes liefert, je nach Sternmasse, die Fusion von immer schwereren Elementen die benötigte Energie zur Aufrechterhaltung des hydrostatischen Gleichgewichts. Die nächsten Brennphasen sind das Heliumbrennen, gefolgt vom Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff-, bis zum Siliziumbrennen, das die Elemente bis zum Eisen bildet. Die produzierten Häufigkeiten nehmen dabei wegen der steigender Coulombbarriere exponentiell ab. Eine Ausnahme bilden die seltenen stabilen Isotope  $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ , und  $^{11}\text{B}$ , die bei den Fusionsprozessen übersprungen werden. Ihre Entstehung lässt sich durch Spallationsreaktionen der Höhenstrahlung erklären. Elemente mit Massenzahlen  $A > 56$  werden als schwere Elemente bezeichnet, die wegen der zunehmenden Coulombabstoßung und der abnehmenden Bindungsenergie pro Nukleon nicht durch Fusion geladener Teilchen erzeugt werden können. Im Hinblick auf die vergleichsweise geringe Änderung der Häufigkeitsverteilung mit zunehmender Masse war es plausibel, die Bildung der schweren Elemente weitgehend auf Neutronenreaktionen zurückzuführen. Ein deutlicher Hinweis auf diesen Mechanismus sind die Häufigkeitsmaxima für Kerne mit abgeschlossenen

Neutronenschalen. Auf Grund einer detaillierten Diskussion der Häufigkeitsverteilung schlugen Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [B<sup>2</sup>FH57], sowie Cameron [Cam57] vor, dass die Nukleosynthese der schweren Elemente nahezu vollständig in zwei Prozessen stattgefunden hat, die durch sukzessive Neutroneneinfänge und anschließende  $\beta$ -Zerfälle charakterisiert werden können, sich aber in den betreffenden Zeitskalen unterscheiden.

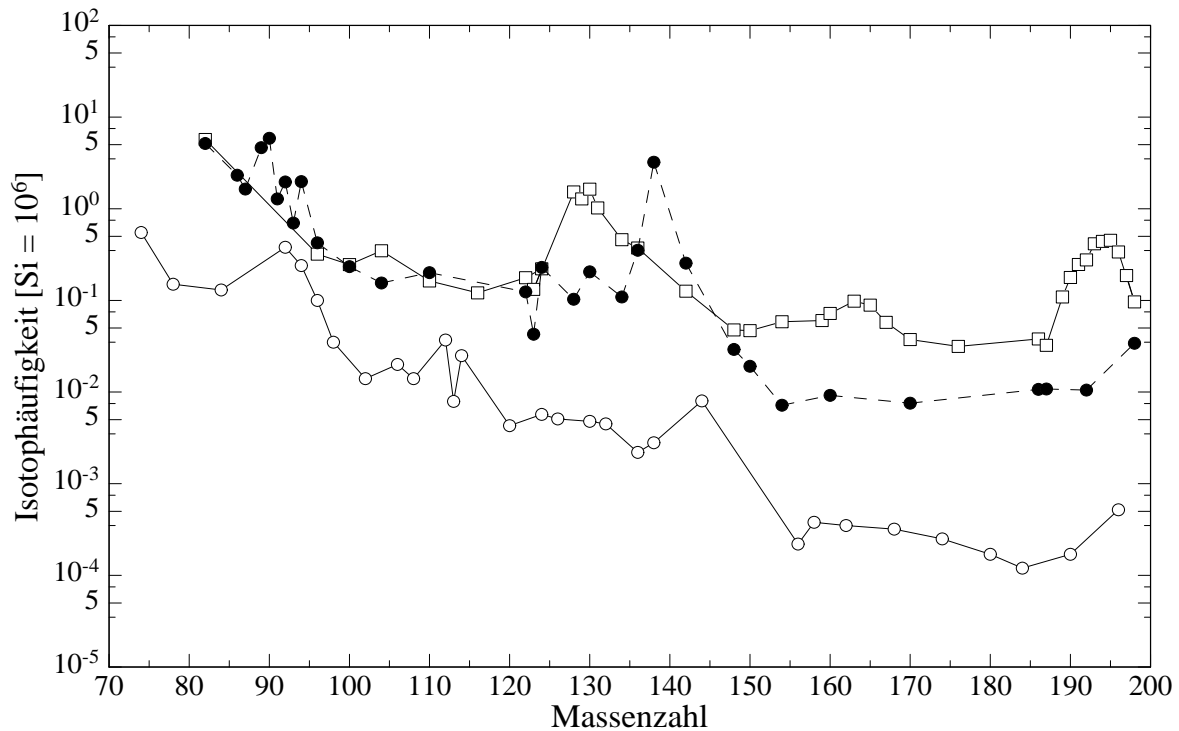
- (1) Der **s-Prozess** (s= slow neutron capture) findet beim He-Brennen in den Spätstadien von Roten Riesen (AGB-Sternen) statt. Hier werden bei einem zyklischen Fusionsmechanismus im Wasserstoffbrennen durch die Reaktion  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  und im daran anschließenden Heliumbrennen durch die Reaktion  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ , Neutronendichten von  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  produziert [IbR83]. Die typischen Neutroneneinfangzeiten liegen dabei in der Größenordnung von einem Jahr, erheblich langsamer als die mittleren  $\beta$ -Halbwertszeiten in der Nähe des Stabilitätstals. Ausgehend von dem zuvor in großer Häufigkeit gebildeten Eisen führt der Reaktionspfad des s-Prozesses entlang des Stabilitätstals (Abb. 1.1) bis zum Wismut ( $^{209}\text{Bi}$ ), wo er durch das Auftreten von  $\alpha$ -instabilen Kernen beendet wird.
- (2) Der **r-Prozess** (r= rapid neutron capture) unterscheidet sich vom s-Prozess durch extrem hohe Neutronendichten von mehr als  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Entsprechend erfolgen Neutroneneinfänge auf einer Zeitskala von wenigen Millisekunden und sind damit sehr viel schneller als die  $\beta$ -Zerfälle. Dadurch wird der Reaktionspfad in den Bereich sehr neutronenreicher Kerne verschoben, wo sich wegen der stark abnehmenden Bindungsenergie bei  $E_B \sim 2 \text{ MeV}$  ein Gleichgewicht von (n, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,n)-Reaktionen einstellt. Nach Abklingen der hohen Neutronendichten fallen die neutronenreichen Kerne über  $\beta$ -Zerfall wieder ins Stabilitätstal zurück (Abb. 1). Als Ort des r-Prozesses werden heute Supernovaexplosionen des Typs II angesehen, wo hinter der Supernovaschockfront bei Temperaturen von  $(1-2) \cdot 10^9 \text{ K}$  ( $T_9=1-2$ ) für  $\sim 1 \text{ s}$  Neutronendichten von mehr als  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [CTT91] erreicht werden.

Im s- und r-Prozess werden ungefähr jeweils die Hälfte der beobachteten Häufigkeiten der schweren Elemente gebildet. Eine wichtige Ausnahme spielen dabei die Kerne, die von Neutroneneinfangprozessen nicht erreicht werden. Für ihre Entstehung muss ein dritter, unabhängiger Prozess angenommen werden, der **p-Prozess**.



**Abb. 1.1:** Die Synthese der schweren Elemente durch Neutroneneinfang im s- und r-Prozess. Die Reaktionspfade für den s- und r-Prozess laufen an den protonenreichen p-Kernen vorbei [Köp96]. Kerne, die ausschließlich über s-, r- und p-Prozesse gebildet werden, sind mit dem jeweiligen Buchstaben (s, r, p) gekennzeichnet.

## 1.2 Der p-Prozess



**Abb. 1.2:** Zusammenstellung der Häufigkeiten von reinen s- (ausgefüllte Kreise), r- (Quadrate) und p-Kernen (offene Kreise) [AnG89]. Die p-Kerne weisen im Allgemeinen 100 bis 1000 mal kleinere Häufigkeiten auf als die s- und r- Kerne im selben Massenbereich. Eine einzige Ausnahme bilden die Mo- und Ru-Isotope um  $A \approx 90$ .

Auf der linken Seite des Stabilitätstals finden sich 32 stabile protonenreiche Kerne zwischen  $^{74}\text{Se}$  und  $^{196}\text{Hg}$ , die historisch als p-Kerne bezeichnet werden. Ihre Häufigkeiten sind etwa 100 bis 1000 mal geringer als die s- und r-Häufigkeiten der entsprechenden Nachbarisotope (Abb. 1.2). Eine Ausnahme bilden hierbei die p-Kerne  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$  und  $^{98}\text{Ru}$  mit Isotopenhäufigkeiten von 14,8%, 9,3%, 5,5% und 1,88%.

Wegen der auffallend ähnlichen Häufigkeitsverteilung (Abb. 1.2) postulierten Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [B<sup>2</sup>FH57] zwei mögliche Mechanismen für die Entstehung der p-Kerne. Bei kleineren Massen sollten die p-Kerne bei sehr hohen Temperaturen ( $T_9=1-3$ ) über Protoneneinfangreaktionen gebildet werden. Der Protoneneinfang sollte so lange stattfinden, bis ein Gleichgewichtszustand von (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,p)-Reaktionen erreicht wird, so dass der Prozesspfad lediglich vom Q-Wert und den  $\beta$ -Zerfallsraten bestimmt wird. Zu größeren Massen hin sollte der p-Prozess wegen der steigenden Coulombabstoßung mehr und mehr von ( $\gamma$ ,n)-Reaktionen dominiert werden. Für jedes Element stellt sich nach Emission von Neutronen ein Gleichgewicht von (n, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,n)-Raten ein, wobei an diesen Wartepunkten anschließend ( $\gamma$ ,p)- und ( $\gamma$ , $\alpha$ )-Reaktionen ansetzen können. Werden die notwendigen hohen Temperaturen unterschritten, zerfallen die entstandenen Nuklide über  $\beta^+$ -Zerfall ins Stabilitätstal zurück. Dieser Mechanismus wird auch als  $\gamma$ -Prozess bezeichnet. Für beide Mechanismen dienen die zuvor synthetisierten s- und r-Kerne als Saat.

Als Ort für den p-Prozess kommt vorzugsweise das explosive Ne/O-Brennen in Supernovae in Frage, das gezündet wird, wenn die Ne/O-Schicht beim Durchgang der Schockfront stark aufgeheizt wird.

Im Hinblick auf die vollständige Beschreibung des p-Prozesses ist ein umfangreiches Reaktionsnetzwerk erforderlich. Ausgehend von der Zusammensetzung des SN Vorläufers (mit s- und r-Saatkernen) muss dieses Modell den gesamten Synthesepfad für die p-Kerne vom Wasserstoff bis zum Wismut abdecken.

### 1.2.1 Ein Rückblick auf die Geschichte des p-Prozesses

Die folgende Zusammenstellung gibt einen Überblick über die vorangegangenen p-Prozess-Netzwerkrechnungen und ihre Ergebnisse:

- i) In einem ersten Reaktionsnetzwerk für den p-Prozess zeigte Ito [Ito61], dass bei hohen Temperaturen mit (p, $\gamma$ )- und ( $\gamma$ ,n)-Reaktionen die Häufigkeitsmuster der p-Kerne simuliert werden können. Diese Rechnungen beruhten auf künstlich postulierten Annahmen, so z. B., dass Temperaturen von  $T_9 = 2,5 - 3$  in einer wasserstoffreichen Umgebung erreicht werden.
- ii) Die 10 Jahre später von Truran und Cameron durchgeführten Untersuchungen [TrC72] ergaben, dass die leichten p-Kerne durch Protoneneinfänge gebildet werden, während die schwereren durch Photodissoziation entstehen. Damit bestätigten diese Ergebnisse das von Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [B<sup>2</sup>FH57] vorgeschlagene Modell.
- iii) Audouze und Truran [AuT75] stellten darauf hin ein erstes, umfangreiches Reaktionsnetzwerk mit (p, $\gamma$ )-, (n, $\gamma$ )-, ( $\alpha$ , $\gamma$ )-, (p,n)-, ( $\alpha$ ,p)- und ( $\alpha$ ,n)-Reaktionen und den dazugehörigen inversen Kanälen auf. Unter Annahme einer schockgeheizten Umgebung mit Dichten von  $10^4 \text{ g/cm}^3$  und Temperaturspitzen von  $T_9 = 2$  für weniger als 1 Sekunde ergaben diese Resultate eine qualitative Übereinstimmung mit den beobachteten p-Häufigkeiten, zeigten aber eine deutliche Unterproduktion der leichten p-Nuklide im Bereich  $A = 92 - 98$ . Grundsätzlich stellte sich die Frage, ob so hohe Temperaturen in einem explosiven Szenarium überhaupt erreicht werden.
- iv) Dieser Ansatz wurde durch neuere Rechnungen von Woosley und Howard [WoH78], [WoH90] unter Verwendung eines realistischen astrophysikalischen Szenariums weiter verbessert. Der p-Prozess wurde nun in die Ne/O-Schicht einer Supernova-Explosion vom Typ II gelegt. Mit diesen Rechnungen konnte die Häufigkeitsverteilung im Mittel auf einen Faktor 2-3 genau reproduziert werden. Allerdings wiesen die Ergebnisse ebenfalls starke Defizite im Bereich  $A = 92 - 98$  auf. Diese Resultate wurden durch weitere, ähnliche Modelle bestätigt [RPA90],[Pra90].
- v) In Fortführung der Arbeiten von Woosley und Howard [WoH78], [WoH90] betrachteten Howard et al. 1991 [How91] die Explosion einer Supernova des Typs Ia als einen weiteren möglichen Ort für den p-Prozess. Die dabei entstehenden Temperaturen von  $T_9 = 2,4 - 3,2$  reichen ebenfalls für die Synthese der p-Kerne aus. In diesem Modell werden die leichten p-Nuklide  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Kr}$  und  $^{84}\text{Se}$  überproduziert.
- vi) Eine systematische Studie wurde 1995 von Rayet et al. [RAH95] für die Nukleosynthese in Supernovae des Typs II durchgeführt, wobei die Vorläufersterne im Bereich von 13 bis 25 Sonnenmassen berücksichtigt werden. Wie zuvor findet der p-Prozess in der schockgeheizten Ne/O-Schicht bei Temperaturen von  $T_9 = 1,8 - 3,3$  und einer Dauer von weniger als 1 s statt. Die kurze Dauer ist notwendig, um die produzierten p-Kerne nicht durch weitere Photodissoziationen wieder zu zerstören. Auch in diesem Fall werden die beobachteten, solaren Häufigkeiten

- relativ gut wiedergegeben, aber immer mit Ausnahme der *p*-Nuklide von Mo und Ru, die stark unterproduziert werden, analog zu den früheren Ansätzen [RPA90], [Pra90].
- vii) 1996 wurde gezeigt [HWH96], dass die hohen solaren Häufigkeiten der leichten *p*-Kerne  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$  und  $^{98}\text{Ru}$  auch durch Reaktionen in den bei Supernovae entstehenden starken Neutrinowinden nicht erklärt werden können.
  - viii) Der Versuch von Costa et al. [CRZ00], die Unterproduktion von Ru und Mo in der O/Ne-Schicht von Supernovae des Typs II durch extreme Annahmen bezüglich der  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  Rate zu lösen, scheiterte an der experimentellen Absicherung dieser Reaktionsrate.
  - ix) Auch in aktuellen *p*-Prozess Rechnungen von Rauscher et al. [RHW02], in denen die gesamte Sternentwicklung beschrieben wird, konnte das Problem der Unterproduktion der *p*-Kerne von Mo und Ru nicht gelöst werden.

### 1.2.2 Szenarien für den *p*-Prozess

Die bevorzugten Szenarien für den *p*-Prozess beziehen sich auf Umgebungen mit hohen Temperaturen,  $T_9 > 1,8$ , wie man sie z. B. in **Supernova-Explosionen des Typs II** findet.

Am Ende des Lebens von massereichen Sternen mit mindestens 8 Sonnenmassen ( $M > 8 M_{\odot}$ ) hat sich durch die unterschiedlichen Brennzyklen im Inneren eine Schalenstruktur ausgebildet. Beim Kollaps des zentralen Eisenkerns entsteht nach Erreichen von Kernmateriedichte eine nach außen reflektierte Schockwelle [int03][LBY84]. Die Schichten außerhalb des Eisenkerns bleiben durch ihre Trägheit von der Implosion unberührt und spüren nur die reflektierte Schockwelle.

Wenn die Schockfront die Ne/O-Schicht durchläuft, wird die Zündtemperatur für das explosive Ne/O-Brennen erreicht, was für die Dauer von  $< 1$  s zu Temperaturen zwischen  $T_9 = 1,8$  und  $T_9 = 3,3$  führt [RPA90]. Im Kapitel 5 wird ein solches Szenarium im Detail diskutiert.

Beobachtungen zeigen, dass Supernova-Explosionen vom Typ II sehr viel häufiger sind als solche vom Typ Ia (Typ I / Typ II = 15/85), von denen sie sich auch in ihrer Entwicklungszeit stark unterscheiden. Während massearme Sterne ( $M_{\odot} = 5$ ) zur Entwicklung einer SN vom Typ Ia ca.  $10^8$  Jahre benötigen, vergehen bei massereichen Sternen ( $20 < M_{\odot} < 50$ ) weniger als  $5 \cdot 10^6$  Jahre bis zum Ausbruch einer SN vom Typ II. Die Elemente der ersten Sternengeneration wurden nahezu ausschließlich durch SN produziert [int03].

Bei einer **Nova** handelt es sich um ein Doppelsternsystem, bestehend aus einem Roten Riesen und einem Weißen Zwerg. Unter Ausbildung einer Akkretionsscheibe überträgt der Rote Riese wasserstoffreiche Materie auf den Weißen Zwerg [SAF92][Pol95]. Bei hinreichend hohen Dichten kann es auf der Oberfläche zu explosionsartig einsetzenden Kernreaktionen kommen, die bei Temperaturen von  $T_9 = 0,24$  zur Produktion von *p*-Kernen führen [WAW81]. Unter bestimmten Bedingungen kann dieser Massentransfer im Kern des Weißen Zwergs explosives Brennen zur Folge haben. Man spricht dabei von einer **Supernova des Typs Ia**. Die bei einem solchen Ausbruch entstehenden Temperaturen von  $T_9 = 2,4 - 3,2$  reichen aus, um durch Photodesintegration die Häufigkeiten der schwereren *p*-Kerne wiederzugeben. Zusätzlich werden durch die Fusion von Kohlenstoff über die  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ -Reaktion genügend Protonen freigesetzt, um über (*p*, $\gamma$ )-Reaktionen die leichten *p*-Nuklide zu bilden [How91].

**Akkretierende Neutronensterne** und **Schwarze Löcher** stellen eine weitere Möglichkeit zur Bildung der p-Kerne dar [CJA87], [JAC89], [FHK03]. Schwarze Löcher und Neutronensterne üben eine hohe Gravitationskraft auf ihre Nachbarschaft aus. Zuströmende Materie bildet auf Grund der Drehimpulserhaltung eine Akkretionsscheibe aus, in der die Materie kontinuierlich verdichtet und erhitzt wird.

Ein aussichtsreiches Szenario für eine effiziente p-Prozess-Synthese sind dabei **Superkritische Akkretionsscheiben (SSAD)** [FHK03]. Sie entstehen nach einer SN II mit  $M > 20 M_{\odot}$ , wenn ein Teil des Materials auf das bei der Explosion entstandene Zentralobjekt zurückfällt. In SSADs findet man ähnliche Temperatur- und Dichte-Bedingungen wie in der Ne/O-Schicht beim Durchgang der Schockfront.

Der Strahlungsdruck nimmt mit Annäherung an den Neutronenstern, bzw. das Schwarze Loch zu und kann, wenn er senkrecht zur Akkretionsscheibe steht, einen Teil der Materie mit den gebildeten p-Kernen, in den Weltraum abstoßen. Magnetfelder könnten ebenfalls geladene Teilchen auf hohe Energien beschleunigen und für die Entstehung sogenannter Jets verantwortlich sein, die einen Teil der Materie wieder in den interstellaren Raum zurückschleudern.

**Röntgenburster** können ebenfalls p-Kerne produzieren. Hierbei handelt es sich um ein Doppelsternsystem, das aus einem Roten Riesen und einem Neutronenstern besteht. In diesem Szenarium wird Materie vom Roten Riesen auf den kleineren Begleiter herübergezogen und explosionsartig verbrannt [WoT76] [Jos77] [LaL78].

An Hand des zeitlichen Verlaufs der Ausbrüche und Lichtkurven unterscheidet man zwei Typen von Röntgenburstern [HML78]: Burster des Typs I brechen in Abständen von einigen Minuten bis zu einigen Tagen aus und erreichen ihre maximale Strahlungsintensität nach 1 bis 10 Sekunden. Danach klingt ihre Leuchtkraft wieder innerhalb von Minuten ab. Die typische Zeitkonstante von Burstern des Typs II liegt dagegen im Bereich von Sekunden.

Auf Grund des hohen Gravitationsfeldes entstehen auf der Oberfläche des Neutronensterns Dichten zwischen  $10^5$  und  $10^7 \text{g/cm}^3$ , die bei Erreichen einer kritischen Temperatur zu explosivem H-Brennen mit Maximaltemperaturen bis zu  $T_9=2$  führen können.

Detaillierte Untersuchungen an Röntgenburstern haben gezeigt, dass der dabei ablaufende rp-Prozess bis zur Masse  $A=107$  führt und im Sn-Sb-Te-Zyklus endet [Sch01]. Allerdings ist ungeklärt, ob und wieviel Materie aus dem starken Gravitationsfeld ausgeworfen wird. Falls ein Teil der synthetisierten Elemente ins interstellare Medium zurückgeschleudert werden könnte, wären Röntgenburster mögliche Lieferanten der in den Standard-Modellen unterproduzierten p-Kerne im Bereich von Mo und Ru [Sch98].

Ein andere Geburtsstätte für p-Nuklide könnten **Thorne-Żytkow-Objekte** sein [ThŻ77]. Hierbei handelt es sich um ein Doppelsternsystem das aus einem Roten Riesen und einem Neutronenstern besteht und in dem der Neutronenstern in den Roten Riesen eingetaucht ist. Hier wird der Gravitationskollaps durch Brennprozesse bei  $T_9=1-2$  und Dichten zwischen  $10^2-10^3 \text{g/cm}^3$  kompensiert. Der p-Prozess findet unter diesen Extrembedingungen in den inneren Schichten statt. Dort werden durch Reaktionen mit dem Wasserstoff protonenreiche Kerne produziert [Bie91][Can93] [Bie94]. Zweifel an der Existenz dieser bis heute rein theoretischen Objekte zeigen neuere Modelle. Danach wird durch das Eindringen des Neutronensternes in den Roten Riesen so viel Materie vom Neutronenstern absorbiert, dass er sich spontan in ein schwarzes Loch umwandelt [Che96] [FBH96].



## 1.3 Aufgabenstellung

Die Vielzahl der im p-Prozess benötigten  $(\gamma,n)$ -,  $(\gamma,p)$ - und  $(\gamma,\alpha)$ - Raten und ihrer inversen Raten wird mit Hilfe des statistischen Hauser-Feshbach Modells [Rau01] theoretisch bestimmt. Die Zuverlässigkeit dieser Rechnungen muss anhand experimenteller Untersuchungen überprüft werden, die jedoch bis jetzt in relativ wenigen Fällen vorliegen. Insbesondere gilt dies für  $\alpha$ -induzierte Reaktionen und den Massenbereich  $A > 100$ . Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Bestimmung von  $\alpha$ -induzierten Reaktionsraten, da diese Daten im Rahmen des Hauser-Feshbach Modells als Basis für ein verbessertes  $\alpha$ -Kern-Potential benötigt werden. Die vorliegenden Ergebnisse des statistischen Modells stehen in klarem Widerspruch zu ersten experimentellen Ergebnissen. Diese Differenzen sind wahrscheinlich durch die verwendeten  $\alpha$ -Potentiale bedingt (siehe Kapitel 2 und 4).

Als Test für das  $\alpha$ -Kern-Potential wurden die  $(\alpha,n)$ -Raten von  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{94}\text{Mo}$  sowie die Rate einer inversen Reaktion anhand des  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ - Querschnitts erstmalig experimentell bestimmt. Zusätzlich wurde diese Datenbasis durch die Messung des  $(\alpha,\gamma)$ -Querschnitts von  $^{112}\text{Sn}$  verbreitert.

Außerdem wurde im Bereich der abgeschlossenen, magischen Protonenschale bei  $Z=50$  die entsprechende Rate der  $(p,\gamma)$ -Reaktion am  $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)$  vermessen.

An Hand dieser experimentellen Ergebnisse kann die Zuverlässigkeit der Hauser-Feshbach Rechnungen getestet und gegebenenfalls verbessert werden.

Als zweites Ziel der Arbeit wurde ein vollständiges Reaktionsnetzwerk für den p-Prozess erstellt und damit der Einfluss von Änderungen der Reaktionsraten auf die Endhäufigkeiten der p-Kerne untersucht. Die experimentell gewonnenen Ergebnisse können dabei zur Abschätzung der Unsicherheiten in der p-Prozess-Synthese beitragen. Für diese Untersuchungen wurde ein Reaktionsnetzwerk zur Beschreibung des rp-Prozesses im Bereich  $A < 100$  [Sch01] erheblich erweitert und umfasst nun den gesamten Massenbereich bis  $A=205$ . In dieser Fassung können alle gängigen p-Prozess Szenarien behandelt werden. Die Rechnungen mit diesem Netzwerk konzentrieren sich in der vorliegenden Arbeit auf das Ne/O-Brennen während einer Supernova-Explosion vom Typ II.

## 1.4 Grundbegriffe der Nuklearen Astrophysik

### 1.4.1 Reaktionsraten

Im Schwerpunktsystem ist die Reaktionsrate pro Teilchen  $\langle \sigma \cdot v \rangle$  gegeben durch das Integral der Häufigkeitsverteilung der Reaktionspartner  $\Phi(v)$ , der entsprechenden Relativgeschwindigkeit  $v$  und dem dazu gehörenden Wirkungsquerschnitt  $\sigma(v)$ . Integriert wird über alle möglichen Geschwindigkeiten,

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = \int_0^{\infty} \phi(v) \cdot v \cdot \sigma(v) \cdot dv . \quad (\text{F 1.1})$$

In einer stellaren Umgebung befindet sich das Gas im thermodynamischen Gleichgewicht. Die Geschwindigkeiten der Reaktionspartner sind nichtrelativistisch und lassen sich mit einer Maxwell-Boltzmann Verteilung beschreiben. Mittels der kinetischen Energie  $E=1/2 \cdot \mu \cdot v^2$ , wobei  $\mu$  für die reduzierte Masse steht, lässt sich die Reaktionsrate pro Teilchen angeben:

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \cdot \mu} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{(k \cdot T)^{3/2}} \cdot \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right) \cdot dE \quad (\text{F 1.2})$$

$k$ = Boltzmann-Konstante

$T$ = Temperatur

Die Wirkungsquerschnitte von geladenen Teilchen werden von den abstoßenden elektromagnetischen Kräften der Reaktionspartner dominiert. Bei typischen p-Prozess-Temperaturen sind die Reaktionsenergien sehr viel kleiner als die jeweiligen Coulomb-schwellen. Reaktionen mit geladenen Teilchen können aus diesem Grund ausschließlich über den quantenmechanischen Tunneleffekt ablaufen [RoR88][Kuc94]. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Reaktion stattfindet, spiegelt sich im exponentiellen Verhalten der Penetrabilität  $P$  durch die Coulombbarriere wieder,

$$\sigma(E) \propto P = \exp(-2 \cdot \pi \cdot \eta) \quad (\text{F 1.3})$$

wobei  $\eta$  als Sommerfeld-Parameter

$$\eta = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{\hbar \cdot v} \quad (\text{F 1.4})$$

bezeichnet wird. Als numerischer Faktor ergibt sich der Exponent zu

$$2 \cdot \pi \cdot \eta = 31,29 \cdot Z_1 \cdot Z_2 \left( \frac{\mu}{E} \right)^{1/2} \quad [\text{RoR88}]. \quad (\text{F 1.5})$$

Dabei sind  $Z_1, Z_2$  die Ladungszahlen der Reaktionspartner,  $e$  die elektrische Elementarladung,  $E$  die Reaktionsenergie im Schwerpunktsystem (in keV) und  $\mu$  die reduzierte Masse (in atomaren Masseneinheiten).

In der klassischen Behandlung ist der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion durch die geometrische Ausdehnung von Target und Projektil gegeben. In der Quantenmechanik muss der Kernradius durch das Quadrat der de-Broglie Wellenlänge ersetzt werden, die umgekehrt proportional zur Reaktionsenergie  $E$  ist. Der Wirkungsquerschnitt kann deshalb als Produkt der inversen Reaktionsenergie, der Tunnelwahrscheinlichkeit durch das Coulombpotential und dem astrophysikalischen S-Faktor geschrieben werden, der alle kernphysikalischen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt enthält.

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \cdot \exp(-2 \cdot \pi \cdot \eta) \cdot S(E) \quad (\text{F 1.6})$$

Der S-Faktor  $S(E)$  variiert, abgesehen von Resonanzen, nur sehr langsam mit der Energie. Deshalb sind Interpolationen und Extrapolationen mit Hilfe des S-Faktors sehr viel sicherer durchzuführen als über die stark energieabhängigen Wirkungsquerschnitte selbst.

Die zusätzliche Multiplikation der Reaktionsrate  $\langle \sigma \cdot v \rangle$  in Gl. (F 1.2) mit der Avogadro-Konstanten  $N_A$  führt auf die gebräuchliche Einheit  $\text{cm}^3/(\text{sec mol})$ .

$$N_A \langle \sigma \cdot v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \cdot \mu} \right)^{1/2} \cdot \frac{N_A}{(k \cdot T)^{3/2}} \cdot \int_0^\infty S(E) \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) \cdot dE \quad (\text{F 1.7})$$

mit

$$b = (2 \cdot \mu)^{1/2} \cdot \pi \cdot e^2 \cdot Z_1 \cdot Z_2 / \hbar \quad (\text{F 1.8})$$

( $\hbar$ : Planksches Wirkungsquantum). Der Ausdruck  $b^2$  wird auch als Gamov-Energie bezeichnet und gibt den Energiebereich an, der für die astrophysikalische Rate entscheidend ist.

Die gesamte Reaktionsrate  $r$  ergibt sich durch Multiplikation des Terms  $\langle \sigma \cdot v \rangle$  mit der absoluten Zahl der Reaktionspartner  $N_x, N_y$ . Bei identischen Partnern wird der Nullwert der  $\delta_{xy}$ -Funktion gleich 1 gesetzt und somit eine doppelte Zählung der Kerne verhindert.

$$r = N_x \cdot N_y \cdot \langle \sigma \cdot v \rangle \cdot (1 + \delta_{xy})^{-1} \quad (\text{F 1.9})$$

Ist die Rate  $\langle \sigma \cdot v \rangle$  für protonen-, neutronen-, oder  $\alpha$ -induzierte Reaktionen  $x(z,\gamma)y$  ( $z = p, n, \alpha$ ), so kann die inverse Rate für Photodesintegration  $x(\gamma, z)y$  mit Hilfe des detaillierten Gleichgewichts berechnet werden:

$$r_{y(\gamma, z)x} = \frac{(2 \cdot J_z + 1) \cdot G_x}{G_y} \cdot \left( \frac{\mu \cdot kT}{2\pi \cdot \hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{Q_{x(z,\gamma)}}{kT}\right) \cdot \langle \sigma \cdot v \rangle_{x(z,\gamma)y} \quad (\text{F 1.10})$$

Die inverse Reaktionsrate  $\lambda_{y(\gamma, z)x}$  hängt durch den exponentiell eingehenden Q-Wert sehr stark vom Massenverhältnis der Ausgangs- und Endkerne ab, während die entsprechende Rate  $\langle \sigma \cdot v \rangle_{x(z,\gamma)y}$  nur linear eingeht. Weitere Größen sind der Teilchenspin  $J_z$  und die reduzierte Masse  $\mu$  im Schwerpunktsystem.  $G_x$  bzw.  $G_y$  bezeichnen die normierten Zustandsfunktionen der entsprechenden Kerne X und Y:

$$G_x = \sum_i^k (2 \cdot J_x^i + 1) \cdot \exp\left(-\frac{E_j^i}{kT}\right) + \iiint_{E_\omega J_x \pi_x} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot \rho(E, J, \pi) \cdot dE \cdot dJ \cdot d\pi \quad (\text{F 1.11})$$

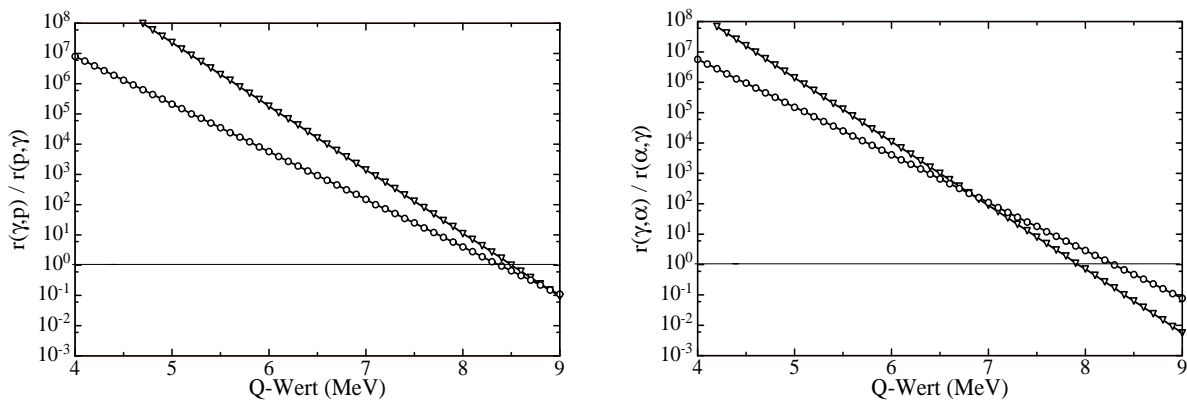
## KAPITEL 1. EINLEITUNG

Die Zustandsfunktionen bestehen aus zwei Teilen: Für die bekannten Zustände der Kerne X,Y wird  $G_x$  bzw.  $G_y$  bestimmt, indem über die einzelnen Kernniveaus summiert wird. Jedes Kernniveau  $i$  geht dabei mit der statistischen Gewichtung des Spins  $J_i$  ein. Im zweiten Term wird im Energiebereich vom letzten bekannten Anregungsniveau die Besetzungsverteilung mit der Zustandsdichte gefaltet. Dabei wird über alle Spins und Paritäten integriert.

Aus den Gleichungen (F 1.10) und (F 1.11) lässt sich das Verhältnis der inversen Reaktionsraten bilden und so die Richtung des Reaktionsstroms ermitteln.

$$\frac{r_{y(\gamma,p)x}}{r_{x(p,\gamma)y}} = \frac{r_{y(\gamma,p)x}}{\langle \sigma \cdot v \rangle_{x(p,\gamma)y} \cdot n_p} \quad (\text{F 1.12})$$

Dabei ist  $n_p$  die Anzahldichte der Reaktionspartner (z. B. bei Reaktionen mit Protonen die Protonendichte). Die Anzahldichte  $n_p = \rho X_p / m_p$  lässt sich unter Vorgabe typischer Bedingungen des p-Prozesses im explosiven Ne/O-Brennen bestimmen: Die Massenbruchteile für Protonen und  $\alpha$ -Teilchen sind  $X_p = 1 \cdot 10^{-13}$  und  $X_\alpha = 5 \cdot 10^{-11}$  für Temperaturen von  $T_9 = 2,4$ , bzw.  $X_p = 7 \cdot 10^{-9}$  und  $X_\alpha = 3 \cdot 10^{-7}$  für Temperaturen von  $T_9 = 3,2$ . Diese Werte gelten jeweils für einen Gesamtdruck  $\rho = 10^6 \text{ g/cm}^3$  [RPA90] ( $m_p$  ist die Masse des Reaktionspartners). Unter der Annahme, dass der Quotient der Zustandsfunktionen annähernd gleich eins ist, ergeben sich die Zusammenhänge in Abb. 1.3. Die reduzierte Masse in Gl. (F 1.10) hängt im wesentlichen nur vom kleineren Reaktionspartner ab. Die Abb. 1.3 sind im Massenbereich von  $A = 90$  bis  $A = 120$  gültig.



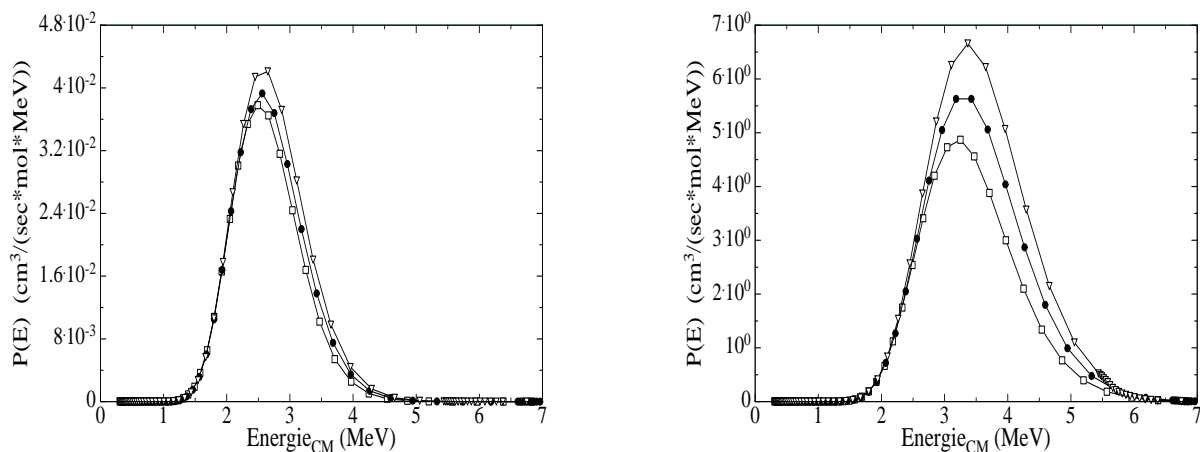
**Abb. 1.3 :** Das Verhältnis der Photodesintegrationsrate zum direkten Protonen- bzw.  $\alpha$ -Einfang als Funktion des Q-Werts, gültig im Massenbereich  $A = 90$  bis  $A = 120$ . Dreiecke zeigen das Verhalten bei Temperaturen von  $T_9 = 2,4$  und Kreise bei Temperaturen von  $T_9 = 3,2$ . Die Dominanz der Photodesintegration bei  $T_9 = 2,4$  erfolgt ausschließlich auf Grund der geringeren Teilchendichte bei niederen Temperaturen.

Der direkte Einfang dominiert nur bei sehr hohen Q-Werten, hingegen findet die Vielzahl der Reaktionen im Stabilitätstal bei kleineren Q-Werten statt. Damit ist beim explosiven Ne/O-Brennen der direkte Einfang von Protonen und  $\alpha$ -Teilchen weniger wichtig als die Photo-desintegration.

## 1.4.2 Das Gamov-Fenster

Die Reaktionsraten  $N_A \langle \sigma v \rangle$  werden über die mit zunehmender Energie exponentiell anwachsende Tunnelwahrscheinlichkeit und der exponentiell abnehmenden Maxwell-Boltzmann-Verteilung bestimmt. Die Reaktionen finden aus diesem Grunde vorwiegend in einem schmalen Energiebereich statt, der als Gamov-Fenster bezeichnet wird.

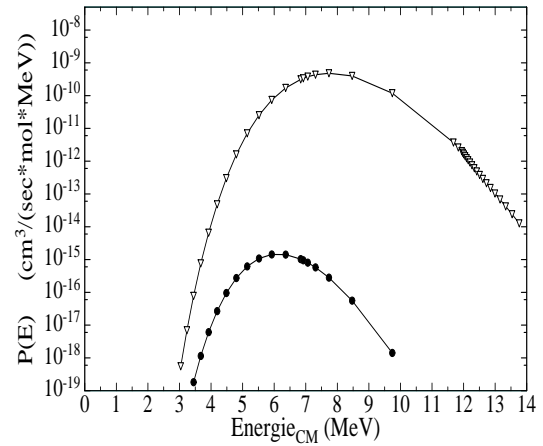
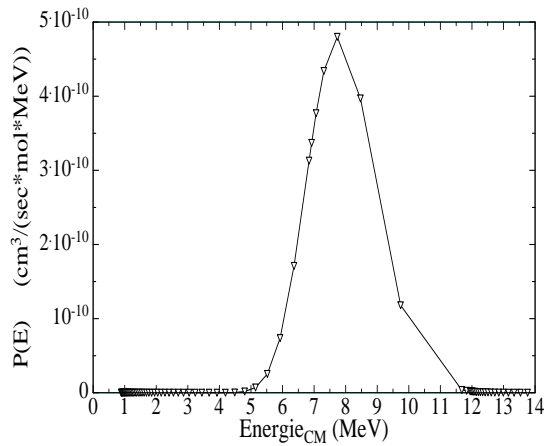
Zur Veranschaulichung des Gamov-Fensters ist die Reaktionsrate  $P(E) = N_A \cdot v(E) \cdot \sigma(E) \cdot \Phi(E)$  über der Reaktionsenergie  $E$  im Schwerpunktsystem für verschiedene Temperaturen und Isotope dargestellt (Abb. 1.4).  $\Phi(E)$  beschreibt die Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Die Integration der gezeigten Spektren über alle Energien ergibt die Reaktionsrate pro mol. Das Gamov-Fenster ist als Halbwertsbreite der Gamov-Verteilung definiert. Die benötigten Wirkungsquerschnitte wurden mit dem NON-SMOKER Code [NON02] bestimmt und berücksichtigen nur den Grundzustand der Kerne.



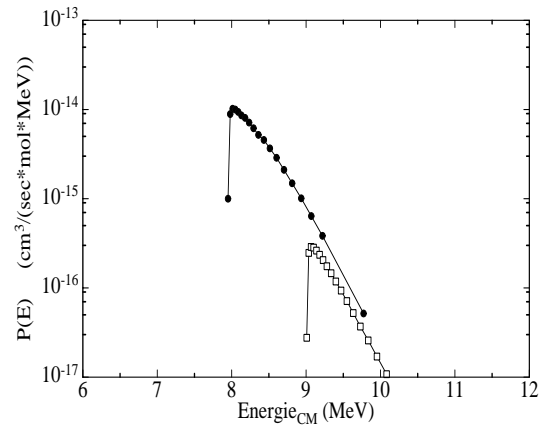
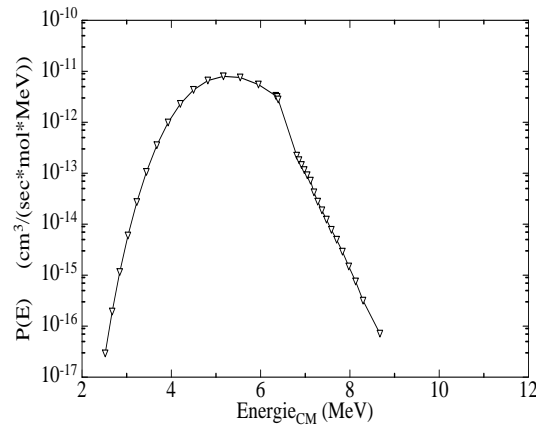
**Abb. 1.4:** Die relative Reaktionswahrscheinlichkeit der  $(p,\gamma)$ -Reaktionen am  $^{112}\text{Sn}$  ( $\square$ ),  $^{114}\text{Sn}$  ( $\bullet$ ) und  $^{116}\text{Sn}$  ( $\nabla$ ) in Abhängigkeit von der Energie bei Temperaturen von  $T_9=2$  (rechts) und  $T_9=3$  (links). Die Halbwertsbreite der Verteilung wird als Gamov-Fenster bezeichnet. Mit steigender Temperatur verbreitert sich das Gamov-Fenster und die Verteilung wandert zu höheren Reaktionsenergien.

Der Unterschied der in Abbildung 1.4 verwendeten Raten für den Grundzustand zu den stellaren Reaktionsraten ist für die Sn-Isotope vernachlässigbar. Allgemein gilt, dass sich die Penetrabilität des Coulombwalls unter stellaren Bedingungen nur unwesentlich ändert, so dass Position und Breite des Gamov-Fensters praktisch als konstant angesehen werden können. Die entsprechenden Werte sind für die angegebenen Beispiele in Tabelle 1.1 zusammengestellt.

## KAPITEL 1. EINLEITUNG



**Abb. 1.5:** Das Gamov-Fenster der stellaren  $(\alpha, \gamma)$ -Reaktion am  $^{112}\text{Sn}$  bei Temperaturen von  $T_9=3$  ( $\nabla$ ) und  $T_9=2$  ( $\bullet$ ) in linearer und logarithmischer Auftragung. Man erkennt, dass die Reaktionsraten sehr empfindlich auf Temperaturschwankungen reagieren. So unterscheiden sich für  $\alpha$ -induzierte Reaktionen die Raten bei  $T_9=3$  und  $T_9=2$  um mehr als 6 Größenordnungen.



**Abb. 1.6:** Das Gamov-Fenster der Reaktion  $^{92}\text{Zr}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Mo}$  (links) und der  $(\alpha, n)$ -Reaktionen am  $^{94}\text{Mo}$  ( $\bullet$ ) und  $^{92}\text{Mo}$  ( $\square$ ), die durch eine ausgeprägte Schwelle gekennzeichnet sind (rechts). Alle Kurven beziehen sich auf eine Temperatur von  $T_9=2$ .

Der Q-Wert der Reaktion  $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$  von 5,1 MeV liegt genau im Gamov-Fenster der  $(\alpha, \gamma)$ -Reaktion am  $^{92}\text{Zr}$ . Bei beiden Reaktionen wird das gleiche optische  $\alpha$ -Kern-Potential benutzt. Die  $(n, \alpha)$ -Reaktion am  $^{95}\text{Mo}$  stellt damit einen empfindlichen Test für die  $(\alpha, \gamma)$ - und  $(\gamma, \alpha)$ -Rate am  $^{92}\text{Zr}$  dar.

**Tabelle 1.1:** Gamov-Fenster bei p-Prozess-Temperaturen

Reaktion	$T_9$ (K)	Lage des Gamov-Fensters (MeV)	Breite des Gamov-Fensters (MeV)		
			Absolut	$E_{\min}$	$E_{\max}$
$^{92}\text{Zr}(\alpha, \gamma)^{96}\text{Mo}$	2	5,1	1,9	4,3	6,2
$^{92}\text{Mo}(\alpha, n)^{95}\text{Ru}$	2	8,1	0,4	8,0	8,4
$^{94}\text{Mo}(\alpha, n)^{97}\text{Ru}$	2	9,1	0,4	9,0	9,4
$^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{116}\text{Te}$	3	7,7	2,9	6,4	9,3
$^{116}\text{Sn}(p, \gamma)^{117}\text{Sb}$	3	3,4	1,9	2,5	4,4

## 1.4.3 Theoretische Wirkungsquerschnitte

Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte im Gamov-Fenster des p-Prozesses sind nur in Ausnahmefällen bekannt. Die Mehrzahl der benutzten Reaktionsraten muss aus diesem Grund mit theoretischen Modellen berechnet werden. Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick über das statistische Hauser-Feshbach Modell, das dafür am besten geeignet ist, und geht dabei auch auf die benötigten physikalischen Größen ein.

Die Voraussetzung für die Anwendung dieses Modells ist eine genügend hohe Niveaudichte, so dass sich durch Mittelung über die Einzelresonanzen im betrachteten Energiebereich eine statistisch sinnvolle Aussage ergibt.

Die überwiegende Mehrzahl der Reaktionen im p-Prozess kann durch Bildung eines Zwischenkernes, der in die einzelnen Reaktionsprodukte zerfällt, beschrieben werden [RaT00] [RaT01]. Die primäre Wechselwirkung der Reaktionspartner lässt sich mit einem phänomenologischen optischen Kern-Kern Potential beschreiben. Der Reaktionsquerschnitt ergibt sich dabei über den Bildungsquerschnitt für den Zwischenkern und aus dem Zerfall in den Endkern. Der entsprechende Ausdruck für die Reaktion  $x^\mu(i,k)y^\nu$  beschreibt den Übergang aus dem Zustand  $\mu$  des Targetkerns  $x$  durch die Reaktion mit dem Projektil  $i$  in den Zustand  $\nu$  des Endkerns  $y$  unter Emission des Teilchens  $k$  [CTT91]:

$$\sigma_{jk}^{\mu\nu}(E_{ij}) = \frac{\hbar^2 \pi / 2 \mu_{xy} E_{xy}}{(2J_x^\mu + 1)(2J_j + 1)} \sum_{J,\pi} (2J + 1) \frac{T_j^\mu(E, J, \pi, E_x^\mu, J_x^\mu, \pi_x^\mu) T_k^\nu(E, J, \pi, E_y^\mu, J_y^\mu, \pi_y^\mu)}{T_{tot}(E, J, \pi)} \quad (\text{F 1.13})$$

Der Übergang vom Zustand  $\mu$  des Targetkerns zum Zwischenkern wird durch den Transmissionskoeffizienten  $T_j^\mu(E, J, \pi, E_x^\mu, J_x^\mu, \pi_x^\mu)$  ausgedrückt. In analoger Weise beschreibt der Übergangskoeffizient  $T_k^\nu(E, J, \pi, E_y^\nu, J_y^\nu, \pi_y^\nu)$  den Zerfall des Zwischenkerns zum Zustand  $\nu$  im Produktkern. Der Term  $T_{tot}(E, J, \pi)$  ist die Summe der Zerfallskoeffizienten.

Weitere Größen sind die reduzierte Masse  $\mu_{xy}$  und die Energie  $E_{xy}$  im Schwerpunktsystem der Reaktion. Der Kernspin  $J_x$  im Zustand  $\mu$  des Targetkerns und der Teilchenspin  $J_j$  bilden zusammen mit dem Spin  $J$  den statistischen Faktor. Summiert wird über alle Drehimpulse und Paritäten im Kern.

Die einzelnen Transmissionskoeffizienten  $T_k^\nu(E, J, \pi, E_y^\nu, J_y^\nu, \pi_y^\nu)$  können durch die totalen Transmissionskoeffizienten  $T_k(E, J, \pi)$  ersetzt werden, indem die Summe über alle individuellen Zustände bis zum höchsten experimentell bekannten Niveau  $\omega$  berechnet wird. Für höhere Anregungsenergien werden die Transmissionskoeffizienten über die Niveaudichte integriert. Das Integral läuft dabei von der Energie des letzten experimentell bekannten Niveaus bis zur Energie  $E - S_m$  ( $S_m$ : Kanal-Separationsenergie). Liegen keine experimentellen Informationen vor, wird ausschließlich der zweite Term benutzt.

$$T_k(E, J, \pi) = \sum_{\nu=0}^{\omega} T_k^\nu(E, J, \pi, E_y^\mu, J_y^\mu, \pi_y^\mu) + \int_{E_y^\omega}^{E-S_y} \sum_{J_y, \pi_y} T_k^\nu(E, J, \pi, E_y^\mu, J_y^\mu, \pi_y^\mu) \rho(E_y, J_y, \pi_y) dE \quad (\text{F 1.14})$$

Die Transmissionskoeffizienten des Hauser-Feshbach Modells müssen für alle möglichen Teilchenkanäle bekannt sein und werden durch Lösung der Schrödingergleichung in einem optischen Kernpotential gewonnen. Des weiteren gehen die Kernmassen zur Festlegung der Kanal-Separationsenergie, die Niveaudichte des Targetkerns und von allen energetisch möglichen Endkernen ein.

Für die Bestimmung der  $\gamma$ -Transmissionskoeffizienten zu den angeregten Niveaus des Zwischenkernes reicht es aus, nur die E1- und M1-Übergänge zu berücksichtigen. Der Transmissionskoeffizient für E1 Übergänge wird üblicherweise auf der Basis der Lorentz-Form der Dipol-Riesenresonanz (GDR) berechnet. Der weniger wichtige M1-Übergang wird mit einfacheren Einteilchenmodellen bestimmt (siehe [RTK97] und darin enthaltene Referenzen).

Im Experiment kann nur der Wirkungsquerschnitt im Grundzustand ( $\sum_v \sigma_{jk}^{0v}$ ) ermittelt werden. Unter extremen Temperaturbedingungen, wie im p-Prozess, können hingegen angeregte Zustände des Targetkerns besetzt sein. Somit ist der stellare Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{jk}^*$  durch die Gewichtung des Wirkungsquerschnittes im Grundzustand mit den Partialwirkungsquerschnitten der einzelnen angeregten Zustände gegeben:

$$\sigma_{jk}^*(E_{xj}) = \frac{\sum_{\mu} (2J_x^{\mu} + 1) \exp(-E_x^{\mu}/kT) \sum_v \sigma_{jk}^{\mu v}(E_{ij})}{\sum_{\mu} (2J_x^{\mu} + 1) \exp(-E_x^{\mu}/kT)}. \quad (\text{F 1.15})$$

Unterschiede in den verwendeten Hauser-Feshbach Modellen resultieren aus der Beschreibung der einzelnen Kerneigenschaften, die im folgenden kurz diskutiert werden.

Die **Niveaudichte**  $\rho$  eines Kernes lässt sich durch den Niveaudichtparameter  $a$  charakterisieren [Bet36]. Zur Berücksichtigung der Paarungslücke wird die Niveaudichte  $\rho$  meistens mit Hilfe des „Back-Shifted Fermi-Gas Modells“ beschrieben [GiC65]. Die spinabhängige Niveaudichte  $\rho(U, J)$  ergibt sich mit Hilfe der Funktion  $F(U, J)$  und der totalen Niveaudichte  $\rho(U)$  zu

$$\rho(U, J) = \frac{1}{2} F(U, J) \rho(U) \quad (\text{F 1.16})$$

mit

$$\rho(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{U^{5/4}} \quad (\text{F 1.17}) \quad \text{und} \quad F(U, J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} e^{-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}}. \quad (\text{F 1.18})$$

Die Spinabhängigkeit wird mit dem Abschneideparameter  $\sigma$  beschrieben.

$$\sigma^2 = \frac{\Theta_{rigid}}{\hbar^2} \sqrt{\frac{U}{a}}, \quad \Theta_{rigid} = \frac{2}{5} m_u A R^2, \quad U = E - \delta.$$

Das Trägheitsmoment  $\Theta_{rigid}$  für einen sphärischen Kern ergibt sich aus der Nukleonenzahl  $A$ , der atomaren Masseneinheit  $m_u$  und dem Kernradius  $R$ . Auf diese Weise lässt sich die Niveaudichte  $\rho$  an Hand von zwei freien Parametern, dem Niveaudichtparameter  $a$  und der Fermi-Verschiebung  $\delta$ , beschreiben. Die Fermi-Verschiebung berücksichtigt die zum Aufbrechen des ersten Nukleonenaars notwendige Energie. Für die Parametrisierung von  $a$  und  $\delta$  gibt es verschiedene Ansätze [RTK97] [AGM03]. Der Niveaudichtparameter  $a$  lässt sich z. B. als Verhältnis zur Nukleonenzahl in erster Näherung mit Hilfe der Schalenkorrektur  $S(E, Z)$  ausdrücken, die sich aus dem mikroskopischen Teil der Massenmodelle ergibt.



$$\frac{a}{A} = c_0 + c_1 S(N, Z) \quad (\text{F 1.19})$$

Dabei sind  $c_0$  und  $c_1$  als freie Parameter zu verstehen. Eine bessere theoretische Beschreibung der experimentellen Daten wird erzielt [TAT88], wenn die Parameter  $c_0$  und  $c_1$  für drei unterschiedliche Kategorien ermittelt werden: in der Nähe von magischen Zahlen, für sphärische Kerne und für deformierte Kerne.

Eine weitere Verbesserung der Niveaudichteparameter wird durch die Berücksichtigung von Schalenkorrekturen erreicht [IST75][IIS79]. Alle bisherigen Ansätze zur Beschreibung des Niveaudichteparameters  $a$  und die Fermi-Verschiebung  $\delta$  sind jedoch auf die Anpassung einer Reihe von frei wählbaren Parametern angewiesen.

Die Beschreibung der Teilchen-induzierten Reaktionskanäle geschieht im Hauser-Feshbach Modell mit Hilfe von **optischen Teilchen-Kernpotentialen**.

Für die Potentiale gibt es eine Vielzahl von Ansätzen. So sind als alternativ zu den unterschiedlich parametrisierten Wood-Saxon-Potentialen [AHA93] [NMB87] [SiS76] auch Faltungspotentiale [SAL79] [Rau98] entwickelt worden, mit denen sich insbesondere Streuexperimente bei hohen Energien ( $E > 60$  MeV) sehr gut beschreiben lassen.

Das  $\alpha$ -Potential wird meist als Wood-Saxon-Potential der Form

$$U(r) = -V(e^x + 1)^{-1} - iW(e^{x'} + 1)^{-1} \quad (\text{F 1.20})$$

mit  $x = (r - r_0 A^{1/3})/a$  und  $x' = (r - r_0' A^{1/3})/a'$

angesetzt. Die Festlegung der Wood-Saxon Parameter an Hand von Streuexperimenten führt auf Mehrdeutigkeiten, da die Änderung eines Parameters durch Änderung eines anderen Parameters wieder kompensiert werden kann und unterschiedliche Potentialtiefen durch leichte Änderungen der Parameter ausgeglichen werden können. Dies macht eine eindeutige Bestimmung des  $\alpha$ -Potentials äußerst schwierig.

In älteren Hauser-Feshbach-Rechnungen von Holmes et al. [HWW76] wurden die Transmissionskoeffizienten des statistischen Modells mit Hilfe eines simplen Kastenpotentials berechnet. Diese Ergebnisse zeigen zwar dieselben Resonanzeigenschaften wie ein Wood-Saxon-Potential, liefern aber unterschiedliche Penetrabilitäten [MSV69]. Da die Penetrabilitäten des Kastenpotentials bis auf einen konstanten Faktor  $f$  mit den Ergebnissen des Wood-Saxon-Potentials praktisch identisch ist, wurde dieser Faktor mit der Formel von Peaslee [Pea57] berechnet und in das Modell von Holmes et al. implementiert.

Mit dem statistischen NON-SMOKER Code wurden bei der Berechnung von  $\alpha$ -induzierten Raten und ihren inversen Raten die besten Ergebnisse mit Hilfe des  $\alpha$ -Kernpotentials von McFadden und Satchler (F 1.23) [McS66] erzielt. In diesem  $\alpha$ -Potential konnten die Freiheitsgrade trotz der Mehrdeutigkeiten bei der Interpolation von Streuexperimenten auf 4 Parameter beschränkt werden.

Gute Fits wurden mit einer Potentialtiefe  $V=185$  MeV, mit einer Tiefe des Absorptionsanteils des Potentials von  $W=25$  MeV, einem Kernradius  $r_0=1,4$  fm und der Oberflächenkonstante  $a=0,52$  fm erzielt. Mit diesem Parametersatz konnten die Streudaten der mittleren bis

## KAPITEL 1. EINLEITUNG

schweren Kerne gut beschrieben werden. Aufgrund der starken Coulombabstoßung werden jedoch die Strukturen des differentiellen Streuquerschnitts von schweren Kernen abgeschwächt, was die eindeutige Festlegung der Parameter zusätzlich erschwert. Weitere verfeinerte Wood-Saxon-Potentiale mit 6 Parametern, wie von Avrigeanu et al. [AHA93] vorgeschlagen, sehen für die Potentialtiefen  $V$  und  $W$  eine Energieabhängigkeit vor, ergeben jedoch für astrophysikalische Anwendungen keine signifikant bessere Beschreibung [Rau03].

Damit ist klar, dass für die Festlegung von zuverlässigen Teilchenpotentialen die experimentelle Datenbasis verbreitert werden muss. Dies erfordert weitere Messungen der partiellen Streuquerschnitte, besonders aber direkte Messungen der Reaktionsraten, bzw. der Wirkungsquerschnitte für Teilchenreaktionen. Der Vorteil von direkten Messungen ist, dass die benötigten Informationen unmittelbar im relevanten Energiebereich bestimmt und so die Unsicherheiten der Extrapolation vermieden werden. Die Extrapolation in andere Energiebereiche kann wegen der Mehrdeutigkeiten in den Potentialparameter problematisch sein. Bisher wurden alle Potentiale bei höheren Energien angepasst, da typische Streuquerschnitte bei Energien von 25 MeV gemessen wurden, wogegen das Gamov-Fenster des  $p$ -Prozesses für die mittleren bis schweren Elemente lediglich zwischen 5 und 9 MeV liegt.

Obwohl der Einfluss des Potentials auf den Wirkungsquerschnitt für Teilchenreaktionen geringer ist als bei Streuexperimenten, reagieren die berechneten Reaktionsraten empfindlich auf Änderungen des Potentials. Im Prinzip gibt es auch hier Mehrdeutigkeiten, da sich die Transmissionskoeffizienten aus dem Verhältnis der generierten Wellenfunktion am inneren und äußeren Potentialrand ergeben. Zwar können mit verschiedenen Potentialformen die gleichen Transmissionskoeffizienten erreicht werden, die Unsicherheit in der Energieabhängigkeit der Potentiale wird jedoch bei den direkten Messungen der Reaktionsrate vermieden.

# Kapitel 2

## Der $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Querschnitt

Unter allen Reaktionen, die für den p-Prozess wichtig sind, weisen die  $\alpha$ -induzierten Reaktionen die bei weitem größten Unsicherheiten auf. Der Grund hierfür liegt in den optischen  $\alpha$ -Kern Potentialen, die im Energiebereich des p-Prozesses nur sehr ungenau bekannt sind und die empfindlich in die verwendeten statistischen Modelle eingehen.

Ein erstes  $(\alpha,\gamma)$ -Experiment zur Überprüfung dieser Vermutung zeigte am Beispiel des  $^{144}\text{Sm}$ , dass die  $\alpha$ -induzierten Reaktionsraten von der Theorie um einen Faktor 10 überschätzt wurden [SFK98]. Weitere Messungen [RHH02] im Massenbereich des Ru ergaben für die  $(\alpha,\gamma)$ -, und  $(\alpha,n)$ -Reaktion am  $^{96}\text{Ru}$  und  $^{98}\text{Ru}$  eine Überschätzung der Reaktionsquerschnitte um bis zu einen Faktor 3. Im Gegensatz dazu können die  $(p,\gamma)$ - und  $(n,\gamma)$ - Reaktionen im allgemeinen durch den NON-SMOKER Code erheblich besser beschrieben werden [SaK97,BSK98].

### 2.1 Motivation für die Messung von $(n,\alpha)$ -Reaktionen

Für eine genauere Beschreibung der nur sehr ungenau bekannten  $\alpha$ -Kern Potentiale ist es erforderlich, Wirkungsquerschnitte von  $\alpha$ -induzierten Reaktionen oder ihrer inverser Reaktionen über einen großen Massenbereich zu bestimmen. Diese Messpunkte sollen den charakteristischen Energiebereich des p-Prozesses abdecken [KGA01]. Die  $(\gamma,\alpha)$ -Reaktionen sind experimentell schwierig zu erfassen. Bei den inversen Reaktionen lässt die Coulombabstoßung in der Regel nur eine Annäherung an die Gamov-Energien des p-Prozesses zu. Deshalb wurde im Oak Ridge National Laboratory mit einem Programm zur Bestimmung von  $(n,\alpha)$ -Experimenten begonnen, die zur besseren Beschreibung des  $\alpha$ -Potentials beitragen sollen. Dieser Reaktionskanal bietet zwei Vorteile:

- i) Der Q-Wert von  $(n,\alpha)$ -Reaktionen liegt im Energiebereich des Gamov-Fensters für den p-Prozess. Extrapolationen zu niederen Energiebereichen werden überflüssig.
- ii) Es hat sich gezeigt [Hof99], dass die berechneten  $(\alpha,n)$ -Raten sehr empfindlich auf die benutzten  $\alpha$ -Potentiale sind. Deshalb sollten sich auch aus den Umkehrreaktionen Aufschlüsse über das  $\alpha$ -Potential ergeben.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde deshalb der  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ -Querschnitt experimentell bestimmt.

## 2.2 Die $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ -Reaktion

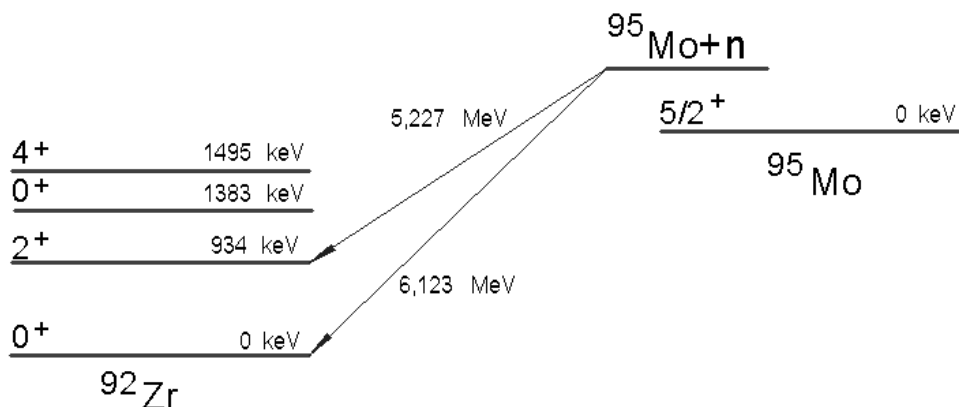
Für die  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ -Reaktion ergibt sich ein Q-Wert von 6,389 MeV. Die Energie der emittierten  $\alpha$ -Teilchen setzt sich zusammen aus der Schwellenenergie von 6,123 MeV und der auf das  $\alpha$ -Teilchen übertragenen kinetischen Energie des eingefangenen Neutrons.

Die  $^{95}\text{Mo}$  Kerne befinden sich im Grundzustand mit der Drehimpulsquantenzahl  $5/2^+$  [Fir96]. Kommt es zu einer Reaktion mit einem Neutron, das einen Spin  $1/2$  hat, ist ein Übergang direkt in den Grundzustand  $J=0^+$  des  $^{92}\text{Zr}$  durch eine d-Welle möglich.

Der erste angeregte Zustand im  $^{92}\text{Zr}$  besitzt eine Energie von 934 keV und eine Drehimpulsquantenzahl  $2^+$ . Dieser Zustand wird besetzt, indem ein  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von mindestens 5,227 MeV in Form einer s-Welle emittiert wird.

Die nächsten fünf angeregten Niveaus können ebenfalls nur über Emission von s- und d-Wellen erreicht werden. Da sie energetisch ungünstiger liegen als der Grundzustand und das erste angeregte Niveau, sind diese Übergänge jedoch zu vernachlässigen (siehe Abb. 2.1).

Dieses Argument wird durch Rechnungen mit dem Programm PENETRABILITY [PEN01] zur Bestimmung der Tunnelwahrscheinlichkeiten der  $\alpha$ -Teilchen durch das Potential des Kernes bestätigt (Tabelle 2.1). Danach werden 98% der  $\alpha$ -Teilchen beim Übergang in den Grundzustand und 2% beim Übergang in das erste angeregte Niveau von  $^{92}\text{Zr}$  emittiert. Alle anderen Übergänge zu höher angeregten Zuständen sind vernachlässigbar.



**Abb. 2.1:** Die erwarteten Übergänge in der  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ -Reaktion.

Niveauenergie in $^{92}\text{Zr}$ (keV)	$J^+$	Teilchenenergie (MeV)	Tunnelungswahrscheinlichkeit für s-Welle	Tunnelungswahrscheinlichkeit für d-Welle
0	$0^+$	6,123	$5,2 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$
934,49	$2^+$	5,227	$4,9 \cdot 10^{-9}$	$2,3 \cdot 10^{-9}$
1382,83	$0^+$	4,798	$3,1 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$
1495,47	$4^+$	4,690	$1,4 \cdot 10^{-10}$	$6,8 \cdot 10^{-11}$

**Tabelle 2.1:** Die Tunnelungswahrscheinlichkeit von  $\alpha$ -Teilchen durch das Kernpotential von  $^{96}\text{Mo}$ , berechnet mit dem Programm PENETRABILITY.

## 2.3 Versuchsaufbau und Messprinzip

Die  $(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnittsmessungen am  $^{95}\text{Mo}$  wurden am Linearbeschleuniger ORELA des Oak Ridge National Laboratory durchgeführt. Neutronen wurden über  $(\gamma,n)$ -Reaktionen durch Beschuss eines Ta-Targets mit einem gepulsten Elektronenstrahl von 150 MeV mit einer Frequenz von 525 Hz und einer Pulsbreite von 8 ns erzeugt.

In 8,44 m Abstand vom Ta-Target wurde eine kompensierte Ionisationskammer aufgebaut, in der die Messproben in Form von dünnen  $^{95}\text{Mo}$ -Schichten angeordnet waren. Die Proben waren auf beiden Seiten einer Trägerfolie aufgebracht. Dahinter, in 1,2 m Abstand zu den Proben, befand sich eine zweite, kleinere kompensierte Ionisationskammer, die eine  $^6\text{LiF}$  Probe enthielt und als Monitor für die Bestimmung des Neutronenflusses diente. Die relative Ansprechwahrscheinlichkeit dieser Kammer wurde separat bestimmt. Dazu wurde eine  $^6\text{LiF}$ -Probe und eine  $^{95}\text{Mo}$ -Probe auf den beiden Seiten einer Trägerfolie verwendet.

Der  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Querschnitt wurde mit Hilfe der Flugzeitmethode gemessen (Elektronik siehe Anhang I). Aus dem Abstand der Proben von der Neutronenquelle und der Flugzeit wurde die Neutronenenergie bestimmt. Zur Verringerung der Intensität des prompten  $\gamma$ -Blitzes, der im Ta beim Auftreffen des Elektronenpulses entsteht, wurde ein 5 mm dicker Bleifilter in den Strahlengang gebracht. Überlagerungen von langsamen Neutronen mit dem Folgepuls wurden durch ein 0,3 mm dickes Cd-Blech verhindert.

## 2.4 Die kompensierte Ionisationskammer

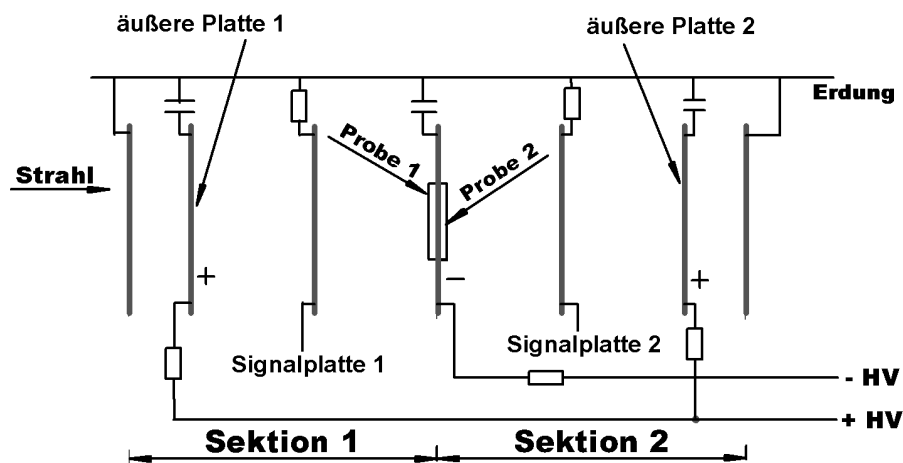


Abb. 2.2: Bauprinzip der verwendeten kompensierten Ionisationskammer.

Der Aufbau der Ionisationskammer ist in Abbildung 2.2 skizziert. Grundsätzlich funktioniert eine kompensierte Ionisationskammer folgendermaßen: Die aus der Probe austretenden  $\alpha$ -Teilchen ionisieren das Zählgas bis ihre Energie für weitere Ionisationen nicht mehr ausreicht. Auf diese Weise entstehende Elektronen und Ionen werden im elektrischen Feld zwischen der auf negativem Potential liegenden Probe und den geerdeten Signalplatten beschleunigt.

Der prompten  $\gamma$ -Blitz führt zu einer zusätzlichen starken Ionisierung des Zählgases und damit zu einem unerwünschten Untergrund. Um diesen Anteil, der auf beiden Seiten der Signalplatten gleich ist, zu kompensieren, werden zwei äußere Platten verwendet. In diesem

Zusatzvolumen erzeugt der  $\gamma$ -Blitz ein entsprechendes Signal, das dem im Hauptvolumen entspricht. Durch Wahl einer geeigneten Spannung wird dieser Anteil auf der Signalplatte gesammelt, wo er den Anteil des  $\gamma$ -Blitzes im Hauptvolumen kompensiert.

Als Ionisationsgas wurde Argon mit einem 10-prozentigen Anteil an  $\text{CO}_2$  verwendet. Der  $\text{CO}_2$ -Anteil des Gases erhöht die Driftgeschwindigkeit der Elektronen [ALR44]. Um die Driftgeschwindigkeit zu optimieren, wurde die Probe auf eine Spannung von  $-3000\text{ V}$  gelegt [PrS84]. Die Einstellung der „Gegen“- Spannung an den äußeren Platten wurde experimentell so gewählt, dass der  $\gamma$ -Blitz bestmöglich kompensiert wurde. Eine Zusammenstellung der Gaseigenschaften sowie der Betriebsspannungen findet sich in Tabelle 2.2.

Mit dem Programm SRIM [Tri00] wurde die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen ( $E_{\text{A1}}=6.5\text{ MeV}$ ) für unterschiedliche Drücke berechnet. Bei einem Druck von  $1,2\text{ bar}$  beträgt die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen  $42,4\text{ mm}$ . Bei einem Abstand von  $45,7\text{ mm}$  zwischen Probe und Signalplatte endet die Ionisationsspur der  $\alpha$ -Teilchen vor den Signalplatten, so dass eine vollständige Ladungssammlung gewährleistet ist.

## 2.5 Zeitlicher Ablauf der Messungen

Die erste Messung diente zur Bestimmung des Neutronenflusses an der Stelle der  $^{95}\text{Mo}$  Probe. Hierzu wurde zuerst auf der dem Strahl zugewandten Seite der großen kompensierten Ionisationskammer eine dünne  $^6\text{LiF}$ -Probe eingebaut. In die entgegengesetzte Sektion der Kammer wurde eine der beiden  $^{95}\text{Mo}$ -Proben positioniert. Die Monitorkammer enthielt ebenfalls eine dünne  $^6\text{LiF}$ -Probe, welche während des gesamten Experimentes nicht mehr ausgetauscht wurde.

Die Eichmessung mit der  $^6\text{LiF}$ -Probe in der Kammer dauerte  $31,8\text{ Stunden}$ . Danach wurde die  $^6\text{LiF}$ -Probe durch eine zweite  $^{95}\text{Mo}$ -Probe ersetzt. Dies ermöglichte die Messung des Wirkungsquerschnittes unabhängig von der Raumrichtung, in welche die  $\alpha$ -Teilchen emittiert werden.

Insgesamt wurden  $51\text{ Messreihen}$  mit beiden  $^{95}\text{Mo}$ -Proben in der Ionisationskammer aufgenommen.

Parameter	
Gas:	Argon (10 % $\text{CO}_2$ )
Gasdruck beide Kammern:	$1,2\text{ bar}$
Spannung an den Zentralplatten mit den Proben	$-3000\text{ V}$
Spannung zur Kompensation des $\gamma$ -Blitzes:	
$^6\text{LiF}$ -Messung	$+2400\text{ V}$
$^{95}\text{Mo}$ -Messung 2-9	$+1200\text{ V}$
$^{95}\text{Mo}$ -Messung 10-52	$+3000\text{ V}$
Neutronenmonitor: Spannung	$-600\text{ V}$
Kompensation des $\gamma$ -Blitzes	$+600\text{ V}$

**Tabelle 2.2:** Zusammenstellung der Gaseigenschaften sowie der Betriebsspannungen in der Kammer.

## 2.6 Auswertung der Daten

Aus den aufgenommenen Daten jeder Messreihe wurden mit der KMAX Software [KMA01] zweidimensionale Spektren der Pulshöhe über der Flugzeit für beide Kammern sowie der Monitorkammer berechnet und in geeigneter Weise addiert. Die für die Auswertung benutzten Einzelmessungen sind in Tabelle 2.3 zusammengestellt. Im wesentlichen konnten die Messreihen in fünf Gruppen mit eindeutiger Energie-Kalibrierung zusammengefasst werden.

Messung	Probe	Messzeit (h)	Zahl der Ereignisse
1	<sup>6</sup> LiF	31,8	59.832.090
2-9	<sup>95</sup> Mo	167,2	320.153.590
14-17	<sup>95</sup> Mo	25,5	47.061.220
20-32	<sup>95</sup> Mo	199,2	375.423.900
40-52	<sup>95</sup> Mo	148,6	274.272.230

**Tabelle 2.3:** Verwendete Proben und Messzeiten der einzelnen Messreihen.

Die Ursachen für die Unterschiede zwischen den Messreihen ergaben sich aus Verbesserungen in der Feinabstimmung der Elektronik, bzw. durch den Austausch der Vorverstärker nach der Messung 39.

Die Projektion I der aufgenommenen Ereignisse auf die Zeitachse für die Sektion 1 und Sektion 2 ergab mit den bekannten Resonanzen von <sup>95</sup>Mo [ABG78] und dem eingefügten Cd-Filter [MDH81] eine genaue Energieeichung.

Zur Auswertung der Wirkungsquerschnitte wurde eine weitere Projektion II der Signale auf die Energieachse vorgenommen. Durch Beschränkung auf Ereignisse mit Gesamtenergien der nachgewiesenen  $\alpha$ -Teilchen von  $>2$  MeV konnte das niederenergetische Rauschen der Kammer abgetrennt werden.

Für die weitere Auswertung der Daten wurde ein Fortran-Programm geschrieben, das eine Reihe von Dateien erstellt. Diese Dateien bedienen das Programm FORODF [For60], mit dem die Datenauswertung in drei Schritten vollautomatisch ablief.

1. Die Totzeit der Elektronik betrug  $24 \mu\text{s}$ . Aus diesem Grund muss für diejenigen Kanäle eine Totzeitkorrektur vorgenommen werden, die  $24 \mu\text{s}$  vor dem zu korrigierenden Kanal angesprochen haben. Für jeden Kanal der mit der Projektion I erzeugten Spektren wurden die Ereignisse  $N_i$  aus den totzeitverursachenden Kanälen aufsummiert und durch die Anzahl der gesamten Starts  $Z_0$  der Datenaufnahme dividiert.

Damit ergibt sich die Totzeitkorrektur für jeden Kanal I zu:

$$K(I) = \frac{1}{1 - \sum_i \frac{N_i}{Z_0}} \quad (\text{F } 2.1)$$

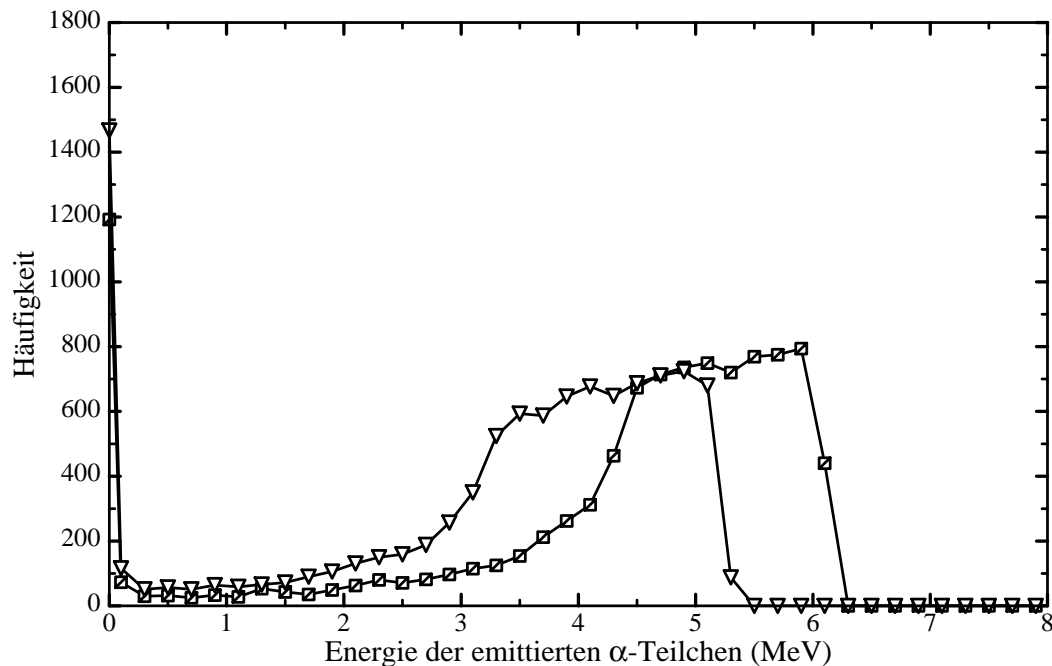
Diese Korrekturen waren immer kleiner als 4%, mit einem Durchschnittswert von 1,5%. Mit dem Faktor  $K(I)$  wurden die Ereignisse in den jeweiligen Kanälen der entsprechenden Projektion II korrigiert.

2. Der Untergrund im Neutronenenergiebereich  $<2$  eV war in Projektion II wegen der Ausblendung der langsamen Neutronen mit Hilfe des Cd-Filters konstant. In diesem Bereich wurde der natürliche Untergrund ermittelt und von den dazugehörigen Spektren subtrahiert.

3. Am Ende wurden die zusammengefassten Spektren der Messreihen (Messungen 2-9, 14-17, 20-32) an die Energieskala von Sektion 2 aus Messreihe 1 angepasst.

Die ersten beiden Auswertungsschritte für die Signale der  $^6\text{LiF}$ -Probe in der Monitorkammer wurden analog zur Auswertung der zwei  $^{95}\text{Mo}$  Proben durchgeführt. Für diese Spektren ergab sich eine maximale Totzeitkorrektur von 12% (Durchschnittswert 2,5 %).

Die  $\alpha$ -Teilchen verlieren auf Grund ihrer elektrischen Ladung einen Teil ihrer kinetischen Energie in den Proben. Wegen der Pulshörschwelle von 2 MeV wurde eine entsprechende Absorptionskorrektur erforderlich, die mittels Monte Carlo-Simulationen bestimmt wurde. Dazu wurde das Programm SRIM 2000 [Tri00] für  $\alpha$ -Energien von  $E_{\alpha 1}=6,123$  MeV und  $E_{\alpha 2}=5,227$  MeV verwendet. Die Startpunkte der  $\alpha$ -Teilchen in der Probe und die jeweiligen Austrittswinkel lieferte eine kleines Fortranprogramm. Das Ergebnis zeigt Abbildung 2.3.



**Abb. 2.3:** Die Häufigkeit der emittierten  $\alpha$ -Teilchen für Startenergien von 6,123 MeV (Quadrate) und 5,227 MeV (Dreiecke) als Funktion ihrer Austrittsenergie aus der Probe.

Zur Berechnung der von der Elektronik dargestellten Pulshöhe wurde folgender Ausdruck verwendet [Wil50]:

$$P = 1 - \frac{3}{5} \times \frac{R_0}{d} \times \cos \theta \quad (\text{F 2.2})$$

P : Pulshöhe

$R_0$ : Reichweite des  $\alpha$ -Teilchens

d : Plattenabstand 45 mm

$\theta$  : Winkel zwischen der Flugbahn des  $\alpha$ -Teilchens und der Plattennormalen



Mit dem Programm SRIM 2000 wurde die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen im Zählgas (Argon mit 10% CO<sub>2</sub> bei einem Druck von 1,2 bar) in Abhängigkeit von der  $\alpha$ -Teilchenenergie berechnet und durch ein Polynom zweiten Grades gefittet.

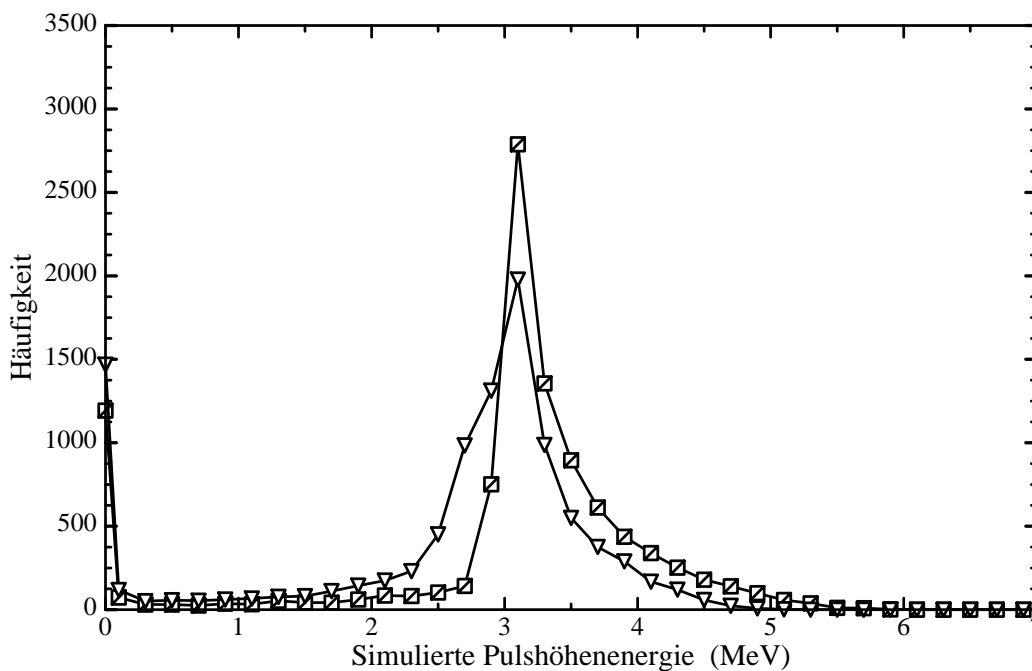
$$R_0 = 0,8855 + 2,9022 \times E + 0,5313 \times E^2 \quad (\text{F 2.3})$$

R: Reichweite R in mm

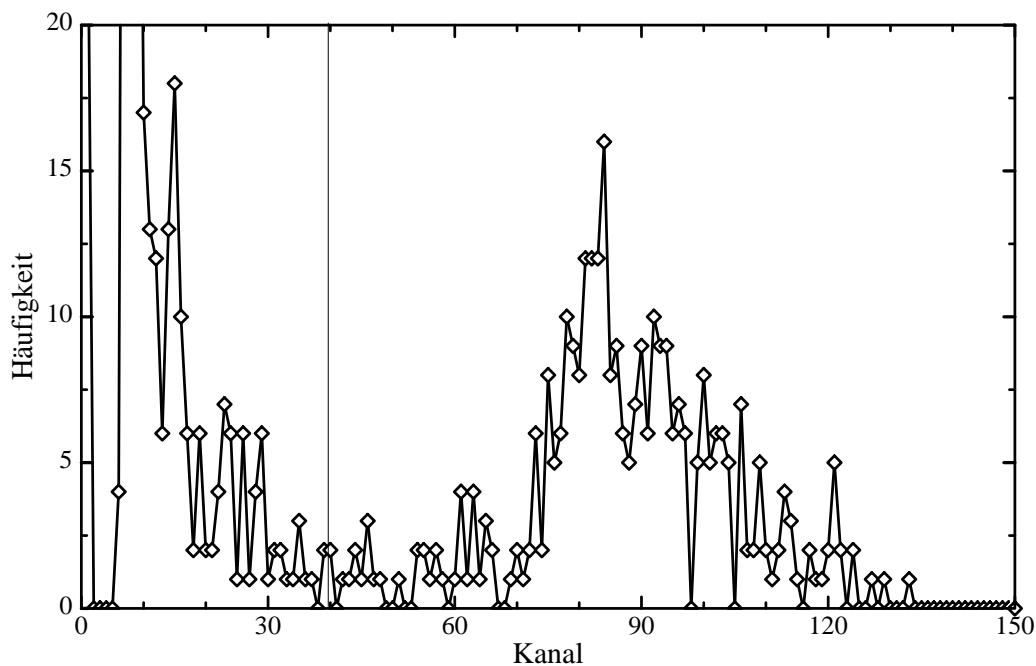
E:  $\alpha$ -Energie in MeV

Die zur Pulshöhenberechnung benötigten Energien und Emissionswinkel  $\theta$  wurden den Monte Carlo-Simulationen entnommen und daraus die im Experiment gemessene Häufigkeitsverteilung der  $\alpha$ -Teilchen über die Pulshöhe mit Hilfe der Gleichungen (F 2.2) und (F 2.3) berechnet (Abb. 2.4).

Der Bruchteil von Ereignissen mit Energien kleiner als 2 MeV, die im experimentellen Spektrum durch das niederenergetische Rauschen der kompensierten Ionisationskammer überdeckt wurden oder die Mo-Proben nicht verlassen konnten, ergibt sich aus der Pulshöhenverteilung der Abb. 2.5. Der entsprechende Korrekturfaktor für diese Absorptionsverluste von  $K=1,20 \pm 0,02$  berücksichtigt, dass das erste angeregte Niveau mit 2% besetzt wird.



**Abb. 2.4:** Berechnete Pulshöhe in der Ionisationskammer in Abhängigkeit der kinetischen Energie der emittierten  $\alpha$ -Teilchen mit Startenergien  $E_{\alpha 1} = 6,123$  MeV (Quadrate), und  $E_{\alpha 2} = 5,227$  MeV (Dreiecke).



**Abb. 2.5:** Pulshöhenspektrum der Ionisationskammer (Messreihe 40 bis 52, Sektion 2) im Neutronenenergiebereich von 80 bis 200 keV. Die Schwelle bei  $E = 2$  MeV ist durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

Der Vergleich mit der simulierten Pulshöhenverteilung (Abb. 2.4) lässt erkennen, dass das experimentelle Spektrum (Abb. 2.5) durch die elektronische Auflösung etwas verbreitert ist.

Eine entsprechende Korrektur für die in Sektion 1 verwendete  $^6\text{LiF}$ -Probe ist wegen der sehr kleinen Flächenbelegung von  $(1,19 \cdot 10^{18} \pm 0,02)$  at/cm<sup>2</sup> vernachlässigbar.

Die Auswertung des Wirkungsquerschnittes erfolgte mit der Formel (siehe Anhang II)

$$\sigma = 2 \times K \times \frac{n_{\text{Li}}}{n_{\text{Mo}}} \times \frac{R_{\text{Li},M}}{R_{\text{Mo},M}} \times \frac{R_{\text{Mo}}}{R_{\text{Li}}} \times \sigma_{\text{Li}} \quad (\text{F 2.4})$$

mit den Termen

2: Bei der Reaktion der Neutronen mit den  $^6\text{Li}$  Atomen entstehen Alphateilchen und Tritonen, die in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Der Faktor 2 in der Formel berücksichtigt, dass zur Bestimmung des Neutronenflusses beide Teilchen verwendet wurden.

K: Korrekturfaktor  $K = 1,20 \pm 0,02$  für  $\alpha$ -Teilchen mit Energien unterhalb der Nachweisschwelle im Spektrum.

$\frac{n_{\text{Li}}}{n_{\text{Mo}}}$ : Die Flächenbelegung der  $^6\text{LiF}$ -Probe ( $1,19 \cdot 10^{-6} \pm 0,02$ ) at/barn in der Messreihe 1 im Verhältnis zu den in den Messreihen 2 bis 52 benutzten  $^{95}\text{Mo}$ -Proben von je ( $6,138 \cdot 10^{-5} \pm 0,025$ ) at/barn.

$\frac{R_{Li,M}}{R_{Mo,M}}$  : Das Verhältnis der Ereignisse in der  ${}^6\text{LiF}$ -Messreihe zu den aufaddierten  ${}^{95}\text{Mo}$  Messreihen 1-52 für die Monitorkammer. Die Monitorereignisse  $R_{Mo,M}$  wurden gemäss  $R_{Mo,M} = 0,5 * (R_{Mo,M}$  für Sektion 1 +  $R_{Mo,M}$  für Sektion 2) für alle verwendeten Daten des auszuwertenden Energieintervalls, bzw. der Messreihen auf addiert. Damit konnte dem Umstand Rechnung getragen werden, dass für Messreihe 1 lediglich in Sektion 2 eine  ${}^{95}\text{Mo}$ -Probe montiert war, bzw., dass die Daten von Messreihe 40 bis 52 im Energiebereich von 3 eV bis 7,5 eV in Sektion 2 durch ein zeitliches Rauschen überlagert wurden und nicht für die Auswertung herangezogen werden konnten.

$\frac{R_{Mo}}{R_{Li}}$  : Dieser Term gibt das Verhältnis der registrierten  ${}^{95}\text{Mo}$ -Ereignissen in den Messreihen 2 bis 52 zu den in der Messreihe 1 gemessenen Anzahl von Tritonen und  $\alpha$ -Teilchen wieder. Um die Statistik zu verbessern wurden die aufgenommenen 24000 Kanäle zu 12 einzelnen Messpunkten im Energiebereich von 1 keV bis 500 keV zusammengefasst.

$\sigma_{Li}$  : Der als Standard verwendete  ${}^6\text{Li}$ -Querschnitt, welcher für alle 24000 Kanäle aus den Literaturwerten interpoliert wurde. Für die Zusammenfassung der Kanäle wurde der  ${}^6\text{Li}$ -Querschnitt jeweils addiert und durch die Anzahl der Kanäle dividiert.

Da die Fehlerquellen voneinander unabhängig sind, wurden die Fehlerbalken mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt.

Bei den Mo-Proben handelte es sich um selbsttragende Folien, deren Gewicht durch Wiegen sehr genau bestimmt werden konnte (siehe Tabelle 2.4).

Die  ${}^6\text{Li}$ -Probe war für die Neutronflussbestimmung kalibriert und wies eine auf  $\pm 2,5 \%$  genau bekannte Flächenbelegung auf.

Ursache	Unsicherheiten (%)
Massenbelegung Mo	$\pm 0,4$
Massenbelegung ${}^6\text{Li}$	$\pm 2,5$
$\sigma_{Li}$	$\pm 2,0$
$R_{Li,M}/R_{Mo,M}$	$\pm 0,2$
$K_{abs}$	$\pm 2,0$
Zählstatistik	$\pm(2,7-16,2)$

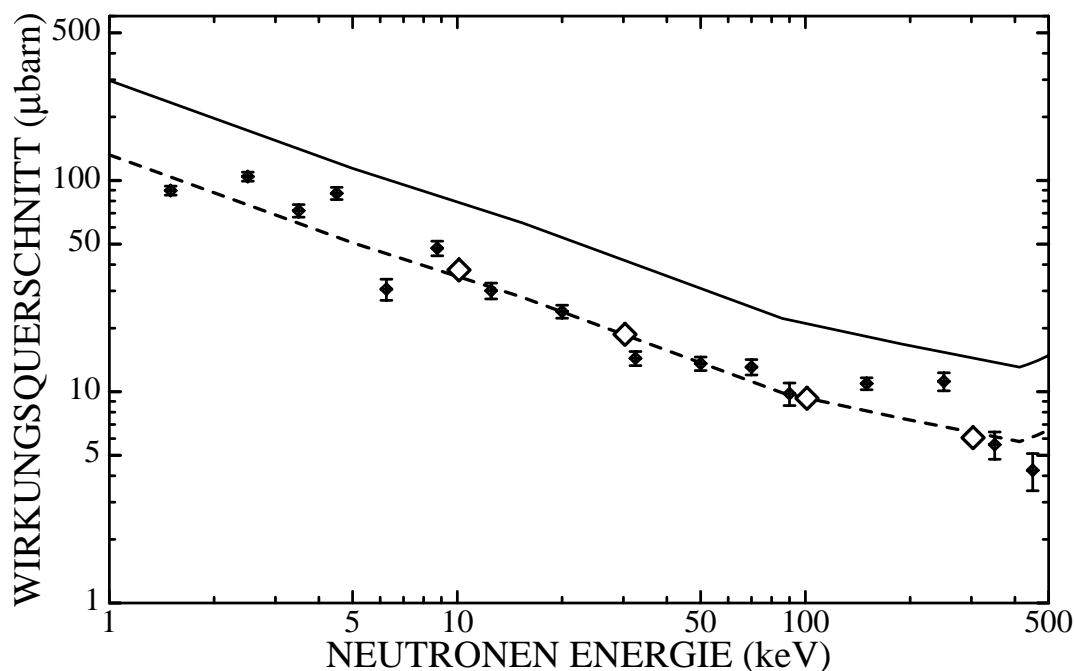
**Tabelle 2.4:** Experimentelle Unsicherheiten.

## 2.7 Ergebnisse

Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.6 und Tabelle 2.5 zusammengefasst. Die von 1 keV bis zu 500 keV experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte sind im Vergleich zu den vorhergesagten Werten des NON-SMOKER Codes [NON02] um einen konstanten Faktor 2,25 kleiner. Hingegen sind die Daten, die mit einem älteren Modell von Holmes et al. [HWW76] berechnet wurden, in guter Übereinstimmung.

Frühere Experimente [GKA00] [KGA01] an den schwereren Kernen  $^{147}\text{Sm}$  und  $^{143}\text{Nd}$  ergaben ebenfalls eine Überschätzung der von NON-SMOKER vorhergesagten Werte um Faktoren von 3,3 bzw. 2,7. Auch in diesen Fällen ergibt sich eine bessere Übereinstimmung mit dem Modell von Holmes et al. [HWW76] ( $^{147}\text{Sm}/1,3$ ;  $^{143}\text{Nd}/1,06$ ).

Im Energiebereich von 1 eV bis 1 keV konnten zu den sieben bekannten Resonanzen [ABG78] 47 neue Resonanzen gefunden werden. Leider erlaubte die Messung nur die Bestimmung der Resonanzflächen  $A_\alpha = g_i \Gamma_\alpha \Gamma_n / \Gamma$ , da die Resonanzbreiten  $\Gamma_n$  und  $\Gamma_\gamma$ , sowie der Drehimpuls  $J$  in den meisten Fällen nicht bekannt waren. Die Resonanzdaten wurden einer R-Matrix-Analyse unterzogen [Pau02] und sind in Abb. 2.7 auszugsweise dargestellt und in tabellierter Form im Anhang III aufgeführt.

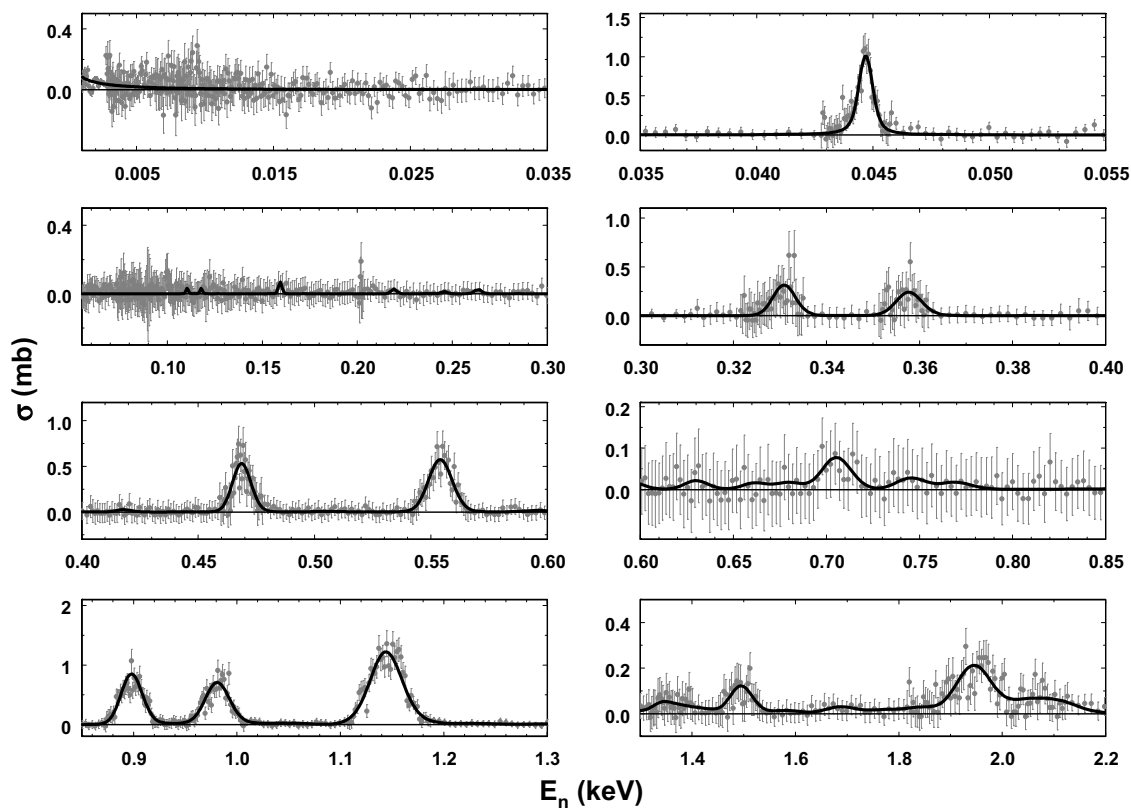


**Abb. 2.6:** Experimentell gewonnene Daten (Punkte mit Fehlerbalken) im Vergleich zu den Daten von NON-SMOKER (durchgezogene Linie) bzw. NON-SMOKER/2.25 (gestrichelte Linie). Die Werte von Holmes et. al sind durch offene Quadrate eingezeichnet.

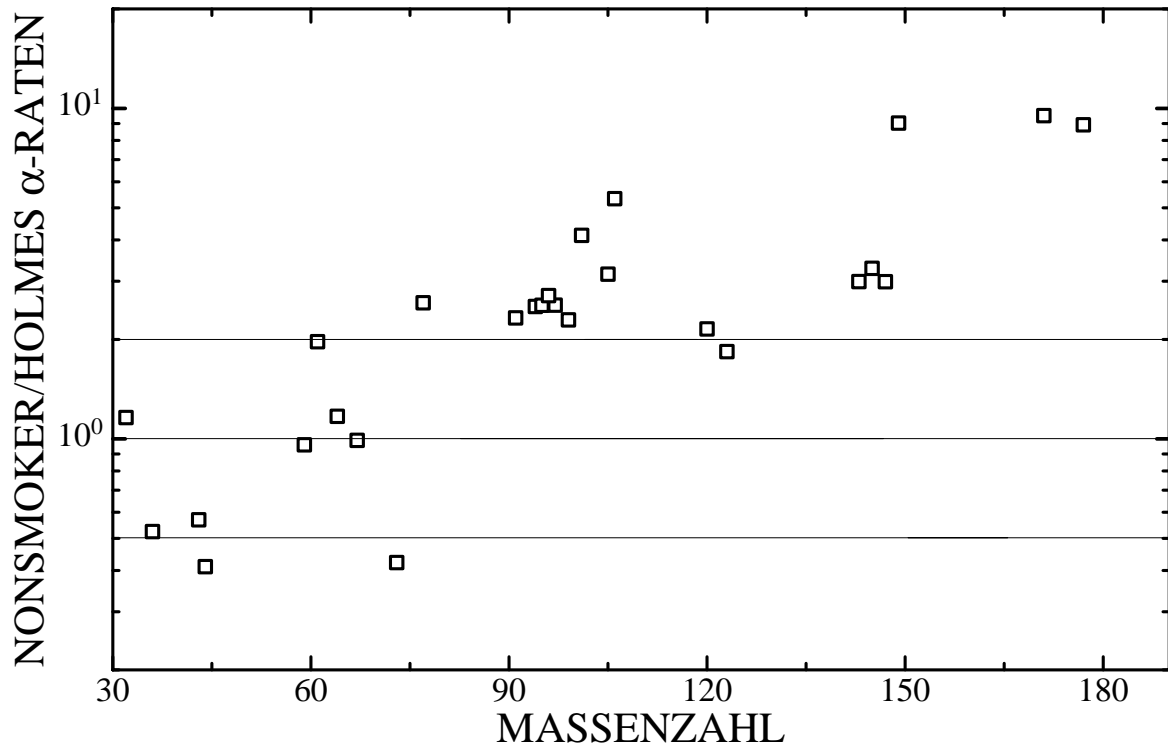
Mit dem heutigen Stand der Experimente ergibt sich, dass der als Standardmodell verwendete NON-SMOKER Code für  $\alpha$ -induzierte Reaktionen und ihre Umkehrreaktionen starke Unsicherheiten aufweist. Die schematische Parametrisierung des Potentials, das von Holmes et al. verwendet wird, fittet die gemessenen Daten wesentlich besser. Langfristig sollten auf der experimentellen Datenbasis für  $\alpha$ -induzierte Reaktionen neue Kernpotentiale entwickelt werden, die eine verbesserte Extrapolationen in das Gebiet der instabilen Kerne erlauben.

Energie (keV)	$\sigma$ ( $\mu\text{barn}$ )
$1,5 \pm 0,5$	$89,6 \pm 4,4$
$2,5 \pm 0,5$	$104,4 \pm 5,1$
$3,5 \pm 0,5$	$72,0 \pm 4,9$
$4,5 \pm 0,5$	$87,0 \pm 5,8$
$6,25 \pm 1,25$	$30,6 \pm 3,5$
$8,75 \pm 1,25$	$47,8 \pm 3,8$
$12,5 \pm 2,5$	$30,1 \pm 2,6$
$20,0 \pm 5$	$24,0 \pm 1,7$
$32,5 \pm 7,5$	$14,4 \pm 1,1$
$50 \pm 10$	$13,6 \pm 1,0$
$70 \pm 10$	$13,1 \pm 1,1$
$90 \pm 10$	$9,8 \pm 1,2$
$150 \pm 50$	$10,94 \pm 0,78$
$250 \pm 50$	$11,2 \pm 1,1$
$350 \pm 50$	$5,62 \pm 0,83$
$450 \pm 50$	$4,25 \pm 0,85$

**Tabelle 2.5:** Wirkungsquerschnitt der  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Reaktion in Abhängigkeit von der Energie.



**Abb. 2.7:** Wirkungsquerschnittsdaten im Energiebereich von 1 eV bis 2,2 keV für  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$  (Punkte mit Fehlerbalken) und die entsprechende R-Matrix-Anpassung [RKK03] (durchgezogene Linie).



**Abb. 2.8:** Quotient der Vorhersagen von Reaktionsraten des NON-SMOKER Codes [NON02] mit dem älteren Modell von Holmes et al. [HWW76].

Der Vergleich der Reaktionsraten des NON-SMOKER Codes [NON02] mit dem älteren Modell von Holmes et al. [HWW76] (siehe Abb. 2.8) zeigt mit steigender Massenzahl wachsende Unterschiede in den Vorhersagen. Abweichungen bis zu einem Faktor 10 sind möglich. Wegen der starken Streuung der Werte muss die experimentelle Datenbasis noch weiter ausgebaut werden. Insbesondere ist es wichtig, Experimente im Bereich von hohen Massenzahlen  $A > 150$  durchzuführen.

# Kapitel 3

## Aktivierungsexperimente

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass die theoretischen Vorhersagen für die  $\alpha$ -induzierten Reaktionen stark von den gemessenen Querschnitten abweichen können. In diesem Kapitel wird der Trend der Vorhersagen anhand der Reaktionen  $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$ ,  $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$  und  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)$  untersucht mit dem Ziel, die Parametersystematik des statistischen Modells zu verbessern. In diesem Zusammenhang wurde auch die  $(p,\gamma)$ -Reaktion am  $^{116}\text{Sn}$  vermessen, die als Test der Parametrisierung der Niveaudichte der protonenmagischen Kern mit  $Z=50$  angesehen werden kann.

Das Grundprinzip der Aktivierungsmethode beruht darauf, dass Proben mit bekannter Flächenbelegung einem Teilchenstrahl definierter Energie ausgesetzt und anschließend die erzeugten Produktkerne über ihre spezifische Zerfallsstrahlung nachgewiesen werden.

Die Aktivierungsmethode hat den Vorteil, dass der strahlinduzierte Untergrund entfällt und dadurch eine sehr gute Empfindlichkeit erreicht wird. Damit eignet sich diese Technik auch für die Bestimmung von sehr kleinen Wirkungsquerschnitten bis weit unter die Coulombschwelle. Bei Verwendung von natürlichem Probenmaterial können zudem verschiedene Reaktionen gleichzeitig untersucht werden. Allerdings sind der Aktivierungsmethode dadurch Grenzen gesetzt, dass die Produktkerne instabil sein müssen. Außerdem hängt die Empfindlichkeit davon ab, dass die Lebensdauer der induzierten Aktivität den Nachweis der Produktkerne begünstigt.

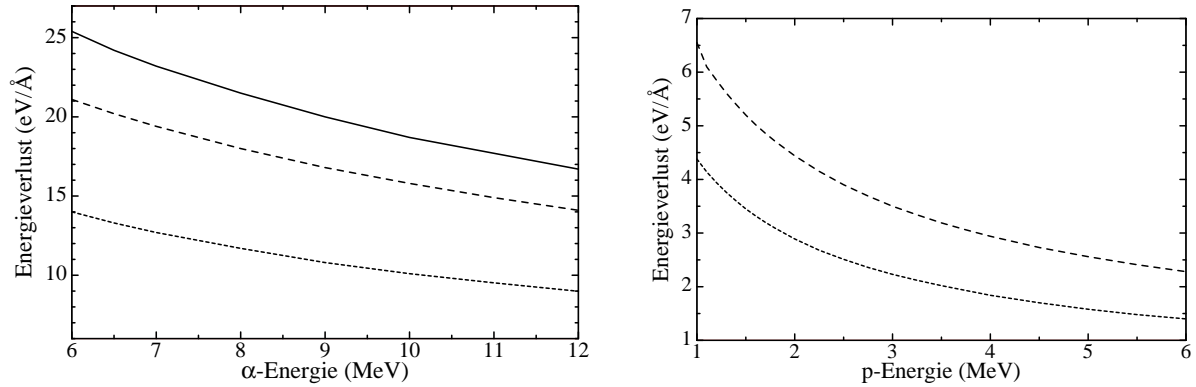
### 3.1 Probenherstellung

Die Wahl der Probendicke erfordert einen Kompromiss zwischen der statistischen Genauigkeit, die mit steigender Flächenbelegung ansteigt und der systematischen Unsicherheit durch den Energieverlust der geladenen Projektile in der Probe, wodurch die Energiebestimmung des gemessenen Wirkungsquerschnittes zunehmend problematischer wird.

In jedem Fall müssen die Proben als dünne Schichten auf eine geeignete Unterlage aufgebracht werden. Dafür hat sich Tantal wegen seiner hohen Ladungszahl als vorteilhaft erwiesen, da so Reaktionen mit geladenen Teilchen stark unterdrückt werden. Tantal besteht zu 99,998 % aus  $^{181}\text{Ta}$  und weist lediglich 0,002 %  $^{180}\text{Ta}$  auf. Bei Reaktionen mit  $\alpha$ -Teilchen und Protonen mit  $^{181}\text{Ta}$  sind die Reaktionsprodukte ( $^{185}\text{Re}$ , bzw.  $^{182}\text{W}$ ) jeweils stabil. Die

Reaktionsprodukte von  $^{180}\text{Ta}$  führen zwar auf instabile Kerne ( $^{183}\text{Re}$ ,  $^{184}\text{Re}$ ,  $^{181}\text{W}$ ), beeinflussen die Experimente wegen der kleinen Querschnitte und der geringen Häufigkeit nicht merklich.

Da der Primärstrahl zum sicheren Nachweis der deponierten Ladung vollkommen gestoppt werden muss, wurden Ta-Backings von 0,4 mm Dicke verwendet.



**Abb. 3.1:** Spezifischer Energieverlust der verwendeten Probenmaterialien (durchgezogene Linie: Mo mit 33% O, gestrichelte Linie: metallisches Sn, gepunktete Linie: SnCl<sub>2</sub>).

Mit Hilfe des Programms SRIM 2000 [Tri00] wurden Monte Carlo Simulationen durchgeführt, um Probendicke und Energieunsicherheit für die einzelnen Reaktionen und Targetmaterialien zu berechnen. Das Programm interpoliert dafür die tabellierten Werte für den Energieverlust von geladenen Teilchen des Standardwerks von Ziegler [Zie80]. Für die verschiedenen Proben ist der spezifische Energieverlust für  $\alpha$ -Teilchen und Protonen in Abb. 3.1 explizit gezeigt.

### 3.1.1 Die Mo-Proben

Molybdän aus einem metallischen Schiffchen aufzudampfen ist wegen des hohen Schmelzpunktes von 2617° C nur bedingt durchführbar [BaM96]. Eine Alternative zur Herstellung von dünnen Schichten bietet die Sputtermethode, die auch für harte und temperaturresistente Materialien anwendbar ist. Diese Methode hat außerdem den Vorteil, dass Diffusionsprozesse in der Probe durch die Substrattemperatur gesteuert werden können.

#### Die Sputter-Methode (Kathodenstrahlmethode)

Das Grundprinzip des Sputterverfahrens beruht darauf, Ionen in einer kontrollierten Gasentladung auf das Target zu beschleunigen und aus diesem Atome herauszuschlagen. Im einzelnen läuft der Vorgang folgendermaßen ab: Zuerst wird in der Sputterkammer durch mehrmaliges Evakuieren und Befüllen eine reine Argonatmosphäre von 0,6 mbar eingestellt. Durch die Höhenstrahlung werden einzelne Atome ionisiert und so durch ein elektromagnetisches Feld eine Entladung zum Sputtertarget hin gezündet. Beim Aufprall eines einzelnen Ions können dabei bis zu 50 Mo-Atome aus dem Sputtertarget herausgeschlagen werden, die sich auf einem gegenüber liegenden Backing niederschlagen [ToK76] [Sig69]. Um die Diffusion in der so entstehenden Probenschicht anzuregen und die Probenschicht zu homogenisieren wurde das Backing auf 120°C vorgeheizt.



Vor jedem Sputtervorgang wurden die Backings für mindestens 10 min durch eine Blende abgedeckt, bis die Oberfläche des Sputtertargets von allen Verunreinigungen befreit war.

Durch Variation der Sputterzeit war es möglich, die gewünschten Probendicken relativ genau einzustellen. Dazu wurde in Vorversuchen mit unterschiedlichen Prozessparametern auf Kohlenstoffscheiben gesputtert und die Proben anschließend mittels Rückstreuanalyse (siehe entsprechenden Abschnitt) untersucht. Neben der Sputterrate ergaben sich auch Aufschlüsse über eventuelle Fremdstoffe in der Probe. Die in diesen Vorversuchen optimierten Prozessparameter sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Für die späteren Aktivierungsmessungen wurden anschließend insgesamt 18 Mo-Proben auf Ta-Backings gesputtert.

Vorvakuum	$< 10^{-5}$ mbar
Argondruck	$6,2 \cdot 10^{-1}$ mbar
Vorsputterzeit	$> 10$ min
Substrattemperatur	120 °C
Abstand Target Substrat	3 cm
Blendendurchmesser	1 cm
Spannung	463-479 V
Strom	70-80 mA

**Tabelle 3.1:** Optimierte Prozessparameter beim Sputtern

### 3.1.2 Die Sn-Proben

Bei der Vorbereitung der Experimente zeigte sich, dass aufgrund des theoretisch vorhergesagten  $(p,\gamma)$ -Querschnitts von  $^{116}\text{Sn}$  im Gamov-Fenster des p-Prozesses, d.h. für Protonenenergien unterhalb von 2,2 MeV, mit natürlichem Probenmaterial keine ausreichenden Zählraten zu erwarten waren. Deshalb waren für diesen Teil der Messung angereicherte  $^{116}\text{Sn}$ -Proben erforderlich.

Die Messung des  $(\alpha,\gamma)$ -Querschnitts von  $^{112}\text{Sn}$  war wegen der kleinen  $^{112}\text{Sn}$ -Häufigkeit von 0,97% ebenfalls nur mit angereicherten Proben möglich.

Neben der geringen Isotopenhäufigkeit gibt es noch einen weiteren Grund für die Verwendung von isotopenreinem Material: Im Falle der  $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$  Reaktion öffnet sich bei Verwendung natürlicher Targets oberhalb einer Protonenenergie von 2,539 MeV der Reaktionskanal der  $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$  Reaktion. Damit ist das produzierte  $^{117}\text{Sb}$  nicht mehr eindeutig einer Reaktion zuzuordnen.

Bei den aufgedampften Proben wurde die Oberfläche der verwendeten Ta-Backing mit feinem Schleifpapier aufgeraut um einen besseren Halt der Probenschicht zu gewährleisten. Alle in den Aktivierungsexperimenten verwendeten Ta-Backings wurden 20 Minuten in einem Ultraschallbad aus Ethylalkohol gereinigt.

Sämtliche  $^{116}\text{Sn}$ -Proben wurden durch Aufdampfen hergestellt. Dazu wurde sowohl natürliches Metallpulver (99,9 %) als auch angereichertes Material verwendet. Insgesamt

### KAPITEL 3. AKTIVIERUNGSEXPERIMENTE

konnten aus dem vorhandenen  $^{116}\text{Sn}$  (50 mg mit 97,7 % Anreicherung) vier isotonenreine Proben gewonnen werden.

Für das seltene Isotop  $^{112}\text{Sn}$  standen nur 10 mg Probenmaterial mit einer Anreicherung von 98,9 % zur Verfügung. Diese Proben werden mit dem Elektrosprühverfahren produziert, mit dem eine höhere Ausbeute erreicht wird [Rob66]. Durch Anlegen eines positiven Potentials an eine Zinnlösung werden feine Flüssigkeitstropfen im elektrischen Feld zerstäubt. Dazu wurde isotonenreines Zinn (10 mg) in 30%iger Salzsäure gelöst und mit 90% Aceton verdünnt, um die für Elektrosprühverfahren erforderliche Polarisierbarkeit zu gewährleisten. Diese Lösung wird aus einer Injektionsnadel, die auf einem Potential von  $U=2900\text{ V}$ , liegt auf ein geerdetes Backing aufgesprüht. Auf dem Backing bildet sich ein dünner Film, aus dem das Aceton verdunstet und der so eine stabile  $\text{SnCl}_2$ -Schicht ausbildet. Für die richtige Benetzung der Oberfläche war es wichtig, die Ta-Backings leicht aufzurauen.

Es zeigte sich, dass auch die einfache Benetzung der Oberfläche mit der  $\text{SnCl}_2$ -Lösung zur Erzielung dünner Schichten ausreicht. Deshalb wurde ein Teil der Proben auf diese Weise hergestellt. Dabei wurde darauf geachtet, die Lösung der Proben weit über die im Experiment bestrahlte Fläche aufzutragen um unabhängig von Randeffecten zu sein.

## 3.2 Probenanalysen

### 3.2.1 Rutherford-Rückstreuungsmessungen

Mit Hilfe der Rutherford-Rückstreuungsmethode können dünne Proben und Oberflächenbereiche auf Elementverteilungen untersucht und gegebenenfalls Schichtdicken gemessen werden [TeN95]. Dazu werden schwere Kerne in der Probe mit leichten Projektilkernen beschossen. Ein Teil der Projektilkerne wird zurückgestreut und verliert, je nach Masse des Targetkernes und des Rückstreuwinkels einen Teil der kinetischen Energie.

Die Wechselwirkung der Projektilkerne mit dem Coulombpotential der Targetkerne wird durch die Rutherfordsche Streuformel beschrieben. Die Transformation vom Schwerpunktsystem ins Laborsystem ergibt [CMN78]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4 \cdot E_0} \right)^2 \cdot \frac{4}{\sin^4(\Theta)} \cdot \frac{\{ [1 - ((M_1/M_2) \cdot \sin \theta)]^{1/2} + \cos \theta \}^2}{[1 - ((M_1/M_2) \cdot \sin \theta)^2]^{1/2}} \quad (\text{F 3.1})$$

$Z_1$ : Ladungszahl des Projektils,

$Z_2$ : Ladungszahl des Targetkernes,

$M_1$ : Masse des Projektils,

$M_2$ : Masse des Targetkernes,

$\Theta$ : Streuwinkel zwischen einlaufendem und auslaufendem Projektil.

Das Häufigkeitsverhältnis  $m$  zweier Isotope A und B berechnet sich nach (F 3.2) aus der Anzahl der Rückstreuereignisse  $A$  und dem Streuquerschnitt  $\sigma$ . Der Streuquerschnitt hängt in erster Näherung vom Quadrat der Ladungszahl des Targetkerns ab. Schwere Kerne mit hoher Ladungszahl werden deshalb sehr viel empfindlicher nachgewiesen.

$$m = \frac{A_B}{A_A} \cdot \frac{\sigma_A(E, \theta)}{\sigma_B(E, \theta)} \quad (\text{F 3.2})$$

Das Verhältnis  $K$  der Projektilenergie vor und nach der Streuung ergibt sich aus Impuls und Energieerhaltung,

$$K = \frac{E_{aus}}{E_{ein}} = \left( \frac{(M_2^2 - M_1^2 \cdot \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cdot \cos \theta}{M_1 + M_2} \right)^2 \quad (\text{F 3.3})$$

$K$  wird als kinematischer Faktor bezeichnet und bestimmt die maximale Streuenergie und damit bei festgelegtem Austrittswinkel die maximale Kanalzahl für jedes Element im Rückstreupektrum. Unter diesen Umständen können unterschiedliche Konstituenten in der Probe voneinander getrennt werden.

Wird das Projektil in der Tiefe der Probe gestreut oder wird die zu untersuchende Schicht von einem darüber liegenden Film bedeckt, führt der Energieverlust in der Probe zu einer Erniedrigung in der Energie des gestreuten Projektils. Daraus ergibt sich die Möglichkeit zur Schichtdickenbestimmung.

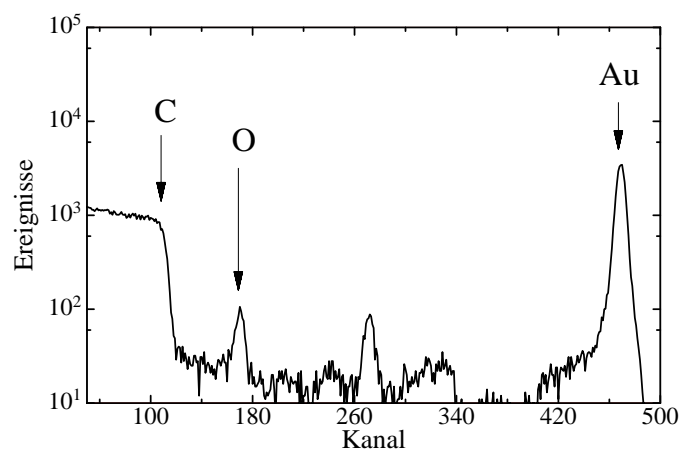
Das Ziel der Rückstreuungsmessungen war zunächst die Optimierung der Sputterparameter und die Untersuchung auf Fremdstoffe im Probenmaterial. Da Ta wegen seiner hohen

### KAPITEL 3. AKTIVIERUNGSEXPERIMENTE

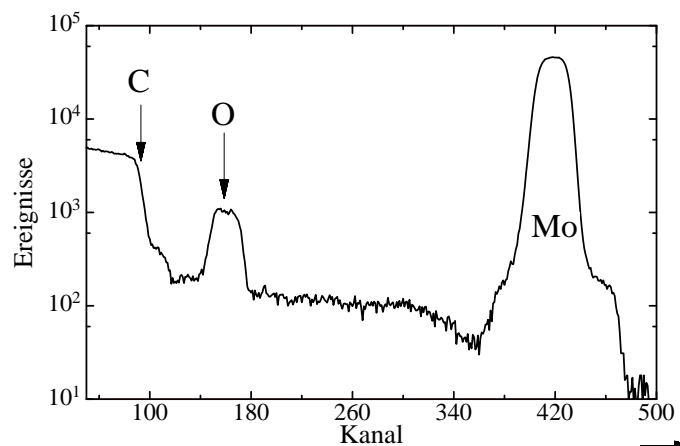
Ladungszahl keine hohe Empfindlichkeit zuließ, wurden in diesen Messungen Kohlenstoff-Backings benutzt.

Die Untersuchungen wurden am RBS-Versuchsstand des Instituts für Festkörperphysik des Forschungszentrums Karlsruhe mit  $^4\text{He}^+$ -Ionen mit einer Energie von 2 MeV durchgeführt. Der  $^4\text{He}^+$ -Strahl trifft senkrecht auf die Probe und elastisch gestreute Teilchen werden unter einem Winkel von  $165^\circ$  durch einen Oberflächensperrschichtzähler nachgewiesen. Für die Energieeichung der Spektren wurde ein Kohlenstoff-Backing mit einer dünnen Goldschicht benutzt (Abb 3.2).

Die Spektren der Mo-Proben (Abb. 3.3) lassen lediglich einen gewissen Anteil von Sauerstoff, der für das anstehende Aktivierungsexperiment jedoch unkritisch ist, erkennen. Mit den optimierten Sputterparametern und durch Variation des Argondruckes konnte der Sauerstoffgehalt in der Probe auf 33 at % gesenkt werden.



**Abb. 3.2:** Rückstreuungsspektrum einer dünnen Goldschicht auf einem Kohlenstoffsubstrat zur Eichung der RBS Analyse.



**Abb. 3.3:** RBS-Spektrum von Mo-Proben auf Kohlenstoff. Ein Sauerstoffanteil von 33 Atomprozent ist im aufgenommenen Spektrum deutlich zu erkennen.

### 3.2.2 Röntgenfluoreszenzanalysen

Die Flächenbelegung der Mo- und Sn- Proben wurden durch eine Röntgenfluoreszenzanalyse am Institut für Nukleare Entsorgungstechnik des Forschungszentrums Karlsruhe bestimmt, wo ein Siemens Sequenzspektrometer SRS 3000 zur Verfügung stand. Die Proben werden dem Bremsstrahlungsspektrum einer Rh-Anode ausgesetzt und die induzierte charakteristische Röntgenstrahlung nach Reflexion an einem LiF-Kristall analysiert. Zum Nachweis der induzierten Röntgenstrahlung dienten je nach Energiebereich ein Durchflusszählrohr oder ein Szintillationsdetektor. Die Charakterisierung der Proben wurde relativ zu Eichproben mit genau bekannten Flächenbelegungen durchgeführt.

Die Eichproben wurden aus standardisierten Mo- und Sn-Lösungen hergestellt, wobei mit einer Präzisionspipette genau definierte Probenmengen auf geheizte Backings (50°C) getropft wurden. Für beide Elemente wurden jeweils 9 Eichproben angefertigt. Eine Leerprobe diente zur Ermittlung des bei der Fluoreszenzanalyse entstehenden Untergrunds. Als Standardlösungen wurde Mo als  $(\text{NH}_4)_2\text{MoO}_4$  in einer Ammoniaklösung benutzt, während für Sn eine wässrige  $\text{SnCl}_2$  Lösung mit 20%  $\text{HCl}_2$  Anteil verwendet wurde (1000 µg/ml, Alfa Aesar Johnson Matthey GmbH).

Die Elemente H, N, O, F und Cl, die in den Eichproben zusätzlich enthalten waren, emittieren Röntgenstrahlen mit wesentlich niedriger Energie als die zu untersuchenden Elemente und hatten deshalb keinen Einfluss auf das Analyseverfahren.

Vor jeder Messreihe wurde die Röntgenfluoreszenzanlage neu geeicht. Die Abbildung 3.4 zeigt die Bestimmung der Eichgeraden anhand der verwendeten Eichproben.

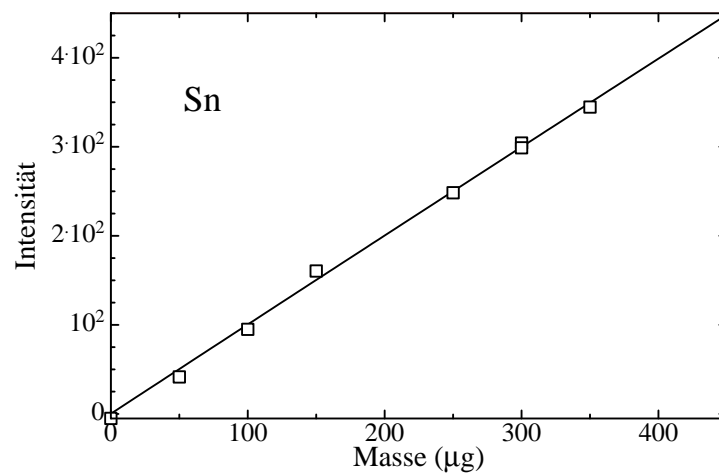
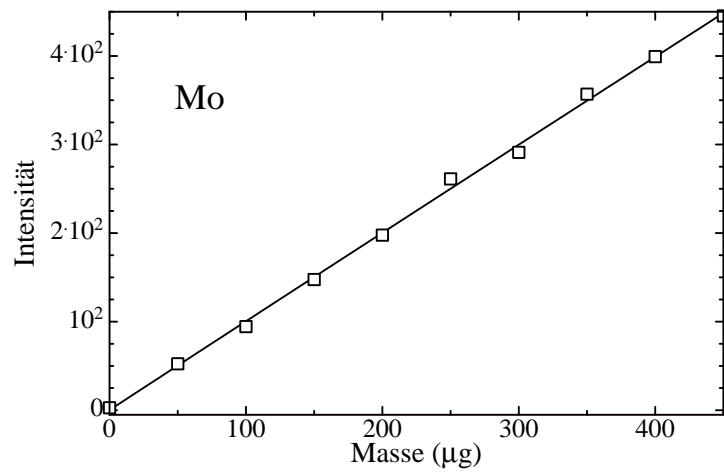
Die Flächenbelegung der Proben wurde aus den Intensitäten der  $\text{K}\alpha_1$ -  $\text{K}\beta_1$ -Linien der zu untersuchenden Elemente ermittelt. Da der statistische Fehler in allen Fällen unter 0,3 % lag, wurde die Genauigkeit der Flächenbelegung im wesentlichen durch die entsprechende Eichgerade und die Probengeometrie bestimmt. Die entsprechenden Fehler sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Fehlerquelle	Mo-Proben	Sn-Proben
Ausgleichsgerade (%)	1,4	2,0
Zählstatistik (%)	< 0,3	< 0,3
Standardlösungen (%)	< 0,3	< 0,3
Probengeometrie	<2,0	<2,0
Gesamtfehler	4,0	4,6

**Tabelle 3.2:** Zusammenstellung der Fehler bei der Bestimmung der Probenmassen mittels Röntgenfluoreszenzanalyse.

Die gesputterten Proben sowie die aufgedampften Proben hatten einen Durchmesser von 1 cm während die bestrahlte Oberfläche der  $\text{SnCl}_2$ -Proben bei der Fluoreszenzanalyse durch eine Tantalblende mit 1 cm Durchmesser eingegrenzt wurde. In diesem Fall muss ein Korrekturfaktor K berücksichtigt werden, der durch Vergleich der Intensitäten von aufgedampften Proben mit und ohne Blende gewonnen wurde ( $K=1,26 \pm 0,02$ ).

Eine Liste der verwendeten Probe und ihre Charakterisierung findet sich im Anhang IV.



**Abb. 3.4:** Die Kalibrierung der Röntgenfluoreszenzanlage mit Eichproben und die resultierenden Regressionsgeraden für Mo (oben) und für Sn (unten).

### 3.3 Messungen am Van de Graaff Beschleuniger und am Zyklotron.

Die Aktivierungen der Mo- und Sn-Proben wurden an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig durchgeführt. Die Experimente wurden am Strahlrohr 5 der PTB aufgebaut, das sowohl vom Zyklotron als auch vom Van de Graaff Beschleuniger angesteuert werden kann.

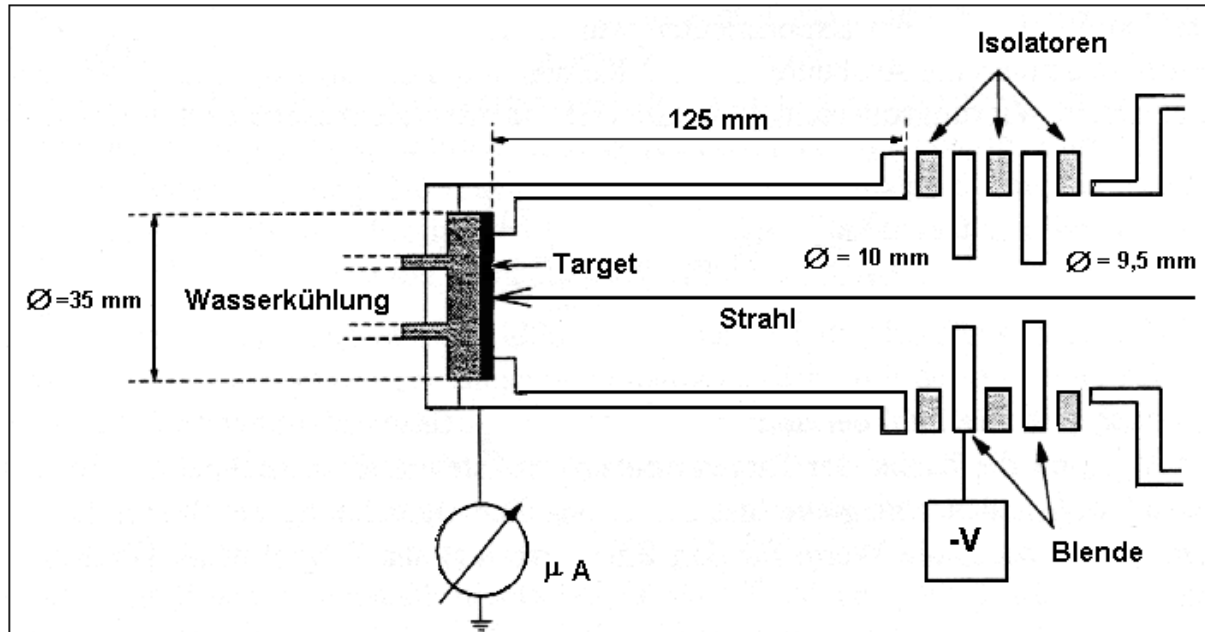


Abb. 3.5: Schematischer Aufbau der Aktivierungskammer.

Die Aktivierungskammer, die in Abb. 3.5 schematisch skizziert ist, war als Faraday-Becher ausgelegt. Der Strahl wurde durch eine Eingangsblende auf einen Durchmesser von 9,5 mm begrenzt, die zur Unterdrückung von Sekundär-Elektronen auf eine negative Spannung von  $-150\text{ V}$  war. Der Teilchenstrahl wurde vollständig im Backing gestoppt. Mit Hilfe eines Stromintegrators wurde der Strom in Intervallen von 20 s aufgezeichnet und abgespeichert. Mit dieser Information konnten die zeitlichen Schwankungen des Teilchenstrahls anschließend korrigiert werden.

Vor jeder Aktivierung wurde die Fokussierung des Teilchenstrahls mit Hilfe einer Quarzscheibe so eingestellt, dass die Probenfläche vollständig ausgeleuchtet war, um eine gleichmäßige thermische Beanspruchung der Proben und eine gleichmäßige Flussverteilung zu erzielen.

Die Energieeichung des Zyklotron-Strahls erfolgte über zwei Analysiermagnete, mit deren Hilfe sich die Energieunsicherheit auf  $\pm 25\text{ keV}$  eingrenzen ließ. Im Fall des Van de Graaff Beschleunigers konnte die Energie auf  $\pm 2\text{ keV}$  festgelegt werden.

#### - Die $(\alpha, n)$ -Reaktionen am $^{92}\text{Mo}$ und $^{94}\text{Mo}$

Die natürlichen Mo-Proben wurden am Zyklotron mit einem  $\alpha$ -Strahl von  $5\text{ }\mu\text{A}$  aktiviert. Der untersuchte Energiebereich reichte von der Schwelle der  $^{94}\text{Mo}(\alpha, n)^{97}\text{Ru}$ -Reaktion bei 8 MeV bis 11 MeV. Die Aktivierungsdauer lag je nach Energiebereich zwischen 20 min und 14 h.

- **Die ( $\alpha,\gamma$ )-Reaktionen am  $^{112}\text{Sn}$**

Insgesamt wurden sieben der angereicherten  $^{112}\text{Sn}$ -Proben mit dem  $\alpha$ -Strahl des Zyklotrons bei Energien zwischen 8,2 MeV und 11,1 MeV mit  $\alpha$ -Strömen zwischen 4  $\mu\text{A}$  und 6  $\mu\text{A}$  bestrahlt. Zwischen den Bestrahlungen und der Aktivitätsmessung wurde eine Wartezeit von einer Stunde eingehalten, bis das in der  $^{35}\text{Cl}(\alpha,n)^{38}\text{K}$ -Reaktion gebildete  $^{38}\text{K}$  zerfallen war ( $t_{1/2}=7,5$  min).

- **Protonen-induzierte Reaktionen am  $^{116}\text{Sn}$**

Für die protonen-induzierte Reaktionen wurde das Zyklotron im Energiebereich zwischen 3,7 MeV und 5 MeV eingesetzt. Alle übrigen Bestrahlungen wurden mit dem Van de Graaff Beschleuniger durchgeführt, der eine wesentlich bessere Energiebestimmung von  $\pm 2$  keV ermöglichte. Die Intensität des Protonenstrahls lag zwischen 0,5  $\mu\text{A}$  und 5  $\mu\text{A}$ . Die Messungen wurden bis auf zwei Ausnahmen (Wirkungsquerschnitte bei 2,25 bzw. 2,5 MeV) mit angereicherten  $^{116}\text{Sn}$ -Proben durchgeführt.

Für die Auszählung der induzierten Aktivitäten standen drei geeichte HPGe-Detektoren zur Verfügung, deren relative Ansprechwahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Strahlung 35% (HPGe1), 65% (HPGe2) und 75 % (HPGe3) betrug. Die Unsicherheiten der Detektorkalibrierung waren  $\pm 3\%$  bei den  $\gamma$ -Detektoren HPGe1 und 2, [Rap00], bzw.  $\pm 2\%$  beim Detektor HPGe 3 [Man02]. Die natürliche Umgebungsstrahlung wurde durch eine 10 cm dicke Bleiabschirmung mit einer inneren Kupferlage von 5 mm Dicke reduziert. Entsprechend war durch eine genau angepasste Probenaufnahme für eine exakt reproduzierbare Positionierung gesorgt (Abstand Probe-Detektor 11 mm für HPGe1 und 2, bzw. 3 mm über vorhandenen Probenstisch P1 für HPGe3).

## 3.4 Datenaufnahme und Ergebnisse

Die zeitliche Häufigkeitsentwicklung der erzeugten Produktkerne  $X(t)$  ist gegeben durch:

$$\frac{dX(t)}{dt} = -\lambda_X \cdot X(t) + \sigma_X \cdot \Phi(t) \cdot N_0 \quad (\text{F 3.4})$$

$\lambda_X$ : Zerfallskonstante;

$\sigma_X$ : Einfangquerschnitt;

$\Phi(t)$ : Teilchenfluss

$N_0$ : Anzahl der Atome in der Probe

$t$ : Zeit

Der Teilchenstrom ist während der Bestrahlung nicht konstant, sondern unterliegt zeitlichen Schwankungen. Für hinreichend kleine Zeitintervalle  $\Delta t$  kann der Strom  $\Phi$  jedoch als konstant betrachtet werden. Damit lässt sich die zeitliche Häufigkeitsentwicklung  $X(n\Delta t)$  während der Aktivierung wie folgt beschreiben:



$$X(n\Delta t) = \sigma_x \cdot N_0 \frac{(1 - e^{-\lambda_x \cdot \Delta t})}{\lambda_x} \sum_{i=1}^n \Phi_i \cdot e^{-(n-i)\lambda_x \cdot \Delta t} \quad (\text{F 3.5})$$

Die während der anschließenden Messzeit zerfallenen Kerne  $N_x$  ergeben sich dann als

$$N_x = X(t_a) \cdot e^{-\lambda_x \cdot t_w} \cdot (1 - e^{-\lambda_x \cdot t_m}) \quad (\text{F 3.6})$$

$N_x$  : Anzahl der Zerfälle innerhalb der Messzeit;

$t_a$  : Aktivierungszeit

$t_w$  : Zeitraum vom Ende der Aktivierung bis zum Messbeginn;

$t_m$  : Messzeit

Die von den Kernen emittierte charakteristische Strahlung lässt sich in den hochaufgelösten Gamaspektren der Abb. 3.6 eindeutig zuordnen. Die Anzahl der in der Messzeit zerfallenen Kerne ergibt sich aus den entsprechenden Linienintensitäten:

$$N = \frac{AC_\gamma}{I_\gamma \varepsilon_\gamma} \quad (\text{F 3.7})$$

$A$  : Anzahl der registrierten Ereignisse in einer Linie

$C_\gamma$  : Korrekturen für Summationseffekte

$I_\gamma$  : Linienintensität pro Zerfall

$\varepsilon_\gamma$  : Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors

Die Formel für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus den obigen Gleichungen (F 3.5), (F 3.6) und (F 3.7) zu:

$$\sigma = \frac{A \cdot C_\gamma \cdot \lambda_x}{I_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma \cdot e^{-\lambda \cdot t} (1 - e^{-\lambda_m \cdot t}) \cdot (1 - e^{-\lambda_x \cdot \Delta t}) \cdot \sum_{i=1}^n \Phi_i \cdot e^{-(n-i)\lambda \cdot \Delta t}} \quad (\text{F 3.8})$$

Der Linieninhalt der mit den Detektoren HPGe1 und 2 aufgenommenen Spektren wurde mit dem Programm MPAWIN Version 4.0 [MPA98] ausgewertet, während im Falle des Detektors HPGe 3 das Programm PEAK SEARCH REPORT V1.8 [PSR02] eingesetzt wurde. Die Programme lieferten den integralen Linieninhalt unter Berücksichtigung des Untergrunds. Die statistische Unsicherheit wird gemäß der Poissonverteilung angegeben.

Die Wirkungsquerschnitte wurden mit einem C++ Programm und mit dem Programm EXCEL bestimmt, wobei die Gaußsche Fehlerfortpflanzung unter der Annahme, dass die Fehlerquellen voneinander unabhängig sind, zur Bestimmung der Unsicherheiten der Wirkungsquerschnitte benutzt wurde. Die Linienintensitäten des  $^{95}\text{Ru}$ -Zerfalls und die Halbwertszeiten wurden den Table of Radioactive Isotopes [BrF86], alle anderen Intensitäten den Table of Isotopes 1996 [Fir96] entnommen.

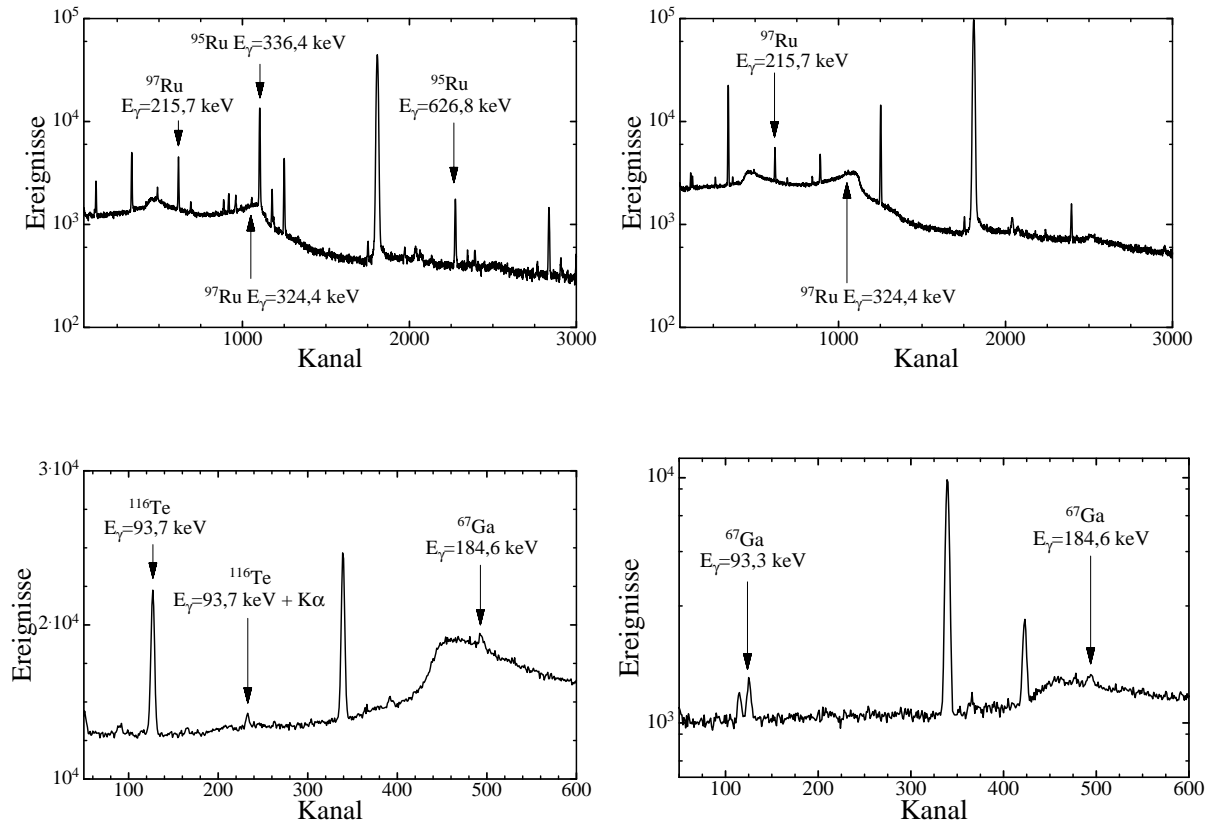
Die tabellierten Werte aller in diesem Kapitel gemessenen Querschnitte befinden sich im Anhang IV.

### KAPITEL 3. AKTIVIERUNGSEXPERIMENTE

Für die untersuchten  $\alpha$ -induzierten Reaktionen konnten insgesamt drei Wirkungsquerschnitte bestimmt werden (Energien gelten im Laborsystem).

- $^{92}\text{Mo}(\alpha, n)^{95}\text{Ru}$  von 9,5 MeV bis 11,5 MeV
- $^{94}\text{Mo}(\alpha, n)^{97}\text{Ru}$  von 8,5 MeV bis 11,5 MeV
- $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)^{116}\text{Te}$  von 8,5 MeV bis 11,5 MeV.

Diese Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten erläutert.



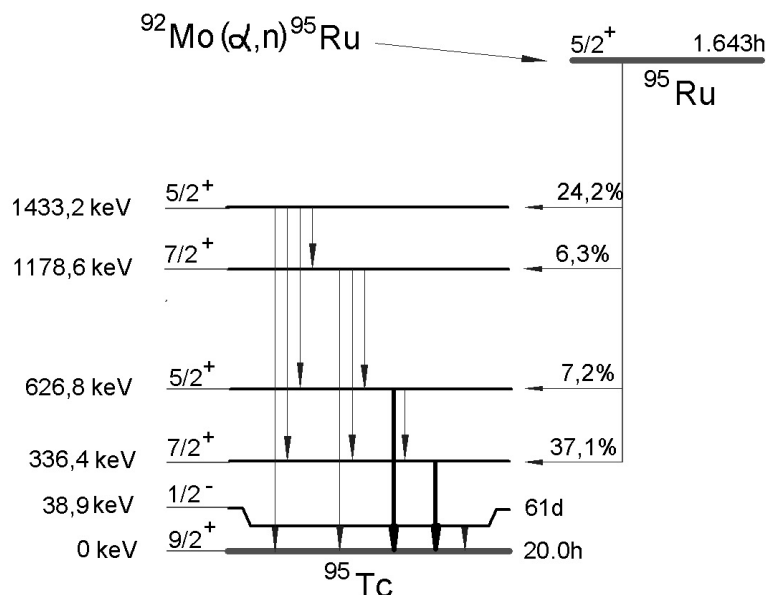
**Abb. 3.6:** Gammaspektren zur Untersuchung der  $\alpha$ -induzierten Reaktionen. **Oben links:** Spektrum nach Aktivierung einer natürlichen Mo-Probe bei  $E_\alpha = 9,1$  MeV. **Oben rechts:** Das  $\gamma$ -Spektrum an der Schwelle der  $^{94}\text{Mo}(\alpha, n)$ -Reaktion bei  $E_\alpha = 8,2$  MeV. Die Linie aus den Zerfall von  $^{97}\text{Ru}$  bei 215,7 keV ist deutlich sichtbar. **Unten links:** Die  $^{116}\text{Te}$ -Aktivität aus der  $^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma)$ -Reaktion zeigt die  $\gamma$ -Linie sowie die zur Korrektur dieser  $\gamma$ -Linie benutzten  $^{67}\text{Ga}$  Ereignisse. **Unten rechts:** Die induzierte  $\gamma$ -Aktivität nach Bestrahlung eines leeren Ta-Backings.

3.4.1  $^{92}\text{Mo}(\alpha, n)^{95}\text{Ru}$ 

Der Produktkern  $^{95}\text{Ru}$  zerfällt über Elektroneneinfang oder  $\beta^+$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 1,6 Stunden in 24 angeregte Zustände von  $^{95}\text{Tc}$ . Die Auswertung stützte sich auf die in Abb. 3.7 hervorgehobenen, stärksten  $\gamma$ -Linien mit  $E_\gamma = 336,4$  keV ( $I_\gamma = 0,702 \pm 0,005$ ) und  $E_\gamma = 626,8$  keV ( $I_\gamma = 0,178 \pm 0,005$ ) [Fir96]. Aus den jeweiligen Ergebnissen wurde der Wirkungsquerschnitt nach Wichtung entsprechend der Übergangsintensitäten  $I_\gamma$  ermittelt. Da die in der Analyse verwendeten Übergänge von höher liegenden Zuständen gefüttert werden, musste eine Korrektur für koinzident registrierte  $\gamma$ -Quanten eingeführt werden. Dieser Effekt wurde in Monte Carlo Simulationen mit dem Programm CASC [Jaa93] ermittelt und ergab für beide Linien einen Korrekturwert von  $C_\gamma = 1,07 \pm 0,01$ .

Die entsprechenden Summationskorrekturen für Röntgenstrahlung wurden direkt aus den Spektren ermittelt. Da die Energieauflösung der Detektoren für die Trennung der  $K\alpha_1$ - ( $E_{K\alpha_1} = 18,3$  keV) und  $K\alpha_2$ - ( $E_{K\alpha_2} = 18,4$  keV), bzw.  $K\beta_1$ - ( $E_{K\beta_1} = 20,6$  keV) und  $K\beta_2$ -Linien ( $E_{K\beta_2} = 21,0$  keV) nicht ausreichend war, erscheinen die Summenlinien beider Dubletts mit der 336 keV-Linie als jeweils eine gemeinsame Struktur im Spektrum. Aus dem Vergleich mit der Intensität der 336 keV-Linie ergibt sich die Korrektur in diesem Fall zu  $C_R = 11,2 \pm 0,4$  %.

Diese Summationskorrektur ist von der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors und von Absorptionseffekten im Detektorfenster, bzw. in der Probe unabhängig. Die entsprechenden Summationskorrekturen aufgrund der Zerfallsstrahlung des beim  $\beta^+$ -Zerfall entstandenen Positrons waren vernachlässigbar.

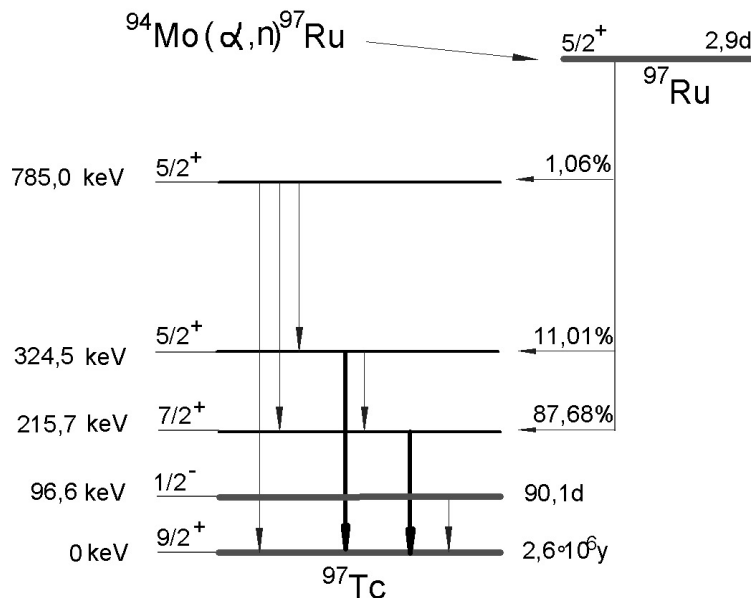


**Abb. 3.7:** Der Zerfall von  $^{95}\text{Ru}$  in die angeregten Zustände des  $^{95}\text{Tc}$ . Niveaus, die mit weniger als 4% Wahrscheinlichkeit bevölkert werden, sind nicht dargestellt. Die zur Auswertung benutzten  $\gamma$ -Übergänge sind hervorgehoben.

### 3.4.2 $^{94}\text{Mo}(\alpha, n)^{97}\text{Ru}$

Das in dieser Reaktion erzeugte  $^{97}\text{Ru}$  zerfällt über Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 2,9 Tagen zum  $^{97}\text{Tc}$ . Für die Auswertung wurden die  $\gamma$ -Übergänge im  $^{97}\text{Tc}$  mit  $E_\gamma = 215,7 \text{ keV}$  ( $I_\gamma = 0,856 \pm 0,01$ ), bzw.  $E_\gamma = 324,4 \text{ keV}$  ( $I_\gamma = 0,108 \pm 0,003$ ) verwendet, die in Abb. 3.8 hervorgehoben sind. Analog zur Auswertung der  $^{92}\text{Mo}(\alpha, n)^{95}\text{Ru}$  Reaktion wurden die Summationskorrekturen für koinzidente  $\gamma$ -Übergänge mit CASC berechnet. Man findet in diesem Fall vernachlässigbar kleine Korrekturen von  $C_\gamma = 1,0018$  und  $C_\gamma = 0,9986$  für die Linien bei 215,7 keV und 324,4 keV.

Die Korrekturen für Röntgenstrahlung wurden ebenfalls direkt aus dem Spektren zu  $C_R = 12,4 \pm 1,5 \%$  bestimmt. Das Ergebnis aus der Analyse der beiden  $\gamma$ -Übergänge wurde entsprechend der relativen Intensitäten gewichtet zum Wirkungsquerschnitt zusammengefasst.



**Abb. 3.8:** Der Zerfall von  $^{97}\text{Ru}$  in die angeregten Zustände des  $^{97}\text{Tc}$ . Niveaus, die mit weniger als 1% Wahrscheinlichkeit besetzt werden, sind nicht dargestellt. Die zur Auswertung benutzten  $\gamma$ -Übergänge sind hervorgehoben.

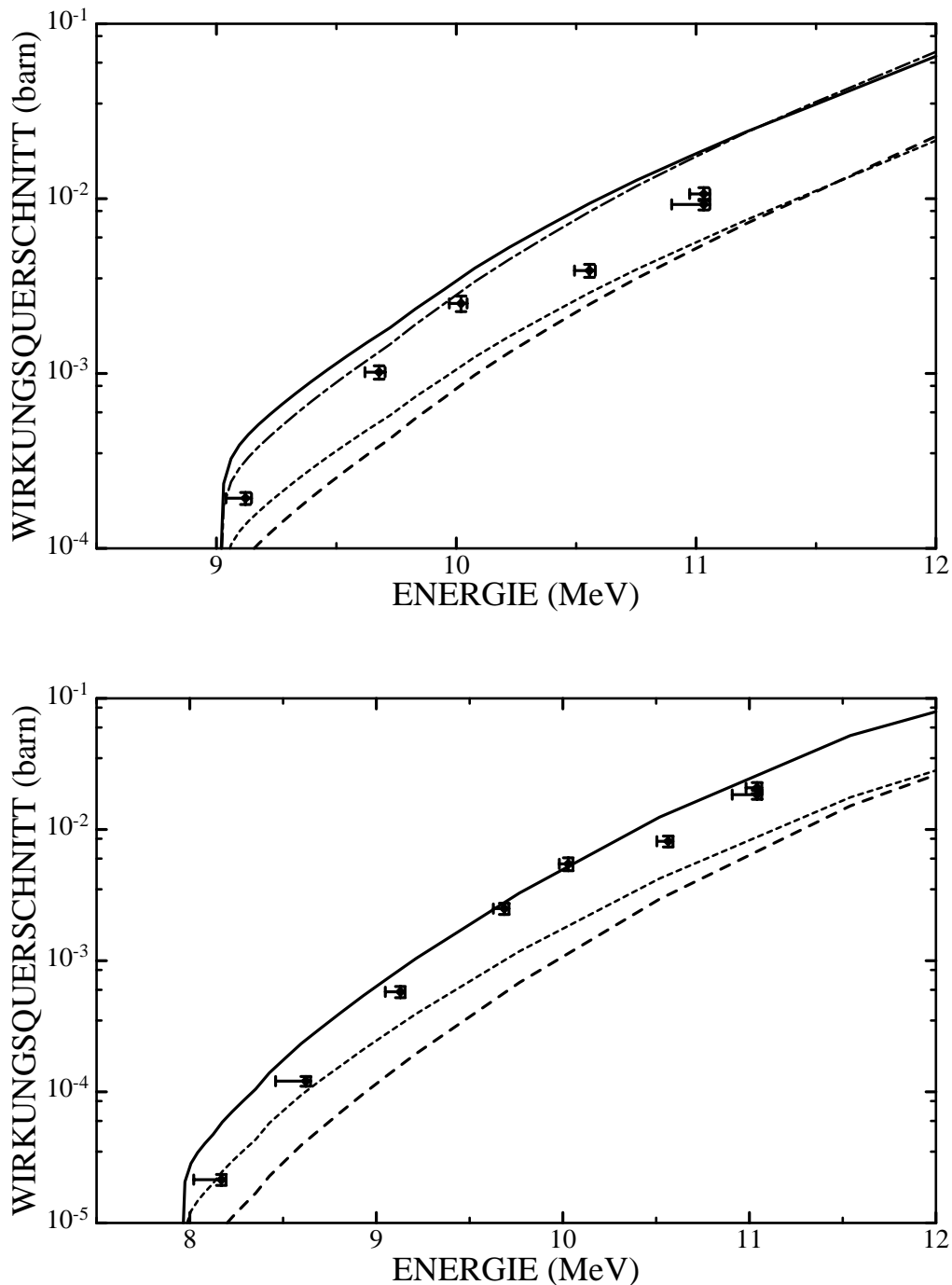
### 3.4.3 Vergleich der Mo-Querschnitte mit theoretischen Vorhersagen

Die gemessenen Querschnitte der  $(\alpha, n)$ -Reaktionen von  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{94}\text{Mo}$  sind in Abb. 3.9 zusammen mit den theoretisch vorhergesagten Werten aufgetragen, die mit dem NON-SMOKER Code unter Verwendung verschiedener  $\alpha$ -Kern-Potentiale berechnet wurden. Die experimentellen Daten sind als Symbole mit Fehlerbalken eingezeichnet.

In beiden Fällen liegt der mit dem  $\alpha$ -Kern-Potential von McFadden und Satchler [McFS66] berechnete Wirkungsquerschnitt (durchgezogene Linie) relativ nahe bei den gemessenen Werten. Dies gilt auch für das aus  $\alpha$ -Streuxperimenten am  $^{92}\text{Mo}$  gewonnenen Potential [FGM03], das auf die strich-punktierte Linie führt. Die Annahme eines Kastenpotentials [HWW76] (lang gestrichelte Linie) unterschätzt dagegen den Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 3. Ein neues, aus den bisherigen experimentellen Daten abgeleitetes  $\alpha$ -Kern-Potential

gibt die experimentellen Querschnitte innerhalb eines Faktors 2 wieder (kurz gestrichelte Linie) [Rau03].

Die Unsicherheiten der statistischen Modelle werden allgemein mit einem Faktor 2 angegeben. In diesem Rahmen werden die  $(\alpha, n)$ -Querschnitte von  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{94}\text{Mo}$  durch das statistische Modell im gesamten Energiebereich gut beschrieben. Man findet allerdings auch Anzeichen für Unterschiede in der Energieabhängigkeit im Bereich der Schwellen ( $^{92}\text{Mo}$ ) und bei höheren Energien ( $^{94}\text{Mo}$ ). In diesem Zusammenhang sei auf die gute Reproduzierbarkeit der experimentellen Ergebnisse am Datenpunkt bei 11 MeV hingewiesen.

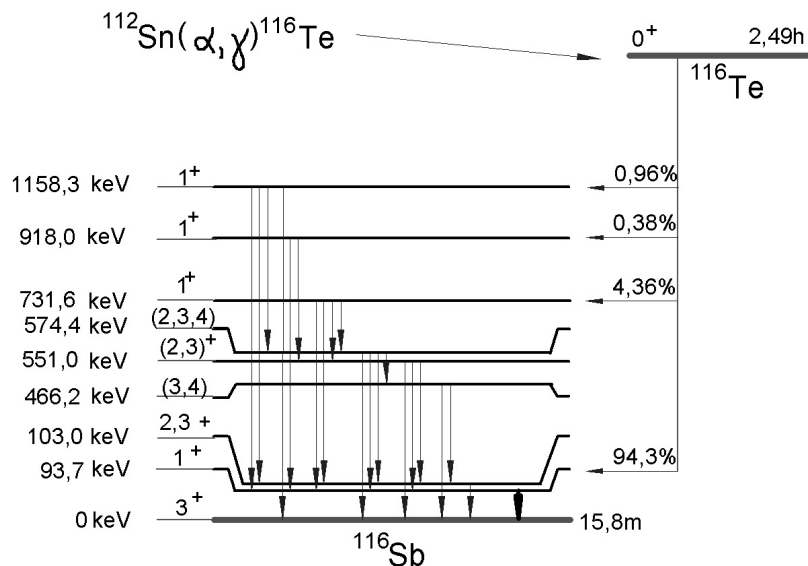


**Abb. 3.9:** Vergleich der gemessenen Querschnitte der  $\alpha$ -induzierten Reaktionen am Mo (Datenpunkte mit Fehlerbalken) mit theoretischen Vorhersagen des NON-SMOKER Codes unter Verwendung unterschiedlicher  $\alpha$ -Kern-Potentiale. Oben: Die  $^{92}\text{Mo}(\alpha, n)^{95}\text{Ru}$ -Reaktion, unten die  $^{94}\text{Mo}(\alpha, n)^{97}\text{Ru}$ -Reaktion. Die Bedeutung der verschiedenen Vorhersagen wird im Text erläutert.

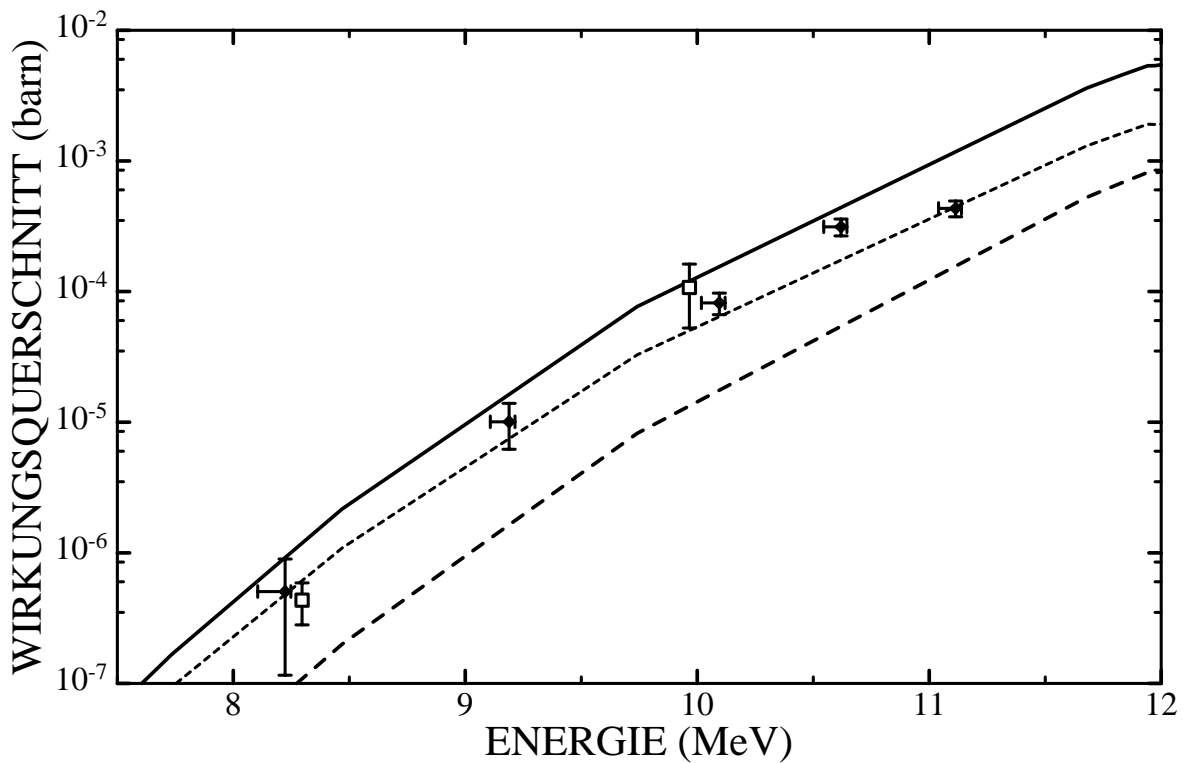
### 3.4.4 $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$

Die  $(\alpha,\gamma)$ -Reaktion am  $^{112}\text{Sn}$  führt auf das instabile Nuklid  $^{116}\text{Te}$ , das über Elektroneneinfang mit einer Wahrscheinlichkeit von 94,3 % in das erste angeregte Niveau von  $^{116}\text{Sb}$  zerfällt (Abb. 3.10). Die Intensität der zur Datenanalyse benutzten 93,7 keV  $\gamma$ -Linie beträgt  $31,4 \pm 2,0$  %. Die Summationskorrektur zu diesem Übergang wurde durch Monte Carlo Simulationen mit dem Programm CASC berechnet und ist vernachlässigbar. Die entsprechenden Korrekturen für Röntgenstrahlung wurde wie zuvor direkt dem Spektrum entnommen und ergaben  $C_R = 15,6 \pm 1,7$  %.

Bei der Analyse musste eine Untergrundlinie bei  $E_\gamma = 93$  keV, die mit einer konstanten Ereignisrate von  $0,031 \pm 0,003 \text{ s}^{-1}$  auftrat, berücksichtigt werden. Hierbei könnte es sich um die Po-K $\beta$  Linie handeln. Eine weitere Untergrundlinie wurde bei der Aktivierung von leeren Backings bei 93,3 keV entdeckt, die eindeutig dem Zerfall von  $^{67}\text{Ge}$  zugewiesen werden konnte, da im Spektrum mit 184,6 keV, 300,2 keV und 393,5 keV weitere  $\gamma$ -Übergänge aus diesem Zerfall gefunden wurden. Vermutlich handelt es sich hierbei um eine Verunreinigung des Ta-Backings mit Kupfer, die über die  $^{63}\text{Cu}(\alpha,\gamma)$ -Reaktion zum  $^{67}\text{Ge}$  führt. Der Anteil dieser Linie konnte anhand der  $\gamma$ -Linie bei 184,6 keV korrigiert werden, da die relativen Intensitäten gut bekannt sind [Fir96].



**Abb. 3.10:** Zerfallsdiagramm von  $^{116}\text{Te}$ . Die angeregten Zustände des  $^{116}\text{Sb}$  werden über Elektroneneinfang bevölkert. Der stärkste  $\gamma$ -Übergang vom ersten angeregten Niveau wurde für die Auswertung benutzt.

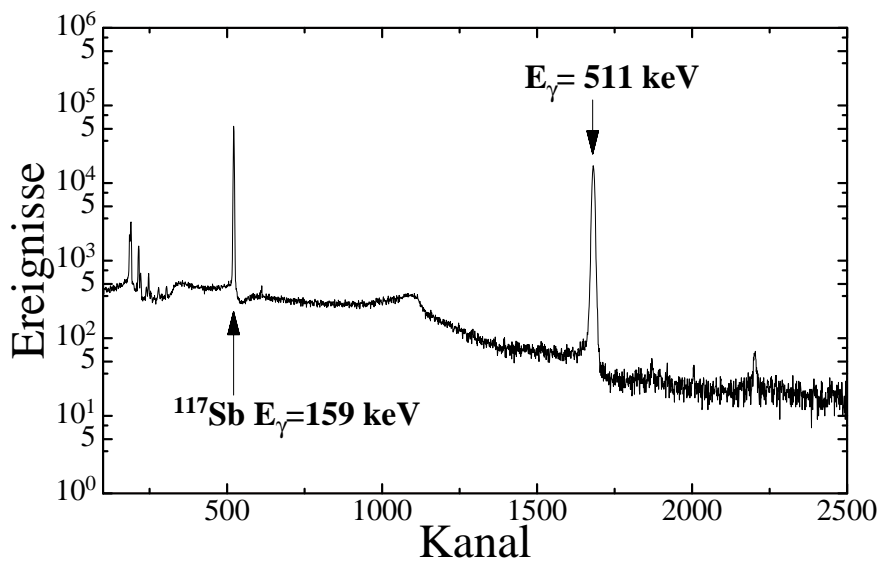


**Abb. 3.11:** Der experimentelle Wirkungsquerschnitt der  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)^{116}\text{Te}$ -Reaktion (Symbole) im Vergleich zu theoretisch vorhergesagten Werten, die mit dem NON-SMOKER Code und unterschiedlichen  $\alpha$ -Kern-Potentialen berechnet wurden (siehe nähere Erläuterung im Text).

Ähnlich wie bei den  $(\alpha,n)$ -Querschnitten der Mo-Isotope findet man auch hier, dass die experimentellen Daten durch Verwendung des  $\alpha$ -Kern-Potentials von McFadden und Satchler relativ gut beschrieben werden. Eine noch bessere Beschreibung liefert das verbesserte Potential [Rau03] (kurz gestrichelte Linie). Im Gegensatz dazu führt die Verwendung des Kastenpotentials von Holmes [HWW76] zu einer Unterschätzung um einen Faktor 2 (lang gestrichelte Linie). Das offene quadratische Symbol steht für ein früheres Experiment [ÖMB02], das durch die genaueren Ergebnisse dieser Arbeit im Rahmen der Messfehler bestätigt wird.

### 3.4.5 $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$

Die Untersuchung dieser Reaktion wurde im Energiebereich von 2,0 MeV bis 5,0 MeV durchgeführt. Damit konnte das Gamov-Fenster der  $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$ -Reaktion zwischen  $T_9 = 2,0$  und  $T_9 = 3,0$  vollständig abgedeckt werden. Die induzierte Aktivität ist in der folgenden Abbildung illustriert, die aus der Aktivierung bei  $E_p = 3,5$  MeV stammt.

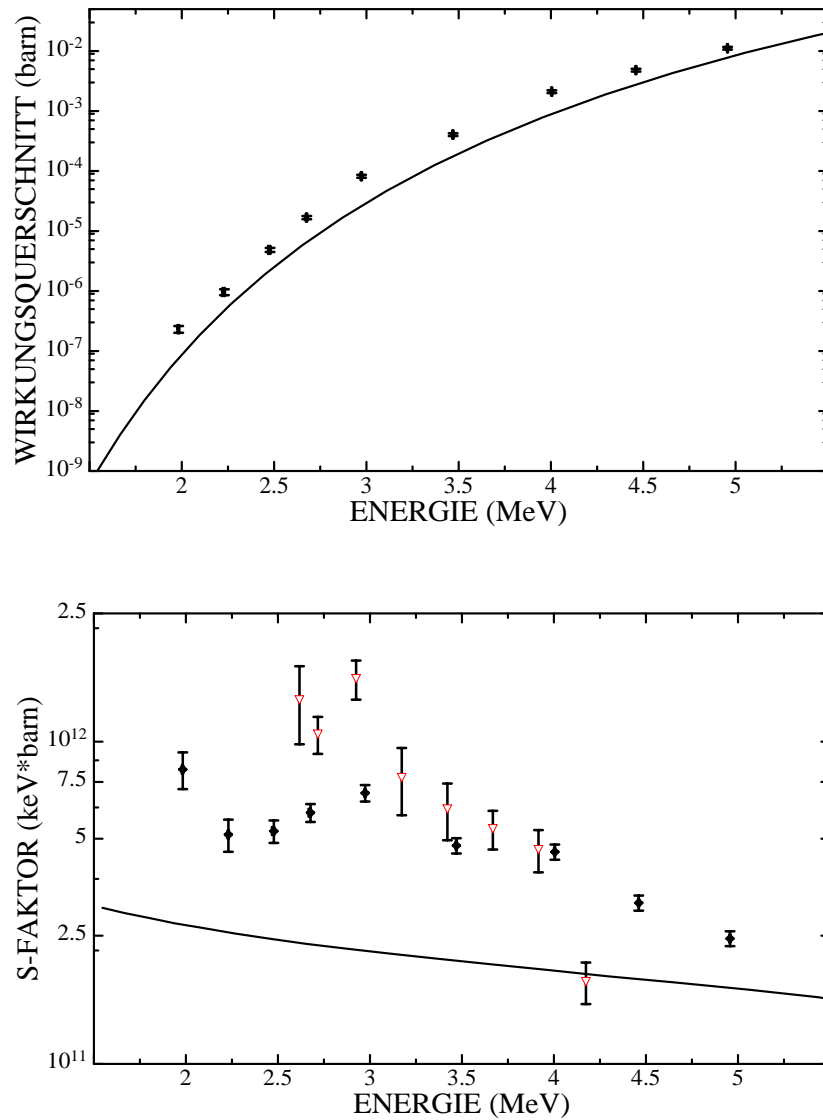


**Abb. 3.12:** Die induzierte  $^{117}\text{Sb}$ -Aktivität nach Aktivierung einer angereicherten  $^{116}\text{Sn}$ -Probe bei  $E_p = 3,5$  MeV. Die Auswertung stützt sich auf die  $\gamma$ -Linie bei 159 keV. Summationslinien auf Grund von Kaskadenübergängen und 511 keV  $\gamma$ -Quanten sind vernachlässigbar.

Das in der Reaktion erzeugte  $^{117}\text{Sb}$  ( $t_{1/2} = 2,8$  h) zerfällt durch Elektroneneinfang in angeregte Zustände des  $^{117}\text{Sn}$ , wobei der erste angeregte Zustand mit 99,0 % am stärksten bevölkert wird. Dieses Niveau zerfällt durch Emission eines  $\gamma$ -Quants mit 158,6 keV oder durch innere Konversion in den Grundzustand. Die Wahrscheinlichkeit für die Emission der 158,6 keV  $\gamma$ -Linie liegt bei  $85,9 \pm 0,4$  %.

Höhere Zustände werden selten besetzt und zerfallen teilweise direkt in den Grundzustand. Summationskorrekturen mit koinzidenten  $\gamma$ -Quanten konnten deshalb vernachlässigt werden, wogegen die entsprechenden Korrekturen durch Röntgenstrahlung wieder direkt dem Spektrum entnommen wurden. Diese Korrekturen lagen je nach Messgeometrie zwischen  $13,8 \pm 0,4$  % (HPGe 2) und 0 % (HPGe 3).





**Abb. 3.13:** Wirkungsquerschnitt (oben) und S-Faktor (unten) der  $^{116}\text{Sn}(p,\gamma)^{117}\text{Sb}$  Reaktion aufgetragen über der Reaktionsenergie im Schwerpunktsystem. Experimentelle Werte sind mit Fehlerbalken angegeben. Die Ergebnisse einer früheren Messung sind als offene Dreiecke eingezeichnet. Die theoretischen Vorhersagen des NON-SMOKER Codes sind als durchgezogene Linie dargestellt. Für nähere Erläuterungen siehe Text.

Die Abb. 3.13 zeigt die gemessenen Querschnitte und S-Faktoren für die (p,γ)-Reaktion am  $^{116}\text{Sn}$  zeigen einen strukturierten Verlauf des s-Faktors. Gegenüber den Ergebnissen dieser Arbeit streuten die mit deutlich größeren Fehlern behafteten Werte der Ref. [ÖMB02] in viel stärkeren Maße.

Die theoretische Vorhersage mit dem NON-SMOKER Code weicht teilweise um einen Faktor 3 von den Messwerten ab.



# Kapitel 4

## Das optische $\alpha$ -Kern-Potential

### 4.1 Optimierung der Wood-Saxon Parameter

In den vorangegangenen Kapiteln konnte gezeigt werden, dass weder das von Holmes et al. [HWW76] benutzte Kastenpotential noch das im NON-SMOKER Code verwendete Wood-Saxon Potential von McFadden und Satchler [McS66] die experimentell gewonnenen Daten optimal beschreiben.

Aus diesem Grund wurde ein Programm (ALPHA\_OPTI) geschrieben, mit dem die Potential-Parameter den Messdaten angepasst werden konnten.

Das Programm ermittelt die Güte der Potential-Parameter mit Hilfe eines  $\chi$ -Quadrat-Tests

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - x_i)^2}{(\Delta x_i)^2} \times \frac{1}{n} \quad (\text{F 4.1})$$

wobei  $y_i$  der theoretisch berechnete Querschnitt und  $x_i$  der im Experiment gewonnene Wert mit der Ungenauigkeit  $\Delta x_i$  ist. Die Summe läuft über alle Messwerte  $i$ .

Da das Quellprogramm des statistischen NON-SMOKER Codes nicht zur Verfügung steht, wurde dieser Test mit dem Vorläufer-Code SMOKER [SCH03] durchgeführt. Ein Vergleich der Vorhersagen beider Programme ergab für die experimentell untersuchten Reaktionen eine gute Übereinstimmung. Dies ist durch den Vergleich der mit beiden Programme berechneten Querschnitte Anhang V belegt.

Das Wood-Saxon Potential

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - r_r A^{1/3}}{a_r}\right)} - i \frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{r - r_v A^{1/3}}{a_v}\right)} \quad (\text{F 4.2})$$

enthält als Parameter die Potentialtiefe ( $V_0$ ,  $W_0$ ), die Radien ( $r_r$ ,  $r_v$ ) und die Diffuseness ( $a_r$ ,  $a_v$ ). Ausgehend von den Parametern von McFadden und Satchler wurden die einzelnen Größen in kleinen Schritten variiert und die  $\chi$ -Quadrat-Summe aller gemessenen Reaktionen minimiert.

Die  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Querschnitt wird für Neutronenenergien  $< 10$  eV durch die Resonanz-Struktur bestimmt und wurde deshalb nur im Bereich  $E_n > 10$  eV zum Vergleich mit den gerechneten Querschnitten herangezogen.

Überraschender weise zeigte sich, dass die geringfügige Verkleinerung des Radiusparameters  $r_r$  um 7 % einen signifikanten Einfluss auf die theoretischen Werte hat. Dies ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst, die im oberen Teil die Parameter von McFadden und Satchler mit der  $\chi^2$ -Summe für die einzelnen Wirkungsquerschnitte enthält. Der untere Teil zeigt, dass durch die ausschließliche Verkleinerung von  $r_r$  um 7% die  $\chi^2$ -Summe im Mittel um mehr als einen Faktor 10 abnimmt.

Parameter	$V_0$	$r_r$	$a_r$	$W_0$	$r_v$	$a_v$
Wert	185.0 MeV	1.40 fm	0.52 fm	25,0 MeV	1.40 fm	0.52 fm
Reaktion	$^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$	$^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$	$^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)$	$^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$	Summe	
$\chi^2$	27.0	104.0	107.5	146.4	385.0	

Parameter	$V_0$	$r_r$	$a_r$	$W_0$	$r_v$	$a_v$
Wert	185.0 MeV	1.31 fm	0.52 fm	25,0 MeV	1.40 fm	0.52 fm
Reaktion	$^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$	$^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$	$^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)$	$^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$	Summe	
$\chi^2$	11.4	4.0	9.1	4.9	29.4	

**Tabelle 4.1:** Potential-Parameter und  $\chi^2$ -Test aufgeschlüsselt nach Reaktionen. Oben:  $\alpha$ -Potential-Parameter von McFadden und Satchler. Unten: Optimierte  $\alpha$ -Potential-Parameter auf Grund der neuen experimentellen Daten.

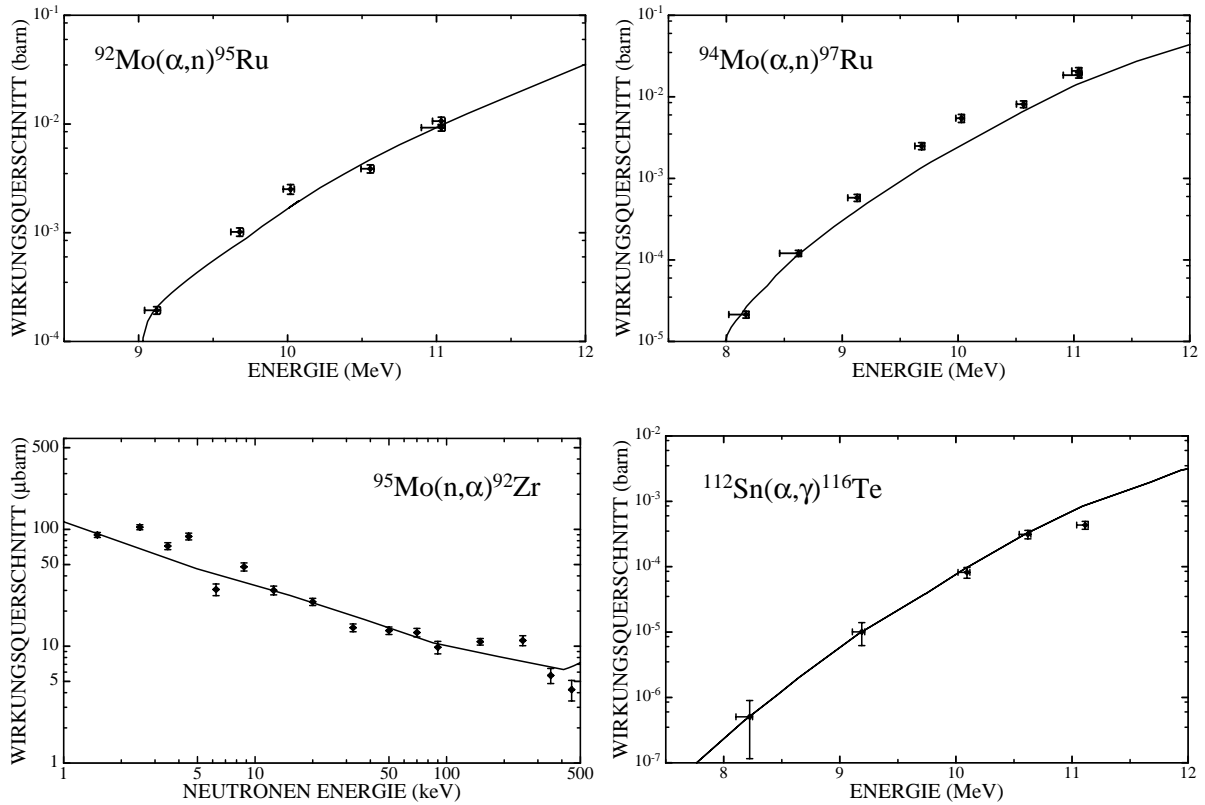
## 4.2 Rechnungen mit dem optimierten Potential

Die Abbildung 4.1 zeigt die mit dem SMOKER-Code berechneten Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den in dieser Arbeit gewonnenen experimentellen Daten. Das optimierte Potential mit dem Radiusparameter  $r_r=1,31$  beschreibt den Querschnitt der  $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Reaktion und der  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Reaktion sehr gut. Die  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)$ -Daten werden bis auf den Messpunkt bei 11 MeV ebenfalls sehr gut wiedergegeben. Lediglich die  $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Reaktion wird mit den neuen Potential-Parametern leicht unterschätzt (Abb. 4.1).

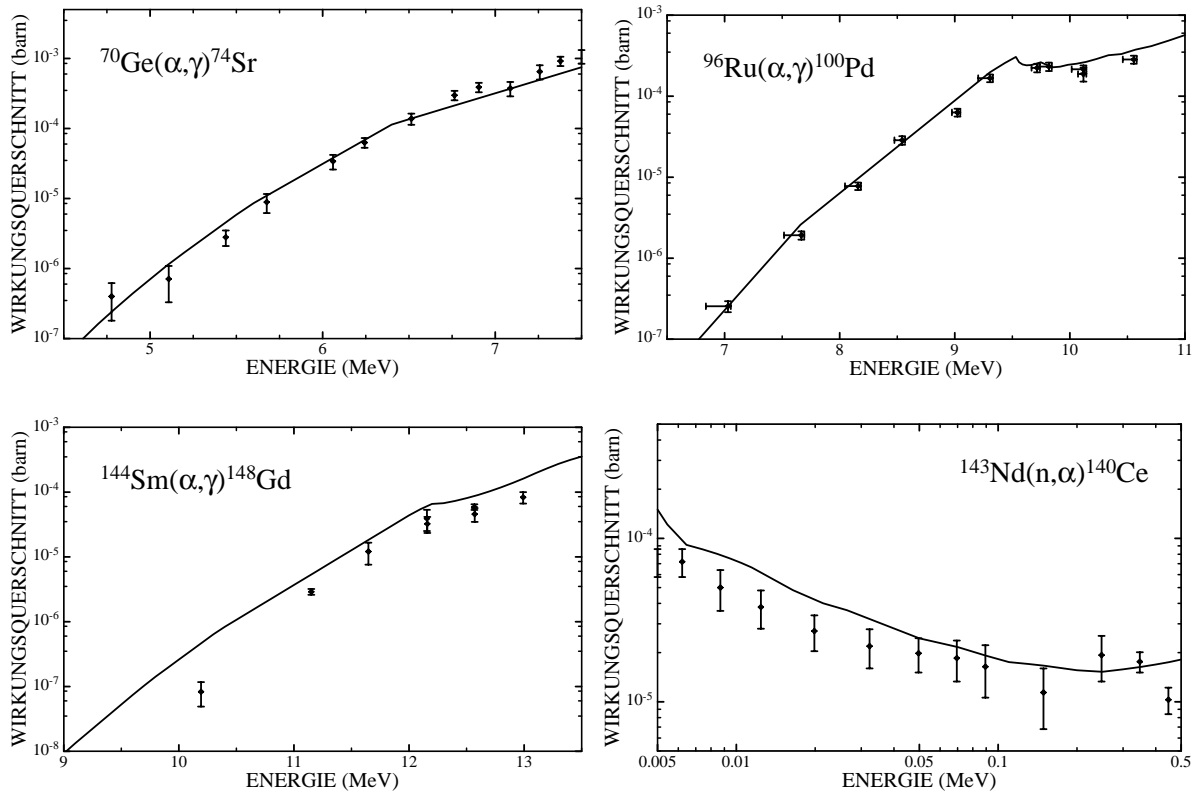
Die Anwendung des optimierten Potentials auf die von dieser Arbeit unabhängigen Messungen, wie des  $^{96}\text{Ru}(\alpha,\gamma)^{100}\text{Pd}$  Querschnitts [RHH02] (Abb. 4.2) und des  $^{70}\text{Ge}(\alpha,\gamma)^{74}\text{Se}$  Querschnitts [FKS96] bestätigen, dass die modifizierte Version des Potentials zu einer konsistenten Verbesserung der theoretischen Vorhersagen führt.

Dies gilt auch für die  $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$  [SFK98] und  $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$  Querschnitte [Koe03], im Massenbereich  $A > 140$ , die das optische Potential bis auf eine kleine Differenz von 20 % ebenfalls reproduziert. Allerdings verbleibt im Falle des  $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)$ -Querschnitts eine Differenz von einem Faktor 1,8, die evtl. durch nicht-statistische Effekte bedingt ist [KGR03]. Eine kürzlich vorgenommene Anpassung der Parameter für das Kern-Potential anhand der  $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$ ,  $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Nd}$  und  $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$  Querschnitte [RaE03] führt auf eine Lösung, die mit dem Ergebnissen dieser Arbeit auf  $\sim 20$  % übereinstimmt, im Massebereich um  $A = 100$  jedoch eine deutlich schlechtere Beschreibung liefert.

## 4.2 RECHNUNGEN MIT DEM OPTIMIERTEN POTENTIAL



**Abb. 4.1:** Vergleich der experimentellen Daten (Symbole mit Fehlerbalken) mit den auf der Basis des optimierten Potentials mit Hilfe des SMOKER-Codes berechneten Querschnittsverläufe (durchgezogene Linie).



**Abb. 4.2:** Die unabhängig von dieser Arbeit gemessene Querschnitte (Symbole mit Fehlerbalken) werden mit dem neuen  $\alpha$ -Potential ebenfalls gut beschrieben [Rau03].

Eine weitere Verbesserung des  $\chi^2$ -Tests könnte durch eine individuelle Abstimmung der Potentialparameter auf die einzelnen Querschnitte erreicht werden (Tabelle 4.2), hat aber auf die konsistente Beschreibung möglichst vieler Reaktionen keine Bedeutung. Dagegen wäre es denkbar, die Parametrisierung der Potentiale zum Beispiel durch energieabhängige Potentialparameter zu verfeinern. Für einen solchen Schritt ist die derzeit verfügbare Datenbasis noch zu klein. Hier könnten weitere Experimente ansetzen.

Reaktion	Radiusparameter $r_r$	$\chi$ -Quadrat
$^{92}\text{Mo}(\alpha, n) ^{95}\text{Ru}$	1,32	3,6
$^{94}\text{Mo}(\alpha, n) ^{97}\text{Ru}$	1,35	3,5
$^{95}\text{Mo}(n, \alpha) ^{92}\text{Mo}$	1,30	4,2
$^{112}\text{Sn}(\alpha, \gamma) ^{116}\text{Te}$	1,21	2,3

**Tabelle 4.2:** Optimierte Radius-Parameter und  $\chi$ -Quadrat-Werte für die verschiedenen Reaktionen.

# Kapitel 5

## Reaktionsnetzwerk und p-Prozess-Analysen

Mit einem Reaktionsnetzwerk kann man die Häufigkeiten von Isotopen in einem astrophysikalischen Szenarium in Abhängigkeit von der Zeit verfolgen. Das Netzwerk verknüpft die astrophysikalischen Parameter der Modelle (z. B. Anfangshäufigkeiten, Wirkungsquerschnitte, Temperatur- und Dichteprofile) mit den Beobachtungsgrößen, wie den Endhäufigkeiten und der Energieproduktion. Reaktionsnetzwerke sind besonders für komplexe Vorgänge wie die explosive Nukleosynthese im p-Prozess geeignet, wo sehr steile Profile für Temperatur und Dichte behandelt werden müssen. Durch Vergleich der im Modell berechneten mit den solaren Häufigkeiten ergeben sich Rückschlüsse auf die Verlässlichkeit der Modelle, vorausgesetzt, dass die Unsicherheiten der Eingabeparameter hinreichend klein sind.

Die Häufigkeit  $Y_i$  eines Isotops  $i$  hängt von den Reaktionsraten ab, die seine Produktion und Vernichtung beschreiben. Mathematisch sind diese Vorgänge durch die folgende Differentialgleichung gegeben:

$$\frac{dY_i}{dt} = \sum_j N_j^i \lambda_j Y_j + \sum_{j,k} N_{j,k}^i \rho N \langle \sigma v \rangle_{(j+k)} Y_j Y_k \quad (\text{F 5.1})$$

Der erste Term beschreibt die Photodesintegration sowie die  $\beta$ -Zerfälle des Kerns  $j$ , während der zweite für die Teilchenreaktionen der Kerne  $k$  und  $j$  steht, die den Kern  $i$  produzieren.

$N_j^i = N_i$  kann positive oder negative Werte annehmen und entspricht der Anzahl der Kerne  $i$ , die pro Reaktion erzeugt, bzw. zerstört werden. Der zweite Term enthält die Größe  $N_{j,k}^i = N_i / (N_j! N_k!)$  mit den Variablen  $N_i$  und  $N_j$ , welche die jeweilige Teilchenzahl des Typs  $i$  bzw.  $j$  angeben.

Das Differentialgleichungssystem für den zeitlichen Verlauf der Häufigkeiten  $Y(t)$  kann mit impliziten Verfahren numerisch gelöst werden (siehe [Thi80]). Als Randbedingungen müssen die Temperatur- und Dichteprofile in Abhängigkeit der Zeit, sowie die Anfangshäufigkeiten der Kerne (Saatkerne) vorgegeben werden.

Der zeitlich integrierte Reaktionsfluss  $F_{ij}$  zwischen zwei Isotopen  $i$  und  $j$  ist ein wichtiges Mittel, um die dominanten Reaktionspfade und deren Verzweigungen zu identifizieren. Es gilt

$$F_{i,j} = \int \left[ \frac{dY_i}{dt_{(i \rightarrow j)}} - \frac{dY_j}{dt_{(j \rightarrow i)}} \right] dt. \quad (\text{F 5.2})$$

Da im stellaren Brennen ein Teil der Masse in Energie umgesetzt wird, ist die Massendichte

keine gute Erhaltungsgröße. Hingegen ist die Summe aller Massenzahlen  $A_i$  konstant. Aus diesem Grund kann eine Dichte  $\rho = \sum_i n_i A_i / N_A$  definiert werden, wobei  $n_i$  die Anzahldichte und  $N_A$  die Avogadro-Konstante sind.

Die Häufigkeit  $Y_i$  eines Kernes ergibt sich damit zu  $Y_i = n_i / (\rho N_A)$  und damit proportional zur Anzahldichte. Der Massenanteil  $X_i$  eines Kernes  $i$  berechnet sich über  $X_i = Y_i A_i$  und ist streng genommen nicht der Massenanteil, sondern der Nukleonenanteil. Die numerischen Unterschiede sind aber vernachlässigbar.

Als Ausgangspunkt für die nachfolgenden Untersuchungen stand ein Reaktionsnetzwerk für Röntgenbursts der Michigan State University zur Verfügung. Dieses Ein-Schalen-Modell umfasste ursprünglich  $\sim 700$  überwiegend instabile Kerne auf der protonenreichen Seite des Stabilitätstals und reichte vom Wasserstoff bis zum Xenon [MSU02]. Zur Beschreibung des p-Prozesses musste dieses Netzwerk erheblich vergrößert werden, um den gesamten Bereich bis zum letzten stabilen s-Element Wismut abzudecken. In dieser Endfassung enthält das vorliegende p-Prozess-Netzwerk insgesamt 1800 Kerne mit annähernd 15000 Reaktionsraten.

## 5.1 Eingabeparameter für das Reaktionsnetzwerk

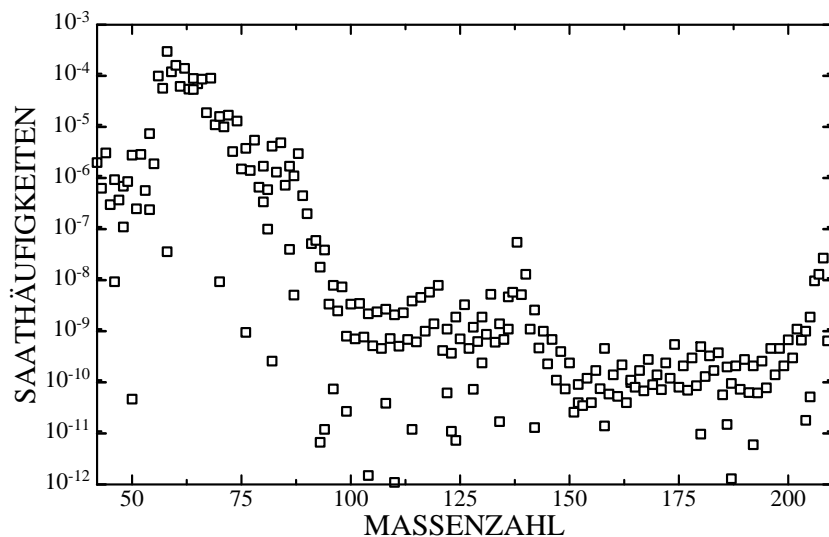
### 5.1.1 Saathäufigkeiten

Für die Saathäufigkeiten der Kerne mit  $A > 40$  wurden die in dankenswerter Weise von M. Rayet zur Verfügung gestellten Anfangshäufigkeiten benutzt (Abb. 5.1), die den s-Prozess-Häufigkeiten eines Supernova-Vorläufersterns mit 25 Sonnenmassen ( $25 M_\odot$ ) entsprachen [Ray02][PHN90]. Da sich die p-Prozess-Zonen in der Supernova-Explosion innerhalb des konvektiven Bereichs befinden, der im Vorläuferstern die He-Brennphase durchlaufen hat und deshalb aus Material besteht, das im wesentlichen im s-Prozess gebildet wurde, können die s-Prozess-Häufigkeiten des Supernova-Vorgängers in allen p-Prozess-Zonen in guter Näherung als konstant angesehen werden.

Die Häufigkeiten zwischen  $^{40}\text{Ca}$  und dem eigentlichen Gültigkeitsbereich des s-Prozesses oberhalb von Eisen sind weniger gut bestimmt. Diese Unsicherheiten haben aber keine Auswirkungen auf die berechneten p-Häufigkeiten. Dies gilt auch für die sehr leichten Kerne mit  $A < 40$ , deren Saathäufigkeit in den p-Prozess-Zonen leicht verschieden sind [Ray02]. Für jede simulierte p-Prozess-Zone wurde deshalb eine eigene Anfangssaat zusammengestellt. Erwartungsgemäß spielten diese Änderungen jedoch für die berechneten p-Häufigkeiten im Bereich  $A > 70$  keine Rolle.

Die Ergebnisse der Simulationen wurde mit den solaren Häufigkeiten der p-Kerne verglichen. Zu diesem Zweck wurde die Kompilation von Anders and Grevesse verwendet [AnG89].



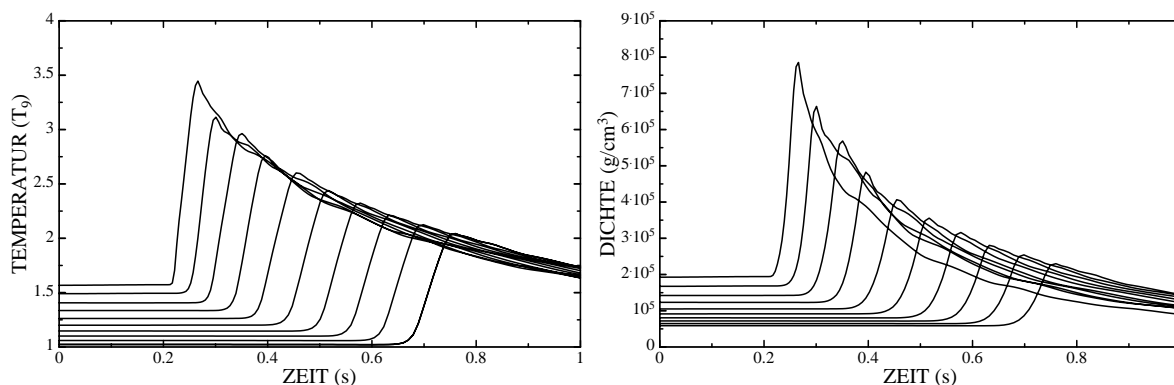


**Abb. 5.1:** Die verwendeten Anfangshäufigkeiten entsprechen den s-Häufigkeiten des Supernova-Vorläufers.

### 5.1.2 Temperatur- und Dichteprofile

Wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Reaktionsraten kommt den Temperaturprofilen der explosiven astrophysikalischen Umgebung eine besondere Bedeutung zu. Simuliert wurde eine Supernova-Explosion vom Typ II für einen  $25 M_{\odot}$  Stern mit einer gesamte kinetische Energie der Explosion von  $10^{51}$  erg.

Für die p-Prozess Rechnungen standen die Temperatur- und Dichteprofile in der Ne/O-Schicht in Abhängigkeit von der Zeit in Tabellenform zu Verfügung (siehe Abb. 5.2) [HaY02],



**Abb. 5. 2:** Temperatur- und Dichteprofile für 10 verschiedene p-Prozess-Zonen beim explosiven Brennen in der Ne/O-Schicht [HaY02].

die in allen Simulationen dieser Arbeit benutzt wurden um den Einfluss der Reaktionsraten auf die Endhäufigkeiten explizit untersuchen zu können.

### 5.1.3 Reaktionsraten

Für sämtliche neutronen-, protonen- und  $\alpha$ -induzierten Reaktionen und ihre Umkehrreaktionen wurden die mit dem statischen NON-SMOKER Code berechneten Raten verwendet [NON02]. In den NON-SMOKER Code gingen dabei die mit dem FRDM-Modell berechneten Massen ein, die für die gesamten p-Synthesepfad zur Verfügung standen [MNM95].

Die Reaktionsraten wurden im Rahmen einer Parameterstudie verändert, ebenso wie die optischen  $\alpha$ -Kernpotentiale. Diese Modifikationen und ihre Konsequenzen werden in den Abschnitten 5.4, 5.5 und 5.7 näher diskutiert.

### 5.1.4 Massenschnitt (mass cut)

Der Massenschnitt bezeichnet die Trennlinie zwischen dem in der Supernova entstandenen Neutronenstern und der abgestoßenen Hülle. Die Wahl des Massenschnitts bestimmt den Zeitverlauf der Helligkeit einer Supernova [HNS89][SNT90], hat aber für den p-Prozess keine Bedeutung, da die p-Prozess-Zonen weit außerhalb des Massenschnitts liegen [RAH95].

## 5.2 Überproduktionsfaktoren

Die Massenanteil  $X_i$  eines erzeugten p-Kernes  $i$  wurde für zehn p-Prozess-Schichten  $n$  berechnet. Daraus ergeben sich die produzierte Massen  $m_i(M)$  für neun Zonen

$$m_i(M) = \sum_{n \geq 1} \frac{1}{2} (X_{i,n} + X_{i,(n-1)}) \times (M_n - M_{n-1}). \quad (\text{F } 5.3)$$

$M_n$  bedeutet dabei die Massencoordinate der Schicht  $n$ , d.h. die innerhalb der Schicht liegende Gesamtmasse des Sterns.

Für jedes p-Isotop kann ein Überproduktionsfaktor

$$\langle F_i \rangle = m_i(M) / (M_{ges}(M) X_{i0}). \quad (\text{F } 5.4)$$

definiert werden, wobei sich die Gesamtmasse  $M_{ges}$  durch Summation über die einzelnen p-Prozess-Zonen ergibt,  $M_{ges}(M) = \sum_{n \geq 1} (M_n - M_{n-1})$ .

Die mittlere Überproduktion für alle 35 p-Kerne ist

$$F_0 = \sum \langle F_i \rangle / 35. \quad (\text{F } 5.5)$$

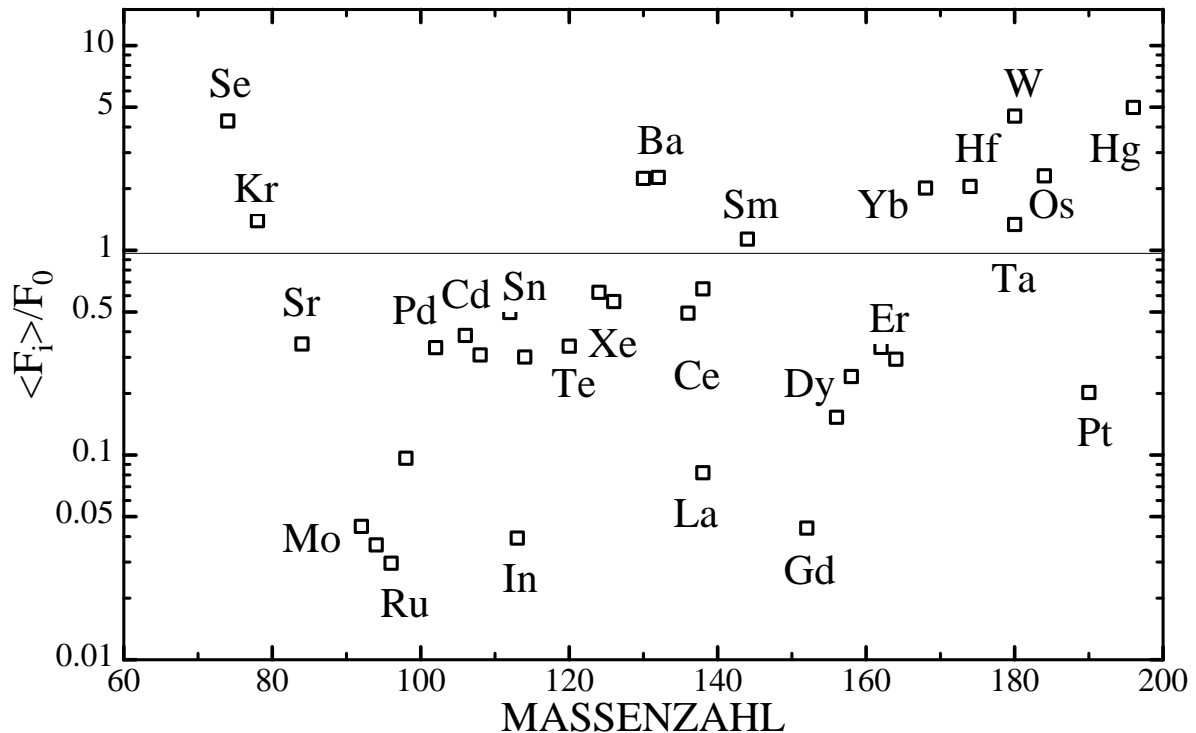
Der normierte Überproduktionsfaktor  $\frac{\langle F_i \rangle}{F_0}$  ist nach Definition gleich eins, wenn die simulierte Häufigkeit genau dem solaren Wert entspricht [RAH95].

Tabelle 5.1 zeigt die Massen, die innerhalb der betrachteten Schichten liegen, sowie die maximalen Temperaturen und Dichten in den einzelnen Schichten, die während des Durchlaufs der Stoßfront erreicht werden ( $M_{\text{ges}} = 25 M_{\odot}$ ).

Masse innerhalb der Schicht $M_{\odot}$	Schicht Max. Temperatur ( $T_{\text{g}}$ )	Schicht Max. Dichte $10^5$ (g/cm <sup>3</sup> )
1,93	3,45	7,85
1,97	3,11	6,64
2,01	2,96	5,68
2,05	2,76	4,82
2,10	2,60	4,07
2,16	2,44	3,56
2,21	2,32	3,16
2,26	2,21	2,80
2,31	2,12	2,54
2,37	2,04	2,30

**Tabelle 5.1:** Masse innerhalb der betrachteten Schichten, sowie die jeweilig maximal erreichte Temperatur und Dichte.

Die Abbildung 5.3 zeigt die normierten Überproduktionsfaktoren der p-Kerne zwischen Se und Hg für den Standardfall der unveränderten übernommenen NON-SMOKER Raten [NON02].



**Abb. 5.3:** Normierte Überproduktionsfaktoren des p-Prozess-Modells mit den unverändert übernommenen NON-SMOKER Raten [NON02].

Man erkennt die deutlichen Unterhäufigkeiten im Massenbereich  $92 < A < 98$  mit den Isotopen  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$  und  $^{98}\text{Ru}$ . Außerdem werden die Häufigkeiten der p-Kerne  $^{113}\text{In}$ ,  $^{115}\text{Sn}$  ( $5 \cdot 10^{-3}$ , außerhalb der Skala),  $^{138}\text{La}$  und  $^{152}\text{Gd}$  stark unterproduziert. Während es sich bei  $^{113}\text{In}$ ,  $^{115}\text{Sn}$  und  $^{152}\text{Gd}$  nicht um reine p-Kerne handelt, deren Häufigkeiten überwiegend aus kleinen

## KAPITEL 5. REAKTIONSNETZWERK UND p-PROZESS-ANALYSEN

s- und r- Anteilen stammen, stellt der p-Kern  $^{138}\text{La}$  einen Sonderfall dar, weil er durch den stabilen p-Kern  $^{138}\text{Ce}$  vom eigentlichen p-Prozess abgeschirmt wird.

Im Mittel werden die stellaren p-Häufigkeiten durch dieses Modell innerhalb eines Faktors drei wiedergegeben. Aus Tabelle 5.2 ist ersichtlich, dass leichte Kerne im p-Prozess bei hohen Temperaturen erzeugt werden, während für die Produktion von schweren p-Kernen tiefere Temperaturen verantwortlich sind. In der Regel lässt sich für die Synthese jedes p-Kerns ein bestimmtes Temperaturfenster angeben.

Isotop	$T_9=3,28$	$T_9=3,04$	$T_9=2,86$	$T_9=2,68$	$T_9=2,52$	$T_9=2,38$	$T_9=2,27$	$T_9=2,17$	$T_9=2,08$	Summe
se74	123	238	94,5	28,2	3,00	-----	-----	-----	-----	486
kr78	64,4	89,2	4,59	-----	-----	-----	-----	-----	-----	158
sr84	17	20,3	2,27	-----	-----	-----	-----	-----	-----	39,6
mo92	1,15	2,24	1,14	-----	-----	-----	-----	-----	-----	5,09
mo94	-----	-----	-----	2,11	1,16	-----	-----	-----	-----	4,13
ru96	-----	1,69	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	3,36
ru98	-----	1,44	4,15	4,54	-----	-----	-----	-----	-----	11,0
pd102	1,86	13,3	16	6,7	-----	-----	-----	-----	-----	38,0
cd106	-----	21	20,9	1,13	-----	-----	-----	-----	-----	43,6
cd108	-----	8,27	15,8	10,2	-----	-----	-----	-----	-----	35,0
sn112	-----	26,2	27,8	2,33	-----	-----	-----	-----	-----	56,4
in113	-----	-----	-----	1,43	1,09	-----	-----	-----	-----	4,46
sn114	-----	4,2	14,9	14,3	-----	-----	-----	-----	-----	34,2
sn115	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----
te120	-----	2,87	14,1	17,9	3,84	-----	-----	-----	-----	38,6
xe124	-----	7,62	31,8	30,9	-----	-----	-----	-----	-----	70,9
xe126	-----	4,99	16,5	28,4	13,9	-----	-----	-----	-----	63,8
ba130	-----	-----	91,6	138	24,3	-----	-----	-----	-----	255
ba132	-----	-----	9,58	129	118	-----	-----	-----	-----	258
ce136	-----	-----	13,8	293	12,6	-----	-----	-----	-----	56,0
la138	-----	-----	-----	-----	4,12	3,98	-----	-----	-----	9,30
ce138	-----	1,38	2,36	35,2	34,2	-----	-----	-----	-----	73,6
sm144	-----	2,6	51,9	67,1	6,27	-----	-----	-----	-----	129
gd152	-----	-----	-----	-----	1,16	1,38	-----	-----	1,61	5,00
dy156	-----	-----	-----	6,27	8,67	2,42	-----	-----	-----	17,4
dy158	-----	-----	-----	-----	13,3	13,3	-----	-----	-----	27,5
er162	-----	-----	-----	12,0	19,0	7,09	-----	-----	-----	38,1
er164	-----	-----	-----	15,1	16,3	1,45	-----	-----	-----	33,4
yb168	-----	-----	-----	79,8	113	34,6	1,25	-----	-----	229
hf174	-----	-----	-----	59,8	92,7	52,3	22,8	4,51	-----	233
ta180	-----	-----	-----	-----	-----	13,7	43,8	56,8	37,1	152
w180	-----	-----	-----	205	215	40,3	37,9	11,4	4,13	514
os184	-----	-----	-----	-----	97,5	126	32,7	5,18	1,09	262
pt190	-----	-----	-----	2,89	3,77	8,13	7,56	-----	-----	229
hg196	-----	-----	-----	251	280	32,8	2,26	-----	-----	566

**Tabelle 5.2:** Überproduktionsfaktoren aufgeschlüsselt nach den berechneten p-Prozess-Zonen, bzw. in Abhängigkeit von den gemittelten maximalen Temperaturen. Der durchschnittliche Überproduktionsfaktor  $F_0$  aller p-Kerne ist 114.

## 5.3 Zeitlich integrierter Reaktionsfluss

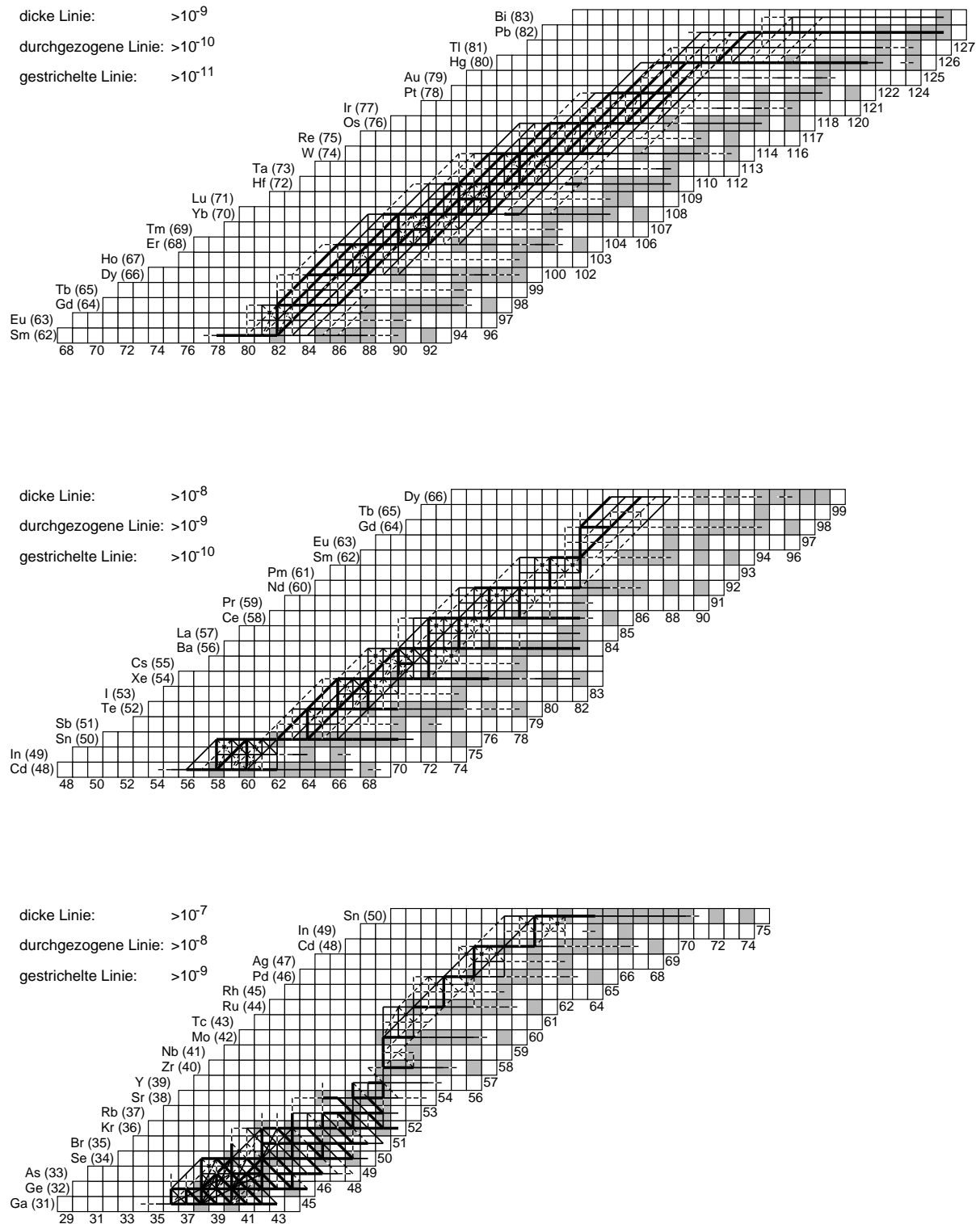
Der Verlauf der Häufigkeiten wurde vom Beginn der Supernova-Explosion eine Sekunde lang verfolgt. Dies entspricht dem Zeitraum, in dem die p-Kerne gebildet werden. Für zwei typische Temperaturen,  $T_9 = 3,1$  und  $T_9 = 2,3$ , zeigen die Abbildungen 5.4 und 5.5 die Ausdehnung der entsprechenden Netzwerke sowie die integrierten Reaktionsflüsse relativ zur Stärke der  $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$ -Reaktion. Es ist zu bedenken, dass sich die Saathäufigkeiten um mehr als zehn Größenordnungen unterscheiden. Deshalb wurde wegen der unterschiedlichen Stärke des Reaktionsflusses das p-Prozess-Netzwerk in drei Massenbereiche aufgeteilt.

Bei einer maximalen Temperatur von  $T_9=3,1$  (Abb. 5.4) werden die Saatkerne im Bereich  $62 < Z < 83$  aus dem Stabilitätstal durch  $(\gamma,n)$ -Reaktionen herausgetragen und danach vorwiegend über  $(\gamma,\alpha)$ -Reaktionen zu kleineren Massen hin abgebaut. Für  $Z < 62$  ergibt sich ebenfalls eine Verschiebung zur protonenreichen Seite durch  $(\gamma,n)$ -Reaktionen, der Abbau zu kleineren Massen wird aber hier hauptsächlich durch  $(\gamma,p)$ -Reaktionen bewirkt.

Bei kleineren Temperaturen ( $T_9 = 2,3$ , Abb. 5.5) sind die Reaktionsflüsse im wesentlichen durch  $(\gamma,n)$ -Reaktionen bestimmt, wogegen  $(\gamma,\alpha)$ - und  $(\gamma,p)$ -Reaktionen deutlich abnehmen und näher am Stabilitätstal liegen als bei höheren Temperaturen.

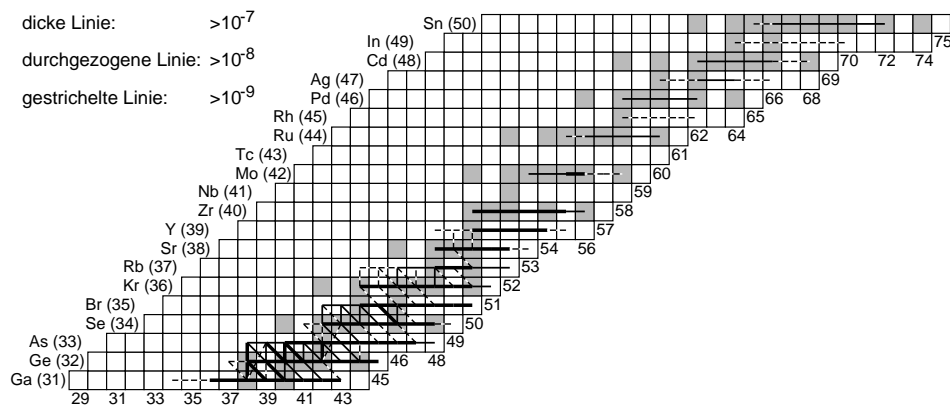
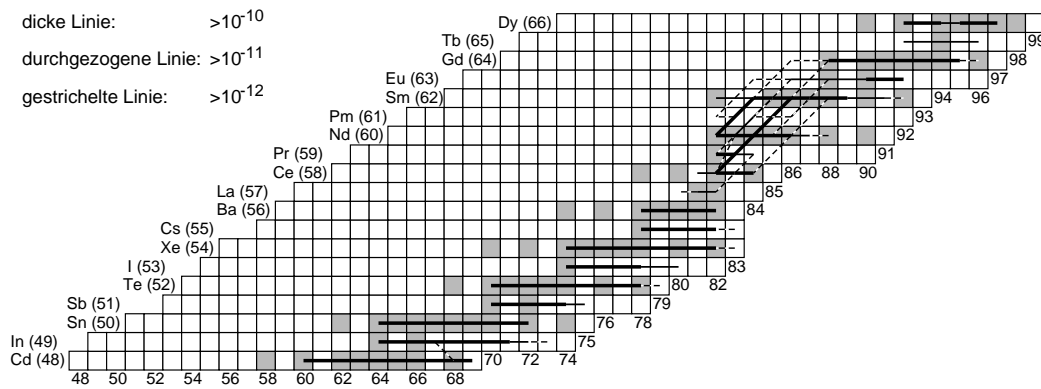
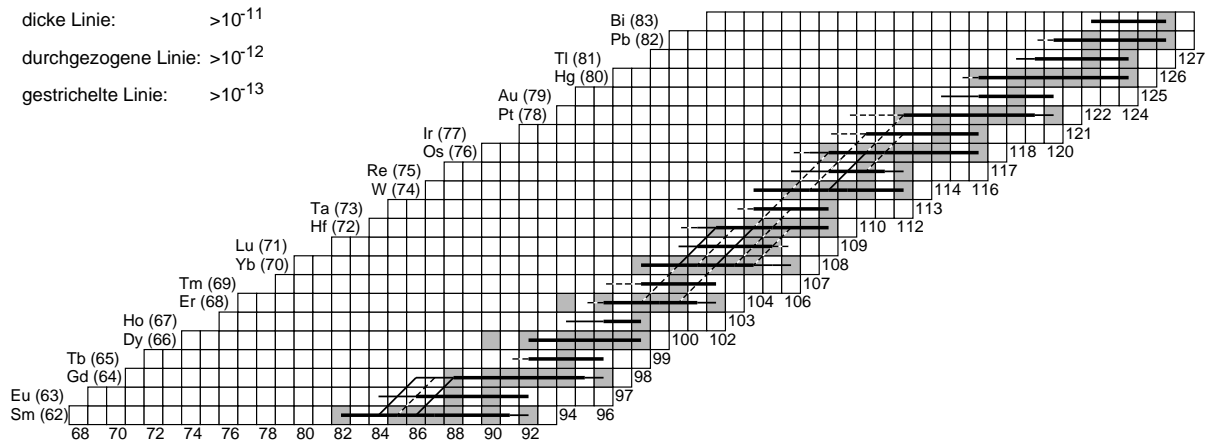
Der Einfluss von abgeschlossenen Neutronenschalen bei  $N = 50$  und  $N = 82$  ist in beiden Fällen deutlich zu erkennen. Sie wirken auf den überwiegend durch  $(\gamma,n)$ -Reaktionen bestimmten Reaktionsfluss als Flaschenhals.

# KAPITEL 5. REAKTIONSNETZWERK UND $p$ -PROZESS-ANALYSEN



**Abb. 5.4:** Die Abbildungen zeigen den Reaktionsfluss in der Zone, in der eine maximale Temperatur von  $T_9=3.1$  erreicht wird. Wegen der unterschiedlichen Stärken des integrierten Reaktionsflusses wurde die Abbildung in drei Massenbereiche aufgeteilt. Die jeweils angegebene Stärke des Reaktionsflusses bezieht sich auf die Stärke der  $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$ -Reaktion.

### 5.3 ZEITLICH INTEGRIERTER REAKTIONSFLUSS



**Abb. 5.5:** Die Abbildungen zeigen den Reaktionsfluss in der Zone, in der eine maximale Temperatur von  $T_9=2,3$  erreicht wird. Die jeweils angegebene Stärke des Reaktionsflusses bezieht sich auf die Stärke der  $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$ -Reaktion.

## 5.4 Einfluss der Reaktionsraten auf die p-Häufigkeiten

Um allgemein den Einfluss der Reaktionsraten auf die p-Häufigkeiten zu untersuchen, wurden alle neutronen-induzierten Reaktionen und ihre Umkehrreaktionen im Massenbereich  $A > 57$  mit einem Faktor drei multipliziert, bzw. dividiert. Die resultierenden Überproduktionsfaktoren  $\langle F_i \rangle_{\text{mod}}$  sind in Abb. 5.6 als Verhältnis zu den ursprünglichen Überproduktionsfaktoren  $\langle F_i \rangle$  aufgetragen. Analog werden auch die protonen-induzierten und  $\alpha$ -induzierten Raten um Faktoren von drei verändert. Diese Ergebnisse sind im mittleren und unteren Teil der Abb. 5.7 dargestellt.

### i) Neutronen-induzierte Raten:

Die Veränderung der n-induzierten Raten macht sich über den gesamten Massenbereich bemerkbar, ist jedoch für  $A < 80$  und  $A > 150$  besonders groß (Abb. 5.6, oben). In den letzten Jahren sind verstärkt Anstrengungen zur experimentellen Bestimmung von n-induzierten Reaktionsraten speziell für den s-Prozess unternommen worden, so dass dafür eine gesicherte Basis zur Überprüfung der statistischen Modelle zur Verfügung steht [BBK00]. Erste Experimente zur Messung von stellaren ( $\gamma, n$ )-Reaktionen an  $^{190}\text{Pt}$ ,  $^{192}\text{Pt}$  und  $^{198}\text{Pt}$  [VMB01] lieferten eine zusätzliche Möglichkeit zur Überprüfung des statistischen Modells. Allerdings sollten die Informationen über die ( $\gamma, n$ )-Raten auf einen größeren Massenbereich ausgedehnt werden.

### ii) Protonen-induzierte Raten:

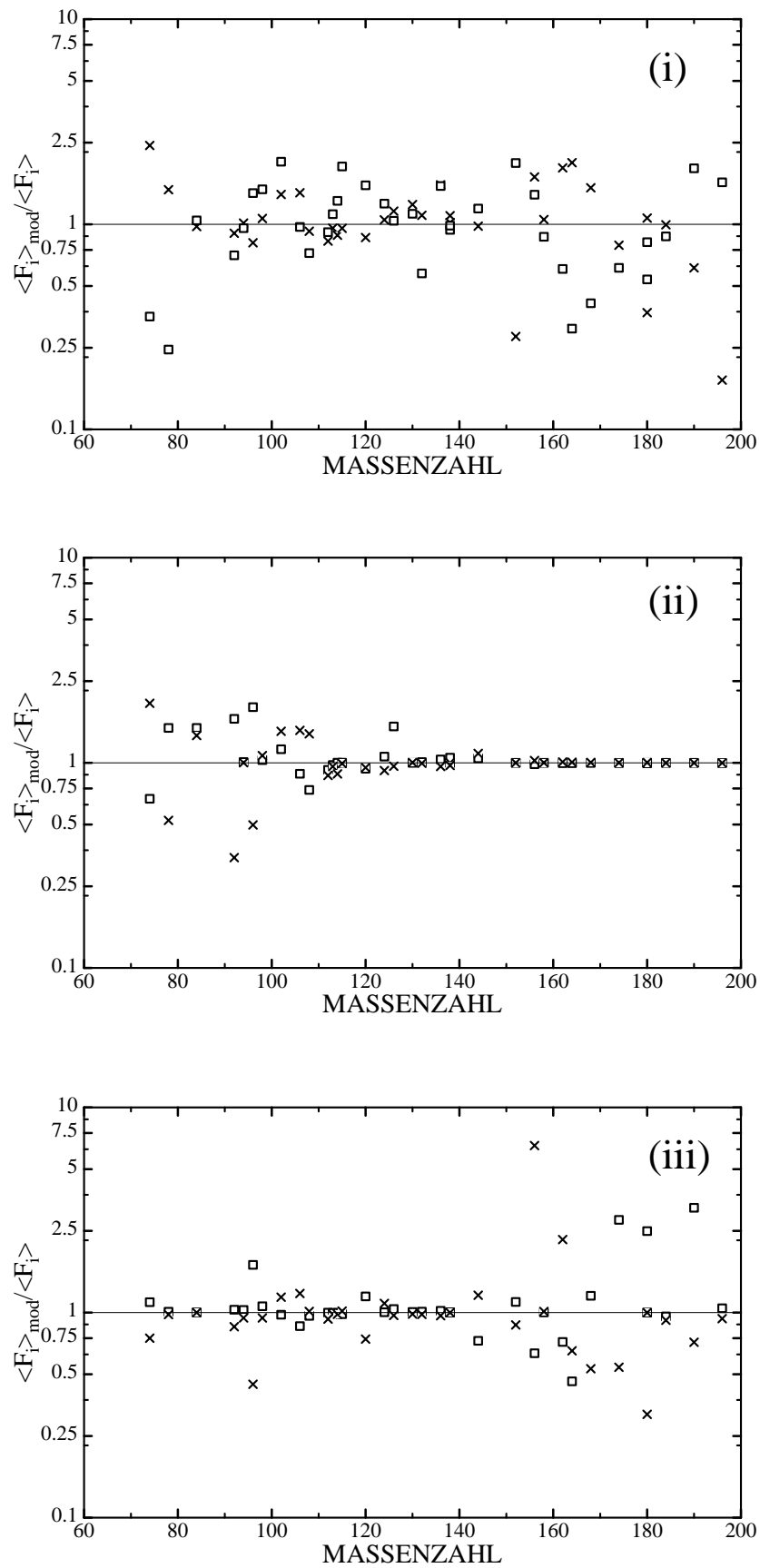
Die Abbildung 5.6 (Mitte) lässt erkennen, dass die Variation der p-induzierten Reaktionen die p-Häufigkeiten nur im Bereich  $A < 112$  beeinflusst. In diesem Massenbereich wurde bereits eine Reihe von Experimenten durchgeführt, angefangen mit der Messung der ( $p, \gamma$ )-Rate von  $^{90}\text{Zr}$  [Lai87] und ergänzt durch mehrere Aktivierungsexperimente am Van de Graaff Beschleuniger des Forschungszentrums Karlsruhe, in denen die ( $p, \gamma$ )-Querschnitte von  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{95}\text{Mo}$  und  $^{98}\text{Mo}$ , [SaK97], sowie von  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{98}\text{Ru}$ ,  $^{99}\text{Ru}$  und  $^{104}\text{Ru}$  [BSK98] bestimmt wurden. Während diese Daten noch eine mittlere Abweichung von 60% von den theoretischen Vorhersagen aufwiesen, stimmten darauffolgende Messungen an  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$  [GSR01],  $^{89}\text{Y}$  [HGT01] und  $^{93}\text{Nb}$  [HST01] mit inzwischen verbesserten Rechnungen überein (MOST [MOS02] und NON-SMOKER [NON02]). Andere ( $p, \gamma$ )-Querschnitte für  $^{102}\text{Pd}$  [ÖMB02] und  $^{86}\text{Sr}$ ,  $^{87}\text{Sr}$  [GSR01], sowie  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{119}\text{Sn}$  [CMB99] ergaben jedoch ebenfalls Abweichungen innerhalb eines Faktors zwei. Größere Abweichungen zeigt der  $^{116}\text{Sn}$ -Wirkungsquerschnitt, der für niedrige Energien ( $E_{\text{CM}} < 2,5$  MeV) stärker als einen Faktor zwei von der Theorie abweicht ([ÖMB02] und diese Arbeit, Kapitel 3).

### iii) $\alpha$ -induzierte Raten

Im Gegensatz zu den p-induzierten Reaktionen wirken sich die  $\alpha$ -induzierten Reaktionen mit Ausnahme der  $^{96}\text{Ru}(\gamma, \alpha)^{92}\text{Mo}$ -Reaktion nur im Massenbereich  $A > 140$  aus (Abb. 5.6, unten). Experimentelle Daten für ( $\alpha, x$ )-Reaktionen liegen für die Kerne  $^{70}\text{Ge}$  [FKS96],  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{98}\text{Ru}$  [RHH02] und  $^{144}\text{Sm}$  [SFK98] vor. Wie diese Ergebnisse zeigen, nehmen die Unsicherheiten der berechneten Werte zu höheren Massen zu. Im Extremfall von  $^{144}\text{Sm}$  wurde die ( $\alpha, \gamma$ )-Rate ursprünglich um mehr als einen Faktor zehn überschätzt [SFK98]. Dieser Trend wird auch durch die vorliegenden ( $n, \alpha$ )-Querschnitte bestätigt [GKA00][KGA01]. Darauf wurde im Zusammenhang mit der in dieser Arbeit durchgeführten ( $n, \alpha$ )-Messung am  $^{95}\text{Mo}$  bereits näher eingegangen.



#### 5.4 EINFLUSS DER REAKTIONSRATEN AUF DIE $p$ -HÄUFIGKEITEN



**Abb.5.6:** Die Veränderung von Überproduktionsfaktoren nach Variation der Reaktionsraten um einen Faktor 3 nach oben (Kreuze) und unten (Quadrate). Die Abbildung bezieht sich auf Variationen der n-induzierten Raten (i), der p-induzierten Raten (ii) und der  $\alpha$ -induzierten Raten (iii).

## 5.5 Suche nach wichtigen Einzelraten

Die ersten Simulationen haben gezeigt, dass sich Veränderungen der  $p$ - und  $\alpha$ -induzierten Raten durchaus auf begrenzte Massenbereiche beschränken. Welchen Einfluss haben nun vereinzelte Reaktionsraten auf den Verlauf der Häufigkeiten? Diese Frage ist insbesondere wichtig im Hinblick auf weitere experimentelle Untersuchungen. Zu diesem Zweck wurden einzelne  $n$ -induzierte Raten, die zu einem  $p$ -Kern hin- bzw. davon wegführen, systematisch um einen Faktor drei nach oben und unten verändert. Entsprechend wurden bei den  $p$ - und  $\alpha$ -induzierten Raten vorgegangen. Die veränderten Raten sind im Anhang VI zusammengestellt.

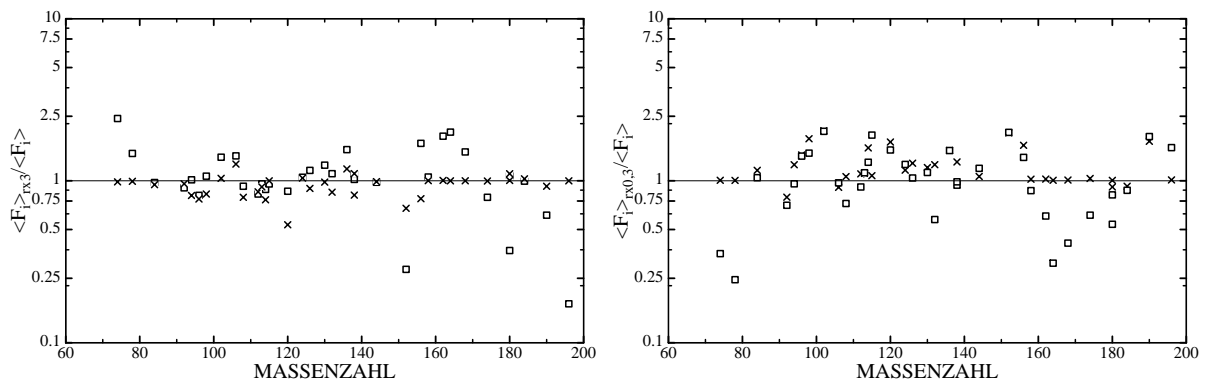
### Neutronen-induzierte Raten

In zwei Simulationen wurden diejenigen Raten gezielt verändert, die zu den  $p$ -Kernen hin, bzw. von ihnen wegführen. Dabei wurden zwei Fälle unterschieden:

- a)  $X(Z,N) \leftrightarrow Y(Z,N-1) + n$
- b)  $Y(Z,N+1) \leftrightarrow X(Z,N) + n$

$X$  beschreibt den  $p$ -Kern,  $Y$  den Reaktionspartner und  $n$  das eingefangene, bzw. abgegebene Neutron,  $Z$  und  $N$  bezeichnen die Ladungszahl und die Neutronenzahl.

Die Änderung der Überproduktionsfaktoren mit den modifizierten  $(\gamma,n)$ -Raten der  $p$ -Kerne zeigt Abbildung 5.7. Im Allgemeinen findet man, dass sich die  $(\gamma,n)$ -Raten der  $p$ -Kerne selbst nur sehr wenig auf die Endhäufigkeiten auswirken.



**Abb. 5.7:** Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren, die sich durch Veränderung der Photo-desintegrationsraten der  $p$ -Kerne (Kreuze), bzw. aller Kerne (Quadrate) ergeben. (Rechts: Raten mit einem Faktor 3 multipliziert (rx3). Links: Raten mit einem Faktor 3 dividiert (rx0,3).) Die  $(\gamma,n)$ -Raten der  $p$ -Kerne haben offensichtlich wenig Einfluss auf die Endhäufigkeiten.

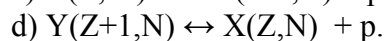
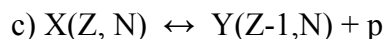
In der zweiten Simulation wurden die  $n$ -induzierten Raten der  $p$ -Kerne, bzw. ihre inversen Raten verändert. Hier zeigte sich überraschenderweise kein Einfluss auf die Häufigkeiten der  $p$ -Kerne. Ausnahmen sind lediglich  $^{138}\text{La}$  und  $^{115}\text{Sn}$  mit Änderungen von 20 %, bzw. einem Faktor 2, die sich jedoch durch die großen Häufigkeiten ihrer Nachbarisotope erklären lassen.

Diese geringe Sensitivität könnte an den vergleichsweise niedrigen Neutronenbindungsenergien der p-Kerne liegen, bei denen sich Paarungseffekte relativ stark auswirken.

Die bisherigen vorliegenden Informationen sind fast ausschließlich auf einen noch relativ unvollständigen Satz von Neutroneneinfangquerschnitten für die p-Kerne beschränkt [BBK00]. Diese Messungen sollten ergänzt und um die wichtigen Photodesintegrationsraten für die p-Kerne erweitert werden, da die Kenntnis der  $(\gamma,n)$ -Raten für eine zuverlässige Beschreibung des p-Prozesses unverzichtbar ist.

### Protonen-induzierte Raten

Im nächsten Schritt wurden die p-induzierten Reaktionsraten der p-Kerne in analoger Weise verändert



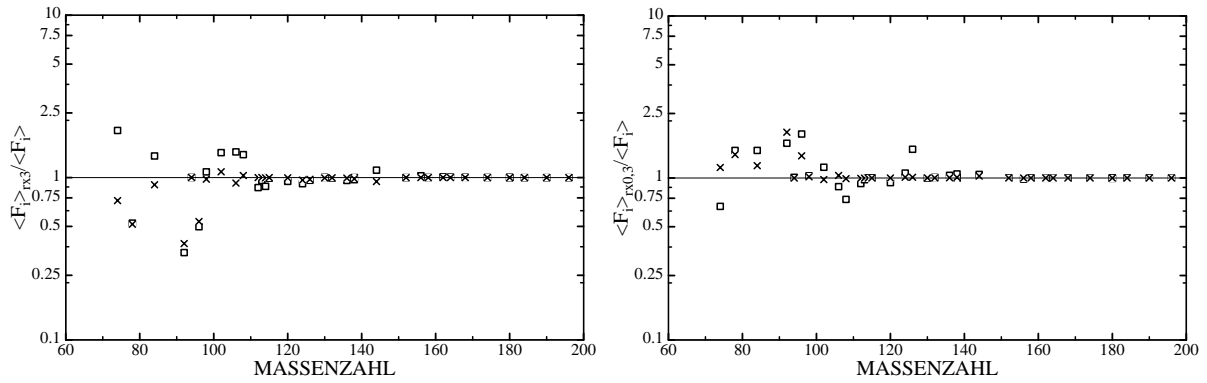
Die Simulationen mit den geänderten  $(\gamma,p)$ -Raten der p-Kerne zeigen deutlich veränderte Häufigkeiten der leichten p-Kerne  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{96}\text{Ru}$  im Bereich  $A < 100$  (Abb.5.8). Während die  $(\gamma,p)$ -Raten der Nachbarkerne in der Regel einen größeren Einfluss haben, ist dies für  $^{94}\text{Mo}$  und  $^{98}\text{Ru}$  nicht der Fall. Der Vergleich der Häufigkeiten, die sich durch Veränderung von allen  $(\gamma,p)$ - und  $(p,\gamma)$ -Raten ergeben, legt nahe, dass der überwiegende Teil der  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{96}\text{Ru}$  Häufigkeiten auf die Änderung der  $(\gamma,p)$ -Raten der p-Kerne selbst sehr empfindlich ist.

Trotz der experimentellen Anstrengungen zur Verbesserung der Eingabeparameter des statistischen Modells gibt es für die p-Kerne  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{96}\text{Ru}$  noch keine experimentellen  $(\gamma,p)$ -Daten. Dies liegt vor allem daran, dass die Photodesintegration dieser p-Kerne instabile Produktkerne mit relativ langen Halbwertszeiten zwischen 57 Stunden und 680 Jahren erzeugt. Die Experimente zur Bestimmung der p-Raten beschränken sich zur Zeit noch auf die Messungen von  $(p,\gamma)$ -Querschnitten, die jedoch in diesen Fällen an den instabilen Vorläuferkernen noch nicht möglich sind. Neue experimentelle Methoden, wie die Photodesintegration in einem geeigneten Bremsstrahlungsspektrum, wie sie an den Pt-Isotopen durchgeführt wurden [VMB01], könnten hier erfolgreich sein, wenn die Sensitivität der Aktivierungsmethode noch gesteigert werden kann.

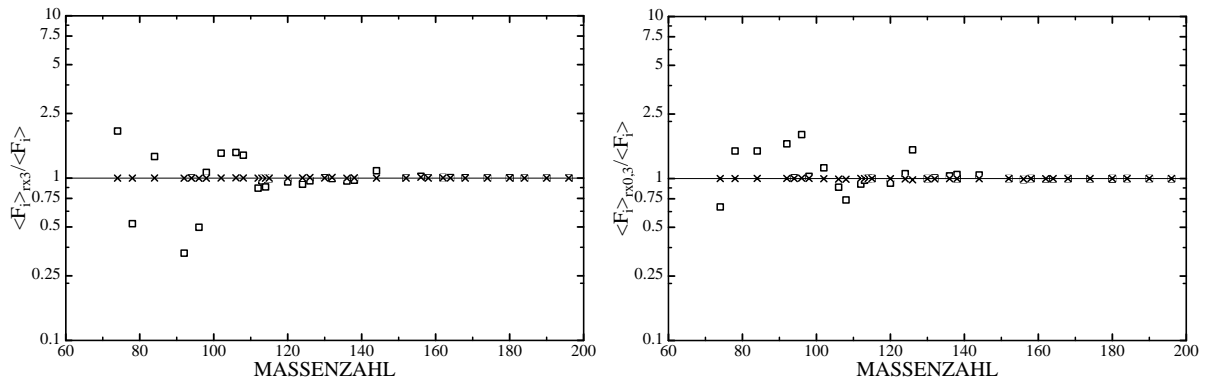
Die Abbildung 5.9 zeigt das simulierte Häufigkeitsmuster bei gezielter Veränderung der  $(\gamma,p)$ - und  $(p,\gamma)$ -Raten. Die p-Häufigkeiten werden von den  $(\gamma,p)$ -Reaktionen, die auf die p-Kerne zu laufen, nicht beeinflusst.

In einer zusätzlichen Simulation wurden alle  $(\gamma,p)$ - und  $(p,\gamma)$ -Raten für  $A > 112$  wieder mit einem Faktor drei multipliziert und dividiert. Diese Untersuchung ist insbesondere für die p-Kerne  $^{94}\text{Mo}$  und  $^{96}\text{Ru}$  interessant, die oberhalb der geschlossenen Neutronenschale  $N = 50$  liegen und bei Variationen aller p-induzierten Raten Häufigkeitsänderungen zeigen. Unterhalb der Neutronenschale  $N = 50$  steigen die Saathäufigkeiten um drei Größenordnungen an, was die Empfindlichkeit bezüglich der Raten oberhalb  $N = 50$  stark verringert. Die Simulationen zeigen, dass die  $(\gamma,p)$ - und  $(p,\gamma)$ -Reaktionen im Bereich  $A > 112$  auf die Häufigkeiten der p-Kerne keinen Einfluss hat (Abb. 5.10).

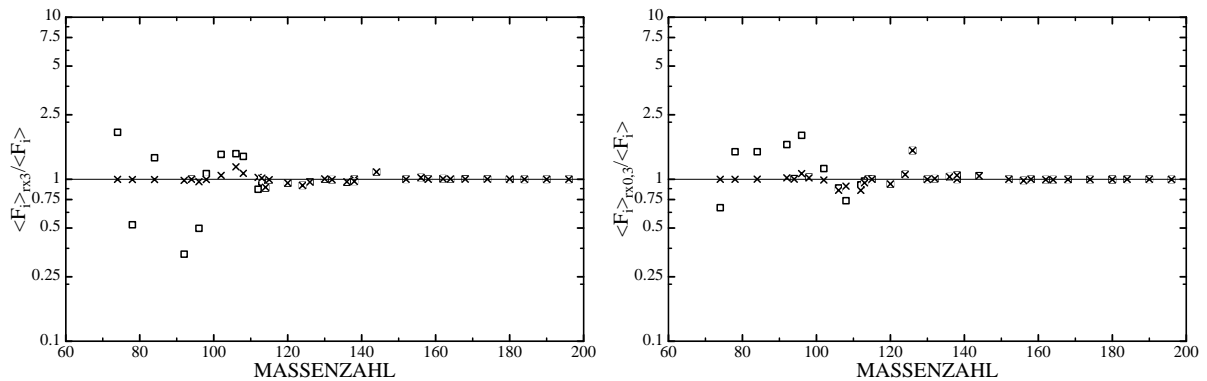
## KAPITEL 5. REAKTIONSNETZWERK UND $p$ -PROZESS-ANALYSEN



**Abb. 5.8:** Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren  $\langle F_i \rangle_{rx3} / \langle F_i \rangle$  und  $\langle F_i \rangle_{rx0,3} / \langle F_i \rangle$  mit einzeln veränderten  $(p,\gamma)$ - und  $(\gamma,p)$ -Raten (Reaktionen c, Kreuze) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller  $(p,\gamma)$ - und  $(\gamma,p)$ -Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.)



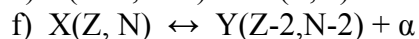
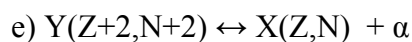
**Abb. 5.9:** Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren  $\langle F_i \rangle_{rx3} / \langle F_i \rangle$  und  $\langle F_i \rangle_{rx0,3} / \langle F_i \rangle$  mit einzeln veränderten  $(p,\gamma)$ - und  $(\gamma,p)$ -Raten (Reaktionen d, Kreuze) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller  $(p,\gamma)$ - und  $(\gamma,p)$ -Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.)



**Abb. 5.10:** Die Verhältnisse von Überproduktionsfaktoren  $\langle F_i \rangle_{rx3} / \langle F_i \rangle$  und  $\langle F_i \rangle_{rx0,3} / \langle F_i \rangle$  mit veränderten  $(p,\gamma)$ - und  $(\gamma,p)$ -Raten für  $A > 112$  (Kreuz) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller  $(p,\gamma)$ - und  $(\gamma,p)$ -Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.)

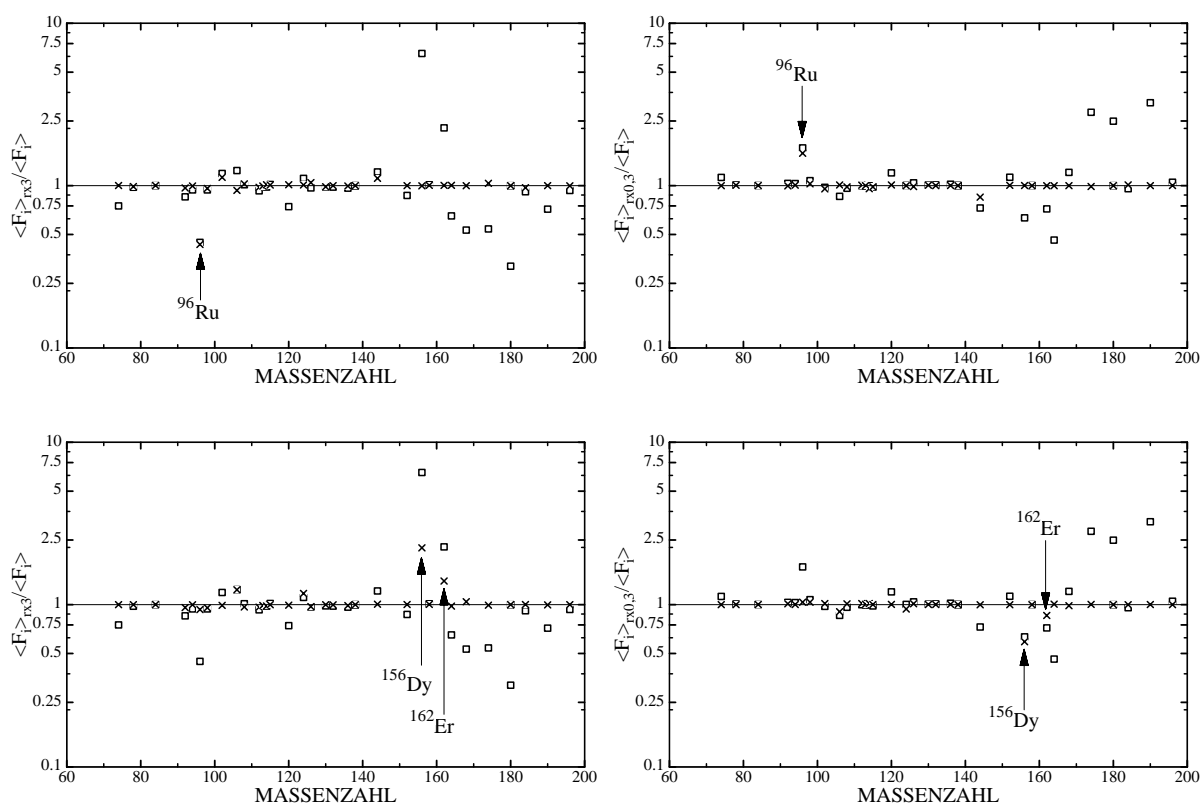
**$\alpha$ -induzierte Raten**

Die Reaktionspfade im p-Prozess laufen erst über  $(\gamma,n)$ -Reaktionen aus dem Stabilitätstal heraus und können sich anschließend über  $(\gamma,\alpha)$ -Reaktionen fortsetzen. Für die Planung weiterer experimenteller Untersuchungen wurde durch Änderung der  $\alpha$ -induzierten Reaktionsraten, die zu den p-Kernen hin, bzw. von ihnen wegführen, versucht die wichtigsten experimentell zugänglichen Raten zu lokalisieren. In diesem Fall wurden die Raten folgender Reaktionen verändert:



In vielen Fällen wird bei der Reaktion eines p-Kernes mit einem  $\alpha$ -Teilchen wieder ein p-Kern gebildet. Um die Auswirkungen dieser Reaktionsketten zu unterbrechen und den Einfluss einzelner Raten besser studieren zu können, wurden zwei getrennte Simulationen durchgeführt (siehe ausführliche Liste der geänderten Reaktionsraten im Anhang VI).

Die einzeln geänderten Raten wurden jeweils mit Faktoren drei multipliziert und dividiert.



**Abb. 5.11:** Das Verhältnis der Überproduktionsfaktoren  $\langle F_i \rangle_{\text{rx}3} / \langle F_i \rangle$  und  $\langle F_i \rangle_{\text{rx}0,3} / \langle F_i \rangle$  mit einzeln veränderten  $(\alpha,\gamma)$ - und  $(\gamma,\alpha)$ -Raten (Kreuze) im Vergleich zu den Ergebnissen, die durch Veränderung aller  $(\alpha,\gamma)$ - und  $(\gamma,\alpha)$ -Raten (Quadrate) gewonnen wurden. (Oben: Raten geändert entsprechend Anhang e2. Unten: Ratenänderung entsprechend Anhang e1. Links: Vergrößerung der veränderten Raten um einen Faktor 3. Rechts: Verkleinerung der veränderten Raten um einen Faktor 3.)

Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.11. zusammengefasst. Man findet, dass die unter e) spezifizierten  $(\alpha,\gamma)$ , bzw.  $(\gamma,\alpha)$  Reaktionen an den p-Kernen mit Ausnahme von  $^{156}\text{Dy}$  und  $^{162}\text{Er}$  keinen Einfluss auf die Endhäufigkeiten haben. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die

Häufigkeiten von  $^{156}\text{Dy}$  und  $^{162}\text{Er}$  nicht ausschließlich auf diese speziellen Reaktionen zurückzuführen sind. Im Bereich  $A < 144$  ergibt lediglich die Reaktion  $^{92}\text{Mo}(\alpha,\gamma)^{96}\text{Ru}$  einen Effekt für die Häufigkeit eines *p*-Kernes.

Analog zu den besprochenen vier Simulationen wurden die Reaktionsraten, welche dem Punkt f) genügen, ebenfalls um einen Faktor drei erhöht, bzw. verkleinert. Das Ergebnis zeigt keine signifikanten Einflüsse der Reaktionsraten auf die Häufigkeitsverteilung.

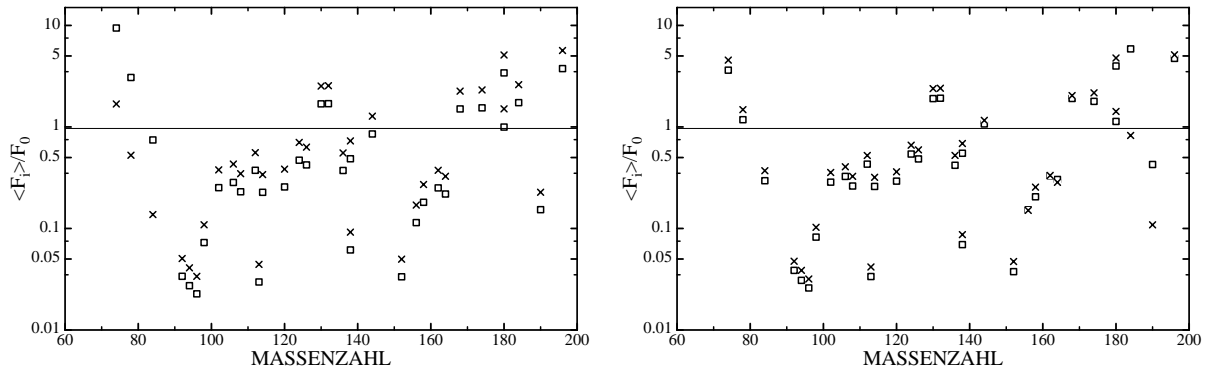
Zusammenfassend kann man sagen, dass mit den heutigen experimentellen Möglichkeiten die direkte Messung der relevanten  $(\alpha,\gamma)$ - und  $(\gamma,\alpha)$ -Raten bis auf wenige, oben diskutierte Ausnahmen noch nicht möglich ist, da die betreffenden Targetkerne instabil sind. Solche Messungen können erst an künftigen Anlagen zur Beschleunigung radioaktiver Kerne geplant werden.

Bis dahin ist es erforderlich, experimentelle Daten für stabile Kerne in einem möglichst breiten Massenbereich zu bestimmen, um die Verlässlichkeit der statistischen Modelle nachhaltig zu verbessern. Dies gilt insbesondere im Bereich  $A > 150$ , wo die  $(\alpha,\gamma)$ - und  $(\gamma,\alpha)$ -Raten die Endhäufigkeiten der *p*-Kerne stark beeinflussen, wo es aber bisher noch keine experimentellen Werte gibt.

## 5.6 Variation der Saathäufigkeit

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Saatverteilung auf die *p*-Häufigkeiten untersucht werden. Die in den Simulationen benutzte Saathäufigkeit besteht überwiegend aus den im Vorläuferstern gebildeten *s*-Prozess-Häufigkeiten. Im *s*-Prozess unterscheidet man zwischen der sogenannten Hauptkomponente und einer schwachen Komponente (für eine eingehendere Diskussion siehe [IbR83]). Die schwache Komponente ist für die Entstehung eines Teils der Elemente bis zur abgeschlossenen Neutronenschale bei  $N=50$  verantwortlich, während die Hauptkomponente die *s*-Häufigkeiten bis zum Blei und Wismut synthetisiert. Die schwache Komponente entsteht im Vorläuferstern selbst und ist deshalb relativ gut definiert. Dagegen stammen die Hauptkomponente und eventuelle *r*-Prozess-Anteile aus früheren Stern- generationen und sind entsprechend unsicher. Um diese Unsicherheiten zwischen den einzelnen Syntheseanteilen abzuschätzen zu können, wurden die Häufigkeiten der Saat im Massenbereich  $70 < A < 90$  um einen Faktor drei erhöht bzw. erniedrigt. Im Bereich  $185 < A < 200$  zeigt der *r*-Prozess ein Häufigkeitsmaximum. Zur Abschätzung des *r*-Anteils an der *p*-Prozess-Saat wurde die Anfangshäufigkeit in diesem Bereich gezielt um einen Faktor drei erhöht, bzw. erniedrigt.

Es zeigte sich, dass diese Änderungen der Saathäufigkeiten nur zu lokal begrenzten Änderungen der *p*-Häufigkeiten führen.



**Abb.5.12:** Variation der Anfangshäufigkeiten im p-Prozess (\*3 Quadrate) (1/3 Kreuze). Links: Variation der Saat im Massebereich  $A = 70 - 90$  (schwacher s-Prozess im Vorläuferstern). Rechts: Variation der Saat im Bereich  $185 < A < 200$  zum Test des s- und r-Prozess-Anteiles der Saat bei der Bildung des Vorläufersternes mit eigener Saat (siehe Text). Der systematische Unterschied zwischen Quadrate und Kreuze entsteht durch unterschiedliche in  $F_0$ .

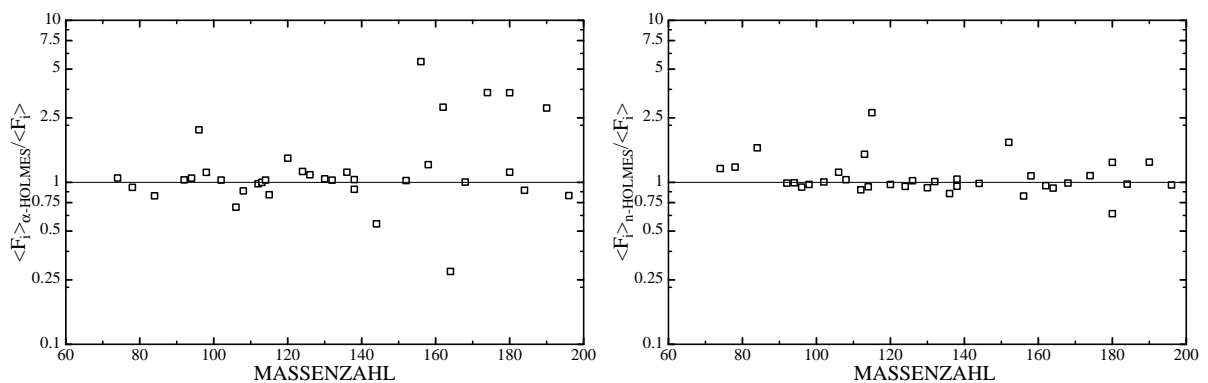
## 5.7 Einfluss der optischen Kern-Potentiale

Die im Kapitel 2 dargestellten experimentellen Ergebnisse der  $(n,\alpha)$ -Messung am  $^{95}\text{Mo}$  zeigen, dass die gemessenen Daten auch durch die einfache Annahme eines Kastenpotentials für die  $\alpha$ -Kern-Wechselwirkung beschrieben werden. Hingegen konnte in Kapitel 3 gezeigt werden, dass die gemessenen  $(\alpha,n)$ -Querschnitte mit Vorhersagen der Standard-Raten des NON-SMOKER Codes übereinstimmen.

Deshalb wurden mit Hilfe des NON-SMOKER Codes die Reaktionsraten aller  $\alpha$ -induzierten und ihrer inversen Raten, unter Verwendung des Kastenpotentials neu berechnet und im p-Prozess-Netzwerk verwendet.

In der Abbildung 5.13 werden die mit diesen modifizierten  $\alpha$ -Raten bestimmten Überproduktionsfaktoren mit den oben beschriebenen Standard-Ergebnissen verglichen.

In einem zweiten Schritt wurden für alle neutronen-induzierten und ihre inversen Reaktionen die unter Verwendung des Kastenpotentials bestimmen Raten verwendet. In beiden Fällen werden jeweils nur die optischen Kernpotentiale ausgetauscht, alle anderen Eingabeparameter wie Niveaudichten, Massen, Spin und Parität blieben unverändert. Die Unterschiede in den relativen Häufigkeiten sind somit ausschließlich den unterschiedlichen Potentialen zuzuschreiben.



**Abb. 5.13:** Verhältnisse von Überproduktionsfaktoren der p-Kerne, die sich durch Verwendung von unterschiedlichen optischen Kernpotentiale ergeben. Links: Veränderung des  $\alpha$ -Kern-Potentiale. Rechts: Veränderung des Neutronen-Potentiale. Nähere Beschreibung siehe Text.

In Abbildung 5.13 (links) bestätigt sich wieder der empfindliche Einfluss der  $\alpha$ -Raten auf die *p*-Häufigkeiten im Massenbereich  $A > 144$ . Unter den leichten *p*-Kernen wird lediglich die  $^{96}\text{Ru}$  Häufigkeit durch die veränderten Reaktionsraten beeinflusst.

Der Vergleich von unterschiedlichen Neutronen-Potentialen zeigt Abbildung 5.13 (rechts). Für die Häufigkeitsverteilung ergab sich keine signifikante Veränderung, wenn man die bereits in Abschnitt 5.4 gefundene hohe Empfindlichkeit der Überproduktionsfaktoren auf Änderungen von *n*-induzierten Raten in Rechnung stellt. Zusätzlich ist zu bedenken, dass der Fit der Raten eine Unsicherheit von  $\pm 30\%$  birgt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Parametrisierung der Neutronen-Potentiale keinen entscheidenden Einfluss auf die Endhäufigkeiten hat.



# 6 Zusammenfassung

Die schweren Elemente werden nahezu vollständig in Neutroneneinfangprozessen (s-Prozess und r-Prozess) gebildet. Für die Entstehung der protonenreichen Kerne zwischen Se und Hg, die durch das Stabilitätstal vom Neutronenfluss abgeschnitten sind, muss ein dritter Mechanismus postuliert werden. Dieser p-Prozess findet bei extrem hohen Temperaturen statt, wie sie im explosiven O/Ne-Brennen in Supernova-Explosionen vorkommen. Zur Beschreibung des p-Prozesses wird ein umfangreiches Reaktionsnetzwerk benötigt. Die Reaktionsraten, mit denen die Nuklide dieses Netzwerkes verknüpft sind, müssen in ihrer Mehrzahl theoretisch berechnet werden, da die Reaktionspfade weitab vom Stabilitätstal liegen. In letzter Zeit ergaben sich klare Widersprüche zwischen ersten gemessenen Raten für  $\alpha$ -induzierte Reaktionen und den theoretischen Vorhersagen, deren Ursache in dem im astrophysikalisch relevanten Energiebereich nur sehr ungenau bekannten  $\alpha$ -Kern-Potential zu suchen ist.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es deshalb, mit Hilfe einer Reihe von experimentell bestimmten Querschnitten die Unsicherheiten der theoretischen  $\alpha$ -Raten und deren Auswirkungen auf die Nukleosynthese der p-Kerne zu studieren.

Im experimentellen Teil wurde der Wirkungsquerschnitt der  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Reaktion vermessen. Dabei zeigte sich, dass diese Größe durch die theoretische Vorhersage um mehr als einen Faktor zwei überschätzt wurde. Diese Überschätzung durch die Theorie bestätigte sich auch anhand der untersuchten Umkehrreaktionen. Sowohl die  $(\alpha,n)$ -Querschnitte von  $^{92}\text{Mo}$  und  $^{94}\text{Mo}$  als auch die  $(\alpha,\gamma)$ -Reaktion am  $^{112}\text{Sn}$  ergaben Werte, die kleiner waren als vorhergesagt. Auf dieser Grundlage konnten die Parameter eines Wood-Saxon-Potentials erheblich verbessert werden, so dass die untersuchten,  $\alpha$ -induzierten Reaktionen mit Hilfe des statistischen Modells jetzt konsistent beschrieben werden können.

Für detaillierte Untersuchungen des Einflusses der Unsicherheiten in den kernphysikalischen Reaktionsraten wurde ein an der Michigan State University ansatzweise vorhandenes Reaktionsnetzwerk für den Massenbereich  $A < 120$  erheblich erweitert. In seiner jetzigen Form kann der p-Prozess, wie er z.B. in Supernovae abläuft, durch Einbeziehung von 1800 Kernen vom Wasserstoff bis Wismut und 15000 Reaktionsraten, vollständig beschrieben werden. In umfangreichen Simulationsrechnungen stellte sich heraus, dass die p-Häufigkeiten in spezifischer Weise von den verschiedenen Reaktionstypen abhängen. Während neutronen-induzierte Reaktionen im gesamten Massenbereich vom Kr bis zum Bi relevant sind, ist der Einfluss der protonen-induzierten Reaktionen auf den Bereich der mittelschweren Kerne bis  $A \sim 100$  beschränkt, während sich die  $\alpha$ -induzierten Reaktionen nur bei den schweren Kernen mit  $A > 140$  signifikant auswirken. Diese Ergebnisse sind im Hinblick auf die Planung von künftigen Experimenten von besonderem Interesse.

Im Rahmen dieser Simulationsrechnungen konnte auch gezeigt werden, dass die eindeutige Unterproduktion der p-Häufigkeiten im Bereich  $90 < A < 98$ , die für alle untersuchten

## 6 ZUSAMMENFASSUNG

p-Prozess-Modelle typisch ist, nicht auf die Unsicherheit der Reaktionsraten zurückgeführt werden kann, sondern auf bisher noch unbekannte Defekte der Modelle selbst zurückgeführt werden muss. Dies bedeutet, dass der Ursprung der großen p-Prozess-Häufigkeit im Bereich der Mo- und Ru-Isotope weiterhin rätselhaft bleibt.

# Anhang

## I) Die Datenaufnahmeelektronik

Die Datenaufnahmeelektronik ist in Abb. I.A dargestellt und besteht im wesentlichen aus zwei Teilen:

### 1. Auswertung der Zeitsignale

Zur Bestimmung der Flugzeit und damit der Energie der Neutronen wurde ein Startimpuls (vom Elektronenpuls abgeleitetes Zeitsignal  $t_0$ ) als Startsignal für die Flugzeitmessung verwendet. Dieses Signal wurde mit Hilfe eines Diskriminators (1) geteilt und über eine Koinzidenzeinheit (2) auf einen Gate-und-Delay Generator (3) gegeben. Die Beschreibung der Koinzidenz erfolgt weiter unten im Text. Der Impuls aus der Koinzidenz wurde benutzt, um ein um  $2 \mu\text{s}$  verzögertes negatives Rechtecksignal durch den Gate-und-Delay Generator (3) zu erzeugen, das durch einen weiteren Gate-und-Delay Generator (4), in einen 2 ms langen Rechteckimpuls umgewandelt wurde, der in zwei Fan-In/Out Modulen (5) aufgespalten und für folgende Aufgaben verwendet wurde.

- (i) Das erste Signal wird benutzt, um sicherzustellen, dass nur Daten innerhalb des verzögerten Rechteckimpulses von 2 ms aufgenommen wurden. Durch Totzeit der Elektronik zwischen den Neutronenpulsen wurden Untergrundereignisse unterdrückt. Die Verzögerung von  $2 \mu\text{s}$  ermöglichte die Ausblendung des  $\gamma$ -Blitzes. Das Fenster zur Datenaufnahme wird über die Koinzidenzeinheit 6 blockiert, bzw. geöffnet.
- (ii) Die Messung der Flugzeit erfolgte mit einem Zeit-zu-Pulshöhen-Konverter (TDC) (9). Als Start diente das über den Gate und Delay Generator 10 erzeugte Signal, das ebenfalls durch den Scaler (11) gezählt wurde. Das Stoppsignal erhielt der TDC durch die Signale aus der Ionisationskammer, die im richtigen Zeitfenster lagen und mit der vom Diskriminator (25) festgestellten Pulshöhe verträglich waren. Die Höhe des logischen Ausgangssignals ist proportional zur Zeit zwischen Start- und Stoppsignal und wird in Buffer 1 zwischengespeichert.
- (iii) Ein Neutronenmonitor überwachte zusätzlich den Neutronenfluss. Um sie direkt mit den aufgenommenen Daten vergleichen zu können, wurden diese Signale mit dem Beobachtungsfenster der Datenaufnahme in Koinzidenz (12) geschaltet.
- (iv) Über zwei Gate-und-Delay Generatoren (13, 14) wird das Signal konvertiert, um den Buffer 1, bzw. einen Preset-Zähler (15) zu triggern, dessen Zahlwert bei jedem Startsignal um eins erniedrigt wird. Ist der Preset-Zähler bei Null angekommen, signalisiert er dem Computer, Buffer 1 und 2 auszulesen. Der Preset-Zähler gibt ebenfalls ein Signal an die Antikoinzidenz (2), um die Datenaufnahme während des Auslesens der Buffer anzuhalten.

Der  ${}^6\text{Li}$ -Monitor befindet sich 1,2 m weiter von der Neutronenquelle entfernt als die große Ionisationskammer, mit der die  ${}^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Daten aufgenommen wurden und wird vom  $\gamma$ -Blitz später erreicht. Aus diesem Grund wurde mit einem Gate-und-Delay Generator eine Verlängerung der Ausblendung des  $\gamma$ -Blitzes in den Elektronikkreis eingefügt. Das Zeitsignal  $t_0$  wurde über einen Gate-und-Delay Generator (7) verlängert und zusammen mit dem vom Monitor stammenden Datensignalen auf eine Antikoinzidenz (8) gegeben. Somit konnte das Messfenster der Sektionen 1 und 2 zu höheren Energien geschoben werden.

## 2. Auswertung der Pulshöhensignale

Die Datenaufnahme von Sektor 1 und Sektor 2 der kompensierten Ionisationskammer sowie von der als Monitor benutzten Kammer, waren analog aufgebaut.

Die vorverstärkten Signale wurden mit einer Integrationszeit von  $0.25 \mu\text{s}$  verstärkt (20), die experimentell für eine optimale Unterdrückung des  $\gamma$ -Blitzes gefunden wurde.

Nach dem Verstärker wurde das Signal aufgespalten. Mit einem schnellen Diskriminator TCSA (21) wurde ein logischer Impuls erzeugt, wenn das Eingangssignal eine zuvor festgelegte Schwelle überschritt, um die echten Signale eindeutig vom Untergrund der Kammer zu trennen.

Über eine Koinzidenzeinheit (22), schließt sich ein Diskriminator (23) an, der die Signalleitungen in drei Zweige aufteilt.

- (i) Die logischen Impulse der jeweiligen Sektionen (23) und des Monitors wurden über ein logisches Oder (24) mit dem Stoppsignal für den TDC (9) zusammengeführt. Ein nachfolgender Gate and Delay Generator (26) erzeugte für jeden eingehenden Impuls ein  $15 \mu\text{s}$  langes Signal. Die Koinzidenzeinheit (6) hält über das vom  $t_0$  gelieferte Signal die Koinzidenzeinheit (22) offen, bis ein weiteres Signal vom Gate and Delay Generator (9) anliegt und alle weiteren eingehenden Eingangssignale für die  $24 \mu\text{s}$  dauernde Datenaufnahme blockiert. Damit ist eine störungsfreie Datenaufnahme sichergestellt.
- (ii) Der zweite Ausgang des Diskriminators (23) wurde zur Zählung der als gut befundenen Ereignisse der entsprechenden Sektionen, bzw. des Monitors verwendet.
- (iii) Ein weiterer Ausgang des Diskriminators (23) erzeugte mit Hilfe des Linear Gate und Stretcher (28), und dem über das Delay (29) verzögerten Analogsignal des Verstärkers (20), ein rechteckiges Ausgangssignal, das proportional zur Höhe des Analogsignals des Verstärkers (20) war.

Diese Rechteckimpulse wurden über ein ADC (30) in den Buffer 2 geschrieben, wenn das Signal vom Gate-und-Delay Generator (31) akzeptiert worden war.

Sobald die Buffer voll waren, wurden die Daten auf ein Signal des Preset-Zählers ausgegeben und auf einer Festplatte des Messrechners gespeichert.

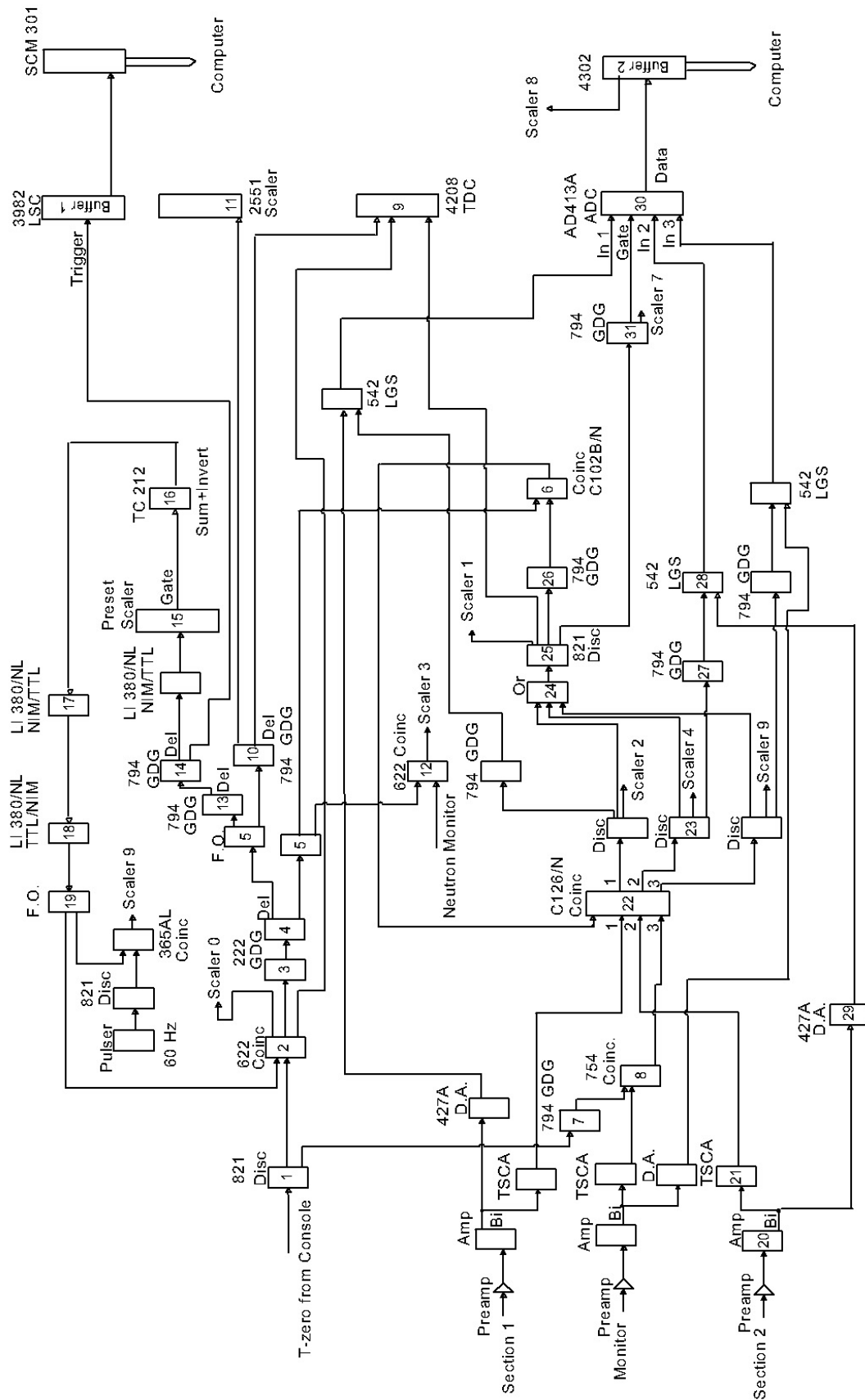


Abb. I.A: Datenaufnahmeelektronik der kompensierten Ionisationskammer.

## II) Auswerteformel

Die im  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Experiment benutzte Formel für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte ergibt sich aus den folgenden Argumenten.

Die Anzahl der erzeugten  $\alpha$ -Teilchen im Experiment ist gleich der Anzahl der Targetatome in der Probe,  $n_{\text{Mo}}$ , mal dem integrierten Neutronenfluss  $\phi_n$  und dem Wirkungsquerschnitt,  $\sigma$ :

$$R_{\text{Mo}} = \phi_n \cdot \sigma_{\text{Mo}} \cdot n_{\text{Mo}} \quad (\text{A1})$$

Für die erzeugten  $\alpha$ -Teilchen aus der  $^6\text{Li}$ -Probe gilt ebenfalls Formel A1. Hiermit lässt sich der integrierte Neutronenfluss bestimmen.

$$\phi_n = \frac{R_{\text{Li}}}{\sigma_{\text{Li}} \cdot n_{\text{Li}}} \quad (\text{A2})$$

Aus den Gleichungen A1 und A2 ergibt sich die Auswerteformel A3 für den Wirkungsquerschnitt, wenn sich die Mo-Probe und die Li-Probe am selben Ort befinden, bzw. wenn beide Proben denselben Neutronenfluss sehen.

$$\sigma_{\text{Mo}} = \frac{n_{\text{Li}} \cdot R_{\text{Mo}}}{n_{\text{Mo}} \cdot R_{\text{Li}}} \cdot \sigma_{\text{Li}} \quad (\text{A3})$$

Im Experiment wurde lediglich in der ersten Messreihe eine Li-Probe an Stelle der Mo-Probe verwendet, die danach durch eine zweite Mo-Probe ersetzt wurde. Bei allen  $(n,\alpha)$ -Messungen wurde die Monitorkammer in einem Abstand von 1,2 m hinter der Hauptkammer betrieben. Zur Auswertung der Messungen mit den  $^{95}\text{Mo}$ -Proben braucht man den entsprechenden Geometriefaktor, der sich aus dem Verhältnis der aufgenommenen Ereignisse,  $R_{\text{Mo},M}$ , während dieser Zeit in der Monitorkammer und den bei der  $^6\text{Li}$  Messung aufgezeichneten Ereignissen  $R_{\text{Li},M}$  ergibt.

$$\sigma_{\text{Mo}} = 2 \cdot \frac{n_{\text{Li}} \cdot R_{\text{Mo}}}{n_{\text{Mo}} \cdot R_{\text{Li}}} \cdot \frac{R_{\text{Li},M}}{R_{\text{Mo},M}} \cdot \sigma_{\text{Li}} \quad (\text{A4})$$

Den Faktor 2 in Formel A4 berücksichtigt, dass sowohl die  $\alpha$ -Teilchen als auch die Tritonen aus der  $^6\text{Li}(n,\alpha)$ -Reaktion nachgewiesen wurden.

### III) Die Resonanzen im $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Querschnitt.

Die  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Resonanzen wurden von Paul Koehler einer R-Matrix-Analyse unterzogen. Die Ergebnisse sind in den Tabellen III.1 und III.2 [RKK03].

Die entsprechenden Größen sind die Neutronenenergie  $E_n$ , der Drehimpuls  $J$  und die Parität  $\pi$  des betreffenden Zustandes. Die reduzierte Breite  $2g_J\Gamma_n$  ergibt sich aus der Gesamtbreite der Resonanz  $\Gamma_n$  und dem statistischen Faktor  $g_J = (2J+1)/[(2I+1)(2i+1)]$  mit dem Drehimpuls  $I$  bzw. dem Spin  $i$  der Resonanz.

Die Breite des  $\gamma$ -Kanals,  $\Gamma_\gamma$ , wurde den Referenzen [SSD98][MDH81] entnommen.  $\Gamma_\alpha$  gibt die Breite des  $\alpha$ -Kanals an. Die im Experiment beobachtete Resonanzfläche  $A = g_J\Gamma_\alpha\Gamma_n/\Gamma$  setzt sich aus den oben beschriebenen Termen und der Gesamtbreite  $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_\alpha + \Gamma_n$  aller offenen Kanäle zusammen.

Die Schreibweise 12.3 (12) in der folgenden Tabelle bedeutet  $12,3 \pm 1,2$ . Wenn die relative Unsicherheit 70% überschritt, wurden lediglich Obergrenzen angegeben.

$E_n$ (eV)	$J^\pi$	$2g_J\Gamma_n$ (meV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$\Gamma_\alpha$ ( $\mu\text{eV}$ )	$g_J\Gamma_\alpha\Gamma_n/\Gamma$ ( $\mu\text{eV}$ )
-9.90	2 <sup>+</sup>	2.72	160	12.3 (12)	-
44.69	3 <sup>+</sup>	200 (10)	150 (10)	0.0349 (21)	0.0108 (10)
110.5	1 <sup>-</sup>	0.16 (2)	310 (80)	< 11	< 0.0028
117.8	2 <sup>(-)</sup>	0.15 (2)	200 (120)	< 7.9	< 0.0030
159.49	3 <sup>+</sup>	15 (1)	166 (20)	< 0.24	< 0.010
218.28	(4) <sup>-</sup>	1.3 (1)	160	< 2.4	< 0.0097
245.84	(2) <sup>+</sup>	0.50 (5)	160	< 3.9	< 0.0061
263.59	(3) <sup>+</sup>	1.4 (2)	160	< 3.1	< 0.013
330.92	(3) <sup>-</sup>	3.4 (5)	160	14.6 (30)	0.152 (32)
357.75	3 <sup>+</sup>	320 (60)	145 (20)	0.382 (84)	0.146 (32)
418.2	(2) <sup>+</sup>	1.00 (14)	160	< 13	< 0.040
468.68	(2) <sup>-</sup>	11 (1)	160	18.8 (17)	0.597 (55)
554.08	2 <sup>+</sup>	110 (20)	160	5.26 (41)	0.990 (78)
595.67	(3) <sup>+</sup>	0.84 (20)	160	< 16	< 0.041
630.01	(4) <sup>-</sup>	20 (3)	160	< 1.6	< 0.092
661.78	3 <sup>+</sup>	18.0 (15)	160	< 1.5	< 0.079
680.19	3 <sup>+</sup>	830 (50)	145 (15)	< 0.19	< 0.094
702.62	(2) <sup>+</sup>	2.9 (3)	160	14.6 (99)	0.130 (88)
708.25	(3) <sup>+</sup>	13.4 (8)	160	3.4 (24)	0.132 (92)
745.46	(3) <sup>-</sup>	5.5 (20)	160	< 10	< 0.17
769.83	3 <sup>+</sup>	28 (3)	160	< 1.6	< 0.12
898.27	2 <sup>+</sup>	265 (30)	175 (20)	18.0 (10)	4.84 (24)
932.13	(3) <sup>+</sup>	3.5 (3)	160	< 16	< 0.18
956.50	(2) <sup>+</sup>	1.5 (7)	160	< 46	< 0.21
981.23	2 <sup>+</sup>	37 (6)	160	54.5 (31)	4.92 (28)
1011.1	(3) <sup>-</sup>	12.6 (10)	160	< 3.8	< 0.14
1023.8	3 <sup>+</sup>	110 (20)	160	< 0.60	< 0.13
1035.7	(3) <sup>+</sup>	13.2 (10)	160	< 4.0	< 0.15
1059.2	(2) <sup>+</sup>	9.2 (8)	160	< 7.5	< 0.20
1122.5	(3) <sup>+</sup>	4.0 (6)	160	74 (31)	0.91 (38)
1144.6	2 <sup>+</sup>	250 (50)	160	45.2 (23)	12.29 (62)

**Tabelle III.1:** Resonanzparameter für Neutronenenergien  $E_n < 1150$  eV.

$E_n$ (eV)	$J^\pi$	$2g_J\Gamma_n$ (meV)	$\Gamma_\gamma$ (meV)	$\Gamma_\alpha$ ( $\mu$ eV)	$g_J\Gamma_\alpha\Gamma_n/\Gamma$ ( $\mu$ eV)
1170.5	(3 <sup>+</sup> )	20.6 (18)	160	10.3 (55)	0.60 (32)
1203.4	3 <sup>+</sup>	131 (9)	160	< 0.80	< 0.19
1296.9	(3 <sup>+</sup> )	11 (1)	160	< 6.7	< 0.22
1340.7	(3 <sup>+</sup> )	88	160	3.3 (18)	0.63 (34)
1360.6	(3 <sup>+</sup> )	6.0 (8)	160	< 28	< 0.50
1386.7	(3 <sup>+</sup> )	11.6 (10)	160	11.5 (76)	0.39 (26)
1419.3	(3 <sup>+</sup> )	620 (70)	170 (12)	< 0.97	< 0.43
1437.0	(3 <sup>+</sup> )	15.6 (14)	160	< 6.2	< 0.28
1495.5	(5 <sup>+</sup> )	360	160	4.77 (91)	2.40 (46)
1570.0	(3 <sup>+</sup> )	12 (1)	160	< 5.0	< 0.18
1576.8	(3 <sup>+</sup> )	10.4 (8)	160	< 3.7	< 0.12
1589.5	(5 <sup>+</sup> )	215	160	< 0.85	< 0.33
1677.4	(3 <sup>+</sup> )	100 (25)	160	2.5 (18)	0.51 (37)
1704.1	(3 <sup>+</sup> )	42.8 (64)	160	4.0 (32)	0.44 (34)
1766.1	(5 <sup>+</sup> )	270	160	< 1.4	< 0.62
1788.0	(3 <sup>+</sup> )	62 (10)	160	< 3.0	< 0.42
1841.7	(3 <sup>+</sup> )	38.8 (52)	160	6.2 (38)	0.62 (38)
1853.3	(3 <sup>+</sup> )	6.4 (8)	160	13 (10)	0.26 (20)
1925.1	(3 <sup>+</sup> )	36.0 (46)	160	22 (13)	2.0 (12)
1950.2	(3 <sup>+</sup> )	390 (110)	144 (20)	14.7 (35)	6.0 (14)
1961.3	(3 <sup>+</sup> )	27.6 (28)	160	< 18	< 1.3
2048.1	(3 <sup>+</sup> )	245 (100)	160	7.0 (26)	2.31 (84)
2112.2	(3 <sup>+</sup> )	60 (8)	160	14.9 (64)	2.11 (91)

**Tabelle III.2:** Resonanzparameter für Neutronenenergien von 1,15 keV < E<sub>n</sub> < 2,2 keV.



## IV) Charakterisierung der benutzten Proben und experimentelle Wirkungsquerschnitte

Probe Nr.	Flächenbelegung (Mo-Atome/cm <sup>2</sup> )	Energie (MeV)	Wirkungsquerschnitt (barn)
5	$(8,07 \pm 0,32) \times 10^{17}$	$11,032^{+0,025}_{-0,059}$	$(1,06 \pm 0,09) \times 10^{-2}$
17	$(2,59 \pm 0,10) \times 10^{18}$	$11,032^{+0,025}_{-0,134}$	$(9,26 \pm 0,65) \times 10^{-3}$
10	$(8,39 \pm 0,34) \times 10^{17}$	$10,555^{+0,025}_{-0,062}$	$(3,88 \pm 0,33) \times 10^{-3}$
9	$(5,19 \pm 0,21) \times 10^{17}$	$10,020^{+0,025}_{-0,049}$	$(2,53 \pm 0,26) \times 10^{-3}$
4	$(7,51 \pm 0,30) \times 10^{17}$	$9,678^{+0,025}_{-0,059}$	$(1,02 \pm 0,09) \times 10^{-3}$
6	$(1,19 \pm 0,48) \times 10^{18}$	$9,121^{+0,025}_{-0,081}$	$(1,94 \pm 0,15) \times 10^{-4}$

**Tabelle IV.1:** Verwendete Proben und gemessene <sup>92</sup>Mo(α,n)-Querschnitte.

Probe Nr.	Flächenbelegung (Mo-Atome/cm <sup>2</sup> )	Energie (MeV)	Wirkungsquerschnitt (barn)
5	$(8,07 \pm 0,32) \times 10^{17}$	$11,041^{+0,025}_{-0,059}$	$(2,09 \pm 0,20) \times 10^{-2}$
17	$(2,59 \pm 0,10) \times 10^{18}$	$11,041^{+0,025}_{-0,133}$	$(1,85 \pm 0,15) \times 10^{-2}$
10	$(8,39 \pm 0,34) \times 10^{17}$	$10,565^{+0,025}_{-0,061}$	$(8,14 \pm 0,77) \times 10^{-3}$
9	$(5,19 \pm 0,21) \times 10^{17}$	$10,029^{+0,025}_{-0,048}$	$(5,47 \pm 0,62) \times 10^{-3}$
4	$(7,51 \pm 0,30) \times 10^{17}$	$9,686^{+0,025}_{-0,059}$	$(2,49 \pm 0,25) \times 10^{-3}$
6	$(1,19 \pm 0,48) \times 10^{18}$	$9,129^{+0,025}_{-0,081}$	$(5,79 \pm 0,57) \times 10^{-4}$
16	$(2,81 \pm 0,11) \times 10^{18}$	$8,622^{+0,025}_{-0,162}$	$(1,21 \pm 0,10) \times 10^{-4}$
18	$(2,44 \pm 0,10) \times 10^{18}$	$8,169^{+0,025}_{-0,148}$	$(2,14 \pm 0,21) \times 10^{-5}$

**Tabelle IV.2:** Verwendete Proben und gemessene <sup>94</sup>Mo(α,n)-Querschnitte.

Probe Nr.	Flächenbelegung (Sn-Atome/cm <sup>2</sup> )	Energie (MeV)	Wirkungsquerschnitt (barn)
55	$(6,20 \pm 0,41) \times 10^{17}$	$11,114^{+0,025}_{-0,074}$	$(4,33 \pm 0,61) \times 10^{-4}$
56	$(6,26 \pm 0,41) \times 10^{17}$	$10,620^{+0,025}_{-0,075}$	$(3,13 \pm 0,46) \times 10^{-4}$
57	$(6,28 \pm 0,41) \times 10^{17}$	$10,095^{+0,025}_{-0,077}$	$(8,19 \pm 1,58) \times 10^{-5}$
59	$(6,24 \pm 0,41) \times 10^{17}$	$9,189^{+0,025}_{-0,081}$	$(1,01 \pm 0,39) \times 10^{-5}$
53	$(9,82 \pm 0,65) \times 10^{17}$	$8,223^{+0,025}_{-0,118}$	$(5,06 \pm 3,90) \times 10^{-7}$

**Tabelle IV.3:** Verwendete Proben und gemessene <sup>112</sup>Sn(α,γ)-Querschnitte.

Probe Nr.	Flächenbelegung (Sn-Atome/cm <sup>2</sup> )	Energie (MeV)	Wirkungsquerschnitt (barn)
25	$(2,06 \pm 0,09) \times 10^{17}$	$4,957^{+0,002}_{-0,003}$	$(1,12 \pm 0,06) \times 10^{-2}$
29	$(2,32 \pm 0,11) \times 10^{17}$	$4,461^{+0,002}_{-0,004}$	$(4,81 \pm 0,26) \times 10^{-3}$
32	$(2,94 \pm 0,14) \times 10^{17}$	$4,005^{+0,002}_{-0,004}$	$(2,11 \pm 0,11) \times 10^{-3}$
29	$(2,32 \pm 0,11) \times 10^{17}$	$3,470^{+0,002}_{-0,005}$	$(4,05 \pm 0,22) \times 10^{-4}$
35	$(2,92 \pm 0,13) \times 10^{17}$	$2,974^{+0,002}_{-0,005}$	$(8,20 \pm 0,47) \times 10^{-5}$
35	$(2,92 \pm 0,13) \times 10^{17}$	$2,677^{+0,002}_{-0,005}$	$(1,68 \pm 0,11) \times 10^{-5}$
40	$(7,63 \pm 0,35) \times 10^{17}$	$2,478^{+0,002}_{-0,010}$	$(4,85 \pm 0,38) \times 10^{-6}$
43	$(7,32 \pm 0,34) \times 10^{17}$	$2,231^{+0,002}_{-0,010}$	$(9,62 \pm 1,08) \times 10^{-7}$
32	$(2,94 \pm 0,14) \times 10^{17}$	$1,983^{+0,002}_{-0,006}$	$(2,31 \pm 0,30) \times 10^{-7}$

**Tabelle IV.4:** Verwendete Proben und gemessene <sup>116</sup>Sn(p,γ)-Querschnitte.

Energie (keV)	σ (μbarn)
1,5 ±0,5	89,6 ±4,4
2,5 ±0,5	104,4 ±5,1
3,5 ±0,5	72,0 ±4,9
4,5 ±0,5	87,0 ±5,8
6,25 ±1,25	30,6 ±3,5
8,75 ±1,25	47,8 ±3,8
12,5 ±2,5	30,1 ±2,6
20,0 ±5	24,0 ±1,7
32,5 ±7,5	14,4 ±1,1
50 ±10	13,6 ±1,0
70 ±10	13,1 ±1,1
90 ±10	9,8 ±1,2
150 ±50	10,94 ±0,78
250 ±50	11,2 ±1,1
350 ±50	5,62 ±0,83
450 ±50	4,25 ±0,85

**Tabelle IV.5:** Verwendete Proben und gemessene <sup>95</sup>Mo(n,α)-Querschnitte.

## V) Vergleich von SMOKER und NON-SMOKER Daten

Vergleich der statistischen Modell-Codes NON-SMOKER (durchgezogene Linie) und SMOKER (Symbole) anhand der in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen. Die Unterschiede der Rechnungen sind vernachlässigbar.

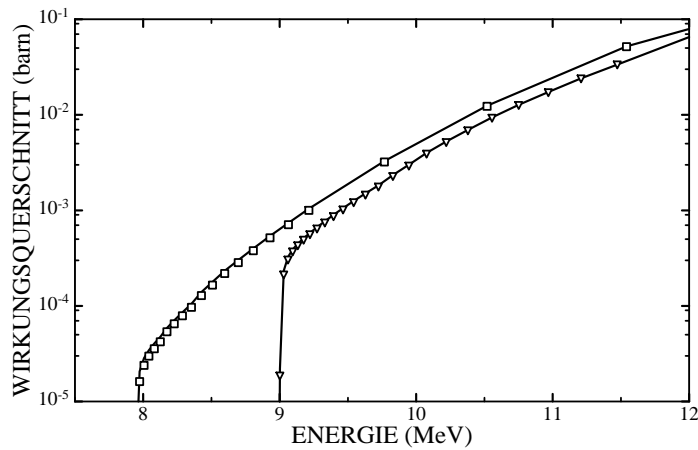


Abb. V.1: Die  $^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Reaktion (Quadrate) und die  $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$ -Reaktion (Dreiecke).

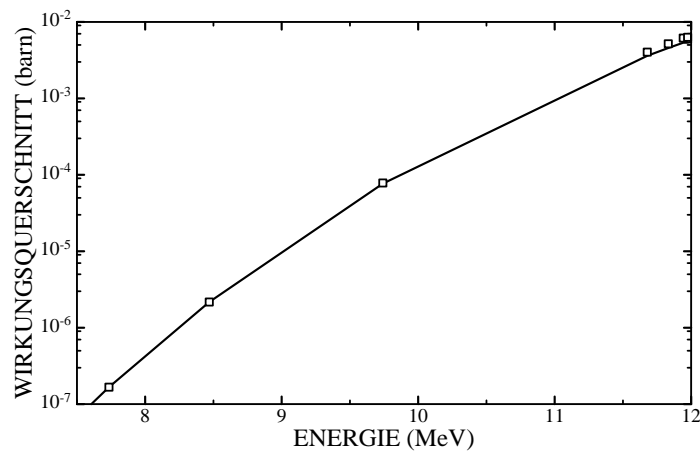


Abb. V.2: Die  $^{112}\text{Sn}(\alpha,\gamma)$ -Reaktion.

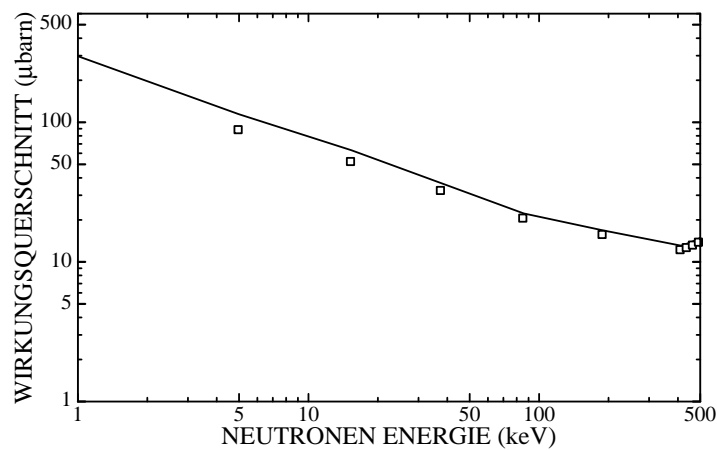


Abb. V.3: Die  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$ -Reaktion.

## VI) Geänderte Raten für eine gezielte Suche nach wichtigen Einzelraten (siehe Kapitel 5)

- a) Abb. 5.7
- se74 ↔ n + se73  
kr78 ↔ n + kr77  
sr84 ↔ n + sr83  
mo92 ↔ n + mo91  
mo94 ↔ n + mo93  
ru96 ↔ n + ru95  
ru98 ↔ n + ru97  
pd102 ↔ n + pd101  
cd106 ↔ n + cd105  
cd108 ↔ n + cd107  
sn112 ↔ n + sn111  
in113 ↔ n + in112  
sn114 ↔ n + sn113  
sn115 ↔ n + sn114  
te120 ↔ n + te119  
xe124 ↔ n + xe123  
xe126 ↔ n + xe125  
ba130 ↔ n + ba129  
ba132 ↔ n + ba131  
ce136 ↔ n + ce135  
la138 ↔ n + la137  
ce138 ↔ n + ce137  
sm144 ↔ n + sm143  
gd152 ↔ n + gd151  
dy156 ↔ n + dy155  
dy158 ↔ n + dy157  
er162 ↔ n + er161  
er164 ↔ n + er163  
yb168 ↔ n + yb167  
hf174 ↔ n + hf173  
ta180 ↔ n + ta179  
w180 ↔ n + w179  
os184 ↔ n + os183  
pt190 ↔ n + pt189  
hg196 ↔ n + hg195
- b)
- se75 ↔ n + se74  
kr79 ↔ n + kr78  
sr85 ↔ n + sr84  
mo93 ↔ n + mo92  
mo95 ↔ n + mo94  
ru97 ↔ n + ru96  
ru99 ↔ n + ru98  
pd103 ↔ n + pd102  
cd107 ↔ n + cd106  
cd109 ↔ n + cd108  
sn113 ↔ n + sn112  
in114 ↔ n + in113  
sn115 ↔ n + sn114  
sn116 ↔ n + sn115  
te121 ↔ n + te120  
xe125 ↔ n + xe124  
xe127 ↔ n + xe126  
ba131 ↔ n + ba130  
ba133 ↔ n + ba132  
ce137 ↔ n + ce136  
la139 ↔ n + la138  
ce139 ↔ n + ce138  
sm145 ↔ n + sm144  
gd153 ↔ n + gd152  
dy157 ↔ n + dy156  
dy159 ↔ n + dy158  
er163 ↔ n + er162
- er165 ↔ n + er164  
yb169 ↔ n + yb168  
hf175 ↔ n + hf174  
ta181 ↔ n + ta180  
w181 ↔ n + w180  
os185 ↔ n + os184  
pt191 ↔ n + pt190  
hg197 ↔ n + hg196
- c) Abb. 5.8
- se74 ↔ p + as73  
kr78 ↔ p + br77  
sr84 ↔ p + rb83  
mo92 ↔ p + nb91  
mo94 ↔ p + nb93  
ru96 ↔ p + tc95  
ru98 ↔ p + tc97  
pd102 ↔ p + rh101  
cd106 ↔ p + ag105  
cd108 ↔ p + ag107  
sn112 ↔ p + in111  
in113 ↔ p + cd112  
sn114 ↔ p + in113  
sn115 ↔ p + in114  
te120 ↔ p + sb119  
xe124 ↔ p + i123  
xe126 ↔ p + i125  
ba130 ↔ p + cs129  
ba132 ↔ p + cs131  
ce136 ↔ p + la135  
la138 ↔ p + ba137  
ce138 ↔ p + la137  
sm144 ↔ p + pm143  
gd152 ↔ p + eu151  
dy156 ↔ p + tb155  
dy158 ↔ p + tb157  
er162 ↔ p + ho161  
er164 ↔ p + ho163  
yb168 ↔ p + tm167  
hf174 ↔ p + lu173  
ta180 ↔ p + hf179  
w180 ↔ p + ta179  
os184 ↔ p + re183  
pt190 ↔ p + ir189  
hg196 ↔ p + au195
- d) Abb. 4.9
- br75 ↔ p + se74  
rb79 ↔ p + kr78  
y85 ↔ p + sr84  
tc93 ↔ p + mo92  
tc95 ↔ p + mo94  
rh97 ↔ p + ru96  
rh99 ↔ p + ru98  
ag103 ↔ p + pd102  
in107 ↔ p + cd106  
in109 ↔ p + cd108  
sb113 ↔ p + sn112  
sn114 ↔ p + in113  
sb115 ↔ p + sn114  
sb116 ↔ p + sn115  
i121 ↔ p + te120  
cs125 ↔ p + xe124  
cs127 ↔ p + xe126  
la131 ↔ p + ba130
- la133 ↔ p + ba132  
pr137 ↔ p + ce136  
ce139 ↔ p + la138  
pr139 ↔ p + ce138  
eu145 ↔ p + sm144  
tb153 ↔ p + gd152  
ho157 ↔ p + dy156  
ho159 ↔ p + dy158  
tm163 ↔ p + er162  
tm165 ↔ p + er164  
lu169 ↔ p + yb168  
ta175 ↔ p + hf174  
w181 ↔ p + ta180  
re181 ↔ p + w180  
ir185 ↔ p + os184  
au191 ↔ p + pt190  
tl197 ↔ p + hg196
- e1) Abb. 4.11 (oben)
- kr78 ↔ α + se74  
zr88 ↔ α + sr84  
ru96 ↔ α + mo92  
ru98 ↔ α + mo94  
cd106 ↔ α + pd102  
sn112 ↔ α + cd108  
sb117 ↔ α + in113  
te118 ↔ α + sn114  
te119 ↔ α + sn115  
xe124 ↔ α + te120  
ba130 ↔ α + xe126  
ce136 ↔ α + ba132  
pr142 ↔ α + la138  
nd142 ↔ α + ce138  
gd148 ↔ α + sm144  
dy156 ↔ α + gd152  
er162 ↔ α + dy158  
yb168 ↔ α + er164  
w178 ↔ α + hf174  
re184 ↔ α + ta180  
os184 ↔ α + w180  
hg194 ↔ α + pt190  
p b200 ↔ α + hg196
- e2) Abb. 4.11 (unten)
- sr82 ↔ α + kr78  
pd100 ↔ α + ru96  
pd102 ↔ α + ru98  
sn110 ↔ α + cd106  
te116 ↔ α + sn112  
ba128 ↔ α + xe124  
ce134 ↔ α + ba130  
nd140 ↔ α + ce136  
er160 ↔ α + dy156  
yb166 ↔ α + er162  
hf172 ↔ α + yb168  
pt188 ↔ α + os184
- f1)
- se74 ↔ α + ge70  
sr84 ↔ α + kr80  
mo92 ↔ α + zr88  
mo94 ↔ α + zr90  
pd102 ↔ α + ru98
- cd108 ↔ α + pd104  
in113 ↔ α + ag109  
sn114 ↔ α + cd110  
sn115 ↔ α + cd111  
te120 ↔ α + sn116  
xe124 ↔ α + te120  
xe126 ↔ α + te122  
ba132 ↔ α + ce128  
la138 ↔ α + cs134  
ce138 ↔ α + ba134  
sm144 ↔ α + nd140  
gd152 ↔ α + sm148  
dy158 ↔ α + gd154  
er164 ↔ α + dy160  
hf174 ↔ α + yb170  
ta180 ↔ α + lu176  
w180 ↔ α + hf176  
pt190 ↔ α + os186  
hg196 ↔ α + pt192
- f2)
- kr78 ↔ α + se74  
ru96 ↔ α + mo92  
ru98 ↔ α + mo94  
cd106 ↔ α + pd102  
sn112 ↔ α + cd108  
ba130 ↔ α + xe126  
ce136 ↔ α + ba132  
dy156 ↔ α + gd152  
er162 ↔ α + dy158  
yb168 ↔ α + er164  
os184 ↔ α + w180

# Literaturverzeichnis

## A

- [ABG78] A. Antonov, N. Balabanov, Yu.M. Gledenov, P.H. Choi und Yu.P. Popov, *Yad. Fiz.* **27** (1978) 18; *Sov. J. Nucl. Phys.* **27** (1978) 9.
- [AGM03] S.L. Al-Quraishi, S.M. Grimes, T.N. Massey und D.A. Resler, *Phys. Rev. C* **67** 015803 (2003).
- [AHA93] V. Avrigeanu, P.E. Hodgson und M. Avrigeanu, *Phys. Rev. C* **49** (1994) 2136.
- [ALR44] B. Rossi, und J. Allen, *M.D.D.C.* (1944) 448.
- [AnG89] E. Anders und N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53** (1989) 197.
- [AuT75] J. Audouze und J. W. Truran, *Ap. J.* **202** (1975) 204.

## B

- [BaM96] Firma Balzers Materials Evaporation and sputtering technical data (1996).
- [BBK00] Z.Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler, F. Voss, K. Wisshak, T. Rauscher; *ADNDT* **76** (2000) 70.
- [Bet36] H.A. Bethe, *Phys. Rev.* **50** (1936) 332.
- [B<sup>2</sup>FH57] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler und F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29** (1957) 547.
- [Bie91] G.T. Biehle, *Ap. J.* **380** (1991) 167.
- [Bie94] G.T. Biehle, *Ap. J.* **420** (1994) 364.
- [BrF86] E. Browne, R. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes* (Wiley, New York, 1986).
- [BSK98] J. Bork, H. Schatz, F. Käppeler und T. Rauscher, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 524.

## C

- [Cam57] A.G.W. Cameron, Chalk River Report CRL-41 (1957).
- [Can93] R. Cannon, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263** (1993) 817.
- [Che96] R.A. Chevalier, *Ap. J.* **459** (1996) 322.
- [CJA87] S.K. Chakrabarti, L. Jin und W.D. Arnett, *Ap. J.* **313** (1987) 674.
- [CMB99] F.R. Chloupek, A.St.J. Murphy, R.N. Boryd, A.L. Cole, J. Görres, R.T. Guray, G. Raimann, J.J. Zach, T. Rauscher, J.V. Schwarzenberger, P. Tischhauser und M.C. Wiescher, *Nucl. Phys. A* **652** (1999) 391.
- [CMN78] W. Chu, W. Mayer, M. Nicolet, *Backscattering Spectrometry* (Academic Press, New York, 1978).
- [CRZ00] V. Costa, M. Rayet, R.A. Zappala und M. Arnould, *A&A* **358** (2000) L67-L70.
- [CTT91] J.J. Cowan, F.-K. Thielemann und J. W. Truran, *Phys. Rep.* , **208** (1991) 267.

## F

- [FBH96] C.L. Fryer, W. Benz und M. Herant, *ApJ.* **460** (1996) 801.
- [FGM01] Zs. Fülöp, Gy. Gyürky, Z. Máté, E. Somorjai, L. Zolnai, D. Galaviz, M. Babilon, P. Mohr, A. Zilges, T. Rauscher, H. Oberhummer, G. Staudt, *Phys. Rev. C* **64** (2001) 065805.
- [FHK03] S. Fujimoto, M. Hashimoto, O. Koike, K. Arai und R. Matsuba, *Ap. J.* **585** (2003) 418.
- [Fir96] R.B. Firestone, *Table of Isotopes*, Editor S. Shirley, (Wiley, New York, 1996).
- [FKS96] Zs. Fülöp, A.Z. Kiss, E. Somorjai, C.E. Rolfs, H.P. Trautvetter, T. Rauscher, H. Oberhummer; *Z. Phys. A* **355** (1996) 203.
- [For60] Programm FORODF, Oak Ridge National Laboratory.

## G

- [GiC65] A. Gilbert, A.G.W. Cameron, *Can. J. Phys.* **43** (1965) 1446.

- [GKA00] Yu.M. Gledenov, P.E. Koehler, J. Andrzejewski, K.H. Guber und T. Rauscher, Phys. Rev. C **62** (2000) 042801(R).
- [GSR01] G. Gyürky, E. Somorjai, T. Rauscher und S. Harissopulos, Nucl. Phys. A **688** (2001) 90c.

## H

- [HaY02] M. Hashimoto und T. Yoshida private Nachricht.
- [HGT01] S. Harissopulos, S. Galanopoulos, P. Tasagari, P. Demetriou, G. Kuburas, T. Paradellis, R. Kunz, J. W. Hammer, G. Gyürky, E. Somorjai, S. Goriely, S. Kasemann, A. Dewald, K.O. Zell, Nucl. Phys. A **688** (2001) 421c.
- [HML78] J.A. Hoffman, H.L. Marshall und W.H.G. Lewin, Nature **271** (1978) 630.
- [HNS89] M. Hashimoto, K. Nomoto, T. Shigeyama, A&A **210** (1989) L5.
- [How91] W.M. Howard, B.S. Meyer und S.E. Woosley, A&A **373** (1991) L5.
- [HST01] S. Harissopulos, E. Skreti, P. Tsagari, G. Souliotis, P. Demetriou, T. Paradellis, J.W. Hammer, R. Kunz, C. Angulo, S. Goriely, und T. Rauscher, Phys. Rev. C **64** (2001) 055804.
- [HWH96] R.D. Hoffman, S.E. Woosley, G.M. Fuller und B.S. Meyer, Ap. J. **460** (1996) 478.
- [HWW76] J.A. Holmes, S.E. Woosley, W.A. Fowler und B.A. Zimmerman ADNDT **18** (1976) 305.

## I

- [IbR83] I. Jben Jr. und A. Renzini, Ann. Rev. A&A **21** (1983) 271.
- [IIS79] A.V. Ignatyuk, K.K. Istekov und G.N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. **29** (1979) 450.
- [int95] [http://csnwww.in2p3.fr/AMDC/masstables/Ame1995/mass\\_exp.mas95](http://csnwww.in2p3.fr/AMDC/masstables/Ame1995/mass_exp.mas95)
- [int01] <http://www-astro.ulb.ac.be/Nucdata/Nld/nld.z041>
- [int03] <http://www.usm.uni-muenchen.de/people/gehren/vorlesung/ps/nukleosynthese.pdf>
- [IST75] A.V. Ignatyuk, G.N. Smirenkin und A.S. Tishin Yad. Phys. **21** (1975) 450.
- [Ito61] K. Ito, Prog. Theor. Phys. **26** (1961) 990.

## J

- [Jaa93] S. Jaag, Program CASC, FZK (1993).
- [JAC89] L. Jin, W.D. Arnett und S.K. Chakrabarti, Ap. J. **336** (1989) 572.
- [Jos77] P. Joss, Nature **270** (1977) 310.

## K

- [Käp96] F. Käppler, Nachrichten Forschungszentrum Karlsruhe, **1** (1996) 51.
- [KGA01] P.E. Koehler, Y.M. Gledenov, J. Andrzejewski, K.H. Guber, S. Raman und T. Rauscher, Nucl. Phys. Rev. A **688** (2000) 86c; P.E. Koehler <http://www.phy.ornl.gov/astrophysics/nuc/neutrons/whitepaper.pdf>.
- [KGR03] P. E. Koehler, Y.M. Gledenov, T. Rauscher, C. Fröhlich, Phys. Rev. C, in press (2003).
- [KMA01] Programm KMAX, Oak Ridge National Laboratory.
- [Koe03] P. Koehler, private Mitteilung (2003).
- [Kuc94] T.M. Kuckuck, Kernphysik, (Teubner, 1994).

## L

- [Lai87] C. Laird, D. Flynn, R.L. Hershberger und F. Gabbard, Phys. Rev. C **35** (1987) 1265.
- [LaL78] D.Q. Lamb und F.K. Lamb, Ap. J. **220** (1978) 291.
- [LBY84] J.M. Lattimer, A. Burrows und A. Yahil, Ap. J. **288** (1985) 644.

## M

- [Man02] U. Giesen, PTB Braunschweig, private Mitteilung (2002).
- [McS66] L. McFadden und G.R. Satchler, Nucl. Phys. **84** (1966) 177.
- [MDH81] S.F. Mughabghab, M. Divadeenam und N.E. Holden, Neutron Cross Sections (Academic Press, New York, 1981), Vol. 1.
- [MNM95] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W. Swiatecki, ADNDT 59 (1995) 185.
- [MOS02] S. Goriely, MOST statistical Model code (2002).
- [MPA98] M. Bogovac und W. Wilhelm Programm MPAWIN Version 4.0 von FAST (1998).
- [MSU02] Reaktionsnetzwerk der Michigan State University, private Mitteilung (2002).
- [MSV69] G. Michaud, L. Scherk und E. Vogt, Phys. Rev. **1** (1970) 864.

## N

- [NMB87] M. Nolte, H. Machner und J. Bojowald, Phys. Rev. C **36** (1987) 1312.
- [NON02] T. Rauscher, NONSMOKER statistical Model code (2002)  
<http://quasar.physik.unibas.ch/~tommy/nosmo.html>.

## O

- [ÖMB02] N. Özkan, A.StJ. Murphy, R.N. Boyd, A.L. Cole, R. deHaan, M. Famiano, J. Görres, R.T. Güray, M. Howard, M.S. Islam, T. Rauscher, L. Sahin, M.C. Wiescher, J.J. Zach, Nucl. Phys. A **710** (2002) 469.

## P

- [Pau02] P.E. Koehler, Oak Ridge National Laboratory, Private Mitteilung (2002).
- [Pea57] D.C. Peaslee, Nucl. Phys. **3** (1957) 255.
- [PEN01] Programm PENETRABILITY, Oak Ridge National Laboratory (2001).
- [PHN90] N. Prantzos, M. Hashimoto, K. Nomoto, A&A **234** (1990) 211.
- [Pol95] M. Politano, S. Starrfield, J.W. Truran, A. Weiss und W.M. Sparks, Ap. J. **448** (1995) 807.
- [Pra90] N. Prantzos, M. Hashimoto, M. Rayet und M. Arnould, A&A **238** (1990) 455.
- [PrS84] A. Preisart und F. Sauli, Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation CERN European Organisation of Nuclear Research 84-08 (1984), Figs. 32, 36 und 41.
- [PSR02] Programm PEAK SEARCH REPORT V1.8, PTB Braunschweig (2002).

## R

- [RaE03] T. Rauscher, Nuc. Phys. A **725** (2003) 295.
- [RAH95] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos und K. Nomoto, A&A **298** (1995) 517.
- [Rap00] W. Rapp, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (2000).
- [RaT00] T. Rauscher und F-K. Thielemann, ADNDT **75** (2000) 1.
- [RaT01] T. Rauscher und F-K. Thielemann, ADNDT **79** (2001) 47.
- [Rau98] T. Rauscher, in "Nuclear Astrophysics", eds. M. Buballa, W. Nörenberg, J. Wambach, A. Wirzba (GSI, Darmstadt 1998), 288.
- [Rau01] T. Rauscher, ADNDT **79** (2001) 1.
- [Rau03] T. Rauscher, private Mitteilung (2003).
- [Ray02] M. Rayet, private Mitteilung (2003).
- [RHH02] W. Rapp, M. Heil, D. Hentschel, F. Käppeler, R. Reifarh, H. J. Brede, H. Klein und T. Rauscher, Phys. Rev. **C66** (2002) 015803.
- [RHW02] T. Rauscher, A. Heger, R.D. Hoffman und S.E. Woosley, ApJ. **576** (2002) 323.
- [RKK03] W. Rapp, P.E. Koehler, F. Käppeler und S. Raman Phys. Rev. **C68** (2003) 015802.

- [Rob66] P.S. Robinson Nucl. Instr. Meth. **40** (1966) 136.  
 [Rol73] C. Rolfs J, NP/A **217** (1973) 29 (Entnommen der Brookhaven Datenbank).  
 [RoR88] C. Rolfs, W. S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, The University of Chicago Press, Chicago (1988).  
 [RPA90] M. Rayet, N. Prantzos und M. Arnould, A&A **227** (1990) 271.  
 [RTK97] T. Rauscher, F.-K. Thielemann und K.-L. Kratz, Phys. Rev. C **56** (1997) 1613.

## S

- [SAF92] A. Shankar, W.D. Arnett und B.A. Fryxell, Ap. J. **394** (1992) L13.  
 [SaK97] T. Sauter und F. Käppeler, Phys. Rev. **C55** (1997) 3127.  
 [SAL79] G.R. Satchler und W.G. Love, Phys. Rep. **55** (1979) 184.  
 [Sch03] H. Schatz, Programm SMOKER, MSU Version (2003).  
 [Sch01] H. Schatz, A. Aprahamian, V. Barnard, L. Bildsten, A. Cumming, M. Ouellette, T. Rauscher, F.-K. Thielemann, M. Wiescher, Nucl. Phys. A **688** (2001) 150c.  
 [Sch98] H. Schatz, A. Aprahamian, J. Görres, M. Wiescher, T. Rauscher, J. F. Rembges, F.-K. Thielemann, B. Pfeiffer, P. Möller, K.-L. Kratz, H. Herndl, B.A. Brown und H. Rebel, Phys. Rep. **294** (1998) 167.  
 [SFK98] E. Somorjai, Z. Fülöp, A.Z. Kiss, C. E. Rolfs, H-P. Trautvetter, U. Greife, M. Junker, M. Arnould, M. Rayet, S. Goriely, T. Rauscher, H. Oberhummer, P. Mohr, Nuclei in the Cosmos V (N. Pranzos, S. Harissopulos, 1998) 459.  
 [Sig69] P. Sigmund, Phys. Rev. **184** (1996) Nr. 2 383.  
 [SiS76] P.P. Singh und P. Schwandt, Nukleonika **21** (1976) 451.  
 [SNT90] T. Shigeyama, T. Tsujimoto, M. Hashimoto, Ap. J. **361** (1990) L23.  
 [SSD98] S.I. Sukhoruchkin, Z. N. Soroko, und V. V. Deriglazov, Low Energy Neutron Physics, (Springer, Berlin, 1998).

## T

- [TAT88] F.-K. Thielemann, M. Arnould und J.W. Truran, in "Capture Gamma-Ray Spectroscopy", eds. K. Abrahams, P. van Assche ( IOP, Bristol 1988), 730.  
 [TeN95] J.R. Tesmer und M. Nastasi, Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis Materials Research Society, Pittsburgh, PA 15237 USA (1995).  
 [Thi80] F.-K. Thielemann, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, (1980).  
 [ThŽ77] K. S. Throne und A. N. Żytkow, Ap. J. **212** (1977) 832.  
 [ToK76] P. D. Townsend, J. C. Kelly, N. E. W. Hartley, Ion Implantation, Sputtering and their Applications (Academic Press, New York 1976), 111.  
 [TrC72] J.W. Truran und A.G.W. Cameron, Ap. J. **216** (1972) 797.  
 [Tri00] J.F. Ziegler und J.B. Biersack, Programm SRIM 2000, <http://www.research.ibm.com/ionbeam/SRIM/SRIM.HTM>.

## V

- [VMB01] K. Vogt, P. Mohr, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz und A. Zilges, Phys. Rev. C **63** (2001) 055802.

## W

- [WAW81] R.K. Wallace und S.E. Woosley, Ap. J. Supp. **45** (1981) 389.  
 [Wil50] D.H. Wilkinson, Cambridge Monographs on Physics: Ionisation Chambers and Counters, (Cambridge, Cambridge University Press, 1950) S. 63.  
 [WoH90] S.E. Woosley und W.M. Howard, Ap. J. **354** (1990) L21.  
 [WoH78] S.E. Woosley und W.M. Howard, Ap. J. Suppl. **36** (1978) 285.  
 [WoT76] S. E. Woosley und R. E. Taam, Nature **263** (1976) 101.



**Z**

- [Zie80] J. Ziegler, Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in all Elements ( Pergamon Press, New York 1980) Vol 5.

