

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6061

**WASSERSTOFFBRENNEN UNTER EXTREMEN
TEMPERATUR- UND DICHTEBEDINGUNGEN**

H. SCHATZ

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1998

Zusammenfassung

Der Einfluss von 2p-Einfangreaktionen auf die rp-Prozessnukleosynthese in Novae und Röntgenbursts wurde untersucht. Dazu wurde die Theorie zur Berechnung der 2p-Einfangraten verbessert. Außerdem wurde eine experimentelle Methode entwickelt, um mit Hilfe der $(\alpha, {}^8\text{He})$ -Reaktion extrem protonenreiche Kerne untersuchen zu können. Damit wurden erstmals die Energien der ersten beiden angeregten Zustände in ${}^{24}\text{Si}$ zu 1.879 ± 0.011 und 3.441 ± 0.010 MeV bestimmt. Für den Massenüberschuss von ${}^{28}\text{S}$ wurde ein genauere Wert von 4.192 ± 0.034 MeV gemessen. Mit diesen Daten können die ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ - und die ${}^{27}\text{P}(p, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Reaktionsraten, die die 2p-Einfangraten an ${}^{22}\text{Mg}$ bzw. ${}^{26}\text{Si}$ bestimmen, genauer berechnet werden. Rechnungen zur Nukleosynthese in Novae zeigen, dass das Problem der im Vergleich zu neuesten COMPTEL Beobachtungen zu hohen ${}^{22}\text{Na}$ -Produktion einiger Novamodelle auch mit der neuen 2p-Einfangrate an ${}^{22}\text{Mg}$ nicht gelöst werden kann. Für Röntgenbursts wird die erste vollständige Berechnung des rp-Prozesses oberhalb von ${}^{56}\text{Ni}$ präsentiert. 2p-Einfänge führen zu einer beschleunigten Nukleosynthese, so dass der rp-Prozess in einem 23 s Burst erst bei ${}^{98}\text{Cd}$ endet. Der rp-Prozess oberhalb von ${}^{56}\text{Ni}$ führt zu einer Verdoppelung von Energieproduktion und Brennstoffverbrauch, jedoch nicht zur kompletten Verbrennung des Wasserstoffs. Die Energieproduktionsrate zeigt extreme Schwankungen, was zu beobachtbaren Strukturen im Burstprofil führen könnte. Die Asche von Röntgenbursts besteht aus einer Vielzahl von Elementen zwischen Zn und Ru und enthält insbesondere große Mengen der leichten p-Kerne ${}^{92}\text{Mo}$, ${}^{94}\text{Mo}$, ${}^{96}\text{Ru}$ und ${}^{98}\text{Ru}$. Falls ein Teil des verbrannten Materials ins interstellare Medium gelangt, könnten Röntgenbursts für die solaren Häufigkeiten dieser Kerne verantwortlich sein.

Explosive Hydrogen Burning at Extreme Temperature and Density Conditions

Abstract

The impact of 2p-capture reactions on rp-process nucleosynthesis in novae and X-ray bursts was investigated. In this context an improved formalism for the calculation of 2p-capture reaction rates is presented. In addition, a new experimental technique is described that allows to investigate very proton rich nuclei using the $(\alpha, {}^8\text{He})$ -reaction. With this technique, the level energies of the first two excited states in ${}^{24}\text{Si}$ have been determined for the first time to be 1.879 ± 0.011 and 3.441 ± 0.010 MeV. An improved value for the ${}^{28}\text{S}$ mass excess of 4.192 ± 0.034 MeV has also been measured. The new data allow a more accurate calculation of the ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ - and the ${}^{27}\text{P}(p, \gamma){}^{28}\text{S}$ -reaction rate and thus of the 2p-capture rates of ${}^{22}\text{Mg}$ and ${}^{26}\text{Si}$. Based on calculations with the improved reaction network it is shown that the new 2p-capture rate on ${}^{22}\text{Mg}$ does not solve the discrepancy between the large ${}^{22}\text{Na}$ yields predicted by some nova models and recent COMPTEL observations. For X-ray bursts, the first calculation of the full rp-process reaction path is presented. Since 2p-capture reactions accelerate

the reaction flow considerably, the rp-process in a 23 s burst reaches nuclei as heavy as ^{98}Cd . The rp-process above ^{56}Ni doubles energy production and fuel consumption but does not lead to a complete exhaustion of hydrogen fuel. The energy production rate shows extreme variations, which could be observable in the burst profiles. The ashes of X-ray bursts consist of a whole range of elements between Zn and Ru and contains especially large amounts of the light p-nuclei ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru und ^{98}Ru . If some of the burned material escapes into the interstellar medium, X-ray bursts could be the production site for the solar system abundances of these nuclei.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Szenarien	3
2.1	Novae	3
2.2	Röntgenbursts	5
2.3	Akkretierende schwarze Löcher	6
2.4	Thorne-Żytkow-Objekte	7
3	Fragestellungen	9
3.1	Novae	10
3.2	Röntgenbursts	11
4	Strategie der Untersuchung	15
5	Das Reaktionsnetzwerk	17
5.1	Eingabeparameter für Reaktionsnetzwerke	18
5.1.1	Modelle zur Vorhersage der Kernmassen	19
5.1.2	Teilcheninduzierte Reaktionsraten	37
5.1.3	Inverse Reaktionsraten	44
5.1.4	2p-Einfangreaktionen und Teilchenzerfall	46
5.1.5	Raten für β -Zerfälle	50
5.2	Charakterisierung des benutzten Netzwerkes	60
6	Modellunabhängige Netzwerkrechnungen	65
6.1	Der Reaktionsfluss	66
6.2	Wartepunkte	68
6.3	Zeitstruktur	70
6.4	Isotopenhäufigkeiten	78
6.5	Der Zr-Nb-Zyklus	85
6.6	Schlussfolgerungen	88
7	2p-Einfang in Novae	91
7.1	^{22}Na - und ^{26}Al -Synthese bei niedrigen Temperaturen	93
7.2	^{22}Na - und ^{26}Al -Synthese bei hohen Temperaturen	95
7.3	Zeitstruktur der Nukleosynthese in Novae	98
7.4	Energieproduktion	98
7.5	Zusammenfassung: 2p-Einfangreaktionen in Novae	100

8	Das (α, ^8He)-Experiment	101
8.1	Motivation	101
8.2	Überblick über die experimentelle Methode	103
8.3	Aufbau	104
8.3.1	Der α -Teilchenstrahl	104
8.3.2	Targets	105
8.3.3	K600-Spektrograph	106
8.3.4	Detektorsystem	109
8.3.5	Elektronik	113
8.3.6	Einstellen des Spektrographen	115
8.3.7	Abschirmung und Untergrund	117
8.4	Analyse der Daten	119
8.4.1	Teilchenidentifizierung	120
8.4.2	Energie und Magnetfeldvariationen - Addition von Spektren	125
8.4.3	Strahlrekonstruktion und Winkelkorrektur	128
8.4.4	Targetdickenkorrektur	137
8.4.5	Strahlenergie	139
8.4.6	Kalibrierung der Fokalebene	141
8.5	Die Si-Messungen	142
8.5.1	Ergebnisse	142
8.5.2	Diskussion	148
8.6	Die S-Messungen	154
8.6.1	Ergebnisse	154
8.6.2	Diskussion	156
9	Der rp-Prozess in Röntgenbursts	161
9.1	Einleitung	161
9.2	Das Modell	161
9.3	Nukleosynthese in einem typischen Röntgenburst	164
9.3.1	Nukleosynthesepfad und Energieproduktionsrate	166
9.3.2	Gesamtenergieproduktion und Brennstoffverbrauch	179
9.3.3	Neutrinoemission	180
9.3.4	Isotopenhäufigkeiten	181
9.4	Abhängigkeit von den Eingabeparametern	183
9.4.1	Abhängigkeit von der Anfangshäufigkeit	184
9.4.2	Abhängigkeit von der Abkling-Zeitkonstante	184
9.5	Diskussion	187
9.5.1	Brennstoffverbrauch	188
9.5.2	Energieproduktion	189
9.5.3	Kernhäufigkeiten	191
9.5.4	Wichtige Reaktionsraten	194
10	Schlussfolgerungen	195
	Literaturverzeichnis	197
	Danksagungen	207

Kapitel 1

Einleitung

A. S. Eddington schrieb 1920: „Certain physical investigations in the past year, make it probable to my mind that some portion of sub-atomic energy is actually set free in the stars. ... If only five percent of a star's mass consists initially of hydrogen atoms, which are gradually being combined to form more complex elements, the total heat liberated will more than suffice for our demands, and we need look no further for the source of a star's energy“. Heute gilt als sicher, dass die Fusion von Wasserstoff und Helium zu schwereren Elementen die Energiequelle nicht nur für unsere Sonne, sondern auch für die meisten anderen Sterne, Novaexplosionen und bestimmte Arten von Röntgenbursts ist.

In Sternen der Hauptsequenz, wie etwa in der Sonne, wird Wasserstoff bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen ($\approx 10^7$ K) sowohl über die pp-Ketten als auch über den kalten oder heißen CNO-Zyklus zu Helium verbrannt. Da es kein stabiles Isotop der Massen $A = 5, 8$ gibt, können die für den CNO-Zyklus als Katalysator wirkenden CNO-Elemente nicht über Protoneneinfänge an Helium synthetisiert werden, sondern müssen von Beginn an als Saatkerne vorhanden sein. Lange Zeit galten pp-Ketten und der CNO-Zyklus als die Hauptenergiequellen für alle Szenarien, in denen Wasserstoff verbrannt wird, auch für Novaexplosionen und Röntgenbursts. 1981 erkannten jedoch Wallace und Woosley [1], dass bei den hohen Temperaturen und Dichten, wie sie in diesen Szenarien auftreten, eine Serie schneller Protoneneinfänge und langsamere β -Zerfälle zum Verbrennen von Wasserstoff beitragen können. Sie nannten diesen Nukleosynthesemechanismus rp-Prozess (rapid proton capture process). Besondere Bedeutung erfährt der rp-Prozess in Verbindung mit dem gleichzeitigen Verbrennen von Helium z.B. in Röntgenbursts, da dann die Menge der verfügbaren Saatkerne drastisch erhöht werden kann. So tritt für Temperaturen von mehr als etwa 0.3 GK ein Ausbruch aus dem CNO-Zyklus über (α, p) - und (α, γ) -Reaktionen auf und der gesamte Vorrat an CNO-Kernen steht für den rp-Prozess zur Verfügung. Darüber hinaus wird bei Temperaturen oberhalb von ≈ 0.5 GK Helium über die 3α -Reaktion zu ^{12}C verbrannt, welches ebenfalls als Saatkern für den rp-Prozess dienen kann. Auf diese Weise kann im Prinzip der gesamte Vorrat an CNO-Kernen und an Helium über den rp-Prozess in schwerere Elemente der Eisengruppe oder darüber hinaus umgewandelt werden. Dabei wird im Vergleich zum CNO-Zyklus oder der 3α -Reaktion 10-100 mal mehr Energie freigesetzt.

Bei besonders hohen Temperaturen und Dichten, wie sie in Novae, Röntgenbursts, Akkretionsscheiben um schwarze Löcher und in sogenannten Thorne-Żytkow-Objekten (siehe Kap. 2.4) auftreten, werden die Protoneneinfänge im rp-Prozess so

schnell, dass der Synthesepfad an der Grenze zur Protoneninstabilität verläuft. Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Effekte, die dann als Konsequenz der niedrigen (oder negativen) Protonenbindungsenergien der Kerne entlang des Synthesepfades auftreten. Im Mittelpunkt stehen dabei die sogenannten 2p-Einfangreaktionen (siehe Kap. 3). Um die Raten dieser Reaktionen genauer berechnen zu können, wurde sowohl die entsprechende Theorie verbessert als auch eine neue experimentelle Methode entwickelt, mit der die benötigten Eigenschaften extrem protonenreicher Kerne gemessen werden können. Auf der Basis der so gewonnenen neuen Reaktionsraten wurde dann mit Hilfe eines Reaktionsnetzwerkes untersucht, welche Rolle 2p-Einfangreaktionen in Novae, Akkretionsscheiben um schwarze Löcher und Röntgenbursts spielen.

Kapitel 2

Szenarien

Die folgenden Kapitel beschreiben die verschiedenen astrophysikalischen Szenarien, in denen der rp-Prozess unter extremen Temperatur- und Dichtebedingungen ablaufen kann.

2.1 Novae

Seit dem Beginn der systematischen Beobachtung von Sternen ist das Phänomen plötzlich auftauchender neuer Sterne (Nova) bekannt, die nach einigen 100 Tagen wieder verschwinden. Pro Jahrzehnt tritt etwa eine Nova auf, die mit bloßem Auge sichtbar ist und viele mehr (einige pro Jahr) können mit modernen Observatorien beobachtet werden. Bereits 1892 wurde Nova T Aurigae auf Grund des eigentümlichen Spektrums als Explosion erkannt. 1954 entdeckte M. F. Walker, dass die bereits 1934 beobachtete Nova DQ Herculis in einem Doppelsternsystem auftrat. Dies war der entscheidende Hinweis auf den Ursprung des Nova-Phänomens. In den folgenden Jahrzehnten wurde die heute akzeptierte Theorie entwickelt, dass ein Weißer Zwerg in einem sehr engen Doppelsternsystem Material von seinem Begleiterstern (Roter Riese) akkretiert. Die so an der Oberfläche des Weißen Zwerges entstehende wasserstoff- und heliumreiche Schicht wird auf Dichten bis zu 10^4 g/cm^3 komprimiert und auf Temperaturen von einigen 10^6 – 10^7 K erhitzt. Dabei entsteht aus mehreren Gründen eine thermisch instabile Situation. Einmal ist das Elektronengas unter diesen Bedingungen teilweise entartet und damit der Druck relativ unabhängig von der Temperatur. Temperaturschwankungen können dann nicht mehr durch Expansion der Gasschicht kompensiert werden. Weitere Gründe sind die geringe Wärmekapazität des Gases und die Tatsache, dass die Kernreaktionen als Hauptenergiequelle wegen der Coulombbarriere extrem temperaturabhängig sind. Wenn genügend Brennstoff akkretiert ist, löst daher eine thermische Schwankung eine thermonukleare Explosion aus (thermonuclear runaway), da die in den Kernreaktionen erzeugte Energie zu einem Temperaturanstieg führt, der wiederum einen starken Anstieg der Kernreaktionsraten und damit der Energieproduktion zur Folge hat. Dabei werden Temperaturen in der Größenordnung von 10^8 K erreicht, bis die akkretierte Schicht mit einer Geschwindigkeit von mehreren 1000 km/s ins interstellare Medium abgestoßen wird. Zur insgesamt freigesetzten Energie trägt auch der Zerfall der bei der Nukleosynthese entstandenen radioaktiven

Isotope bei. Diese Energie heizt die äußeren Bereiche der expandierenden Schicht auf etwa 10^6 K auf und erzeugt so die beobachtbare hauptsächlich ultraviolette Strahlung. Starrfield et al. präsentierten 1974 die erste Computersimulation [2], die zeigte, dass dieses Szenarium die meisten beobachteten Eigenschaften von Novae erklären kann. Eine Vielzahl weiterer Arbeiten trug dazu bei, dass dieses Modell heute allgemein akzeptiert ist (siehe [3, 4, 5, 6, 7, 8] und dortige Referenzen).

Das klassische Modell beruhte auf der Annahme, dass der Weiße Zwerg hauptsächlich aus C und O zusammengesetzt ist (CO-Nova). Dies wird eindeutig durch die über Spektrallinien nachgewiesene hohe Anreicherung an C und O in der abgestoßenen Materie belegt, die nur durch das Mischen von Material des Weißen Zwerges in die akkretierte Schicht erklärt werden kann. CO-Weiße Zwerge entstehen am Ende der Entwicklung von 1-8 M_{\odot} Sternen als Produkte der Heliumbrennphase und haben eine Masse von weniger als 1.2 M_{\odot} . Die bei der Novaexplosion erreichten Temperaturen reichen für solche leichten Weißen Zwerge nicht aus, den rp-Prozess zu triggern.

Am Ende der Entwicklung von Sternen mit einer Masse von 8-12 M_{\odot} , in denen sich als Produkt der Kohlenstoffbrennphase ein O-Ne-Mg Kern gebildet hat, kann jedoch unter Umständen ebenfalls ein Weißer Zwerg stehen. Law und Ritter 1983 [9] haben zuerst vorhergesagt, dass solche aus O, Ne und Mg bestehenden Weißen Zwerge auch in Doppelsternsystemen auftreten sollten und dass daher konsequenterweise auch Novae mit einer starken Anreicherung dieser Elemente existieren müßten. Williams et al. 1985 [10] identifizierten dann in der Tat die erste Nova mit einer starken Anreicherung an Ne (Nova V693 CrA 1981) und bis heute wurden insgesamt 14 Ne-Novae beobachtet (für einen Überblick siehe [11, 12]). Man nimmt an, dass etwa 1/3 - 1/2 aller Nova-Ausbrüche Ne-Novae sind. Im Augenblick gibt es jedoch noch keine klaren Kriterien zur Klassifikation von Ne-Novae (siehe z.B. [11]). Zunächst wurden Ne-Novae generell als Explosionen auf der Oberfläche von ONeMg-Weißen Zwergen interpretiert (ONeMg-Nova) [13, 14]. Es wurde jedoch später gezeigt, dass eine begrenzte Anreicherung in Ne auch an der Oberfläche von CO-Weißen Zwergen, entweder durch Nukleosynthese in schwächeren Explosionen vor dem eigentlichen Ausbruch [15] oder durch eine Anreicherung von ^{22}Ne bei der Bildung des CO-Kerns in den Vorgängersternen [11], möglich sein könnte. Nicht alle Ne-Novae sind daher notwendigerweise auch ONeMg-Novae. Nur vier der beobachteten 14 Ne-Novae zeigen Anreicherungen von Ne, die die Existenz eines ONeMg-Weißen Zwerges zwingend erforderlich machen.

ONeMg-Weiße Zwerge sind in der Regel schwerer als CO-Weiße Zwerge (1.2 M_{\odot} bis zur Chandrasekhargrenze von etwa 1.4 M_{\odot}). Daher ist weniger akkretierte Materie zur Zündung erforderlich, und bei der Explosion werden höhere Temperaturen von bis zu 0.4 GK erreicht [6]. Im Gegensatz zu CO-Novae spielt daher der rp-Prozess in ONeMg-Novae eine wichtige Rolle. Neben einem Beitrag zur Energieproduktion bestimmt der rp-Prozess die beobachtbare Elementzusammensetzung der abgestoßenen Materie, insbesondere für die schwereren Elemente wie Al, Si, S, Ar oder sogar Fe. Die äußerst hohen Schwefelhäufigkeiten, die in Nova Her 1991 nachgewiesen wurden [16], sind z.B. ein klarer Hinweis auf die Existenz des rp-Prozesses in Novae. Darüber hinaus zeigten in der Vergangenheit durchgeführte Nukleosynthesrechnungen für ONeMg-Novae [17, 18, 5, 15, 6, 7], dass der rp-Prozess in diesen Szenarien unter Umständen große Mengen der langlebigen γ -Strahler ^{22}Na ($T_{1/2} = 2.6$ a) und

^{26}Al ($T_{1/2} = 7.16 \cdot 10^5$ a) produziert. Dies ist aus mehreren Gründen von Bedeutung. Erstens wurde ^{26}Al in unserer Galaxie über die beim Zerfall entstehende 1.809 MeV γ -Strahlung eindeutig nachgewiesen ([19, 20] und viele mehr). Noave sind damit, neben Wolf-Rayet-Sternen, Typ II Supernovae und AGB-Sternen ebenfalls Kandidaten für den Ursprung dieses ^{26}Al . Zweitens ist ^{22}Na so kurzlebig, dass die beim Zerfall entstehende 1.275 MeV γ -Strahlung im abgestoßen Material einer Novaexplosion nachgewiesen werden könnte. Dies motivierte eine intensive Suche nach galaktischer 1.275 MeV Strahlung, die bislang jedoch erfolglos blieb. Die in Richtung von Novaexplosionen erhaltenen Obergrenzen sind jedoch bereits niedrig genug, um als Randbedingungen für Novamodelle dienen zu können [21]. Drittens schleudern Novae auch Staubkörner ins Weltall. Staubkörner mit Einschlüssen von ^{26}Al oder ^{22}Na könnten unter Umständen die gemessenen Isotopenanomalien für Ne bzw. Mg in Meteoriten erklären.

2.2 Röntgenbursts

Die ersten Röntgenbursts wurden 1975 von Grindlay [22] bei der Beobachtung einer bekannten Röntgenquelle im Kugelsternhaufen NGC 6624 mit Hilfe des Astronomical Netherlands Satellite (ANS) entdeckt. Bis heute wurden etwa 40 weitere Quellen gefunden, die sich teilweise in Kugelsternhaufen und teilweise in der galaktischen Scheibe befinden. Die Röntgenbursts werden in regelmäßigen oder unregelmäßigen Abständen von etwa 5 min bis einigen Tagen erzeugt. Die Luminosität ist dabei ungefähr proportional zur vorangegangenen Ruhephase. Die Anstiegszeit eines einzelnen Bursts beträgt in der Regel Bruchteile von Sekunden bis etwa 10 s, die Abklingzeit 10 s bis einige Minuten. Das Röntgenspektrum entspricht in guter Näherung dem Spektrum eines schwarzen Körpers und wird während der Abklingphase weicher. Diese Art von Röntgenbursts wurden von Hoffman, Marshall und Lewin 1978 [23] als Typ I Röntgenbursts klassifiziert. Anlass war die Entdeckung einer Röntgenquelle, dem schnellen Burster, der neben Typ I Bursts auch eine zweite Klasse von Bursts erzeugt (Typ II), die teilweise in Sekundenabständen auftreten und deren Spektrum während der Abklingphase nicht weicher wird. Im Gegensatz zu Typ I Bursts ist die Luminosität proportional zur Ruhephase NACH dem Burst. Mit dieser Definition ist der schnelle Burster die bislang einzige Quelle von Typ II Röntgenbursts [24]. Für einige Typ I Röntgenbursts konnte die Röntgenburstquelle auch optisch identifiziert werden.

Es wird heute angenommen, dass diese Röntgenburstquellen eine Untergruppe der etwa 125 bekannten galaktischen Röntgendoppelsternsysteme niedriger Masse sind (LMXBs). LMXBs sind dadurch charakterisiert, dass ein kompaktes Objekt - entweder ein Neutronenstern oder ein schwarzes Loch - einen lichtschwachen, blauen und leichten ($M < 1M_{\odot}$) Partner in engem Abstand umkreist. Auf Grund der niedrigen Masse des Partnersterns sind LXRb's relativ alte Systeme, in denen das Magnetfeld eines Neutronensterns schon derart geschwächt ist, dass vom Neutronenstern ausgehende Strahlung nicht mit seiner Rotationsfrequenz pulsiert. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für das Auftreten unregelmäßiger Bursts. In LXRb's wird Materie

über Gravitationskräfte kontinuierlich auf das kompakte Objekt akkretiert, wobei die Gravitationsenergie als Röntgenstrahlung (nicht als Röntgenburst) frei wird.

Kurz nach der Entdeckung von Typ I Röntgenbursts begründeten Woosley und Taam 1976 [25], Maraschi und Cavaliere 1977 [26], Joss 1977 [27] sowie Lamb und Lamb 1978 [28] das heute allgemein akzeptierte Modell für den Ursprung dieses Phänomens. Diese Autorengruppen identifizierten als Ursache der beobachteten Röntgenbursts das von Hansen und Van Horn 1975 [29] theoretisch vorhergesagte instabile Brennen von Wasserstoff und Helium an der Oberfläche von akkretierenden Neutronensternen in einem Doppelsternsystem. Dies ist im Prinzip analog zum oben beschriebenen Novamodell, und die Ursachen für das Auftreten der Instabilität sind die Gleichen. Der wesentliche Unterschied ist, dass im Falle von Typ I Röntgenbursts die Explosion nicht auf der Oberfläche eines Weißen Zwerges, sondern auf einem sehr viel kompakteren Neutronenstern stattfindet. In der Brennzzone entstehen dadurch höhere Dichten (etwa 10^5 - 10^7 g/cm³) und höhere Temperaturen (einige GK). Ein weiterer wichtiger Unterschied ist, dass auf Grund des starken Gravitationsfeldes nur ein kleiner Teil der explodierenden Schicht in besonders starken Röntgenbursts über Winde ins interstellare Medium abgestoßen werden kann. In der Regel fällt der größte Teil des Materials wieder auf den Neutronenstern zurück.

In den letzten 21 Jahren wurden eine Vielzahl von quantitativen Untersuchungen und Computersimulationen von verschiedenen Autoren durchgeführt. Dabei wurde bestätigt, dass das thermonukleare Modell die meisten beobachteten Eigenschaften von Typ I Bursts erklären kann: Erstens sind Bursts nach langen Ruhephasen intensiver, weil mehr Brennstoff akkretiert werden kann. Zweitens entspricht die beobachtete Luminosität in etwa der Energie, die bei der Fusion von Wasserstoff und Helium in Eisengruppenelemente erzeugt werden kann. Drittens werden die Spektren in der Abklingphase weicher, da die Röntgenstrahlung von einer sich abkühlenden Atmosphäre erzeugt wird. Darüber hinaus ergibt sich für viele Röntgenbursts aus der Farbtemperatur des Spektrums und der Luminosität ein Radius der Burstquelle in der Größenordnung eines Neutronensterns (10 km). Zudem erlauben einige Bursts, in denen der Strahlungsdruck die Photosphäre expandieren lässt, die Bestimmung von Masse und Radius der entsprechenden Burstquellen. Diese Resultate sind im Rahmen der Unsicherheiten ebenfalls mit typischen Werten für Neutronensterne konsistent. Unter den hohen Dichten und Temperaturen in Röntgenbursts ist der rp-Prozess zusammen mit der 3α -Reaktion und dem α p-Prozess der dominierende Nukleosynthesemechanismus. Dabei können aus H und He schwerere Elemente bis hin zu Cd oder sogar noch weiter fusioniert werden. Der rp-Prozess bestimmt dabei entscheidend die freigesetzte Energiemenge (Luminosität), die Zeitstruktur der Energieproduktion (Burstprofil) sowie die Zusammensetzung der Brennzzone nach dem Burst.

2.3 Akkretierende schwarze Löcher

Schwarze Löcher, die aus ihrer Umgebung Materie akkretieren, sind ein vielversprechendes Szenarium zur Erklärung von Pulsaren, aktiven galaktischen Kernen und Jets. Wie bei Weißen Zwergen und Neutronensternen bildet sich auf Grund des Drehimpulses der einfallenden Materie eine Akkretionsscheibe aus, in der das Material langsam

auf das schwarze Loch fließt und der Drehimpuls über die Viskosität der Scheibe nach außen transportiert wird. Die dabei freiwerdende Gravitationsenergie wird in Form von Radiowellen, optischer Strahlung und Röntgenstrahlung emittiert. Für eine Übersicht über die derzeitigen Modelle zur Beschreibung von Akkretionsscheiben sei auf den Artikel von Chakrabarti 1996 [30] verwiesen. Durch die kontinuierliche Kompression des Materials entstehen in der Mitte der Akkretionsscheibe (Schnitt senkrecht zur Scheibe) unter Umständen hohe Temperaturen und Dichten. Für Akkretionsscheiben um leichtere schwarze Löcher mit Massen $M < 10^4 M_\odot$ ergeben sich dabei Bedingungen, in denen die Nukleosynthese über den rp-Prozess eine Rolle spielen könnte [31, 32, 33]. Es muss jedoch beachtet werden, dass das Material in der Akkretionsscheibe kontinuierlich erhitzt und komprimiert wird. Der rp-Prozess kann jedoch nur stattfinden, wenn noch eine ausreichende Menge Wasserstoff vorhanden ist, sobald rp-Prozessbedingungen erreicht werden. Dies ist eine wichtige Frage, die von den genannten Autoren noch nicht untersucht wurde. Dennoch ist es wahrscheinlich, dass es einen Parameterbereich gibt, in dem der rp-Prozess in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher eine Rolle spielt. Die dabei freigesetzte Energie wird in den meisten Fällen sehr viel geringer als die Gravitationsenergie sein und so für die Energiebilanz kaum eine Rolle spielen [31]. Die Festlegung der thermonuklearen Energieproduktion ist jedoch für Modellrechnungen wichtig, da diese zusätzliche Energie zu Instabilitäten führen kann [31].

Die im rp-Prozess synthetisierten Kerne können über Konvektion an die Oberfläche der Akkretionsscheibe gelangen und dann über Jets ins interstellare Medium abgestoßen werden. Jetströme können entstehen, wenn Material entlang der Magnetfeldlinien aus der Akkretionsscheibe herausgeführt wird oder wenn der in der Nähe des schwarzen Loches stark ansteigende Strahlungsdruck Materie senkrecht zur Akkretionsscheibe beschleunigt. Damit wären die Nukleosyntheseprodukte im Prinzip über die Atom- oder γ -Spektren von Jets beobachtbar (siehe [31] und dortige Referenzen). Es wurde außerdem vermutet, dass ein großer Teil der akkretierten Materie über Jets ans interstellare Medium abgegeben werden könnte [32]. Daher wurde in der Vergangenheit bereits vorgeschlagen, dass akkretierende schwarze Löcher signifikant zur galaktischen Nukleosynthese beitragen könnten [32]. Unter Umständen könnten so rp-Prozesskerne in der Galaxie angereichert werden. Da Jets die Kerne auf hohe Energien beschleunigen, ist es durchaus möglich, dass diese Anreicherung in Form von kosmischer Strahlung stattfindet.

2.4 Thorne-Żytkow-Objekte

Als ein weiteres Szenarium für den rp-Prozess sind in der Vergangenheit auch sogenannte Thorne-Żytkow-Objekte vorgeschlagen worden [34, 35, 36]. Es handelt sich dabei um Rote Riesen, die jedoch im Inneren statt des CO-Kernes einen Neutronenstern enthalten. Thorne-Żytkow-Objekte können während der Evolution eines Doppelsternsystems auftreten, wenn sich der schwerere der Sterne zu einem Neutronenstern entwickelt hat und dann in den Kern des Partnersterns sinkt. Neuere Modellrechnungen zeigen, dass die erwarteten Entstehungsraten mit denen der relativ häufigen LMXBs (siehe oben) vergleichbar sind [37]. Die zur Verhinderung eines Gravitationskollapses

erforderliche Energie wird durch die Gravitationsenergie der langsam und kontinuierlich vom Neutronenstern akkretierten Sternmaterie und eventuell auch durch nukleare Brennprozesse erzeugt. Es wurde sogar vorgeschlagen, dass ein großer Teil der Luminosität von Thorne-Żytkow-Objekten vom Wasserstoffbrennen über den rp-Prozess am Boden der konvektiven Hülle stammt. In dieser Zone werden dabei Temperaturen von 1-2 GK und Dichten von 10^2 - 10^3 g/cm³ erreicht. Konvektion führt zu einem kontinuierlichen Mischen von frischem Hüllenmaterial in die Brennzone und, nach einer durchschnittlichen Verweildauer von nur 0.01–0.1 s, zum Transport der Brennprodukte zurück in die Hülle. Die im rp-Prozess entstandenen instabilen, protonenreichen Kerne verweilen im Schnitt 10^8 s in der Hülle und zerfallen dabei in stabile Kerne. Diese gelangen dann wieder in die Brennzone, wo sie als Saatkerne für den rp-Prozess dienen [34, 35, 36, 38]. Allerdings zeigen neuere theoretische Arbeiten, die auch Neutrinoprozesse berücksichtigen, dass beim Absinken eines Neutronensterns in einen Stern (spiral-in) hohe Akkretionsraten nicht verhindert werden können [39, 40]. Dies führt innerhalb von Minuten zur Entstehung eines schwarzen Lochs an Stelle eines Thorne-Żytkow-Objekts. Zudem stellte sich heraus, dass die meisten bisherigen Modelle für Thorne-Żytkow-Objekte bei korrekter Berechnung von Konvektionsprozessen instabil sind [39]. Im Augenblick muss daher die Existenz von Thorne-Żytkow-Objekten stark angezweifelt werden.

Kapitel 3

Fragestellungen

Verläuft der rp-Prozess nahe der Grenze zur Protoneninstabilität, so liegen entlang des Synthesepfades Kerne, für die der Q -Wert für Protoneneinfang besonders niedrig oder, direkt an der Protoneninstabilitätsgrenze, negativ ist. In diesem Fall ist ein eingefangenes Proton nur schwach oder gar nicht gebunden und kann durch die inversen Prozesse wie (γ, p) -Photodisintegration bzw. Protonenzerfall leicht wieder entfernt werden. In bisherigen Rechnungen wurde angenommen, dass in solchen Fällen, in denen eine starke zum Protoneneinfang inverse Reaktion auftritt, ein Netto-Protoneneinfang nicht möglich ist und der rp-Prozess dann über den vergleichsweise langsamen β -Zerfall weiterläuft. Dies führt zu einer Verzögerung des Reaktionsflusses (Wartepunkt). Es wurde jedoch kürzlich von Görres et al. 1995 [41] darauf hingewiesen, dass sich im thermischen Gleichgewicht zwischen Protoneneinfang und der dazu inversen Reaktion eine kleine, aber nicht vernachlässigbare, Gleichgewichtshäufigkeit des schwach oder gar nicht protonengebundenen Kerns einstellt. Protoneneinfänge an dieser Gleichgewichtshäufigkeit können dann einen Netto-Reaktionsfluss erzeugen. Eine solche Serie von zwei Protoneneinfängen, bei denen Target- und Endkernhäufigkeiten des ersten Protoneneinfangs im thermischen Gleichgewicht sind, wird als 2p-Einfang bezeichnet (siehe Kap.5.1.4). 2p-Einfänge führen dazu, dass der rp-Prozess weiter weg vom Stabilitätstal verläuft. Daraus resultiert eine Beschleunigung des rp-Prozesses, weil dann die β -Halbwertszeiten der Kerne entlang des Reaktionspfades kürzer sind.

Zunächst wurde in dieser Arbeit der theoretische Formalismus zur Berechnung der 2p-Einfangraten verbessert. Danach wurde untersucht, inwieweit die Berücksichtigung des 2p-Einfangs Auswirkungen auf Nukleosyntheserechnungen in astrophysikalischen Szenarien hat. Ausgangspunkt war hier die Vermutung, dass 2p-Einfangreaktionen einen dramatischen Einfluss auf die Nukleosynthese in Novae und in Röntgenbursts haben könnten und dass die Einbeziehung dieser Reaktionen in Modellrechnungen unter Umständen Diskrepanzen zu Beobachtungsdaten auflösen könnte. Dies soll in den beiden folgenden Unterkapiteln genauer dargelegt werden.

3.1 Novae

Das Modell für ONeMg-Novae als thermonukleare Explosionen an der Oberfläche eines akkretierenden ONeMg-Weißen-Zwerges kann im Großen und Ganzen die beobachteten Merkmale wie Zeitstruktur des Ausbruchs, Luminosität und beobachtete Elementzusammensetzung erklären.

Es gibt jedoch zwei wichtige Probleme mit dem derzeit akzeptierten Modell. Eines ist, dass auf den relativ schweren ONeMg-Weißen Zwergen die Novaexplosion mit weniger Brennstoff ausgelöst wird und dass daher ONeMg-Novae im Vergleich zu CO-Novae weniger Material abstoßen sollten. Beobachtungen der ONeMg-Nova Cygni 1992 zeigen jedoch [12, 42, 43], dass bei der Explosion zehnmal mehr Materie abgestoßen wurde, als von Modellen vorhergesagt wird [6, 7]. Das zweite Problem besteht im Zusammenhang mit der Nukleosynthese des γ -Emitters ^{22}Na und ist Thema dieser Arbeit. Modelle sagen voraus, dass große Mengen an ^{22}Na in ONeMg-Novae produziert werden müßten [17, 18, 5, 15, 6, 7]. Dennoch blieb die Suche nach der entsprechenden 1.275 MeV γ -Linie in Richtung einiger nicht zu weit entfernter Novae bislang erfolglos. Die bisher engsten Obergrenzen stammen von Beobachtungen mit dem 1991 in die Erdumlaufbahn gebrachten Compton γ -Teleskop COMPTEL an Bord des Compton Gamma Ray Observatory CGRO. Um die Obergrenzen des 1.275 MeV γ -Flusses in Produktionsobergrenzen umrechnen zu können, muss die Entfernung zur Nova sowie die Masse der abgestoßenen Materie bekannt sein. Für Nova Cyg 1992 und Nova Her 1991 konnte 1995 von Iyudin et al. [21] gezeigt werden, dass die COMPTEL Obergrenzen in Konflikt mit einem gängigen Novamodell von Politano et al. 1995 [6] stehen. Abb. 3.1 zeigt als Beispiel ein γ -Spektrum, das in Richtung Nova Cyg 1992 aufgenommen wurde, zusammen mit der vom Modell vorhergesagten γ -Linie. Es kommt

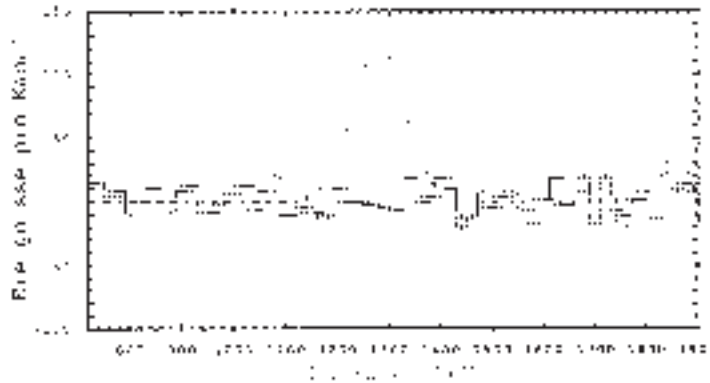


Abbildung 3.1: Der von COMPTEL beobachtete γ -Fluss als Funktion der Energie. Die Abbildung wurde [21] entnommen. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Fehler und die gestrichelte Linie die nach den Vorhersagen der Modelle von Starrfield et al. [6] erwartete ^{22}Na -Linie bei 1.275 MeV.

hinzu, dass in neueren Rechnungen mit dem gleichen Modell, aber mit aktualisierten Reaktionsraten sowie verbesserten Opazitäten, beide Probleme - die hohe vorhergesagte Masse der abgestoßenen Hülle und die zu hohe ^{22}Na -Produktion - verschärft

werden [7]. Die vorhergesagte ^{22}Na -Produktion ist z.B. um einen Faktor 2 erhöht, so dass die Intensität der fiktiven γ -Linie in Abb. 3.1 verdoppelt werden müßte.

Generell enthalten die genannten Publikationen zu den Modellrechnungen keine detaillierten Informationen über Nukleosynthesemechanismen. Eine entsprechende Studie war daher dringend notwendig und wurde 1995 von Coc et al. [44] durchgeführt. Coc et al. identifizierten die hohe Produktion des Elternkerns ^{22}Mg und Konvektion als Ursachen für die hohe ^{22}Na -Produktion in Politano et al. 1995 [6]. Sie selbst erhielten jedoch um Größenordnungen geringere ^{22}Na -Ausbeuten, was sie auf ihr stark vereinfachtes Modell zurück führten. Für die hohe ^{22}Mg -Produktion wird als Grund angegeben, dass bei hohen Temperaturen ^{22}Mg nicht über die $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ -Reaktion zerstört werden kann, weil diese Reaktion einen sehr niedrigen Q-Wert hat und so die inverse Photodisintegration von ^{23}Al zu stark wird. Dabei wurde jedoch übersehen, dass gerade dann die 2p-Einfangreaktion an ^{22}Mg eine Rolle zu spielen beginnt. In dieser Arbeit sollten daher die Untersuchungen von Coc et al. mit moderneren Reaktionsraten wiederholt werden, um dann zu untersuchen, inwieweit der 2p-Einfang an ^{22}Mg das Problem der Überproduktion von ^{22}Na in Novamodellen lösen kann.

3.2 Röntgenbursts

Das thermonukleare Explosionsmodell für Röntgenbursts kann eine Vielzahl der beobachteten Eigenschaften von Typ I Bursts zufriedenstellend erklären. Die meisten Röntgenburstmodelle beruhen jedoch auf Nukleosyntheserechnungen mit Reaktionsnetzwerken, die am doppelt magischen Kern ^{56}Ni enden. Gründe hierfür sind begrenzte Computerleistung sowie das Argument, dass der rp-Prozess an diesem Kern auf Grund der niedrigen Bindungsenergie für ein weiteres Proton endet. Eine Ausnahme ist die Arbeit von Hanawa et al. 1983 [45], die den rp-Prozess in einem Röntgenburst mit einem erweiterten Reaktionsnetzwerk bis ^{68}Se berechneten und zu dem Schluss kamen, dass ^{68}Se der Endpunkt des rp-Prozesses ist. Die einzige noch schwerere Isotope beinhaltende Studie wurde von Wallace und Woosley 1984 [46] mit einem stark vereinfachten Reaktionsnetzwerk durchgeführt, das nur 16 Kerne zwischen ^1H und ^{96}Cd umfasste. Im Gegensatz zu [45] kamen sie zu dem Schluss, dass der rp-Prozess oberhalb von ^{56}Ni keine wichtige Rolle spielt. Eine auf neueren Reaktionsraten beruhende rp-Prozess Rechnung bis ^{72}Kr [47], die modellunabhängig mit konstanter Temperatur und Dichte durchgeführt wurde, zeigte jedoch, dass im rp-Prozess auch unter Röntgenburstbedingungen ein starker Reaktionsfluss über ^{56}Ni hinaus auftreten kann. Dies hatte Spekulationen zur Folge, dass der rp-Prozess an den Isotopen ^{64}Ge , ^{68}Se oder ^{72}Kr enden könnte. Diese Kerne haben im Vergleich zu typischen Burstdauern relativ lange Halbwertszeiten. Daraufhin wurde in verschiedenen Laboratorien ein intensives experimentelles Programm zur Untersuchung der Eigenschaften von protonenreichen Kernen in dieser Region initiiert (siehe z.B. [48, 49, 50] und viele mehr). Diese Experimente führten zu einer gewaltigen Verbesserung im Verständnis des rp-Prozesses zwischen ^{64}Ge und ^{72}Kr . Es wurde jedoch bisher übersehen, dass 2p-Einfangreaktionen an ^{64}Ge , ^{68}Se , ^{72}Kr zu einer deutlichen Verringerung der stellaren Lebensdauern führen können. Bei einer Berücksichtigung dieser Reaktionen könnte der rp-Prozess daher

über diese Kerne hinaus gehen und sehr viel schwerere Kerne synthetisieren als bisher angenommen. Dies hätte aus verschiedenen Gründen weitreichende Konsequenzen:

1. Eines der Hauptprobleme des thermonuklearen Röntgenburstmodells sind die relativ selten auftretenden sogenannten „Zwergbursts“ [51], die in mehreren Burstquellen beobachtet wurden (z.B. [52, 53, 54]). Zwergbursts treten kurze Zeit nach einem Hauptburst auf, in extremen Fällen bereits nach nur 10 min. Diese Zeitspanne ist mit Sicherheit zu kurz, um genügend frischen Brennstoff zu akkretieren. Genau dies ist eines der Hauptargumente gegen einen thermonuklearen Ursprung der in sehr schneller Folge auftretenden Typ II Bursts. Es wurden jedoch verschiedene Theorien entwickelt, um das Auftreten von Zwergbursts im thermonuklearen Modell für Typ I Bursts zu erklären. Die meisten dieser Modelle basieren auf der Annahme, dass im Hauptburst übrig gebliebener Brennstoff die Energie für den Zwergburst liefert. Dies wurde zuerst rein qualitativ von Ayasli und Joss 1982 [55] vorgeschlagen. Woosley und Weaver 1984 [56] zeigten, dass tatsächlich große Mengen an Brennstoff übrig bleiben, dass aber zusätzlich ein invertierter Molekulargewichtgradient entstehen muss, um einen Zwergburst auszulösen. Dies führt zu einer Mischung von unverbranntem ^1H mit ^{12}C . Protoneneinfänge an ^{12}C können dann einen Zwergburst produzieren, der allerdings viel zu schwach ist, um die Beobachtungen zu erklären. Taam et al. 1993 [57] kommen zu ähnlichen Ergebnissen. Der kritische Parameter für all diese Modelle ist die Menge an Brennstoff, die nach dem ersten Burst übrig bleibt. Diese hängt ganz entscheidend vom Endpunkt des rp-Prozesses ab. In den bisherigen Modellrechnungen zu Zwergbursts wurden jedoch nur die in ^{56}Ni endenden Reaktionsnetzwerke benutzt. Woosley und Weaver 1984 [56] erkannten dieses Problem bereits und schrieben „only recently have we realized the import[ance] that captures above the iron group may have ...“. Sie spekulierten jedoch, dass Brennstoff auch unter der Berücksichtigung des rp-Prozesses oberhalb von ^{56}Ni in einem Burst nur teilweise verbrannt wird. Fujimoto et al. 1987 [51] dagegen vermuteten, dass der rp-Prozess in einem erweiterten Reaktionsnetzwerk den Wasserstoff komplett verbrennen würde. Sie schlugen daher ein alternatives Szenarium zur Entstehung der Zwergbursts vor, in dem nach einem Burst Wasserstoff und Helium aus den unbeteiligten äußeren Schichten in die Brennzona gemischt werden. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass das Problem der Zwergbursts keinesfalls zufriedenstellend gelöst ist. Keines der bisherigen Modelle kann Zwergbursts quantitativ reproduzieren und alle Modelle beruhen letztlich auf spekulativen Annahmen über den Einfluss des rp-Prozesses oberhalb von ^{56}Ni . Ziel dieser Arbeit war es daher, mit Hilfe des ersten kompletten, über ^{56}Ni hinausgehenden Reaktionsnetzwerkes bis ^{100}Sn zu untersuchen, inwieweit ein durch 2p-Einfangreaktionen beschleunigter rp-Prozess zu einem erhöhten Wasserstoffverbrauch in Röntgenbursts führt und ob dadurch unter Umständen ein Teil der zur Erklärung von Zwergbursts entwickelten Modelle ausgeschlossen werden kann.

2. Die Frage, ob in einem Röntgenburst unverbrannter Wasserstoff übrig bleibt, ist noch aus einem anderen Grund von großer Bedeutung. Wenn dieser Wasserstoff nicht in einem Zwergburst verbrannt wird, wird er in der auf den Burst folgenden Akkretionsphase weiter verdichtet. Bei einer Dichte von etwa 10^7 g/cm^3 beginnt dann eine zweite Wasserstoffbrennphase über Elektroneneinfänge aus dem Kontinuum, das sogenannte tiefe Wasserstoffbrennen [58]. Die dabei allmählich freigesetzte Energie

heizt die Brennzzone des nachfolgenden Bursts von unten und modifiziert damit die Bedingungen für eine Zündung der Explosion. Außerdem wurden besonders lange Röntgenbursts, wie sie z.B. in der Röntgenquelle Aql X-1 beobachtet wurden, mit dem tiefen Wasserstoffbrennen in Verbindung gebracht [59].

3. Ein weiteres ungeklärtes Problem sind die bei der Beobachtung einiger Röntgenquellen gefundenen quasiperiodischen Oszillationen (QPO) (siehe [60, 61] und dortige Referenzen) im Bereich von 1-100 Hz. Eines der vielversprechendsten Modelle zur Erklärung dieses Phänomens beruht auf der Annahme, dass QPOs durch Schwingungen von Ionen-Ozeanen auf der Oberfläche des Neutronensterns verursacht werden [62, 63]. Diese Ozeane bilden sich aus der sich weiter verdichtenden Asche der Röntgenbursts, bevor Kristallisation eintritt. Entscheidend für die Berechnung der Schwingungsfrequenzen ist die Zusammensetzung dieser Ozeane. In den bisherigen Modellen wurde angenommen, dass die Asche von Röntgenbursts den früheren Modellrechnungen entsprechend aus Nickel besteht und dass sich daher Nickelozeane an der Oberfläche von Neutronensternen mit Typ I Röntgenburstaktivität bilden. Die Synthese von schweren Elementen in einem durch 2p-Einfangreaktionen beschleunigten rp-Prozess würde jedoch die Zusammensetzung dieser Ozeane und damit auch die berechneten Schwingungsfrequenzen ändern.

4. Falls der rp-Prozess in Röntgenbursts Kerne bis $A = 98$ synthetisiert, könnte dies zur Produktion der sogenannten leichten p-Kerne ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru und ^{98}Ru führen. p-Kerne sind protonenreiche, stabile Kerne im Massenbereich $74 \leq A \leq 196$, die weder im s- noch im r-Prozess synthetisiert werden können (siehe z.B. den Übersichtsartikel von Lambert 1992 [64] sowie die neuere Arbeit von Rayet et al. [65]). Das allgemein diskutierte Szenarium zur Entstehung dieser im Sonnensystem relativ seltenen Kerne ist der sogenannte γ -Prozess in Supernovae. Dabei entstehen p-Kerne durch Photodisintegration einer Saat von s- und r-Kernen. Bisher können jedoch weder Typ Ia noch Typ II Supernovamodelle die beobachteten solaren p-Kernhäufigkeiten zufriedenstellend reproduzieren, so dass eine eindeutige Zuordnung des p-Prozesses zu einem astrophysikalischen Szenarium bislang nicht möglich ist. Eines der Hauptprobleme sind die außerordentlich hohen Häufigkeiten der oben erwähnten leichten p-Kerne. Teilweise sind diese Kerne häufiger als die für den γ -Prozess zur Verfügung stehenden Saatkerne [64]. Als eine Lösung dieses Problems wurde der γ -Prozess in Typ I Supernovae vorgeschlagen, wobei ein vorangegangener s-Prozess die Saatkerne besonders stark anreichert [66]. Spätere Studien zeigten jedoch, dass es unwahrscheinlich ist, dass in diesem Szenarium genügend p-Kerne entstehen [67]. Eine andere Lösung wäre ein alternatives Szenarium, in dem als Ergänzung zum γ -Prozess ausschließlich leichte p-Kerne produziert werden. Der rp-Prozess in Thorne-Żytkow Objekten wurde als ein solches Szenarium vorgeschlagen [68], doch muss die Existenz dieser Objekte stark bezweifelt werden (siehe Kap. 2.4). Ein Ziel dieser Arbeit war es daher zu untersuchen, ob ein durch 2p-Einfangreaktionen beschleunigter rp-Prozess in Röntgenbursts ein alternatives Szenarium zur Produktion leichter p-Kerne ist und ob so dieses alte Nukleosynthesproblem gelöst werden kann.

Kapitel 4

Strategie der Untersuchung

Um die Frage nach dem Endpunkt des rp-Prozesses in Röntgenbursts zu untersuchen, war es zunächst erforderlich, das bis ^{72}Kr reichende Reaktionsnetzwerk bis ^{100}Sn zu erweitern. Hierbei ergab sich die Schwierigkeit, dass die Protoneninstabilitätsgrenze zwischen ^{72}Kr und ^{100}Sn sehr viel weiter vom Stabilitätstal entfernt verläuft als bei leichteren Kernen. Der rp-Prozess beinhaltet daher viele kurzlebige Kerne, von denen nicht einmal Masse oder Halbwertszeit experimentell bekannt sind. Das Reaktionsnetzwerk muss daher fast ausschließlich auf der Basis theoretischer Vorhersagen erstellt werden. Diese theoretischen Vorhersagen sind aus zwei Gründen problematisch. Zum einen müssen die theoretischen Modelle zu extrem protonenreichen Kernen hin extrapoliert werden. Zum anderen treten im Bereich der Masse $A = 80$ starke Kerndeformationen auf, über die eine zusätzliche Unsicherheit in die Modelle einfließt. Die Arbeit beginnt daher in Kap. 5 mit einer systematischen Studie der theoretischen Modelle, die zur Berechnung der kernphysikalischen Eingabeparameter für das Reaktionsnetzwerk zur Verfügung stehen. Dabei wird besonders auf die bestehenden Unsicherheiten eingegangen. Kap. 5 beschreibt auch die verbesserte Berechnung der 2p-Einfangreaktionen.

Auf der Basis aktualisierter Reaktionsraten wurde der rp-Prozess dann mit Hilfe von Netzwerkrechnungen unter konstanten Temperatur- und Dichtebedingungen unabhängig von astrophysikalischen Modellen untersucht. Diese Rechnungen werden in Kap. 6 vorgestellt. Dabei werden auch die Auswirkungen der Unsicherheiten in den Reaktionsraten auf die Berechnung des rp-Prozesses analysiert. Auf diese Weise werden kernphysikalische Größen identifiziert, für die eine Verbesserung der theoretischen Beschreibung oder eine experimentelle Bestimmung besonders dringend wäre. Diese Studie gewinnt auch durch die Tatsache an Bedeutung, dass in naher Zukunft eine neue Generation von Produktionsstätten für radioaktive Ionenstrahlen erstmals die genauere Untersuchung von Reaktionsraten und Eigenschaften extrem instabiler Kerne möglich machen wird.

In Kap. 7 werden dann Netzwerkrechnungen zur Nukleosynthese in Novae beschrieben, mit Hilfe derer die Reaktionsflüsse identifiziert werden, die zur Synthese der (möglichen) galaktischen γ -Emitter ^{22}Na und ^{26}Al führen. Dabei zeigt es sich, dass in diesem Zusammenhang der 2p-Einfang an ^{22}Mg eine große Rolle spielt und dass daher eine experimentelle Bestimmung der entsprechenden Reaktionsrate extrem wichtig ist. Ähnliches gilt für den 2p-Einfang an ^{26}Si im Zusammenhang mit der Synthese schwe-

rerer Elemente in Novae. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine experimentelle Methode entwickelt, mit der die zur Berechnung der 2p-Einfangraten erforderlichen Kerneigenschaften gemessen werden können. Die entsprechenden Experimente sind in Kap. 8 beschrieben. Die Ergebnisse sowie die Konsequenzen für die Nukleosynthese in Novae, insbesondere für die Synthese von ^{22}Na , werden in Kap. 8.5.2 und Kap. 8.6.2 diskutiert.

Um die Auswirkungen des durch 2p-Einfänge beschleunigten rp-Prozesses in Röntgenbursts mit dem erweiterten Reaktionsnetzwerk zu untersuchen, wurde schließlich ein Röntgenburstmodell entwickelt, das mit dem Reaktionsnetzwerk gekoppelt wurde. Diese Rechnungen sind in Kap. 9 beschrieben und die Ergebnisse werden in Kap. 9.5 diskutiert.

Kapitel 5

Das Reaktionsnetzwerk

Reaktionsnetzwerke ermöglichen die Berechnung des durch Kernreaktionen beeinflussten zeitlichen Verlaufs von Isotopenhäufigkeiten in einem astrophysikalischen Szenarium. Sie sind deshalb ein wichtiges Bindeglied zwischen dem astrophysikalischen Modell und den mit dem Ablauf von Kernreaktionen verbundenen beobachtbaren Größen wie Energieproduktion (Leuchtkraft) und Zusammensetzung (charakteristische γ -Strahlung und Atomspektren).

Das Reaktionsnetzwerk ist ein System nichtlinearer Differentialgleichungen für die Häufigkeiten der betrachteten Kerne. Die Anzahldichte n_i eines Kernes i ist als Häufigkeitsvariable jedoch ungeeignet, da sie sich nicht nur auf Grund von Kernreaktionen, sondern auch mit der Dichte der Materie ändert. Die Häufigkeit Y wird daher relativ zur Dichte definiert. Hierbei ergibt sich das Problem, dass die Massendichte ρ_m aller Kerne

$$\rho_m = \sum_i n_i m_i \quad (5.1)$$

(hier ist m_i die Masse des Kernes i) im Reaktionsnetzwerk keine Erhaltungsgröße ist, da ein Teil der Kernmasse als Bindungsenergie in Form von Strahlung oder Leptonen frei bzw. konsumiert wird. Geeigneter ist daher die Dichte

$$\rho = \sum_i \frac{n_i A_i}{N_A}, \quad (5.2)$$

da die Summe aller Nukleonen (und damit die Summe aller Massenzahlen A_i) erhalten bleibt. N_A ist die Avogadrokonstante. Für alle hier diskutierten Anwendungen kann ρ als numerisch identisch zu ρ_m betrachtet werden. Um auch die gleichen Einheiten zu erhalten, wird in dieser Arbeit der Einfachheit halber ρ so definiert, dass A_i in Gl. 5.2 mit der Einheit g/mol eingesetzt wird. ρ wird im Folgenden dann einfach als Dichte bezeichnet und hat die Einheit g/cm³.

Die Häufigkeit Y_i eines Kernes i kann dann relativ zu ρ über

$$Y_i = \frac{n_i}{\rho N_A} \quad (5.3)$$

definiert werden. Sie ist proportional zur Anzahldichte und hat die Einheit mol/g. Der in der Literatur ebenfalls oft verwendete Massenanteil X_i eines Kernes i ergibt sich aus der Häufigkeit Y_i über $X_i = Y_i A_i$, wobei A_i wieder die Einheit g/mol hat. Auch

dies ist strenggenommen nicht der Massenanteil, sondern eher ein Nukleonenanteil, aber auch hier sind die numerischen Unterschiede vernachlässigbar.

Die zeitliche Ableitung der Häufigkeit hängt von den Raten der verschiedenen Reaktionen ab, die den entsprechenden Kern vernichten oder produzieren. Für die Änderung der Häufigkeit eines Kernes i gilt folgende Differentialgleichung:

$$\frac{dY_i}{dt} = \sum_j N_j^i \lambda_j Y_j + \sum_{j,k} N_{j,k}^i \rho N_A \langle \sigma v \rangle_{(j+k)} Y_j Y_k + \sum_{j,k,l} N_{j,k,l}^i \rho^2 N_A^2 \langle \sigma v \rangle_{(j+k+l)} Y_j Y_k Y_l. \quad (5.4)$$

Die Reaktionsraten auf der rechten Seite von Gleichung 5.4 sind Zerfall und Photodisintegrationsraten des Kernes j (λ_j), stellare zwei Teilchen Reaktionsraten der Kerne j und k ($N_A \langle \sigma v \rangle_{(j+k)}$) und stellare drei Teilchen Reaktionsraten der Kerne j , k , und l ($N_A^2 \langle \sigma v \rangle_{(j+k+l)}$). Die stellaren Reaktionsraten sind in der Regel temperaturabhängig (siehe z.B. Kap. 5.1.2). Außerdem gilt $N_j^i = N_i$, $N_{j,k}^i = N_i/(N_j!N_k!)$ und $N_{j,k,l}^i = N_i/(N_j!N_k!N_l!)$. N_i ist positiv oder negativ und bezeichnet die Anzahl von Kernen i , die pro Reaktion erzeugt bzw. zerstört werden. Die Fakultäten verhindern die Mehrfachzählung von identischen Teilchen (siehe [69] für eine detaillierte Diskussion).

Das Differentialgleichungssystem Gl. 5.4 für den zeitlichen Verlauf der Häufigkeiten $Y(t)$ kann mit Hilfe impliziter Verfahren numerisch gelöst werden (siehe [70]), wenn eine Anfangshäufigkeit („Saatkerne“) vorgegeben wird und wenn Temperatur und Dichte zu jedem Zeitpunkt bekannt sind. Neben dem zeitlichen Verlauf der Kernhäufigkeiten $Y(t)$ interessiert als Resultat auch der zeitintegrierte Reaktionsfluss für eine bestimmte Reaktion zwischen zwei Kernen i und j :

$$F_{i,j} = \int \left[\frac{dY_i}{dt} \Big|_{(i \rightarrow j)} - \frac{dY_j}{dt} \Big|_{(j \rightarrow i)} \right] dt. \quad (5.5)$$

Der zeitintegrierte Reaktionsfluss dient zur Festlegung des Reaktionspfades und damit zur Identifikation der wichtigsten Reaktionen. Die Energieproduktion pro Gramm Materie ΔE für ein Zeitintervall $t_1 \leq t \leq t_2$ kann ebenfalls aus den resultierenden Kernhäufigkeiten berechnet werden:

$$\Delta E = c^2 \left(\sum_i Y_i(t_1) m_{\text{mol}}^i - \sum_i Y_i(t_2) m_{\text{mol}}^i \right). \quad (5.6)$$

M_{mol}^i bezeichnet die Molmasse des Kernes i . Ein Teil der Energie wird jedoch in Form von aus β -Zerfällen stammenden Neutrinos abgestrahlt. Diese Neutrinoverluste wurden den Tabellen von Fuller, Fowler und Newman entnommen [71, 72, 73].

5.1 Eingabeparameter für Reaktionsnetzwerke

Besonders bei den in dieser Arbeit betrachteten rp-Prozessrechnungen, die sehr kurzlebige Kerne an der Grenze zur Protoneninstabilität beinhalten, sind die für das Netzwerk benötigten Reaktionsraten nicht experimentell bekannt und müssen berechnet

werden. Hierzu werden Daten zu den betreffenden Kernen benötigt, wie z.B. Masse, Deformation, Niveauschema, Spins und Paritäten, die in vielen Fällen ebenfalls theoretisch vorhergesagt werden müssen. In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Methoden zur Erstellung der Reaktionsraten benutzt wurden. Im Mittelpunkt dieser Diskussion steht dabei die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommene Erweiterung des Reaktionsnetzwerkes auf den Kernbereich $32 \leq Z \leq 50$.

5.1.1 Modelle zur Vorhersage der Kernmassen

Die Qualität von Netzwerkrechnungen zum rp-Prozess hängt besonders kritisch von der Genauigkeit der zur Verfügung stehenden Kernmassen ab, die die Lage der Protoneninstabilitätsgrenze und die Q-Werte von Kernreaktionen bestimmen. Der starke Einfluss von Kernmassen auf die Ergebnisse von Nukleosyntheserechnungen wurde bereits für den Fall des r-Prozesses demonstriert [74, 75, 76, 77].

Während die meisten Massen für leichte Kerne sowie für Kerne nahe der Stabilität experimentell gut bekannt sind, gibt es nur sehr begrenzte experimentelle Informationen über neutronenarme Kerne mit $Z > 32$. Abb. 5.1 gibt einen Überblick über die verfügbaren experimentellen Kernmassen in dieser Region.

Die hier diskutierte Erweiterung des Reaktionsnetzwerkes über $Z = 32$ hinaus erfordert daher verlässliche theoretische Vorhersagen für die Massen von Kernen nahe der Protoneninstabilitätsgrenze. Im folgenden Kapitel werden daher vier Modelle zur Berechnung von Kernmassen diskutiert und auf ihre Vorhersagequalität hin untersucht. Anhand von Netzwerkrechnungen, die auf den verschiedenen Massendaten dieser Modelle basieren, soll dann später (siehe Kap. 6) der Einfluss der Kernmassen auf die Ergebnisse demonstriert werden. Modelle zur Massenvorhersage sind ebenfalls wichtig für die Berechnung von Kerndeformationen, welche Schalenstruktur, Zustandsdichte und damit auch die berechneten Reaktionsraten beeinflussen. Leider beinhalten nur einige wenige Modelle Formfreiheitsgerade, die die Berechnung der Kerndeformation ermöglichen.

5.1.1.1 Kernmassen

In dieser Arbeit werden vier Modelle zur Vorhersage von Kernmassen diskutiert. Zwei dieser Modelle, das FRDM (1992) von Möller et al. [78] und das Modell von Hilf et al. (1976) [79], basieren auf der Trennung der Kernmasse in einen makroskopischen und einen mikroskopischen Teil. Die einzelnen Komponenten hängen dann von der Kernladungszahl Z , der Neutronenzahl N sowie der Kernform ab:

$$M(Z, N)c^2 = E_{\text{total}}(Z, N, \text{Form}) = E_{\text{mak}}(Z, N, \text{Form}) + E_{\text{mik}}(Z, N, \text{Form}). \quad (5.7)$$

Das klassische Modell von Hilf et al. wird noch häufig für Nukleosyntheserechnungen benutzt und ist oft erfolgreicher als neuere Modelle [74]. Die Hilf et al. Massenformel basiert auf der Arbeit von Groote et al. [80], die den makroskopischen Teil mit einem Tröpfchenmodell berechnen. Der mikroskopische Teil beruht auf semiempirischen Schalenkorrekturen, die mit einfachen Einteilchen-Zustandsdichten berechnet werden [80]. Hilf et al. verbesserten das Modell beträchtlich, um den expe-

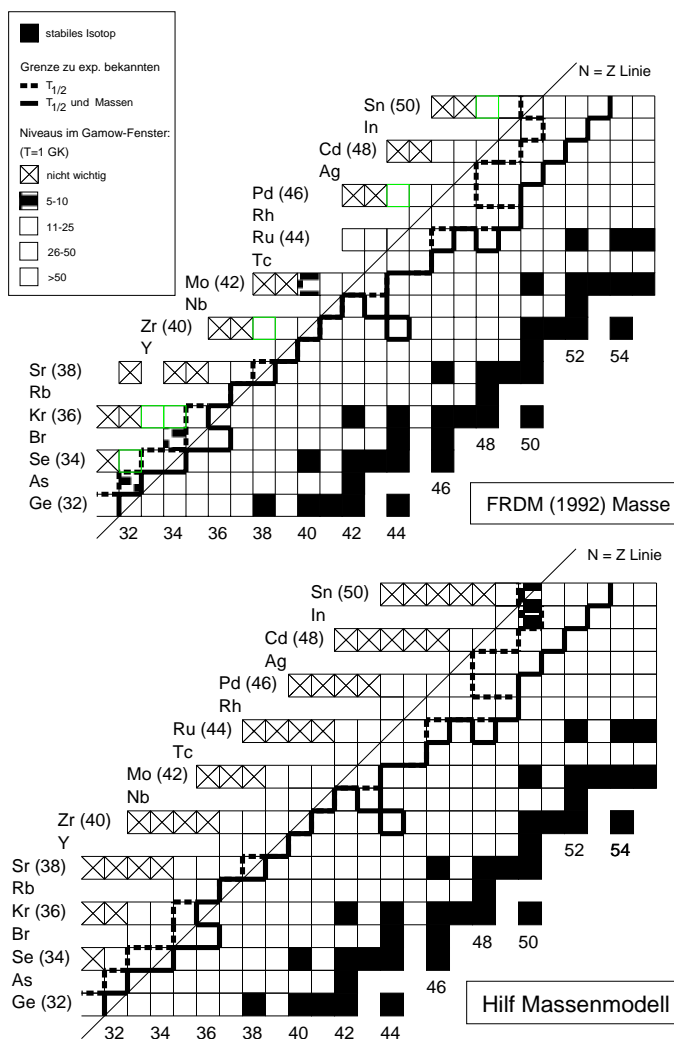


Abbildung 5.1: Die mit dem FRDM (1992)- und dem Hilf et al.-Modell vorhergesagten protonengebundenen Kerne auf der neutronenarmen Seite des Stabilitätstals. Offene Quadrate deuten an, dass nicht alle protonengebundenen Isotope eingezeichnet sind. Gezeigt sind auch die Isotope, für die Massen und β -Zerfallsraten experimentell bekannt sind (von der durchgezogenen Linie eingeschlossen) sowie die Isotope, für die nur die β -Zerfallsraten experimentell bekannt sind (von der gestrichelten Linie eingeschlossen). Ebenfalls gezeigt ist die Zustandsdichte im Gamow-Fenster für Protoneneinfang bei einer Temperatur von 1 GK. Für höhere Temperaturen ist die Niveaudichte entsprechend größer. Im Allgemeinen werden mehr als 10 Niveaus im Gamow-Fenster als für die Anwendung des statistischen Modells (Hauser-Feshbach) ausreichend angesehen.

rimentell beobachteten steilen Verlauf der Massenparabel für stark instabile Kerne vorhersagen zu können.

Die mit dem globalen FRDM (1992)-Modell von Möller et al. [81, 78, 82, 83] vorhergesagten Kernmassen werden oft in r-Prozessrechnungen benutzt, wobei jedoch Probleme bei Kernen nahe abgeschlossener Schalen auftreten [74]. Für die Rechnungen in dieser Arbeit wurde die neueste Massentabelle [78] verwendet. Im FRDM (1992)-Modell stammt der makroskopische Teil von einem Tröpfchenmodell, in dem

die begrenzte Reichweite der Kernkraft berücksichtigt wird (Finite Range Droplet Model - FRDM). Der mikroskopische Teil besteht aus Schalen- und Paarungskorrekturen. Die Schalenkorrekturen werden von Einteilchenzuständen bestimmt, die mit einem gefalteten Yukawa-Potential berechnet werden. Die Paarungskorrekturen basieren auf dem Formalismus von Lipkin und Nogami. Wesentliche Verbesserungen gegenüber früheren Versionen sind zusätzliche Formfreiheitsgrade und die Behandlung der Paarungskorrektur.

Das dritte Modell zur Vorhersage von Kernmassen, das hier diskutiert wird, wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und basiert auf einem Korrelationsschema der Valenznukleonen. Die Idee dahinter ist, dass die mikroskopische Massenkomponente, die von der Kernstruktur bestimmt wird, mit der mittleren Anzahl von p-n-Wechselwirkungen im Kern korreliert ist [84, 85]. Schemata dieser Art wurden bereits früher erfolgreich benutzt, um Formänderungen oder Kollektivitätsgrade in Kernen zu bestimmen, und können deshalb als empirische Methode zur Vorhersage von Kernstruktureffekten dienen.

Die mittlere Anzahl der p-n-Wechselwirkungen P kann aus der Anzahl der Valenzneutronen (N_n) und Valenzprotonen (N_p) auf einfache Weise berechnet werden:

$$P = \frac{N_p N_n}{N_p + N_n} \quad (5.8)$$

Man kann dann die Differenz von experimentell bestimmten Kernmassen zu einer von einem Modell berechneten makroskopischen Massenkomponente (die sogenannte semi-empirische mikroskopische Massenkorrektur) als Funktion von P auftragen. In dieser Arbeit wurde hierfür die makroskopische Massenkomponente des FRDM (1992)-Modells benutzt. Das Ergebnis für die Massenregion $28 < N, Z < 50$ ist in Abb. 5.2 dargestellt. Deutlich sichtbar ist die starke Korrelation der semi-empirischen

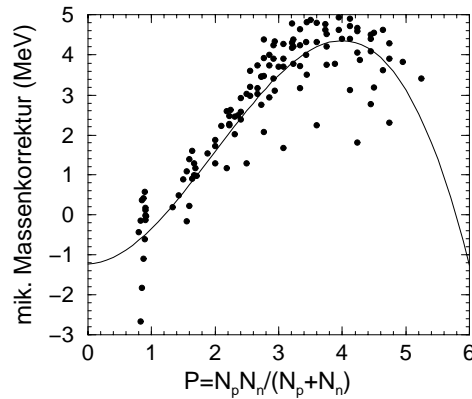


Abbildung 5.2: Die mikroskopische Massenkorrektur $M_{\text{Mik}} = M_{\text{Exp}} - M_{\text{Mak}}$ der Isotope mit experimentell bekannten Massen im Bereich $32 \leq Z \leq 45$ als Funktion des P-Faktors. Die durchgezogene Linie zeigt die beste Anpassung an die Daten, die zur Interpolation experimentell unbekannter mikroskopischer Massenkorrekturen benutzt wurde.

mikroskopischen Massenkorrektur mit P , die bereits für die Aktiniden und die seltenen Erden gezeigt wurde [85]. Mit Hilfe einer quadratischen Anpassung können dann mikroskopische Massenkomponenten von unbekanntem Kernen aus dem entsprechenden

P -Wert bestimmt werden. Der große Vorteil dieser Methode liegt darin, dass es sich nicht um eine Extrapolation, sondern um eine Interpolation handelt, da die experimentellen Massen den möglichen Parameterbereich von P (0.5–5.5 für $28 < N, Z < 50$) vollständig abdecken.

Das vierte in dieser Arbeit diskutierte Modell zur Vorhersage von Kernmassen ist die Massenformel von Jänecke und Masson [86], die sich durch eine hohe Genauigkeit für neutronenarme Kerne auszeichnet. Diese Massenformel beruht auf Garvey-Kelson-Beziehungen, gemäß derer sich die Massen von benachbarten Kernen oder von Spiegelkernen aufheben, wenn sie nach einem bestimmten Schema mit unterschiedlichen Vorzeichen addiert werden. Dies ermöglicht die sukzessive Bestimmung unbekannter Kernmassen aus den benachbarten bekannten Massen. Modelle dieser Art haben jedoch eine große Zahl freier Parameter und es gibt Probleme, wenn zu weit extrapoliert wird [86].

Abb. 5.3 zeigt die Differenz zwischen den von den beschriebenen Modellen vorhergesagten Kernmassen und den experimentellen Daten für die Isotopenreihen $Z=34, 36, 38, 39, 40, 42, 44, 46$ und 48 als Funktionen der Massenzahl. Offensichtlich bestehen große Unterschiede zwischen den Vorhersagen verschiedener Modelle. Generell zeigt das Jänecke et al.-Modell die geringsten Fehler, während bei den anderen Modellen für manche Kerne Abweichungen bis zu mehreren MeV auftreten. Drei Punkte sind bemerkenswert: Erstens sagen alle hier betrachteten Modelle für ^{80}Y ($Z = 39$) eine um 2 MeV zu große Masse voraus. Für das Jänecke et al.-Modell ist dies die einzige Abweichung von mehr als 0.7 MeV in dieser Region. Die Masse von ^{80}Y wurde in zwei unabhängigen β - γ -Koinzidenz-Experimenten gemessen und der resultierende Fehler beträgt nur 0.129 MeV. Eine kürzlich mit Hilfe von Zyklotronmassenspektroskopie durchgeführte direkte Massenmessung ergibt jedoch eine um 2.18(17) MeV niedrigere Masse für ^{80}Y , die mit den theoretischen Vorhersagen sehr viel besser übereinstimmt [87]. Da β - γ -Koinzidenz-Messungen bei Unklarheiten im Zerfallsschema durchaus zu Fehlern führen können, ist die neue Massenmessung sehr viel glaubwürdiger und das Problem der Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Daten für die ^{80}Y Masse damit wahrscheinlich gelöst. Somit werden auch die Spekulationen über einen neuen kernphysikalischen Effekt, der in dieser Kernregion zu einer Abweichung der Kernmassen von den theoretischen Vorhersagen führt [88] hinfällig. Zweitens, funktioniert das einfache $N_p N_n$ -Korrelationsschema relativ gut und liefert mit dem FRDM (1992)-Modell vergleichbare Abweichungen zu experimentellen Daten. Drittens, treten beim FRDM (1992)-Modell besonders hohe Abweichungen für Zr- ($Z = 40$), Nb- ($Z = 41$) und Mo-Isotope ($Z = 42$) nahe der $N=Z$ Linie, sowie bei $N = 55$ auf. Abb. 5.4 zeigt den mittleren theoretischen Fehler für die Massenvorhersagen der verschiedenen Modelle für Kerne auf der neutronenarmen Seite der Stabilität im Bereich $32 \leq Z \leq 50$ (138 Kerne). Der theoretische Fehler σ_{th} kann mit folgender Rekursionsformel berechnet werden [78]:

$$\sigma_{\text{th}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^n w_i [(M_{\text{exp}}^i - M_{\text{th}}^i)^2 - \sigma_{\text{exp}}^i{}^2]}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad \text{mit} \quad w_i = (\sigma_{\text{exp}}^i{}^2 + \sigma_{\text{th}}^2)^{-2}, \quad (5.9)$$

wobei M_{th}^i die theoretischen Massen und M_{exp}^i die experimentellen Massen mit dem

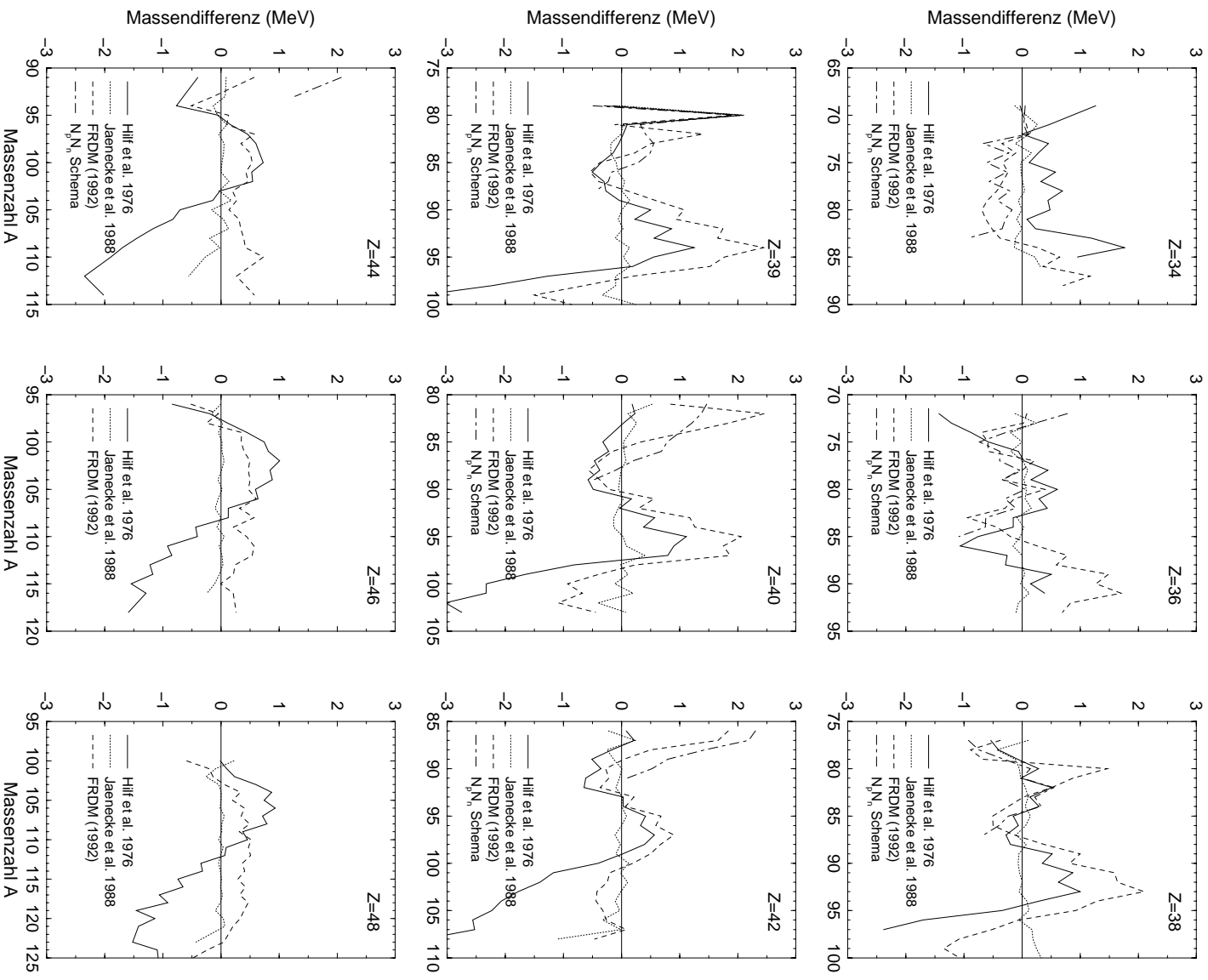


Abbildung 5.3: Die Differenz zwischen den experimentellen Kernmassen und den Vorhersagen der verschiedenen Modelle als Funktion der Massenzahl für die Isotopenreihen mit $Z = 34, 36, 38, 39, 40, 42, 44, 46$ und 48 . Die durchgezogene, horizontale Linie entspricht der Massendifferenz Null.

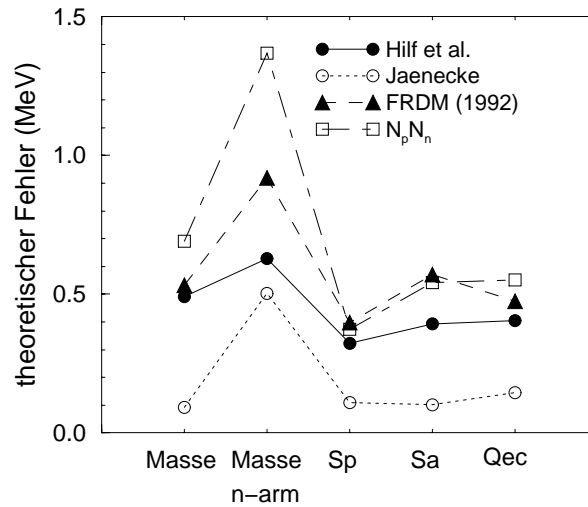


Abbildung 5.4: Die theoretischen Fehler (siehe Gl. 5.9) für die Vorhersagen der verschiedenen Modelle für neutronenarme Kerne mit $32 \leq Z \leq 48$. Gezeigt sind die Fehler für die Vorhersagen der Kernmassen (148 Kerne), der Kernmassen der besonders neutronenarmen Kerne (n-arm) mit $T_z \leq 1$ (23 Kerne), der Protonenseparationsenergien S_p , der α -Separationsenergien S_α und der Q-Werte für Elektroneneinfang Q_{EC} .

Fehler σ_{exp}^i sind. Diese Definition bewirkt eine Entkopplung von theoretischem und experimentellem Fehler. Das Jänecke et al.-Modell zeigt mit 92 keV den mit Abstand kleinsten Fehler, während die anderen Modelle mittlere Fehler von 500-700 keV aufweisen.

Wenn Modelle zur Berechnung unbekannter Kernmassen für rp-Prozessrechnungen benutzt werden, muss jedoch auch die Vorhersagequalität bei der Extrapolation auf extrem neutronenarme Kerne berücksichtigt werden. Abb. 5.5 zeigt die Abweichungen zwischen Experiment und den Vorhersagen der hier betrachteten Modelle als Funktion der z-Komponente des Isospins ($T_z = (N - Z)/2$). Selbst unter der Berücksichtigung der experimentellen Fehler wird deutlich, dass bei allen hier betrachteten Modellen die Abweichungen der Massenvorhersagen in Richtung kleiner T_z -Werte zunehmen. Es muss angenommen werden, dass sich dieser Trend für die $T_z \leq 0.5$ Kerne, die für den rp-Prozess besonders wichtig sind, fortsetzt. Beim FRDM (1992)-Modell fällt besonders auf, dass die Kerne mit kleinem T_z ($T_z \leq 2$) in zwei Gruppen fallen: Eine Gruppe stimmt mit den experimentellen Daten relativ gut überein, während die andere Gruppe extreme Abweichungen von mehr als 1 MeV zeigt. Die Gruppe der Kerne mit besonders großen Abweichungen ist in Abb. 5.6 in der Nuklidkarte markiert. Die entsprechenden Kerne liegen größtenteils am Übergang zwischen sphärischen Kernformen und starken Deformationen (siehe Kapitel 5.1.1.2). Wie in Kapitel 5.1.1.2 gezeigt wird, sind die extremen Abweichungen in der Massenvorhersage direkt mit Abweichungen in der Vorhersage der Kerndeformationen korreliert.

Als Maß für die Vorhersagequalität von Massen sehr neutronenarmer Kerne kann der Anstieg des theoretischen Fehlers für die Gruppe besonders neutronenarmer $T_z \leq 1$ Kerne gelten (23 Kerne), der ebenfalls in Abb. 5.4 angegeben ist. Für alle Modelle ist

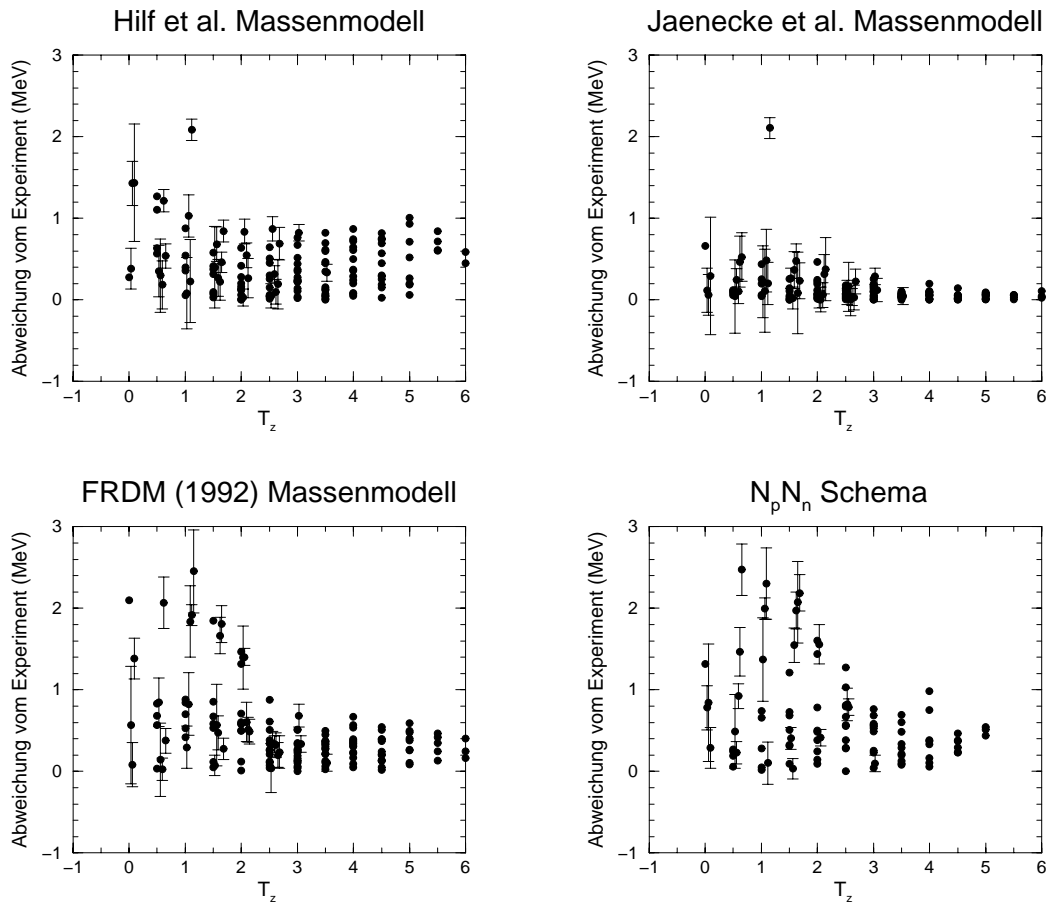


Abbildung 5.5: Die Differenz der Vorhersagen der verschiedenen Modelle zu experimentell bekannten Kernmassen als Funktion der z-Komponente des Isospins T_z .

ein deutlicher Anstieg erkennbar - weniger als 100% für das $N_p N_n$ -Schema (40 %), das Hilf et al.-Modell (70%) und das FRDM (1992)-Modell (100 %) und sehr stark für das Jänecke et al.-Modell (500%). Obwohl das Jänecke et al.-Modell auch für $T_z \leq 1$ Kerne noch einen mit den anderen Modellen vergleichbaren Fehler aufweist, legt dieser starke Anstieg in der Unsicherheit nahe, dass dieses Modell für die Extrapolation zu sehr neutronenarmen Kernen weniger geeignet ist. Eine kürzlich durchgeführte Massenmessung von ^{100}Sn bestätigt diese Trends [89].

5.1.1.2 Kerndeformationen

Der rp-Prozesspfad beinhaltet Kerne nahe der $N = Z$ Linie in der $Z = 36-40$ Region, die stark deformiert sind. Im Vergleich zu sphärischen Kernen weisen deformierte Kerne veränderte Einteilchenzustände auf, und zusätzliche kollektive Freiheitsgrade erhöhen die Zustandsdichte. Einteilchenzustände und Zustandsdichten sind sehr wichtige Parameter bei der Berechnung von Reaktionsraten und β -Halbwertszeiten. Für eine verlässliche Berechnung dieser Größen ist daher die Berücksichtigung der Kernform essentiell.

In der Literatur werden verschiedene Parametrisierungen der Kernform benutzt,

Wie man aus Gl. 5.10 sieht, verschwindet das spektroskopische Quadrupolmoment Q_s für $J = 0$. Das Quadrupolmoment des Grundzustandes kann daher nur für gerade-ungerade-, ungerade-gerade- und ungerade-ungerade-Kerne gemessen werden (wobei im Grundzustand $K = J$ gilt). Das intrinsische Quadrupolmoment Q_i hängt direkt mit der Ladungsverteilung des Kerns und damit mit der Quadrupoldeformation ϵ_2 zusammen:

$$\epsilon_2 = -1 + \sqrt{1 + \frac{5}{2ZR_0^2}Q_i}. \quad (5.11)$$

Der mittlere Kernradius R_0 ist näherungsweise durch $R_0^2 = 0.0144 \cdot A^{2/3}$ b gegeben.

Eine andere Möglichkeit, den absoluten Wert der Quadrupoldeformation des Grundzustandes zu erhalten, ist die Messung der reduzierten E2-Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2 : (JK)_{initial} \rightarrow (JK)_{final})$ innerhalb einer Rotationsbande. Diese Methode wird meistens in gerade-gerade-Kernen unter Verwendung des Übergangs vom ersten angeregten 2^+ Zustand zum 0^+ Grundzustand ($K = 0$) angewandt. Wenn man annimmt, dass der erste angeregte 2^+ Zustand ein reiner Rotationszustand ist, kann man aus der gemessenen Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ den Betrag des intrinsischen Quadrupolmomentes des Grundzustandes mit Hilfe von

$$|Q_i| = \sqrt{\frac{16\pi}{5} \frac{B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)}{e^2}} \quad (5.12)$$

berechnen. Aus Gl. 5.11 ergibt sich dann der Quadrupol-Deformationsparameter ϵ_2 . Mit dieser Methode ist es nicht möglich, prolate und oblate Formen zu unterscheiden, da in Gl. 5.12 das Vorzeichen unbestimmt bleibt. Für einige gerade-gerade-Kerne sind keine experimentellen $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ Daten verfügbar, jedoch ist die Anregungsenergie des ersten 2^+ Zustandes $E(2_1^+)$ bekannt. In diesen Fällen kann die Quadrupoldeformation mit Hilfe einer globalen Systematik, die von Godzins et al. [92, 93] erstellt wurde, abgeschätzt werden:

$$\epsilon_2 \approx 0.95 \cdot \sqrt{\frac{1228}{A^{7/3}E(2_1^+)}} \quad (5.13)$$

A ist hier die Massenzahl und $E(2_1^+)$ die Anregungsenergie des ersten angeregten 2^+ Zustandes in MeV. Es wurde gezeigt, dass Gl. 5.13 in der hier betrachteten Kernregion recht gute Ergebnisse liefert (siehe z.B. [94]).

Abb. 5.7 zeigt die mit verschiedenen Methoden erhaltenen experimentellen Quadrupol-Deformationsparameter für die Isotopenreihen $Z = 34, 36, 38, 40, 42$ und 44 als Funktion der Massenzahl. Die experimentellen spektroskopischen Quadrupolmomente wurden der Zusammenstellung von Raghavan [95] entnommen, wobei zusätzlich neue Ergebnisse von Laserspektroskopie-Experimenten berücksichtigt wurden (für $Z = 36$ [96] und für $Z = 38$ [97, 98]). Die experimentellen $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Werte stammen aus der Zusammenstellung von Raman et. al. [99]. Die $E(2_1^+)$ Daten sind aus Ref. [100] für ^{72}Kr , [91] für ^{76}Sr , [94] für ^{80}Zr and Nuclear Data Sheets für alle übrigen Kerne.

Die experimentellen Quadrupoldeformationen in Abb. 5.7 zeigen, dass die neutronenarmen Kerne im Bereich $36 \leq Z \leq 42$ stark deformiert sind. Sehr starke

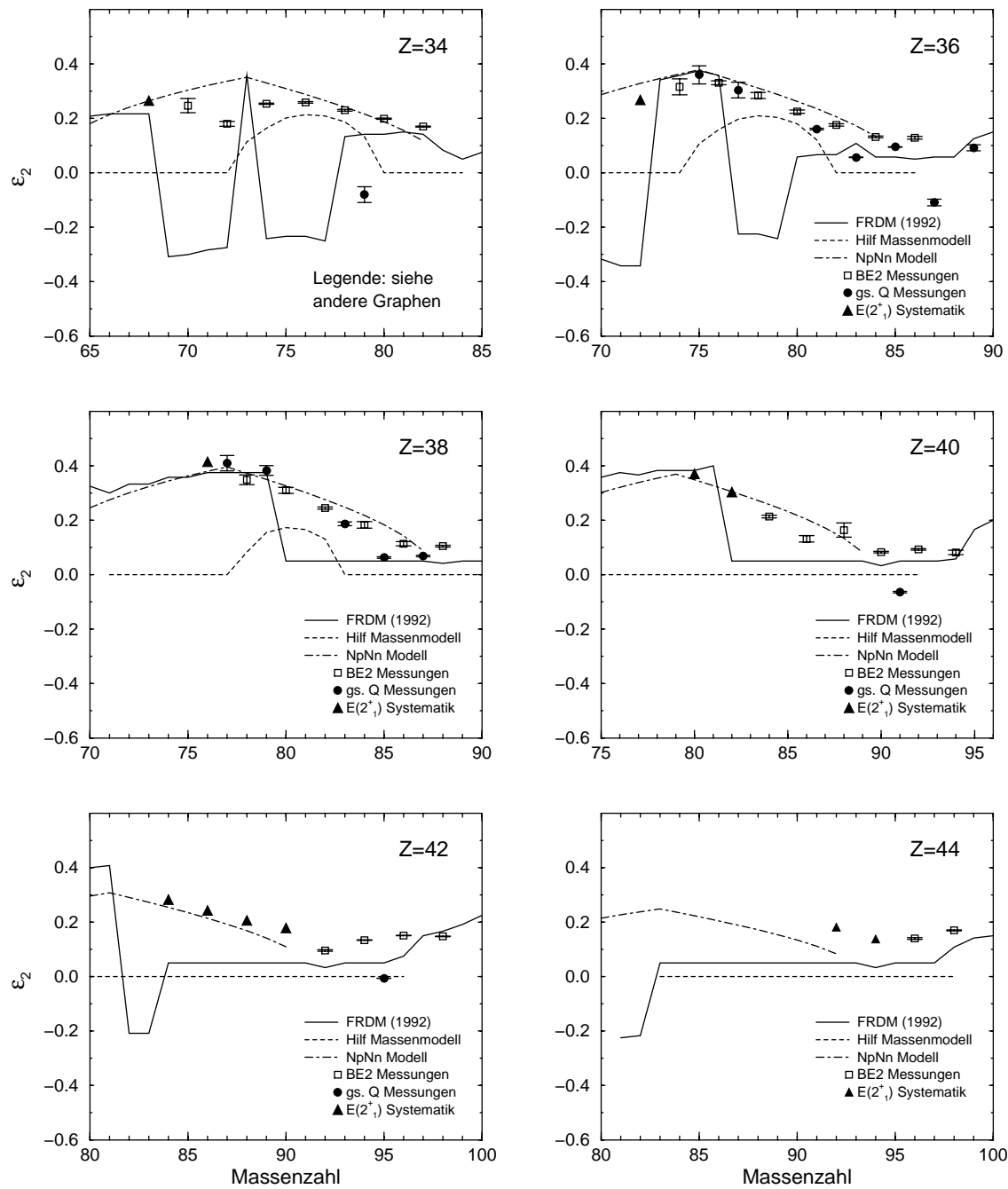


Abbildung 5.7: Der mit theoretischen Modellen vorhergesagte bzw. aus experimentellen Daten bestimmte Quadrupol-Deformationsparameter ϵ_2 als Funktion der Massenzahl für die Isotopenreihen mit $Z = 34, 36, 38, 40, 42$ und 44 . Zu beachten ist, dass nur die Messungen der Quadrupolmomente und das FRDM (1992)-Modell ein Vorzeichen für ϵ_2 liefern. Für alle übrigen Werte wurde zu Darstellungszwecken ein positives Vorzeichen gewählt.

Deformationen bis zu $\epsilon_2 = 0.4$ treten für einige Kerne nahe der $N = Z$ Linie auf. Die experimentellen Daten erreichen jedoch noch nicht die Kerne im rp-Prozesspfad nahe der Protoneninstabilitätsgrenze (siehe Kapitel 6.1). Im Falle der rp-Prozesskerne ^{72}Kr , ^{76}Sr und ^{80}Zr sind Abschätzungen auf der Basis von $E(2_1^+)$ Daten möglich, aber für alle anderen Kerne müssen Deformationsparameter mit theoretischen Modellen berechnet werden. Besonders für Rb- und Sr-Isotope sind in dieser Kernregion viele theoretische Berechnungen der Kernformen verfügbar, doch ist es sinnvoller, nur globale Modelle zu betrachten, die die konsistente Berechnung aller für das Reaktionsnetzwerk benötigter Massen und Deformationen ermöglichen.

Zwei der betrachteten Modelle zur Berechnung von Kernmassen, das FRDM (1992)-Modell und das Hilf et al.-Modell, können auch zur Vorhersage von Kerndeformationen dienen. Das Hilf et al.-Modell beschränkt sich dabei auf prolate Kernformen. Um die Deformation zu berechnen, wird die Gesamtenergie des Kernes als Funktion des Deformationsparameters ϵ_2 minimiert. Dabei wird für den makroskopischen Massenanteil ein formabhängiges Tröpfchenmodell verwendet, während die Formabhängigkeit der mikroskopischen Massenkorrektur durch Multiplikation der Schalenkorrektur mit einer formabhängigen Funktion angenähert wird. Die mit dem Hilf et al.-Modell berechneten Deformationsparameter sind in Abb. 5.7 dargestellt. Nach diesem Modell sind nur Kerne in den Isotopenreihen $Z = 32$ bis $Z = 38$ und mit den Massenzahlen $A = 75$ –80 deformiert.

Das FRDM (1992)-Modell berücksichtigt zusätzlich zur Quadrupoldeformation ϵ_2 auch Deformationen höherer Ordnung, wie Oktupoldeformation ϵ_3 , Hexadecapoldeformation ϵ_4 und Hexacontatetrapoldeformation ϵ_6 . Die totale Grundzustandsenergie des Kernes wird durch Minimierung der Energieoberfläche in der ϵ -Parametrisierung mit einem gefalteten Yukawa-Potential bestimmt. Die Methode ist in [78] ausführlich beschrieben. Abb. 5.7 zeigt die Resultate. Die mit dem FRDM (1992)-Modell berechneten Quadrupoldeformationen für Kerne im Grundzustand zeigen plötzliche Änderungen zwischen prolaten und oblaten Kernformen für $Z \leq 37$. Während die Deformationen für Kerne mit $Z \geq 43$ relativ klein und prolat sind, werden im Bereich $34 \leq Z \leq 42$ starke Deformationen für die neutronenarmen Kerne mit $A \leq 84$ vorhergesagt. Generell überwiegen oblate Kernformen für $Z < 36$ und prolate Kernformen für $Z > 36$.

Für die Berechnung der Grundzustandsdeformationen wurde zusätzlich auch ein Valenznukleon-Korrelationschema verwendet. Das Verfahren hat Ähnlichkeit mit dem in Kapitel 5.1.1.1 beschriebenen Schema zur Berechnung der mikroskopischen Massenkomponente. In diesem Fall kann man experimentelle Deformationsparameter als Funktion des Produkts von Valenzprotonen N_p und Valenzneutronen N_n ($N_p N_n$) auftragen. Mit einer geeigneten Anpassung können dann Deformationsparameter unbekannter Kerne interpoliert werden. Diese Methode wurde auch von Raman et al. [99] verwendet, die zeigen konnten, dass die beste Korrelation nicht für die Quadrupoldeformation selbst, sondern für $\epsilon_2/\epsilon_{2(sp)}$ erzielt wird, wobei

$$\epsilon_{2(sp)} = 0.95 \cdot \frac{1.59}{Z}. \quad (5.14)$$

Dies führt zu einer zusätzlichen Ladungszahlabhängigkeit. Abb. 5.8 zeigt die experimentellen $\epsilon_2/\epsilon_{2(sp)}$ -Werte als Funktion von $N_p N_n$. Die aus experimentellen $B(E2)$:

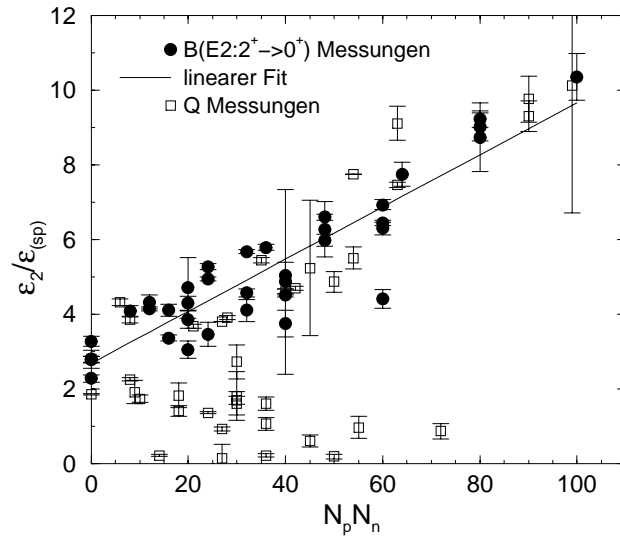


Abbildung 5.8: Die auf experimentellen Daten basierenden $\epsilon_2/\epsilon_{2(sp)}$ -Werte als Funktion von $N_p N_n$ im Bereich $28 \leq Z \leq 50$. Die Daten stammen von Messungen der reduzierten E2-Übergangswahrscheinlichkeit $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ sowie von Messungen des Quadrupolmoments im Grundzustand. Da einige der Quadrupolmomente überhaupt nicht mit $N_p N_n$ korreliert sind, wurden nur die $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Daten zur Berechnung unbekannter Quadrupoldeformationen verwendet. Die durchgezogene Linie zeigt die hierzu benutzte lineare Anpassung.

$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$)-Werten gewonnenen Daten sowie die meisten auf Messungen des spektroskopischen Grundzustands-Quadrupolmoments basierenden Werte sind gut mit $N_p N_n$ korreliert. Es gibt jedoch einige Kerne, wie z.B. ^{79}Rb ($N_p N_n = 72$) oder ^{72}As ($N_p N_n = 55$), für die die experimentellen spektroskopischen Grundzustands-Quadrupolmomente sehr viel kleinere Deformationen ergeben, als vom $N_p N_n$ -Wert des Kerns erwartet wird. Dies könnte bedeuten, dass für diese Kerne die Annahme der axialen Symmetrie nicht sehr gut erfüllt ist. Für die Anwendung des Valenznukleonen-Korrelationsschemas wurden deshalb nur die auf $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Messungen beruhenden experimentellen Daten verwendet. Eine lineare Anpassung (siehe Abb. 5.8) kann dann benutzt werden, um unbekannte Deformationsparameter vom $N_p N_n$ -Wert des entsprechenden Kerns zu berechnen. Auch hier decken die experimentellen Daten den gesamten möglichen Parameterbereich für $N_p N_n$ ($N_p, N_n \leq 11$ für $28 < Z, N < 50$) ab, so dass auch für sehr neutronenarme Kerne keine Extrapolation notwendig ist. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 5.7 gezeigt und deuten auf einen kontinuierlichen Anstieg der Deformation in Richtung neutronenarmer Kerne mit einem Maximum an der $N = Z$ Linie hin.

Im Folgenden werden die mit den verschiedenen Modellen berechneten Deformationsparameter mit den experimentellen Daten verglichen. Dabei ist zu beachten, dass die auf $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Messungen oder $E(2^+)$ -Werten beruhenden Daten nur den Betrag von ϵ_2 liefern.

Der vom Hilf et al.-Modell vorhergesagte Beginn der Deformation zu neutronenarmen Kernen hin stimmt für $Z = 34-38$ ungefähr mit den experimentellen Daten überein. Allerdings wird für Kerne nahe der $N = Z$ -Linie wieder eine sphärische

Form vorhergesagt, was in krassem Widerspruch zu den experimentellen Daten und den Ergebnissen der anderen Modelle steht. Darüber hinaus sagt das Hilf et al.-Modell sphärische Kerne für $Z \geq 40$ voraus, obwohl für diese Kerne die höchsten in dieser Region auftretenden Deformationen gemessen wurden.

Die Vorhersagen des FRDM (1992)-Modells stimmen generell recht gut mit den experimentellen Daten überein. Allerdings ist der vorhergesagte Anstieg der Deformation zu neutronenarmen Kernen hin sehr viel steiler als bei den experimentellen Daten. Dies führt dazu, dass um diesen plötzlichen Anstieg herum starke Abweichungen zwischen den theoretischen und experimentellen Daten auftreten. Diese Probleme bei der Berechnung der Deformationen spiegeln sich auch in der Vorhersage der Kernmassen wieder. Von den in Abb. 5.6 gezeigten Kernen mit extrem hohen Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen Massen sind alle im Bereich $38 \leq Z \leq 42$ liegenden Kerne (70% aller Problemkerne) auch Kerne mit extremen Diskrepanzen in der Vorhersage der Deformation. Das wird besonders deutlich am Beispiel von ^{80}Sr , das gerade vor dem plötzlichen Anstieg der Deformation liegt (siehe Abb. 5.7) und das in der Massenvorhersage einen Fehler von 1.4 MeV aufweist. Für die neutronenärmeren Sr-Isotope sind die theoretischen Deformationen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und Gleiches gilt auch für die Massenvorhersagen. Dies macht deutlich, wie wichtig die korrekte Berücksichtigung von Kerndeformationen für die Berechnung von Kernmassen ist. Generell liegt der Vorteil des FRDM (1992)-Modells in der Möglichkeit, das Vorzeichen des Deformationsparameters ϵ_2 zu bestimmen. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass häufig zu einem relativen Minimum in der Energieoberfläche bei ϵ_2 ein weiteres relatives Minimum bei etwa $-\epsilon_2$ auftritt. Häufig ist die Energiedifferenz zwischen dem oblaten und dem prolaten Minimum kleiner als die typische Unsicherheit des Modells (500 keV), so dass in solchen Fällen das Vorzeichen des Deformationsparameters unbestimmt bleibt. Dies ist z.B. für ^{80}Kr der Fall. Das FRDM (1992)-Modell sagt eine stark oblate Deformation voraus ($\epsilon_2 = -0.22$), während Experimente auf eine prolate Deformation etwa der selben Größe hindeuten. Es tritt jedoch bei $\epsilon_2 = 0.35$ ein weiteres, lokales Minimum auf, welches nur 130 keV höher liegt. Das Vorzeichen kann daher nicht bestimmt werden und innerhalb der Modellunsicherheiten stimmen die Vorhersagen mit dem Experiment überein (obwohl Abb. 5.7 den Eindruck einer großen Diskrepanz erweckt).

Mit dem $N_p N_n$ -Korrelationsschema kann nur der Betrag des Deformationsparameters ϵ_2 berechnet werden. Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt sehr gute Übereinstimmung, sowohl in der Vorhersage des kontinuierlichen Anstiegs der Deformation zu neutronenarmen Kernen hin als auch in der Vorhersage des Maximalwertes der Deformation.

Abb. 5.7 macht auch deutlich, wie begrenzt die verfügbaren experimentellen Daten über Kerndeformationen sind, besonders für $Z \geq 42$ Kerne. Weitere Messungen z.B. von $B(E2 : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Werten in diesem Bereich sind erforderlich, um Deformationen von Kernen an der Grenze zur Protoneninstabilität zuverlässig zu bestimmen und um die hier vorgestellten Modelle besser zu testen.

5.1.1.3 Q-Werte

Die letztlich in die Netzwerkrechnungen eingehenden Größen sind nicht die einzelnen Kernmassen, sondern Massendifferenzen wie die Protonenseparationsenergien S_p , die α -Separationsenergien S_α und die Q-Werte für β^+ -Zerfälle Q_{β^+} . Sie ergeben sich aus den Kernmassen $M(Z, N)$: $S_p/c^2 = M(Z, N) - M(Z - 1, N) - M_p$, $S_\alpha/c^2 = M(Z, N) - M(Z - 2, N - 2) - M_\alpha$ und $Q_{\beta^+}/c^2 = M(Z, N) - M(Z - 1, N + 1) - m_e$. Protonenseparationsenergien und α -Separationsenergien bestimmen die (γ, p) - und (γ, α) -Photodisintegrationsprozesse. Die Q-Werte für eine Reaktion $i(j, k)l$, die für die Berechnung von Reaktionsraten und Energieproduktion (oder Energieverbrauch) wichtig sind, ergeben sich dann aus der Differenz der entsprechenden Separationsenergien: $Q_{i(j, k)l} = S_l - S_i$ mit $S_\gamma = 0$. Die Q_{β^+} -Werte sind wichtig für die Berechnung der β -Halbwertszeiten und der durch β -Zerfälle freigesetzten Energie. Die Q_{β^+} -Werte können auch als Q-Werte für den entsprechenden Elektroneneinfang $Q_{EC} = Q_{\beta^+} + 2m_e c^2$ ausgedrückt werden.

Abb. 5.9 zeigt die von den vier Modellen vorhergesagten Protonenseparationsenergien für neutronenarme Kerne der Isotopenreihen mit ungeradem $Z = 33$ –49. Zum Vergleich sind auch die experimentell bekannten Protonenseparationsenergien angegeben. Die horizontale Linie bezeichnet die Grenze zur Protoneninstabilität $S_p = 0$. Man erkennt deutlich, dass die verschiedenen Vorhersagen der Protonenseparationsenergien im Bereich der experimentellen Daten recht gut übereinstimmen. Dagegen treten für die neutronenarmen Kerne nahe der Protoneninstabilität, die für rp-Prozessrechnungen besonders wichtig sind, starke Diskrepanzen bis zu 2 MeV auf. Bemerkenswert ist auch, dass das Hilf et al.-Modell deutlich höhere Protonenseparationsenergien vorhersagt als die anderen Modelle. Wie Abb. 5.10 zeigt, verschiebt dies die Protoneninstabilitätsgrenze um einige Masseneinheiten zu neutronenärmeren Kernen. Dies ist typisch für fast die gesamte hier betrachtete Kernregion, nur für $Z \geq 47$ stimmen die Protoneninstabilitätsgrenzen besser überein. Auf die besonders hohen Fehler einiger mit dem FRDM (1992)-Modell berechneter Werte in der $37 \leq Z \leq 42$ Region wurde bereits in Kapitel 5.1.1.1 eingegangen. Abb. 5.4 zeigt auch die nach Gl. 5.9 berechneten theoretischen Fehler in der Vorhersage der Protonenseparationsenergien in der betrachteten Massenregion. Die Fehler sind für die meisten Modelle deutlich geringer als für die einzelnen Massen, beim Jänecke et al.-Modell tritt jedoch ein Anstieg auf. Die Fehler betragen 400 keV für das FRDM (1992)-Modell, 320 keV für das Hilf et al.-Modell, 110 keV für das Jänecke et al.-Modell sowie 370 keV für das $N_p N_n$ -Schema. Bemerkenswert ist, dass das einfache $N_p N_n$ -Schema sogar etwas bessere Ergebnisse liefert als das FRDM (1992)-Modell.

Abb. 5.11 zeigt die von den vier Modellen vorhergesagten α -Separationsenergien für neutronenarme Kerne der Isotopenreihen mit geradem $Z = 34$ –48. Die vorhergesagten Werte stimmen innerhalb von 1 MeV mit den experimentellen Daten überein. Deutlich wird auch der Anstieg der α -Separationsenergie in der Nähe der abgeschlossenen Neutronenschale $N = 50$. Drastische Differenzen zwischen den Vorhersagen des FRDM (1992)-Modells und den anderen Modellen treten bei $N = 42$ auf. Die FRDM (1992)-Werte sind hier deutlich niedriger und die Isotope ^{84}Mo , ^{85}Tc , ^{84}Ru und ^{85}Ru sind sogar α -ungebunden. Obwohl wegen der Coulombbarriere β -Zerfall immer noch der dominante Zerfallskanal ist, führen Compoundkerne mit niedrigen

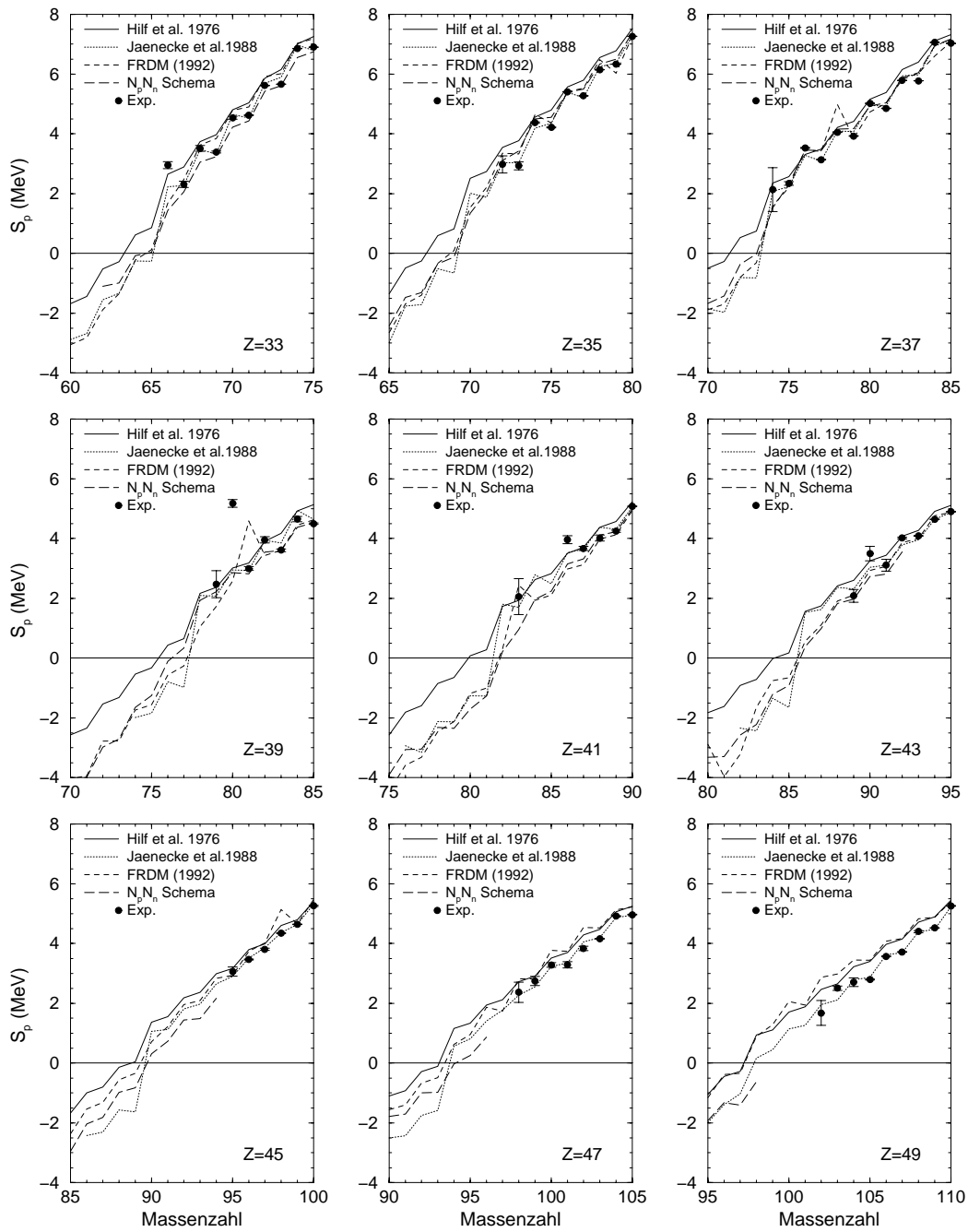


Abbildung 5.9: Die von den verschiedenen Modellen vorhergesagten Protonenseparationsenergien S_p als Funktion der Massenzahl A für die Isotopenreihen mit ungeradem Z zwischen $Z = 33$ und $Z = 49$. Zum Vergleich sind auch die experimentellen Daten gezeigt. Die durchgezogene horizontale Linie markiert die Grenze zur Protoneninstabilität ($S_p = 0$).

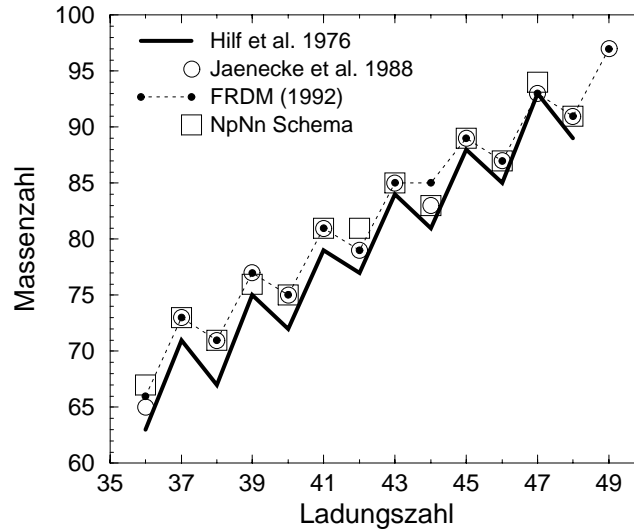


Abbildung 5.10: Die von den verschiedenen Modellen vorhergesagte Protoneninstabilitätsgrenze im Bereich $36 \leq Z \leq 49$. Angegeben ist die Massenzahl des ersten (schwersten) protonenungebundenen Kerns in jeder Isotopenreihe als Funktion der Ladungszahl Z .

α -Separationsenergien zu stark erhöhten (p,α) -Reaktionen. Dies ist besonders wichtig im Fall der ${}^{83}\text{Nb}(p,\alpha){}^{80}\text{Zr}$ -Reaktion, die Teil des Reaktionsflusses im rp-Prozess ist (siehe Kap. 6). Die stark erhöhte Reaktionsrate, die sich mit den Kernmassen des FRDM (1992)-Modells ergibt, kann unter bestimmten Bedingungen zur Bildung eines Zr-Nb-Zyklus führen (siehe Kap. 6.5). Für $Z = 38$ und $Z = 40$ liegen jedoch experimentelle Daten für $N = 42$ vor, und in diesen Fällen wird kein Abfall der α -Separationsenergie beobachtet. Außerdem liegen bei $N = 42$ exakt die Kerne, für die beim FRDM (1992) Modell die in Kap. 5.1.1.2 beschriebenen Probleme bei der Vorhersage von Deformationen auftreten. Der Abfall der α -Separationsenergien bei $N = 42$ im FRDM (1992)-Modell ist daher wahrscheinlich ein Modellartefakt. Abb. 5.4 zeigt die nach Gl. 5.9 berechneten theoretischen Fehler für die Vorhersage der α -Separationsenergien, die durchweg etwas größer als die Fehler für die Protonenseparationsenergien sind. Auch hier ist das $N_p N_n$ -Korrelationschema etwas besser als das FRDM (1992)-Modell.

Abb. 5.12 zeigt die Q_{EC} -Werte für die Isotopenreihen mit geradem $Z = 34$ – 48 als Funktionen der Massenzahl. Im Wesentlichen zeigen sich die gleichen Merkmale wie bei den Protonenseparationsenergien. Das Hilf et al.-Modell sagt nahe der $N = Z$ Line im Vergleich zu den anderen Modellen um bis zu 2 MeV niedrigere Werte vorher. Abb. 5.4 zeigt die nach Gl. 5.9 berechneten theoretischen Fehler.

5.1.1.4 Auswahl des Modells zur Massenvorhersage

Ein Kriterium bei der Auswahl eines geeigneten Modells zur Berechnung von Kernmassen ist die Vorhersagegenauigkeit für experimentell bekannte Massen. Hier liefert das Jänecke et al.-Modell die besten Ergebnisse mit Abweichungen, die um etwa einen

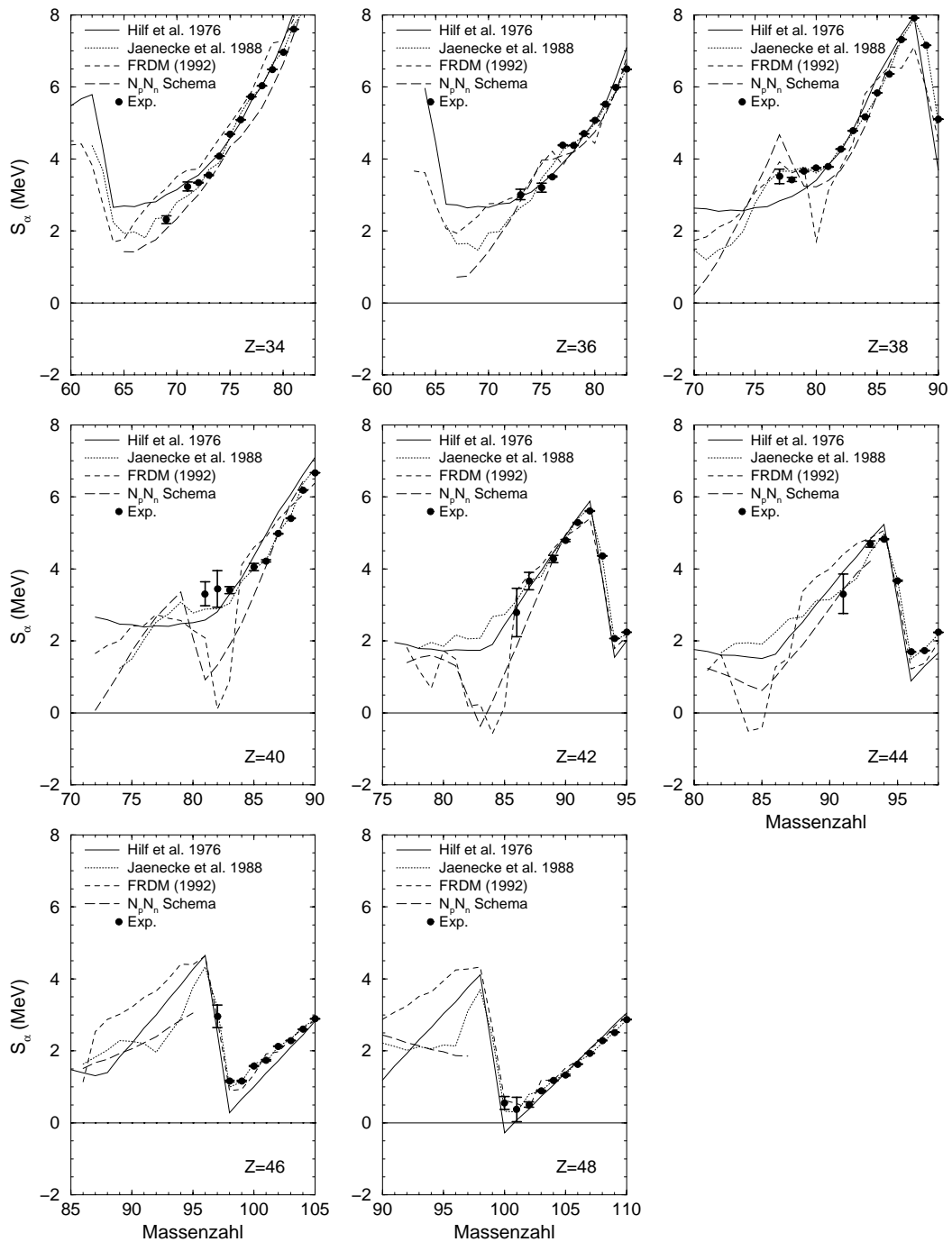


Abbildung 5.11: Die von den verschiedenen Modellen vorhergesagten α -Separationsenergien S_α als Funktion der Massenzahl für die Isotopenreihen mit geradem Z von $Z = 34$ bis $Z = 48$. Die verfügbaren experimentellen Werte sind ebenfalls gezeigt.

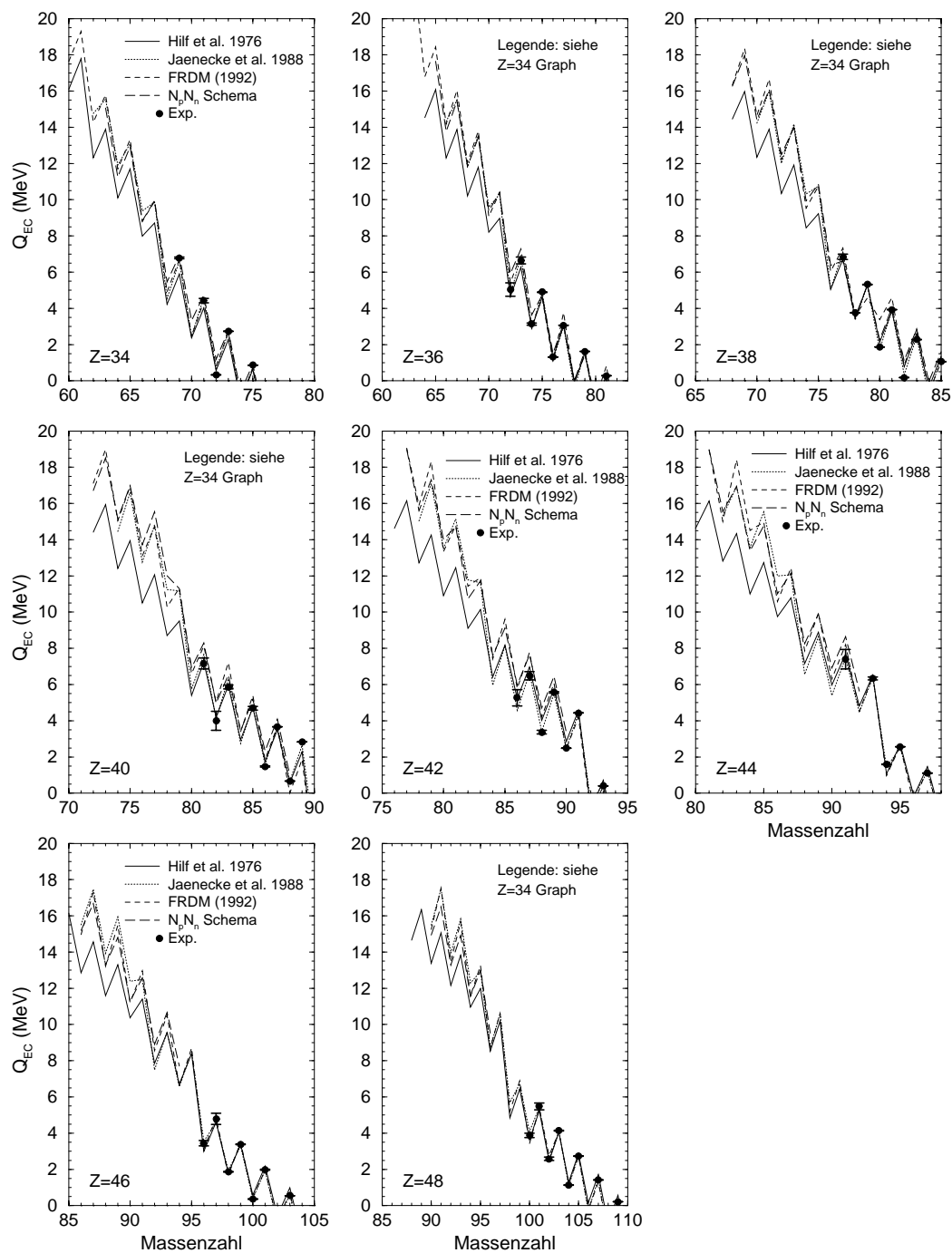


Abbildung 5.12: Die von den verschiedenen Modellen vorhergesagten Q -Werte für Elektroneneinfang Q_{EC} als Funktion der Massenzahl für die Isotopenreihen mit geradem Z von $Z = 34$ bis $Z = 48$. Die verfügbaren experimentellen Werte sind ebenfalls gezeigt.

Faktor 5 kleiner als die aller anderen Modelle sind. Das Jänecke et al.-Modell zeigt jedoch im Vergleich zu den anderen Modellen einen sehr viel ausgeprägteren Anstieg der Unsicherheiten zu neutronenarmen Kernen hin. Bei der Vorhersage von Kernmassen an der Protoneninstabilitätsgrenze, wie sie für rp-Prozessrechnungen wichtig sind, muss man daher Fehler in der Größenordnung der anderen Modelle erwarten. Für die theoretische Vorhersage von Kerndeformationen ist die Valenznukleon-Korrelationsmethode ($N_p N_n$ -Methode) das mit Abstand beste Verfahren.

Bei der Auswahl eines Modells zur Massenvorhersage muss jedoch auch berücksichtigt werden, wie konsistent alle notwendigen Eingabeparameter für das Reaktionsnetzwerk berechnet werden können. Es hat sich im Zusammenhang mit r-Prozessrechnungen (siehe z.B. [101]) gezeigt, dass bei der Kombination verschiedener theoretischer Quellen gelegentlich Kernstruktureffekte verschwinden oder künstliche Effekte auftreten. Das FRDM (1992)-Modell bietet hier den großen Vorteil, dass zusammen mit dem in Kap. 5.1.5 beschriebenen QRPA-Programm eine weitgehend einheitliche, auf den gleichen theoretischen Konzepten beruhende Berechnung aller Daten wie Massen, Deformationen und β -Zerfallsraten möglich ist. Die meisten Netzwerkrechnungen in dieser Arbeit werden daher mit einer Zusammenstellung von Reaktionsraten (Reaktionsratenbibliothek) durchgeführt, die auf den vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Kernmassen und Deformationen beruht. Zum Vergleich werden auch Rechnungen auf der Grundlage der Kernmassen und Deformationen des Hilf et al.-Modells gezeigt. Da dieses Modell eine deutlich verschiedene Protoneninstabilitätsgrenze vorhersagt (siehe Abb. 5.9 und 5.10) können somit die Auswirkungen von Massenänderungen auf den rp-Prozess untersucht werden. Die Berechnung der Kerndeformationen mit dem Valenznukleon-Korrelationsschema kann in diesem Rahmen dazu dienen, die Vorhersagen der benutzten Modelle zu testen und Problembereiche zu identifizieren.

5.1.2 Teilcheninduzierte Reaktionsraten

Die Rate einer teilcheninduzierten Kernreaktion $i(j, k)l$, $N_A \langle \sigma v \rangle_{(j,k)}$, kann aus der Energie im Schwerpunktsystem E , dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ und der Temperatur T berechnet werden:

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{(j,k)} = \left[\frac{8}{\mu\pi} \right]^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty E \sigma(E) \cdot \exp(-E/kT) dE. \quad (5.15)$$

μ ist hier die reduzierte Masse im Eingangskanal. Der Wirkungsquerschnitt hängt stark von der Höhe der Coulombbarriere (im Falle einer Reaktion zwischen geladenen Teilchen) sowie von der Struktur von Compound- und Endkern ab.

Für leichte Kerne ($A < 40$), für Kerne in unmittelbarer Nähe von abgeschlossenen Schalen oder bei niedrigen Temperaturen ist die Zustandsdichte im Compoundkern typischerweise niedrig. In diesen Fällen setzt sich die Reaktionsrate aus zwei Komponenten zusammen: einem resonanten Anteil $\langle \sigma v \rangle_{\text{res}}$, der von wenigen Breit-Wigner-Resonanzen im Compoundkern bestimmt wird, und einem nichtresonanten Anteil $\langle \sigma v \rangle_{\text{nres}}$, der sich aus den direkten Übergängen zu gebundenen (bezüglich des Projektils) Zuständen im Endkern ergibt:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{res}} + N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{nres}}. \quad (5.16)$$

Da Protoneneinfangraten $i(p, \gamma)l$ in dieser Arbeit die wichtigste Rolle spielen, wird im Folgenden die Ratenberechnung für diesen Reaktionstyp beschrieben. Andere Reaktionstypen werden analog behandelt. Der resonante Anteil $N_A < \sigma v >_{\text{res}}$ der Reaktionsrate ergibt sich aus der Anwendung von Gl. 5.15 auf Breit-Wigner-Resonanzen, die ungebundenen Zuständen (bezüglich des einfallenden Protons) des Compoundkerns entsprechen:

$$N_A < \sigma v >_{\text{res}} = 1.54 \cdot 10^{11} (AT_9)^{-3/2} \cdot \sum_{\Gamma} \omega \gamma_r [\text{MeV}] \exp \left(\frac{-11.605 E_r [\text{MeV}]}{T_9} \right) \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}^{-1}. \quad (5.17)$$

Dabei wird über alle beteiligten Resonanzen summiert. A ist die reduzierte Masse in Massenzahlen ($A_p A_t / (A_p + A_t)$) mit A_p als Projektilmasse und A_t als Targetmasse), T_9 die Temperatur in GK, $\omega \gamma_r$ die Resonanzstärke in MeV und E_r die Resonanzenergie im Compoundkern in MeV. Die Resonanzenergie E_r ergibt sich aus

$$E_r = E_x - m_p - m_T + m_C, \quad (5.18)$$

wobei E_x die Anregungsenergie des entsprechenden Niveaus im Compoundkern, m_p die Protonenmasse, m_T die Targetkernmasse und m_C die Compoundkernmasse sind. Die Resonanzstärke $\omega \gamma$ ergibt sich aus dem Targetspin J_T , dem Resonanzspin J , dem Protonenspin $J_p = 1/2$ sowie den Protonenpartialbreiten σ_p , den γ -Partialbreiten σ_γ und der totalen Breite σ_{tot} der Resonanz:

$$\omega \gamma = \frac{2J + 1}{(2J_p + 1)(2J_T + 1)} \cdot \frac{\sigma_p \sigma_\gamma}{\sigma_{\text{tot}}}. \quad (5.19)$$

Die Protonenbreite σ_p kann als Produkt aus spektroskopischem Faktor C^2S und der Einteilchenbreite (Penetrabilität) σ_{ET} ausgedrückt werden. Die letztlich zur Berechnung der resonanten Beiträge zur Reaktionsrate benötigten Parameter sind also die Massen von Target- und Compoundkern, der Targetkernspin und die Resonanzparameter, zu denen Zustandsenergie (im Compoundkern), Spin, γ -Breite, totale Breite, Einteilchenpenetrabilität und spektroskopischer Faktor gehören. Falls diese Größen nicht oder nur teilweise experimentell bekannt sind, müssen sie z.B. mit Hilfe des Schalenmodells berechnet werden. Besonders kritisch hängt die Reaktionsrate von den Größen im Exponenten von Gl. 5.17 ab, also von Target- und Compoundkernmasse sowie von der Niveauenergie im Compoundkern. Hier ist die Genauigkeit von theoretischen Berechnungen oft nicht ausreichend für eine brauchbare Abschätzung der Reaktionsrate (siehe Kap. 5.1.1 und 8.1).

Der nichtresonante Anteil der Reaktionsrate kann unter Verwendung von Gl. 5.15 mit Hilfe des astrophysikalischen S-Faktors ausgedrückt werden, der in dieser Näherung als konstant (d.h. unabhängig von der Teilchenenergie) angenommen wird:

$$N_A < \sigma v >_{\text{nres}} = 7.83 \cdot 10^9 \left(\frac{Z}{AT_9^2} \right)^{\frac{1}{3}} S [\text{MeV b}] \exp \left(-4.29 \left[\frac{Z^2 A}{T_9} \right]^{\frac{1}{3}} \right). \quad (5.20)$$

Bei der Berechnung des S-Faktors wird über alle erreichbaren protonengebundenen Zustände im Endkern (der in diesem Fall gleich dem Compoundkern ist) summiert. Abgesehen von den Protonenbreiten werden am Ende die gleichen Parameter

benötigt wie bei der Berechnung des resonanten Anteils. Die Vorgehensweise ist in [102] ausführlicher beschrieben.

Bei den hohen Temperaturen im rp-Prozess ist die Zustandsdichte im Compoundkern für Kerne schwerer als $A = 40$ typischerweise hoch (> 5 Zustände im Gamow-Fenster). Daher wird die Reaktionsrate von der großen Zahl überlappender Resonanzen bestimmt und erscheint nichtresonant [103]. Der Wirkungsquerschnitt kann dann mit der statistischen Hauser-Feshbach-Methode berechnet werden. Diese Methode wird oft zur Berechnung von thermonuklearen Reaktionsraten verwendet [101, 104, 105]. Im Hauser-Feshbach-Ansatz wird der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion $i^\delta(j, k)l^\nu$ von einem Targetkern i im Zustand δ zu einem Endkern l im Zustand ν mit Hilfe der Transmissionskoeffizienten T ausgedrückt:

$$\sigma_{jk}^{\delta\nu} = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu_{ij}E_{ij}} \cdot \frac{1}{(2J_i^\delta + 1)(2J_j + 1)} \cdot \sum_{J, \pi} (2J + 1) \frac{T_j^\delta(E, J, \pi, E_j^\delta, J_j^\delta, \pi_j^\delta) \cdot T_k^\nu(E, J, \pi, E_k^\nu, J_k^\nu, \pi_k^\nu)}{\sum_m T_m(E, J, \pi)}, \quad (5.21)$$

wobei E_{ij} die Schwerpunktsenergie und μ_{ij} die reduzierte Masse im Target-Projektil-System ist. $T_k^\nu(E, J, \pi, E_k^\nu, J_k^\nu, \pi_k^\nu)$ ist der Transmissionskoeffizient für den Übergang von einem Zustand (E, J, π) im Compoundkern zu einem Zustand ν im Endkern, wobei das Teilchen k emittiert wird. $T_j^\delta(E, J, \pi, E_j^\delta, J_j^\delta, \pi_j^\delta)$ beschreibt den Eingangskanal entsprechend. $T_m(E, J, \pi)$ ist der totale Transmissionskoeffizient für den Übergang vom Compoundkernzustand (E, J, π) unter Emission des Teilchens m in alle Zustände des entsprechenden Endkerns. Die Summe in Gl. 5.21 läuft über alle Drehimpulse und Paritäten. Hier geht die Annahme einer hohen Zustandsdichte im Compoundkern ein (bei der Anregungsenergie E), die garantiert, dass Zustände aller Drehimpulse und Paritäten gleichermaßen zur Verfügung stehen (daher statistisches Modell). Der totale Transmissionskoeffizient kann mit Hilfe der Transmissionskoeffizienten für individuelle Übergänge ausgedrückt werden und hängt stark von der Zustandsdichte $\rho(E_m, J_m, \pi_m)$ im Endkern ab:

$$T_m(E, J, \pi) = \sum_{\lambda=0}^{\omega} T_m^\lambda(E, J, \pi, E_m^\lambda, J_m^\lambda, \pi_m^\lambda) + \int_{E_m^\omega}^{E-S_m} \sum_{J_m, \pi_m} T_m(E, J, \pi, E_m, J_m, \pi_m) \rho(E_m, J_m, \pi_m) dE_m. \quad (5.22)$$

Der erste Teil der Gleichung repräsentiert die Summe über alle bekannten Zustände des Endkerns (der über das emittierte Teilchen m indiziert ist). Für den verbleibenden Teil des erreichbaren Anregungsbereiches im Compoundkern (bis zur Energie $E - S_m$, wobei S_m die Kanalseparationsenergie ist) wird dann über die Zustandsdichte integriert. In vielen Fällen ist keinerlei Information über angeregte Zustände verfügbar, so dass, abgesehen von Grundzustandsübergängen, ausschließlich der zweite Teil in Gl. 5.22 zum Tragen kommt. Die Berechnung der Zustandsdichte spielt dann eine entscheidende Rolle.

Um den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{jk}^δ für die Produktion des Endkerns zu erhalten, muss Gl. 5.21 über alle Endkernzustände ν summiert werden:

$$\sigma_{jk}^\delta = \sum_{\nu} \sigma_{jk}^{\delta\nu}. \quad (5.23)$$

Dabei wird der Transmissionskoeffizient für den Ausgangskanal T_k^ν durch den totalen Transmissionskoeffizienten T_k (siehe Gl. 5.21) ersetzt. Für den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion in einem astrophysikalischen Plasma σ_{jk} müssen auch Reaktionen an thermisch angeregten Zuständen δ des Anfangskerns berücksichtigt werden:

$$\sigma_{jk} = \frac{\sum_{\delta} (2J_i^\delta + 1) \exp(-E_i^\delta/kT) \sigma_{j,k}^\delta}{\sum_{\delta} (2J_i^\delta + 1) \exp(-E_i^\delta/kT)}. \quad (5.24)$$

Wichtige Parameter für die Berechnung von Hauser-Feshbach-Reaktionsraten sind folglich die Kernmassen vom Compoundkern und von ALLEN möglichen Endkernen, in die der Compoundkern energetisch zerfallen kann, da diese die Kanalseparationsenergien in Gl. 5.22 bestimmen. Weitere wichtige Größen sind die Zustandsdichten für die Endkerne aller möglichen Zerfallskanäle des Compoundkerns (dies schließt den Compoundkern mit ein, da auch γ -Kanäle berücksichtigt werden) und die Transmissionskoeffizienten aller möglichen Teilchen- und γ -Zerfallskanäle. Die in dieser Arbeit verwendeten Hauser-Feshbach-Raten wurden mit dem Programm SMOKER [101, 106, 107] berechnet. Die individuellen Transmissionskoeffizienten der Teilchenkanäle, $T_m^\lambda(E, J, \pi, E^\lambda, J^\lambda, \pi^\lambda)$, werden als Lösung der Schrödinger-Gleichung mit einem optischen Potential für die Teilchen-Kern-Wechselwirkung erhalten. Bei der Berechnung der Transmissionskoeffizienten für γ -Kanäle werden nur die dominierenden E1- und M1-Dipolübergänge berücksichtigt:

$$T_\gamma^\lambda(E, J, \pi, E^\lambda, J^\lambda, \pi^\lambda) = T_{E1}^\lambda(E, J, \pi, E^\lambda, J^\lambda, \pi^\lambda) + T_{M1}^\lambda(E, J, \pi, E^\lambda, J^\lambda, \pi^\lambda), \quad (5.25)$$

wobei hier die Endzustände (λ) Zustände im Compoundkern sind. Die E1-Übergänge werden in der Lorentz-Form der Dipol-Riesenresonanz (GDR) berechnet, wobei die Energie der GDR mit einem Tröpfchenmodell unter Berücksichtigung der Kernquadrupoldeformation berechnet wird [78, 108]. Dieses Verfahren ist in Ref. [101, 106] ausführlich beschrieben. Die Beschreibung der M1-Übergänge in Gl. 5.25 basiert auf einem einfachen Einteilchenmodell [101, 106]. Die Zustandsdichte der beteiligten Kerne $\rho(E, J, \pi)$ wird mit Hilfe des zurückverschobenen Fermigasmodells [109] bestimmt. Dabei wird die Zustandsdichte als Funktion der zurückverschobenen Anregungsenergie $U = E - \delta$ beschrieben und mit Hilfe des Zustandsdichte-Parameters a sowie des Spinabschneide-Parameters σ parametrisiert:

$$\begin{aligned} \rho(U, J, \pi) &= \frac{1}{2} \rho(U) \cdot f(U, J, \pi), \\ \rho(U) &= \frac{1}{\sqrt{2\sigma}} \frac{1}{12 \cdot a^{1/4}} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{U^{5/4}}, \\ f(U, J) &= \frac{2J+1}{2\sigma^2} e^{(-J(J+1)/2\sigma^2)}. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Die Rückverschiebung δ berücksichtigt die Energie, die zum Aufbrechen des ersten Nukleonpaares notwendig ist und kann mit Hilfe der Paarungskorrektur eines Modells zur Massenvorhersage $\Delta(Z, N)$ ausgedrückt werden. Der genaue Zusammenhang ergibt sich aus dem Vergleich mit experimentellen Daten zu $\delta = \Delta(Z, N) - 10/A$.

Für einen sphärischen Kern ergibt sich der Spinabschneide-Parameter σ aus dem Trägheitsmoment eines starren Körpers $\Theta = (2/5)m_u AR^2$:

$$\sigma^2 = (\Theta/\hbar^2)\sqrt{U/a}. \quad (5.27)$$

Da jedoch viele der am rp-Prozess beteiligten Kerne stark deformiert sind, wurde Gl. 5.27 von [101] modifiziert, um das veränderte Trägheitsmoment für eine Quadrupoldeformation ϵ_2 (siehe Kap. 5.1.1.2) zu berücksichtigen:

$$\sigma^2 = (\Theta/\hbar^2)(1 + \epsilon_2/3)^{2/3}(1 - 2\epsilon_2/3)^{1/3}\sqrt{U/a}. \quad (5.28)$$

Der Zustandsdichte-Parameter a kann mit der Schalenkorrektur eines Modells zur Massenvorhersage E_{mic} berechnet werden [101, 109, 110]:

$$a = A \cdot (c_0 + c_1 E_{mic}). \quad (5.29)$$

Die Parameter c_0 und c_1 müssen aus dem Vergleich mit experimentell beobachteten Zustandsdichten bestimmt werden. Dieser Ansatz wird hier bei der Berechnung der Reaktionsraten auf der Basis der Kernmassen und Deformationen des Hilf et al.-Modells verwendet.

Für die Rechnungen mit den Kernmassen und Deformationen des FRDM (1992)-Modells wurde ein deutlich verbesserter Formalismus verwendet, der auf der Arbeit von Ignatyuk [110, 111] beruht. Dabei wird eine Abhängigkeit des Zustandsdichte-Parameters a von der Anregungsenergie U eingeführt:

$$a(U) = a^* \left[1 + \frac{E_{mic}}{U} (1 - e^{-\gamma U}) \right], \quad (5.30)$$

mit $a^* = \alpha A(1 + \beta A^{-1/3})$ als asymptotischen Zustandsdichte-Parameter und $\gamma = 0.4/A^{1/3}$ als Dämpfungsparameter. Für kleine Anregungsenergien ist diese Beschreibung identisch mit dem oben beschriebenen Formalismus (Gl. 5.29), während sich für hohe Anregungsenergien der asymptotische Zustandsdichte-Parameter a^* ergibt. Auch dieser Formalismus enthält zwei Konstanten α und β , die aus dem Vergleich mit experimentellen Daten gewonnen werden müssen (für Zahlenwerte siehe [110]). Die Methode wird in Ref. [107] ausführlich beschrieben werden.

Die Abhängigkeit der Reaktionsratenberechnung mit der Hauser-Feshbach-Methode von Zustandsdichte, Kernmassen und Kerndeformationen wird im Folgenden anhand der drei Reaktionen $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$, $^{89}\text{Ru}(p,\gamma)^{90}\text{Rh}$ und $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{40}\text{Zr}$ verdeutlicht. Hierbei sollte berücksichtigt werden, dass in Hauser-Feshbach-Rechnungen beim Vergleich mit experimentellen Reaktionsraten typischerweise Genauigkeiten von etwa einem Faktor 2 erzielt werden [101].

Die Abhängigkeit der Ratenberechnungen von der Wahl des Formalismus für die Zustandsdichte wird in Abb. 5.13 gezeigt. Zum Vergleich wurden die auf dem FRDM

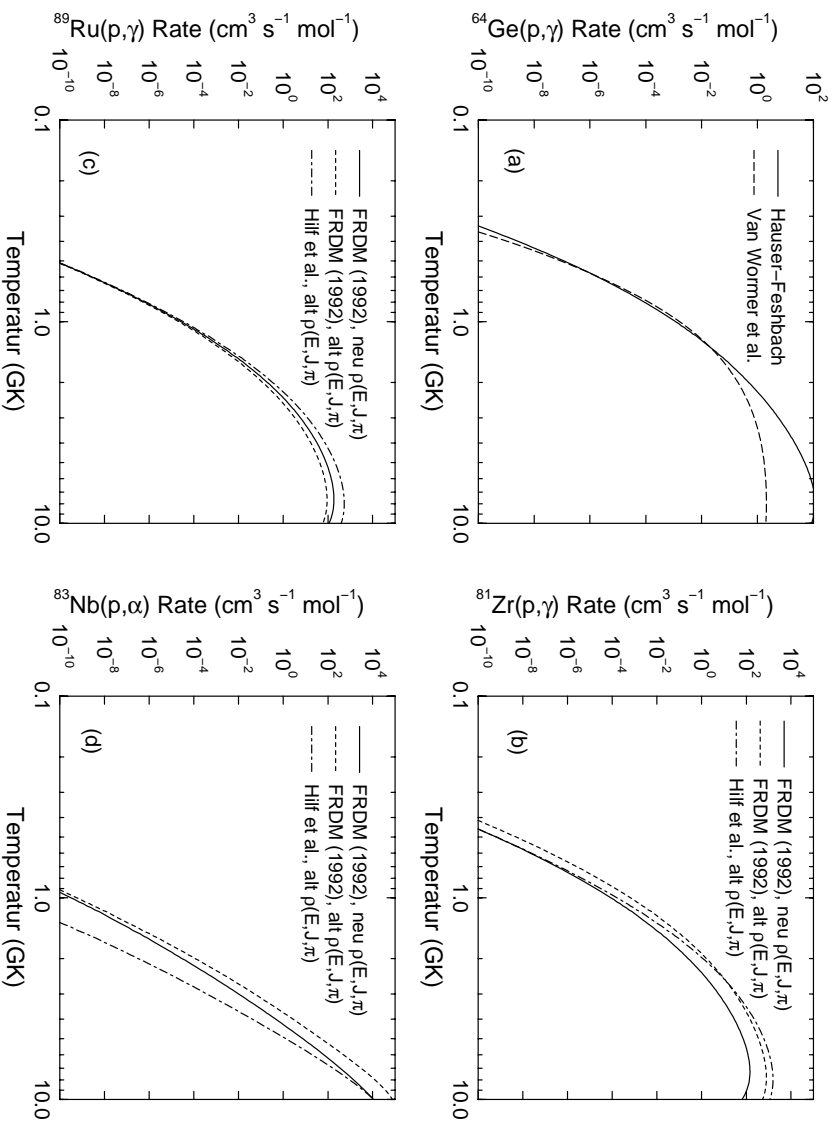


Abbildung 5.13: Die mit dem Hauser-Feshbach-Programm SMOKER als Funktion der Temperatur berechneten Reaktionsraten für (a) $^{64}\text{Ge}(p,\gamma)^{65}\text{As}$, (b) $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$, (c) $^{89}\text{Ru}(p,\gamma)^{90}\text{Rh}$ und (d) $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$. Die $^{64}\text{Ge}(p,\gamma)^{65}\text{As}$ Rate wird mit nur 7 Niveaus im Gamow-Fenster unter Verwendung der Kernmassen und Deformationen des FRDM (1992)-Modells berechnet. Zum Vergleich ist die von Van Wormer et al. [47] auf der Grundlage von drei experimentell bekannten Zuständen in ^{65}As berechnete Reaktionsrate gezeigt (neu berechnet für den vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Q -Wert). Für die übrigen Reaktionsraten in den Abbildungen (b), (c) und (d) sind die mit dem Hilf et al.-Modell und die mit dem FRDM (1992)-Modell erhaltenen Resultate gezeigt. Für das FRDM (1992)-Modell sind jeweils die mit der einfacheren Beschreibung der Niveaudichte (alt $\rho(E, J, \pi)$), wie beim Hilf et al.-Modell) und die mit der neueren Beschreibung der Niveaudichte nach Ignatyuk (neue $\rho(E, J, \pi)$) berechneten Ergebnisse abgebildet.

(1992)-Modell basierenden Raten sowohl mit der einfachen Beschreibung der Zustandsdichte nach Gl. 5.29 als auch mit dem verbesserten Formalismus nach Gl. 5.30 berechnet. Mit der verbesserten Beschreibung treten drastische Unterschiede auf: im Falle der $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$ -Reaktion ist die neue Rate um einen Faktor 5 größer, im Falle der $^{89}\text{Ru}(p,\gamma)^{90}\text{Rh}$ -Reaktion im Temperaturbereich 2–3 GK um einen Faktor 2 niedriger. Die neue $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$ -Reaktionsrate zeigt Abweichungen von bis zu einer Größenordnung bei Temperaturen von einigen GK. Dies zeigt ganz klar, wie wichtig eine angemessene Berechnung der Zustandsdichte in Hauser-Feshbach-Rechnungen ist.

Um den Einfluss der Wahl des Modells zur Berechnung von Kernmassen und

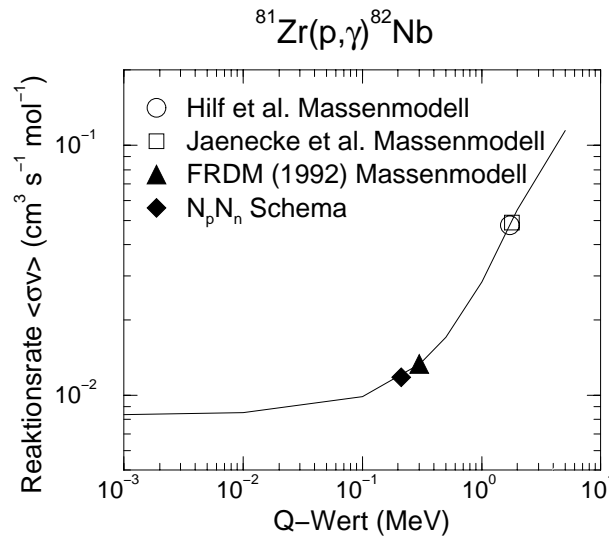


Abbildung 5.14: Die Hauser-Feshbach-Rate für die $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$ -Reaktion als Funktion des Q-Wertes. Die von den verschiedenen Modellen vorhergesagten Q-Werte sind markiert. Die Rate basiert auf der vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Grundzustandsdeformation und ist für eine Temperatur von 1.5 GK berechnet worden.

Deformationen zu verdeutlichen, sind in Abb. 5.13 neben den auf dem FRDM (1992)-Modell beruhenden Raten auch die auf dem Hilf et al.-Modell basierenden Resultate gezeigt. Im Falle der (p,γ) -Reaktionen stimmen die berechneten Reaktionsraten für Temperaturen unter 1-2 GK recht gut überein, während sich für höhere Temperaturen Unterschiede von bis zu einem Faktor 20 ergeben. Die mit den Kernmassen und Deformationen des FRDM (1992)-Modells berechnete $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$ -Reaktionsrate ist durchweg 1–2 Größenordnungen höher als die mit den Daten des Hilf et al.-Modells berechnete. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass das FRDM (1992)-Modell eine sehr viel niedrigere α -Separationsenergie für ^{84}Mo vorhersagt (siehe Kap. 5.1.1.3). Dies zeigt, wie empfindlich die mit der Hauser-Feshbach-Methode berechneten Reaktionsraten von der Wahl des Modells zur Massenvorhersage abhängen. Wie genau Kernmassen bekannt sein müssen, um nicht zu dominierender Unsicherheit zu werden, wird in Abb. 5.14 deutlich, die die $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$ -Rate als Funktion des Q-Wertes zeigt. Eine Unsicherheit im Q-Wert von weniger als 500 keV ist notwendig, um die Reaktionsrate auf einen Faktor 2 genau zu berechnen. Für Kerne, deren Massen experimentell bekannt sind, erreichen Modelle zur Berechnung von Kernmassen diese Genauigkeit in etwa. Die Fehler bei der Extrapolation der Vorhersagen zu den sehr neutronenarmen Kernen an der Grenze zur Protoneninstabilität, die für den rp-Prozess im Bereich $Z > 32$ eine wichtige Rolle spielen, können jedoch sehr viel größer sein (siehe Kap. 5.1.1.1), so dass dann Unsicherheiten in den Kernmassen zur dominierenden Fehlerquelle werden.

Die Abhängigkeit der berechneten Reaktionsraten von der Kernform ist in Abb. 5.15 deutlich gemacht, die die $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$ -Reaktionsrate für eine Temperatur von 1.5 GK als Funktion der Quadrupoldeformation ϵ_2 sowohl des Targetkerns (^{81}Zr) als auch des Endkerns (^{82}Nb) zeigt. Während die Reaktionsrate kaum von der Deformation des

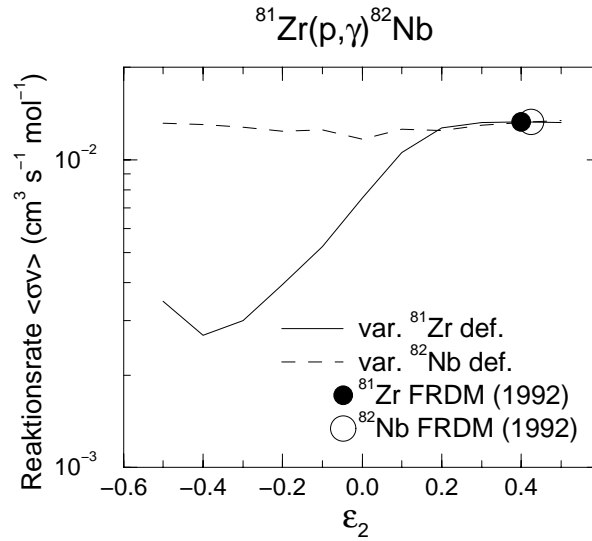


Abbildung 5.15: Die Hauser-Feshbach-Rate für die $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$ -Reaktion als Funktion des Quadrupol-Deformationsparameters ϵ_2 sowohl des Endkerns als auch des Targetkerns. Die Reaktionsraten sind mit dem vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Q-Wert bei einer Temperatur von 1.5 GK berechnet worden.

Endkerns abhängt, ändert sie sich um einen Faktor 10, wenn man für ^{81}Zr eine stark oblate statt stark prolate Form annimmt. Dies zeigt, wie wichtig genaue Vorhersagen der Kernform in Gebieten starker Kerndeformationen sind.

5.1.3 Inverse Reaktionsraten

Inverse Reaktionsraten sind Reaktionsraten mit negativem Q-Wert. Der im rp-Prozess wichtigste Typ inverser Reaktionen sind Photodisintegrationen, besonders (γ,p) - und (γ,α) -Reaktionen. Im Folgenden wird die Photodisintegration eines Kernes i in einen Kern j und ein Proton beschrieben. Andere Photodisintegrationsprozesse sowie inverse teilcheninduzierte Reaktionsraten können auf die selbe Weise berechnet werden.

Die Rate für den Photodisintegrationsprozess $\lambda_{i(\gamma,p)j}$ kann aus der Protoneneinfangrate $\langle \sigma v \rangle_{j(p,\gamma)i}$ mit Hilfe des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts berechnet werden:

$$\lambda_{i(\gamma,p)j} = \frac{(2J_p + 1)G_j}{G_i} \left(\frac{\mu kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{Q_{j(p,\gamma)}}{kT}\right) \cdot \langle \sigma v \rangle_{j(p,\gamma)i}. \quad (5.31)$$

$Q_{j(p,\gamma)}$ ist dabei der Q-Wert der $j(p,\gamma)i$ -Reaktion. Die normalisierten Zustandsfunktionen G_i und G_j berücksichtigen die Bevölkerung von angeregten Zuständen im Anfangskern i bzw. im Endkern j . Sie sind wie üblich definiert, z.B. für einen Kern i mit Anregungszuständen δ der Energie E_x^δ

$$G_i = \sum_{\delta} g_i^\delta \exp\left(-\frac{E_x^\delta}{kT}\right)$$

$$+ \int_{E_\omega} \int_{J_i, \pi_i} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \rho_i(E, J, \pi) dE dJ d\pi. \quad (5.32)$$

$g_i^\delta = 2J_\delta + 1$ ist dabei das statistische Gewicht des Zustandes δ mit dem Spin J_δ . Im ersten Teil der Gleichung wird über bekannte diskrete Zustände summiert, während im zweiten Teil im Energiebereich oberhalb des letzten bekannten Niveaus ω über die Zustandsdichte $\rho(E, J, \pi)$ integriert wird.

Der wichtigste Parameter für die Berechnung der Photodisintegrationsrate ist der Q-Wert, der in Gl. 5.31 exponentiell eingeht. Kleine Änderungen in den Kernmassen können daher die Photodisintegration drastisch beeinflussen. Dies ist der Punkt, an dem die rp-Prozessrechnungen am empfindlichsten von Kernmassen abhängen und daher die größten Unsicherheiten auftreten.

Abb. 5.16 zeigt das Verhältnis der (γ, p) -Photodisintegrationsrate zur (p, γ) -Reaktionsrate

$$\frac{\lambda_{i(\gamma, p)j}}{\lambda_{j(p, \gamma)i}} = \frac{\lambda_{i(\gamma, p)j}}{\langle \sigma v \rangle_{j(p, \gamma)i} N_A \rho Y_p} \quad (5.33)$$

für verschiedene Q-Werte als Funktion der Temperatur. Die gezeigten Daten wur-

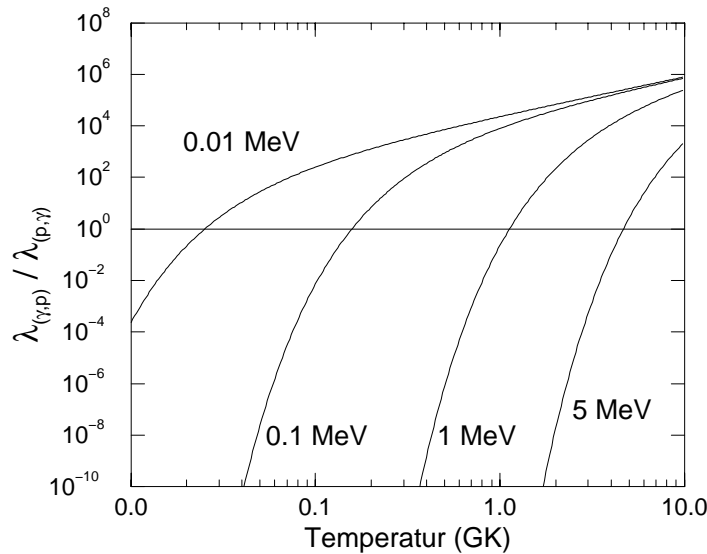


Abbildung 5.16: Das Verhältnis der $i(\gamma, p)j$ -Photodisintegrationsrate zur Protoneneinfangrate $j(p, \gamma)i$ als Funktion der Temperatur für verschiedene Q-Werte (für Protoneneinfang). Die Rechnungen basieren auf einer Dichte von 10^6 g/cm^3 und einer Protonenhäufigkeit von $Y_p = 0.77$.

den mit einer Dichte von $\rho = 10^6 \text{ g/cm}^3$ (Röntgenburstbedingungen), einer Protonenhäufigkeit von $Y_p = 0.771$ und unter der Annahme $G_j/g_j^0 = G_i/g_i^0 = 1$ berechnet. Sie können für andere Dichten auf einfache Weise skaliert werden. Abb. 5.16 zeigt die starke Q-Wert- und Temperaturabhängigkeit. Außerdem wird deutlich, dass im Temperaturbereich von 1-2 GK (Röntgenburstbedingungen) Photodisintegration schon für Q-Werte unterhalb von 1 MeV überwiegt.

Der andere Photodisintegrationsprozess, der im rp-Prozess unter Umständen eine Rolle spielt, ist die photoinduzierte α -Emission. Dies gilt besonders für Kerne wie ^{80}Sr , ^{82}Zr und ^{84}Nb , für die das FRDM (1992)-Modell relativ niedrige α -Separationsenergien $S_\alpha \leq 1.5$ MeV vorhersagt. In diesem Modell ist ^{84}Mo sogar leicht α -ungebunden ($S_\alpha \approx -0.5$ MeV) (siehe Kap. 5.1.1.3). Wenn die (γ, α) -Rate stärker als die (p, γ) -Rate ist, ergeben sich drastische Veränderungen im rp-Prozess und es kommt zu Zyklusbildung und einer Verlangsamung der Produktion schwererer Elemente. Fig. 5.17 zeigt das Verhältnis der α -Photodisintegrationsrate zur Protoneneinfangrate als Funktion der Temperatur für die erwähnten Kerne. Die Protoneneinfangrate wurde dabei für

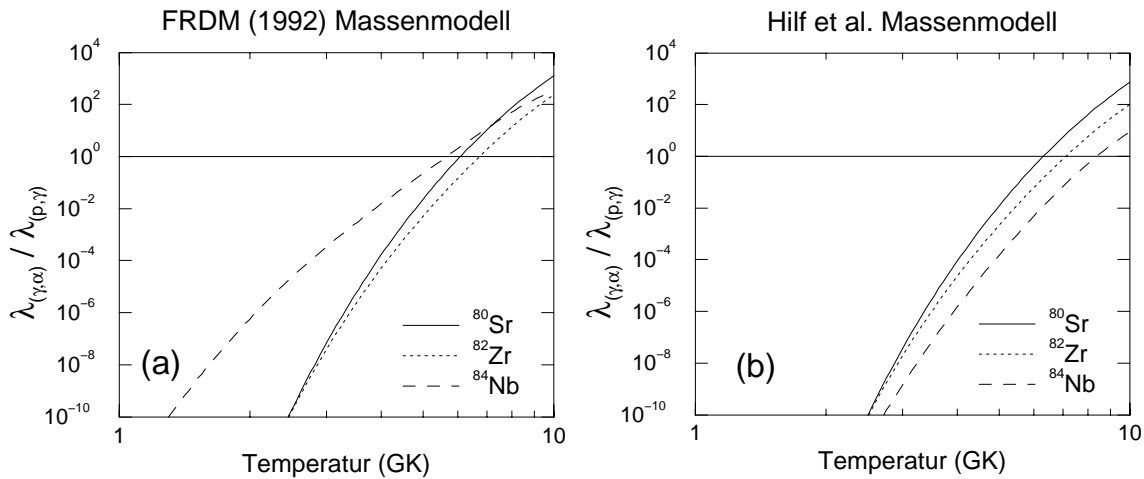


Abbildung 5.17: Das Verhältnis der (γ, α) -Photodisintegrationsrate zur Protoneneinfangrate als Funktion der Temperatur für diejenigen Kerne, für die besonders niedrige α -Separationsenergien vorhergesagt werden. Gezeigt sind die Ergebnisse für die (a) vom FRDM (1992)-Modell und (b) vom Hilf et al.-Modell vorhergesagten Kernmassen und Deformationsparameter. Die Rechnungen basieren auf einer Dichte von 10^6 g/cm³ und einer Protonenhäufigkeit von $Y_p = 0.77$.

die selben Protonendichten wie in Abb. 5.16 berechnet. Das Verhältnis ist sowohl für die Q-Werte des FRDM (1992)-Modells als auch des Hilf et al.-Modells gezeigt. Die niedrigeren α -Separationsenergien im FRDM (1992)-Modell führen zu einer höheren Rate für photoinduzierte α -Emission, aber für die Bedingungen, unter denen Kerne dieser Masse im rp-Prozess eine Rolle spielen ($\rho \geq 10^4$ g/cm³, $1 \text{ GK} \leq T \leq 2 \text{ GK}$, siehe Kapitel 6) dominiert durchweg der (p, γ) -Kanal.

5.1.4 2p-Einfangreaktionen und Teilchenzerfall

Die Protoneninstabilitätsgrenze ($S_p = 0$) spielt eine wichtige Rolle bei der Bestimmung des Nukleosynthesepfades im rp-Prozess. In allen früheren Netzwerkrechnungen wurden Protoneneinfangreaktionen nur für protonengebundene Kerne berücksichtigt. Dahinter steht die Annahme, dass ein protonenungebundener Kern das eingefangene Proton sofort wieder emittiert und dass so kein Netto-Protoneneinfang stattfindet. In diesem Bild endet eine Serie schneller Protoneneinfänge an der Protoneninstabilitätsgrenze und weitere Reaktionen sind erst nach einem β -Zerfall des letzten gebundenen

Isotons möglich. Dies stellt sicherlich eine stark vereinfachte Sichtweise dar. Die Lebensdauer eines protonenungebundenen Kerns $\tau = 1/\lambda_p = \hbar/\epsilon_0$ ist generell nicht vernachlässigbar, besonders unmittelbar an der Protoneninstabilitätsgrenze, wo das Proton nur schwach ungebunden ist. Hierauf wurde bereits früher im Falle von ^{65}As hingewiesen [112]. Unter hohen Temperaturen wird die Lebensdauer jedoch durch photoinduzierte Protonenemission über angeregte Zustände im protonenungebundenen Kern verringert: $\tau = \lambda_p^{-1} + \lambda_{<\gamma, p>}^{-1}$.

Da die Lebensdauer eines protonenungebundenen Kernes nicht Null ist, stellt sich im Wechselspiel aus Protoneneinfang und Protonenzerfall eine von Null verschiedene Gleichgewichtshäufigkeit des protonenungebundenen Kernes ein. Da im Allgemeinen die Protonenzerfallsrate höher ist als die Protoneneinfangrate, ist diese Gleichgewichtshäufigkeit in der Regel klein. Dennoch sind weitere Protoneneinfänge an dieser Gleichgewichtshäufigkeit möglich. Dies kann ein relativ effektiver Prozess sein, wenn das dem protonenungebundenen Kern folgende Isoton wieder protonengebunden ist. Dies ist auf Grund der gerade-ungerade Effekte im Verlauf der Protoneninstabilitätsgrenze häufig der Fall (siehe z.B. Abb. 5.1). Eine solche Reaktionskette fällt unter die Kategorie der 2p-Einfangreaktionen [41]. Ganz allgemein versteht man darunter die Produktion eines Kernes $(Z + 2, N)$ durch doppelten Protoneneinfang am Targetkern (Z, N) , wenn Targetkern (Z, N) und der mittlere Kern $(Z + 1, N)$ im thermischen Gleichgewicht sind. Wie unten gezeigt werden wird, hängt die 2p-Einfangreaktionsrate grundsätzlich anders von Temperatur und Dichte ab als eine normale Kette von zwei aufeinanderfolgenden Protoneneinfängen. 2p-Einfangreaktionen, in denen Kern (Z, N) und Kern $(Z + 1, N)$ über Photodisintegration an Kern $(Z + 1, N)$ ins Gleichgewicht gebracht werden, wurden bereits früher im Falle von leichten Kernen ($A \leq 40$) diskutiert [41]. Hier soll nun dieses Konzept auf Fälle angewendet werden, in denen Kern (Z, N) und Kern $(Z + 1, N)$ über den Protonenzerfall des mittleren Kernes $(Z + 1, N)$ ins Gleichgewicht gebracht werden. Außerdem wird in dieser Arbeit der in [41] beschriebene Formalismus auf thermisch angeregte Zustände in den beteiligten Kernen erweitert.

Im Folgenden wird die Berechnung der 2p-Einfangreaktion an einem Kern (Z, N) beschrieben. Dabei wird angenommen, dass Kern $(Z + 1, N)$ (Zwischenkern) protonenungebunden und Kern $(Z + 2, N)$ (Endkern) protonengebunden ist. Die 2p-Einfangreaktion kann als Protoneneinfang am Zwischenkern $(Z + 1, N)$ beschrieben werden, welcher durch resonante Protonenstreuung an Kern (Z, N) produziert wird. Nur Protonen mit einer thermischen Energie oberhalb der Reaktionsschwelle (die negative Protonenbindungsenergie des protonenungebundenen Kernes) können an diesem Prozess teilnehmen. Die zeitliche Änderung der Häufigkeit $Y_\nu(Z + 1, N)$ des Kernes $(Z + 1, N)$ im Zustand ν kann mit Hilfe der Raten der möglichen Produktions- und Zerstörungsprozesse ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \frac{dY_\nu(Z + 1, N)}{dt} &= Y(Z, N)Y_p\rho N_A \langle p, p \rangle_\nu - Y_\nu(Z + 1, N)\lambda_p^\nu \\ &\quad - Y_\nu(Z + 1, N)\lambda_\beta^\nu - Y_\nu(Z + 1, N)Y_p\rho N_A \langle p, \gamma \rangle_\nu . \end{aligned} \quad (5.34)$$

Die Reaktionsraten auf der rechten Seite der Gleichung sind die spontane Protonenzerfallsrate vom Zustand ν , λ_p^ν , die β -Zerfallsrate vom Zustand ν , λ_β^ν , die Pro-

duktionsrate über resonante Protonenstreuung am protonengebundenen Kern (Z, N) , $\rho N_A \langle p, p \rangle_\nu$ und die Vernichtungsrate über Protoneneinfang am protonenungebundenen Kern $(Z + 1, N)$, $\rho N_A \langle p, \gamma \rangle_\nu$. Y_p ist die Protonenhäufigkeit, während $\langle p, p \rangle$ und $\langle p, \gamma \rangle$ die stellaren Reaktionsraten $\langle \sigma v \rangle$ für Protonenstreuung bzw. Protoneneinfang darstellen. γ -Zerfälle und γ -Anregungen (und damit auch photoinduzierte Protonenzerfälle) des Zustandes ν sind implizit berücksichtigt, da sie das gleiche thermische Gleichgewicht für die Population der Zustände ν aufrechterhalten wie die resonante Protonenstreuung.

Per Definition ist in 2p-Einfangreaktionen der Protonenzerfall des Zwischenkerns $(Z + 1, N)$ schneller als der Protoneneinfang oder der β -Zerfall am selben Kern. Dann stellt sich innerhalb einer sehr kurzen Zeit von der Größenordnung der Protonenzerfallszeit eine Gleichgewichtshäufigkeit des Zwischenkerns $(Z + 1, N)$ ein. Die Gleichgewichtshäufigkeit $Y_\nu(Z + 1, N)$ im Zustand ν ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung $dY_\nu(Z + 1, N)/dt = 0$ und mit Gl. 5.34 unter Vernachlässigung von Protoneneinfang und β -Zerfall als

$$Y_\nu(Z + 1, N) = \rho Y(Z, N) Y_p \frac{N_A \langle p, p \rangle_\nu}{\lambda_p^\nu}. \quad (5.35)$$

Wie bereits früher festgestellt wurde [41, 113], wird dann die absolute Reaktionsrate r (in Anzahl von Reaktionen pro Zeiteinheit) für 2p-Einfang durch die Protoneneinfangrate an dieser Gleichgewichtshäufigkeit bestimmt. Hier wird jedoch auch über angeregten Zustände ν im Kern $(Z + 1, N)$ summiert:

$$r = \sum_\nu \rho^2 N_A^2 Y_\nu(Z + 1, N) Y_p \langle p, \gamma \rangle_\nu. \quad (5.36)$$

Wenn man die astrophysikalische 2p-Einfangrate $N_A^2 \langle 2p, \gamma \rangle$ wie üblich definiert, indem man r als

$$r = \frac{1}{2} \rho^3 N_A^3 Y(Z, N) Y_p^2 \langle 2p, \gamma \rangle \quad (5.37)$$

schreibt, erhält man aus der Kombination von Gl. 5.36 und Gl. 5.37 für die 2p-Einfangrate

$$N_A^2 \langle 2p, \gamma \rangle = \sum_\nu 2 N_A^2 \frac{\langle p, p \rangle_\nu \langle p, \gamma \rangle_\nu}{\lambda_p^\nu}. \quad (5.38)$$

Der protonenungebundene Kern wird über resonante Protonenstreuung $\langle p, p \rangle_\nu$ am Kern (Z, N) produziert. Um die Reaktionsrate in einem stellaren Plasma zu berechnen, müssen thermisch angeregte Zustände im Targetkern mitberücksichtigt werden. Die Produktionsrate des Kernes $(Z + 1, N)$ im Zustand ν durch resonante Protonenstreuung am Targetkern im Zustand δ ergibt sich nach [41] aus

$$\langle p, p \rangle_{\delta\nu} = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{\frac{3}{2}} \hbar^2 \frac{2J_\nu + 1}{(2J_p + 1)(2J_\delta + 1)} \cdot \nu_p^\delta \exp\left(-\frac{E_{\delta\nu}}{kT}\right). \quad (5.39)$$

Hier ist J_p der Protonenspin, μ die reduzierte Masse im Eingangskanal, ν_p^δ die Breite des Zustands ν für den Protonenzerfall in den Tochterzustand δ und $E_{\delta\nu}$ die Energiedifferenz zwischen dem Kern $(Z + 1, N)$ im Zustand ν und dem Kern (Z, N) im Zustand

δ . $E_{\delta\nu}$ kann mit Hilfe des (negativen) Q-Wertes für Protoneneinfang am Kern (Z, N) und der Anregungsenergien der Zustände δ und ν , E_x^δ und E_x^ν ausgedrückt werden:

$$E_{\delta\nu} = -Q_{(p,\gamma)(Z,N)} + E_x^\nu - E_x^\delta. \quad (5.40)$$

Die Protonenzerfallsrate des Kerns $(Z + 1, N)$ im Zustand ν , $\lambda_{p\nu}$ in Gl. 5.38, kann unter Verwendung der Protonenbreiten für den Zerfall in die erreichbaren Zustände δ des Kernes (Z, N) geschrieben werden als

$$\lambda_p^\nu = \sum_\delta \frac{\nu\delta}{\hbar}. \quad (5.41)$$

Wenn man Gl. 5.39 und Gl. 5.41 in Gl. 5.38 einsetzt, erhält man für die 2p-Einfangrate an einem Targetkern im Zustand δ :

$$N_A^2 \langle 2p, \gamma \rangle_\delta = 2N_A^2 \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{\frac{3}{2}} \hbar^3 \cdot \sum_\nu \frac{2J_\nu + 1}{(2J_p + 1)(2J_\delta + 1)} \frac{\nu\delta}{\sum_{\delta', \nu\delta'} \nu\delta'} \exp\left(-\frac{E_{\nu\delta}}{kT}\right) \langle p, \gamma \rangle_\nu. \quad (5.42)$$

Im stellaren Plasma sind die angeregten Zustände des Targetkernes thermisch bevölkert und die 2p-Einfangrate ergibt sich daher zu

$$N_A^2 \langle 2p, \gamma \rangle = N_A^2 \frac{\sum_\delta (2J_\delta + 1) \langle 2p, \gamma \rangle_\delta \exp\left(-\frac{E_x^\delta}{kT}\right)}{\sum_\delta (2J_\delta + 1) \exp\left(-\frac{E_x^\delta}{kT}\right)}, \quad (5.43)$$

wobei E_x^δ die Anregungsenergie des Zustandes δ ist. Wenn Gl. 5.42 und Gl. 5.40 eingesetzt werden, erhält man schließlich für die stellare 2p-Einfangrate

$$N_A^2 \langle 2p, \gamma \rangle = 2N_A^2 \left(\frac{2\pi\hbar^2}{\mu kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{G_{(Z+1,N)}}{(2J_p + 1)G_{(Z,N)}} \exp\left(\frac{Q_{(p,\gamma)(Z,N)}}{kT}\right) \langle p, \gamma \rangle, \quad (5.44)$$

wobei $\langle p, \gamma \rangle$ die stellare Protoneneinfangrate am im thermischen Gleichgewicht befindlichen Kern $(Z+1, N)$ ist. In Gl. 5.44 wurden die Zustandsfunktionen G benutzt, wie sie in Gl. 5.32 definiert sind.

Gl. 5.44 hängt nicht von den Protonenbreiten der beteiligten Zustände ab und demonstriert die Gültigkeit der Saha-Gleichung in diesem Fall. Bemerkenswert ist auch, dass man für einen positiven Q-Wert für Protoneneinfang am Kern (Z, N) , sowie einem (p,γ) - (γ,p) Gleichgewicht zwischen Kern (Z, N) und $(Z + 1, N)$ eine identische Beziehung erhält, wenn man das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts verwendet. Gl. 5.44 gilt daher für negative und positive Q-Werte gleichermaßen. Die einzige Voraussetzung ist, dass Protonenzerfall bzw. (γ,p) -Photodisintegration der dominierende Zerstörungsmechanismus des Zwischenkerns ist.

Die Protoneneinfangrate am protonenungebundenen Kern $N_A < p, \gamma >$ in Gl. 5.44 kann mit dem Hauser-Feshbach-Modell wie in Kapitel 5.1.2 beschrieben berechnet werden.

Die inverse 2p-Einfangrate (photoinduzierter 2p-Zerfall) ist für die oben gemachten Voraussetzungen gegeben durch die (γ, p) -Rate am Endkern. Die Rate $\lambda_{i(\gamma, 2p)}$ der inversen 2p-Einfangreaktion $i(\gamma, 2p)k$ über den protonenungebundenen Zwischenkern j kann mit Hilfe der Vorwärtsrate $< 2p, \gamma >$ unter Benutzung von Gl. 5.44 und Gl. 5.31 geschrieben werden als

$$\lambda_{(\gamma, 2p)} = \left[\left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^2 (\mu_k \mu_i)^{\frac{3}{2}} \frac{(2J_p + 1)^2 G_k}{G_i} \exp \left(-\frac{Q_{k(p,\gamma)} + Q_{j(p,\gamma)}}{kT} \right) \frac{1}{2} < 2p, \gamma > . \quad (5.45)$$

μ_k und μ_i sind die reduzierten Massen für ein Proton und den Kern k bzw. i . Gl. 5.45 hat Ähnlichkeit mit Gl. 5.31 für einfachen Protoneneinfang und drückt das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts für 2p-Einfangreaktionen aus.

5.1.5 Raten für β -Zerfälle

Ein wichtiger Parameter in rp-Prozessrechnungen sind die β^+ -Halbwertszeiten der neutronenarmen Kerne. Während für leichtere Kerne ($Z \leq 34$) die relevanten Halbwertszeiten meist experimentell bekannt sind, muss man für β -Zerfallsraten schwererer neutronenarmer Kerne in vielen Fällen auf theoretische Daten zurückgreifen. Zudem können bei den hohen Temperaturen im stellaren Plasma unter Umständen auch Zerfälle von thermisch angeregten Zuständen im Elternkern eine Rolle spielen, so dass sich Unterschiede zwischen stellaren und terrestrischen β -Zerfallsraten ergeben, die ebenfalls theoretisch berechnet werden müssen. Solche Unterschiede ergeben sich auch, wenn die terrestrische Halbwertszeit eine Elektroneneinfang-Komponente hat, die für die vollständig ionisierten Kerne im stellaren Plasma fehlt. Elektroneneinfang aus dem Kontinuum spielt bei den Dichten der hier betrachteten Szenarien (höchstens etwa 10^6 g/cm^3) in der Regel noch keine Rolle.

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie theoretische β -Zerfallszeiten bestimmt werden können. Für die neutronenarmen Kerne bis $Z = 30$ und $A = 60$ stehen die Tabellen von Fuller, Fowler und Newman [71, 73, 72] zur Verfügung, die auch Änderungen der Zerfallsraten im stellaren Plasma als Funktion von Temperatur und Dichte berücksichtigen.

Die für den rp-Prozess wichtigen schwereren neutronenarmen Kerne sind weit entfernt vom Stabilitätstal und haben daher typischerweise sehr hohe Q-Werte für den β -Zerfall. Dadurch werden β -Zerfälle von erlaubten Gamow-Teller-Übergängen dominiert. Für sehr neutronenarme Kerne mit $Z > N$ muss im Prinzip der übererlaubte Fermiübergang in den isobaren Analogzustand (IAS) berücksichtigt werden. Die IAS-Energien sind in der Regel jedoch so hoch, dass auf Grund des niedrigeren Q-Wertes und des damit verbundenen reduzierten Phasenraumes die Fermi-Zerfallsraten dennoch kleiner sind als die Raten für Gamow-Teller-Übergänge.

Im Folgenden beschränke ich mich zunächst auf die Beschreibung der Gamow-Teller-Zerfallsrate vom Grundzustand des Elternkerns in die Zustände des Tochterkerns, die mit Hilfe der β -Stärke S_β als Funktion der Anregungsenergie E ausgedrückt werden kann:

$$\lambda_i = \frac{G_v^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} g_A^2 \int_0^{Q_\beta} S_\beta(E) f_0(Z, Q_\beta - E) dE. \quad (5.46)$$

In Gl. 5.46 ist G_v die Vektorkopplungskonstante, g_A das Verhältnis von Axialvektorkopplungskonstante zu G_v und $f_0(Z, Q_\beta - E)$ die Fermifunktion. Die β -Stärkefunktion beschreibt die Energieabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit. Sie kann mit der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E, J, \pi)$ zu einem Endzustand mit der Anregungsenergie E , dem Spin J und der Parität π , gewichtet mit der entsprechenden Zustandsdichte, geschrieben werden als

$$S_\beta(E) = \sum_{J, \pi} B(E, J, \pi) \rho(E, J, \pi). \quad (5.47)$$

In dieser Definition entspricht $B(E, J, \pi)$ dem reduzierten Übergangsmatrixelement.

In dieser Arbeit wurden Gamow-Teller-Stärkefunktionen auf zwei Arten berechnet. Für die meisten Kerne wurde die Quasiteilchen-Zufallsphasen-Näherung (Quasiparticle random phase approximation - QRPA) verwendet. Die theoretische Basis des dafür verwendeten Programmes [114] sowie die Modellparameter sind identisch zum FRDM (1992)-Modell und detailliert in Ref. [115, 116] diskutiert. Wie in den meisten anderen Modellen wird auch bei der hier angewandten Methode angenommen, dass sich die Kernform beim Übergang vom Elternkern in den Tochterkern nicht ändert. Wie in Kapitel 5.1.1.2 gezeigt wurde, ist jedoch gerade die für diese Arbeit wichtige Kernregion $34 \leq Z \leq 42$, $N \approx Z$ durch drastische Kernformänderungen entlang von Isotopen und auch Isobaren charakterisiert. Diese Fälle und auch Kernform-Koexistenz, wie sie im Zusammenhang mit der Berechnung von β -Zerfallszeiten von Ryde [117] diskutiert wurden, können zwar mit dem QRPA-Programm in Einzelfällen simuliert werden, eine selbstkonsistente globale Beschreibung ist jedoch nicht möglich. Dennoch ist die in dieser Arbeit benutzte QRPA eines der besten im Augenblick verfügbaren globalen Modelle zur Berechnung von β -Stärkefunktionen. Im Gegensatz zu anderen Modellen hat sie darüber hinaus den großen Vorteil, dass sie auf den gleichen theoretischen Konzepten (z.B. Einteilchenpotential, Paarungskorrektur und Schalenkorrektur) wie das FRDM (1992)-Modell zur Vorhersage der Kernmassen beruht. Zusammen mit dem FRDM (1992)-Modell stellt das in dieser Arbeit benutzte QRPA-Programm daher eine vereinheitlichte Methode da, alle relevanten kernphysikalischen Parameter in einer selbstkonsistenten Weise zu berechnen.

Für einige Kerne nahe der $N = Z$ Linie haben Herndl und Brown 1997 [119] die Gamow-Teller-Stärke mit dem Schalenmodellprogramm OXBASH [118] berechnet. Die Rechnungen im Massenbereich $84 \leq A \leq 100$ basieren auf einem Modellraum, der aus einem inerten ^{88}Sr Kern sowie Protonen- und Neutronenlöchern in den $2p_{1/2}$ - und $1g_{9/2}$ -Unterschalen besteht. Im Prinzip deckt dieser Modellraum den gesamten Bereich von ^{76}Sr bis ^{100}Sn ab. In der unteren Hälfte dieses Massenbereiches kann jedoch der Einfluss der $1f_{5/2}$ - und $2p_{3/2}$ -Unterschalen nicht vernachlässigt werden. Die

Schalenmodellrechnungen wurden deshalb auf den Bereich $A \geq 84$ beschränkt. Für diesen Bereich werden in der Regel nur schwache Kerndeformationen vorhergesagt, so dass keine wesentlichen Beiträge der höher liegenden $\pi 1g_{7/2}$ - und $\nu 2d_{5/2}$ -Unterschalen zu erwarten sind. Die höher liegenden Unterschalen können jedoch den Hamilton-Operator und den Gamow-Teller-Operator renormalisieren. Für die Berechnungen der Gamow-Teller-Stärken wurde die „ $T = 0$ fit“-Wechselwirkung wie in [120] sowie der freie Gamow-Teller-Operator verwendet. Zur Berechnung der Halbwertszeiten für β -Zerfälle wurden alle möglichen erlaubten Gamow-Teller-Übergänge berücksichtigt. Die benutzten Wechselwirkungen wurden an die Anregungsspektren einiger experimentell bekannter Kerne angepasst. Die Anwendung der beschriebenen Schalenmodellrechnungen auf sehr neutronenarme Kerne stellt daher eine Extrapolation dar. Für weitere Details siehe [119].

Als Beispiel zeigt Abb. 5.18 die mit der QRPA berechneten Gamow-Teller-Stärken als Funktion der Anregungsenergie im Tochterkern für die gerade-gerade-Kerne ^{76}Sr , ^{80}Zr , ^{84}Mo , ^{88}Ru , ^{92}Pd und ^{96}Cd . Für die drei letzteren Kerne sind auch Schalenmodellrechnungen mit OXBASH durchführbar und die resultierenden Gamow-Teller-Stärkefunktionen sind zum Vergleich in Abb. 5.19 gezeigt. In allen Fällen wurden die Q-Werte und, im Falle der QRPA-Rechnungen, auch die Deformationsparameter mit dem FRDM (1992)-Modell berechnet. Die mit dem Schalenmodell und mit der QRPA berechneten Stärkefunktionen sind für die niedrigen Anregungsenergien, die für die Berechnung der Halbwertszeiten eine Rolle spielen, sehr ähnlich. Im Falle des Zerfalls von ^{96}Cd ist die mit der QRPA berechnete Gamow-Teller-Stärke bei niedrigen Energien etwas ausgedehnter. Die Gamow-Teller-Riesenresonanz, die in den QRPA-Resultaten bei höheren Anregungsenergien erkennbar wird, fehlt in den Rechnungen mit dem Schalenmodell, da sie auf $1g_{9/2}$ und $1g_{7/2}$ Anregungen beruht, die nicht im Modellraum des Schalenmodells enthalten sind. Um die Abhängigkeit der β -Stärkefunktion von der Kerndeformation zu untersuchen, wurden QRPA-Rechnungen für verschiedene Grundzustandsdeformationen durchgeführt. Abb. 5.20 zeigt die β -Stärkefunktion für den Zerfall von ^{80}Zr für einen sphärischen Kern sowie für einen Quadrupol-Deformationsparameter $\epsilon_2 = -0.383$, der einer oblaten Deformation statt der vorhergesagten prolaten Kernform entspricht. Die beiden Deformationsparameter ϵ_4 und ϵ_6 blieben dabei unverändert. Im Vergleich zwischen den Rechnungen mit sphärischem und mit stark deformiertem Kern werden große Unterschiede deutlich. Im Falle eines prolat oder oblat deformierten Kerns entfällt mehr Stärke auf Übergänge zu höher angeregten Zuständen und die Stärke ist generell über einen weiteren Energiebereich verteilt.

Da die Fermifunktion $f_0(Z, Q_\beta - E)$ in Gl. 5.46 stark von der Anregungsenergie abhängt,

$$f_0(Z, Q_\beta - E) \propto (Q_\beta - E)^5, \quad (5.48)$$

wird die β -Zerfallsrate von Übergängen in den Grundzustand oder in Zustände niedriger Anregungsenergie (typischerweise unterhalb von 2–3 MeV) dominiert. Gl. 5.46 und Gl. 5.48 zeigen auch die starke Q-Wertabhängigkeit von Berechnungen der β -Zerfallsraten. In allen hier diskutierten Fällen sind für Kerne, für die β -Zerfallsraten berechnet werden müssen, auch die Q-Werte experimentell unbekannt. Um zu unter-

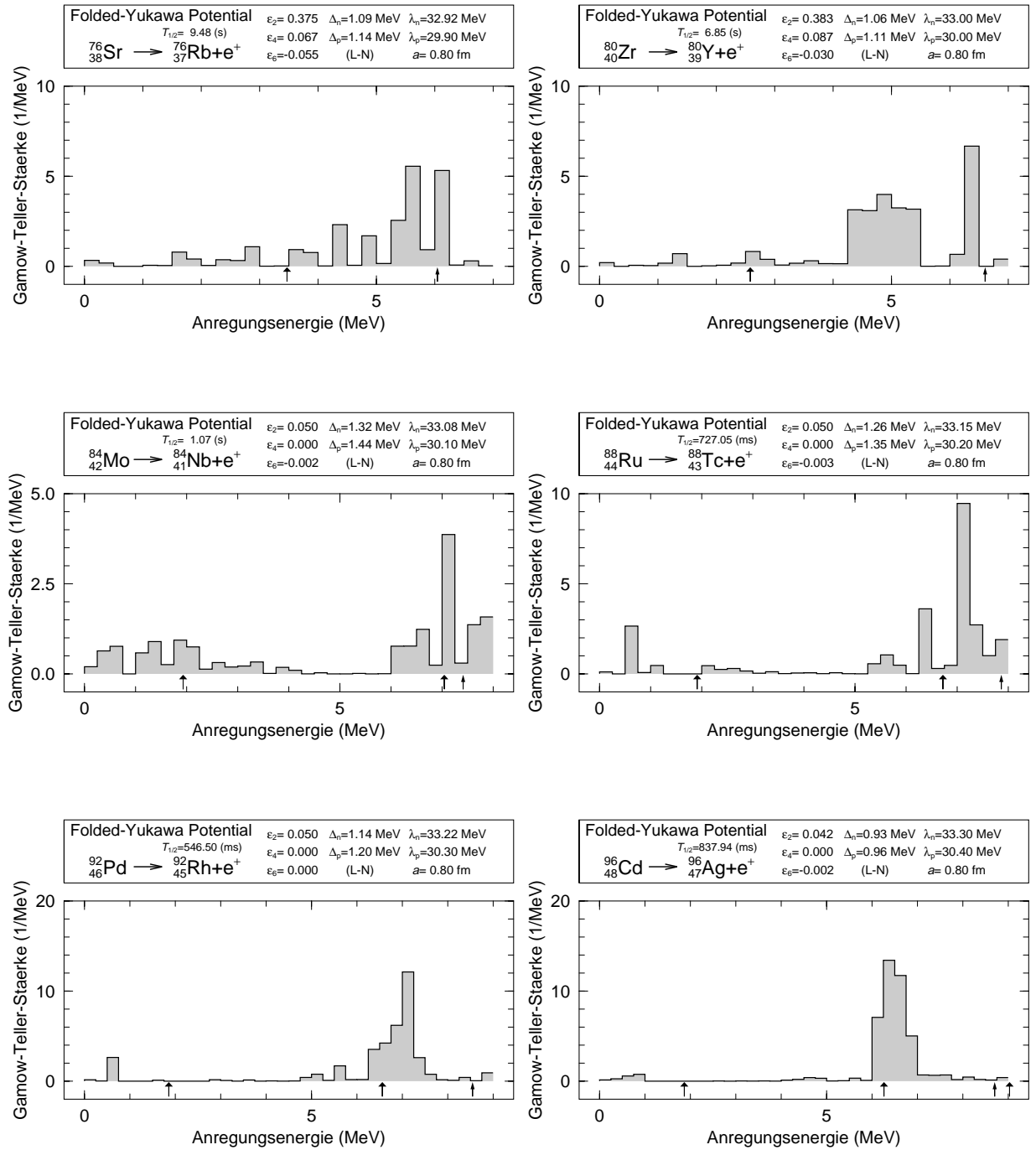


Abbildung 5.18: Die mit der QRPA-Methode berechnete Gamow-Teller-Stärkefunktion für die β -Zerfälle von ${}^{76}\text{Sr}$, ${}^{80}\text{Zr}$, ${}^{84}\text{Mo}$, ${}^{88}\text{Ru}$, ${}^{92}\text{Pd}$ und ${}^{96}\text{Cd}$. Die Stärke ist in Gl. 5.46 und 5.47 definiert, in 0.25 MeV Intervallen summiert und pro MeV angegeben. Q-Werte und Deformationsparameter stammen vom FRDM (1992)-Modell.

suchen, wie sich Unsicherheiten in den Vorhersagen von Kernformen und Kernmassen auf die Berechnungen der Halbwertszeiten auswirken, wurden die Rechnungen für einige Kerne für einen weiten Bereich von Deformationen und Q-Werten durchgeführt. Abb. 5.21 zeigt die mit der QRPA berechnete Halbwertszeit der gerade-gerade $N = Z$

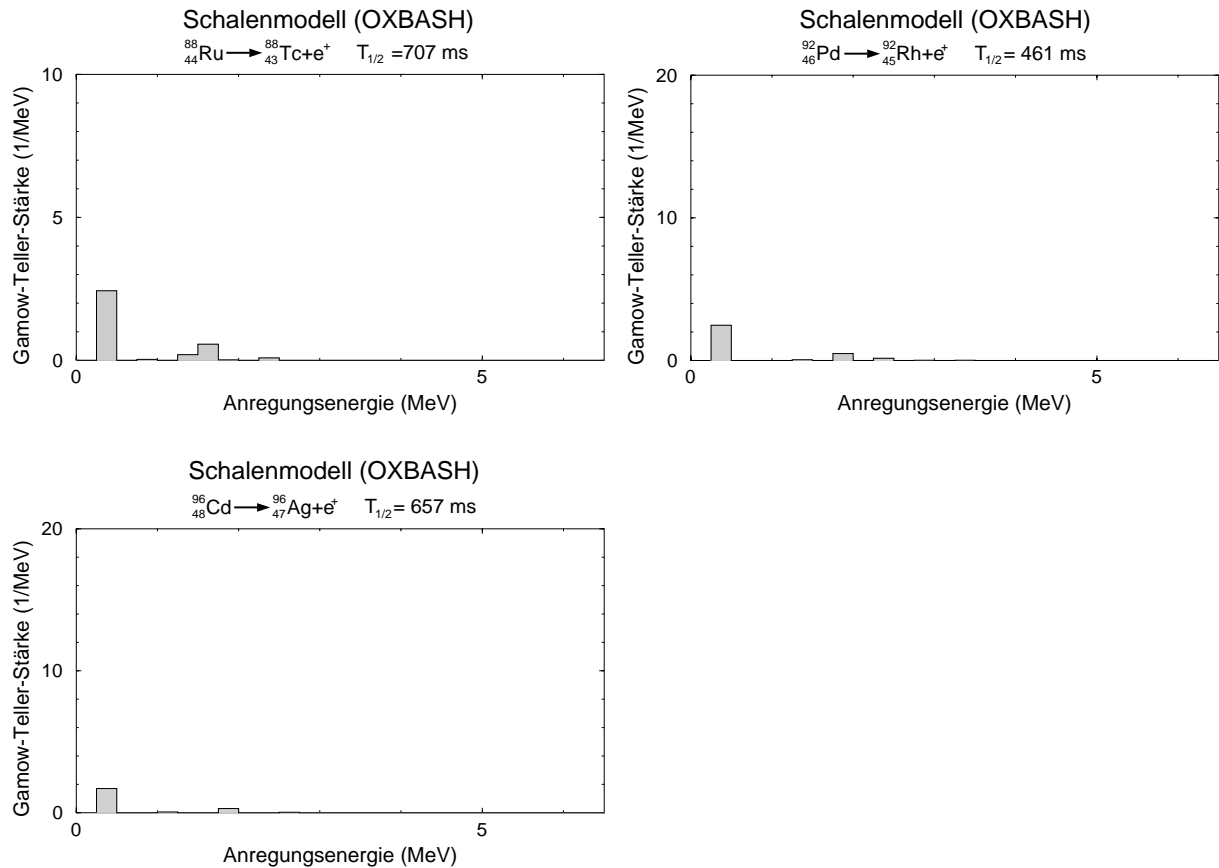


Abbildung 5.19: Mit dem Schalenmodellprogramm OXBASH berechnete Stärkefunktionen für die β -Zerfälle von ^{88}Ru , ^{92}Pd und ^{96}Cd . Die Stärke ist in Gl. 5.46 und 5.47 definiert, in 0.25 MeV Intervallen summiert und pro MeV angegeben. Q-Werte und Deformationsparameter stammen vom FRDM (1992)-Modell. Die Achsenskalierung ist die Gleiche wie in Abb. 5.18.

Kerne ^{80}Zr und ^{84}Mo als Funktion der Kerndeformation. Die Halbwertszeiten variieren typischerweise um etwa einen Faktor 3. Dies ist in Übereinstimmung mit einer früheren Untersuchung von β -Zerfallsraten im Massenbereich $A = 68\text{--}82$ [121]. Im Falle von ^{80}Zr ist die ϵ_2 -Abhängigkeit in der Nähe des vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Wertes recht steil. Die berechnete ^{80}Zr -Halbwertszeit hängt daher sehr empfindlich vom genauen Wert des Deformationsparameters ab. Fig. 5.22 zeigt die mit der QRPA berechneten Halbwertszeiten von ^{80}Zr und ^{92}Pd als Funktion des angenommenen Q-Wertes für den β -Zerfall. Über den Bereich der von den verschiedenen Modellen vorhergesagten Q-Werte variieren die Resultate im Falle von ^{92}Pd um einen Faktor 2, im Falle von ^{80}Zr sogar um einen Faktor 5. Dies macht deutlich, wie wichtig präzise Kernmassen auch für die Berechnung von β -Zerfallsraten sind. Die Rechnungen mit dem Schalenmodell weisen ähnliche Abhängigkeiten vom Q-Wert auf.

Abb. 5.23 zeigt die mit der QRPA und mit dem Schalenmodell berechneten Halbwertszeiten für die besonders wichtigen Isotope mit geradem Z von $Z = 38$ bis $Z = 48$ als Funktionen der Massenzahl. Zum Vergleich zeigt Abb. 5.23 auch die Ergebnisse früherer Rechnungen in diesem Massenbereich [121, 122]. Diese früheren Rechnungen

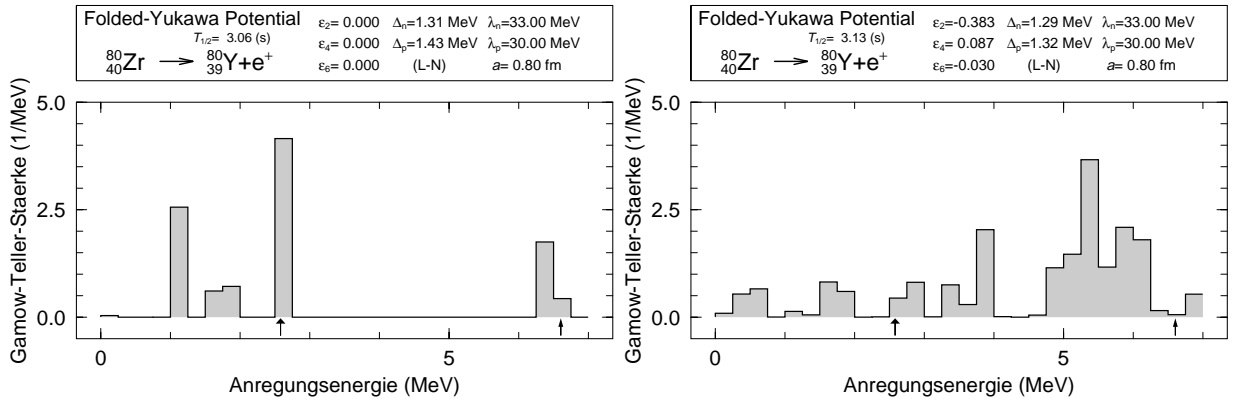


Abbildung 5.20: Die mit der QRPA-Methode für verschiedene Deformationen berechnete Gamow-Teller-Stärkefunktion des β -Zerfalls von ^{80}Zr . Gezeigt werden die Ergebnisse für einen sphärischen Kern ($\epsilon_2 = \epsilon_4 = \epsilon_6 = 0$) sowie für eine negative Quadrupoldeformation an Stelle des vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten positiven Wertes. Die Stärkefunktion für die vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Deformationsparameter ist in Abb. 5.18 gezeigt.

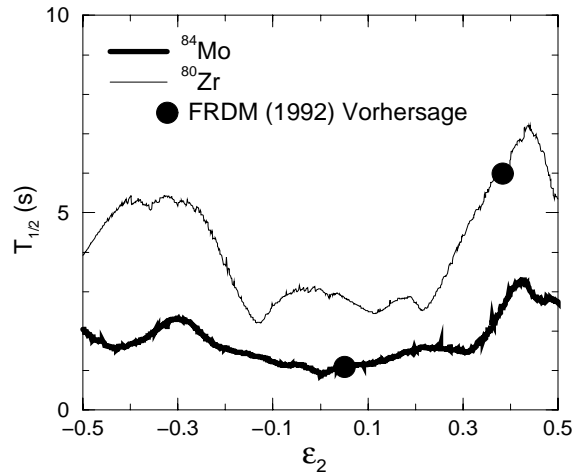


Abbildung 5.21: Die mit der QRPA-Methode berechnete Halbwertszeit für den β -Zerfall von ^{80}Zr und ^{84}Mo als Funktion des Quadrupol-Deformationsparameters ϵ_2 . Diese Rechnungen wurden mit einer auf Nielssonpotentialen basierenden Version des QRPA-Programmes durchgeführt. Die vom FRDM (1992) vorhergesagte Quadrupoldeformation ist ebenfalls angegeben. Die Rechnungen basieren auf dem vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Q-Wert.

basieren ebenfalls auf der QRPA, benutzen jedoch einfachere Nielssonpotentiale und behandeln Paarungseffekte in der BCS-Näherung, was in der Nähe abgeschlossener Schalen problematisch sein kann [115]. Alle gezeigten Vorhersagen basieren auf den Q_β -Werten des FRDM (1992)-Modells (siehe Kapitel 5.1.1). Alles in allem stimmen die Vorhersagen im Rahmen der Unsicherheiten überein.

Zum Vergleich zeigt Abb. 5.23 auch die verfügbaren experimentellen Daten. Da die

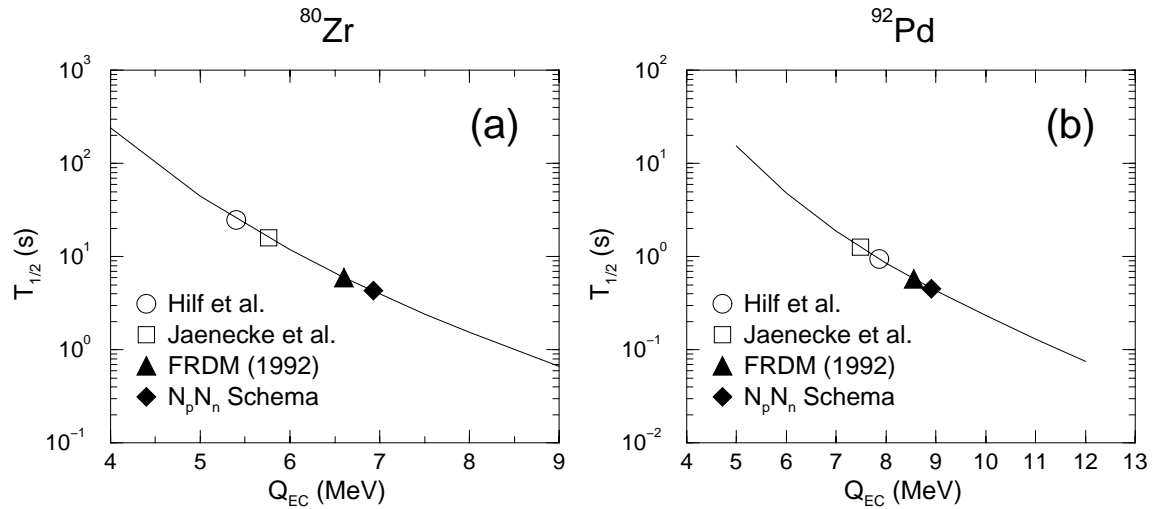


Abbildung 5.22: Die mit der QRPA-Methode berechneten Halbwertszeiten für den Zerfall von (a) ^{80}Zr und von (b) ^{92}Pd als Funktion des experimentell unbekanntes Q -Wertes für Elektroneneinfang Q_{EC} . Die von den verschiedenen Modellen vorhergesagten Q_{EC} -Werte sind markiert.

theoretischen Modelle nur erlaubte Gamow-Teller-Übergänge berücksichtigen, sollte der Vergleich auf kurzlebige Kerne mit Halbwertszeiten von weniger als 100 s beschränkt werden. Die QRPA-Resultate weichen im Mittel um einen Faktor 5.5 von den experimentellen Werten ab. Das Schalenmodell führt hier zu einer deutlichen Verbesserung mit einer mittleren Abweichung von einem Faktor 2.7. Für die Untergruppe von Kernen, für die Schalenmodellrechnungen existieren, zeigt das QRPA-Modell sogar eine etwas höhere mittlere Abweichung von einem Faktor 5.9. Die Tatsache, dass es sich dabei um nur schwach deformierte Kerne handelt, weist darauf hin, dass die Beschreibung von Kerndeformationen keine wesentliche Ursache für die Unsicherheiten in den QRPA-Rechnungen ist. In jedem Fall wäre eine Ausdehnung der Schalenmodellrechnungen auf alle Kerne sehr wünschenswert.

Die Berechnung von β -Zerfallsraten in Szenarien mit hohen Temperaturen erfordert die Berücksichtigung des β -Zerfalls von thermisch angeregten Zuständen, die im Vergleich zum Grundzustand unterschiedliche Halbwertszeiten aufweisen können. Die β -Zerfallsrate als Funktion der Temperatur $\lambda(T)$ kann dann mit Hilfe der Zerfallsraten von angeregten Zuständen λ_i und der entsprechenden Anregungsenergie E_i ausgedrückt werden:

$$\lambda(T) = \frac{\sum_i \lambda_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}{\sum_i^{E_i < S_p} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}. \quad (5.49)$$

Wegen des exponentiellen Terms genügt es für die in dieser Arbeit diskutierten relativ niedrigen Temperaturen (bis zu $kT = 300$ keV), über einige wenige tiefliegende Zustände zu summieren. Der Einfluss von β -Zerfällen thermisch angeregter Niveaus wurde anhand der für den rp-Prozess besonders wichtigen gerade-gerade $N = Z$

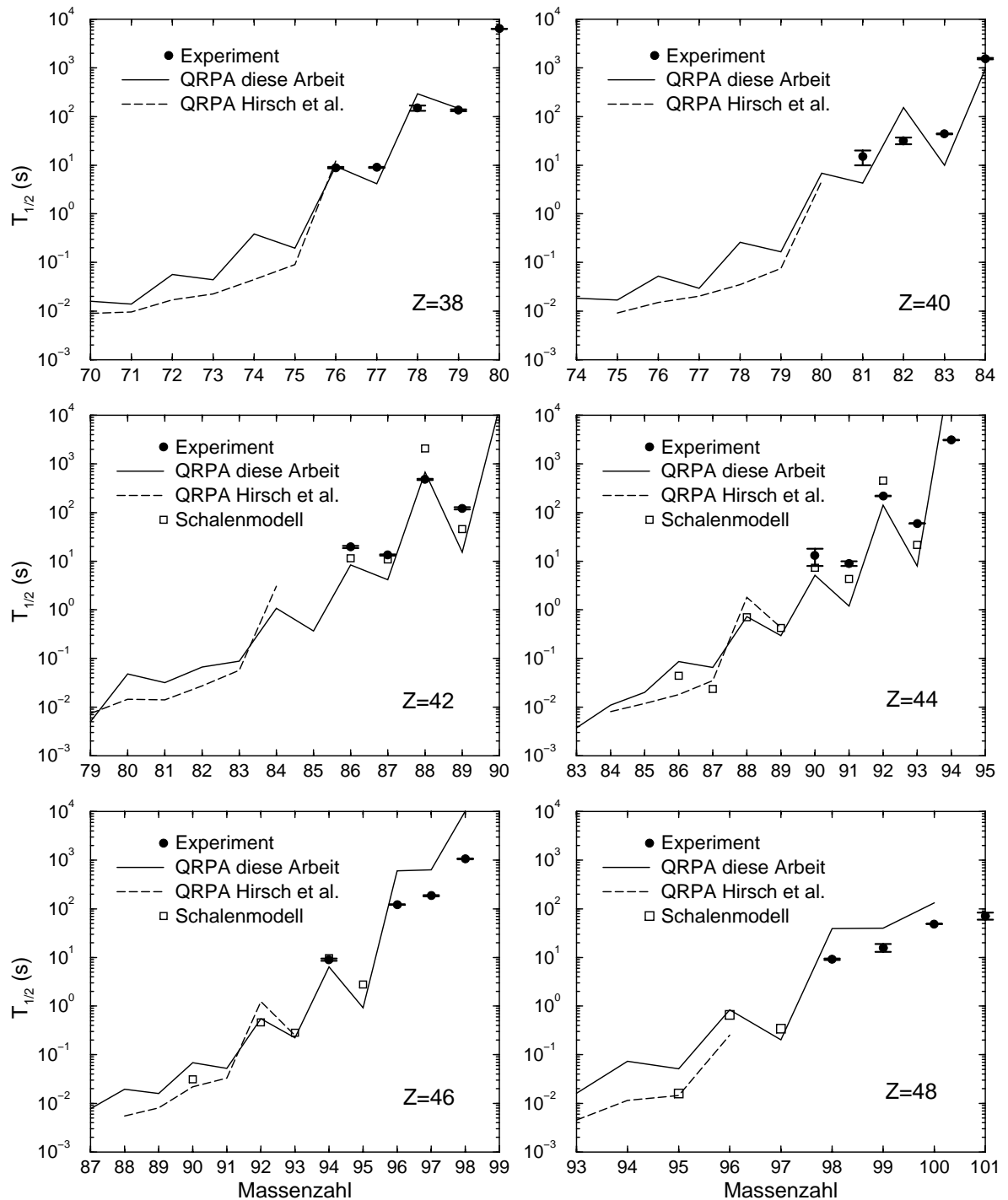


Abbildung 5.23: Die experimentellen und mit den verschiedenen theoretischen Modellen erhaltenen Halbwertszeiten für die β -Zerfälle der Kerne mit $Z = 38, 40, 42, 44, 46$ und 48 als Funktionen der Massenzahl.

Kerne, die in Tab. 5.1 aufgelistet sind, untersucht. Für diese Kerne spielt nur die

Tabelle 5.1: Die Halbwertszeiten für β -Zerfall vom Grundzustand ($T_{1/2}$ g.Z.) und vom ersten angeregten 2^+ -Zustand ($T_{1/2}$ 2^+) in gerade-gerade-Kernen. Die Anregungsenergie $E(2^+)$ des ersten angeregten 2^+ -Zustandes ist ebenfalls angegeben. Gezeigt sind die verfügbaren experimentellen Daten (exp.) sowie die Ergebnisse von Schalenmodellrechnungen mit dem Programm OXBASH (SM), von QRPA-Rechnungen und von der Anwendung des $N_p N_n$ -Korrelationsschemas. Die mit dem Schalenmodell berechnete Halbwertszeit von ^{84}Mo ist sehr unsicher, da dieser Kern stark deformiert ist. Im Reaktionsnetzwerk wurden, wenn keine experimentellen Werte vorhanden sind, die Schalenmodellrechnungen verwendet. Nur wenn auch diese nicht verfügbar waren, wurden die QRPA-Daten benutzt.

Isotope	$T_{1/2}$ g.Z. (s)			$T_{1/2}$ 2^+ (s)	$E(2^+)$ (keV)		
	exp.	SM	QRPA		SM	exp.	$N_p N_n$
^{64}Ge	63.7(25)			12	902[123, 124, 91]	938	838
^{68}Se	35.5(7)			9.7	854[91]	776	727
^{72}Kr	17.2(3)			5.2	709.1 [100]	548	832
^{76}Sr	8.9(3)		9.5		260.9 [91]	254	
^{80}Zr			6.9		290[94]	254	
^{84}Mo		1.2	1.1	0.71	443.8 [125]	548	1041
^{88}Ru		0.71	0.73	0.45		776	961
^{92}Pd		0.46	0.55	0.30		938	929
^{96}Cd		0.66	0.84	0.40		1036	940

Bevölkerung des ersten angeregten 2^+ Zustands eine Rolle. Die experimentell bekannten Energien der niedrigsten 2^+ Zustände ($E(2^+)$) sind ebenfalls in Tab. 5.1 angegeben. Falls keine experimentellen $E(2^+)$ -Werte verfügbar sind, können die Anregungsenergien mit Hilfe eines Valenznukleon-Korrelationsschemas berechnet werden. Dabei nutzt man aus, dass der erste angeregte 2^+ Zustand Teil der Rotationsbande des Grundzustands ist und seine Energie daher mit der Kerndeformation und damit mit dem Produkt aus Valenzneutronen und Valenzprotonen $N_p N_n$ korreliert ist (siehe auch Kap. 5.1.1.2). Abb. 5.24 zeigt die experimentell bekannten Anregungsenergien der ersten 2^+ Zustände in den gerade-gerade-Kernen im Bereich $28 \leq Z$, $N \leq 50$ als Funktion von $N_p N_n$. Für Kerne mit $Z > 35$ sind die Daten gut korreliert, aber für Zn, Ge und Se treten Abweichungen auf. Um die $E(2^+)$ -Werte von ^{88}Ru , ^{92}Pd und ^{96}Cd in Tab. 5.1 zu berechnen, wurde daher eine lineare Anpassung durch die experimentellen Werte mit $Z > 35$ benutzt (Korrelationskoeffizient 93%). $E(2^+)$ kann auch mit dem bereits erwähnten Schalenmodellprogramm OXBASH berechnet werden, das keine Deformation berücksichtigt. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Resultaten vom Valenznukleon-Korrelationsschema in Tab. 5.1 aufgelistet. Wie erwartet ist die Diskrepanz für den deformierten Kern ^{84}Mo ($\epsilon_2 = 0.28$) am größten, während sich für die schwereren, sphärischeren $N = Z$ Kerne (nahe der $Z = 50$ Schale) gute Übereinstimmung ergibt. Die experimentellen und theoretisch vorhergesagten Halbwertszeiten der Grundzustände sowie die mit dem Schalenmodell berechneten β -Zerfallsraten vom ersten angeregten 2^+ Zustand sind ebenfalls in Tab. 5.1 aufgeführt. Leider sind (aus

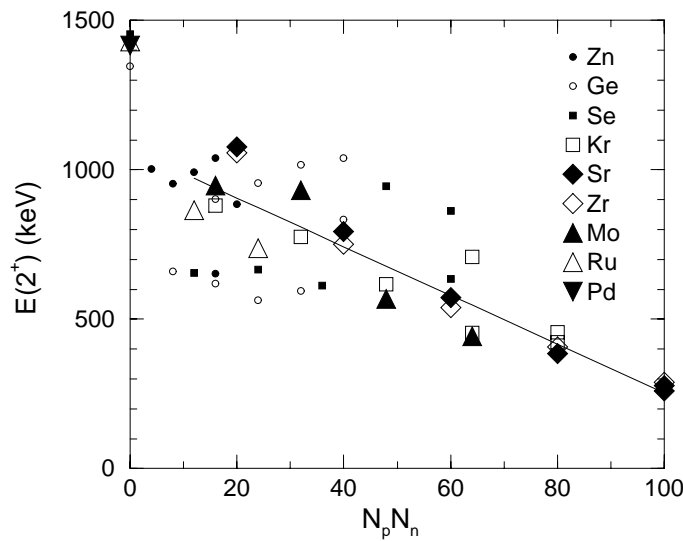


Abbildung 5.24: Die experimentellen Anregungsenergien des ersten 2^+ Zustandes ($E(2^+)$) in gerade-gerade-Kernen mit $28 < Z < 50$ und $28 < N < 50$ als Funktion von $N_p N_n$. Die durchgezogene Linie zeigt die lineare Anpassung, die zur Bestimmung von unbekanntem $E(2^+)$ -Werten benutzt wurde. Die Zn-, Ge- und Se-Isotope wurden zur Berechnung der linearen Anpassung nicht verwendet und sind nur zur Illustration gezeigt.

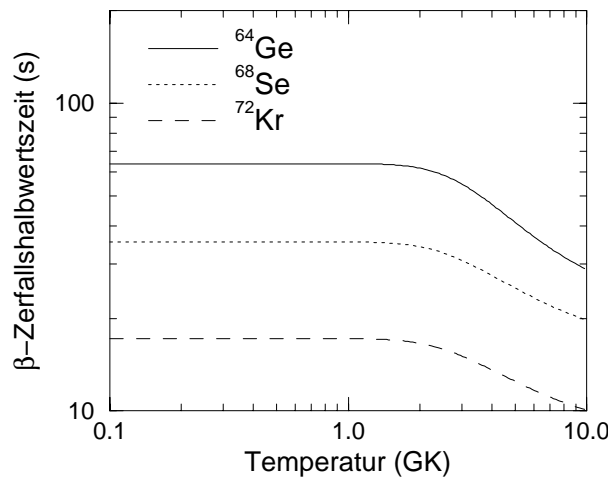


Abbildung 5.25: Die in Abhängigkeit der Temperatur berechneten Halbwertszeiten für die gerade-gerade-Wartepunkte. Die Temperaturabhängigkeit ist eine Konsequenz der thermischen Anregung des ersten 2^+ Zustandes im Elternkern.

den oben beschriebenen Gründen) für ^{80}Zr und ^{76}Sr keine Schalenmodellrechnungen möglich, obwohl diese Kerne mit die niedrigsten $E(2_1^+)$ Energien haben. Die einzigen Kerne, bei denen der erste angeregte 2^+ Zustand eine deutlich vom Grundzustand verschiedene β -Zerfallsrate aufweist, sind ^{64}Ge , ^{68}Se und ^{72}Kr . Die nach Gl. 5.49 berechneten totalen β -Zerfallsraten als Funktion der Temperatur sind in Abb. 5.25 gezeigt. Für Temperaturen unter 2 GK bleiben die Raten konstant und bis 3 GK beträgt die

Temperaturabhängigkeit weniger als 15% und ist somit vernachlässigbar. Da in den astrophysikalischen Szenarien, die in dieser Arbeit betrachtet werden, nur Temperaturen bis etwa 3 GK auftreten, wurde die Temperaturabhängigkeit der β -Zerfallsraten dieser Kerne vernachlässigt. Für Temperaturen oberhalb von 3 GK müssen diese Effekte jedoch berücksichtigt werden. Ein Problem hier ist allerdings die Tatsache, dass die Temperaturabhängigkeit für Kerne mit niedrigem $E(2_1^+)$ besonders ausgeprägt sein sollte. Dies sind nach Gl. 5.13 die stark deformierten Kerne wie z.B. ^{80}Zr , für die jedoch gerade keine Schalenmodellrechnungen für die β -Zerfallsraten von angeregten Zuständen möglich sind. Im Falle von ^{80}Zr ist allerdings auch die Halbwertszeit des Grundzustandes nicht experimentell bekannt, so dass die Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit angesichts der ohnehin vorhandenen großen Unsicherheiten nicht ins Gewicht fällt.

5.2 Charakterisierung des benutzten Netzwerkes

In Kap. 5 wurden bisher die für Netzwerkrechnungen notwendigen Eingabedaten sowie die theoretischen Methoden für ihre Berechnung beschrieben. Hier sollen nun die konkret in dieser Arbeit verwendeten Reaktionsratenbibliotheken charakterisiert werden. Um die Abhängigkeit der Resultate von der Wahl des Modells zur Massenvorhersage und der in dieser Arbeit zum ersten Mal berücksichtigten 2p-Einfangreaktionen herauszuarbeiten, wurden drei verschiedene Reaktionsratenbibliotheken erstellt, die sich nur in den Raten für Kerne mit $Z \geq 32$ unterscheiden. Die Reaktionsratenbibliotheken wurden nach den für die Reaktionsraten an schwereren Kernen zu Grunde liegenden Modellen zur Vorhersage von Kernmassen und Deformationen FRDM1 bzw. FRDM2 (FRDM (1992)-Modell) und HIL (Hilf et al.-Modell) genannt. FRDM2 unterscheidet sich von FRDM1 nur durch die fehlenden 2p-Einfangraten. Diese Bibliotheken werden im Folgenden charakterisiert.

Zunächst werden die Reaktionsraten für die $Z < 32$ Kerne beschrieben, die in allen drei Bibliotheken identisch sind. Die teilcheninduzierten Reaktionsraten entsprechen größtenteils den in Van Wormer et al. 1994 [47] beschriebenen, wurden jedoch unter Berücksichtigung der neueren auf dem Schalenmodell beruhenden (p,γ) -Raten von Herndl et al. 1995 [102] auf den neuesten Stand gebracht. Für die $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ -Rate wurde die neueste experimentelle Reaktionsrate von Stegmüller et al. 1996 [126] verwendet. γ -induzierte Raten wurden nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts (Kapitel 5.1.3, Gl. 5.31) als Umkehrreaktionen zu den teilcheninduzierten Einfangraten berechnet. Für protonenungebundene Kerne wurde sofortiger p-Zerfall angenommen. Für β -Zerfallsraten der Kerne im Bereich $12 \leq Z \leq 30$ wurden die experimentellen Werte durch die temperatur- und dichteabhängigen theoretischen Daten von Fuller, Fowler und Newman [71, 72, 73] ergänzt.

Auch für Kerne mit $Z \geq 32$ sind alle teilcheninduzierten Raten, für die experimentelle Q-Werte zur Verfügung stehen, sowie die experimentellen und theoretischen β -Zerfallsraten in allen drei Ratenbibliotheken identisch. Eine Variation des Modells zur Massenvorhersage ist bei der Berechnung von β -Zerfallsraten für die HIL-Bibliothek nicht sinnvoll, da das in den meisten Fällen verwendete QRPA-Programm den gleichen

physikalischen Formalismus wie das FRDM (1992)-Modell benutzt. Die Wahl eines anderen Modells zur Vorhersage der Kernmassen hätte daher eine entsprechende tiefgreifende Veränderung des QRPA-Programmes erforderlich gemacht, die im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war. Falls mit dem Schalenmodellprogramm OXBASH berechnete β -Zerfallsraten verfügbar waren, wurden diese verwendet, obwohl sich in allen hier relevanten Fällen innerhalb der Fehler Übereinstimmung mit den QRPA-Werten ergab.

Die Reaktionsratenbibliotheken FRDM1, FRDM2 und HIL unterscheiden sich also nur durch unterschiedliche teilcheninduzierte Reaktionsraten und deren Umkehrreaktionen in den Fällen, in denen keine experimentellen Q-Werte zur Verfügung stehen (was für praktisch alle wichtigen Reaktionen der Fall ist - siehe Abb. 5.1). In FRDM1 und FRDM2 wurden experimentell nicht bekannte Q-Werte mit dem FRDM (1992)-Modell berechnet. Um Sprünge in der Massenfunktion zu vermeiden, wurden für die Berechnung der Separationsenergien generell keine experimentellen und theoretischen Massenwerte gemischt. Die teilcheninduzierten Reaktionsraten wurden dann mit dem Hauser-Feshbach-Programm SMOKER (Kap. 5.1.2) und die entsprechenden Umkehrreaktionen (z.B. Photodisintegration) mit dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts (Kap. 5.1.3) berechnet. Für die Zustandsdichte in SMOKER sowie für die Zustandsfunktionen in Gl. 5.31 zur Berechnung der Rate der Umkehrreaktionen wurde der neuere Zustandsdichte-Formalismus von Ignatyuk et al. (Gl. 5.30) verwendet. Darüber hinaus enthält FRDM1 die in dieser Arbeit zum ersten Mal berücksichtigten 2p-Einfangreaktionen (Kap. 5.1.4), die in Tab. 5.2 gelistet sind. 2p-Einfangreaktionen an anderen Kernen sind vernachlässigbar. FRDM2 ist abgesehen von den fehlenden 2p-Einfangreaktionen identisch zu FRDM1.

FRDM1 und FRDM2 enthalten zwei sehr wichtige Reaktionsraten, für die der Q-Wert ausnahmsweise auf Grund vorliegender experimenteller Informationen nicht mit dem FRDM (1992)-Modell berechnet wurde: Die eine Rate ist die der $^{68}\text{Se}(p,\gamma)^{69}\text{Br}$ -Reaktion. Das FRDM (1992)-Modell sagt hier einen Q-Wert von 89 keV vorher, während Blank et al. [50] auf der Basis ihrer experimentellen Daten zu dem Schluss kommen, dass ^{69}Br mindestens 450 keV protonenungebunden ist. Dies ist in Übereinstimmung mit Experimenten, in denen nach dem Protonenzerfall des ^{69}Br -Grundzustands gesucht wurde und in denen Obergrenzen für die Protonenbindungsenergie von -350 keV [127] und etwa -400 keV [128] gefunden wurden. Alle Schlussfolgerungen aus den genannten Experimenten beruhen jedoch auf theoretischen Annahmen für den Produktionswirkungsquerschnitt von ^{69}Br in Fragmentationsreaktionen. Die MSU Gruppe hatte im Widerspruch zu den anderen Experimenten den Nachweis von ^{69}Br in Mohar et al. [129] gemeldet. Dies konnte jedoch bei einer Wiederholung des Experiments unter ähnlichen Bedingungen nicht bestätigt werden [48]. In dieser Arbeit wird daher für die Protonenbindungsenergie von ^{69}Br ein vorläufiger Wert von -450 keV angenommen und die Protoneneinfangrate daher als 2p-Einfang berechnet (nur FRDM1).

Der andere Fall, in dem der Q-Wert nicht mit dem FRDM (1992)-Modell berechnet wurde, ist die $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$ -Reaktion. Das FRDM (1992)-Modell sagt eine ^{81}Zr -Masse vorher, die 846 keV über dem experimentellen Wert liegt (der einen Fehler von 297 keV aufweist). Dies resultiert in einem Q-Wert von 299 keV, der deutlich

Tabelle 5.2: Die berechneten 2p-Einfangreaktionsraten, die bis auf $^{68}\text{Se}(2p,\gamma)$ auf den Massen- und Deformationsvorhersagen des FRDM (1992)-Modells basieren. Für ^{68}Se wurde im Einklang mit neueren Experimenten ein Q-Wert für Protoneneinfang von -450 keV angenommen. Die angegebenen Werte müssen mit $(1/2)\rho^2 Y_p^2$ multipliziert werden, um die Reaktionsrate pro Sekunde und Targetkern zu erhalten.

T (GK)	$N_A^2 < 2p, \gamma > (\text{cm}^6 \text{ s}^{-1} \text{ mol}^{-2})$							
	^{68}Se	^{72}Kr	^{76}Sr	^{80}Zr	^{84}Mo	^{88}Ru	^{92}Pd	^{96}Cd
0.10	4.8E-56	5.3E-50	1.5E-48	1.0E-96	7.3E-72	2.0E-65	1.7E-65	4.9E-59
0.15	1.7E-43	1.5E-39	9.8E-39	3.1E-71	6.2E-55	8.0E-51	5.0E-51	6.6E-47
0.20	1.3E-36	1.1E-33	3.7E-33	8.1E-58	9.5E-46	8.9E-43	5.1E-43	4.7E-40
0.30	5.2E-29	5.0E-27	9.5E-27	1.6E-43	1.2E-35	8.7E-34	4.8E-34	3.2E-32
0.40	9.5E-25	3.1E-23	5.3E-23	7.5E-36	4.8E-30	1.1E-28	6.1E-29	1.1E-27
0.50	5.8E-22	1.3E-20	1.8E-20	5.5E-31	2.3E-26	2.6E-25	1.5E-25	1.2E-24
0.60	5.9E-20	1.1E-18	1.2E-18	1.3E-27	1.0E-23	7.2E-23	4.2E-23	2.0E-22
0.70	2.0E-18	3.1E-17	3.0E-17	3.8E-25	1.0E-21	5.2E-21	3.1E-21	9.7E-21
0.80	3.3E-17	4.3E-16	3.8E-16	2.9E-23	3.9E-20	1.5E-19	9.0E-20	2.1E-19
0.90	3.1E-16	3.6E-15	2.9E-15	8.8E-22	7.4E-19	2.3E-18	1.4E-18	2.6E-18
1.00	2.0E-15	2.1E-14	1.5E-14	1.4E-20	8.4E-18	2.2E-17	1.3E-17	2.1E-17
1.50	6.5E-13	5.7E-12	2.7E-12	5.5E-17	1.8E-14	2.7E-14	1.7E-14	1.6E-14
2.00	1.4E-11	1.2E-10	3.7E-11	3.3E-15	1.1E-12	1.2E-12	7.9E-13	6.2E-13
2.50	8.7E-11	7.4E-10	1.7E-10	3.6E-14	1.5E-11	1.2E-11	9.0E-12	6.4E-12
3.00	3.0E-10	2.6E-09	4.5E-10	1.7E-13	8.0E-11	5.9E-11	4.9E-11	3.3E-11
3.50	6.8E-10	6.7E-09	8.4E-10	4.7E-13	2.6E-10	1.7E-10	1.7E-10	1.1E-10
4.00	1.2E-09	1.3E-08	1.3E-09	9.7E-13	5.7E-10	3.4E-10	4.3E-10	2.9E-10
4.50	1.8E-09	2.3E-08	1.7E-09	1.6E-12	9.5E-10	5.3E-10	8.9E-10	6.1E-10
5.00	2.5E-09	3.5E-08	2.1E-09	2.4E-12	1.3E-09	6.9E-10	1.6E-09	1.1E-09
6.00	3.5E-09	6.1E-08	2.6E-09	3.8E-12	1.7E-09	7.9E-10	3.0E-09	2.6E-09
7.00	4.0E-09	7.0E-08	2.5E-09	4.4E-12	1.5E-09	6.7E-10	3.6E-09	4.0E-09
8.00	4.1E-09	5.6E-08	2.1E-09	4.1E-12	1.2E-09	4.8E-10	3.0E-09	4.7E-09
9.00	3.6E-09	3.5E-08	1.5E-09	3.2E-12	8.1E-10	3.2E-10	2.1E-09	4.2E-09
10.00	2.9E-09	2.0E-08	1.0E-09	2.2E-12	5.2E-10	2.0E-10	1.3E-09	3.2E-09

niedriger ist als für alle anderen gerade-ungerade $N = Z + 1$ Kerne in dieser Massenregion (siehe Tab. 6.2). Der Vergleich mit den experimentell bekannten Q-Werten für Protoneneinfang an ^{65}Ge und ^{73}Kr deutet darüber hinaus daraufhin, dass das FRDM (1992)-Modell dazu tendiert, die Q-Werte für Protoneneinfang an gerade-ungeraden $N = Z + 1$ Kernen stark zu unterschätzen (ungefähr um 1.4 MeV in beiden Fällen). Der Q-Wert für die $^{81}\text{Zr}(p,\gamma)^{82}\text{Nb}$ -Reaktion wurde daher aus der experimentellen Masse von ^{81}Zr und dem extrapolierten Wert von Audi et al. [130] für die ^{82}Nb -Masse zu 1.407 MeV berechnet.

Für die HIL Reaktionsratenbibliothek wurden die teilcheninduzierten Reaktionsraten und ihre Umkehrreaktionen ebenfalls mit SMOKER bzw. dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts berechnet, allerdings auf der Grundlage der Massen und

Deformationen des Hilf et al.-Modells. Dafür wurde der einfachere Zustandsdichteformalismus nach Gl. 5.29 benutzt. Die 2p-Einfangreaktionen über protonenungebundene Kerne wurden in HIL nicht berücksichtigt, da sie nur an Kernen mit langsamen β -Zerfallsraten (kleiner als $\approx 0.1 \text{ s}^{-1}$) eine Rolle spielen. Diese Kerne können jedoch in HIL durchweg mit einer Sequenz von Protoneneinfangreaktionen mit positivem Q-Wert überbrückt werden (siehe Kap. 6).

Kapitel 6

Modellunabhängige Netzwerkrechnungen

Der rp-Prozess im Bereich der Kerne mit $Z > 32$ wurde mit Hilfe des in Kap. 5 beschriebenen Reaktionsnetzwerkes für konstante Temperatur- und Dichtebedingungen berechnet. Rechnungen dieser Art sind ein wichtiges Werkzeug, um Nukleosyntheseprozesse unabhängig von spezifischen astrophysikalischen Modellen zu analysieren. Dadurch ist es möglich, für jede Temperatur- und Dichtebedingung die für bestimmte astrophysikalische Fragestellungen besonders wichtigen kernphysikalischen Parameter zu identifizieren. Insbesondere soll hier untersucht werden, ob im Rahmen der Unsicherheiten Röntgenbursts oder akkretierende schwarze Löcher ein mögliches Produktionsszenarium für die solaren leichten p-Kerne sind. Zusätzlich wird der Einfluss der in Kap. 5 diskutierten Unsicherheiten auf den Reaktionspfad, die Zeitstruktur der Nukleosynthese und die produzierten Isotopenhäufigkeiten untersucht. Auf diese Weise wird auch herausgearbeitet, wie die Unsicherheiten in Zukunft mit theoretischen oder experimentellen Methoden gezielt verringert werden können.

Das Netzwerk zwischen Ge und Sn wird für rp-Prozessrechnungen in Röntgenbursts, Akkretionsscheiben um schwarze Löcher und Thorne-Żytkow-Objekten benötigt. Bei der Auswahl der für diese Szenarien typischen Temperatur, Dichte und Dauer der Nukleosynthese muss berücksichtigt werden, dass generell Temperatur und Dichte stark zeitabhängig sind. Wie jedoch in Kap. 6.2 ausführlich diskutiert werden wird, kann eine effektive Nukleosynthese von Kernen mit $Z > 32$ nur für ein relativ enges Temperaturfenster zwischen 1 und 1.8 GK stattfinden. Bei niedrigeren Temperaturen hemmt die Coulombbarriere den rp-Prozess, bei höheren Temperaturen die Photodisintegration. In Röntgenbursts werden in der Zone des explosiven Wasserstoff- und Heliumbrennens Temperaturen von bis zu 2-3 GK bei Dichten um 10^6 g/cm^3 innerhalb von 1-10 s erreicht. Anschließend kühlt die Zone mit typischen exponentiellen Zeitskalen in der Größenordnung von 10 bis 1000 s ab. Das Temperaturfenster für effektive Nukleosynthese im Bereich $Z > 32$ zwischen 1–1.8 GK wird also für kurze Zeit während der Anstiegsphase und für längere Zeit in der Abklingphase bei typischen Dichten um 10^6 g/cm^3 durchlaufen. Eine Netzwerkrechnung mit einer konstanten Temperatur von 1.5 GK und einer Dichte von 10^6 g/cm^3 sollte daher für Röntgenbursts typische Resultate liefern. Diese Bedingungen werden im Folgenden als XRB-Bedingungen bezeichnet (X-ray burst). Die Dauer der Rechnung entspricht der

Burstzeitskala und kann sowohl innerhalb einer Burstquelle als auch von Burstquelle zu Burstquelle zwischen 10 und 1000 s variieren.

In Akkretionsscheiben um schwarze Löcher steigen Temperatur und Dichte mit viel längeren Zeitskalen von etwa 10^4 - 10^5 s an, während sich die Materie dem schwarzen Loch nähert (für ein Temperatur- und Dichteprofil siehe z.B. [131]). Dabei können Temperaturen von mehreren GK bei Dichten von bis zu 10^4 g/cm³ erreicht werden. Auf Grund der langen Zeitskala kann unter Umständen ein Teil des ¹H- und ⁴He-Vorrats bereits bei niedrigeren Temperaturen durch Nukleosynthese von Kernen mit $Z < 32$ (z.B. durch den CNO-Zyklus) verbrannt werden. Wenn jedoch ausreichende Mengen von Wasserstoff übrig bleiben, wird die bei höheren Temperaturen und Dichten stattfindende Nukleosynthese von Kernen mit $Z > 32$ wieder von den im Temperaturfenster zwischen 1 und 1.8 GK ablaufenden Prozessen dominiert. Um die Brennprozesse in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher näherungsweise zu bestimmen, wurden daher auch Rechnungen mit einer konstanten Temperatur von 1.5 GK und einer konstanten Dichte von 10^4 g/cm³ durchgeführt. Diese Bedingungen werden im Folgenden mit ABH-Bedingungen bezeichnet (accreting black holes).

In Thorne-Żytkow-Objekten findet die rp-Prozessnukleosynthese in sich wiederholenden relativ kurzen Pulsen (0.01-0.1 s) statt, zwischen denen lange Pausen von bis zu 10^8 s auftreten. Rechnungen mit konstanter Temperatur und Dichte sind in diesem Fall unangebracht. Da neuere theoretische Rechnungen zeigen (siehe Kap. 2.4), dass die Existenz von Thorne-Żytkow-Objekten sehr fraglich ist, wurden in dieser Arbeit keine Rechnungen zu diesem Szenarium durchgeführt. Für alle hier präsentierten Ergebnisse wurde eine den solaren Isotopenhäufigkeiten entsprechende Anfangshäufigkeit angenommen.

In den folgenden Kapiteln werden verschiedene Fragestellungen im Zusammenhang mit der Nukleosynthese von Kernen mit $Z > 32$ im rp-Prozess anhand von vier Rechnungen diskutiert. Drei Rechnungen wurden unter XRB-Bedingungen und den drei Ratenbibliotheken FRDM1, FRDM2 und HIL durchgeführt. Für eine weitere Rechnung wurden ABH-Bedingungen und die FRDM1-Reaktionsraten gewählt. In Kap. 6.1 werden zunächst die verschiedenen Reaktionspfade zwischen Ge und Sn verglichen. Kap. 6.2 gibt dann eine allgemeine Beschreibung der Parameter, die das Verzweungsverhältnis an Wartepunkten bestimmen. Diese Ergebnisse werden dann benutzt, um die berechnete rp-Prozesszeitstruktur (Kap. 6.3) und die produzierten Isotopenhäufigkeiten (Kap. 6.4) zu interpretieren. Das Auftreten eines Zr-Nb-Zyklus mit den FRDM1-Reaktionsraten wird in Kap. 6.5 diskutiert.

6.1 Der Reaktionsfluss

Abb. 6.1 zeigt den über eine Zeit von 1000 s integrierten Reaktionsfluss für alle vier Netzwerkrechnungen. Zunächst werden die unter XRB-Bedingungen für die drei Reaktionsratenbibliotheken FRDM1, FRDM2 und HIL erhaltenen Reaktionspfade diskutiert. Mit den FRDM1-Raten folgt der Reaktionspfad im Wesentlichen der Grenze zur Protoneninstabilität. Von den in Kap. 5.1.4 diskutierten 2p-Einfangreaktionen, durch die der Reaktionsfluss die Grenze zur Protoneninstabilität überschreitet, spielen nur $^{68}\text{Se}(2p,\gamma)^{70}\text{Kr}$ und $^{72}\text{Kr}(2p,\gamma)^{74}\text{Sr}$ eine Rolle. Für $Z > 44$ werden die letzten

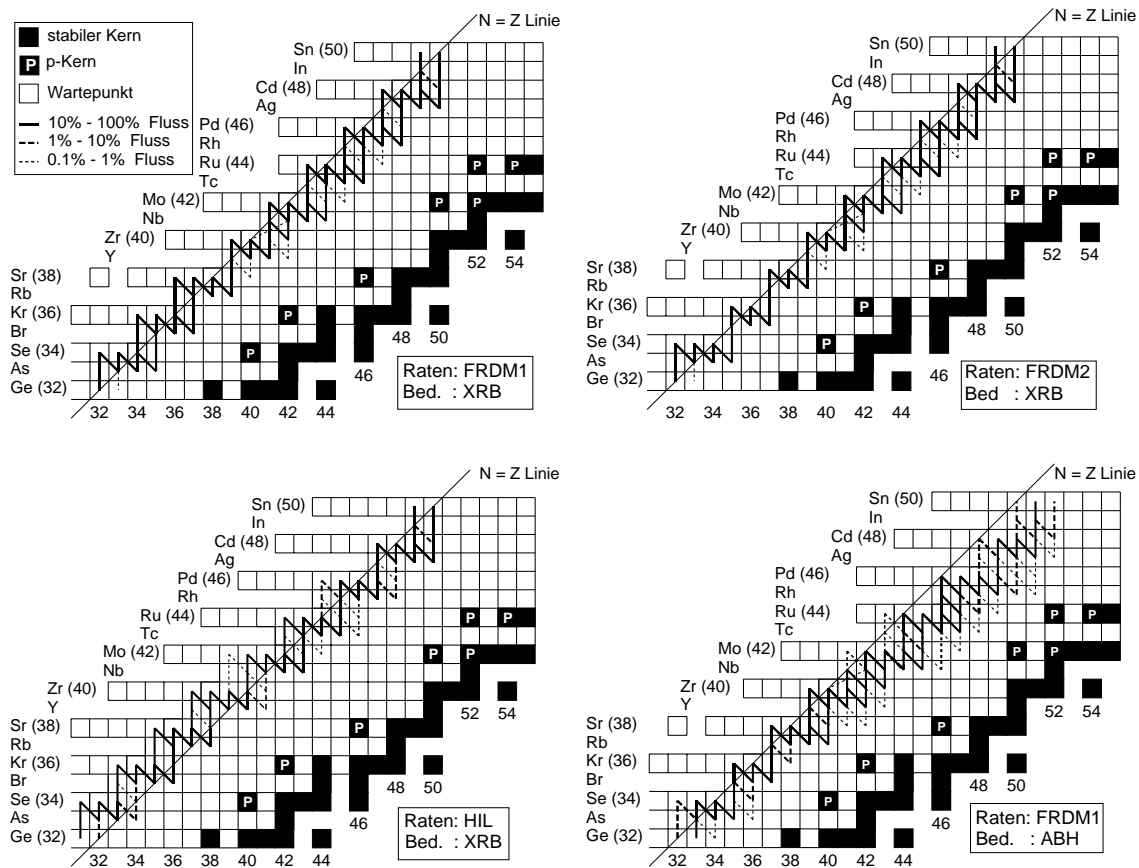


Abbildung 6.1: Der über eine Zeit von 1000 s integrierte Reaktionsfluss im rp-Prozess. Die durchgezogene Linie entspricht einem Fluss von mehr als 10%, die gestrichelte Linie einem Fluss von 1–10% und die dünnere, gepunktete Linie einem Fluss von 0.1–1% des Gesamtflusses in der Region. Dieser betrug in allen Fällen $6.7 \cdot 10^{-3}$ mol/g. Die Quadrate repräsentieren die vom entsprechenden Modell als protonengebunden vorhergesagten Isotope. Schraffierte Quadrate markieren dabei die wichtigsten Wartepunkte und ausgefüllte Quadrate die stabilen Isotope. Reine p-Kerne sind darüber hinaus mit einem „P“ gekennzeichnet. Gezeigt ist der Reaktionsfluss unter XRB-Bedingungen (10^6 g/cm³, 1.5 GK) mit den FRDM1-Reaktionsraten, unter XRB-Bedingungen mit den FRDM2-Reaktionsraten, unter XRB-Bedingungen mit den HIL-Reaktionsraten und unter ABH-Bedingungen (10^4 g/cm³, 1.5 GK) mit den FRDM1-Reaktionsraten.

protonenungebundenen Kerne mit ungeradem Z schwächer gebunden und Photodisintegration verschiebt den Reaktionspfad um eine Masseneinheit zu stabileren Kernen. Der Reaktionsfluss mit den FRDM2-Reaktionsraten ist abgesehen von den fehlenden 2p-Einfangraten identisch.

Das für die Reaktionsratenbibliothek HIL verwendete Modell zur Massenvorhersage von Hilf et. al. sagt generell stärker protonengebundene Kerne vorher. Deshalb ist im Vergleich zu den Vorhersagen des FRDM (1992)-Modells die Grenze zur Protoneninstabilität für ungerade Z zu neutronenärmeren Kernen hin verschoben. Diese Verschiebung beträgt im Bereich $34 \leq Z < 42$ zwei Masseneinheiten und im Bereich $42 \leq Z < 46$ eine Masseneinheit. Für $Z \geq 46$ ist die Protoneninstabilitätsgrenze

identisch zum FRDM (1992)-Modell. Trotz der Verschiebung der Protoneninstabilitätsgrenze ist der mit den HIL-Raten berechnete Reaktionspfad des rp-Prozesses sehr ähnlich zum FRDM1 Fall. Dies ist eine Folge der relativ niedrigen Protonenbindungsenergien, die das Hilf et. al.-Modell für den letzten protonengebundenen Kern in einer Isotopenkette mit ungeradem Z vorhersagt. Dies führt zu starker Photodisintegration und so zu einer Verschiebung des Reaktionspfades um eine Masseneinheit zu neutronenreicheren Kernen hin. Dieser Effekt kompensiert die verschobene Protoneninstabilitätsgrenze im Bereich $42 \leq Z < 46$. Im Bereich $34 \leq Z < 42$, in dem die Protoneninstabilitätsgrenze um zwei Masseneinheiten verschoben ist, kommt hinzu, dass 2p-Einfangreaktionen im Gegensatz zur FRDM1-Rechnung in der HIL-Rechnung keine Rolle spielen, da sie nicht mehr mit den β -Zerfallsraten konkurrieren können. Auf diese Weise ergibt sich mit den sehr verschiedenen Modellen für die Vorhersage der Kernmassen eine bemerkenswerte Übereinstimmung in den resultierenden Reaktionspfaden. Der wesentliche Unterschied ist, dass in der HIL-Rechnung die relativ langsamen 2p-Einfangreaktionen über protonenungebundene Kerne durch schnellere Sequenzen von Protoneneinfängen mit positivem Q-Wert ersetzt sind.

Der unter ABH-Bedingungen mit den FRDM1-Reaktionsraten berechnete Reaktionspfad ist ebenfalls in Abb. 6.1 gezeigt. Auf Grund der niedrigeren Dichte ergibt sich eine stärkere Photodisintegration (siehe Gl. 5.33). Dies spielt besonders für Kerne mit hohem Z eine Rolle, wenn die Protoneneinfangraten auf Grund der Coulombbarriere langsamer werden. Dies verschiebt den Reaktionspfad für $40 \leq Z \leq 44$ um etwa eine Masseneinheit und für $46 \leq Z \leq 48$ um etwa zwei Masseneinheiten in Richtung neutronenreicherer Kerne.

6.2 Wartepunkte

Typische Protoneneinfangraten im rp-Prozess sind per Definition um Größenordnungen schneller als β -Zerfallsraten. Der Reaktionspfad besteht daher aus einer Serie schneller (p, γ)-Reaktionen, bis weitere Protoneneinfänge als Folge eines starken inversen Prozesses nicht mehr effektiv sind. Als inverse Prozesse treten Protonenzerfall (negativer Q-Wert für Protoneneinfang) oder (γ ,p)-Photodisintegration (kleiner, positiver Q-Wert für Protoneneinfang) auf. Dann muß der Reaktionsfluß auf den langsameren β -Zerfall „warten“ und der entsprechende Kern wird „Wartepunkt“ genannt. Die Geschwindigkeit des Reaktionsflusses zu schwereren Kernen (Kap. 6.3) und die produzierten Isotopenhäufigkeiten (Kap. 6.4) werden ausschließlich durch die totale Lebensdauer der Wartepunkte entlang des Reaktionspfades (unter Berücksichtigung aller zerstörender Prozesse wie β -Zerfall und Netto-Protoneneinfang) bestimmt, da sich zu jedem Zeitpunkt praktisch alle Materie in den Wartepunkten befindet.

Wartepunkte sind also durch niedrige oder negative Q-Werte für Protoneneinfang charakterisiert. In einer Folge von Protoneneinfängen wird dies auf Grund der niedrigeren Protonenbindungsenergie von Kernen mit ungeradem Z an einem Kern (Z, N) mit geradem Z auftreten. Die totale Lebensdauer des Wartepunktes (Z, N) kann jedoch durch 2p-Einfangreaktionen drastisch reduziert werden. Dieser Reaktionstyp wurde in Kap. 5.1.4 ausführlich beschrieben.

Um die totale Lebensdauer eines Wartepunktes (Z, N) zu berechnen, müssen daher β -Zerfall und 2p-Einfang berücksichtigt werden. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden: Bei hohen Temperaturen (typischerweise oberhalb von 1.5–2 GK) führt Photodisintegration am Kern $(Z + 2, N)$ zu einer starken inversen 2p-Einfangrate und die Kerne (Z, N) und $(Z + 2, N)$ sind im thermischen Gleichgewicht. In diesem Fall wird die totale Lebensdauer $1/\lambda_{\text{total}}$ des Wartepunktes (Z, N) von den β -Zerfällen der Kerne (Z, N) und $(Z + 2, N)$ bestimmt und kann unter Verwendung von Gl. 5.31 für protonengebundene $(Z + 1, N)$ -Kerne bzw. Gl. 5.44 und Gl. 5.45 für protonenungebundene $(Z + 1, N)$ -Kerne berechnet werden:

$$\lambda_{\text{total}} = \lambda_{\beta(Z,N)} + \left[Y_p \rho N_A \left(\frac{2\pi\hbar^2}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^2 \left(\frac{1}{\mu_{(Z,N)}\mu_{(Z+1,N)}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{G_{(Z+2,N)}(T)}{4G_{(Z,N)}(T)} \exp \left(\frac{Q_{(Z,N)(p,\gamma)} + Q_{(Z+1,N)(p,\gamma)}}{kT} \right) \lambda_{\beta(Z+2,N)}. \quad (6.1)$$

Dabei bezeichnet $\lambda_{\beta(Z,N)}$ die β -Zerfallsrate, $G_{(Z,N)}$ die Zustandsfunktion, $\mu_{(Z,N)}$ die reduzierte Masse und $Q_{(Z,N)(p,\gamma)}$ den Q-Wert für Protoneneinfang des Kernes (Z, N) . T ist die Temperatur, Y_p die ^1H -Häufigkeit und ρ die Massendichte wie in Gl. 5.2 definiert. β -Zerfall des Kernes $(Z + 1, N)$ ist vernachlässigbar, da die entsprechende Gleichgewichtshäufigkeit klein ist. Wichtig ist hier, dass die Lebensdauer nur von Temperatur, Dichte, Kernmassen (exponentiell) und β -Zerfallsraten (linear) abhängt.

Bei niedrigeren Temperaturen, typischerweise unterhalb von 1.5–2 GK für die hier diskutierten Kerne, wird Photodisintegration am Kern $(Z + 2, N)$ vernachlässigbar. Der Kern $(Z + 2, N)$ fällt dann aus dem Gleichgewicht und die totale Lebensdauer $1/\lambda_{\text{total}}$ des Kernes (Z, N) hängt nur noch von β -Zerfallsrate und 2p-Einfangrate (Gl. 5.44) ab:

$$\lambda_{\text{total}} = \lambda_{\beta(Z,N)} + Y_p^2 \rho^2 N_A^2 \left(\frac{2\pi\hbar^2}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{G_{(Z+1,N)}(T)}{2G_{(Z,N)}(T)} \exp \left(\frac{Q_{(Z,N)(p,\gamma)}}{kT} \right) < p\gamma >_{(Z+1,N)}. \quad (6.2)$$

Zu beachten ist, dass die Lebensdauer nicht von der Protoneneinfangrate am Wartepunkt, sondern von der Protoneneinfangrate am folgenden Isoton abhängt, welche den Nettoreaktionsfluss über den 2p-Einfang bestimmt.

Gl. 6.1 und 6.2 gelten unabhängig davon, ob der Zwischenkern $(Z + 1, N)$ protonengebunden oder ungebunden ist und es gibt keine Diskontinuität beim Übergang von einem positiven zu einem negativen Q-Wert. Es genügt daher nicht festzustellen, ob Kern $(Z + 1, N)$ protonengebunden oder protonenungebunden ist, um den Kern (Z, N) als Wartepunkt zu identifizieren. Der genaue Wert der Protonenbindungsenergie von Kern $(Z + 1, N)$ muss bekannt sein, um die Lebensdauer des Wartepunktes und damit seinen Einfluss auf den Reaktionsfluss im rp-Prozess zu bestimmen. Genau an dieser Stelle spielen die Kernmassen die entscheidende Rolle. Dies wird am Beispiel von ^{68}Se in Abb. 6.2 verdeutlicht, die die totale Halbwertszeit unter Berücksichtigung von Protoneneinfang und β -Zerfall als Funktion des Q-Wertes für Protoneneinfang zeigt. Dabei wurde die totale Halbwertszeit nach Gl. 6.2 unter XRB-Bedingungen berechnet. Eine Änderung des Q-Wertes um 200 keV, weit innerhalb der typischen

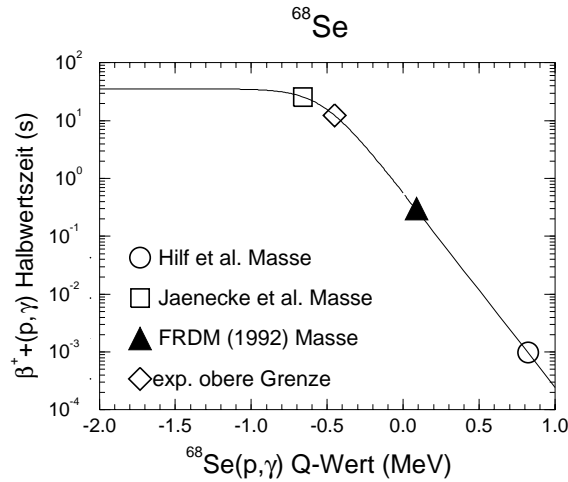


Abbildung 6.2: Die totale Halbwertszeit von ^{68}Se im rp-Prozess bei XRB-Bedingungen (10^6 g/cm^3 , 1.5 GK) unter Berücksichtigung von β -Zerfall und Protoneneinfang als Funktion des Q-Wertes für Protoneneinfang. Markiert sind die von den verschiedenen Modellen vorhergesagten Q-Werte sowie die geschätzte Obergrenze aus dem Experiment von Blank et al. [50].

Fehler der Modelle, ändert die Halbwertszeit bereits um einen Faktor 5. Abb 6.2 zeigt auch, dass 2p-Einfang zu einer deutlichen Verringerung der Halbwertszeit für nicht zu negative Q-Werte führt.

Für die Temperaturen und Dichten, die hier diskutiert werden, treten keine Wartepunkte auf Grund einer niedrigen Protoneneinfangrate auf, selbst wenn die Unsicherheiten in den Hauser-Feshbach-Rechnungen berücksichtigt werden. Eine Ausnahme sind die Kerne am Ende des rp-Prozesspfades unter ABH-Bedingungen.

6.3 Zeitstruktur

Auf Grund der begrenzten Dauer der rp-Prozessbedingungen in den hier diskutierten Szenarien ist die Geschwindigkeit des Reaktionsflusses zu schwereren Elementen eine wichtige Frage. Dies bestimmt letztlich, wieviel Energie produziert wird, welche Zusammensetzung die Brennprodukte haben und wieviel Brennstoff übrig bleibt. Besonders in Röntgenbursts mit relativ kurzen Zeitskalen muss untersucht werden, ob Nukleosynthese von Kernen mit $Z > 36$ überhaupt stattfindet.

Die erforderliche Zeit, um Material weiter als Kr zu prozessieren, wird im Wesentlichen von der effektiven Lebensdauer der besonders langlebigen Kerne ^{56}Ni , ^{64}Ge , ^{68}Se und ^{72}Kr bestimmt (siehe Tab. 6.1). Ob diese Kerne Wartepunkte sind, hängt abgesehen von Temperatur und Dichte hauptsächlich vom Q-Wert für Protoneneinfang ab (siehe Gl. 6.1 und 6.2), der nur im Falle von ^{56}Ni experimentell bekannt ist. Für ^{64}Ge , ^{68}Se und ^{72}Kr stimmt die Reaktionsratenbibliothek FRDM1 (siehe Tab. 6.1 für Q-Werte) mit neueren Experimenten überein, die andeuteten, dass ^{65}As hauptsächlich β -zerfällt [132, 112], dass ^{69}Br mindestens um 450 keV protonenungebunden ist [50, 48] und dass ^{73}Rb protonenungebunden ist [129, 49]. Im Falle von ^{69}Br und ^{73}Rb hängt die

Tabelle 6.1: Die mit den FRDM1- und HIL-Reaktionsraten berechneten Verzweigungsverhältnisse an den gerade-gerade $N = Z$ Kernen. Das Verzweigungsverhältnis $F_{\beta+}/F_{\text{total}}$ ist der Anteil des Reaktionsflusses, der über β -Zerfall fließt (der übrige Reaktionsfluss fließt über den Protoneneinfang). Ein großes Verzweigungsverhältnis deutet daher auf einen Wartepunkt hin, der den Reaktionsfluss etwa um die β -Zerfallslebensdauer verzögert. Ebenfalls aufgelistet sind die Halbwertszeiten für β -Zerfall (bei experimentellen Werten ist der Fehler angegeben) und die Q-Werte für Protoneneinfang, wie sie im entsprechenden Datensatz verwendet wurden.

Isotope	$T_{1/2}$ (s)	FRDM1		HIL	
		$Q_{(p,\gamma)}$ (MeV)	$F_{\beta+}/F_{\text{total}}$ (%)	$Q_{(p,\gamma)}$ (MeV)	$F_{\beta+}/F_{\text{total}}$ (%)
^{64}Ge	63.7(25)	0.129	0.15	0.858	0.035
^{68}Se	35.5(7)	-0.450	51	0.821	0.15
^{72}Kr	17.2(3)	-0.311	78	0.748	1.2
^{76}Sr	8.9(3)	-0.261	100	0.645	10
^{80}Zr	6.9	-1.181	100	0.175	66
^{84}Mo	1.1	-0.661	100	0.175	66
^{88}Ru	0.71	-0.511	100	0.044	96
^{92}Pd	0.46	-0.491	100	-0.108	100
^{96}Cd	0.66	-0.341	100	-0.277	100

Interpretation der experimentellen Daten jedoch stark von Annahmen über die Produktionsquerschnitte von schwach protonengebundenen Kernen ab. Die Temperatur- und Dichtebedingungen, unter denen ^{56}Ni , ^{64}Ge , ^{68}Se oder ^{72}Kr Wartepunkte sind, sind in Abb. 6.3 abzulesen, welche die Dichte als Funktion der Temperatur zeigt, bei der die Lebensdauer gegenüber Netto-Protoneneinfang gleich der β -Zerfallslebensdauer ist. Für Dichten oberhalb der Kurve dominiert der Protoneneinfang und die Lebensdauer des Kernes ist gegenüber dem β -Zerfall um mehr als die Hälfte reduziert. Die notwendige Dichte für eine Reduzierung der Lebensdauer steigt für niedrige Temperaturen auf Grund der Coulombbarriere und für hohe Temperaturen auf Grund der stärkeren Photodisintegration drastisch an. Da ^{56}Ni unter den hier betrachteten Bedingungen eine relativ lange Halbwertszeit für Elektroneneinfang von $2 \cdot 10^4$ s [73] hat, zeigt Abb. 6.3 auch die Dichte, bei der die Lebensdauer gegenüber Protoneneinfang in der Größenordnung der β -Zerfälle der übrigen gezeigten Kerne liegt (100 s).

Abb. 6.3 zeigt, dass unter Röntgenburstbedingungen mit Dichten von 10^6 - 10^7 g/cm³ ^{56}Ni und ^{64}Ge für einen weiten Temperaturbereich mit Protoneneinfängen überbrückt werden können, weil ^{57}Cu bzw. ^{65}As ausreichend protonengebunden sind. Dagegen sind ^{69}Br und ^{73}Rb protonenungebunden, so dass größere Dichten erforderlich sind, um diese Kerne mit Hilfe von 2p-Einfangreaktionen zu überbrücken. Abb. 6.3 zeigt jedoch, dass es ein Temperaturfenster zwischen 1 GK und 1.8 GK gibt, innerhalb dem typische Röntgenburstdichten ausreichen, um auch diese Isotope mit Netto-Protoneneinfängen zu überbrücken. In diesem Temperaturbereich führen die in bisherigen Rechnungen nicht berücksichtigten 2p-Einfangreaktionen über protonenungebundene Kerne zu einer erheblichen Beschleunigung des Reaktionsflusses zu schwereren Elementen.

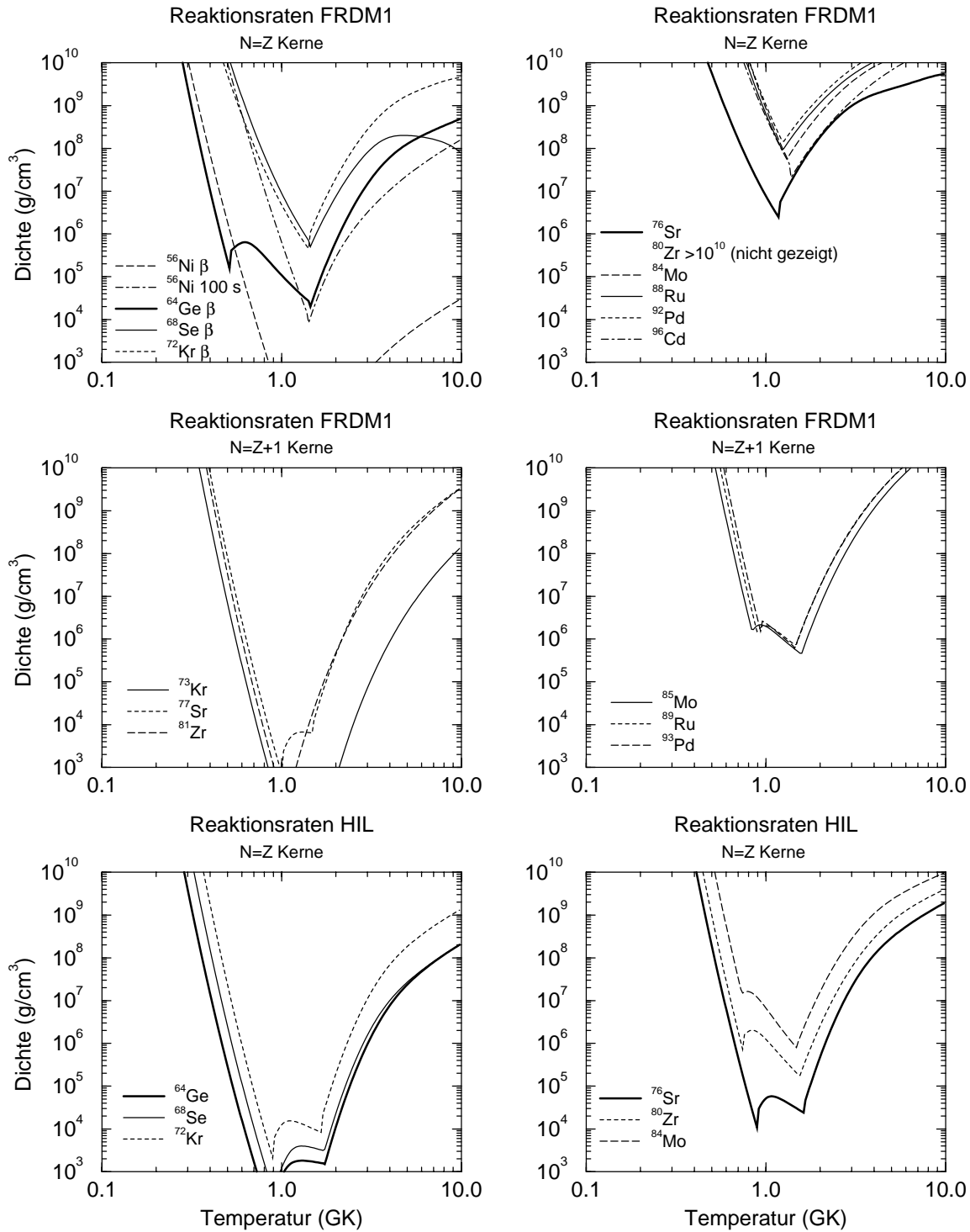


Abbildung 6.3: Die Dichte, bei der die Netto-Protoneneinfangrate gleich der β -Zerfallsrate ist, als Funktion der Temperatur. Gezeigt sind die Ergebnisse für die wichtigsten gerade-gerade $N = Z$ und gerade-ungerade $N = Z + 1$ Kerne in den FRDM1-Rechnungen sowie der gerade-ungerade $N = Z + 1$ Kerne in den HIL-Rechnungen. Für Dichten oberhalb der Linie ist der Netto-Protoneneinfang, entweder über (p,γ) - oder $(2p,\gamma)$ -Reaktionen, der dominierende Zerstörungsmechanismus. Die totale Lebensdauer wird dann drastisch reduziert und der entsprechende Kern ist in der Regel kein Wartepunkt mehr. Für Dichten unterhalb der Kurve ist der Kern ein Wartepunkt mit der durch die β -Zerfallsrate gegebenen Lebensdauer.

Abb. 6.3 zeigt auch die Temperaturen und Dichten, die erforderlich sind, um ^{64}Ge , ^{68}Se oder ^{72}Kr zu überbrücken, wenn die Q-Werte für Protoneneinfang mit dem Hilf et. al.-Modell berechnet werden (Reaktionsratenbibliothek HIL). Dann können alle langlebigen Wartepunkte für weitgehend alle hier diskutierten Bedingungen (siehe auch Abb. 6.1) überbrückt werden, da das Hilf et. al.-Modell in dieser Region sehr viel höhere Protonenbindungsenergien vorhersagt (siehe Tab. 6.1 für Zahlenwerte). Wie oben diskutiert wurde, könnte dies jedoch im Falle von ^{69}Br und ^{73}Rb im Widerspruch zu experimentellen Resultaten stehen. Mit dem Hilf et. al.-Modell ergeben sich daher praktisch keine signifikanten Verzögerungen im Reaktionsfluss zwischen ^{64}Ge und ^{72}Kr .

Die einzigen nennenswerten Wartepunkte oberhalb von ^{72}Kr sind für XRB-Bedingungen die Isotope ^{76}Sr , ^{80}Zr und ^{81}Zr (siehe Tab. 6.1 und Tab. 6.2 für Zahlenwerte). Die notwendigen Bedingungen, um diese Wartepunkte zu überbrücken, wenn

Tabelle 6.2: Die mit den FRDM1-Reaktionsraten berechneten Verzweungsverhältnisse an den gerade-ungerade $N = Z + 1$ Kernen. Das Verzweungsverhältnis $F_{\beta+}/F_{\text{total}}$ ist der Anteil des Reaktionsflusses, der über β -Zerfall fließt (der übrige Reaktionsfluss fließt über den Protoneneinfang). Ein großes Verzweungsverhältnis deutet daher auf einen Wartepunkt hin, der den Reaktionsfluss etwa um die β -Zerfallslebensdauer verzögert. Ebenfalls aufgelistet sind die Halbwertszeiten für β -Zerfall (bei experimentellen Werten ist der Fehler angegeben). Zusätzlich zu den vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Q-Werten für Protoneneinfang sind, falls vorhanden, auch die entsprechenden experimentellen Q-Werte angegeben (Exp). Für die Protoneneinfänge, bei denen nur die Masse des Targetkerns experimentell bekannt ist, ist auch der Q-Wert angegeben, der sich ergibt, wenn für den Endkern die nach [130] systematisch extrapolierte Masse verwendet wird (Exp+Audi).

Isotope	$T_{1/2}$ (s)	$Q_{(p,\gamma)}$ (MeV)			$F_{\beta+}/F_{\text{total}}$
		FRDM (1992) [78]	Exp	Exp+Audi [130]	
^{65}Ge	30.9(5)	1.679	2.949		0.00
^{69}Se	27.4(2)	1.539		2.962	0.00
^{73}Kr	27.0(12)	1.589	2.130		0.00
^{77}Sr	9.0(2)	1.049		1.943	0.03
^{81}Zr	15(5)	0.229		1.407	1.1
^{85}Mo	0.4	0.559			32
^{89}Ru	0.3	0.619			67
^{93}Pd	0.3	0.629			67
^{97}Cd	0.2	0.889			95

die FRDM1-Reaktionsraten benutzt werden, sind in Abb. 6.3 gezeigt. Während ^{80}Zr immer ein Wartepunkt ist, kann ^{76}Sr für Dichten von mehr als $3 \cdot 10^6 \text{ g/cm}^3$ und ^{81}Zr für die meisten der hier diskutierten Bedingungen relativ effektiv überbrückt werden. Daher wird die Verzögerung des Reaktionsflusses oberhalb von ^{72}Kr maximal 10-23 s betragen, je nach der Netto-Protoneneinfangrate an ^{76}Sr . Wenn anstatt der experimentellen Masse für ^{81}Zr und dem extrapolierten Wert von Audi et. al. [130] für die ^{82}Nb -Masse die vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagten Daten verwendet

werden, ist Photodisintegration von ^{82}Nb sehr viel stärker. Dies würde ^{81}Zr für alle hier diskutierten Bedingungen zum Wartepunkt machen und so den Reaktionsfluss um weitere 22 ± 7 s verzögern. Eine Messung der ^{82}Nb -Masse zusammen mit einem genaueren Wert für die ^{81}Zr -Masse (die Unsicherheit beträgt 297 keV [133]) wären daher sehr wichtig. Zudem wäre eine genauere Bestimmung der Halbwertszeit von ^{81}Zr sehr wünschenswert. Abb. 6.3 zeigt auch, dass mit dem Hilf et. al.-Modell (Reaktionsraten HIL) ^{76}Sr bereits bei Dichten von mehr als 10^5 g/cm³ überbrückt werden kann. Um die schwereren Wartepunkte zu überbrücken, sind vergleichbare Dichten wie bei den FRDM1- und FRDM2-Rechnungen erforderlich.

Abb. 6.4 zeigt als Beispiel die Häufigkeiten der Wartepunktisotope als Funktion der Zeit für XRB-Bedingungen. Gezeigt sind die Ergebnisse für Rechnungen mit allen drei Reaktionsratenbibliotheken FRDM1, FRDM2 und HIL. Der kleine, schnelle Anstieg der Häufigkeiten nach etwa 10^{-2} s wird durch schnelle Protoneneinfänge an den Saatkernen in der entsprechenden isotonen Kette $N = \text{const}$ verursacht. Sehr viel höhere Häufigkeiten werden jedoch nach einigen Sekunden durch das Verbrennen von ^1H und ^4He über die 3α -Reaktion, den αp -Prozess und den rp -Prozess produziert. ^4He wird dabei sehr viel schneller konsumiert als ^1H , so dass der rp -Prozess nach dem vollständigen Verbrennen des ^4He -Vorrats ohne Zufluß von frischen Saatkernen weiterläuft. Dies verursacht den späteren Abfall der Isotopenhäufigkeiten. Abb. 6.5 zeigt die Zeit, nach der die maximale Häufigkeit von Kernen einer bestimmten Massenzahl erreicht wird. Es wurden dazu Rechnungen mit allen drei Reaktionsratenbibliotheken FRDM1, FRDM2 und HIL unter XRB-Bedingungen sowie eine Rechnung mit den FRDM1-Raten und einer etwas höheren Dichte von $5 \cdot 10^6$ g/cm³ durchgeführt. Für XRB-Bedingungen werden zur Nukleosynthese bis $A = 64$ nur 2-2.5 s benötigt. Dann folgt für die Rechnungen mit den Kernmassen des FRDM (1992)-Modells der mit Abstand langsamste Teil des Reaktionsflusses im Massenbereich $A = 64-72$. Diese Verzögerung kommt durch die oben diskutierten Wartepunkte ^{64}Ge , ^{68}Se und ^{72}Kr zustande. Ohne 2p-Einfangreaktionen (FRDM2) wird dann nach 72 s das Maximum der $A = 92$ Häufigkeit erreicht. 2p-Einfangreaktionen (FRDM1) verkürzen die $A = 92$ Syntheszeit deutlich auf etwa 55 s. Bei einer höheren Dichte von $5 \cdot 10^6$ g/cm³, die in Röntgenbursts durchaus auftreten kann, sind die 2p-Einfangreaktionen effektiver und das $A = 92$ Maximum wird deshalb bereits nach 22 s erreicht. Eine höhere Protonenbindungsenergie für ^{69}Br oder ^{73}Rb würde die 2p-Einfangreaktionen an ^{68}Se bzw. ^{72}Kr ebenfalls beschleunigen und hätte daher den gleichen Effekt. Die HIL-Rechnungen stellen das Extrem dar, in dem ^{69}Br und ^{73}Rb sogar protonengebunden sind. Dann wird die maximale $A = 92$ Häufigkeit bereits nach 7 s erreicht. Diese Ergebnisse zeigen ganz deutlich, wie empfindlich die Geschwindigkeit der rp -Prozessnukleosynthese von den Kernmassen abhängt.

Für die niedrigeren Dichten in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher (ABH-Bedingungen) können, wie in Abb. 6.3 deutlich wird, die langlebigen Isotope ^{56}Ni , ^{68}Se und ^{72}Kr nicht mehr über Netto-Protoneneinfang überbrückt werden. Insbesondere sind bei diesen Dichten 2p-Einfänge vernachlässigbar. Im Vergleich zu den Rechnungen unter XRB-Bedingungen ist der Reaktionsfluss zu schwereren Elementen daher stark verzögert (siehe Abb. 6.5). Hinzu kommt, dass der Reaktionspfad oberhalb von Kr um ein bis zwei Masseneinheiten zu stabileren Kernen hin verschoben ist, was

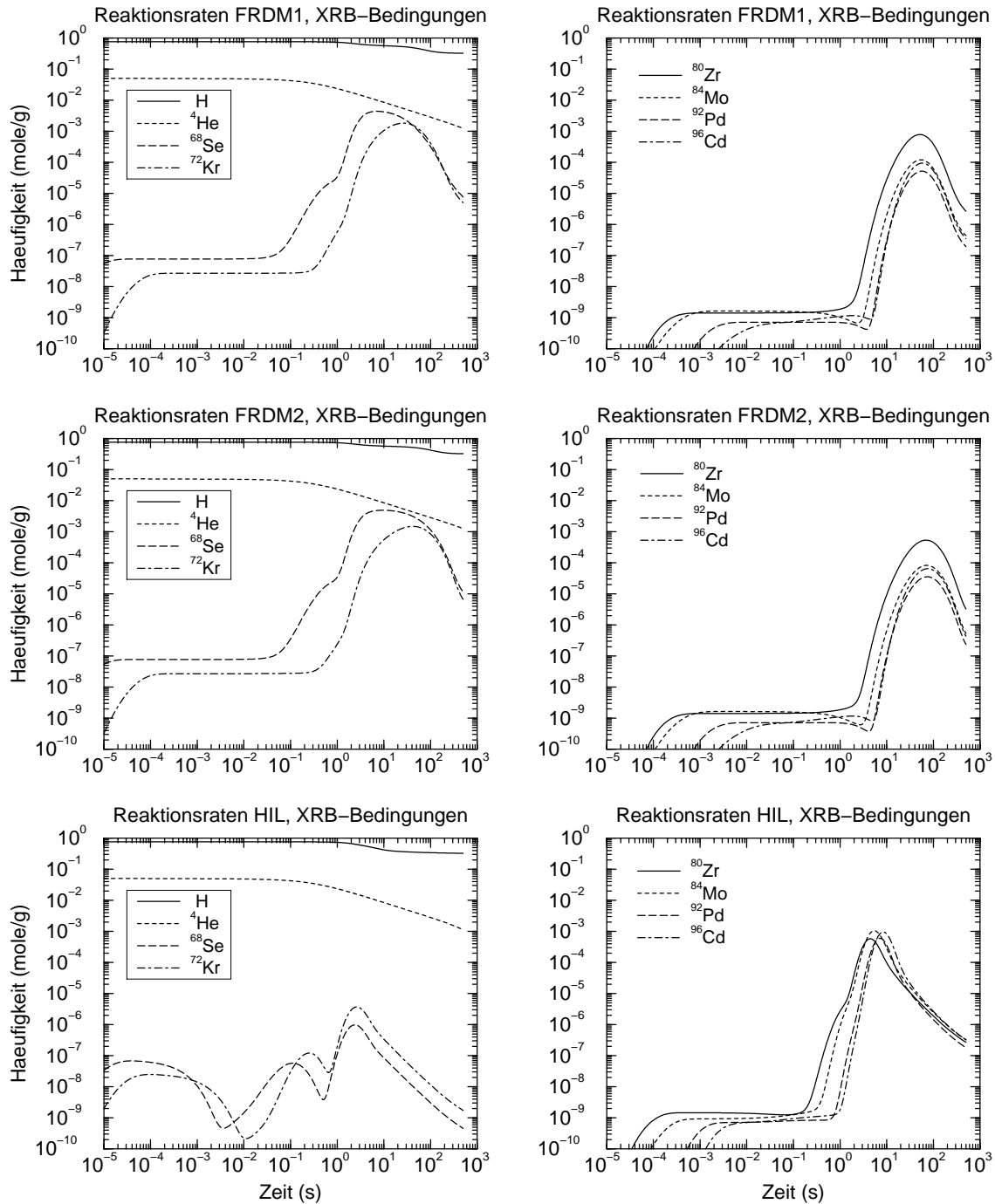


Abbildung 6.4: Die Isotopenhäufigkeiten einiger wichtiger Wartepunkte als Funktion der Zeit unter XRB-Bedingungen (10^6 g/cm^3 , 1.5 GK). Gezeigt sind die Ergebnisse für Rechnungen mit den Reaktionsraten FRDM1, FRDM2 und HIL.

auf Grund der langsamen β -Zerfälle von ^{77}Sr ($T_{1/2} = 9 \text{ s}$), ^{86}Mo ($T_{1/2} = 19.6 \text{ s}$), ^{90}Ru ($T_{1/2} = 13 \text{ s}$), ^{94}Pd ($T_{1/2} = 9 \text{ s}$) und ^{98}Cd ($T_{1/2} = 9.2 \text{ s}$) zu zusätzlichen Verzögerungen führt. Wie Abb. 6.5 und 6.6 zeigen, ist der rp-Prozess daher sehr viel langsamer und die maximale $A = 92$ Häufigkeit wird erst nach 370 s erreicht. Dies ist jedoch relativ

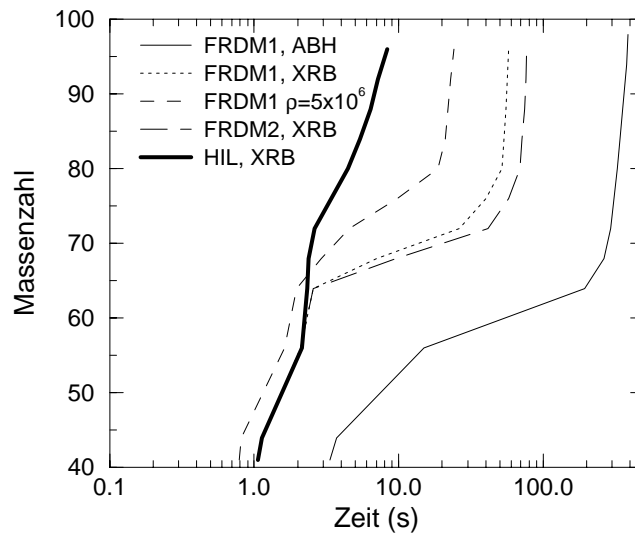


Abbildung 6.5: Die Massenzahl des häufigsten Isotopes (außer ^1H und ^4He) als Funktion der Zeit. Die Steigung der Kurve entspricht der Geschwindigkeit des Reaktionsflusses im rp-Prozess. Alle Rechnungen wurden bei einer Temperatur von 1.5 GK durchgeführt. Gezeigt sind die Ergebnisse für die FRDM1-, FRDM2- und HIL-Reaktionsraten bei einer Dichte von 10^6 g/cm^3 (XRB-Bedingungen) sowie für die FRDM1-Reaktionsraten bei einer Dichte von $5 \cdot 10^6 \text{ g/cm}^3$ (wie sie ebenfalls in Röntgenbursts auftreten kann) und von 10^4 g/cm^3 (ABH-Bedingungen).

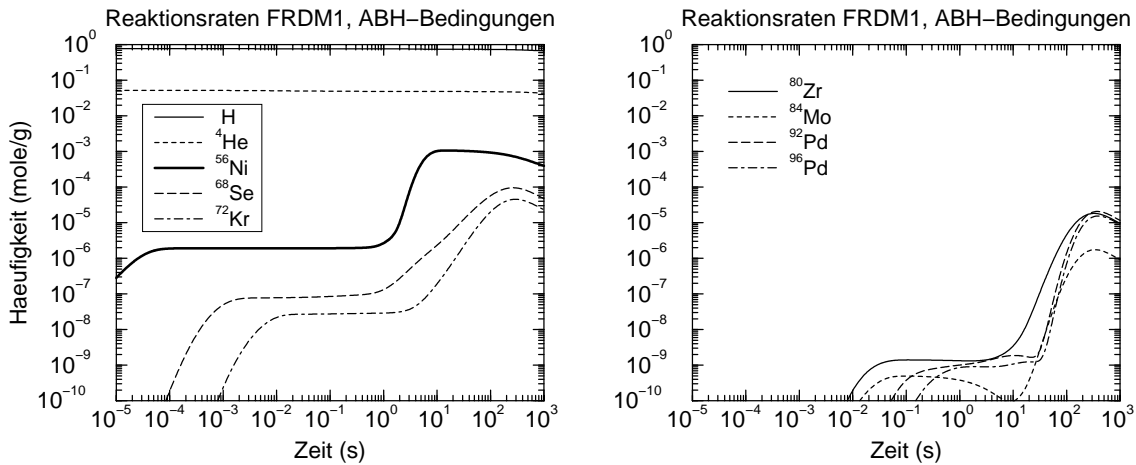


Abbildung 6.6: Die Isotopenhäufigkeiten einiger wichtiger Wartepunkte als Funktion der Zeit unter ABH-Bedingungen (10^4 g/cm^3 , 1.5 GK) für Rechnungen mit den Reaktionsraten FRDM1.

kurz im Vergleich zu typischen Verweilzeiten von Materie in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher von 10^4 - 10^5 s . Daher ist es durchaus möglich, dass Temperaturen zwischen 1 und 1.8 GK und Dichten von etwa 10^4 g/cm^3 für einige 100 s existieren.

Abb. 6.7 zeigt die Konturen der zum Erreichen der maximalen $A = 92$ Häufigkeit benötigten Zeit in der Temperatur- und Dichteebene für die FRDM1-, FRDM2- und

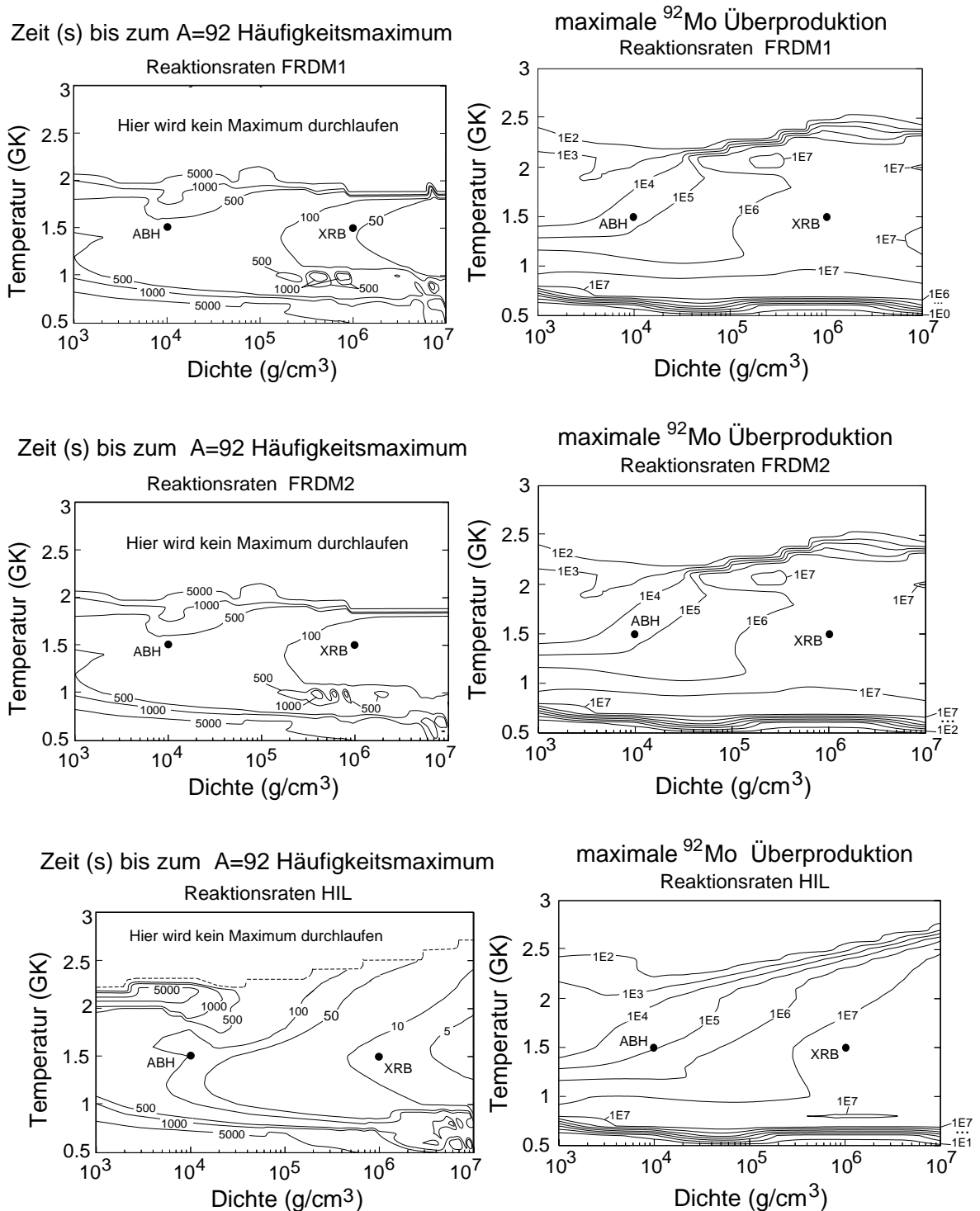


Abbildung 6.7: Die Konturen in der Temperatur-Dichte-Ebene für die zur Produktion der maximalen $A = 92$ Häufigkeit benötigte Zeit und für den $A = 92$ Überproduktionsfaktor, der im Maximum erreicht wird. Gezeigt sind die Ergebnisse für alle drei verwendeten Sets von Reaktionsraten FRDM1, FRDM2 und HIL. Ebenfalls markiert sind die XRB- und ABH-Bedingungen, die in dieser Arbeit zur Simulation der rp-Prozessnukleosynthese in Röntgenbursts bzw. Akkretionsscheiben um schwarze Löcher angenommen wurden.

HIL-Rechnungen. Das Temperaturfenster für die Synthese von $A = 72\text{--}98$ Kernen ist dabei deutlich zu sehen. Dieses Temperaturfenster ist relativ unabhängig von der Dichte und reicht für die FRDM1- und FRDM2-Rechnungen von etwa 1 bis 1.8 GK und für die HIL-Rechnungen von 1 bis 2.2-2.5 GK. Die Syntheseweiten im Fenster sind für den hier betrachteten Dichtebereich immer kürzer als 500 s. Zeiten von weniger als 100 s werden in den FRDM1- und FRDM2-Rechnungen für Dichten oberhalb von $2 \cdot 10^5 \text{ g/cm}^3$ und in den HIL-Rechnungen für Dichten oberhalb von 10^4 g/cm^3 erreicht. Der Vergleich der Abbildungen für die FRDM1- und die FRDM2-Rechnungen zeigt deutlich die Bedeutung der 2p-Einfangreaktionen, die für Dichten von mehr als 10^6 g/cm^3 zu drastisch verkürzten Syntheseweiten führen.

Zusammenfassend kann gefolgert werden, dass in Szenarien mit solaren ^1H - und ^4He -Anfangshäufigkeiten, in denen Dichten von 10^6 g/cm^3 und Temperaturen von etwa 1 bis 2 GK für mindestens 10 s (und nicht länger als etwa 200 s) herrschen, große Mengen von $A = 80\text{--}100$ Kernen produziert werden. Diese Bedingungen sind für die meisten Röntgenbursts gut erfüllt. Für niedrigere Dichten und niedrigere oder höhere Temperaturen sind sehr viel längere Syntheseweiten notwendig, besonders wenn ^{64}Ge oder ^{56}Ni zu Wartepunkten werden (siehe Abb. 6.3). Um die Zeitstruktur der rp-Prozessnukleosynthese besser festlegen zu können, wären Massenmessungen für ^{64}Ge , ^{65}As , ^{68}Se , ^{69}Br und ^{73}Rb mit einer Genauigkeit von 100 keV oder besser extrem wichtig. Die für die Zeitstruktur wichtigen β -Zerfallsraten sind dagegen alle experimentell bekannt und bis auf ^{81}Zr ist die Genauigkeit der Daten ausreichend. In den Szenarien mit niedrigeren Dichten wird ^{56}Ni zum dominanten Wartepunkt und die Zeitstruktur hängt damit im Wesentlichen von der Netto-Protoneneinfangrate an ^{56}Ni ab. In diesem Fall sind die Massen der beteiligten Kerne ^{56}Ni , ^{57}Cu und ^{58}Zn experimentell mit einer Genauigkeit von besser als 50 keV bekannt. Für Temperaturen unterhalb von 1.5 GK fällt jedoch ^{58}Zn aus dem Gleichgewicht. Dann ist die auf Hauser-Feshbach-Rechnungen basierende $^{57}\text{Cu}(p,\gamma)^{58}\text{Zn}$ -Reaktionsrate die Hauptsicherheit in der Berechnung der stellaren Lebensdauer von ^{56}Ni und damit in der Zeitstruktur der Nukleosynthese im rp-Prozess oberhalb von ^{56}Ni (siehe Gl. 6.2).

6.4 Isotopenhäufigkeiten

Alle Materie im rp-Prozess befindet sich zu allen Zeiten praktisch ausschließlich in den Wartepunkten, da deren Vernichtungsraten in der Regel um Größenordnungen kleiner als die Produktionsraten sind. Die totalen Lebensdauern der Wartepunkte entlang des rp-Prozesspfades bestimmen daher die Häufigkeitsverteilung der synthetisierten Kerne. Die wichtigen Wartepunkte können mit Hilfe des in Abb. 6.1 gezeigten rp-Prozesspfades identifiziert werden. Zunächst werden die unter XRB-Bedingungen berechneten Ergebnisse diskutiert. Für die FRDM1-Reaktionsraten sind die langlebigsten Kerne mit kleinem Q-Wert für Protoneneinfang die in Tab. 6.1 und Tab. 6.2 gelisteten gerade-gerade $N = Z$ Kerne und gerade-ungerade $N = Z + 1$ Kerne. Abb. 6.3 zeigt die Temperatur- und Dichtebedingungen, unter denen diese Kerne Wartepunkte sind. Gezeigt ist die Dichte als Funktion der Temperatur, für die die Netto-Protoneneinfangrate gleich der β -Zerfallsrate ist. Für Dichten unterhalb der Kurve dominiert der β -Zerfall und der entsprechende Kern ist ein Wartepunkt. Abb. 6.3

macht deutlich, dass 2p-Einfangreaktionen an gerade-gerade $N = Z$ Kernen oberhalb von ^{72}Kr für typische Dichten von $10^6\text{--}10^7\text{ g/cm}^3$ und Temperaturen zwischen 1 und 2 GK nicht sehr effektiv sind. Eine Ausnahme ist ^{76}Sr , das für Dichten von mehr als $3\cdot 10^6\text{ g/cm}^3$ überbrückt werden kann. Diese Kerne werden daher unter typischen rp-Prozessbedingungen Wartepunkte sein (siehe die Verzweungsverhältnisse in Tab. 6.1). Dagegen können die gerade-ungerade $N = Z + 1$ Kerne unter typischen Bedingungen gut überbrückt werden (siehe Verzweungsverhältnisse in Tab. 6.2). Als Beispiel ist in Abb. 6.8 die Häufigkeitsverteilung für XRB-Bedingungen zur Zeit der maximalen $A = 92$ Häufigkeit (siehe Abb. 6.4) gezeigt. Deutlich zu sehen sind die Häufigkeitsmaxima bei den Massen der wichtigsten Wartepunkte ($A = 72, 76, 80, 84, 88, 92, 96$). Zum Vergleich zeigt Abb. 6.8 auch die Häufigkeitsverteilung, die

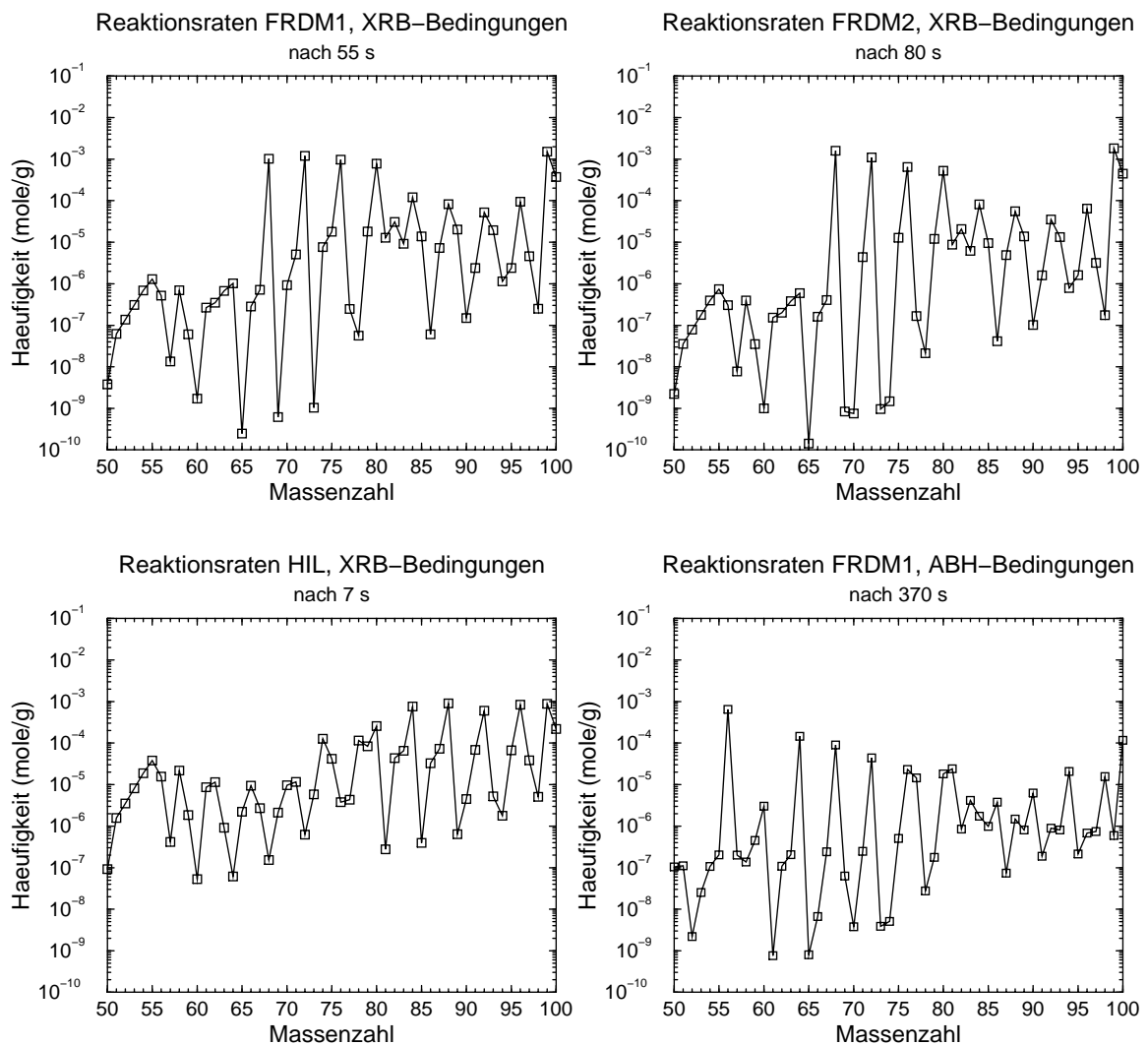


Abbildung 6.8: Die gesamte aufsummierte Häufigkeit der Isotope einer Massenzahl zum Zeitpunkt der maximalen $A = 92$ Häufigkeit als Funktion der Massenzahl. Gezeigt sind die Ergebnisse für XRB-Bedingungen (10^6 g/cm^3 , 1.5 GK) und den Reaktionsraten FRDM1, FRDM2 und HIL sowie für ABH-Bedingungen (10^4 g/cm^3 , 1.5 GK) und den Reaktionsraten FRDM1.

sich ohne 2p-Einfangraten mit den Reaktionsraten FRDM2 ergibt. Auf Grund der größeren totalen Lebensdauer von ^{68}Se und ^{72}Kr sind die $A = 68$ und $A = 72$ Maxima ausgeprägter.

Wie oben diskutiert wurde, ergibt sich auf der Basis der vom Hilf et. al.-Modell vorhergesagten Massen (HIL) ein sehr ähnlicher Reaktionspfad, bei dem jedoch die 2p-Einfangreaktionen über protonenungebundene Kerne durch schnellere Protoneneinfänge mit positivem Q -Wert ersetzt sind. Die Kerne mit langen β -Halbwertszeiten und kleinen Q -Werten für Protoneneinfänge sind daher ebenfalls die in Tab. 6.1 gelisteten gerade-gerade $N = Z$ Kerne. Abb. 6.3 zeigt, bei welcher Dichte als Funktion der Zeit Netto-Protoneneinfangrate und β -Zerfallsrate gleich sind, wenn die HIL-Reaktionsraten benutzt werden. Es zeigt sich, dass dann der β -Zerfall der sehr langlebigen Isotope ^{64}Ge , ^{68}Se , ^{72}Kr und ^{76}Sr für die meisten hier diskutierten rp-Prozessbedingungen vernachlässigbar ist. Dies führt zu einem stark beschleunigten Reaktionsfluss und einer Verschiebung der Wartepunkte in die gerade-gerade $N = Z - 2$ Isotope ^{66}Se , ^{70}Kr , ^{74}Sr und ^{78}Zr . Auf der anderen Seite dominiert für die gerade-gerade $N = Z$ Kerne oberhalb von Zr der β -Zerfall. Für diesen Bereich ergibt sich daher eine ähnliche Häufigkeitsverteilung wie mit den FRDM1-Rechnungen. Die unter XRB-Bedingungen berechnete Häufigkeitsverteilung zur Zeit der maximalen $A = 92$ Häufigkeit ist in Abb. 6.8 gezeigt. Wieder sind die Maxima an den Massen der prominenten Wartepunkte ($A = 74, 78, 80, 84, 92, 96$) deutlich erkennbar.

Für die niedrigere Dichte unter ABH-Bedingungen ergibt sich mit den FRDM1-Reaktionsraten ein etwas zu stabileren Kernen hin verschobener Reaktionspfad (siehe Kap. 6.1). Die Verschiebung ist jedoch klein, so dass auch unter ABH-Bedingungen die gerade-gerade $N = Z$ Kerne mit der Ausnahme von ^{96}Cd auf dem Reaktionspfad liegen (siehe Verzweungsverhältnisse in Tab. 6.1). Da 2p-Einfangreaktionen über protonenungebundene Kerne bei niedrigeren Dichten keine Rolle mehr spielen, sind ^{68}Se und ^{72}Kr Wartepunkte mit ihrer vollen β -Halbwertszeit. Im Unterschied zu den Rechnungen mit höheren Dichten sind jedoch auch die in Tab. 6.2 gelisteten gerade-ungerade $Z = N + 1$ Kerne Wartepunkte, da Photodisintegration nicht mehr über Protoneneinfänge kompensiert werden kann (siehe Verzweungsverhältnisse in Tab. 6.3). Darüber hinaus werden für $Z \geq 42$ die gerade-gerade $N = Z + 2$ Kerne ^{86}Mo , ^{90}Ru , ^{94}Mo und ^{98}Cd zu relativ langlebigen Wartepunkten. Damit kann die in Abb. 6.8 gezeigte Häufigkeitsverteilung während des $A = 92$ Maximums für ABH-Bedingungen verstanden werden: Für $A < 84$ ergibt sich, abgesehen von einem stark ausgeprägten $A = 56$ Maximum (von der Anreicherung von ^{56}Ni), ein ähnliches Bild wie mit den FRDM2-Rechnungen bei höheren Dichten (XRB-Bedingungen). Die zusätzlichen Maxima bei $A = 77$ und $A = 81$ werden von den Wartepunkten ^{77}Sr und ^{81}Zr verursacht. Für $A \geq 84$ sind die Resultate jedoch sehr verschieden von den FRDM2-Rechnungen mit hoher Dichte, da die näher an der Stabilität liegenden und daher langlebigeren Wartepunkte dominieren. Anstelle der Maxima bei $A = 84, 92$ und 96 ergeben sich nun Maxima bei $A = 94$ und $A = 98$.

Um mögliche Beiträge der rp-Prozessnukleosynthese zu den Isotopenhäufigkeiten der p-Kerne im Sonnensystem und unserer Galaxie zu bestimmen, müssen die sogenannten Überproduktionsfaktoren $T = Y/Y_{\odot}$ berechnet werden, die sich aus dem Verhältnis der produzierten Kernhäufigkeit Y zur Häufigkeit im Sonnensystem Y_{\odot}

Tabelle 6.3: Die mit den FRDM1-Reaktionsraten berechneten Verzweungsverhältnisse an den wichtigsten Wartepunkten unter ABH-Bedingungen. Das Verzweungsverhältnis $F_{\beta^+}/F_{\text{total}}$ ist der Anteil des Reaktionsflusses, der über β -Zerfall fließt (der übrige Reaktionsfluss fließt über den Protoneneinfang). Ein großes Verzweungsverhältnis deutet daher auf einen Wartepunkt hin, der den Reaktionsfluss etwa um die β -Zerfallslebensdauer verzögert. Ebenfalls aufgelistet sind die Halbwertszeiten für β -Zerfall (bei experimentellen Werten ist der Fehler angegeben) und der Q-Wert für Protoneneinfang.

Isotope	$T_{1/2}$ (s)	$Q_{(p,\gamma)}$ (MeV)	$F_{\beta^+}/F_{\text{total}}$ (%)
^{56}Ni	$5.18(1) \cdot 10^5$	0.767	1.3
^{64}Ge	63.7(25)	0.129	96
^{68}Se	35.5(7)	-0.450	100
^{72}Kr	17.2(3)	-0.311	100
^{76}Sr	8.9(3)	-0.261	100
^{77}Sr	9.0(2)	1.049	74
^{80}Zr	6.9	-1.181	100
^{81}Zr	15(5)	1.407	68
^{83}Nb	4.1(3)	2.241	47
^{85}Mo	0.4	0.559	100
^{86}Mo	19.6(11)	1.101	29
^{90}Ru	13(5)	1.134	30
^{94}Pd	9(5)	0.960	93
^{98}Cd	9.2(3)	1.292	99

ergeben. Der Anteil f_{rp}^i einer im Sonnensystem beobachteten Häufigkeit eines Kernes i , der aus dem rp-Prozess stammt, ergibt sich dann aus

$$f_{\text{rp}}^i = T_i f_{\text{proc}}, \quad (6.3)$$

wobei f_{proc} der Anteil des solaren Materials ist, der im entsprechenden rp-Prozess Szenarium prozessiert wurde. Die Berechnung von f_{rp}^i erfordert daher die Bestimmung von f_{proc} aus Modellen zur chemischen Evolution unserer Galaxis. Obergrenzen für f_{proc} können jedoch bereits von der Verteilung der in einem Szenarium produzierten Kernhäufigkeiten abgeleitet werden: Da selbst für das Isotop mit dem höchsten Überproduktionsfaktor T_{max} per Definition $f_{\text{rp}}^i \leq 1$ gelten muss, folgt

$$f_{\text{rp}}^i \leq \frac{T_i}{T_{\text{max}}}. \quad (6.4)$$

Deshalb können alle Kerne mit Überproduktionsfaktoren kleiner als T_{max} nur teilweise aus dem entsprechenden rp-Prozessszenarium stammen. Die Produktion von s- oder r-Kernen im rp-Prozess kann ebenfalls f_{rp}^i einschränken, da diese Prozesse relativ gut verstanden sind. Wenn der s- und r-Prozessanteil f_{sr}^k an einem Kern k bekannt ist, gilt $f_{\text{rp}}^k \leq (1 - f_{\text{sr}}^k)$ und damit unter Verwendung von Gl. 6.3

$$f_{\text{rp}}^i \leq (1 - f_{\text{sr}}^k) \frac{T_i}{T_k}. \quad (6.5)$$

Je nach dem für den s- bzw. r-Kern erhaltenen Überproduktionsfaktor sowie Wert und Genauigkeit von f_{sr}^k kann dies die möglichen rp-Prozessbeiträge zu allen übrigen Kernen stark einschränken. Ein Szenarium für die Produktion von z.B. mindestens 10% der solaren Häufigkeiten einer Gruppe von p-Kernen muss daher folgende Merkmale aufweisen: 1. Alle Kerne dieser Gruppe werden mit Überproduktionsfaktoren produziert, die sich um nicht mehr als einen Faktor 10 unterscheiden. 2. Kein s- oder r-Kern wird mit mehr als 10% des niedrigsten Überproduktionsfaktors der Gruppe synthetisiert.

Die Überproduktionsfaktoren T für die stabilsten, neutronenärmsten Kerne in einer Massenkette wurden von den in Abb. 6.8 gezeigten Kernhäufigkeiten berechnet. Dabei wurde angenommen, dass zum Zeitpunkt der maximalen $A = 92$ Häufigkeit die weitere Nukleosynthese stoppt und alle produzierten instabilen Kerne β -zerfallen. Dabei wird β -verzögerter Protonenzerfall vernachlässigt. Dies ist gerechtfertigt, wie neuere Experimente im Bereich der $A = 96$ und $A = 98$ Isobarenketten zeigen [134]. Zudem wird auch der Einfluss der von Null verschiedenen Zeitskala für den Abfall von Temperatur und Dichte vernachlässigt, der in Kap. 9 diskutiert wird.

Die resultierenden Überproduktionsfaktoren sind in Abb. 6.9 gezeigt. Zunächst werden die XRB-Bedingungen diskutiert. Abb. 6.9 zeigt, dass mit allen drei Reaktionsratenbibliotheken die p-Kerne ^{84}Sr , ^{92}Mo und ^{96}Ru mit hohen Überproduktionsfaktoren von vergleichbarer Größenordnung synthetisiert werden. Mit den FRDM1-Reaktionsraten werden auch die hauptsächlich im s-Prozess entstehenden Kerne ^{72}Ge , ^{76}Se und ^{80}Kr (s-Kerne) mit vergleichbaren Überproduktionsfaktoren produziert, weil die entsprechenden Wartepunkte ^{72}Kr , ^{76}Sr und ^{80}Zr nicht ausreichend überbrückt werden können. Für höhere Dichten oder weniger protonenungebundene ^{73}Rb und ^{77}Y würde jedoch 2p-Einfang an ^{72}Kr und ^{76}Sr effektiver sein und es würde sich eine eher dem HIL-Fall entsprechende Verteilung ergeben: Durch die Überbrückung der Wartepunkte ^{72}Kr und ^{76}Sr geht die Produktion der s-Kerne ^{72}Ge und ^{76}Se stark zurück, während stattdessen große Mengen der p-Kerne ^{74}Se und ^{78}Kr produziert werden. Abgesehen davon weist die Struktur der Überproduktionsfaktoren der HIL- und der FRDM1-Rechnungen eine bemerkenswerte Ähnlichkeit auf - trotz der sehr unterschiedlichen Modelle für die Massenvorhersage. Der einzige s-Kern, der in allen Rechnungen in signifikanten Mengen produziert wird und der damit nach Gl. 6.5 den rp-Prozess als mögliches Szenarium für den Ursprung von p-Kernen stark einschränkt, ist ^{80}Kr . wie Abb. 6.3 zeigt, kann der entsprechende Wartepunkt ^{80}Zr nicht überbrückt werden, da sowohl das FRDM (1992)- als auch das Hilf et. al.-Modell relativ niedrige (negative) Q-Werte für Protoneneinfang vorhersagen.

In Abb. 6.9 sind auch die unter ABH-Bedingungen berechneten Überproduktionsfaktoren gezeigt. Für $A \leq 84$ ergeben sich, wie nach der Diskussion der Häufigkeitsverteilungen zu erwarten war, ähnliche Überproduktionsfaktoren wie bei den FRDM1-Rechnungen unter XRB-Bedingungen. Eine Ausnahme sind die zusätzlichen Maxima bei $A = 77$ und $A = 81$. Das $A = 56$ Maximum in der Häufigkeitsverteilung tritt in den Überproduktionsfaktoren auf Grund der hohen solaren Häufigkeit von ^{56}Fe nicht auf. Oberhalb von $A = 84$ sind die Überproduktionsfaktoren jedoch im Vergleich zu den Ergebnissen unter XRB-Bedingungen sehr unterschiedlich. Die höchsten Überproduktionsfaktoren in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher werden für die p-Kerne

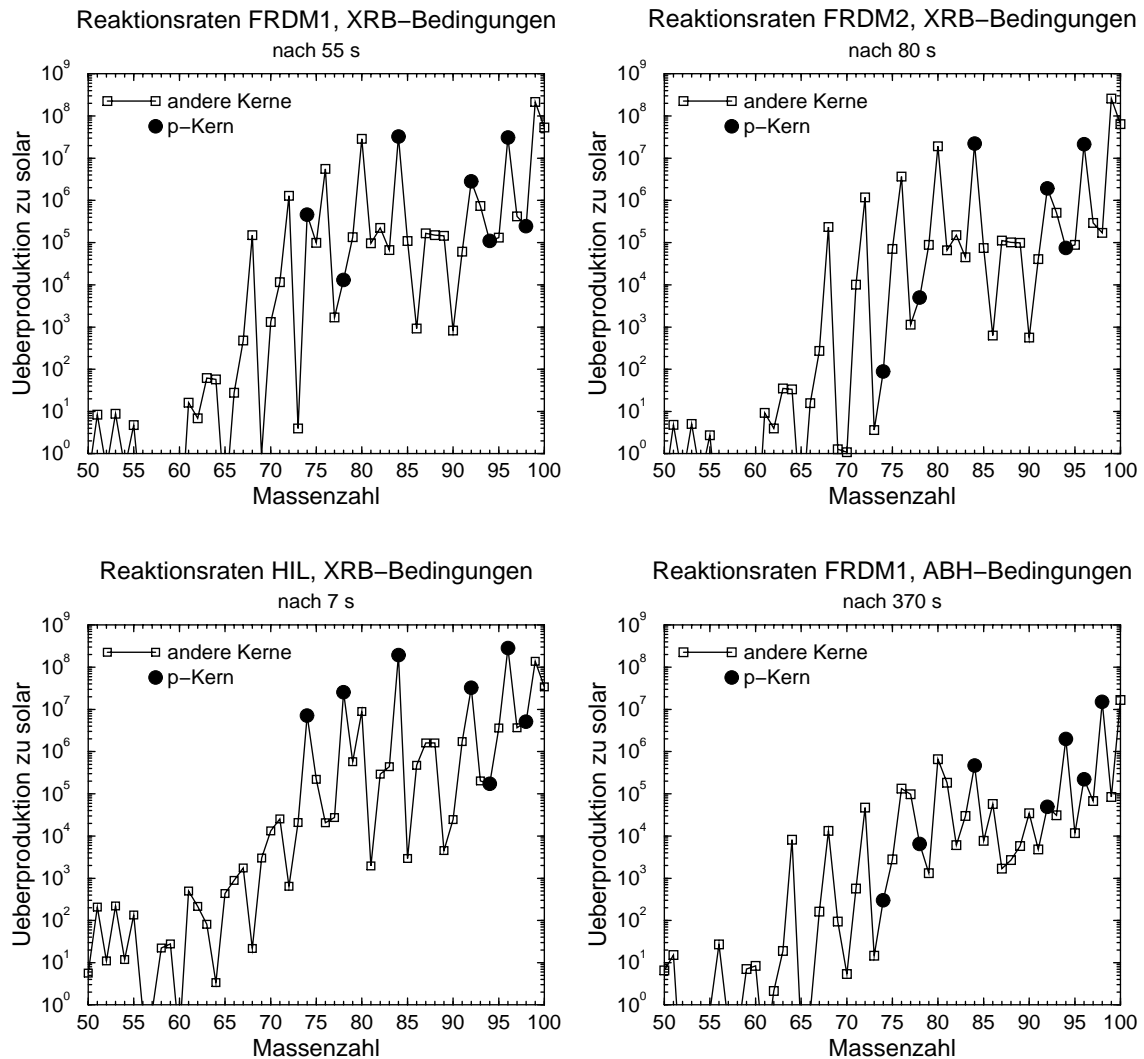


Abbildung 6.9: Die Überproduktionsfaktoren bezüglich solarer Häufigkeiten als Funktion der Massenzahl für das neutronenärmste stabile Isotop der entsprechenden Isobarenreihe. Bei der Berechnung wird angenommen, dass zum Zeitpunkt der maximalen $A = 92$ -Häufigkeit (siehe Häufigkeitsverteilung in Abb. 6.8) alle β -instabilen Isobare vollständig zerfallen sind. β -verzögerter Protonenzerfall wird dabei vernachlässigt. Gezeigt werden die Überproduktionsfaktoren für XRB-Bedingungen (10^6 g/cm^3 , 1.5 GK) und den Reaktionsraten FRDM1, FRDM2 und HIL sowie für ABH-Bedingungen (10^4 g/cm^3 , 1.5 GK) und den Reaktionsraten FRDM1.

^{94}Mo und ^{98}Ru erzielt, die unter XRB-Bedingungen kaum produziert werden. Innerhalb der Unsicherheiten der β -Zerfallsraten kann nicht ausgeschlossen werden, dass zusätzlich große Mengen des p-Kerns ^{84}Sr sowie des s-Kerns ^{80}Kr entstehen.

Die Abhängigkeit der Überproduktionsfaktoren von Temperatur und Dichte ist in Abb. 6.7 dargestellt, welche die Konturen des maximalen $A = 92$ Überproduktionsfaktors für die verschiedenen Reaktionsratenbibliotheken in der Temperatur- und Dichteebene zeigt. Ebenfalls gezeigt sind die Konturen für die Zeit, die benötigt wird, um diese Überproduktionsfaktoren zu erreichen. Innerhalb des in Kap. 6.3 beschriebenen

Temperaturfensters für einen schnellen Reaktionsfluss steigt der erzielte Überproduktionsfaktor mit der Dichte an. Dieser Anstieg ist relativ steil für Dichten unterhalb von 10^5 g/cm^3 und relativ langsam für höhere Dichten. Innerhalb des Temperaturfensters hängt der Überproduktionsfaktor kaum von der Temperatur ab. Dies rechtfertigt die Interpretation der in Abb. 6.9 gezeigten Verteilung der Überproduktionsfaktoren als typisch für die Nukleosynthese unter den jeweiligen Dichtebedingungen. Für Temperaturen oberhalb oder unterhalb des Temperaturfensters ergibt sich ein umgekehrtes Bild. Die Überproduktionsfaktoren hängen dann stark von der Temperatur und kaum von der Dichte ab.

Von der Verteilung der Überproduktionsfaktoren her wäre der rp-Prozess ein Szenarium für die Produktion der leichten p-Kerne ^{84}Sr , ^{92}Mo , ^{84}Mo , ^{96}Cd und ^{98}Cd im Sonnensystem. Unter Umständen könnten auch ^{74}Se und ^{78}Kr aus dem rp-Prozess stammen. Dies ist interessant, weil der Ursprung der besonders hohen solaren Häufigkeiten für ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru und ^{98}Ru bislang ungeklärt ist. Die Standardszenarien für den p-Prozess produzieren diese Kerne nicht in ausreichenden Mengen [64, 67, 65]. Für ^{92}Mo sind Beiträge von Neutrinowinden in Typ II Supernovae möglich [135], was in Übereinstimmung mit dem hier berechneten etwas niedrigeren Überproduktionsfaktor wäre (Abb. 6.9). Interessant ist auch, dass die beiden hier diskutierten Szenarien komplementär in der Synthese dieser vier p-Kerne sind. ^{92}Mo und ^{96}Ru werden unter XRB-Bedingungen synthetisiert, während ^{94}Mo und ^{98}Ru unter ABH-Bedingungen produziert werden (siehe jedoch Kap. 9.3.4). Der hohe Überproduktionsfaktor für ^{80}Kr in allen hier diskutierten Szenarien könnte jedoch zu einem Konflikt mit dem s-Prozess führen. Eine experimentelle Bestimmung der β -Halbwertszeit des Wartepunktes ^{80}Zr wäre allerdings notwendig, um dies zu klären.

Die erhaltenen Überproduktionsfaktoren hängen stark von den verwendeten Kernmassen ab, die die Wartepunkte festlegen. Sowohl für den rp-Prozesspfad unter XRB-Bedingungen als auch unter ABH-Bedingungen sind die relevanten Kernmassen nicht experimentell bekannt. Für Röntgenburstszenarios würden Massenmessungen von ^{80}Zr , ^{81}Nb , ^{82}Nb , ^{84}Mo , ^{85}Tc , ^{88}Ru , ^{89}Rh , ^{92}Pd , ^{93}Ag und ^{96}Cd sowie eine genauere Bestimmung der ^{81}Zr Masse die Unsicherheiten drastisch reduzieren. Dies gilt besonders für die Kerne in der Massenregion $A = 80\text{--}84$, in der starke Deformation der Kernformen eine zusätzliche Unsicherheit in den Vorhersagen der Kernmassen verursacht. Für rp-Prozessrechnungen in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher wären Massenmessungen von ^{85}Mo , ^{86}Tc , ^{87}Tc , ^{89}Ru , ^{90}Rh , ^{90}Ru , ^{91}Rh , ^{93}Pd , ^{94}Ag , ^{94}Pd , ^{95}Ag , ^{97}Cd , ^{98}In , ^{98}Cd und ^{99}In dringend erforderlich.

Die Überproduktionsfaktoren hängen auch von der β -Zerfallsrate des entsprechenden Wartepunktes ab. Dies ist in Abb. 6.10 veranschaulicht, die zeigt, dass der Überproduktionsfaktor für ^{92}Mo in etwa proportional zur Halbwertszeit von ^{92}Pd ist. Für die Rechnungen unter XRB-Bedingungen sind die relevanten β -Halbwertszeiten der Kerne mit $A \geq 40$ nicht experimentell bekannt. Typische Unsicherheiten in den mit dem Schalenmodell berechneten Halbwertszeiten sind ein Faktor 2.7, was zu einer entsprechenden Unsicherheit in den Überproduktionsfaktoren führt. Im Falle von ^{80}Zr und ^{84}Mo , für die keine verlässlichen Schalenmodellrechnungen möglich sind, beträgt die Unsicherheit etwa einen Faktor 5.5 (siehe Kap. 5.1.5). Für den Reaktionspfad in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher sind bis auf ^{80}Zr , ^{84}Mo und ^{85}Mo die mei-

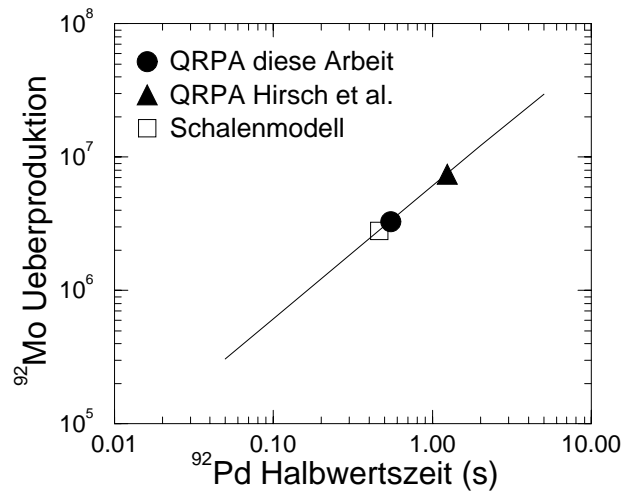


Abbildung 6.10: Der Überproduktionsfaktor für ^{92}Mo als Funktion der im Reaktionsnetzwerk benutzten Halbwertszeit für den β -Zerfall von ^{92}Pd . Markiert sind die von den verschiedenen Modellen vorhergesagten Halbwertszeiten, die alle mit dem Q-Wert des FRDM (1992)-Modells berechnet wurden. Die Rechnungen wurden unter XRB-Bedingungen (10^6 g/cm^3 , 1.5 GK) mit den FRDM1-Reaktionsraten durchgeführt. Dabei wurden die gleichen Annahmen wie bei Abb. 6.9 gemacht.

sten der wichtigen β -Halbwertszeiten experimentell bekannt. Zusammenfassend wären Messungen der β -Halbwertszeiten von ^{84}Mo , ^{85}Mo , ^{92}Pd , ^{96}Cd und ganz besonders ^{80}Zr extrem wichtig.

Zu beachten ist, dass die sehr hohen Überproduktionsfaktoren von bis zu 10^8 durch Verbrennen von ^4He über die 3α -Reaktion und anschließende α - und p-Einfänge produziert werden. Abgesehen von den Anfangshäufigkeiten für ^1H und ^4He , die ein kritischer Parameter sind, sind die Ergebnisse daher weitgehend unabhängig von der Wahl der Saathäufigkeiten. Dies wird in Abb. 6.4 und Abb. 6.6 deutlich, in denen die Isotopenhäufigkeiten als Funktion der Zeit gezeigt sind. Die meisten Häufigkeiten erreichen nach etwa 0.01 s ein Plateau, welches aus Protoneneinfängen an schwereren Saatkernen stammt. Dieses Plateau ist jedoch typischerweise 6 Größenordnungen kleiner als die maximalen Häufigkeiten, die später nach etwa 10-100 s aus der Synthese von ^4He und ^1H erzielt werden, und damit vernachlässigbar.

6.5 Der Zr-Nb-Zyklus

Das FRDM (1992)-Modell sagt für Kerne um $N = 42$ mit $40 \leq Z \leq 44$ sehr niedrige α -Separationsenergien vorher (siehe Kap. 5.1.1.3). Im Falle von ^{84}Mo , für das sich sogar eine negative α -Separationsenergie von -0.575 MeV ergibt, hätte dies interessante Konsequenzen für den rp-Prozess. Obwohl die Halbwertszeit für α -Zerfall ($\approx 10^{45} \text{ a}$) auf Grund der hohen Coulombbarriere immer noch sehr viel länger als die β -Halbwertszeit und damit vernachlässigbar ist, führt die niedrige α -Separationsenergie zu einer starken Erhöhung der $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$ -Reaktionsrate. Dies führt zur Bildung

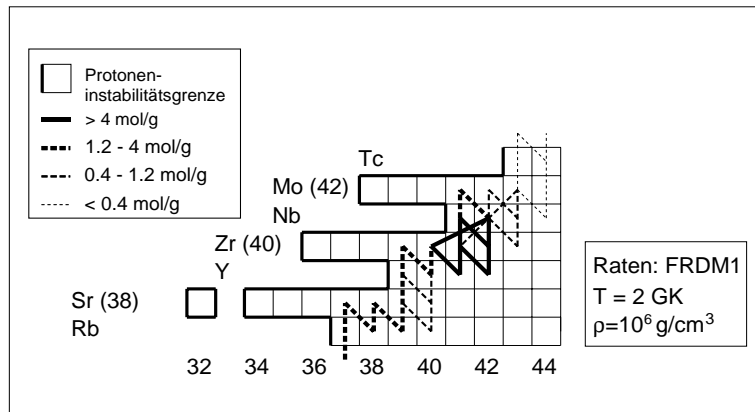
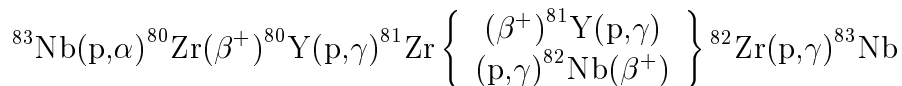


Abbildung 6.11: Der zeitintegrierte Reaktionsfluss im Zr-Nb-Zyklus bei einer Dichte von 10^6 g/cm^3 und einer Temperatur von 2 GK.

eines Zr-Nb-Zyklus, wenn Netto-Protoneneinfang an ^{83}Nb durch hohe Temperaturen auf Grund von Photodisintegration an ^{84}Mo ausreichend unterdrückt wird. Der Zr-Nb-Zyklus wird über folgende Reaktionskette gebildet (siehe Abb. 6.11):



Unter den typischen Bedingungen in Röntgenbursts und Akkretionsscheiben um schwarze Löcher dominiert jedoch der Netto-Protoneneinfang an ^{83}Nb (siehe Abb. 6.1). Dies ist in Abb. 6.12 zu sehen, die den in $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$ verzweigenden Anteil des Reaktionsflusses als Funktion der Temperatur zeigt. Für XRB- und ABH-Bedingungen laufen nur einige wenige Prozent des Reaktionsflusses über $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$ und der Zr-Nb-Zyklus spielt keine wichtige Rolle. Für Temperaturen von 2 GK oder mehr wird jedoch praktisch der gesamte Reaktionsfluss über $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)^{80}\text{Zr}$ geleitet. Das

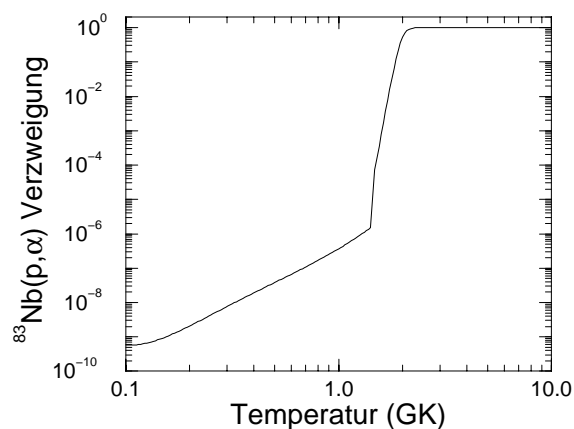


Abbildung 6.12: Der Anteil des gesamten Reaktionsflusses, der über $^{83}\text{Nb}(p,\alpha)$ läuft und damit im Zr-Nb-Zyklus verbleibt.

gesamte synthetisierte Material wird dann im Nb-Zr-Zyklus gespeichert, der dann der Endpunkt des rp-Prozesses ist. Bei diesen hohen Temperaturen befinden sich ^{83}Nb und ^{84}Mo im Gleichgewicht. Daher ist der β -Zerfall von ^{84}Mo das einzige Leck im Zr-Nb-Zyklus. Die Leckrate wird von der Massendifferenz zwischen ^{83}Nb und ^{84}Mo (welche die Gleichgewichtshäufigkeit von ^{84}Mo festlegt) sowie der β -Zerfallsrate von ^{84}Mo bestimmt. Innerhalb des Zr-Nb-Zyklus wird das gespeicherte Material praktisch vollständig in ^{80}Zr und ^{81}Zr umgewandelt, weil diese beiden Kerne die längsten Lebensdauern im Zyklus haben. Abb. 6.13 zeigt die Häufigkeiten der wichtigsten Wartepunkte sowie von ^{80}Zr und ^{81}Zr als Funktion der Zeit für eine Temperatur von 2 GK. ^{56}Ni ist unter diesen Bedingungen ein starker Wartepunkt, und es dauert etwa 100 s,

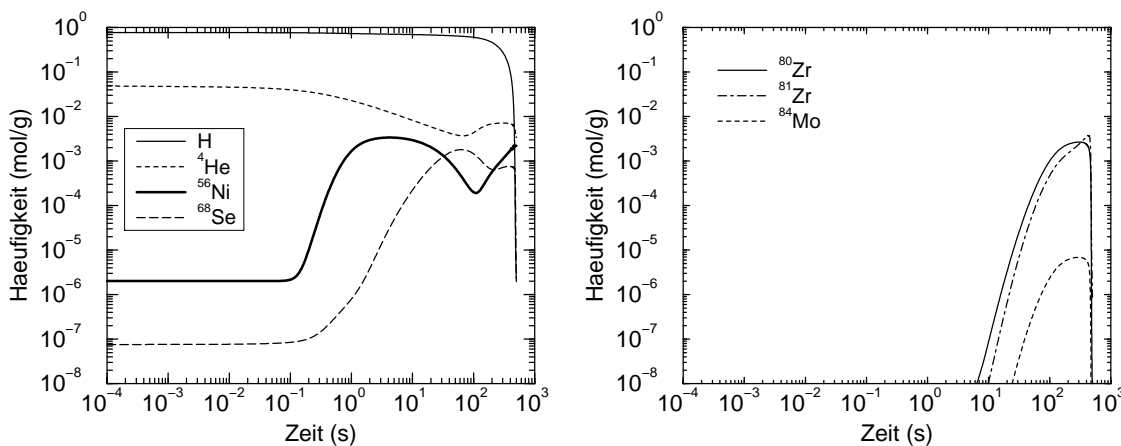


Abbildung 6.13: Die Häufigkeit der wichtigsten Kerne im Zr-Nb-Zyklus als Funktion der Zeit für eine Dichte von 10^6 g/cm^3 und eine Temperatur von 2 GK. Unter diesen Bedingungen endet der rp-Prozess im Zr-Nb-Zyklus.

um Material in die Zr-Region zu prozessieren. Wie Abb. 6.13 zeigt, findet praktisch keine über den Zr-Nb-Zyklus hinausgehende Nukleosynthese statt (siehe ^{84}Mo -Häufigkeit) und nach etwa 200 s ist ein großer Teil (40-50%) der Materie in ^{80}Zr und ^{81}Zr umgewandelt.

In typischen Röntgenbursts werden Temperaturen von 2 GK durchaus erreicht, aber der Temperaturanstieg erfolgt innerhalb von einigen Sekunden, so dass Nukleosynthese oberhalb von ^{56}Ni erst in der Abkühlphase stattfinden kann (siehe Kap. 9). Der Zr-Nb-Zyklus wird daher in typischen Röntgenbursts keine Rolle spielen. In Ausnahmefällen wurden jedoch auch Röntgenbursts mit Anstiegszeiten von bis zu 10 s beobachtet. Dies könnte genügend Zeit sein, um Material oberhalb von ^{56}Ni zu synthetisieren, bevor Photodisintegration an ^{57}Cu einsetzt. Dieses Material wird dann im Zr-Nb-Zyklus gespeichert werden, der in diesem Fall den rp-Prozess erheblich beeinflussen würde. In den meisten Szenarien, die rp-Prozessnukleosynthese in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher beschreiben, wird der Reaktionspfad in etwa dem in Abb. 6.1 gezeigten Nukleosynthesefluss entsprechen. Temperatur und Dichte in diesen Szenarien hängen jedoch sehr empfindlich von Modellparametern ab. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, dass der Zr-Nb-Zyklus unter bestimmten Bedingungen

eine Rolle spielt. Dies sollte unter Verwendung von realistischeren Temperatur- und Dichtefunktionen untersucht werden.

Die Existenz des Zr-Nb-Zyklus hängt kritisch von der niedrigen α -Separationsenergie für ^{84}Mo ab, wie sie vom FRDM (1992)-Modell vorhergesagt wird. Wie in Kap. 5.1.1.3 diskutiert wurde, gibt es jedoch Hinweise darauf, dass dieser Abfall der α -Separationsenergie ein vom Modell produzierter Effekt sein könnte. Um dies zu klären, wäre eine Massenmessung von ^{80}Zr und ^{84}Mo extrem wichtig. Wichtig wäre auch eine experimentelle Bestimmung der β -Zerfallsrate von ^{84}Mo , die die Leckrate aus dem Zr-Nb-Zyklus bestimmt, und von ^{80}Zr und ^{81}Zr (mit höherer Genauigkeit als bisher), die die Zykluszeit und die produzierten Isotopenhäufigkeiten bestimmen.

6.6 Schlussfolgerungen

In diesem Kapitel wurden die für Netzwerkrechnungen zum rp-Prozess notwendigen Eingabeparameter für die Kernregion $32 \leq Z \leq 50$ beschrieben. Dabei wurde auch diskutiert, wie die momentanen Unsicherheiten in den verschiedenen kernphysikalischen Parametern rp-Prozessrechnungen für Röntgenbursts und Akkretionsscheiben um schwarze Löcher beeinflussen. Folgende Schlussfolgerungen können gezogen werden:

Der wichtigste Parameter für rp-Prozessrechnungen sind die Massen der beteiligten Kerne, da der Reaktionspfad für eine gegebene Temperatur, Dichte und Isotopenzusammensetzung fast vollständig durch die Q-Werte für Protoneneinfang bestimmt wird. Die Schwierigkeit bei Rechnungen oberhalb von ^{64}Ge ist, dass für die meisten Kerne entlang des hier berechneten rp-Prozesspfades keine experimentellen Kernmassen zur Verfügung stehen. Darüber hinaus erreicht der rp-Prozesspfad im Massebereich um $A = 80$ ein Gebiet mit stark deformierten Kernen. Wie hier gezeigt wurde, erschwert dies die theoretische Vorhersage von Kernmassen deutlich. Der Vergleich der Rechnungen mit den beiden sehr unterschiedlichen Modellen zur Massenvorhersage, dem FRDM (1992)- und dem Hilf et al.-Modell, zeigte jedoch, dass die Genauigkeit der Vorhersagen für eine Bestimmung des Reaktionspfades ausreichend ist. Für die Berechnung der Zeitstruktur, der Verteilung der am Ende produzierten Isotopenhäufigkeiten und die Energieproduktion sind die bestehenden Unsicherheiten in den Modellen allerdings noch sehr groß. Massenmessungen mit einer Genauigkeit von 100 keV oder besser für einige ausgewählte Isotope wären daher extrem wichtig, um die Genauigkeit von rp-Prozessrechnungen zu verbessern. Die entsprechenden Kerne sind in den Kapiteln 6.3, 6.4 und 6.5 gelistet.

Ebenfalls von großer Bedeutung für die rp-Prozessrechnungen sind die Halbwertszeiten für die β -Zerfälle der Wartepunkte, da diese Zeitstruktur und Häufigkeitsverteilung bestimmen. Im Allgemeinen stehen für Halbwertszeiten mehr experimentelle Daten zur Verfügung als für Kernmassen. Besonders die Halbwertszeiten der für die Bestimmung der Zeitskala des rp-Prozesses extrem wichtigen langlebigeren Isotope im Ge-Kr Bereich sind alle experimentell bekannt. Der tatsächliche Endpunkt des rp-Prozesses und die resultierende Häufigkeitsverteilung der synthetisierten Isotope hängen jedoch von den Halbwertszeiten der Kerne zwischen Kr und Sn entlang der Grenze zur Protoneninstabilität ab, für die zum größten Teil noch keine experimentel-

len Daten existieren. Halbwertszeitmessungen für diese in Kap. 6.4 gelisteten Isotope wären daher von großer Bedeutung.

Generell stellen die Unsicherheiten in den nur theoretisch berechneten Protoneneinfangraten kein Problem für die Rechnungen zum rp-Prozess dar. In den meisten Fällen ist es ausreichend zu wissen, dass die Protoneneinfangrate sehr viel schneller als die β -Zerfallsrate ist. Nur an Wartepunkten, an denen der Reaktionsfluss über Protoneneinfang gehemmt ist, beeinflusst der exakte Wert der Protoneneinfangrate das Verzweigungsverhältnis des Reaktionsflusses. Selbst in diesen Fällen wird das Verzweigungsverhältnis nur für Temperaturen von typischerweise unter 1.5 GK von den Protoneneinfangraten bestimmt, wenn einige Kerne aus dem (p, γ)-(γ ,p)-Gleichgewicht herausfallen. Dann bestimmt die Protoneneinfangrate an dem auf den Wartepunkt folgenden Isoton den Reaktionspfad. Aber selbst in diesen Fällen ist die Empfindlichkeit auf die Protonenbindungsenergien sehr viel größer. Nur wenn die entsprechenden Kernmassen genauer als etwa 100 keV bekannt sind, spielen die für das statistische Modell typischen Unsicherheiten von einem Faktor 2 in den Reaktionsraten überhaupt eine Rolle. Der einzige wichtige Fall dieser Art ist die $^{57}\text{Cu}(p,\gamma)^{58}\text{Zn}$ -Reaktion. Eine experimentelle Bestimmung dieser Reaktionsrate würde die Unsicherheiten in der Zeitskala des rp-Prozesses reduzieren.

Generell entspricht die Unsicherheit in der Berechnung einer Kernhäufigkeit oder der rp-Prozesszeitskala der Unsicherheit in der totalen Lebensdauer der entsprechenden Wartepunkte. Für die langlebigeren Wartepunkte, die mit 2p-Einfangreaktionen über protonenungebundene Kerne überbrückt werden können, dominiert in der Regel der Einfluss der Kernmassen und die Unsicherheit in der totalen Lebensdauer kann mehrere Größenordnungen betragen. Die Lebensdauer kurzlebigerer Wartepunkte, an denen die 2p-Einfangreaktionen meist vernachlässigbar sind, wird dagegen in vielen Fällen von der β -Halbwertszeit mit Unsicherheiten von einem Faktor 3–6 bestimmt. Im Rahmen der noch großen Unsicherheiten kann jedoch festgestellt werden, dass der rp-Prozess sowohl unter Röntgenburstbedingungen als auch unter den Bedingungen, wie sie unter Umständen in Akkretionsscheiben um schwarze Löcher herrschen, ein potentiell Produktionsszenarium für leichte p-Kerne im $A = 74\text{--}96$ Bereich ist.

Es wurde außerdem gezeigt, dass 2p-Einfangreaktionen für Bedingungen, wie sie in Röntgenbursts herrschen, zu einer wesentlichen Verkürzung der Lebensdauer der Wartepunkte ^{68}Se und ^{72}Kr führen. Die Konsequenzen für die Nukleosynthese in Röntgenbursts werden in Kap. 9 untersucht.

Kapitel 7

2p-Einfang in Novae

Die in diesem Kapitel beschriebenen Netzwerkrechnungen wurden durchgeführt, um zu untersuchen, welche Reaktionen für die Synthese von ^{22}Na und ^{26}Al , für die Energieproduktion und für die Geschwindigkeit des Reaktionsflusses zu schweren Elementen in Novaexplosionen entscheidend sind. Diese Merkmale der rp-Prozessnukleosynthese stehen in direktem Zusammenhang zu beobachtbaren Größen, wie der Emission charakteristischer γ -Strahlung, der Luminositätskurve und der Elementzusammensetzung der ins interstellare Medium herausgeschleuderten Materie. In diesem Zusammenhang soll besonders die mögliche Rolle von 2p-Einfangreaktionen herausgearbeitet werden.

Für die hier beschriebenen Rechnungen wurden Temperatur und Dichte als Funktionen der Zeit vorgegeben (siehe Abb. 7.1). Die Daten entsprechen der heißesten Zone des $1.25 M_{\odot}$ Modells für eine ONeMg-Nova von Politano, Starrfield, Truran, Weiss und Sparks 1995 [6]. Der kritische Punkt bei der Berechnung der Nukleosynthese in Novae ist die Tatsache, dass die Entartung des Elektronengases wegen der niedrigen Dichte bereits bei einer Temperatur von 0.03-0.1 GK aufgehoben wird - gerade am Anfang der Energieproduktion durch den thermonuklearen Ausbruch. Die Hauptenergieproduktion findet daher während der Expansion der Explosionszone statt, was dazu führt, dass, wie in Abb. 7.1 zu sehen ist, der scharfe Temperaturanstieg mit einem drastischen Abfall in der Dichte verbunden ist. Daher ändert sich das Verhältnis von Temperatur und Dichte, welches der wichtigste Parameter für die Nukleosynthese ist, in kurzer Zeit drastisch und wird dadurch extrem modellabhängig (eine kleine Zeitverschiebung zwischen Dichte- und Temperaturverlauf hat drastische Auswirkungen auf die Nukleosynthese). Näherungsrechnungen mit konstanter Temperatur und Dichte sowie das Skalieren von Temperatur- und Dichteverläufen, wie es in vergangenen Studien zum Teil durchgeführt wurde, sind daher nicht sinnvoll. Das hier benutzte Beispiel eines $1.25 M_{\odot}$ Modells entspricht nicht unbedingt den optimalen oder typischen Bedingungen zur Synthese von ^{22}Na und ^{26}Al und dient nur zur Analyse der Reaktionsmechanismen.

Die Rechnungen wurden mit dem in Kap. 5.2 beschriebenen Reaktionsnetzwerk durchgeführt. Die Anfangshäufigkeiten der Kerne entsprachen der in [6] angegebenen Verteilung für eine ONeMg-Nova und sind daher stark angereichert ^{16}O , ^{20}Ne und ^{24}Mg (siehe Tab. 7.1).

Der resultierende Reaktionsfluss ist in Abb. 7.2 gezeigt. Es stellt sich heraus, dass der Nukleosyntheseprozess für niedrige Temperaturen grundsätzlich anders abläuft

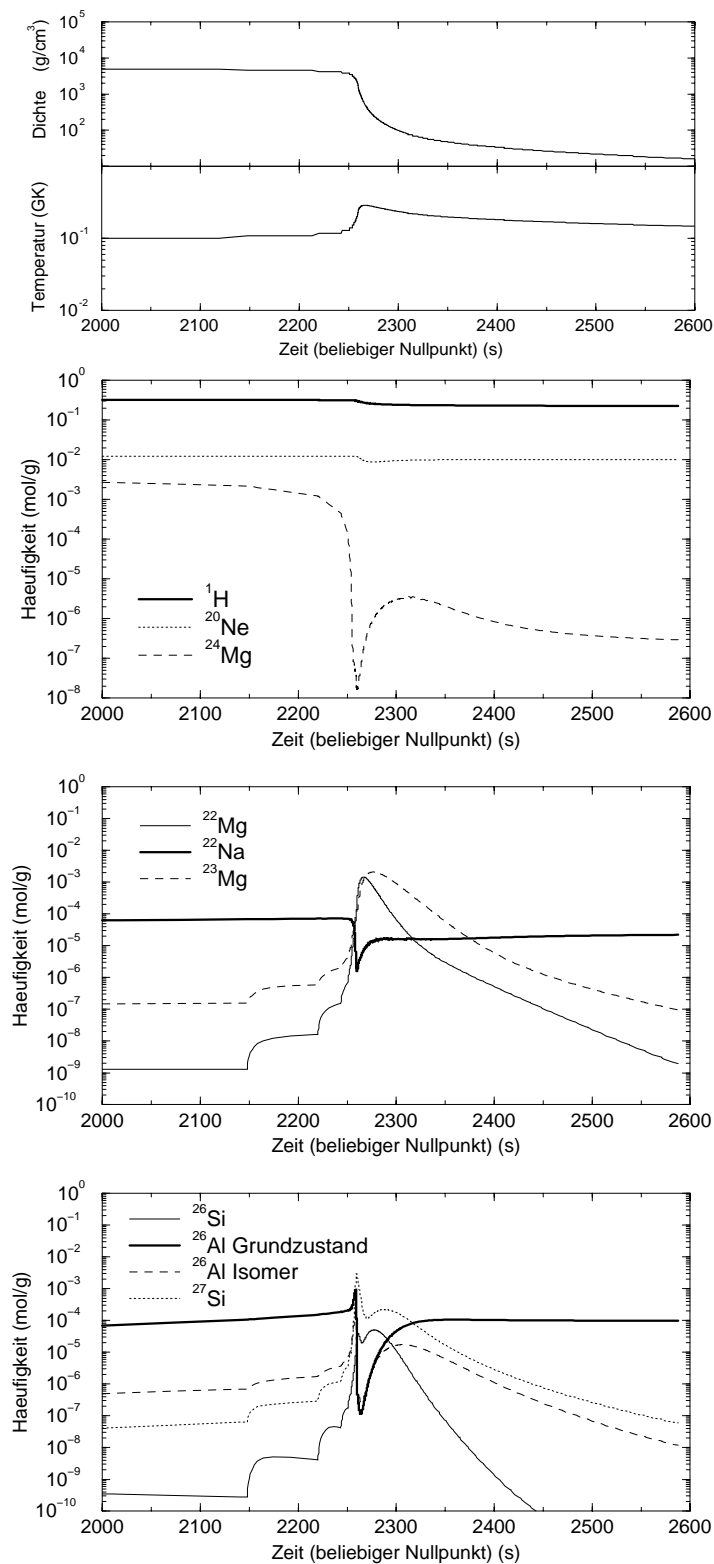


Abbildung 7.1: Dichte, Temperatur und die Häufigkeiten der für die Synthese von ^{22}Na und ^{26}Al wichtigsten Isotope als Funktion der Zeit während einer Novaexplosion. Temperatur und Dichte stammen aus dem $1.25 M_{\odot}$ Modell einer ONeMg-Nova nach [6].

Tabelle 7.1: Die wichtigsten Saathäufigkeiten Y in mol/g. Der Massenanteil X ergibt sich durch Multiplikation mit A g/mol. Für die übrigen Isotope mit sehr viel geringerer Häufigkeit siehe [6].

Isotop	Y (mol/g)	X
^1H	0.365	0.365
^4He	0.0333	0.133
^{12}C	7.867E-05	0.00094
^{16}O	9.398E-03	0.150
^{20}Ne	0.01244	0.249
^{24}Mg	4.171E-3	0.100

als bei hohen Temperaturen, sowohl für ^{22}Na als auch für ^{26}Al . Abb. 7.2 zeigt daher neben dem über die gesamte Nova integrierten Reaktionsfluss auch die Flüsse, die sich während der Niedrigtemperatur-Phase vor dem thermonuklearen Ausbruch und in der kurzen Hochtemperatur-Phase direkt nach dem thermonuklearen Ausbruch ergeben. Abb. 7.1 zeigt die für die Synthese von ^{22}Na und ^{26}Al wichtigen Isotopenhäufigkeiten als Funktion der Zeit. Dies beinhaltet auch die wichtigsten Saatkerne, die neben ^1H auch ^{20}Ne für die ^{22}Na -Synthese und ^{24}Mg für die ^{26}Al -Synthese sind. Abb. 7.1 zeigt, dass in der hier gerechneten Novaexplosion kaum ^1H verbraucht wird. Der thermonukleare Ausbruch wird folglich von der durch die Expansion rasch absinkenden Dichte beendet. Sehr unterschiedlich ist auch das Verhalten der beiden wichtigsten Saatkerne ^{20}Ne und ^{24}Mg . Die ^{20}Ne -Häufigkeit bleibt auf Grund der langsamen $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}$ -Reaktion und wegen des bei den hier betrachteten Bedingungen weitgehend geschlossenen Na-Ne-Zyklus fast konstant. Weil dagegen die $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$ -Reaktion relativ schnell ist und sich auch kein Mg-Al-Zyklus bildet, wird die ^{24}Mg -Häufigkeit im thermonuklearen Ausbruch praktisch vollständig vernichtet (siehe Abb. 7.2).

7.1 ^{22}Na - und ^{26}Al -Synthese bei niedrigen Temperaturen

Wie Abb. 7.2 zeigt, wird bei niedrigen Temperaturen ($T < 0.1$ GK) ^{22}Na durch die langsame Umwandlung der ^{20}Ne -Saathäufigkeit über die Reaktionssequenz $^{20}\text{Ne}(p,\gamma)^{21}\text{Na}(\beta^+)^{21}\text{Ne}(p,\gamma)^{22}\text{Na}$ produziert. Dies entspricht dem langsamen Anstieg der ^{22}Na -Häufigkeit über die ersten 4000 s der Nova vor dem Ausbruch, dessen Endphase in Abb. 7.1 noch zu sehen ist. Bei niedrigen Temperaturen gibt es keinen effektiven Zerstörungsmechanismus, so dass die produzierte ^{22}Na -Häufigkeit ausschließlich von den Raten der oben genannten Reaktionskette und der Dauer des Prozesses abhängt. Im Prinzip sind daher Endhäufigkeiten von der Größenordnung der ^{20}Ne -Anfangshäufigkeit möglich.

Für ^{26}Al ergibt sich ein vollkommen äquivalentes Bild. Hier wird ^{26}Al durch die Umwandlung der ^{24}Mg -Saathäufigkeit über die Reaktionskette $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}(\beta^+)$ -

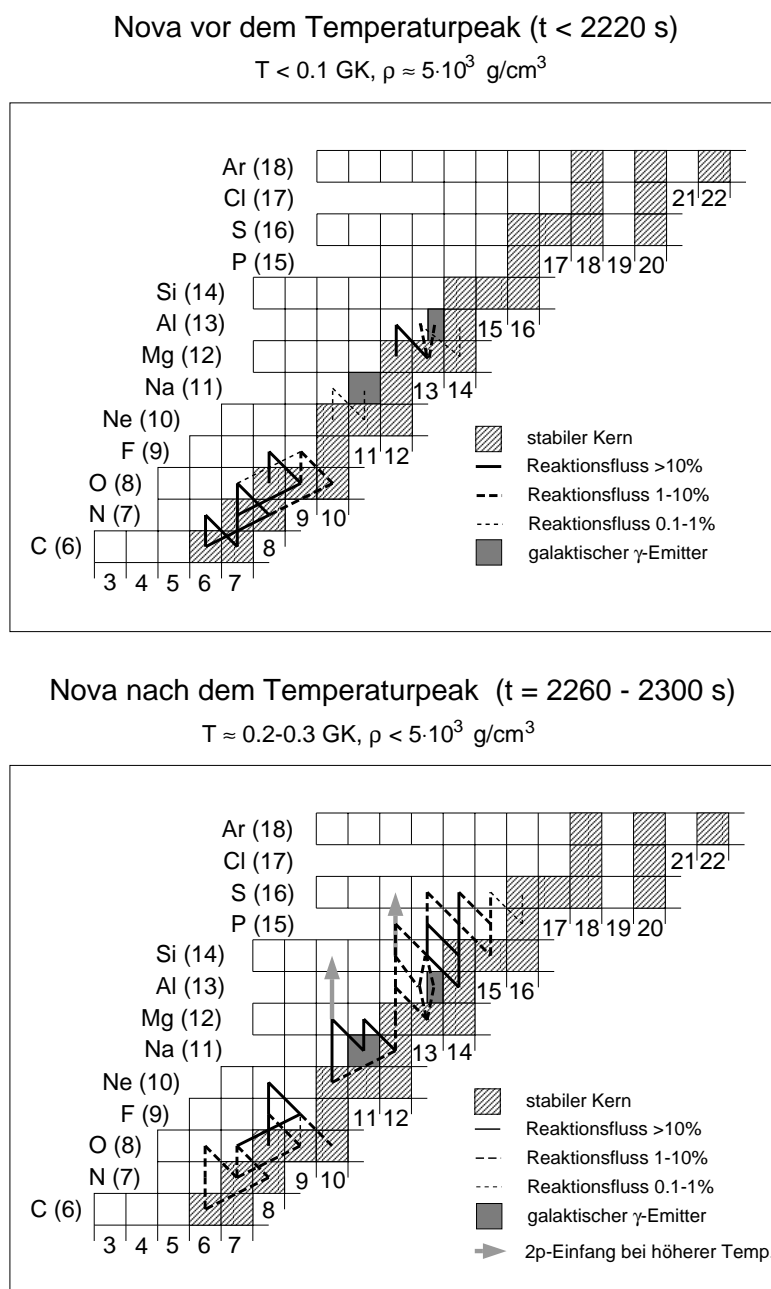


Abbildung 7.2: Der zeitintegrierte Reaktionsfluß während einer ONeMg-Novaexplosion. Das obere Bild zeigt den Reaktionsfluß vor dem Ausbruch bis zu einer Temperatur von 0.1 GK (Nukleosynthese bei niedrigen Temperaturen). Das untere Bild zeigt den Reaktionsfluß unmittelbar nach dem Erreichen der maximalen Temperatur von etwa 0.3 GK bis zur Abkühlung auf etwa 0.2 GK (Nukleosynthese bei hohen Temperaturen).

$^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ produziert. Auch hier sind im Prinzip hohe Endhäufigkeiten von der Größenordnung der ^{24}Mg -Anfangshäufigkeit möglich.

Die Resultate der Nukleosynthese während der Niedrigtemperatur-Phase werden jedoch im anschließenden thermonuklearen Ausbruch vollständig vernichtet und sind daher für das hier betrachtete Szenarium irrelevant. Wenn man allerdings die Theorie

akzeptiert, dass ONeMg-Anreicherung auch auf der Oberfläche von leichteren CO-Weißen Zwergen stattfinden kann (siehe z.B. [11]), würde sich eine Untergruppe von leichten Ne-Novae ergeben, bei denen selbst die maximalen Temperaturen nie über das hier diskutierte Niedrigtemperatureszenarium hinausgehen. Wie von [136] argumentiert wurde, wäre diese Art von Novae aus den oben genannten Gründen ein idealer Ort für die Produktion von großen Mengen ^{22}Na und ^{26}Al . Dies ist besonders interessant, weil bei leichteren Novae mehr Material akkretiert werden kann und so pro Ausbruch mehr Brennstoff umgesetzt und mehr Reaktionsprodukte abgestoßen werden.

7.2 ^{22}Na - und ^{26}Al -Synthese bei hohen Temperaturen

In ONeMg-Novae werden besonders hohe Temperaturen von bis zu 0.36 GK erreicht. Es wurde jedoch in der Vergangenheit argumentiert, dass sowohl ^{22}Na als auch ^{26}Al sehr „zerbrechliche“ Kerne sind, die zerstört werden, sobald eine Temperatur von etwa 0.2 GK überschritten wird [137]. Abb. 7.1 bestätigt dies: Bei den während des Maximums erreichten Temperaturen von etwa 0.3 GK werden praktisch alle ^{22}Na - und ^{26}Al -Kerne über die $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ - bzw. die $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ -Reaktion zerstört. Aus dieser Tatsache wurde häufig geschlossen (z.B. [138]), dass diese Kerne in Hochtemperatureszenarien wie ONeMg-Novae nur gebildet werden können, wenn effektive Konvektionsströme die synthetisierten Kerne schnell genug aus der Brennzone transportieren. Im Falle von ^{22}Na ist dies allerdings so nicht richtig, wie im Folgenden näher erläutert wird.

Abb. 7.2 zeigt den Reaktionsfluss während der Hochtemperatur-Phase der Novaexplosion ($T > 0.2$ GK). Deutlich sichtbar ist der Na-Ne-Zyklus, der sich wegen der $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$ -Reaktion bildet. Deutlich wird auch, dass im Gegensatz zu der Niedrigtemperatur-Phase die $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ -Rate über die ^{21}Na β^+ -Zerfallsrate dominiert. Der Reaktionsfluss läuft daher über ^{22}Mg , das hier ein Wartepunkt ist, da der weitere Protoneneinfang auf Grund des niedrigen Q-Wertes gehemmt ist. Bei Temperaturen unterhalb von etwa 0.2 GK ist dies auf die niedrige (p, γ)-Rate zurückzuführen, bei höheren Temperaturen auf Photodisintegration von ^{23}Al (siehe auch Kap. 8.5.2.3). Da die Halbwertszeit von ^{22}Mg recht groß ist (3.9 s), findet während der Hochtemperatur-Phase zusammen mit der Zerstörung von ^{22}Na eine hohe Anreicherung von ^{22}Mg statt, welches später in ^{22}Na zerfällt. Dieser Effekt ist in Abb. 7.1 deutlich zu sehen. Bei hohen Temperaturen wird also ^{22}Na in Form von ^{22}Mg produziert, und zwar, wie Abb. 7.1 zeigt, in sehr viel größeren Mengen als in der Niedrigtemperatur-Phase. Sobald die Temperatur dann soweit absinkt, dass die Synthese von ^{22}Mg über die $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ -Reaktion abbricht, nimmt die ^{22}Mg -Häufigkeit auf Grund des β^+ -Zerfalls nach ^{22}Na wieder ab. Der kritische Punkt ist dabei, unter welchen Bedingungen dieser Zerfall stattfindet und wieviel ^{22}Na am Ende übrig bleibt. Eine Anreicherung findet nur solange statt, wie die absolute ^{22}Mg β^+ -Rate größer ist als die absolute $^{22}\text{Na}(p,\gamma)$ Rate. Ein kritischer Faktor ist hier die Zeitkonstante, mit der Temperatur und Dichte abfallen. Wenn diese Zeitkonstante nicht größer als die ^{22}Mg β -Zerfallszeitskala ist, wird ^{22}Mg praktisch vollständig nach

^{22}Na konvertiert. Für längere Zeitkonstanten (wie die 400 s in unserem Beispiel) ergibt sich jedoch ein kompliziertes Wechselspiel aus Produktions- und Zerstörungsrate. Eine weitere wichtige Größe ist die maximale ^{22}Mg Häufigkeit. Je höher diese Häufigkeit ist, desto länger kann die absolute ^{22}Mg β^+ -Zerfallsrate über die $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ -Rate dominieren. Eine wichtige Rolle spielt auch die Effektivität der Konvektionsströme, die ^{22}Mg in kühlere Regionen transportieren können, in denen der Zerfall nach ^{22}Na ungestört stattfinden kann. In unserem in Abb. 7.1 gezeigten Beispiel ergibt sich trotz der relativ langsam abklingenden Temperatur und trotz der Vernachlässigung von Konvektion eine signifikante Produktion von ^{22}Na durch den Zerfall von ^{22}Mg direkt nach dem thermonuklearen Ausbruch. Um den Einfluss von Konvektionsströmen zu untersuchen, wurde eine weitere Netzwerkrechnung mit den von Politano et al. [6] benutzten Reaktionsraten durchgeführt und die so erhaltene ^{22}Na Endhäufigkeit mit der von Politano et al. angegebenen verglichen. Es zeigte sich, dass Politano et al. unter Berücksichtigung von Konvektion und mehreren Brennzonen eine etwa 2 Größenordnungen höhere ^{22}Na -Produktion erhalten. Dies macht den starken Einfluss der hydrodynamischen Modelle auf die ^{22}Na -Nukleosynthese deutlich. Coc et al. 1995 [44] kamen mit einem ähnlichen Vergleich zu den selben Schlüssen.

Generell kann man aus den hier gemachten Betrachtungen schließen, dass sich die produzierte ^{22}Mg - und damit auch die produzierte ^{22}Na -Häufigkeit für Novae mit schwereren Weißen Zwergen, die zu kürzeren und heißeren Explosionen führen, erhöhen wird. Dies ist in der Tat das Resultat der Rechnungen von Politano et al. [6]. Zu beachten ist, dass für dieses Szenarium die maximale Temperatur beliebig hoch sein kann, solange die Netto-Protoneneinfangrate an ^{22}Mg vernachlässigbar ist (wie es z.B. für die hier betrachteten Bedingungen der Fall ist - siehe Kap. 8.5.2.3). Netto-Protoneneinfang an ^{22}Mg während des Temperaturmaximums würde jedoch die ^{22}Mg -Häufigkeit und daher auch die ^{22}Na -Produktion drastisch verringern. Dies ist der Punkt, an dem 2p-Einfangreaktionen in Novae eine wichtige Rolle spielen: Wegen des niedrigen Q-Wertes für den Protoneneinfang an ^{22}Mg ist Photodisintegration der dominierende Zerstörungsmechanismus für ^{23}Al . Daher wird die Rate für Netto-Protoneneinfang an ^{22}Mg durch die 2p-Einfangrate bestimmt.

Neben den oben genannten Modellfaktoren spielen also für die Produktion von ^{22}Na unter Temperaturen von mehr als etwa 0.2 GK folgende Reaktionsraten eine wichtige Rolle:

- Die $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate, die die 2p-Einfangrate an ^{22}Mg bestimmt (siehe Kap. 5.1.4)
- Die $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ -Rate, wenn die Zeitkonstante des Temperaturabfalls mehr als 4 s beträgt (was in allen Novamodellen der Fall ist). Diese Reaktion zerstört eine große Menge von ^{22}Na und spielt daher eine Schlüsselrolle.
- Die $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ -Rate, aber nur insofern sie das Verzweungsverhältnis zwischen Protoneneinfang und β^+ -Zerfall an ^{21}Na bestimmt. Wenn die Rate höher als die β^+ -Rate ist, spielt der genaue Wert keine Rolle mehr.

- Die $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ -Rate. Diese Rate bestimmt bei niedrigen Temperaturen die Lebensdauer von ^{22}Mg . Außerdem wird aus der $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ -Rate die dazu inverse $^{23}\text{Al}(\gamma,p)^{22}\text{Mg}$ -Photodisintegrationsrate berechnet. Sie bestimmt daher mit, ab welcher Temperatur sich ^{22}Mg und ^{23}Al im thermischen Gleichgewicht befinden und ein 2p-Einfang an ^{22}Mg auftritt.
- Die β^+ -Zerfallsraten von ^{21}Na , ^{22}Mg und ^{22}Na . Die Raten auf der Erde können ausreichend genau berechnet werden, aber die höheren Temperaturen im stellaren Plasma können die Raten unter Umständen beeinflussen (siehe Kap. 5.1.5).

Dies entspricht bis auf die Berücksichtigung der 2p-Einfangreaktion im wesentlichen den Ergebnissen einer früheren Studie von A. Coc et al. [44]. In dieser Studie sind auch detailliertere Informationen zu den experimentellen Unsicherheiten der einzelnen Reaktionsraten enthalten.

Für die besonders wichtige $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ -Reaktionsrate wurde kürzlich von Stegmüller et al. 1996 [126] eine neue Messung durchgeführt, die in den meisten der bisher zitierten Novamodellrechnungen noch nicht berücksichtigt wurde (aber in FRDM1 enthalten ist). Das Experiment zeigt, dass die Reaktionsrate bisher um mindestens eine Größenordnung überschätzt wurde, so dass anzunehmen ist, dass sich das Problem der Überproduktion von ^{22}Na in neueren Rechnungen verschärfen wird. In der Tat finden Starrfield et al. in ihrer neuesten Rechnung [7] eine Verdoppelung der ^{22}Na -Produktion, wenn in ihrem Novamodell eine aktualisierte Reaktionsratenbibliothek verwendet wird.

Für die Synthese des galaktischen γ -Emitters ^{26}Al ergibt sich auf den ersten Blick ein ähnliches Bild wie für ^{22}Na . Abb. 7.2 zeigt die relevanten Flüsse und Abb. 7.1 die Zeitentwicklung der Isotopenhäufigkeit. ^{26}Si ist hier der dem ^{22}Mg bei der ^{22}Na -Synthese entsprechende Wartepunkt. Ein Unterschied besteht darin, dass sich die ^{26}Al Nukleosynthese für die maximalen Temperaturen im hier benutzten Novamodell gerade erst in der Übergangsphase vom Niedertemperatur-Fall zum Hochtemperatur-Fall befindet. Wie Abb. 7.2 zeigt, ist das Verzweungsverhältnis zwischen β^+ -Zerfall und Protoneneinfang an ^{25}Al noch nicht voll zu Gunsten des Protoneneinfangs umgeschlagen. ^{26}Al wird daher immer noch zu 25% über $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}(\beta^+)^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ produziert. Dies wird sich bei etwas höheren Temperaturen ändern. Ein anderer Unterschied besteht in der Größe der $^{26}\text{Si}(p,\gamma)^{27}\text{P}$ -Rate. Sie ist bei den hier betrachteten Temperaturen schneller als der ^{26}Si β^+ -Zerfall. Außerdem ist der Q-Wert mit 0.897 MeV für den Protoneneinfang an ^{26}Si für einen $T_z = 1$ Kern relativ hoch, so dass Photodisintegration erst bei etwas höheren Temperaturen eine Rolle spielt. ^{26}Si ist daher kein so ausgeprägter Wartepunkt wie ^{22}Mg , was sich in der eher moderaten Anreicherung in Abb. 7.1 ausdrückt.

Ein ganz fundamentaler Unterschied zur ^{22}Na -Synthese liegt jedoch darin, dass ^{26}Al einen 5^+ Grundzustand und ein 0^+ Isomer bei 228 keV aufweist. Nur der Grundzustand mit einer Halbwertszeit von $7.16 \cdot 10^5$ a hat eine Bedeutung als galaktischer γ -Emitter. Das Isomer zerfällt ausschließlich über β^+ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 6.35 s in den Grundzustand von ^{26}Mg . Auf Grund der Spinverhältnisse kann jedoch das in der Hochtemperatur-Phase gebildete ^{26}Si in der anschließenden

Niedrigtemperatur-Phase nur in den isomeren Zustand von ^{26}Al zerfallen. Eine Produktion von ^{26}Al im Grundzustand ist daher nur möglich, wenn ein Zerfall des Isomers in den Grundzustand über thermisch bevölkerte Mittlerzustände auftreten kann. Dies ist jedoch erst bei Temperaturen von mehr als 0.4 GK der Fall, während ^{26}Al bei Temperaturen von mehr als 0.2 GK bereits über die $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ -Reaktion zerstört wird. Eine Synthese des galaktischen γ -Emitters ^{26}Al ist daher im Gegensatz zu ^{22}Na in Hochtemperatur-Szenarien nicht möglich. Der einzige Weg ^{26}Al im Grundzustand zu erzeugen ist die $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ -Reaktion. Eine Schlüsselrolle spielt in diesem Zusammenhang die $^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}$ -Reaktion, da der Reaktionsfluss, der an ^{25}Al in den Protoneneinfang verzweigt, für die ^{26}Al -Grundzustandsproduktion verloren ist. Details zu den experimentellen Unsicherheiten der einzelnen Raten können der Studie von Iliadis et al. [139] entnommen werden.

7.3 Zeitstruktur der Nukleosynthese in Novae

Eine wichtige Frage bei der Nova-Nukleosynthese ist neben der Produktion von ^{22}Na und ^{26}Al auch die Geschwindigkeit des Reaktionsflusses hin zu schwereren Elementen. Ein schnellerer Reaktionsfluss produziert unter gleichen Bedingungen mehr schwerere Elemente und beeinflusst dadurch die Elementzusammensetzung der in Novae ausgestoßenen Materie, die über die Atomspektren nachgewiesen werden kann. Unter den hohen Dichten und Temperaturen, bei denen 2p-Einfangreaktionen eine Rolle spielen (siehe Kap. 5.1.4 und 8.5.2.3), sind $T_z = 1$ Kerne wie ^{22}Mg und ^{26}Si die einzigen Wartepunkte, die zu einer signifikanten Verzögerung des Reaktionsflusses führen können. Die Verzögerungen entsprechen der β -Zerfallslebensdauer dieser Kerne, die für ^{22}Mg 5.6 s und für ^{26}Si 3.2 s beträgt. Hier spielen die 2p-Einfangreaktionen an ^{22}Mg und ^{26}Si eine große Rolle, da sie die einzige Möglichkeit darstellen, die $T_z = 1$ Wartepunkte bei hohen Temperaturen zu überbrücken (siehe Abb. 7.2). Falls in Novae auch nur für kurze Zeit Bedingungen auftreten, bei denen diese 2p-Einfangraten effektiv sind, hätte das drastische Konsequenzen für den Reaktionsfluss: Die Zeitskala für die Nukleosynthese von ^{20}Ne nach ^{30}S wäre von 9.3 s (Summe der β -Zerfallslebensdauern entlang des Pfades) auf 0.633 s reduziert. Selbst wenn die entsprechenden Bedingungen nur für eine Sekunde herrschen, würde ein großer Teil der ^{20}Ne - und ^{24}Mg -Anfangshäufigkeiten zu Elementen schwerer als S konvertiert. Dies wäre ein beobachtbarer Effekt.

7.4 Energieproduktion

Im Allgemeinen wird angenommen, dass die Hauptenergiequelle in Novae das Wasserstoffbrennen im heißen CNO-Zyklus ist. Für ONeMg-Novae, bei denen hohe Temperaturen erreicht werden, tragen jedoch Nukleosyntheseprozesse an den schwereren Saatkernen Ne und Mg zu einem großen Teil zur Energieproduktion bei. Um dies zu untersuchen, wurde die Energieproduktion für die einzelnen Reaktionsflüsse, wie in Kap. 5 beschrieben, getrennt integriert. Tab. 7.2 zeigt die Reaktionen, die zu mehr als 1% zur Energieproduktion beitragen. Tab. 7.2 macht deutlich, dass die freiwerdende Energie als Summe einer Vielzahl von Reaktionen im Bereich $6 \leq Z \leq 16$ erzeugt

Tabelle 7.2: Die Beiträge der wichtigsten Reaktionen zur Gesamtenergieproduktion. Gelistet sind nur Reaktionen, die mehr als 1% der Gesamtenergie produzieren. Diese Reaktionen sind für etwa 90% der produzierten Energie verantwortlich. ^{26}Al bezieht sich hier auf den Grundzustand in ^{26}Al .

Reaktion	Energie (erg/g)	Beitrag (%)
$^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$	2.08681e+16	9
$^{15}\text{N}(\text{p},\alpha)^{12}\text{C}$	1.86725e+16	8
$^{22}\text{Na}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Mg}$	1.44182e+16	6
$^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$	1.31013e+16	5
$^{28}\text{P}(\beta^+)$	1.15038e+16	5
$^{15}\text{O}(\beta^+)$	1.13824e+16	5
$^{25}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Al}$	1.06164e+16	4
$^{21}\text{Na}(\text{p},\gamma)^{22}\text{Mg}$	1.04241e+16	4
$^{23}\text{Na}(\text{p},\gamma)^{24}\text{Mg}$	1.02508e+16	4
$^{26}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{27}\text{Si}$	1.00446e+16	4
$^{13}\text{C}(\text{p},\gamma)^{14}\text{N}$	9.50250e+15	4
$^{25}\text{Al}(\beta^+)$	9.04794e+15	4
$^{22}\text{Mg}(\beta^+)$	8.45520e+15	3
$^{23}\text{Mg}(\beta^+)$	7.65206e+15	3
$^{18}\text{Ne}(\beta^+)$	7.50099e+15	3
$^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$	7.44109e+15	3
$^{27}\text{Si}(\beta^+)$	6.10645e+15	2
$^{31}\text{S}(\beta^+)$	5.89730e+15	2
$^{17}\text{F}(\text{p},\gamma)^{18}\text{Ne}$	5.53714e+15	2
$^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$	5.45896e+15	2
$^{30}\text{S}(\beta^+)$	4.61983e+15	2
$^{31}\text{P}(\text{p},\gamma)^{32}\text{S}$	4.56250e+15	2
$^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$	4.40512e+15	2

wird. Tab. 7.3 zeigt den Anteil, den die verschiedenen Kernregionen an der Energieproduktion haben. Nur etwa 30% der Energie wird im CNO-Zyklus freigesetzt, der Rest verteilt sich zu etwa gleichen Teilen auf den Ne-Na-Zyklus, die Mg-Si-Region und den Si-P-Zyklus. Wie in Kap. 5 betont wurde, sind diese Zahlen nur Näherungen, da das Netzwerk ein Gleichungssystem für Isotopenhäufigkeiten und nicht für Reaktionsflüsse ist. Ein Maß für die Genauigkeit ist der Vergleich der produzierten Gesamtenergie, einmal als Summe aus allen Reaktionsflüssen berechnet (die Näherung) und einmal als Differenz der Bindungsenergien (Gl. 5.6, Kap. 5) (der exakte Wert). Bei den hier durchgeführten Rechnungen traten typische Abweichungen von etwa 10% auf.

Die Energieproduktionsrate in ONeMg-Novae wird daher nicht nur durch β -Zerfälle sondern auch durch protoninduzierte Reaktionen begrenzt. Die Energieerzeugung ist deshalb stark temperatur- und dichteabhängig und hängt insbesondere davon ab, bei welcher Massenzahl der Reaktionsfluss endet. Es ist daher klar, dass eine stark be-

Tabelle 7.3: Die Anteile der Nukleosynthese in verschiedenen Kernregionen an der produzierten Gesamtenergie der Nova.

Kernregion	Anteil
CNO-Zyklus	30%
Ne-Na-Zyklus	20%
Mg-Si	22%
schwerer als Si	16%

schleunigte Nukleosynthese im Mg-Si-Bereich oder im S-P-Bereich, wie sie als Folge der Überbrückung von $T_z = 1$ Wartepunkten durch 2p-Einfangreaktionen unter bestimmten Bedingungen auftreten kann, zu einer stark erhöhten Energieproduktion führen wird.

7.5 Zusammenfassung: 2p-Einfangreaktionen in Novae

Es wurde gezeigt, dass 2p-Einfangreaktionen in Novae unter Umständen eine wichtige Rolle spielen können. Neben der Möglichkeit der Synthese von größeren Mengen schwererer Elemente sowie einer erhöhten Energieproduktion ist die 2p-Einfangreaktion an ^{22}Mg besonders interessant, da sie unter Umständen zu einer verringerten ^{22}Na -Produktion in Novamodellen führen kann. Die bisherige Nichtberücksichtigung dieser Reaktion oder die Benutzung einer zu niedrigen Rate könnte daher die Diskrepanz zwischen einigen Vorhersagen der ^{22}Na -Häufigkeit in Novae und den neuesten COMPTEL-Beobachtungen erklären (siehe Kap. 3).

Abgesehen von einigen Q-Werten existierten jedoch bisher zu keiner der wichtigen 2p-Einfangreaktionen experimentelle Informationen. Die entsprechenden Reaktionsraten waren daher mit großen Unsicherheiten behaftet. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit Messungen durchgeführt, um auf der Basis experimenteller Daten eine bessere Berechnung der 2p-Einfangraten an ^{22}Mg und ^{26}Si zu ermöglichen. Das Experiment ist in Kap. 8 beschrieben und die auf Grund der neuen Daten gewonnenen Erkenntnisse über die Bedingungen, unter denen 2p-Einfangraten effektiv sind, werden in Kap. 8.5.2.3 und 8.6.2 diskutiert.

Kapitel 8

Das $(\alpha, {}^8\text{He})$ -Experiment

8.1 Motivation

In Kap. 7 wurde festgestellt, dass 2p-Einfangreaktionen an den Wartepunkten ${}^{22}\text{Mg}$ und ${}^{26}\text{Si}$ von großer Bedeutung für die Nukleosynthese in Novae sind. ${}^{22}\text{Mg}$ und ${}^{26}\text{Si}$ gehören zur Gruppe der $T_z = 1$ Kerne mit gerader Ladungszahl, die für $A < 40$ die wichtigsten Wartepunkte unter Novabedingungen darstellen und in Tab. 8.1 gelistet sind.

Tabelle 8.1: Eigenschaften der $T_z = 1$ Wartepunkte in der bisherigen Literatur. Die experimentellen Kernmassen stammen aus der neuesten Tabelle [130]. Die Unsicherheiten in den letzten Ziffern der β -Halbwertszeiten sind in Klammern angegeben. Ebenfalls angegeben sind die Unsicherheiten in den Kernmassen Δ_m des $T_z = 1$ Kerns, sowie der für die Berechnung des Netto-Protonenflusses wichtigen nachfolgenden $T_z = 1.5$ und $T_z = 2$ Isotone.

Isotop	$T_{1/2}$ (s)	$Q_{(\text{p},\gamma)}$ (MeV)	$\Delta_m(T_z = 1)$ (MeV)	$\Delta_m(T_z = 1.5)$ (MeV)	$\Delta_m(T_z = 2)$ (MeV)
${}^{22}\text{Mg}$	3.857(9)	0.125	0.001	0.025	0.019
${}^{26}\text{Si}$	2.234(13)	0.897	0.003	0.035	0.160
${}^{30}\text{S}$	1.178(5)	0.290	0.003	0.050	0.050
${}^{34}\text{Ar}$	0.8445(34)	0.078	0.003	0.020	0.040

Wie in Tab. 8.1 zu sehen ist, haben diese Kerne sowohl vergleichsweise lange β -Halbwertszeiten als auch relativ kleine Q-Werte für Protoneneinfang, was zu niedrigen Protoneneinfangraten und zu starken inversen (γ, p) -Photodisintegrationsraten führt. Für alle diese Wartepunkte ist die Frage nach einer eventuellen Überbrückung durch 2p-Einfangreaktionen und einer damit verbundenen Reduzierung der totalen Lebensdauer unter Novabedingungen von großer Bedeutung.

Trotz ihrer potentiellen Wichtigkeit sind jedoch die 2p-Einfangraten an $T_z = 1$ Kernen die mit Abstand unsichersten Raten im Reaktionsnetzwerk für Nova-Explosionen. Die kritischen Größen für die Ratenberechnung sind die Resonanzenergien im $T_z = 2$ Endkern sowie die Q-Werte für Protoneneinfang am $T_z = 1$ Targetkern und

am $T_z = 1.5$ Zwischenkern. Wie Gl. 5.17 und Gl. 6.2 zeigen, gehen diese Größen exponentiell in die Berechnung der totalen Lebensdauer des Wartepunktes ein. Tab. 8.1 zeigt, dass die relevanten Kernmassen der $T_z = 1, 1.5$ und 2 Kerne alle experimentell bekannt sind, dass jedoch teilweise die Unsicherheiten recht groß sind. Dies gilt ganz besonders für die 160 keV Unsicherheit in der ${}^{28}\text{S}$ -Masse. Das entscheidende Problem für eine zuverlässige Berechnung der 2p-Einfangraten ist jedoch, dass bislang keinerlei experimentelle Information über die Energien der angeregten Zustände in den $T_z = 2$ Kernen (mit geradem Z) vorlagen. Diese sehr kurzlebigen und nahe an der Protoneninstabilitätsgrenze liegenden Kerne sind nur sehr schwer experimentell zugänglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine Methode entwickelt, mit der die Zustandsstruktur dieser Kerne zum ersten Mal experimentell untersucht werden kann. Wie in Abb. 8.1 gezeigt ist, werden dabei Zustände in $T_z = 2$ Kernen über die $(\alpha, {}^8\text{He})$ -Reaktion an den entsprechenden stabilen $T_z = 0$ Isotopen bevölkert (siehe Abb. 8.1). Diese Methode wurde in der Vergangenheit bereits zur Messung von

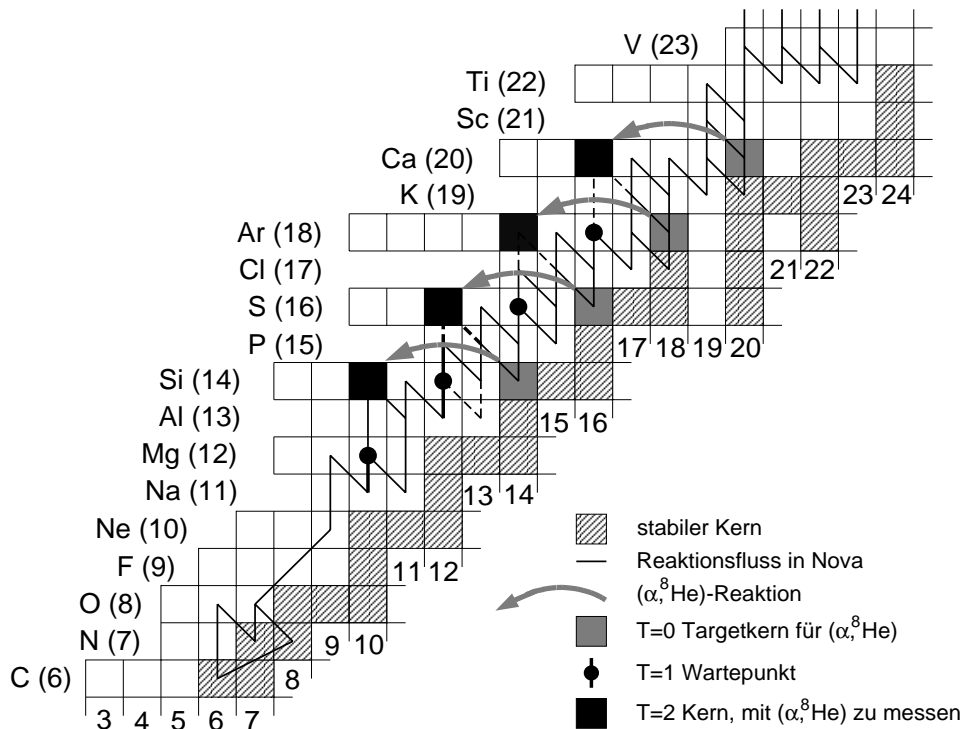


Abbildung 8.1: Die $T_z = 2$ Kerne mit geradem Z (schwarze Quadrate), deren Zustandsstruktur mit Hilfe der $(\alpha, {}^8\text{He})$ -Reaktion an stabilen $T_z = 0$ Kernen (graue Quadrate) untersucht werden kann. Der gezeigte Nukleosynthesepfad wurde unter extremen Nova-Bedingungen ($\rho = 10^4 \text{ g/cm}^3$, $T=0.4 \text{ GK}$) berechnet und dient hier nur zur Illustration. Die durchgezogene Linie entspricht einem Reaktionsfluss von 10-100% und die gestrichelte Linie einem Reaktionsfluss von 1-10% des Gesamtflusses. Die Untersuchung der $T_z = 2$ Kerne ist wichtig, da sie die Endkerne für den 2p-Einfang an den $T_z = 1$ Wartepunkten (schwarze Punkte) sind und ihre Eigenschaften somit die totale Lebensdauer der Wartepunkte bestimmen.

einigen Grundzustandsmassen benutzt (z.B. [140]). Hier jedoch wurde die Empfindlichkeit drastisch erhöht, so dass zum ersten Mal auch die angeregten Zustände dieser

Kerne nachgewiesen werden können. In dieser Arbeit berichte ich über die erste Anwendung dieser Methode auf die Untersuchung von angeregten Zuständen in ^{24}Si mit Hilfe der $^{28}\text{Si}(\alpha, ^8\text{He})^{24}\text{Si}$ -Reaktion. Dies ist von großer Bedeutung für die Berechnung der $^{23}\text{Al}(p, \gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate und damit (siehe Gl. 6.2) auch der 2p-Einfangrate an ^{22}Mg . Darüber hinaus wurde die ^{28}S -Grundzustandsmasse mit Hilfe der $^{32}\text{S}(\alpha, ^8\text{He})^{28}\text{S}$ -Reaktion sehr viel genauer als bisher bestimmt. Damit kann die Unsicherheit in der Berechnung der $^{27}\text{P}(p, \gamma)^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate und damit der 2p-Einfangrate an ^{26}Si reduziert werden.

8.2 Überblick über die experimentelle Methode

Ein Si- bzw. ein ^{32}S -Target wurden an der Indiana University Cyclotron Facility mit einem 180 MeV α -Teilchenstrahl beschossen. Die Impulsverteilung der ^8He -Reaktionsprodukte (Halbwertszeit für β -Zerfall: 119.0 ms) wurde dann mit Hilfe des K600-Spektrographen gemessen. Peaks im Impulsspektrum entsprechen den Zuständen im entsprechenden Endkern der Reaktion, hier ^{24}Si bzw. ^{28}S . Mit dieser Methode können zum einen die absoluten Massen der Endkernzustände bestimmt werden, was für Kerne von Bedeutung ist, bei denen die Grundzustandsmasse unbekannt oder, wie im Falle von ^{28}S , mit großen Unsicherheiten behaftet ist. Zum anderen können, wie es bei ^{24}Si der Fall ist, Anregungsenergien mit höherer Genauigkeit relativ zum entsprechenden Grundzustand bestimmt werden, wenn die Grundzustandsmasse aus früheren Experimenten bekannt ist.

Da bei der $(\alpha, ^8\text{He})$ -Reaktion die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte ein starkes Maximum in Vorwärtsrichtung aufweist, muss das Experiment unter möglichst kleinen Reaktionswinkeln (zum Strahl) durchgeführt werden. Um unter kleinen Reaktionswinkeln messen zu können, wird der K600 normalerweise im Septummodus betrieben, bei dem der Primärstrahl durch einen Septum-Magneten von den Reaktionsprodukten getrennt und am Spektrograph vorbei geführt wird. Der kleinste mögliche Winkel, unter dem der K600-Spektrograph im Septummodus betrieben werden kann, beträgt 4.5° . Bei Testmessungen im Septummodus stellte sich jedoch heraus, dass der Wirkungsquerschnitt der $^{28}\text{Si}(\alpha, ^8\text{He})^{24}\text{Si}$ -Reaktion für den Übergang in den Grundzustand ein besonders stark ausgeprägtes Maximum in Vorwärtsrichtung aufweist und dass die entsprechenden Ereignisraten bei 4.5° zu klein sind. Das Experiment war daher nur im Transmissionsmodus möglich, in dem der Primärstrahl zusammen mit den Reaktionsprodukten durch den Spektrographen geführt wird. Dabei wird ein Winkelbereich der Reaktionsprodukte von 0° bis etwa 3° abgedeckt. In der Fokalebene des Spektrographen wurden dann die Positionsspektren der ^8He -Teilchen mit Driftkammern gemessen. Wegen der sehr niedrigen Wirkungsquerschnitte der $(\alpha, ^8\text{He})$ -Reaktionen war eine sehr gute Teilchenidentifizierung notwendig. Dies wurde mit einem Stapel von drei Plastikszintillatoren erreicht, mit denen die Flugzeit der Teilchen durch den Spektrographen sowie ihre Energie und Energieverlust gemessen wurden. In den folgenden Kapiteln wird der Aufbau des Experiments ausführlich beschrieben. In Kap. 8.4 folgt dann die Darstellung der Datenanalyse am Beispiel der Messungen mit dem Si-Target. Die Ergebnisse der Si-Messungen werden dann in Kap. 8.5 und die Ergebnisse der ^{32}S -Messungen in Kap. 8.6 diskutiert.

8.3 Aufbau

8.3.1 Der α -Teilchenstrahl

Der primäre α -Teilchenstrahl wird an der Indiana University Cyclotron Facility (IUCF) mit der HIPPIOS Ionenquelle erzeugt und mit dem Injector-Zyklotron auf etwa 15 MeV vorbeschleunigt. Ein zweites Haupt-Zyklotron beschleunigt den Strahl dann auf etwa 180 MeV. Die Pulsperiodendauer des Strahls beträgt normalerweise etwa 36 ns (28 MHz). Die Flugzeitdifferenzen der verschiedenen Teilchen, die zur Teilchenidentifizierung gemessen werden müssen, können jedoch für ${}^8\text{He}$ und elastisch gestreuten α -Untergrund bis zu 74 ns betragen. Mit Hilfe eines Strahl-Bunchers direkt nach der Ionenquelle wurde daher nur jeder dritte Strahlpuls selektiert. Es stellte sich heraus, dass die auf diese Weise erzielte Pulss Selektion von besser als 0.1% ausreichend für eine Teilchendiskriminierung war. Ein Kriterium für die Wahl der Strahlenergie war, dass 180 MeV die maximal mögliche Energie für die Benutzung dieses Strahl-Buncher-Systems ist. Abgesehen davon zeigten DWBA-Rechnungen, dass der Wirkungsquerschnitt für die ${}^{28}\text{Si}(\alpha, {}^8\text{He}){}^{24}\text{Si}$ -Reaktion mit der Energie zunimmt. Die Strahlstromstärke betrug etwa 85 Teilchen-nA. Hauptkriterium bei der Wahl dieser Stromstärke war die Stabilität der Ionenquelle - die Untergrundrate (siehe Kap. 8.3.7) hätte einen 2-3 mal höheren Strom erlaubt.

Für die hier durchgeführten Messungen ist es sehr wichtig, die Strahlenergie auf etwa 100 keV genau zu kennen. Hierzu existiert das Messsystem CYCLO, das Daten aus einer Flugzeitstrecke im Strahlführungssystem auswertet, die über kapazitive Sensoren aufgenommen werden. Dies ermöglicht die kontinuierliche Überwachung der Strahlenergie, die signifikanten Schwankungen unterworfen ist (siehe Kap. 8.4.5). Die von CYCLO gemessene, über 400 s gemittelte Strahlenergie wurde etwa einmal pro Stunde abgelesen und notiert. CYCLO wurde für dieses Experiment mit Hilfe der ${}^{13}\text{C}(\alpha, {}^8\text{He}){}^{11}\text{C}$ -Reaktion geeicht (siehe Kap. 8.4.5).

Nach der Beschleunigung im Haupt-Zyklotron wird der Strahl über eine Vielzahl von Strahlführungselementen in die Targetkammer des Spektrographen geführt (siehe Abb. 8.2). Da der Primärstrahl den Spektrographen durchläuft, mussten besonders strenge Anforderungen an die Strahlqualität gestellt werden. Eine schlechte Fokussierung oder eine Halo hätten dazu geführt, dass der Strahl entweder den Targethalter oder Teile im Inneren des Spektrographen berührt. Dies hätte mit Sicherheit einen Untergrund durch gestreute α -Teilchen verursacht, der für die hier durchgeführten Experimente mit sehr niedrigen Produktionsquerschnitten nicht akzeptabel gewesen wäre. Außerdem muss der Strahl vertikal so scharf wie möglich auf dem Target fokussiert sein, um die in Kap. 8.4.3 beschriebene Rekonstruktion des Reaktionswinkels zu ermöglichen. Auf die Einstellung einer guten Strahlqualität wurde daher viel Zeit aufgewendet. Horizontal wird der Strahl zum Dispersionsabgleich (siehe Kap. 8.3.3) defokussiert (auf etwa 7 mm). Die Form des Strahls kann mit Hilfe eines Szintillators im Targethalter beobachtet werden.

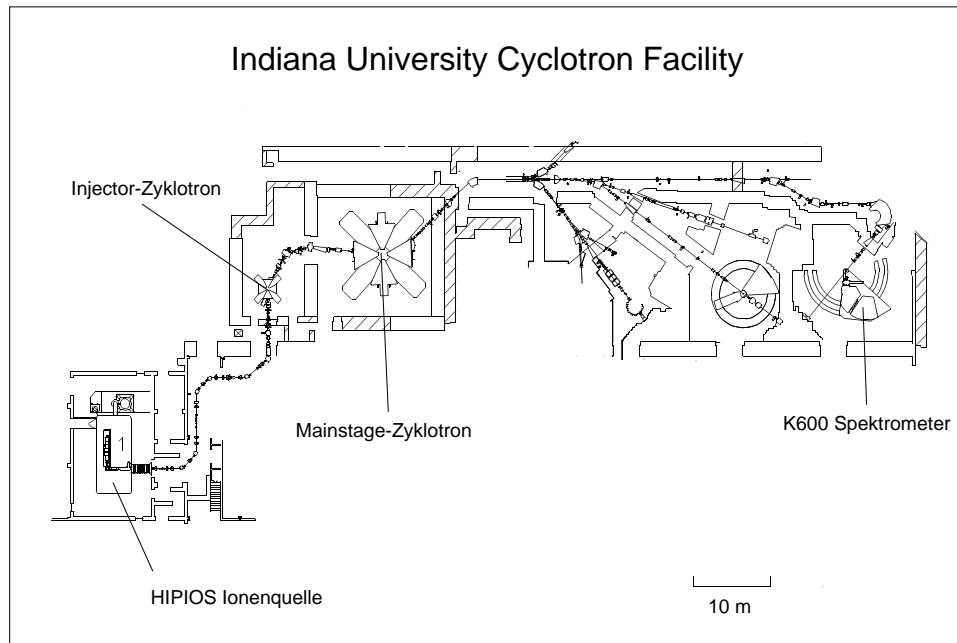


Abbildung 8.2: Grundriss der Experimentiereinrichtungen an der Indiana University Cyclotron Facility (IUCF)

8.3.2 Targets

Für die Messungen wurden verschiedene Targets benutzt, deren Eigenschaften in Tab. 8.2 gelistet sind.

Tabelle 8.2: Eigenschaften der benutzten Targets

Material	Anreicherung	Dicke (g/cm^2)	Herstellung
Si	—	1.77(13)	Wafer
^{13}C	99%	1.63(20)	gepresstes Pulver
^{32}S	99.89%	3.3	gepresstes Pulver
^{197}Au	—	1.4	Folie

Zur Herstellung des Si-Targets stellte uns Virginia Semiconductor Inc. freundlicherweise mehrere Reststücke von Siliziumwafern zur Verfügung. Dicke und Homogenität dieser Siliziumstücke wurden dann über den Energieverlust eines auf etwa 1.5 mm kollimierten 8.767 MeV α -Teilchenstrahls aus einer ^{228}Th -Quelle gemessen. Das beste Stück wurde dann selbsttragend auf einen Aluminiumhalter montiert. Die Targetfläche betrug etwa 1 cm^2 . Die Messungen der Targetdicke wurden nach dem Experiment wiederholt. Dabei konnte dann gezielt der bestrahlte und etwas verfärbte Teil des Targets vermessen werden. Die Unsicherheit der in Tab. 8.2 angegebenen Targetdicken reflektiert die gemessene Inhomogenität. Die Dicken des ^{13}C - und des ^{32}S -Targets wurden mit der selben Methode gemessen.

Das ^{13}C -Target wurde aus zu 99% angereichertem Kohlenstoffstaub mit etwas Klebstoff gepresst und selbsttragend auf einen Aluminiumhalter geklebt. Dieses Target war sehr zerbrechlich und konnte nur mit äußerster Vorsicht gehandhabt werden.

Das ^{32}S -Target wurde von W. R. Lozowski im IUCF Targetlabor hergestellt. Dazu wurde ^{32}S sublimiert und auf einer 0.25 mg/cm^2 dicken Goldfolie kondensiert. Auf die ^{32}S -Schicht wurde dann eine zweite identische Goldfolie aufgebracht. Das Herstellungsverfahren ist relativ kompliziert und in [141] ausführlich beschrieben. Das resultierende Target ist also ein Sandwich aus zwei Goldfolien mit einer Lage ^{32}S dazwischen. Die Goldfolien dienen dazu, ein Sublimieren des Targets während der Bestrahlung zu verhindern und die produzierte Wärme abzuleiten. Dies ist wichtig, da Schwefel bereits bei Temperaturen von 49°C sublimiert und damit sehr empfindlich auf Temperaturerhöhungen reagiert. Es zeigte sich während der Messungen, dass das ^{32}S -Target für α -Teilchenstrahlströme von unter 50 Teilchen-nA über 9 Stunden stabil bleibt. Eine Strahlstromerhöhung auf etwa 80 Teilchen-nA für einige Minuten mit einem ähnlichen Target führte jedoch zu einer um 30% verringerten ^6He -Ausbeute. Mit dem selben Target wurde danach bei einem Strahlstrom von 60 Teilchen-nA ein kontinuierlicher Abfall in der ^6He -Ausbeute von weiteren 12% über 20 min beobachtet. Es ist jedoch nicht sicher, ob dies eine Folge der anfänglichen hohen Bestrahlung war.

Darüber hinaus wurde noch eine gewöhnliche Goldfolie als ^{197}Au -Target verwendet.

8.3.3 K600-Spektrograph

Der K600 ist ein hochauflösender magnetischer Spektrograph mit einer horizontal krümmenden Quadrupol-Dipol-Dipol Magnetkonfiguration (siehe Abb. 8.3). Der Eingangsquadrupol bewirkt die vertikale Fokussierung, während die beiden Dipole den eigentlichen Spektrographen mit einer Punkt zu Punkt Fokussierung bilden. Eine H-Spule und ein an der Eingangsapertur befindlicher Hexapolmagnet ermöglichen Korrekturen höherer Ordnung. Mit der K-Spule können kinematische Korrekturen auf Grund der winkelabhängigen Energie der Reaktionsprodukte minimiert werden. Für dieses Experiment wurde die K-Spule jedoch neutral eingestellt und die entsprechenden Korrekturen wurden dann mit der Sortierungssoftware durchgeführt.

Um unter möglichst kleinen Winkeln messen zu können, wurde für dieses Experiment ein Transmissionsmodus entwickelt, bei dem der primäre α -Teilchenstrahl durch den Spektrographen durchgeführt und in einem externen Faraday-Becher gestoppt wird. Die Trennung von Primärstrahl und Reaktionsprodukten durch den Spektrographen und das gleichzeitige Herausführen beider Teilchenarten war nur möglich, weil der K600 für drei verschiedene Dispersionsmodi gebaut wurde und daher besonders weite Durchführungen durch die Magnete hat. Die Lage des externen Faraday-Bechers war so gewählt, dass die ^8He -Reaktionsprodukte vom ^{24}Si -Grundzustand (die wegen der höheren Rigidität schwächer abgelenkt werden) die Detektoren in der Fokalebene ungefähr in der Mitte treffen (siehe Abb. 8.3). Der Primärstrahl muss daher über die Variation der Magnetfelder des Spektrographen auf dem Faraday-Becher zentriert werden. Zu diesem Zweck wurde ein segmentierter Faraday-Becher verwendet, mit

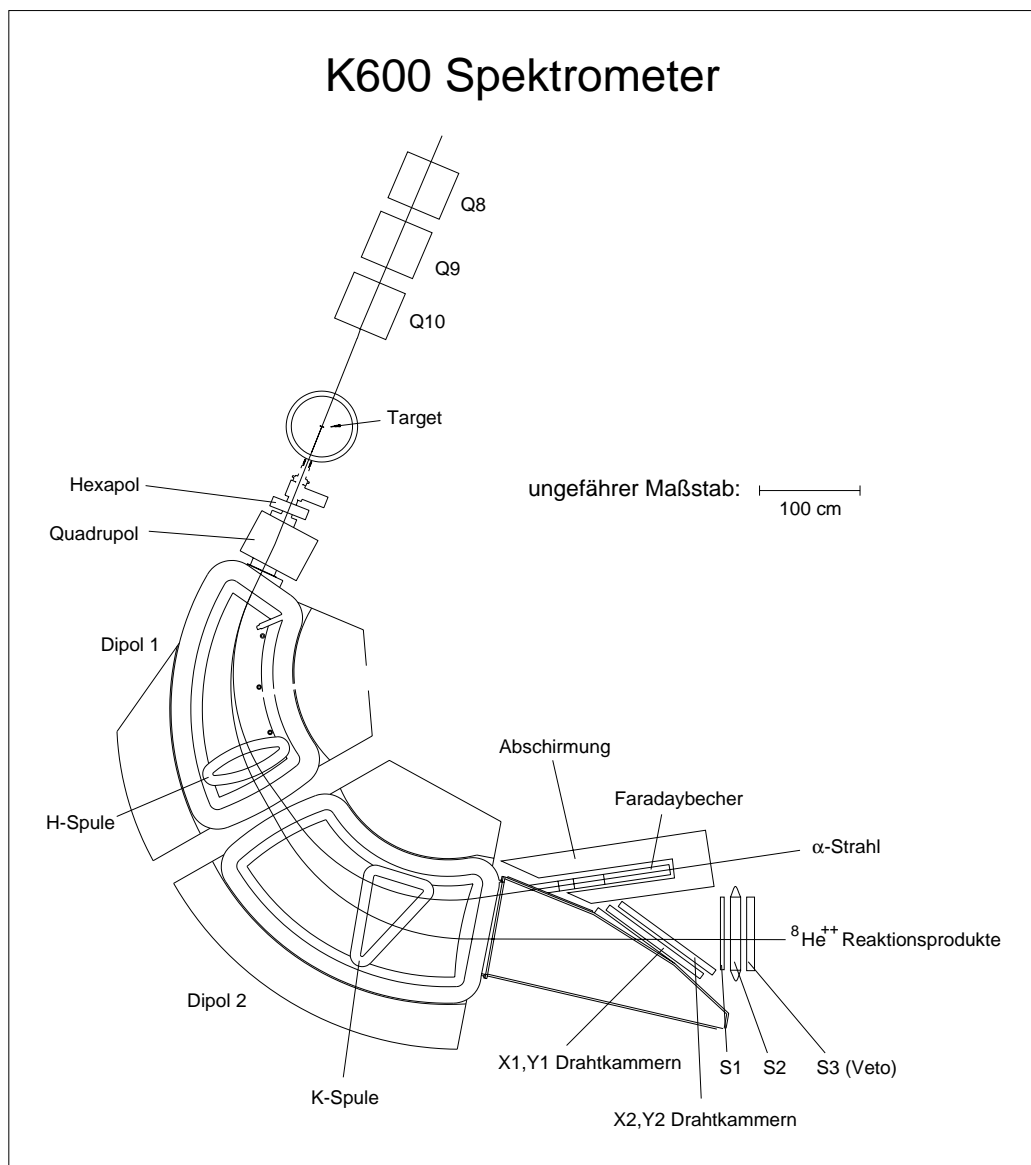


Abbildung 8.3: Die wichtigsten Komponenten des K600-Spektrographen und das Detektorsystem in der Fokalebene. Gezeigt sind die verschiedenen Teilchenbahnen für den primären α -Teilchenstrahl und die ${}^8\text{He}^{++}$ -Reaktionsprodukte. S1, S2 und S3 sind die einzelnen Detektoren des Plastiksintillatorstapels.

dem die Strahlage beobachtet werden kann. Dabei muss auch die vertikale Fokussierung beachtet werden, die in Abb. 8.4 schematisch dargestellt ist. Auf Grund der eigentümlichen Form spricht man auch von „bow tie“. Sie kommt dadurch zustande, dass die Linien vertikaler und horizontaler Fokussierung nicht identisch sind, sondern sich im „Knoten“ kreuzen (dargestellt ist ein Schnitt entlang der horizontalen Fokussierung). Die „bow tie“ wird so gelegt, dass im Bereich der Positionsdetektoren in der Fokalebene eine gewisse vertikale Defokussierung auftritt, die für die Teilchenbahnrekonstruktion notwendig ist (siehe Kap. 8.4.3). Andererseits sollte sich der Faraday-Becher in der Nähe des „Knotens“ befinden, da dort durch gute vertikale

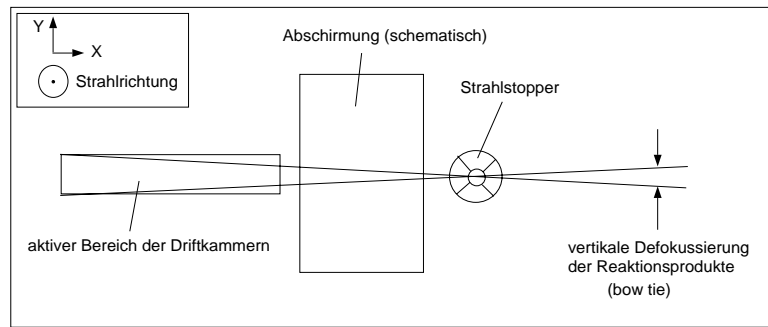


Abbildung 8.4: Die vertikale Defokussierung entlang der Ebene horizontaler Fokussierung im Bereich der Driftkammern und des Faraday-Behers (Strahlstopper), entgegen der Strahlrichtung gesehen. Die Ebene vertikaler Fokussierung und die Ebene horizontaler Fokussierung sind nicht identisch, sondern schneiden sich an einem Punkt, der hier auf den Faraday-Becher gelegt wurde. Im Bereich der Driftkammer ist eine gewisse vertikale Defokussierung zur Rekonstruktion des Streuwinkels erwünscht, sie sollte jedoch nicht größer sein als die aktive Fläche der Detektoren.

Fokussierung die Streuung von Primärstrahlteilchen reduziert werden kann.

Für das Experiment wurde als Apertur eine 1.27 cm dicke Messingplatte mit einer kreisförmigen Öffnung von 5.12 cm Durchmesser verwendet. Mit diesem Aufbau ergibt sich ein Raumwinkel von etwa 3.5 msr und eine Winkelakzeptanz von etwa $\pm 1.5^\circ$ um die Position des Spektrographen zum Strahl. Die Position des K600 kann daher um einige Grad variiert werden, solange der Primärstrahl noch so durch die Eingangsapertur tritt, dass er ungestört durch den Spektrographen läuft. Das Experiment wurde bei einer Stellung von 0.5° begonnen, in der ein Winkelbereich von etwa -1° bis 2° abgedeckt wird. Nach einigen Messungen mit dem Si-Target wurde der Spektrograph dann in seine endgültige Position bei 1.5° gefahren. Für die meisten Messungen wurde daher der maximale Winkelbereich von 0° - 3° abgedeckt. Die Winkelangaben beziehen sich hier auf die Position des K600 zum Strahlrohr, die mit einem elektronischen Messsystem angezeigt wird. Der tatsächliche Winkel des Zentrums der Eingangsapertur zum einfallenden Primärstrahl kann davon etwas abweichen (siehe Kap. 8.4.3).

Die von Detektoren abgedeckte Breite der Fokalebene beträgt 960 mm. Teilchen, die durch die Eingangsapertur in den K600 gelangen, können davon etwa 85% erreichen. Das entspricht einer Akzeptanz von etwa 20% der Teilchenenergie oder 10% des Teilchenimpulses.

Die Einstellung des Spektrographen und des Detektorsystems (siehe die folgenden Kapitel) erfolgte im Normalmodus des K600 unter 20° . Dabei wird wie im Septummodus der Primärstrahl am Spektrographen vorbei in einem weit entfernten Faraday-Becher gestoppt. Dies hat den Vorteil, dass das Magnetfeld frei gewählt werden kann, um die jeweils günstigsten Reaktionsprodukte in die Fokalebene zu bringen und dass keine Gefahr besteht, mit dem Primärstrahl die Detektoren zu treffen.

8.3.4 Detektorsystem

Das Detektorsystem in der Fokalebene des Spektrographen ist in Abb. 8.3 gezeigt. Es besteht aus zwei Driftkammern (X1, X2) zur Messung der horizontalen Position X und des horizontalen Winkels T sowie aus zwei Driftkammern (Y1,Y2) zur Messung der vertikalen Position Y , die jeweils in zwei Kammern unterteilt sind (Y1F, Y1R und Y2F, Y2R). Danach treffen die Teilchen auf drei Plastiksziintillatoren (S1, S2, S3) zur Messung des Energieverlustes und, falls die Teilchen gestoppt werden, der verbleibenden Restenergie. Die drei Plastiksziintillatoren sind so gebaut, dass ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Teilchen im mittleren Szintillator gestoppt werden. Das Energiesignal von S1 wird hier als ΔE und das von S2 als E bezeichnet. Der letzte Plastiksziintillator dient als Veto für $Z = 1$ und schnelle $Z = 2$ Teilchen. Das Signal des mittleren Szintillators wird auch als Zeitsignal für die Driftkammern und für die Flugzeitmessung bezüglich der Zyklotron-RF benutzt.

8.3.4.1 Driftkammern

Die Driftkammer X1 ist der wichtigste Detektor und misst die horizontale Position der Teilchen und damit den Teilchenimpuls. Der Spektrograph wird so eingestellt, dass sich X1 möglichst genau in der Fokalebene des Spektrographen befindet. In einem Abstand von 10.58 cm folgt dann die Driftkammer X2. Die beiden Positionsmessungen X1 und X2 ermöglichen eine Messung des Winkels der Teilchenbahn in der horizontalen Ebene (T). Da auch jede Driftkammer für sich den Winkel der Teilchenbahn rekonstruiert, kann der aus den Positionen in X1 und X2 bestimmte Winkel mit den beiden jeweils innerhalb von X1 und X2 berechneten Winkeln verglichen werden. Nur wenn alle Messungen übereinstimmen wird das entsprechende Ereignis berücksichtigt.

Die aktive Fläche der Driftkammern X1 und X2 beträgt horizontal etwa 960 mm und vertikal etwa 70 mm. In jeder Kammer sind 160 Signaldrähte im Abstand von 6 mm vertikal gespannt und befinden sich zwischen zwei Kathodenflächen aus graphitbeschichtetem, 25.4 μm dickem Mylar. Zwischen zwei Signaldrähten verlaufen zwei geerdete Abschirmdrähte, so dass sich für jeden Signaldraht ein aktiver Bereich von 4 mm Breite ergibt, der vom Nachbarbereich durch ein 2 mm breites inaktives Gebiet getrennt ist. An die Kathodenebenen wird eine Hochspannung von etwa 5 kV angelegt, während die Signaldrähte auf Erdpotential liegen. Die Driftkammern sind mit einer Gasmischung aus 50% Argon und 50% Isobutan unter Atmosphärendruck gefüllt, die kontinuierlich durch die Kammern strömt. Um Funkenbildung zu vermeiden, wird dem Isobutan in einer Blasenflasche etwas gekühlter Isopropylalkohol zugesetzt. Ein Teilchen, das die Driftkammern durchdringt, hinterlässt eine Spur aus Elektronen und ionisiertem Gas und triggert, nachdem es die Kammern verlassen hat, den mittleren Plastiksziintillator. Die in der Kammer erzeugten Elektronen driften, falls sie sich in einem aktiven Gebiet befinden, zum zugehörigen Signaldraht und erzeugen dort ebenfalls ein Signal. Gemessen wird dann die Driftzeit, die sich aus der Zeitdifferenz zwischen Szintillatorsignal und Drahtsignal ergibt.

Wichtig ist die richtige Wahl der angelegten Hochspannung. Bei einer zu niedrigen Spannung sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit unter 100%, bei einer zu hohen Spannung wächst der Leckstrom (was die Lebensdauer der Kammer verringert) oder

es tritt Elektronenvervielfachung ein. Vor dem Experiment wird daher für jede Driftkammer die optimale Hochspannung bestimmt, indem die Nachweiswahrscheinlichkeit für α -Teilchen als Funktion der angelegten Spannung gemessen wird. Diese Messung wird mit Hilfe von an einem Gold-Target inelastisch gestreuten α -Teilchen im Normalmodus des Spektrographen unter 20° durchgeführt. Dabei wird der Spektrograph so eingestellt, dass die Driftkammern mit einem weißen α -Spektrum aus inelastisch gestreuten Teilchen gleichmäßig bestrahlt werden. α -Teilchen werden dann mit Hilfe der Plastiksintillatorsignale (Energie und Energieverlust - siehe Kap. 8.3.4.2) identifiziert. Mit zunehmender Spannung steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit an, bis bei etwa 100% ein Plateau erreicht wird. Als Betriebsspannung wird dann eine Spannung gerade vor dem 100% Plateau gewählt. Wegen der stärkeren Ionisation entspricht diese Spannung dann einem Wert auf dem Plateau für ^6He - und ^8He -Teilchen. Gleichzeitig wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für die weniger Ladung erzeugenden $Z = 1$ Teilchen reduziert.

Die Driftkammern sind unter einem Winkel von etwa 35° zu den einfallenden Teilchen montiert, so dass diese in der Regel in drei Drähten Signale erzeugen. Die Zeitdifferenz dieser Signale zum Triggersignal des mittleren Szintillators ergibt dann drei Driftzeiten für die produzierten Elektronen, aus denen dann die mittlere Driftstrecke und damit der mittlere Abstand der Teilchenbahn zum jeweiligen Draht in Richtung der Feldlinien berechnet werden kann (siehe Abb. 8.5). Die Berechnung

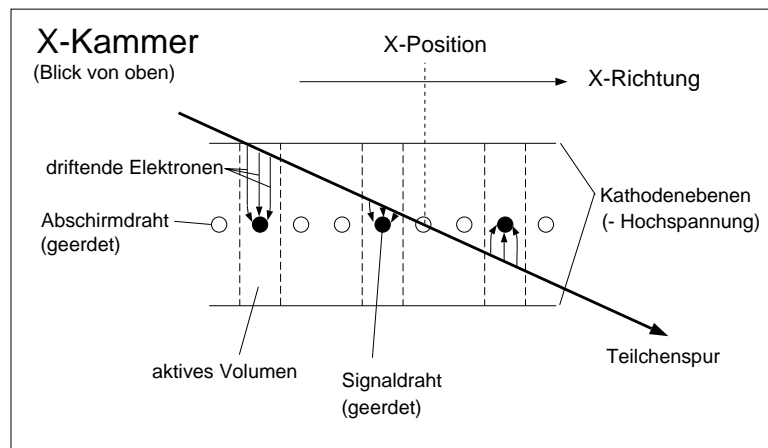


Abbildung 8.5: Horizontaler Schnitt (die Bildebene entspricht der Ebene des Spektrographen) durch die horizontale Driftkammer (X-Kammer). Eine typische Teilchenspur kreuzt drei aktive Bereiche und triggert Signale an drei Drähten. Aus den verschiedenen Laufzeiten der driftenden Elektronen kann dann mit drei Stützstellen die Teilchenbahn rekonstruiert werden, deren Kreuzungspunkt mit der Drahtebene die X-Position ergibt.

des Abstandes aus der Driftzeit erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird aus der sogenannten Offset-Tabelle (die im Rechner gespeichert ist) ein für jeden Draht individuell bestimmter Zeitoffset addiert, um unterschiedliche Signallaufzeiten der verschiedenen Drähte auszugleichen. Aus der korrigierten Driftzeit wird dann mit Hilfe einer für jede der Driftkammern bekannten Drifftabelle die Driftstrecke berechnet. Bevor die Kammer benutzt werden, werden mit dem oben beschriebenen weißen α -Spektrum die nötigen Tabellen erstellt. In einem ersten Lauf werden zunächst die Offsets für jeden

Draht bestimmt. Danach wird unter Verwendung dieser Zeitoffsets ein Driftzeitspektrum dn/dt für jede Driftkammer aufgenommen (n ist die Anzahl der Ereignisse und t die Driftzeit). Mit der Annahme, dass die Driftzeit für ein Elektron eine monoton steigende Funktion des Abstandes ist ergibt sich dann folgende Beziehung zwischen der Driftzeit t und der zugehörigen Driftstrecke s :

$$\int_0^t \frac{dn}{dt'} dt' = \int_0^s \frac{dn}{ds'} ds' \quad (8.1)$$

wobei dn/ds die Längendichte der Ereignisse entlang der Feldlinien in der Driftkammer ist. Da das Spektrum weiß ist, ist dies eine Konstante:

$$\frac{dn}{ds} = \frac{n_{total}}{\Delta s}, \quad (8.2)$$

wobei n_{total} die Gesamtzahl der Ereignisse im Driftzeitspektrum und Δs der Abstand zwischen dem Draht und der Kathodenebene (6.35 mm) ist. Damit kann aus der Integration über das einmal gemessene Driftzeitspektrum dn/dt (Drifttabelle) für jedes Drahtsignal mit der gemessenen Driftzeit t die zugehörige Driftstrecke bestimmt werden:

$$s = \frac{\Delta s}{n_{total}} \int_0^t \frac{dn}{dt'} dt' \quad (8.3)$$

Aus den drei so gemessenen Abständen wird dann die Teilchenspur in der Kammer rekonstruiert. Der entsprechende Algorithmus enthält auch Methoden, seltenerere Ereignisse, die zwei, vier oder fünf Drahtsignale erzeugen, zu behandeln. Damit ist der horizontale Winkel des Teilchens bestimmt und aus dem Punkt, an dem die Teilchenspur die Drahtebene kreuzt, ergibt sich die Teilchenposition. Abb. 8.6 zeigt ein weißes α -Positionsspektrum, das mit X1 aufgenommen wurde. Die Positionsgenauigkeit der X-Driftkammern ist typischerweise besser als 0.2 mm.

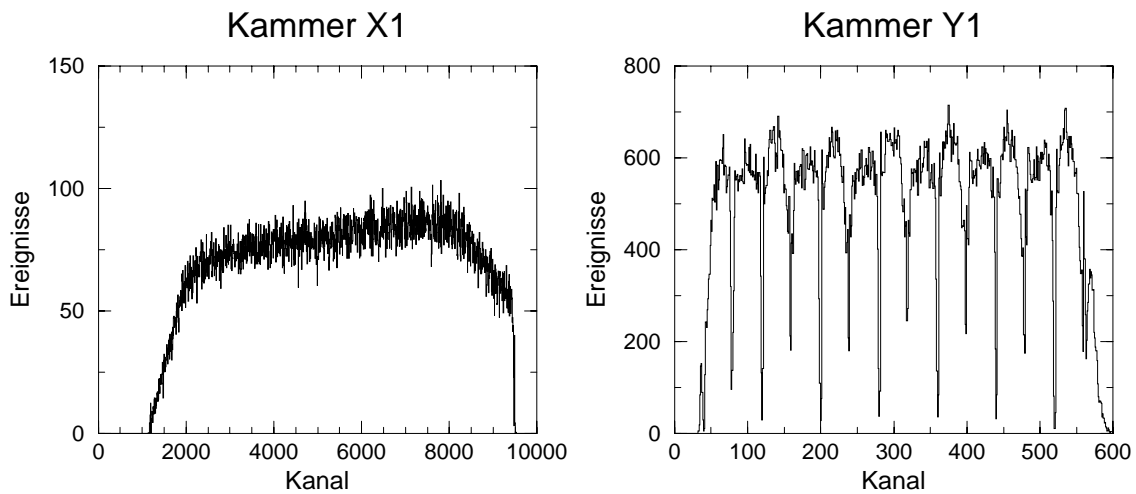


Abbildung 8.6: Annähernd weißes α -Positionsspektrum aufgenommen mit der X1- und der Y1- Driftkammer. Das Spektrum wurde über inelastische Streuung an Gold erzeugt.

Die Driftkammern Y1 und Y2 messen die vertikale Position der Teilchenbahnen. Diese Information wird benötigt, um den vertikalen Winkel, mit dem das Teilchen vom Target emittiert wurde, zu rekonstruieren (siehe Kap. 8.4.3). Außerdem kann mit dieser Information kontrolliert werden, ob die vertikale Fokussierung ausreichend ist, um alle Reaktionsprodukte in den aktiven Bereich der Detektoren (vertikal nur etwa 7 cm) zu bringen. Jede Y-Kammer besteht aus zwei unabhängigen Drahtebenen mit je 8 horizontal gespannten Signal- und Abschirmdrähten, die wie in Abb. 8.7 gezeigt angeordnet sind. Im Unterschied zu den X-Kammern sind hier jedoch die Ab-

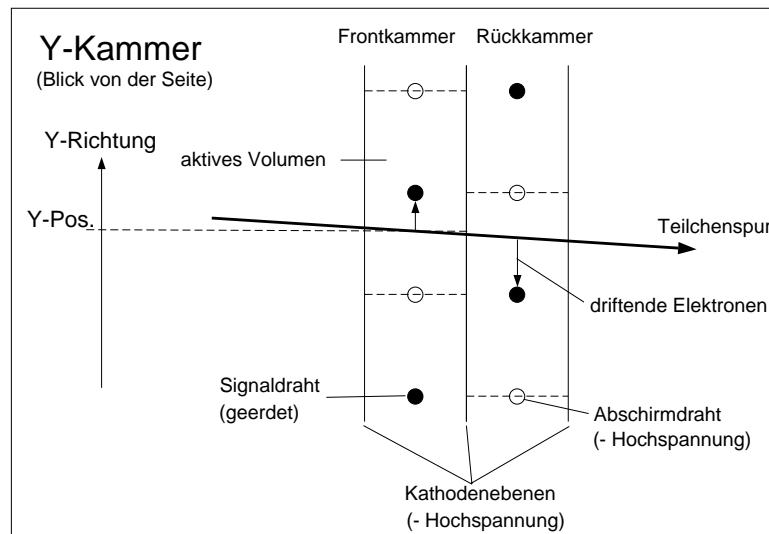


Abbildung 8.7: Funktionsweise der Y-Driftkammern. Dargestellt ist ein vertikaler Schnitt. In der Regel triggert eine Teilchenspur jeweils einen Draht in der Fronthälfte der Kammer und einen Draht in der Rückhälfte der Kammer. Durch die alternierende Anordnung der Signaldrähte in den beiden Kammerhälften kann bestimmt werden, auf welcher Seite eines Drahtes die Spur verläuft.

schirmdrähte auf dem gleichen Potential wie die Kathodenebenen. Ein die Kammern durchlaufendes Teilchen feuert in jeder der vier Drahtebenen mindestens einen Draht. Die Driftzeiten und Driftstrecken werden dann wie bei den X-Kammern aus einer Zeitoffsettabelle und einer Drifftabelle berechnet. Auf Grund der alternierenden Anordnung der Drähte kann die Mehrdeutigkeit bezüglich der Seite, von der ein Draht das Teilchen sieht, aufgelöst werden. Hierzu wird ein Algorithmus benutzt, der auf einer χ^2 Anpassung aller Möglichkeiten beruht. Auf diese Weise erhält man die vertikale Position Y der Teilchenbahn. Als Beispiel ist in Abb. 8.6 ein Y -Positionsspektrum für das weiße α -Spektrum (siehe oben) gezeigt. Deutlich sichtbar sind die an den Drahtpositionen auftretenden Lücken, die durch Ungenauigkeiten in der Drifftabelle entstehen. Die Y -Kammern sind hier im Vergleich zu den X -Kammern für Ungenauigkeiten anfälliger, zum einen weil der Drahtabstand größer ist und zum anderen weil die Drähte sehr viel länger sind, so dass leichter Abweichungen von einer parallelen Bespannung auftreten. Die vertikalen Winkel der Teilchenbahn in der Fokalebene sind sehr klein (siehe Kap. 8.4.3) und werden für dieses Experiment nicht benötigt.

8.3.4.2 Plastikszintillatoren

Wie in Abb. 8.3 gezeigt ist, befindet sich hinter den Driftkammern ein Stapel aus drei Plastikszintillatoren, die im Gegensatz zu den Driftkammern senkrecht zu den Teilchenbahnen angeordnet sind. Dies ermöglicht die Benutzung von schmäleren und dickeren Plastikszintillatoren, was bei der Lichtsammlung von Vorteil ist. Die aktive Fläche der Szintillatoren misst horizontal 61 cm und vertikal 10 cm. Der erste Plastikszintillator hat eine Dicke von 1 mm, die so gewählt ist, dass auch die langsamsten ^8He -Reaktionsprodukte nicht mehr als etwa 40% ihrer Energie verlieren. Der Detektor wird über einen Sekundärelektronen-Vervielfacher ausgelesen, der über gewundene Lichtleiter an der Längsseite mit dem Szintillator verbunden ist. Dieser erste Detektor dient zur Messung des Energieverlustes ΔE der Teilchen und wird mit S1 bezeichnet. Der zweite Plastikszintillator hat eine Dicke von 10 mm, die so gewählt ist, dass alle ^8He - und ^6He -Reaktionsprodukte gestoppt werden und wird mit S2 bezeichnet. S2 dient zur Messung der Gesamtenergie der ^6He - und ^8He -Teilchen (zusammen mit S1) und ist auch der Detektor, der den Zeittrigger für die Driftzeitmessung der Driftkammern sowie für die Flugzeitmessung zur Teilchenidentifikation liefert. Eine gute, positionsunabhängige Zeitauflösung ist für diesen Detektor sehr wichtig. Er wird deshalb über zwei an den Schmalseiten über Lichtleiter verbundene Sekundärelektronen-Vervielfacher ausgelesen. Das Zeitsignal wird dann über ein entsprechendes Elektronikmodul als Mittelwert aus den beiden Signalen gewonnen. Die Energiesignale werden getrennt verarbeitet und dann im Sortierprogramm geometrisch gemittelt. Da die Lichtausbeute in erster Näherung exponentiell mit der Entfernung des Ereignisses vom Sekundärelektronen-Vervielfacher abnimmt, ergibt sich so ein Energiesignal E , das für eine feste im Detektor deponierte Energie unabhängig von der Position des Ereignisses ist. Der dritte Plastikszintillator S3 dient als Veto-Detektor und ist abgesehen von der größeren Dicke (6.35 mm) ähnlich gebaut wie S1. Zur Positions- und Winkelabhängigkeit der Szintillatorsignale siehe Kap. 8.4.1.

8.3.5 Elektronik

Ein schematisches Diagramm der Elektronik ist in Abb. 8.8 gezeigt. Grundsätzlich ist die Bedingung für das Akzeptieren eines Ereignisses eine vierfach Koinzidenz zwischen den Detektoren X1, X2, S1 und S2 sowie eine Antikoinzidenz mit dem Veto-Detektor S3. Es gibt zwei Triggerstufen. In der ersten Triggerstufe wird eine Koinzidenz aus der mittleren Zeit der beiden Sekundärelektronen-Vervielfacher von S1 mit S2 verlangt. Dieses Signal kann durch mehrere Ereignisse unterdrückt werden (Veto) und bildet dann den Trigger der ersten Stufe. Ein Veto wird durch folgende Ereignisse eingelegt: der Vetodetektor S3 feuert, die Datenaufnahme ist „busy“, der Gasdruck in den Zuleitungen zu den Driftkammern sinkt zu stark ab, die Datenaufnahme wird gestoppt („run gate“), ein Funkenüberschlag hat die Hochspannungsversorgung zu einer der Driftkammern abgeschaltet oder das RF-Signal vom Zyklotron, das zur Flugzeitmessung benötigt wird, ist nicht mehr in Phase mit dem Zyklotron („RF phase lock“). Nur wenn diese erste Triggerstufe anspricht, werden die Gatepulse zum Auslesen der Driftkammern angelegt. Dann werden die Driftkammern ausgelesen und eine Koinzidenz von X1 mit X2 bildet zusammen mit dem Trigger der ersten Stufe den Trigger

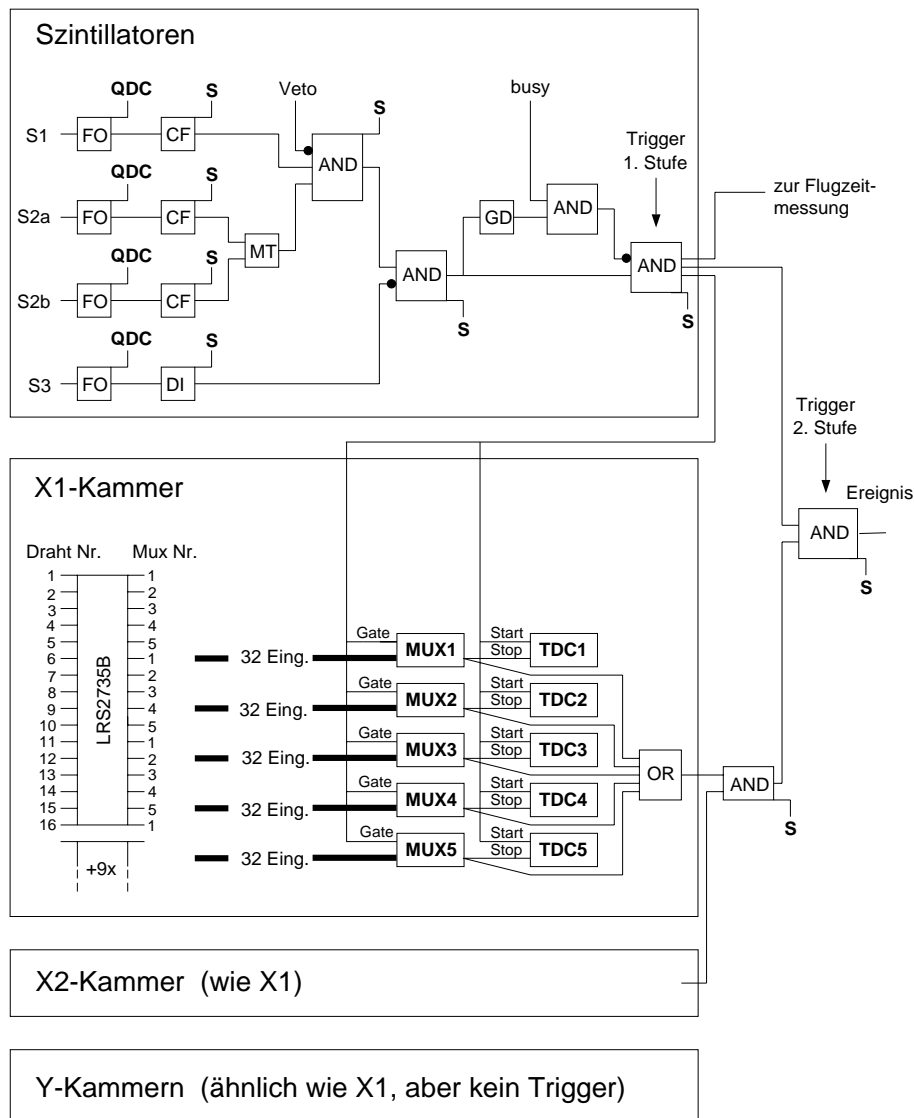


Abbildung 8.8: Schematischer Aufbau der Elektronik zum Auslesen der Detektorsignale. Die Modulbezeichnungen bedeuten: CF = Constant Fraction Diskriminator, FO = Fan Out, GD = Gate and Delay Generator, MT = Mean Timer, MUX = Multiplexer, QDC = Ladung-zu-Digital-Wandler, S = Scaler und TDC = Zeit-zu-Digital-Wandler. Die fett gedruckten Module werden über CAMAC/VME-Bus ausgelesen. S1, S2 und S3 bezeichnen die drei Plastikszintillatoren, wobei S2 an beiden Enden ausgelesen wird und die Signale S2a und S2b zur Verfügung stellt. LRS2735B bezeichnet die 16-Kanal Vorverstärkerkarte, von denen insgesamt 10 Stück alle Drahtsignale einer X-Kammer einzeln verstärken. Die Ausgänge werden wie angegeben fortlaufend auf die 5 Multiplexer verteilt, so dass insgesamt 32 Drahtsignale in einem Multiplexer zusammenlaufen.

der zweiten Stufe, der dem VME-Rechner meldet, dass ein gültiges Ereignis vorliegt.

Das Schema zum Auslesen der Driftkammern ist in Abb. 8.8 am Beispiel der Kammer X1 gezeigt. Eine Gruppe von 16 aufeinanderfolgenden Drähten ist mit einer 16-Kanal-Vorverstärkerkarte LRS2735B verbunden. Da für ein gültiges Ereignis nie-

mals mehr als 5 benachbarte Drähte feuern, werden die insgesamt 160 vorverstärkten Signale mit 5 Multiplexern gruppiert, so dass immer 5 aufeinanderfolgende Drähte in 5 verschiedenen Multiplexern enden. Jeder Multiplexer hat daher 32 Eingänge. Wenn ein Trigger erster Stufe das Gatesignal auslöst, werden die Zeitsignale der 5 Multiplexer auf 5 TDC's gegeben, die mit dem gemittelten Zeitsignal von S2 gestartet wurden. Dann werden die gemessenen Zeiten sowie die Kanalnummern (um den Draht zu identifizieren, von dem das Signal stammt) ausgelesen.

Außerdem startet das mittlere Zeitsignal von S2 einen weiteren TDC, der mit der Zyklotron RF gestoppt wird und so die Flugzeit bestimmt. Die Energiesignale der Szintillatoren werden auf QDC's gegeben.

Für jedes Ereignis werden folgende Daten gespeichert: 5 Driftzeiten und 5 Multiplexer-Kanalnummern für X1 und X2, für jeden feuernenden Draht der Y-Kammern jeweils Driftzeit und Drahtnummer, die Energiesignale von S1, der beiden Sekundärelektronen-Vervielfacher von S2, und S3, sowie die Flugzeit. Die Daten werden dann auf 8 mm Band geschrieben und gleichzeitig in Spektren sortiert.

8.3.6 Einstellen des Spektrographen

Die notwendigen Magnetfelder der beiden Dipole des K600 ergeben sich im Transmissionsmodus aus der Bedingung, dass der Primärstrahl den externen Faraday-Becher möglichst genau zentral treffen muss. Der Eingangsquadrupol muss so eingestellt werden, dass die vertikale Fokussierung groß genug ist, um alle Reaktionsprodukte in die Fokalebene zu bringen und klein genug ist, um eine Rekonstruktion des vertikalen Winkels, unter dem ein Teilchen vom Target emittiert wurde, zu ermöglichen (siehe hierzu Kap. 8.4.3).

Um die Auflösung des Spektrographen zu optimieren müssen vor dem Experiment der Dispersionsabgleich durchgeführt werden, die Fokussierung optimiert werden und die K-Spule richtig eingestellt werden. Die resultierende Auflösung kann dann noch durch Justieren der H-Spule und des Hexapols optimiert werden. Alle diese Maßnahmen wurden im Normalmodus des Spektrographen mit elastisch an Gold gestreuten α -Teilchen durchgeführt. Die kritische Größe ist hier der k -Faktor

$$k = \frac{1}{p} \frac{dp}{d\Psi}, \quad (8.4)$$

wobei p der Impuls und Ψ der Emissionswinkel des Reaktionsproduktes zur Strahlachse ist. Alle mit dem Spektrographen einzustellenden Korrekturen hängen im Wesentlichen nur vom k -Faktor ab, der wiederum von der Targetkernmasse und dem Reaktionswinkel Ψ abhängt. Gold ist ein relativ schweres Target und hat daher auch unter 20° $k \approx 0$. Dies entspricht genau den Verhältnissen im Transmissionsmodus, in dem für alle Targets $k \approx 0$ wegen $\Psi \approx 0$ gilt.

Das Prinzip des Dispersionsabgleichs ist in Abb. 8.9 gezeigt. Das Ziel ist, trotz der Schwankungen in der Strahlenergie von typischerweise 50–200 keV, alle Reaktionsprodukte eines Zustandes auf einen Punkt in der Fokalebene zu fokussieren. Hierzu wird mit Hilfe einer Kombination von Dipolen und Quadrupolen vor dem Target eine Dispersion erzeugt, so dass der Strahlfleck auf dem Target eine gewisse, den Schwankungen in der Strahlenergie entsprechende horizontale Ausdehnung hat. Wenn diese

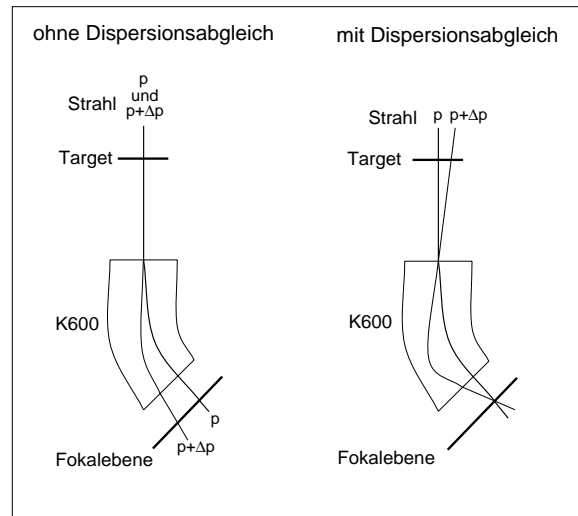


Abbildung 8.9: Prinzip des Dispersionsabgleichs. Der Einfachheit halber wird angenommen, dass der Primärstrahl nur zwei Impulskomponenten enthält, die sich um Δp unterscheiden. Es sind nur die Bahnen der Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung eingezeichnet. Wenn die Dispersion richtig abgeglichen ist, werden die von beiden Komponenten des Primärstrahls erzeugten Reaktionsprodukte auf einen Punkt fokussiert, obwohl sie etwas unterschiedlichen Impuls haben.

Dispersion zu der des Spektrographen passt, werden die mit verschiedenen Strahlenergien an verschiedenen Stellen des Targets erzeugten Reaktionsprodukte auf den selben Punkt in der Fokalebene fokussiert, weil sie unter verschiedenen Winkeln in den Spektrographen eintreten. Um kinematische Effekte zu eliminieren, sollen diese Winkel jedoch bezüglich der Strahlachse alle gleich sein. Dies wird durch eine leichte Konvergenz der einfallenden Strahlteilchen verschiedener Energie erreicht (siehe Abb. 8.9). Die Dispersion wird über die letzten drei Quadrupole vor dem Target (Q8, Q9 und Q10) solange skaliert, bis sich optimale Auflösung ergibt. Um die Qualität des Dispersionsabgleichs besser bewerten zu können, wurde ein schmaler Schlitz zwischen Target und Apertur angebracht. Da der in der Fokalebene gemessene Winkel T proportional zum Eintrittswinkel Θ_{tgt} ist und die Reaktionsprodukte mit verschiedenen Energien unter verschiedenen Winkeln eintreffen, ergibt sich im X - T -Spektrum eine Linie, die bei schlecht abgeglichener Dispersion eine Neigung aufweist (die unter verschiedenen Winkeln eintretenden Teilchen werden dann nicht auf die gleiche Position fokussiert). Dies ist in Abb. 8.10 gezeigt.

Ein weiterer Punkt, der zum Erzielen der optimalen Auflösung beachtet werden muss, ist die Fokussierung von Strahlteilchen der selben Energie auf dem Target. Da in unserem Falle $k \approx 0$ gilt, haben alle zu einer Strahlenergie gehörenden Reaktionsprodukte die gleiche Energie und müssen daher, um in der Fokalebene auf einen Punkt fokussiert zu werden, vom gleichen Punkt des Targets emittiert werden. Im Gegensatz zu Messungen mit $k \neq 0$, bei denen der Brennpunkt etwas hinter das Target geschoben wird, wird der Strahl daher hier auf das Target fokussiert. Die Fokussierung wird ebenfalls mit den drei Quadrupolen Q8, Q9 und Q10 eingestellt und kann mit Hilfe des selben Aufbaus wie beim Dispersionsabgleich anhand des X - T -Spektrums in

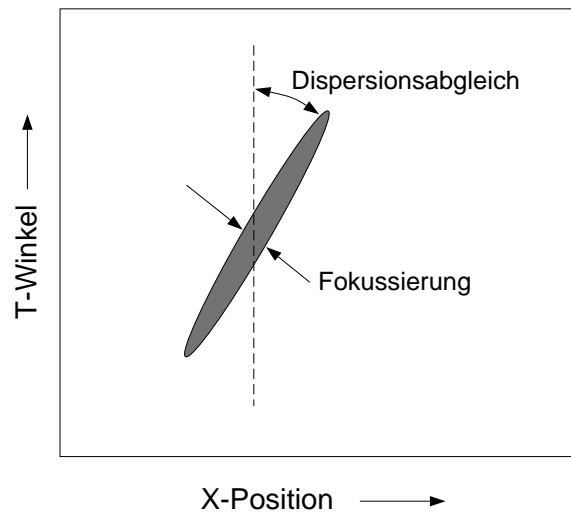


Abbildung 8.10: Die Durchführung von Dispersionsabgleich und Einstellung der Fokussierung mit Hilfe des von einem Schlitz erzeugten X - T -Spektrums. Die beste Auflösung in X wird erzielt, wenn die Linie durch optimalen Dispersionsabgleich senkrecht steht und durch optimale Fokussierung so schmal wie möglich ist.

Abb. 8.10 optimiert werden. Im Gegensatz zu einem schlechten Dispersionsabgleich entsteht bei schlechter Fokussierung eine Verbreiterung der Linie im X - T -Spektrum.

Da sowohl Dispersionsabgleich als auch Fokussierung mit den drei Quadrupolen Q8, Q9 und Q10 eingestellt werden, muss ein iteratives Verfahren mit abwechselndem Dispersionsabgleich und Fokussierung angewandt werden, um optimale Auflösung zu erzielen. Dabei ist besonders wichtig, dass der Strahl genau durch die Mittelachse der drei Quadrupole läuft, da sonst nach der Durchführung von Dispersionsabgleich und Fokussierung Form und Position des Strahls auf dem Target verändert werden und dann unter Umständen nicht mehr den Anforderungen genügen. Dies ist nicht einfach zu bewerkstelligen und erforderte in unserem Fall eine zweimalige Wiederholung der gesamten Prozedur. Insgesamt dauerten Dispersionsabgleich und Fokussierung etwa 35 h und die am Ende erzielte Auflösung für elastisch an Gold gestreute α -Teilchen betrug 58 keV. Die mit dem Si-Target im Transmissionsmodus erhaltenen Spektren deuten auf eine etwas bessere Auflösung hin (siehe Kap. 8.5.1.2). Während des Experiments wurde die Strahloptik mehrere Male aus verschiedenen Gründen neu eingestellt (Fehlfunktionen von Strahlführungskomponenten oder in einem Falle ein kompletter Stromausfall verursacht von einem nichts ahnenden Baggerfahrer). Streng genommen müssten in solchen Fällen Dispersionsabgleich und Fokussierung neu optimiert werden. Dies war wegen des damit verbundenen Zeitaufwandes nicht möglich. Die interne Auflösung des Spektrographen verschlechterte sich daher im Laufe des Experimentes etwas (siehe hierzu Kap. 8.5.1.2).

8.3.7 Abschirmung und Untergrund

Da in dem hier beschriebenen Experiment Reaktionen mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten untersucht werden, spielt die Minimierung des Untergrundes eine große

Rolle. Untergrund verursacht drei unterschiedliche Probleme:

- Untergrundteilchen, welche die fünffache Bedingung für ein gültiges Ereignis erfüllen ($X1$ und $X2$ und $S1$ und $S2$ und nicht $S3$), erhöhen die Gesamtzählrate. Dies erhöht die Totzeit der Datenaufnahmeelektronik und limitiert damit den akzeptablen Primärstrahlstrom. Dies wiederum verringert die Gesamtausbeute an ${}^8\text{He}$ -Ereignissen. Dieser Effekt war der Hauptgrund für die Benutzung eines Veto-Detektors für $Z = 1$ Teilchen. Diese Art von Problem kann durch zusätzliche Hardware-Bedingungen und durch Abschirmung gelöst werden. Die Totzeit betrug bei den hier beschriebenen Messungen nur 9%.
- Untergrundteilchen, welche die Driftkammern durchdringen, verursachen dort erhöhte Leckströme. Ein zu hoher Leckstrom kann auf die Dauer die Kammer beschädigen und aufwendige Reparaturen notwendig machen. Die Bedingung, den Leckstrom unter einem gewissen Limit zu halten, begrenzt den Primärstrahlstrom und daher die Ereignisausbeute. Diese Art von Problem kann nur durch eine effektive Abschirmung gelöst werden. Es stellte sich heraus, dass der Leckstrom in Kammer Y2 relativ hoch war, so dass dies der begrenzende Faktor gewesen wäre, wenn die Ionenquelle bei höheren Strahlströmen stabiler gewesen wäre.
- Untergrundteilchen, die ein gültiges Ereignis auslösen, werden abgespeichert und müssen dann später beim Sortieren der Daten diskriminiert werden. Teilchen, die zusätzlich noch Signale in $S1$, $S2$ und Flugzeit erzeugen, die denen eines ${}^8\text{He}$ -Teilchens entsprechen, gelangen als Untergrund in das ${}^8\text{He}$ -Spektrum. Diese Art von Problem kann durch Abschirmung und Verbesserungen in der Teilchenidentifizierung gelöst werden. In diesem Experiment war jedoch die Qualität der Teilchenidentifizierung so hoch, dass mit der verwendeten Abschirmung der Untergrund im ${}^8\text{He}$ -Positionsspektrum von unerwünschten aber gültigen ${}^8\text{He}$ -Ereignissen dominiert wurde (siehe Kap. 8.5.1).

Untergrund kann überall dort erzeugt werden, wo der Primärstrahl mit Material in Berührung kommt, also Engpässe im Strahlrohr, das Target, der innere Rand der K600 Dipole (siehe Abb. 8.3) sowie der externe Faraday-Becher. Dabei entstehen hochenergetische Teilchen aller Art, einschließlich Neutronen, Protonen und α -Teilchen. Um vom Target emittierte geladene Teilchen abzuschirmen, befand sich auf der Sichtlinie zwischen Target und Detektorsystem eine etwa 20 cm dicke Bleiwand. Das Detektorsystem wurde außerdem vom Faraday-Becher durch eine Schicht Paraffin (5 cm), Borax (2.5 cm) und Blei (25 cm) abgeschirmt. Das Blei schützt dabei gegen Strahlung aus geladenen Teilchen und γ 's, während das Paraffin Neutronen moderiert, die dann im Borax absorbiert werden.

In einem vorher durchgeführten Testexperiment wurde außerdem festgestellt, dass Streuung von Primärstrahlteilchen im Spektrographen eine Quelle von Untergrund ist. Dies macht sich im X - T -Spektrum bemerkbar, da von der Apertur direkt die Fokalebene erreichende Teilchen eine bestimmte Beziehung zwischen Position X und Winkel T haben. Abb. 8.11 zeigt das während dem Testexperiment aufgenommene X - T -Spektrum. Das zweidimensionale Gate bezeichnet den Bereich regulärer Ereignisse,

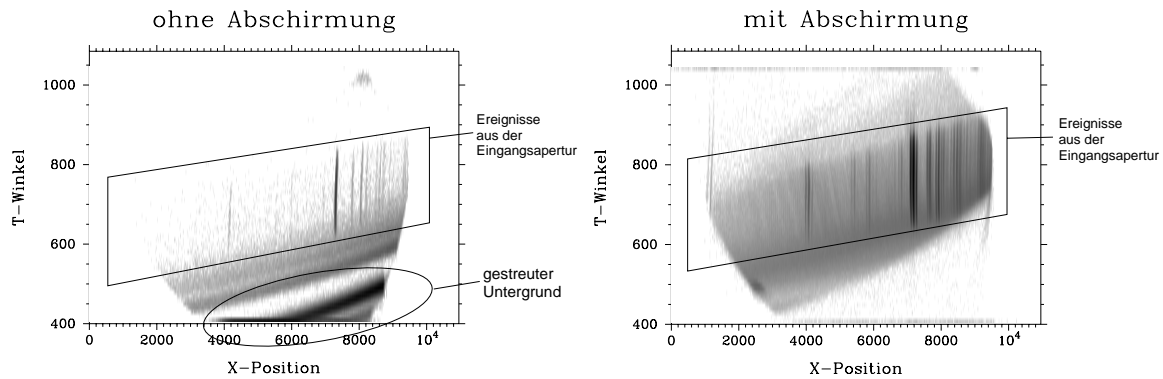


Abbildung 8.11: Mit einem Si-Target gemessenes X - T -Spektrum, einmal ohne und einmal mit der Abschirmung im Spektrograph. Das eingezeichnete Gate markiert die von der Eingangsapertur des K600 stammenden Ereignisse. Die von der $(\alpha, {}^6\text{He})$ -Reaktion erzeugten Linien im Positionsspektrum sind darin deutlich zu sehen. Der intensive Untergrund bei niedrigen Winkeln konnte dank der Abschirmung praktisch vollständig eliminiert werden.

die von der Apertur des Spektrographen stammen. Etwa 93% der Ereignisse liegen außerhalb dieses Bereichs und müssen daher von im Spektrographen gestreuten Teilchen verursacht sein. Wie Abb. 8.11 zeigt, liegt der größte Teil (86%) dieser Streuereignisse auf der zu niedrigeren Energien gehörenden Seite (großes X) der Fokalebene und fällt unter sehr flachen Winkeln ein (kleines T). Mit Hilfe der in Kap. 8.4.3 beschriebenen Strahlverfolgungsmethoden konnte Streuung an der Innenkante des zweiten Dipols als Ursache identifiziert werden. Ein Kupferblock wurde daher gezielt in den K600 eingebaut, um diese Ereignisse abzuschirmen. Abb. 8.11 zeigt zum Vergleich das X - T -Spektrum mit dem Kupferblock. Wie man sieht ist die Hauptuntergrundquelle bei sehr kleinen Winkeln verschwunden und der Untergrundanteil im Spektrum ist um etwa 94% reduziert worden. Dadurch konnte der Strahlstrom bei gleicher Totzeit der Datenaufnahme entsprechend erhöht werden.

Weitere Merkmale des verbleibenden Untergrundes werden mit der Teilchenidentifizierung in Kap. 8.4.1 diskutiert.

8.4 Analyse der Daten

Die Datenanalyse erfolgt in drei Schritten. Der erste Schritt ist die Identifizierung von Teilchen und die Diskriminierung von unerwünschten Ereignissen. Im zweiten Schritt werden dann die Positionsinformationen von ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Teilchen für eine Impulseichung der Fokalebene benutzt. Benötigt werden hierzu neben den Informationen zu bekannten Kernzuständen auch die Strahlenergie, die Targetdicke und die Winkelverteilung der Ereignisse. Mit der geeichten Fokalebene werden dann die ${}^8\text{He}$ -Positionsspektren analysiert.

Die vom Detektorsystem gemessenen Größen sind X , Y , T , ΔE , E und die Flugzeit (siehe Kap. 8.3.4). In der anschließenden Diskussion werden folgende Einheiten für diese Größen benutzt: X , Y , ΔE , E und die Flugzeit sind in Kanälen angegeben. Ein X -Kanal entspricht 0.096 mm, ein Y -Kanal etwa 0.14 mm und ein Flugzeit Kanal

156 ps, während die Einheiten für ΔE und E beliebig sind. T ist der Tangens des Winkels in der horizontalen Ebene multipliziert mit 1000.

Die Datenanalyse wird hier am Beispiel der Messungen mit dem Si-Target beschrieben. Die nominale Stellung des Spektrographen zum Strahl betrug dabei in einigen Fällen 0.5° , für den größten Teil der Messungen jedoch 1.5° . Die Analyse der ^{32}S -Daten wurde analog durchgeführt.

8.4.1 Teilchenidentifizierung

Unter dem Begriff Teilchenidentifizierung soll hier jedes Kriterium verstanden werden, das eine Unterscheidung zwischen erwünschten (^6He - und ^8He -Teilchen vom Target) und unerwünschten Ereignissen ermöglicht. Die Teilchenidentifizierung erfolgt in mehreren Schritten, die in den folgenden Kapiteln besprochen werden.

8.4.1.1 Vorauswahl

Zunächst wird eine Vorauswahl von sinnvollen Ereignissen getroffen. Das beginnt mit den Driftkammern, deren Betriebsspannung so eingestellt wird, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für $Z = 1$ Teilchen reduziert ist. Zusätzlich unterdrückt der Veto-Detektor in schneller Hardware-Antikoinzidenz einen Teil des Untergrundes von $Z = 1$ Reaktionsprodukten. Auswertung der Skaler ergab eine Reduktion der Ereignisse um etwa 44% durch den Veto-Detektor. Die nachfolgenden Maßnahmen werden dann alle vom Sortierprogramm durchgeführt. Zunächst wird eine Vorauswahl von $Z = 2$ Teilchen mit Hilfe einer groben ΔE - E -Diskriminierung getroffen (siehe hierzu auch Kap. 8.4.1.3). Nur Ereignisse, die diesen Test bestehen (11%), werden überhaupt weitersortiert. Danach werden die Driftkammerdaten der Ereignisse untersucht. Es werden dabei verschiedene Algorithmen angewendet, um eine sinnvolle Teilchenspur durch die Kammern zu rekonstruieren. Nur wenn dies für die X-Kammern erfolgreich gelingt, wird das Ereignis als „guter Winkel“ weiterberücksichtigt. Etwa 35% der Ereignisse werden hier abgelehnt. Ein weiteres Kriterium ist dann die Verteilung der Ereignisse im X - T -Diagramm (siehe Kap. 8.3.7). Wie in Abb. 8.11 gezeigt war, belegen Teilchen, die aus der Eingangsapertur des Spektrographen stammen, einen ganz bestimmten Bereich in diesem Diagramm. Alle übrigen Ereignisse stammen von gestreuten Teilchen. Mit Hilfe eines Gates in diesem Diagramm werden weitere 8% der verbleibenden Ereignisse abgelehnt. Dieser geringe Prozentsatz verdeutlicht die gute Qualität des Primärstrahls und der Abschirmungen.

8.4.1.2 Flugzeitdiskriminierung

Für jedes Ereignis wird eine Flugzeit als Zeitdifferenz zwischen dem mittleren Zeitsignal des Detektors S2 und dem nächsten RF-Puls des Zyklotrons (wobei nur jeder dritte Puls selektiert wird) gemessen. Diese Information kann zur Teilchenidentifikation genutzt werden. Eine sinnvolle Aussage kann nur aus Flugzeitdifferenzen zwischen verschiedenen Ereignissen gewonnen werden, die den Unterschied in der Flugzeit vom Target bis zum Detektor S2 repräsentieren. Da Teilchen unter Umständen über verschiedene Reaktionen mit verschiedenen Anregungsenergien der Endkerne produziert

werden, weisen selbst zum gleichen Teilchentyp gehörende Ereignisse einen weiten Bereich von Flugzeiten auf. Da jedoch über die Position X für jedes Teilchen der Impuls gemessen wird, kann man über entsprechende Korrekturen die Impulsabhängigkeit der Flugzeit eliminieren. Der Hauptteil dieser Korrektur wird vom Spektrographen selbst durchgeführt, der so gebaut ist, dass langsamere Teilchen entsprechend kürzeren Flugweg haben. Die verbleibende Abhängigkeit kann in einem Flugzeit- X -Diagramm dargestellt und dann entsprechend korrigiert werden. Zusätzlich hängt die Flugzeit auch vom horizontalen Winkel T ab, da die Flugwege für verschiedene Winkel unterschiedlich sind. Auch diese Abhängigkeit kann über ein Flugzeit- T -Diagramm herauskorrigiert werden. Für dieses Experiment wurde folgende Korrektur benutzt, um aus der gemessenen Flugzeit t die korrigierte Flugzeit t_{corr} zu berechnen:

$$t_{corr} = t - 328 + 3.492 \cdot 10^{-3}X - 1.36 \cdot 10^{-7}X^2 + 0.2331T. \quad (8.5)$$

Die korrigierte „Flugzeit“ hängt dann nur noch vom Quotient aus Masse und Ladung ab. Die gemessene und korrigierte Flugzeitdifferenz zwischen zwei Ereignissen entspricht dann der Flugzeitdifferenz zwischen Target und Detektor S2, die die Teilchen aufweisen würden, wenn sie einen Impuls hätten, der sie an die selbe Position in der Fokalebene bringt. Der zugehörige Flugweg ist der Flugweg zwischen Target, dieser Position und dem Detektor S2. Für eine Position in der Mitte der Fokalebene betrug der Flugweg 9.076 m.

Das gemessene und das korrigierte Flugzeitspektrum sind in Abb. 8.12 gezeigt. Der Peak mit der höchsten Intensität enthält die ${}^6\text{He}$ -Ereignisse mit einem Beitrag

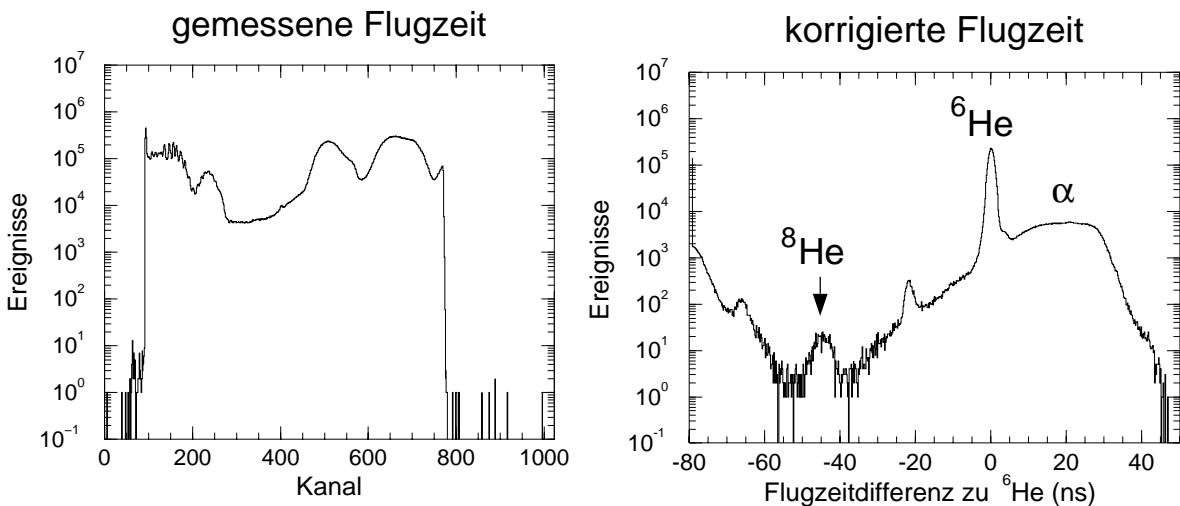


Abbildung 8.12: Das linke Bild zeigt ein gemessenes Flugzeitspektrum für ein Si-Target. Ein Kanal entspricht 156 ps. Zur Teilchenidentifikation wird die Flugzeit auf Winkel- und Positionsabhängigkeiten korrigiert und das resultierende Spektrum ist auf der rechten Seite gezeigt. Die korrigierte Flugzeit ist für ungestreute Teilchen proportional zum Quotient aus Teilchenmasse und Ladung.

von weder durch den Veto-Detektor noch durch die Vorauswahl unterdrückten ${}^3\text{H}$ -Ereignissen, die durch Flugzeitdiskriminierung nicht zu unterscheiden sind. Der kleinere Peak stellt die ${}^8\text{He}$ -Ereignisse dar. Für 9.076 m Flugweg durch das Zentrum

des Spektrographen ergibt sich eine Zeitdifferenz zwischen ^8He und ^6He von 41.9 ns, die gut mit den gemessenen 44 ns übereinstimmt. Es stellte sich jedoch heraus, dass die Positions- und Winkelabhängigkeit der Flugzeit für ^6He - und ^8He -Teilchen etwas verschieden ist. Für die Flugzeitspektren in Abb. 8.12 wurde die Flugzeit der ^6He -Teilchen korrigiert, so dass der ^8He -Peak etwas verbreitert wird. Dies ist in Abb. 8.13 verdeutlicht, welche die korrigierten Flugzeit- X - und Flugzeit- T -Diagramme für ^8He -Teilchen zeigt. Die nach der Korrektur verbleibende Abhängigkeit von Position X und

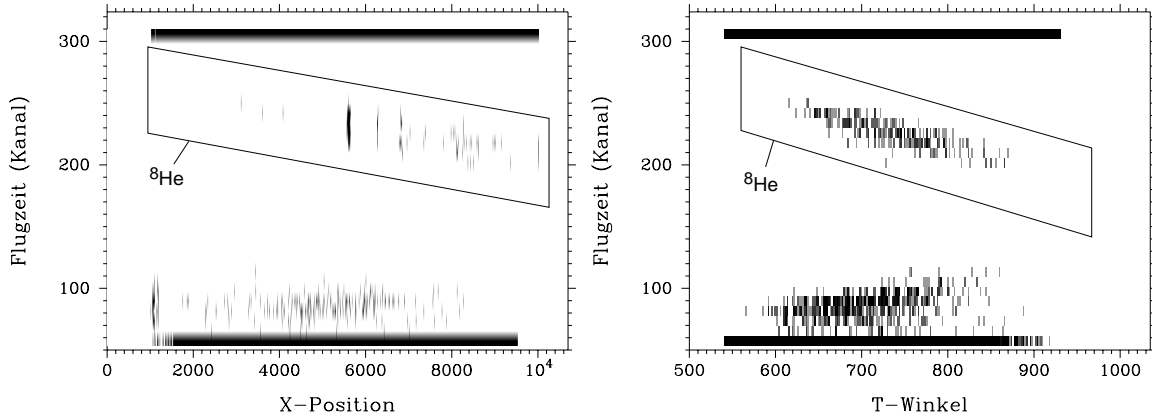


Abbildung 8.13: Die korrigierte Flugzeit der ^8He -Teilchen als Funktion der Position X und des Winkels T . Da die Flugzeit für ^6He -Teilchen korrigiert wurde, verbleibt eine deutlich erkennbare Positions- und Winkelabhängigkeit für ^8He -Teilchen.

Winkel T ist deutlich zu erkennen. Für die Flugzeitdiskriminierung von ^8He -Teilchen wurden daher die in Abb. 8.13 gezeigten zweidimensionalen Gates benutzt, während für die ^6He -Teilchen ein eindimensionales Gate im korrigierten Flugzeitspektrum verwendet wurde.

Wie in Abb. 8.12 zu sehen ist, liegen die ^8He Ereignisse in einem Bereich mit sehr niedrigem Untergrund. Dies ermöglicht die hohe Qualität der Flugzeitdiskriminierung, ohne die das Experiment nicht möglich gewesen wäre. Nur 0.02% der nach der Vorauswahl verbleibenden Teilchen werden auf Grund der Flugzeitdiskriminierung als ^8He -Ereignisse akzeptiert.

8.4.1.3 ΔE - E -Diskriminierung

Eine weitere Information, die zur Teilchenidentifikation verwendet wird, ist die Energie, die ein Teilchen in den Plastiksintillatoren S1 und S2 deponiert. Für ^8He und ^6He , die in S2 gestoppt werden, liefert dies den Energieverlust ΔE und die verbleibende Restenergie E . S2 wird über zwei Sekundärelektronen-Vervielfacher an beiden Enden ausgelesen, und E ist das geometrische Mittel der beiden Signalhöhen (siehe Kap. 8.3.4.2). ΔE kann zur Diskriminierung der Ladungszahl benutzt werden, da der Energieverlust eines Teilchens mit der Ladung Ze in Materie proportional zu Z^2 ist:

$$\Delta E \propto \frac{mZ^2}{E}. \quad (8.6)$$

E ermöglicht eine grobe Massendiskriminierung, da alle Teilchen, die in die Fokalebene des Spektrographen gelangen, den gleichen festen Impulsbereich haben. Beachtet werden muss allerdings auch, dass die Lichtausbeute in einem Plastiksintillator wegen der verschiedenen Ladungslängendichten der Ionisationsspuren vom Teilchentyp abhängt. Näherungsweise gilt für die Lichtausbeute L :

$$L \propto \frac{E^{1.63} Z^{0.08}}{A}, \quad (8.7)$$

wobei E die im Szintillator deponierte Energie ist.

Auch ΔE und E hängen im Prinzip von der Position der Teilchenspür in der Fokalebene X sowie vom Winkel T ab. Die X -Abhängigkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass X ein Maß für den Teilchenimpuls und damit die Teilchenenergie ist. Dies hat kaum einen Einfluss auf ΔE , führt aber zu einer starken X -Abhängigkeit von E . Außerdem kann auch eine positionsabhängige Lichtausbeute im Detektor zu einer X -Abhängigkeit führen. Eine T -Abhängigkeit kann durch die Korrelation von X mit T (siehe Abb. 8.11) und durch die für verschiedene Winkel unterschiedlichen Weglängen der Teilchen im Szintillator zustande kommen. Aus der Analyse der E - X -, ΔE - X -, E - T - und ΔE - T -Spektren ergab sich, dass nur die Korrektur der E - X -Abhängigkeit notwendig ist.

Das korrigierte ΔE - E -Spektrum ist in Abb. 8.14 gezeigt. Deutlich erkennbar sind die $Z = 1$ Gruppe und die ${}^6\text{He}$ -Gruppe. Dieses Spektrum wird in der Vorauswahl

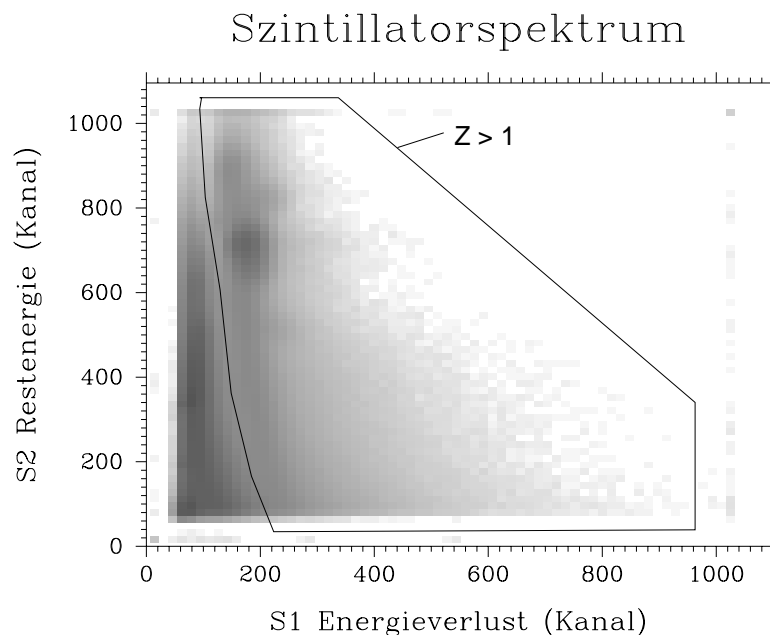


Abbildung 8.14: Das Restenergie-Energieverlust-Spektrum aller mit einem Si-Target gemessenen Ereignisse. Der Energieverlust wird mit dem Szintillator S1 gemessen, während sich die Restenergie (Teilchenenergie abzüglich dem Energieverlust in S1) aus dem geometrischen Mittel der beiden Signale des Szintillators S2 ergibt. Deutlich zu sehen ist die Trennung von $Z = 1$ und $Z > 1$ Ereignissen. Mit dem eingezeichneten Gate wird eine Vorauswahl der $Z > 1$ Ereignisse getroffen.

zur Diskriminierung von $Z = 1$ Teilchen benutzt und das entsprechende Gate ist in Abb. 8.14 markiert. Abb. 8.15 zeigt die ΔE - E -Spektren der nach der Vorauswahl und der Flugzeitdiskriminierung als ^6He und ^8He identifizierten Ereignisse. Ebenfalls gezeigt sind die entsprechenden Gates, die zur weiteren Diskriminierung benutzt wurden. Die Trennung der ^6He - und ^8He -Gruppe ist hervorragend. Der relativ geringe

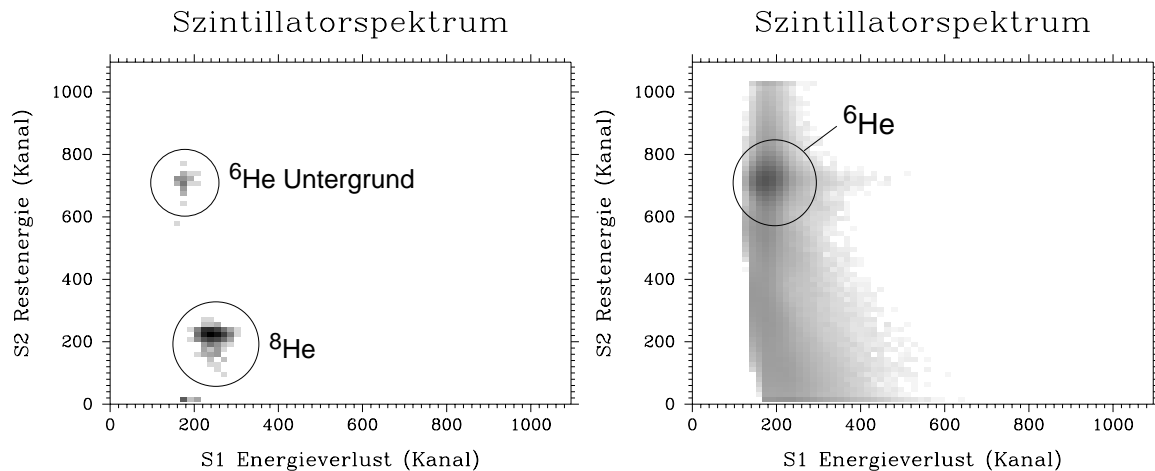


Abbildung 8.15: Die Restenergie-Energieverlust Spektren nach der Flugzeitdiskriminierung des Teilchentyps. Das linke Spektrum zeigt die mit Hilfe der Vorauswahl und der Flugzeit als ^8He identifizierten Ereignisse. Deutlich sichtbar ist die gute Trennung von ^8He und ^6He sowie der geringe Untergrund, hauptsächlich in Form von ^6He -Ereignissen. Das rechte Spektrum zeigt die entsprechenden ^6He -Ereignisse. Ursache für die scheinbar höhere Zahl von Untergrundereignissen im ^6He -Spektrum ist die um vier Größenordnungen bessere Statistik. Der relative Untergrundanteil ist sogar etwas geringer als im Falle der ^8He -Ereignisse.

Anteil an ^6He -Teilchen oder anderem Untergrund im ^8He -Spektrum verdeutlicht die gute Qualität der Flugzeitdiskriminierung: Durch die ΔE - E -Diskriminierung werden im Falle der ^6He nur 12%, im Falle der ^8He nur 16% der Ereignisse zurückgewiesen (wobei jedoch ΔE - E auch in der Vorauswahl benutzt wurde).

8.4.1.4 Zusammenfassung Teilchenidentifizierung

Zusammenfassend wurden ^6He und ^8He auf folgende Weise eindeutig identifiziert: Das Positionsspektrum, das man nach der Vorauswahl durch Gates auf den ^6He -Peak im korrigierten Flugzeitspektrum und auf die ^6He -Gruppe im ΔE - E -Spektrum erhält, kann anhand der sichtbaren bekannten Zustände eindeutig als ^6He -Spektrum identifiziert werden (siehe Kap. 8.4.6). Damit ist die Lage der ^6He -Ereignisse im ΔE - E -Spektrum und im Flugzeitspektrum eindeutig festgelegt. Der ^8He -Peak im Flugzeitspektrum kann dann über die mit dem gemessenen Flugweg berechnete Flugzeitdifferenz eindeutig identifiziert werden. Diese Identifikation wird bestätigt durch die den Erwartungen entsprechende Lage der ^8He -Gruppe im ΔE - E -Spektrum, die man mit einem Gate auf den ^8He -Peak im Flugzeitspektrum erhält (Abb. 8.15). Ein Zusätzliches Argument ist natürlich auch die Lage des ^{24}Si -Grundzustandes im so erhaltenen ^8He -Positionsspektrum, die mit früheren Messungen übereinstimmt (siehe

Kap. 8.5.1.1). Die verschiedenen Stufen der Teilchenidentifikation und ihre Effektivität sind zur Übersicht in Tab. 8.3 gelistet.

Tabelle 8.3: Statistik der Teilchenidentifikation. Für ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Teilchen ist jeweils nach jedem Schritt in der Teilchendiskriminierung die Anzahl der verbleibenden Ereignisse, ihr relativer Anteil an den Ereignissen des vorherigen Schritts (% vor.) und ihr relativer Anteil an der Gesamtzahl der Ereignisse (% tot.) angegeben. Für ${}^6\text{He}$ und ${}^8\text{He}$ sind die ersten drei Schritte identisch und nur einmal angegeben.

Stufe	${}^8\text{He}$			${}^6\text{He}$		
	Ereignisse	% vor.	% tot.	Ereignisse	% vor.	% tot.
Total	$6.073 \cdot 10^7$					
ΔE - E $Z = 2$	$6.422 \cdot 10^6$	11	11			
guter Winkel	$4.200 \cdot 10^6$	65	6.9			
$X - T$ Gate	$3.878 \cdot 10^6$	92	6.4			
Flugzeit	742	0.019	0.0012	$2.795 \cdot 10^6$	72	4.6
ΔE - E	625	84	0.0010	$2.463 \cdot 10^6$	88	4.1

8.4.2 Energie und Magnetfeldvariationen - Addition von Spektren

Nachdem der Spektrograph und das Detektorsystem eingestellt waren, wurden für etwa 175 Stunden Reaktionsdaten mit verschiedenen Targets aufgenommen. Diese Daten wurden in etwa 130 Läufe von unterschiedlicher Länge gruppiert. Zur Datenanalyse wurden dann die Ereignisse in jedem Lauf mit den in Kap 8.4.1 beschriebenen Methoden nach ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Teilchen durchsucht und die entsprechenden Ereignisse dann in ein ${}^6\text{He}$ - bzw. ${}^8\text{He}$ -Positionsspektrum sortiert. Danach wurden die Positionsspektren aller Läufe addiert. Die resultierenden Summenspektren wurden dann zur Datenanalyse benutzt. Das Problem beim Addieren der Daten aus verschiedenen Läufen ist, dass von Lauf zu Lauf in fast jedem Falle Verschiebungen der Peakpositionen auftraten. In diesem Kapitel werden die Ursachen für diese Verschiebungen sowie die entsprechenden vor der Addition durchgeführten Korrekturen besprochen.

Zur Diagnose von Verschiebungen in den Peakpositionen wurden die ${}^6\text{He}$ -Positionsspektren benutzt, die selbst für die kürzeren Läufe eine gute Statistik aufweisen. Ein Beispiel für ein mit dem Si-Target aufgenommenes ${}^6\text{He}$ -Positionsspektrum ist in Abb. 8.16 gezeigt. Die für die Untersuchung von Verschiebungen benutzten Übergänge sind entsprechend markiert. Die Statistik in den einzelnen ${}^8\text{He}$ -Spektren war zu klein, um Verschiebungen von Lauf zu Lauf analysieren zu können. Es musste daher von den Veränderungen im ${}^6\text{He}$ -Spektrum auf die Veränderungen im ${}^8\text{He}$ -Spektrum geschlossen werden.

Im Prinzip kann eine Verschiebung der Peakpositionen zwei Ursachen haben - entweder eine Änderung in der Primärstrahlenergie oder eine Änderung in den Magnetfeldern im Strahlrohr vor dem Target oder im Spektrographen. Der fundamentale

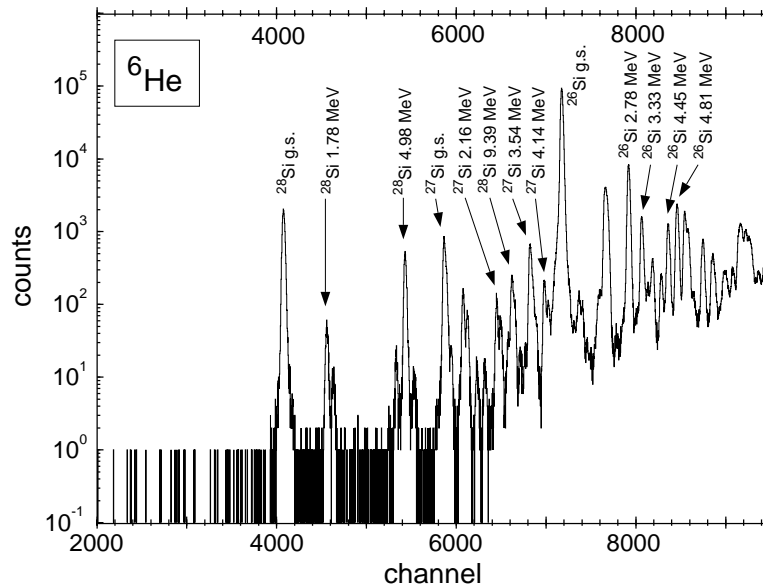


Abbildung 8.16: Das mit einem Si-Target aufgenommene Positionsspektrum der ${}^6\text{He}$ -Ereignisse. Deutlich erkennbar sind die von den ${}^{28}\text{Si}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{26}\text{Si}$ -, ${}^{29}\text{Si}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{27}\text{Si}$ - und ${}^{30}\text{Si}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{28}\text{Si}$ -Reaktionen bevölkerten Zustände in ${}^{26}\text{Si}$, ${}^{27}\text{Si}$ und ${}^{28}\text{Si}$. Markiert sind nur die Zustände, die auch zur Kalibrierung verwendet wurden.

Unterschied ist, dass bei Änderungen der Primärstrahlenergie in den ${}^8\text{He}$ -Spektren 30% größere Verschiebungen als in den ${}^6\text{He}$ -Spektren auftreten. Der Grund hierfür ist neben einem hier vernachlässigbaren kinematischen Effekt, dass die Breite der Fokalebene in beiden Fällen etwa 20% der Teilchenenergie entspricht. Da jedoch die ${}^6\text{He}$ -Teilchen bei gleichem Impuls eine 50% höhere Energie haben, beträgt die Dispersion der ${}^6\text{He}$ -Teilchen 3.6 keV/Kanal, der ${}^8\text{He}$ -Teilchen aber nur 2.8 keV/Kanal. Änderungen von Magnetfeldern dagegen verschieben ${}^6\text{He}$ -Peakpositionen und ${}^8\text{He}$ -Peakpositionen um den gleichen Betrag. Da hier von den gemessenen Verschiebungen in den ${}^6\text{He}$ -Spektren auf die Verschiebungen im ${}^8\text{He}$ -Spektrum geschlossen werden muss, ist es sehr wichtig zu wissen, welcher der beiden Effekte die Verschiebung verursacht hat.

Die während diesem Experiment auftretenden Positionsverschiebungen sind in Abb. 8.17 gezeigt. Dargestellt ist die relative Peakposition des Grundzustandsübergangs von ${}^{28}\text{Si}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{26}\text{Si}$ in keV für jeden Lauf sowie die relative Strahlenergie gemessen mit CYCLO (siehe Kap. 8.3.1). Fünfmal während des Experimentes traten größere Verschiebungen auf, die das Experiment in sechs Sektionen teilen. Innerhalb einer Sektion traten dann kleinere Verschiebungen von maximal ± 6 Kanälen auf.

Abb. 8.17 zeigt, dass die kleineren Verschiebungen innerhalb einer Sektion in den meisten Fällen gut mit der Strahlenergie korreliert sind. Abweichungen von der Korrelation können dadurch erklärt werden, dass die Peakposition ein Maß für die mittlere Strahlenergie eines ganzen Laufs ist, während der CYCLO-Wert die zu bestimmten Zeiten gemessene momentane Strahlenergie wiedergibt. Es wurde daher angenommen, dass die Ursache dieser kleineren Verschiebungen Schwankungen in der Strahlenergie sind. Die ${}^6\text{He}$ -Positionsspektren der Läufe innerhalb einer Sektion wur-

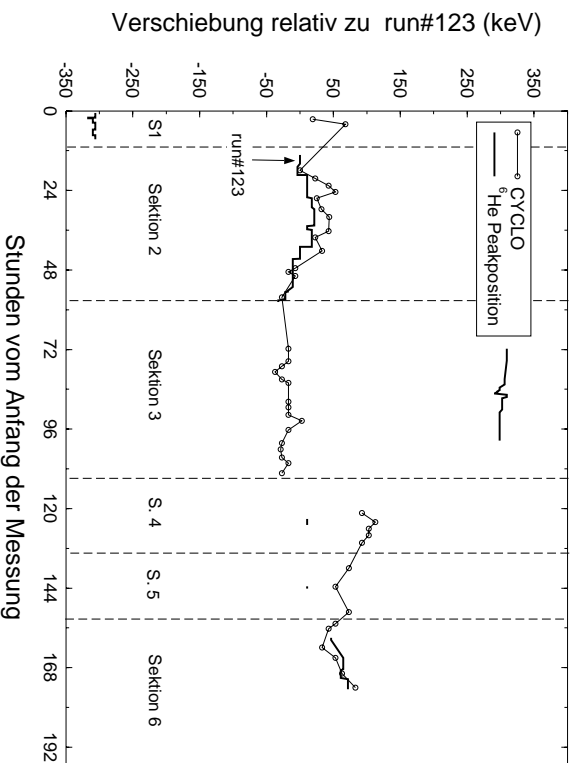


Abbildung 8.17: Die Energie- bzw. Positionsverschiebungen während des Experiments. Aufgetragen ist die mit CYCLO gemessene Primärstrahlenergie und die Position des ^{26}Si -Grundzustandes im ^6He -Spektrum relativ zu Lauf 123 als Funktion der Zeit. Die gestrichelten Linien markieren die fünf Ereignisse, die zu drastischen Energie- oder Positionsverschiebungen führten, und die das gesamte Experiment in sechs Sektionen teilen.

den dann um eine konstante Kanalzahl verschoben, so dass die Positionen des ^{26}Si -Grundzustandsübergangs übereinstimmen. Der erste Lauf in einer Sektion blieb dabei unverschoben und diente als Referenz. Die ^8He -Spektren wurden dann entsprechend um 30% mehr verschoben.

Die Ursachen der größeren Verschiebungen von Sektion zu Sektion waren unterschiedlich. Um Korrekturen so klein wie möglich zu halten, wurden alle Sektionen so korrigiert, dass sie mit Sektion 2 übereinstimmen, die die meisten Daten enthält. Die entsprechenden Korrekturen werden in den folgenden Absätzen diskutiert.

- Sektion 1

Am Ende von Sektion 1 wurde der K600 von nominal 0.5° auf 1.5° verschoben. Dies erforderte eine Korrektur der K600 Dipolmagnetfelder, um den Primärstrahl wieder auf dem externen Faraday-Becher zu zentrieren. Aus dem Vergleich der ^6He -Positionsspektren der beiden Sektionen wurde folgende Korrekturfunktion für Sektion 1 bestimmt:

$$X' = -108.0751 + 1.003226 \cdot X, \quad (8.8)$$

Da es sich um eine reine Änderung der Magnetfelder handelt, wurde die gleiche Korrektur für ^6He - und ^8He -Spektren benutzt.

- Sektion 2
Blieb unverändert.

- Sektion 3

Zu Beginn von Sektion 3 wurde der Primärstrahl neu eingestellt, was eine leichte

Änderung der K600 Dipolmagnetfelder notwendig machte, um den Strahl wieder auf dem externen Faraday-Becher zu zentrieren. ^6He - und ^8He -Spektren in Sektion 3 wurden mit folgender Funktion korrigiert:

$$X' = 100.177 + 0.999775 \cdot X - 2.3065 \cdot 10^{-7} \cdot X^2 \quad (8.9)$$

- Sektion 4

Zu Beginn von Sektion 4 trat als Folge von Baggerarbeiten in der näheren Umgebung ein vollständiger Stromausfall im gesamten Labor auf. Wie in Abb. 8.17 erkennbar ist, war die Strahlenergie nach dem Stromausfall etwa 120 keV höher. Die Verschiebung der Peakposition des ^{26}Si -Grundzustandsübergangs ist jedoch sehr viel geringer. Dies bedeutet, dass wie erwartet sowohl eine Veränderung der Magnetfelder als auch eine Veränderung der Strahlenergie auftrat. Diese Sektion enthält keine nennenswerte Menge an Si-Daten.

- Sektion 5

Zu Beginn von Sektion 5 fiel während einer Messung mit dem ^{13}C -Target ein Magnet im Strahlrohr vor dem Spektrographen aus. Nachdem das Magnetfeld wieder hochgefahren war, trat auf Grund der etwas veränderten Primärstrahlrichtung eine Verschiebung der Peakpositionen im ^6He -Positionsspektrum auf. Bei einer späteren kurzen Messung mit dem Si-Target wurden Peakpositionen wie in Sektion 4 gemessen, was wohl auf die bis dahin etwas abgesunkene Strahlenergie zurückzuführen ist (siehe Abb. 8.17). Auch diese Sektion enthält keine nennenswerte Menge an Si-Daten.

- Sektion 6

Zu Beginn von Sektion 6 wurden die Dipolmagnetfelder des K600 justiert, um für die Messungen mit dem dickeren ^{32}S -Target den Primärstrahl wieder im externen Faraday-Becher zu zentrieren. Zwischen Sektion 6 und Sektion 2 traten also eine Vielzahl von Änderungen sowohl in der Strahlenergie als auch in verschiedenen Magnetfeldern auf. Die in Abb. 8.17 zu sehende Übereinstimmung zwischen der relativen Peakposition des ^{26}Si -Grundzustandsübergangs und der Strahlenergie in Sektion 1 und 6 deutet aber darauf hin, dass der überwiegende Anteil der Verschiebung auf die Änderung der Strahlenergie zurückzuführen ist. Für die ^6He -Spektren in Sektion 6 wurde folgende Korrekturfunktion ermittelt:

$$X' = 19.87 + 1.000545 \cdot X - 1.184510 \cdot 10^{-7} \cdot X^2 \quad (8.10)$$

Für die ^8He -Spektren wurde eine 30% größere Korrektur benutzt.

8.4.3 Strahlrekonstruktion und Winkelkorrektur

Eine wichtige Größe für die Analyse der Daten ist der Winkel Ψ eines vom Target emittierten Teilchens zum einfallenden Strahl. Ψ kann aus den in der Fokalebene gemessenen Größen X (horizontale Position), Y (vertikale Position) und T (horizontaler Winkel) rekonstruiert werden. Zunächst werden der horizontale (Θ) und vertikale (Φ) Winkel der Teilchenbahn zur zentralen Achse des Spektrographen bestimmt. Aus der

Position des Spektrographen zum Strahl können dann der horizontale (Θ_{Tgt}) und vertikale (Φ_{Tgt}) Winkel der Teilchenbahn zum einfallenden Strahl bestimmt werden. Daraus ergibt sich dann Ψ .

Das Prinzip der Rekonstruktion von Θ und Φ ist in Abb. 8.18 schematisch verdeutlicht. In horizontaler Richtung werden Teilchen durch den Spektrographen von

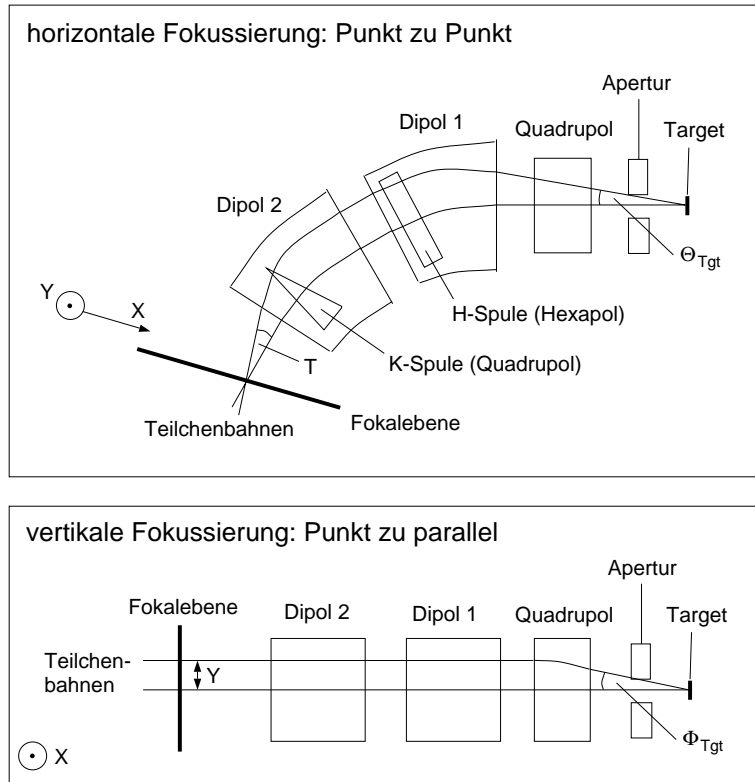


Abbildung 8.18: Schematische Darstellung der Fokussierung des K600 in vertikaler und horizontaler Richtung. Aus den gemessenen Größen X , T und Y können die beiden Komponenten des Streuwinkels Θ_{Tgt} und Φ_{Tgt} rekonstruiert werden.

Punkt zu Punkt fokussiert. Es besteht also eine eindeutige Beziehung zwischen T und Θ , deren Abhängigkeit von X jedoch beachtet werden muss. Da der für die vertikale Fokussierung verantwortliche Quadrupol so weit von der Fokalebene entfernt ist, wird in vertikaler Richtung stattdessen Punkt zu Parallel fokussiert. Damit besteht eine eindeutige Beziehung zwischen Y und Φ , die jedoch auch von T und X abhängt. Das Problem besteht also in der Bestimmung der beiden Funktionen $\Theta(X, T)$ und $\Phi(X, Y, T)$. Dies geschieht mit Hilfe einer Blende mit 25 Löchern (siehe Abb. 8.19), die in der Apertur des K600 angebracht wird. Der Lochabstand entspricht horizontal und vertikal einem Winkel von 0.82° und das mittlere, etwas größere Loch befindet sich genau im Zentrum der Apertur. Wie in Kap. 8.3.4.1 beschrieben, wird im Normalmodus des Spektrographen unter 20° mit Hilfe eines Goldtargets ein weißes Spektrum aus inelastisch gestreuten α -Teilchen erzeugt, das die 25-Lochblende gleichmäßig ausleuchtet. Das zugehörige X - T -Spektrum ist in Abb. 8.20 gezeigt. Deutlich zu sehen sind die zu einem festen Θ gehörenden Linien. Sichtbar sind die mittlere, intensivere $\Theta = 0^\circ$ Linie sowie die schwächeren $\Theta = \pm 0.82^\circ, \pm 1.64^\circ$ Linien. Aus diesem Spektrum

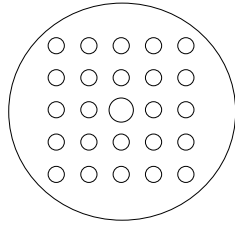
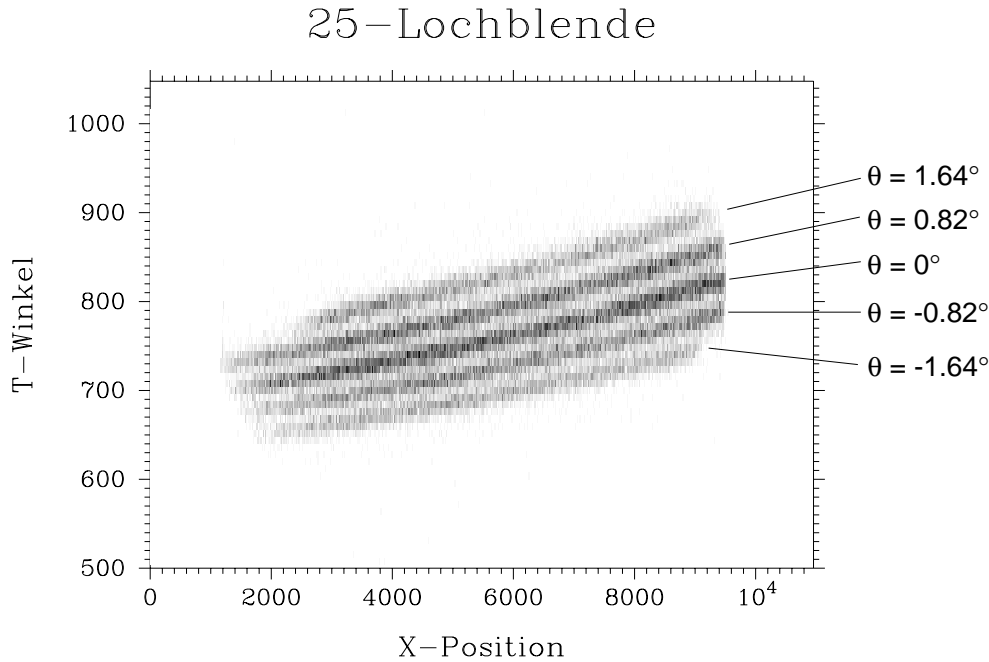


Abbildung 8.19: Die zur Kalibrierung der Winkelrekonstruktion verwendete 25-Lochblende.

Abbildung 8.20: Das mit einem weißen α -Spektrum und der 25-Lochblende gemessene X - T -Spektrum.

wurden 23 (Θ, X, T) -Punkte extrahiert und damit unter Verwendung von Maple die Funktion $\Theta(X, T)$ angepasst:

$$\begin{aligned}
 X' &= X/1000 - 5.696 \\
 T' &= T/100 - 7.235 \\
 \Theta &= 2.80977 - 6.81249X' + 35.66597T' \\
 &\quad - 0.22267X'^2 + 0.10306X'T' - 2.96494T'^2.
 \end{aligned} \tag{8.11}$$

Dabei wird Θ in mrad berechnet. Die Form der Funktion basiert auf den Erfahrungen früherer K600 Experimente. Mit dieser Funktion ergibt sich eine rms-Abweichung von 0.04° . Das so berechnete Θ -Spektrum ist in Abb. 8.21 gezeigt. Deutlich sind die 5 Peaks zu sehen, die den 5 Löchern in horizontaler Richtung entsprechen. Im nächsten Schritt kann dann die Funktion $\Phi(X, Y, \Theta)$ bestimmt werden. Dazu wird auf jeden der 5 Peaks im Θ -Spektrum ein Gate gesetzt und ein zugehöriges X - Y -Spektrum erzeugt. Die zu den Winkeln $\Theta = 0^\circ, \pm 0.82^\circ, \pm 1.64^\circ$ gehörenden 5 X - Y -Spektren

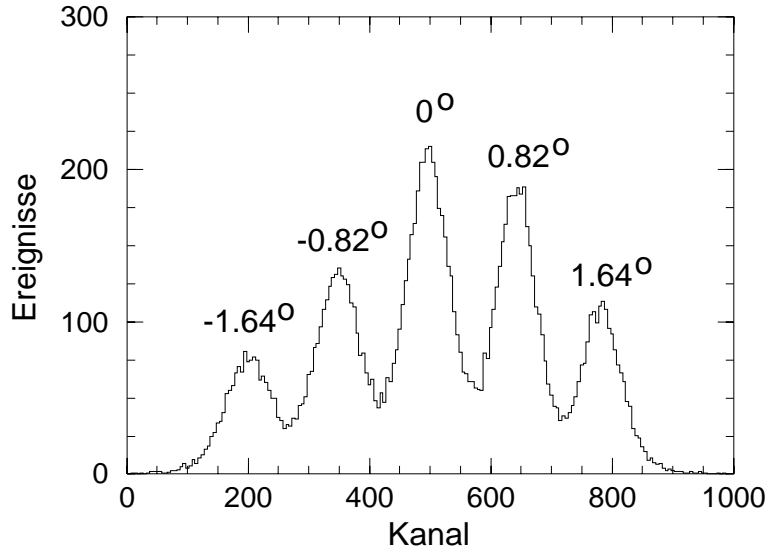


Abbildung 8.21: Das mit einem weißen α -Spektrum und der 25-Lochblende aufgenommene Spektrum für den rekonstruierten Winkel Θ . Jedes Maximum entspricht den Ereignissen aus der Lochreihe mit dem angegebenen Winkel Θ .

sind in Abb. 8.22 gezeigt. Jeder Streifen entspricht einem Loch und ist mit dem zugehörigen Winkel Φ gekennzeichnet. Nicht für alle Werte von Θ sind alle 5 Löcher in vertikaler Richtung sichtbar. Besonders eingeschränkt ist der Winkelbereich bei $\Theta = 1.64^\circ$, wo nur das $\Phi = 0^\circ$ Loch sichtbar ist. Aus diesen 5 Spektren wurden 81 (Θ, Φ, X, Y) -Datenpunkte extrahiert und damit die Funktion $\Phi(\Theta, X, Y)$ angepasst:

$$\begin{aligned}
 X' &= X/1000 - 5.828 \\
 Y' &= Y/100 - 2.979 \\
 \Theta' &= \Theta - 5.76 \\
 \Phi &= 2.62789 + 0.34681X' - 0.061837\Theta' + 14.82783Y' \\
 &\quad - 0.0018869\Theta'^2 + 0.0015141X'\Theta' + 0.31257Y'\Theta' \\
 &\quad + 2.00458X'Y' + 0.043543X'Y'\Theta' \\
 &\quad + 0.0037439Y'\Theta'^2 + 0.17023X'^2Y'.
 \end{aligned} \tag{8.12}$$

Auch hier werden Θ und Φ in mrad eingesetzt. Mit dieser Funktion ergibt sich eine rms-Abweichung von 0.03° . Das auf diese Weise berechnete Θ - Φ -Spektrum, das ein Abbild der Apertur darstellt, wie sie von der Fokalebene gesehen wird, ist in Abb. 8.23 dargestellt. Die Kanäle entsprechen dem Winkel in $\text{mrad} \cdot 10$ mit einem Offset von 500. Deutlich erkennbar sind 17 der 25 Löcher einschließlich dem etwas intensiveren mittleren Loch. Das einzelne $\Theta = 1.64^\circ$ Loch ist auf Grund von Randeffekten etwas deformiert.

Damit können Θ und Φ aus X, Y und T für jedes Ereignis berechnet werden. Ein Problem ist jedoch, dass Y stark von der vertikalen Lage des Strahlflecks auf dem Target abhängt. Diese kann sich besonders nach einer Neueinstellung des Strahls ändern, was eine Verschiebung von Y zur Folge hat. Eine Möglichkeit, Verschiebungen in Y zu diagnostizieren, ist die Tatsache auszunutzen, dass, wie in Abb. 8.22 zu

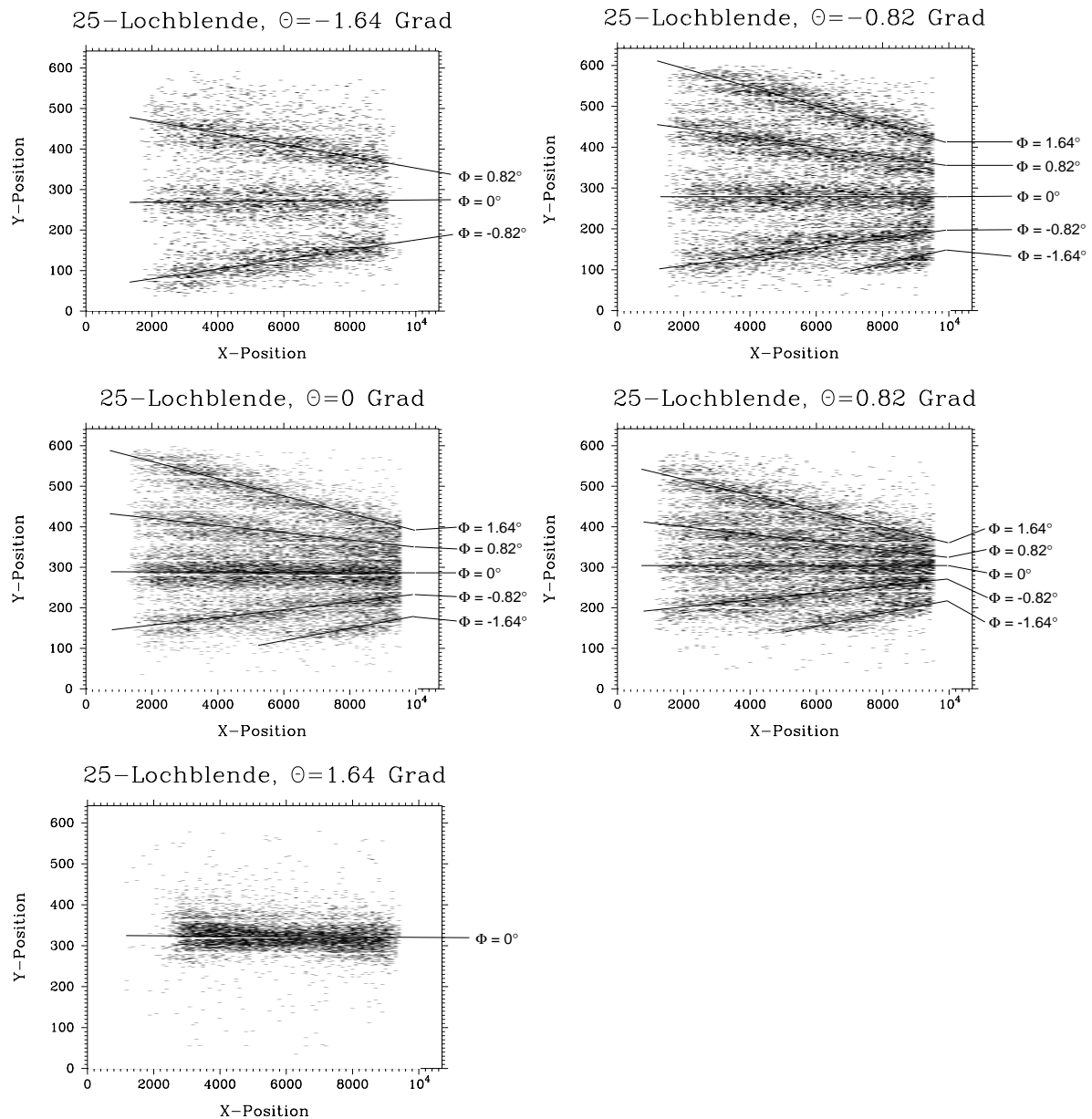


Abbildung 8.22: Die X-Y-Spektren für jedes der fünf Maxima in Abb. 8.21.

sehen ist, für große Θ der Y-Wertebereich stark eingeschränkt ist. Abb. 8.24 zeigt ein typisches Y- Θ -Spektrum, das mit dem Si-Target und der regulären 5.08 cm Apertur aufgenommen wurde. Der zweidimensionale Zentroid Y_0 der Y-Verteilung für maximale Θ (siehe Abb. 8.24) wurde verwendet, um Verschiebungen in Y zu messen. Vor der Berechnung der Winkel wurde dann für jeden Lauf individuell eine Konstante ΔY zu Y addiert, um etwaige Verschiebungen zu korrigieren. Typische Werte für ΔY waren -20 bis -65 Kanäle.

Das nächste Problem ist, die Winkel zum Primärstrahl Θ_{Tgt} und Φ_{Tgt} aus Θ und Φ zu bestimmen. Dieser Zusammenhang ist durch die Position des K600 zum Strahl gegeben. Hierzu benötigt man die zu $\Theta_{Tgt} = \Phi_{Tgt} = 0$ gehörenden Winkel Θ und Φ ,

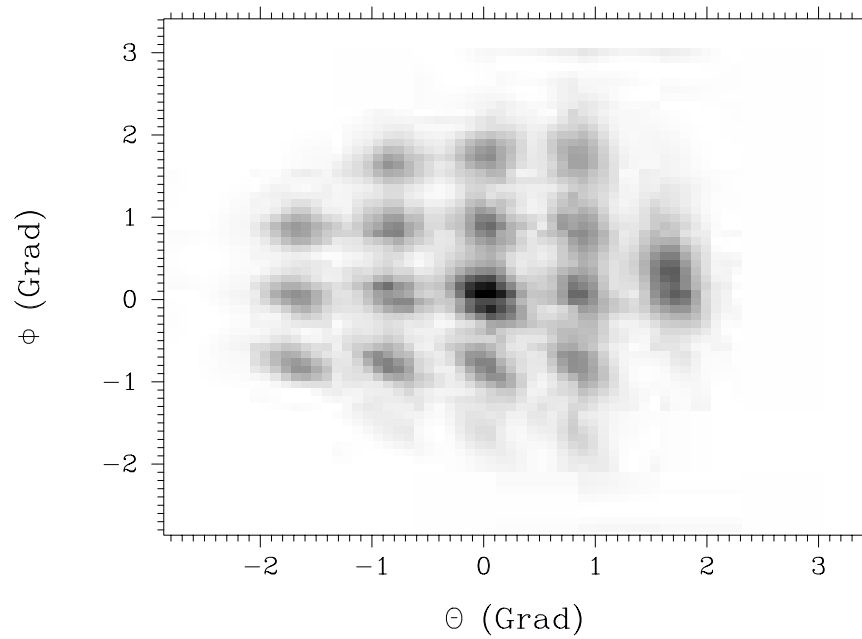


Abbildung 8.23: Spektrum der korrigierten Winkel Θ und Φ , gemessen mit einem weißen α -Spektrum und der 25-Lochblende. Es ergibt sich ein Abbild der Blende. Die fehlenden Löcher werden in der Fokalebene auf Grund von Hindernissen im Spektrographen nicht gesehen.

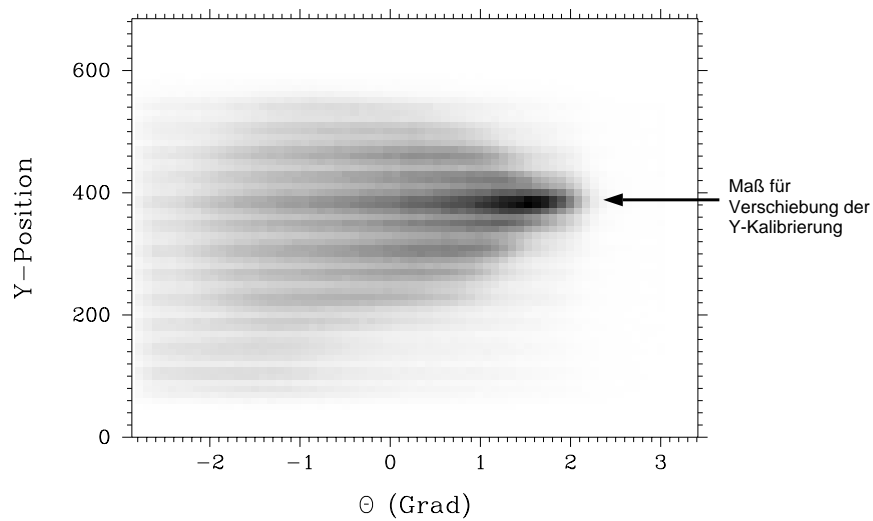


Abbildung 8.24: Ein typisches Y - Θ -Spektrum. Die starke Einschränkung des erreichbaren Y -Bereichs für hohe Θ wurde zur Kontrolle von Verschiebungen in der Y -Kalibrierung benutzt.

die hier als Θ_0 und Φ_0 bezeichnet werden. $\Theta = \Theta_0, \Phi = \Phi_0$ ist dann die Stelle in der Apertur, an welcher der Primärstrahl in den K600 eintritt und es gilt

$$\begin{aligned}\Theta_{Tgt} &= \Theta - \Theta_0 \\ \Phi_{Tgt} &= \Phi - \Phi_0.\end{aligned}\tag{8.13}$$

Um Θ_0 und Φ_0 zu bestimmen, kann man ausnutzen, dass die Winkelverteilung von

${}^6\text{He}$ -Teilchen eines 0^+ Zustandes ein Maximum bei $\Psi = \Theta_{Tgt} = \Phi_{Tgt} = 0$ hat. Das Maximum im $\Theta - \Phi$ -Spektrum liegt dann bei $\Theta = \Theta_0$ und $\Phi = \Phi_0$. In Abb. 8.25 ist als Beispiel das $\Theta - \Phi$ Sepktrum für den ${}^{26}\text{Si}$ -Grundzustandsübergang im ${}^6\text{He}$ -Spektrum für eine Messung unter 1.5° (gemäss dem elektronischen Winkelmesssystem des K600) gezeigt. Die Symmetrie des Spektrums ist ein Zeichen dafür, dass die Rekonstruktio-

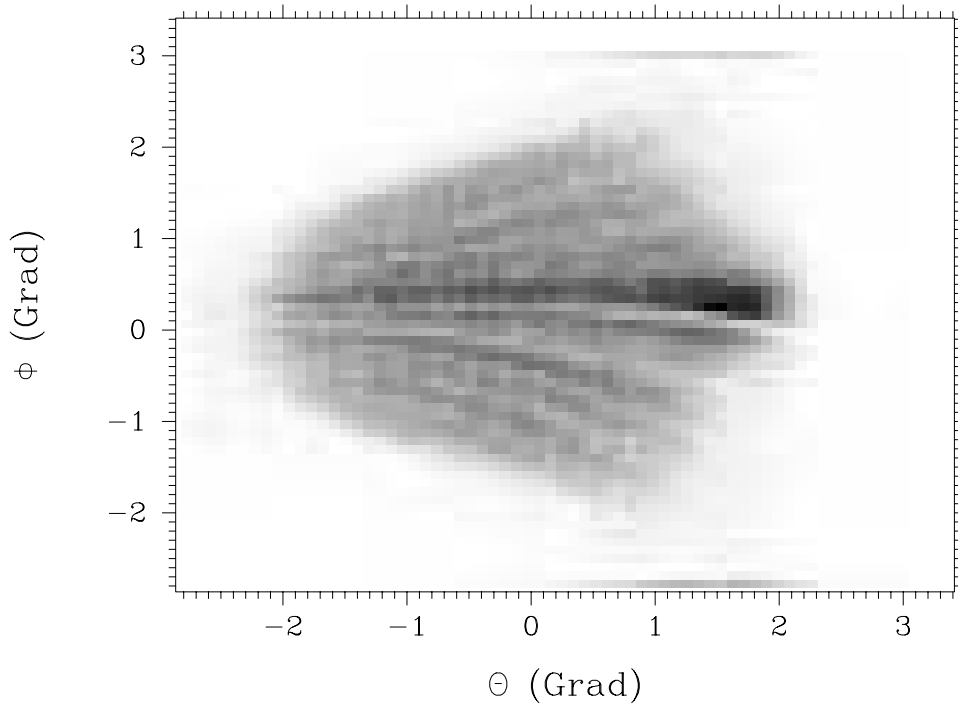


Abbildung 8.25: $\Theta - \Phi$ -Spektrum des ${}^{28}\text{Si}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{26}\text{Si}$ - Grundzustandsübergangs im ${}^6\text{He}$ -Positionsspektrum.

on von Θ und Φ Sinn macht und dass Y richtig korrigiert wurde. Die im Spektrum auftretenden Strukturen mit wenig Ereignissen sind Linien mit konstantem Y und entsprechen den Lücken, die im Y -Spektrum an den Drahtpositionen der Y -Driftkammer auftreten (siehe z.B. Abb. 8.6). Erkennbar ist auch, dass die Winkelakzeptanz nicht der kreisförmigen Apertur entspricht, weil ein Teil des Winkelbereiches bei großem Θ von Hindernissen im Spektrographen eingeschränkt wird. Aus den Maxima in Θ und Φ erhält man dann Θ_0 und Φ_0 . Die zugehörigen Θ - und Φ -Spektren für die beiden K600-Stellungen bei nominal 0.5° und 1.5° (gemäss dem elektronischen Winkelmesssystem des K600) sind in Abb. 8.26 dargestellt. Der Vergleich zeigt, dass das ausgeprägte Maximum des 1.5° -Spektrums im 0.5° Spektrum fehlt und daher durch einen Randeffekt verursacht werden muss. Das Maximum der Θ -Winkelverteilung wird daher aus der darunterliegenden breiteren Struktur bestimmt. Es ergibt sich für die 0.5° Messungen ein $\Theta_{max} = \Theta_0 = 0^\circ$ und für die 1.5° Messungen $\Theta_{max} = \Theta_0 = 0.9^\circ$, wobei die Fehler wegen der flachen Verteilung etwa 0.3° betragen. Dies bedeutet, dass der horizontale Winkel des Spektrographen zum Strahl etwa 0.5° kleiner ist als mit dem elektronischen Winkelmesssystem angezeigt. Bei der Bestimmung von Φ_0 ergibt sich das Problem, dass gerade in der Nähe des Maximums die Φ -Verteilung durch eine der Drahtlücken im Y -Spektrum stark verändert wird. Das absolute Maximum der

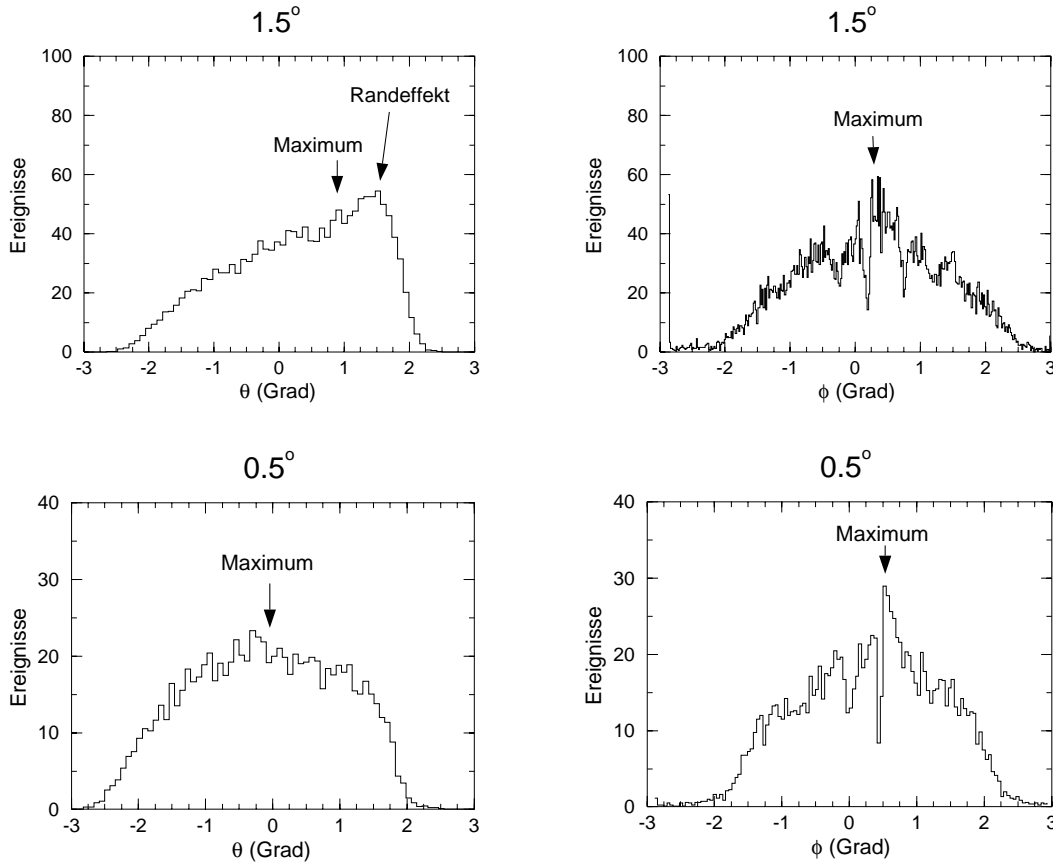


Abbildung 8.26: Die Θ - und Φ -Spektren für die Ereignisse des ^{26}Si -Grundzustandsübergangs im ^6He -Positionsspektrum für zwei nominale Stellungen des Spektrographen (0.5° und 1.5°).

Verteilung liegt für die 0.5° Messungen bei $\Phi_0 = 0.6^\circ$ und für die 1.5° Messungen bei $\Phi_0 = 0.4^\circ$. Hier wurde ein Fehler von etwa 0.2° abgeschätzt. Damit sind nach Gl. 8.13 Θ_{Tgt} und Φ_{Tgt} für beide Stellungen des Spektrographen bekannt. Der Reaktionswinkel Ψ des emittierten Teilchens zum Strahl ergibt sich dann aus

$$\Psi = \sqrt{\Theta_{Tgt}^2 + \Phi_{Tgt}^2} \quad (8.14)$$

da Θ_{Tgt} und Φ_{Tgt} klein sind ($\leq 3.5^\circ$). Damit kann Ψ für jedes Ereignis berechnet werden.

Man kann nun für einen bestimmten Übergang das Positionsspektrum gegen den Reaktionswinkel plotten, um die kinematische Abhängigkeit des Teilchenimpulses vom Reaktionswinkel sichtbar zu machen. Dieser Effekt ist wegen der niedrigeren Kernmasse für die Messungen mit dem ^{13}C -Target am ausgeprägtesten. Abb. 8.27 zeigt das X - Ψ -Spektrum für den $^{13}\text{C}(\alpha, ^6\text{He})^{11}\text{C}$ -Grundzustandsübergang bei den Messungen unter 1.5° . Wie erwartet nimmt der Teilchenimpuls mit zunehmendem Reaktionswinkel Ψ ab (höhere Kanalzahl). Abb. 8.28 zeigt die aus Abb. 8.27 extrahierten Peakpositionen in Abhängigkeit von Ψ . Ebenfalls gezeigt ist die mit dem Kinematikprogramm PKIN berechnete Abhängigkeit, die an einem Punkt auf die experimentellen Werte normiert wurde. Wie gut die experimentellen Daten mit den theoretischen

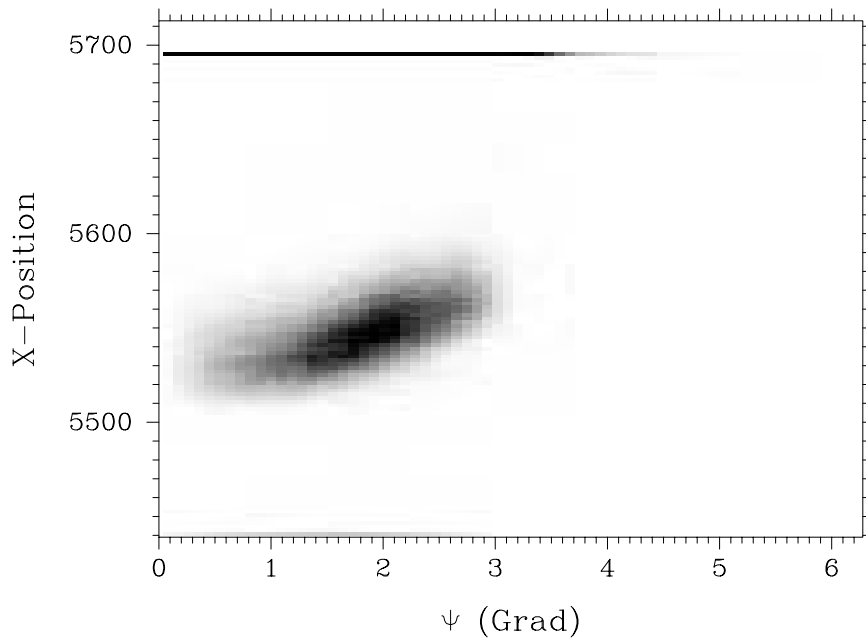


Abbildung 8.27: Unkorrigiertes X - Φ -Spektrum der ${}^6\text{He}$ -Teilchen vom Grundzustandsübergang in ${}^{11}\text{C}$. Deutlich sichtbar ist die kinematisch bedingte Verringerung des Teilchenimpulses bei größeren Winkeln, die sich in einer höheren X -Position ausdrückt.

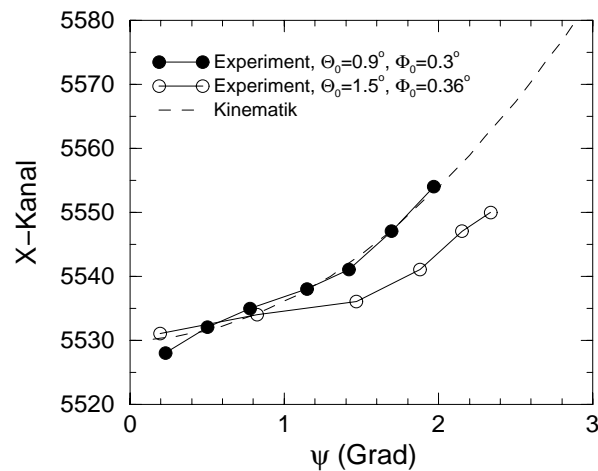


Abbildung 8.28: Der Zentroid des ${}^{13}\text{C}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{11}\text{C}$ -Grundzustandsübergangs als Funktion des Streuwinkels Ψ . Gezeigt sind die experimentellen Daten für zwei verschiedene Winkelkalibrierungen sowie die von Kinematikrechnungen her erwartete Abhängigkeit. Zu jeder der Kurven wurde ein beliebiger konstanter X -Wert addiert, so dass nur die Winkelabhängigkeit von Bedeutung ist.

Werten übereinstimmen, hängt auch von der Wahl von Θ_0 und Φ_0 ab. Übereinstimmung zwischen der gemessenen und der berechneten X - Ψ -Abhängigkeit ist daher eine zweite, unabhängige Methode, um Θ_0 , Φ_0 und Ψ aus den gemessenen Größen Θ , Φ und X zu bestimmen. Die auf diese Weise erhaltenen Winkel Θ_0 und Φ_0 müssen dann als „effektive“ Winkel gesehen werden, die den richtigen Reaktionswinkel Ψ liefern,

aber nicht notwendigerweise dem wirklichen Wert dieser Winkel entsprechen. Dies ist legitim, da letztlich für die Datenanalyse nur Ψ benötigt wird. Diese Methode ist sehr viel genauer als die Benutzung der Winkelverteilung eines 0^+ -Zustandes. Die oben erhaltenen Werte für Θ_0 und Φ_0 wurden daher als Startwerte benutzt und dann solange variiert, bis sich die korrekte X - Ψ -Abhängigkeit ergibt, die in Abb. 8.27 und Abb. 8.28 dargestellt ist. Es zeigte sich, dass $\Theta_0 = 0^\circ$ und $\Phi_0 = 0.7^\circ$ für die 0.5° Messungen sowie $\Theta_0 = 0.9^\circ$ und $\Phi_0 = 0.3^\circ$ für die 1.5° Messungen gut funktionieren. Um die Sensitivität der Methode zu demonstrieren, zeigt Abb. 8.28 auch die gemessene X - Ψ -Abhängigkeit, die sich mit $\Theta_0 = 1.5^\circ$ (an statt $\Theta_0 = 0.9^\circ$) und $\Phi_0 = 0.3^\circ$ ergibt. $\Theta_0 = 1.5^\circ$ entspricht dem Wert, den man als Maximum in Abb. 8.25 ohne Berücksichtigung der Randeﬀekte extrahieren würde. Abb. 8.28 zeigt ganz deutlich, dass $\Theta_0 = 1.5^\circ$ nicht mit der Reaktionskinematik vereinbar ist.

Die theoretisch berechnete, quadratische X - Ψ -Abhängigkeit wurde dann benutzt, um beim Sortieren eine winkelabhängige Korrektur der X -Position vorzunehmen: $X' = X - (X(\Psi) - X(0^\circ))$. Die so erhaltenen Positionsspektren haben eine sehr viel bessere Auflösung und entsprechen dann einer Messung unter exakt $\Psi = 0^\circ$. Um die Größe der Korrektur für die Messungen mit dem Si-Target zu verdeutlichen, zeigt Abb. 8.29 das korrigierte und unkorrigierte X - Ψ -Spektrum des $^{28}\text{Si}(\alpha, ^8\text{He})^{24}\text{Si}$ -Grundzustandsübergangs im ^8He -Spektrum.

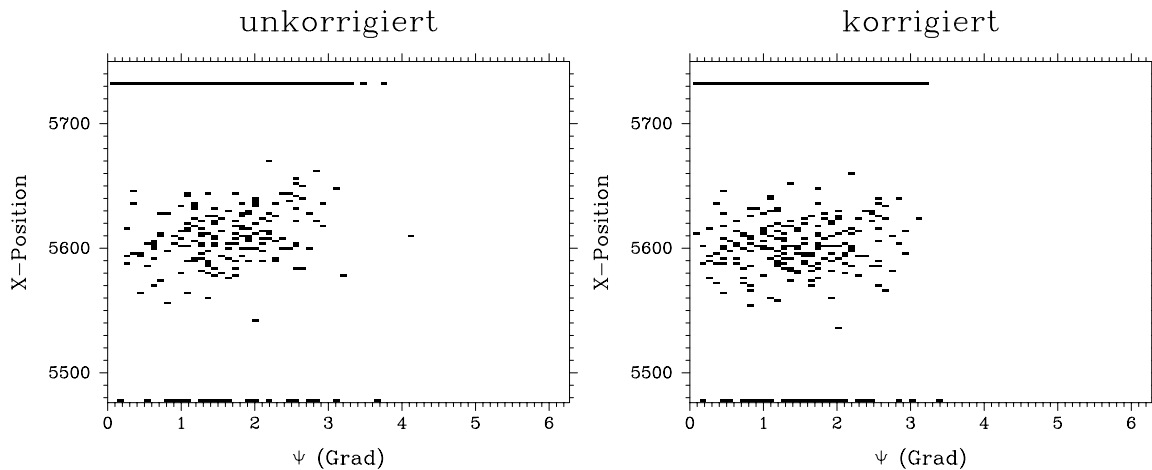


Abbildung 8.29: Die kinematische Abhängigkeit der X -Position vom Streuwinkel Ψ wurde beim Sortieren der Daten herauskorrigiert. Gezeigt ist das unkorrigierte und das korrigierte X - Ψ -Spektrum für die ^8He -Teilchen vom $^{28}\text{Si}(\alpha, ^8\text{He})^{24}\text{Si}$ -Grundzustandsübergang.

8.4.4 Targetdickenkorrektur

Um aus dem mit dem Spektrographen gemessenen Teilchenimpuls die Masse des in der Reaktion entstehenden Endkerns bestimmen zu können, muss der Energieverlust von Primärstrahl und Reaktionsprodukt im Target berücksichtigt werden. Die Energieverluste im Target bewirken eine Verschiebung des gemessenen Impulses (Targetdickenkorrektur) und eine Verschlechterung der Auflösung. Dies liegt daran, dass

sich, je nach dem wo im Target die Reaktion stattfindet, unterschiedliche Weglängen für das einfallende α -Teilchen und die Reaktionsprodukte durch das Target ergeben. Entsprechend unterschiedlich sind dann die Energieverluste. Zusätzlich wird die Energieverteilung der Reaktionsprodukte auch durch den statistischen Charakter der zum Energieverlust führenden Streuprozesse verbreitert (Straggling). Unter Targetdickenkorrektur ΔE_{Tgt} wird im Folgenden die Differenz aus dem Mittelwert dieser Energieverteilung und der Energie eines Reaktionsprodukts von einem unendlich dünnen Target E_0 bezeichnet. Aus den in Kap. 8.3.2 über den Energieverlust von α -Teilchen bestimmten Targetdicken kann die Targetkorrektur relativ genau bestimmt werden, weil nur Energieverlustdifferenzen für Teilchen mit gleichem Z benötigt werden. Diese wurden mit dem Programm TRIM berechnet. Die leichte Energieabhängigkeit der Targetdickenkorrektur für den Energiebereich der Reaktionsprodukte wurde durch eine lineare Abhängigkeit $\Delta E_{Tgt} = c_0 + E_0 c_1$ angenähert. Die resultierenden Korrekturen sind in Tab. 8.4 gelistet.

Tabelle 8.4: Die Targetdickenkorrekturen für die Peakpositionen in den ^6He - und ^8He -Positionsspektren. Die Targetdickenkorrektur der Energie in keV ergibt sich aus $\Delta E_{Tgt} = c_0 + E_0 c_1$, wobei E_0 die Teilchenenergie in keV für ein Target mit vernachlässigbarer Dicke ist. Ein typischer Wert in keV für die Korrektur ist ebenfalls gelistet (typ.).

Target	^6He -Korrektur			^8He -Korrektur		
	c_0	c_1	typ.	c_0	c_1	typ.
Si	-149	0.3118	-102	-218	0.7237	-134
^{13}C	-155	0.3857	-98	-126	0	-126
^{32}S	-344	0.9174	-206	-271	0	-271

Anhand der ^6He -Spektren von verschiedenen Targets kann überprüft werden, ob die relativen Targetkorrekturen richtig sind. Hierbei wurden nur die Si- und ^{13}C -Läufe in Sektion 4 (siehe Kap. 8.4.2) ausgewertet, um ausreichend konstante Strahlenergie und Magnetfelder zu gewährleisten. Abb. 8.16 und Abb. 8.30 zeigen typische ^6He -Spektren für das Si- bzw. das ^{13}C -Target. Die bekannten und gut identifizierbaren Übergänge sind markiert. Aus der bekannten Anregungsenergie kann mit der Strahlenergie aus Kap. 8.4.5 und mit einem kinematischen Reaktionswinkel von 0° (weil die Winkelkorrektur aus Kap. 8.4.3 angewendet wurde) die ^6He -Energie E_0 für jeden Zustand berechnet werden. Wenn man dann die jeweilige Targetdickenkorrektur anwendet und für jeden Zustand die resultierende Rigidität $B\rho = p/q$ (wobei p der Teilchenimpuls und q die Teilchenladung sind) gegen die gemessene X-Position aufträgt, müssten alle Punkte auf einer Linie liegen. Dies ist in Abb. 8.31 gezeigt. Da die auftretenden Differenzen sehr klein sind, zeigt Abb. 8.31 auch das Diagramm, das sich ergibt, wenn die lineare Komponente abgezogen wird. Es verbleibt dann eine quadratische Abhängigkeit, die an die Si-Datenpunkte angepasst wurde (rms-Abweichung 1.2 Kanäle). Die rms-Abweichung der ^{13}C -Datenpunkte von der Anpassung an die Si-Daten beträgt nur 2.2 Kanäle. 10% Änderung in der Dicke eines der Targets würde die rms-Abweichung um etwa 3 Kanäle erhöhen. Dies bestätigt die Konsistenz der

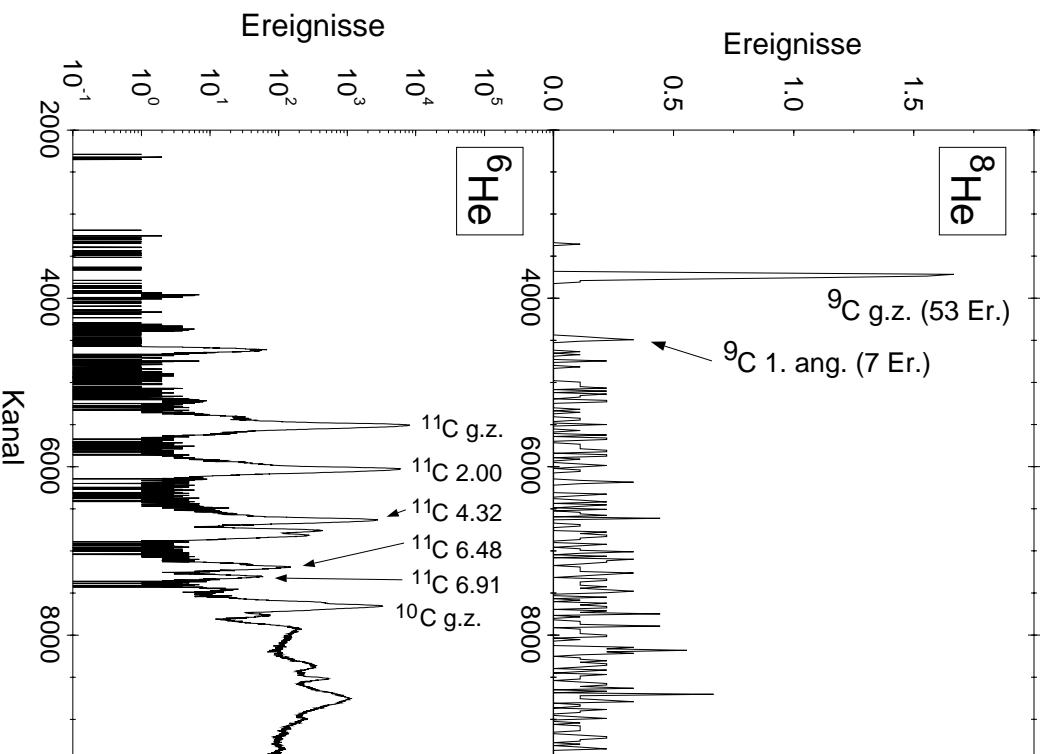


Abbildung 8.30: Mit dem ^{13}C -Target aufgenommene ^6He - und ^8He -Positionsspektren. Im ^8He -Spektrum sind der ^9C -Grundzustand (g.z.) mit 53 Ereignissen und der erste angeregte Zustand mit 7 Ereignissen sichtbar. Im ^6He -Spektrum können Übergänge zu Zuständen in ^{11}C und ^{10}C identifiziert werden.

Methode zur Bestimmung der Targetdicke.

8.4.5 Strahlenergie

Eine weitere Größe, die bekannt sein muss, wenn die Masse des Endkerns einer Reaktion aus der Energie der Reaktionsprodukte bestimmt werden soll, ist die Energie der einfallenden α -Teilchen. Relative Änderungen der Strahlenergie können durch das Messsystem CYCLO zuverlässig überwacht werden. Um jedoch die absolute Strahlenergie messen zu können, muss dieses System geeicht werden. Hierzu wurde die Tatsache benutzt, dass auf Grund der verschiedenen Dispersion von ^6He - und ^8He -Teilchen in der Fokalebene (3.6 keV/Kanal bzw. 2.8 keV/Kanal) die Differenz von ^8He - und ^6He -Peakpositionen ein empfindliches Maß für die Strahlenergie ist (1 Ka-

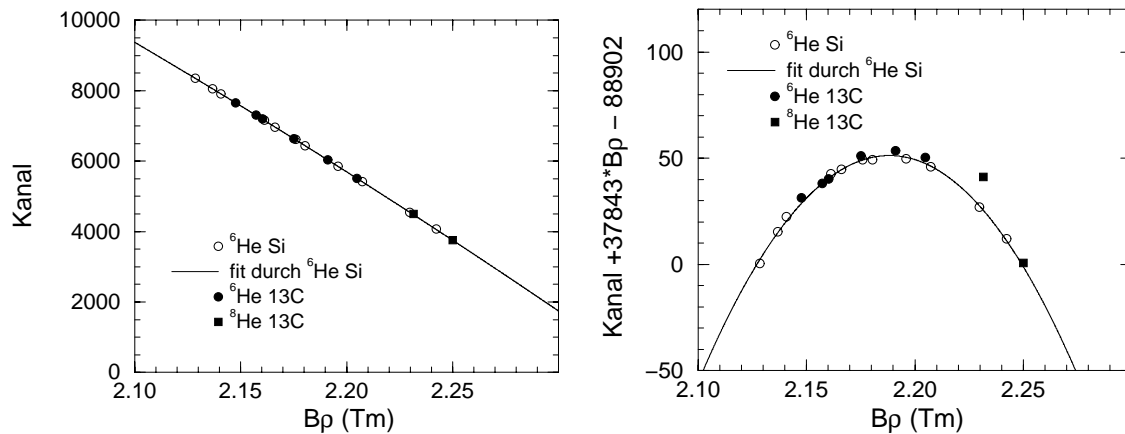


Abbildung 8.31: Die experimentell bestimmten Peakpositionen der einzelnen Übergänge in den verschiedenen Positionsspektren (^6He - und ^8He -Spektren mit den Si- und ^{13}C -Targets) als Funktion der Rigidität $B\rho$. In die Berechnung von $B\rho$ gehen Strahlenergie, Targetdicke und die Reaktionskinematik ein. Die durchgezogene Linie zeigt die quadratische Anpassung durch die mit dem Si-Target erhaltenen Daten. Um die dominierende lineare Komponente zu eliminieren, wurde im rechten Bild eine lineare Komponente ($\text{Kanal} = -37843 \cdot B\rho + 88902$, $B\rho$ in Tm) subtrahiert, so dass nur die schwache quadratische Abhängigkeit übrig bleibt. Dadurch werden auch die kleinen Abweichungen zwischen experimentellen Daten und Kalibrierung sichtbar. Der eine, von der Kalibrierung stark abweichende, ^8He -Datenpunkt vom ^{13}C -Target entspricht dem ersten angeregten Zustand in ^9C . Da dieser Zustand relativ breit ist (100 keV) und die Messung eine geringe Statistik aufweist (7 Ereignisse) wurde er zu Kalibrierungszwecken nicht berücksichtigt.

nal Differenz entspricht 13 keV Änderung in der Strahlenergie). Die Eichung wurde mit einem ^{13}C -Target durchgeführt, weil sowohl die Massen der im ^6He -Spektrum identifizierbaren ^{11}C -Zustände (siehe Abb. 8.30) als auch die Masse des im ^8He -Spektrum sichtbaren ^9C -Grundzustandes (siehe Abb. 8.30) mit hoher Genauigkeit bekannt sind (der Fehler in der ^9C -Masse beträgt nur 2 keV [130]). Wie bei der Überprüfung der Targetdickenkorrektur (Kap. 8.4.4) wurden auch hier nur die Läufe in Sektion 4 berücksichtigt. Bei der Berechnung der Rigidität der ^6He -Teilchen vom Si- und ^{13}C -Target sowie der ^8He -Teilchen vom ^9C -Grundzustand wurde dann die Strahlenergie solange variiert, bis der ^8He -Punkt in Abb. 8.31 auf der Kalibrierungslinie der ^6He -Datenpunkte liegt. Wichtig ist die Einbeziehung der Si-Daten, da nur diese Kalibrierungspunkte auf beiden Seiten des ^8He -Datenpunktes liefern. Da bei der Addition der vier verschiedenen ^{13}C -Läufe Verschiebungen in den Peakpositionen und damit Schwankungen in der Strahlenergie korrigiert werden (siehe Kap. 8.4.2), wird auf diese Weise die durchschnittliche Strahlenergie des ersten ^{13}C -Laufs (auf den die anderen Läufe korrigiert wurden) bestimmt. Das Ergebnis ist eine Energie von 177.76 ± 0.09 MeV, 1.251 MeV unterhalb dem von CYCLO gelieferten Wert. Die Größenordnung dieser Diskrepanz entspricht den Erfahrungen früherer Experimente. Der 90 keV Fehler setzt sich zusammen aus den Unsicherheiten in der Targetdicke (die auch die relative Position von ^8He - und ^6He -Teilchen etwas beeinflusst) (75 keV)

und dem statistischen Fehler in der Bestimmung der Position des ${}^9\text{C}$ -Grundzustandes im ${}^8\text{He}$ -Spektrum (40 keV). Damit ist das Messsystem CYCLO kalibriert und liefert für jeden Lauf die absolute Strahlenergie. Für die Analyse der Si-Daten ergab sich aus den CYCLO-Daten des ersten Laufs, auf den die anderen Läufe korrigiert wurden, eine Strahlenergie von 177.727 MeV.

8.4.6 Kalibrierung der Fokalebene

Das Prinzip der Kalibrierung der Fokalebene, d.h. die Bestimmung der $X(B\rho)$ Funktion, wurde bereits in Kap. 8.4.4 und Kap. 8.4.5 angedeutet. Da die Massen der Endkerne der ($\alpha, {}^8\text{He}$)-Reaktionen nicht ausreichend genau bekannt sind, wurde die Fokalebene ausschließlich mit ${}^6\text{He}$ -Teilchen kalibriert. Der gut bekannte ${}^9\text{C}$ -Grundzustand im ${}^8\text{He}$ -Spektrum vom ${}^{13}\text{C}$ -Target wurde bereits zur Bestimmung der Strahlenergie verwendet und kann daher nicht zu Kalibrierungszwecken benutzt werden.

Abb. 8.32 zeigt die mit dem Si-Target gemessenen Positionsspektren für ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Teilchen. Die Spektren wurden beim Sortieren sowohl für Verschiebungen in Strahlenergie und Magnetfeldern (Kap. 8.4.2) als auch für die Abhängigkeit vom Reaktionswinkel (Kap. 8.4.3) korrigiert. Das ${}^6\text{He}$ -Spektrum liefert eine hervorragende Kalibrierung für die Auswertung der ${}^8\text{He}$ -Spektren, da genügend Zustände auf beiden Seiten und innerhalb des Bereichs der ${}^8\text{He}$ -Peaks zur Verfügung stehen. Hinzu kommt, dass die ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Spektren gleichzeitig ohne Veränderungen des Spektrographen gemessen werden können. Die hohe Zählrate im ${}^6\text{He}$ -Spektrum ermöglicht darüber hinaus eine fast kontinuierliche Überwachung der Kalibrierung über die Dauer des Experiments, was sich als sehr wichtig herausstellte (Kap. 8.4.2).

Zur Berechnung der Kalibrierung werden die ${}^6\text{He}$ -Teilchenenergien für jeden der verwendeten Zustände in ${}^{26}\text{Si}$, ${}^{27}\text{Si}$ und ${}^{28}\text{Si}$ aus der experimentell bekannten Kernmasse und Anregungsenergie mit dem Kinematikprogramm PKIN berechnet. Dabei wird die Strahlenergie aus Kap. 8.4.5, die Targetdickenkorrektur aus Kap. 8.4.4 und ein Reaktionswinkel von 0° (da die Winkelabhängigkeit herauskorrigiert wurde) benutzt. Aus der so berechneten Teilchenenergie ergibt sich die Rigidität, die zusammen mit der gemessenen Peakposition in das in Abb. 8.33 gezeigte X - $B\rho$ -Diagramm eingetragen wird. Auch hier wurde wieder die lineare Komponente subtrahiert, so dass nur ein quadratischer Term übrig bleibt. Die Kalibrierung der Fokalebene ergibt sich dann als quadratische Anpassung durch die Datenpunkte (siehe Abb. 8.33). Die rms-Abweichung beträgt 1.06 Kanäle. Es sollte hier bemerkt werden, dass Peakpositionen nur mit einer Genauigkeit von einem Kanal bestimmt wurden. Eine höhere Genauigkeit ist wegen der Schwankungen in der Strahlenergie nicht sinnvoll und unter Berücksichtigung der übrigen Unsicherheiten auch nicht notwendig (siehe Kap. 8.5.1.1).

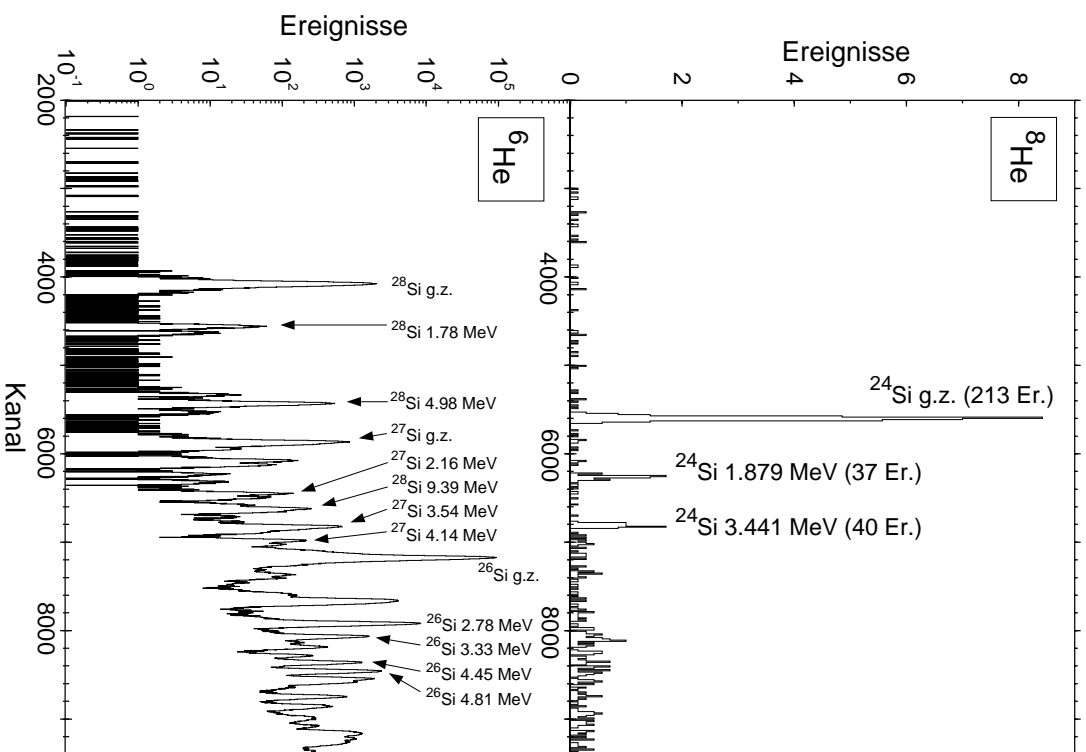


Abbildung 8.32: Mit dem Si-Target aufgenommene ^6He - und ^8He -Positionsspektren. Im ^8He -Spektrum sind der ^{24}Si -Grundzustand (g.z.) mit 213 Ereignissen, der erste angeregte Zustand in ^{24}Si mit 37 Ereignissen und der zweite angeregte Zustand in ^{24}Si mit 40 Ereignissen zu sehen. Im ^6He -Spektrum können über die $^{28}\text{Si}(\alpha, ^6\text{He})^{26}\text{Si}$ -, $^{29}\text{Si}(\alpha, ^6\text{He})^{27}\text{Si}$ - und $^{30}\text{Si}(\alpha, ^6\text{He})^{28}\text{Si}$ -Reaktionen bevölkerte Zustände in ^{26}Si , ^{27}Si und ^{28}Si identifiziert werden. Nur die für die Kalibrierung verwendeten Zustände sind markiert.

8.5 Die Si-Messungen

8.5.1 Ergebnisse

8.5.1.1 Zustände in ^{24}Si

Das mit dem Si-Target gemessene ^8He -Positionsspektrum (Abb. 8.32) zeigt deutlich den Grundzustand sowie den ersten und zweiten angeregten Zustand von ^{24}Si . Das Peak zu Untergrundverhältnis beträgt für den ^{24}Si -Grundzustand etwa 130. Da ein Si-Target mit natürlicher Isotopenzusammensetzung verwendet wurde, könnte das Spek-

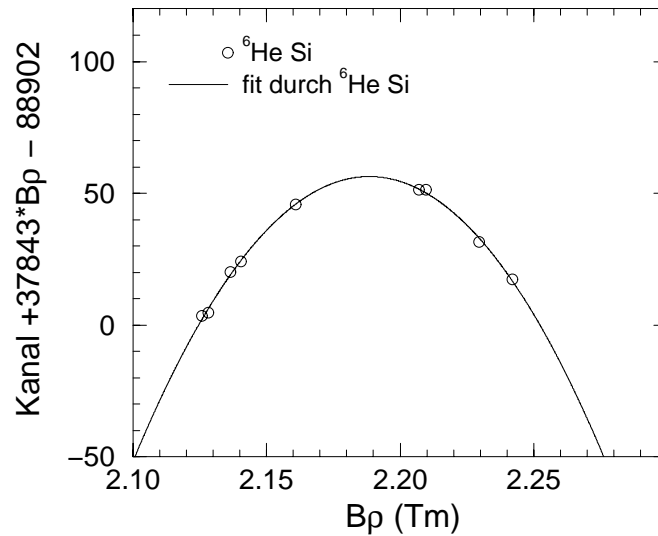


Abbildung 8.33: Kalibrierung der Fokalebene. Aufgetragen sind die gemessenen Peakpositionen der einzelnen Übergänge im ${}^6\text{He}$ -Spektrum des Si-Targets als Funktion der Rigidität $B\rho$. Die durchgezogene Linie zeigt die quadratische Anpassung, die als Kalibrierung der Fokalebene benutzt wurde. Um die dominierende lineare Abhängigkeit zu eliminieren, wurde eine lineare Komponente ($\text{Kanal} = -37843 * B\rho + 88902$, $B\rho$ in Tm) subtrahiert.

trum im Prinzip auch Beiträge der ${}^{29}\text{Si}(\alpha, {}^8\text{He}){}^{25}\text{Si}$ - und ${}^{30}\text{Si}(\alpha, {}^8\text{He}){}^{26}\text{Si}$ -Reaktionen enthalten. Der Grundzustand von ${}^{25}\text{Si}$ würde jedoch bei Kanal 3282 und von ${}^{26}\text{Si}$ bei Kanal 243 (außerhalb des vom Spektrographen akzeptierten Bereichs) liegen. Das bedeutet, dass bis zur Position des ${}^{24}\text{Si}$ -Grundzustandes, d.h. einer Anregungsenergie von 6.5 MeV in ${}^{25}\text{Si}$ und 15 MeV in ${}^{26}\text{Si}$ keinerlei Strukturen erkennbar sind. Alle drei deutlich sichtbaren Peaks im Spektrum können daher eindeutig ${}^{24}\text{Si}$ zugeordnet werden. Der überwiegende Teil des sehr geringen Untergrundes stammt jedoch wahrscheinlich von $(\alpha, {}^8\text{He})$ -Reaktionen an ${}^{29}\text{Si}$ und ${}^{30}\text{Si}$. Dies wird durch das in Abb. 8.13 gezeigte X-Flugzeit-Spektrum nahegelegt. Dieses zeigt, dass fast der gesamte Untergrund zur ${}^8\text{He}$ -Gruppe gehört und nicht Teil des vernachlässigbaren gleichmässig in der Flugzeit verteilten Untergrundes aus einer unvollständigen Flugzeitdiskriminierung ist.

Mit der Kalibrierung der Fokalebene aus Kap. 8.4.6 ergibt sich ein Massenüberschuss des ${}^{24}\text{Si}$ -Grundzustandes von $\Delta = 10.731 \pm 0.025$ MeV. Die ${}^{24}\text{Si}$ -Masse wurde bereits in zwei früheren Experimenten, einmal über eine Pionenaustauschreaktion von Burleson et al. [142] und einmal mit der $(\alpha, {}^8\text{He})$ -Reaktion von Tribble et al. [140], gemessen. Wie Abb. 8.34 zeigt, stimmt unser Resultat sehr gut mit den früheren Messungen überein. Dies ist auch eine Bestätigung der Kalibrierung der Fokalebene. Das gewichtete Mittel aus allen drei Experimenten ist 10.753 ± 0.016 MeV und praktisch identisch zum bisher empfohlenen Mittel von 10.755 ± 0.019 MeV [130]. Die Energien der beiden angeregten Zustände wurden dann relativ zum Grundzustand bestimmt, was den Fehler beträchtlich reduziert. Für den ersten angeregten Zustand ergibt sich eine Energie von 1.879 ± 0.011 MeV und für den zweiten angeregten Zustand, der die

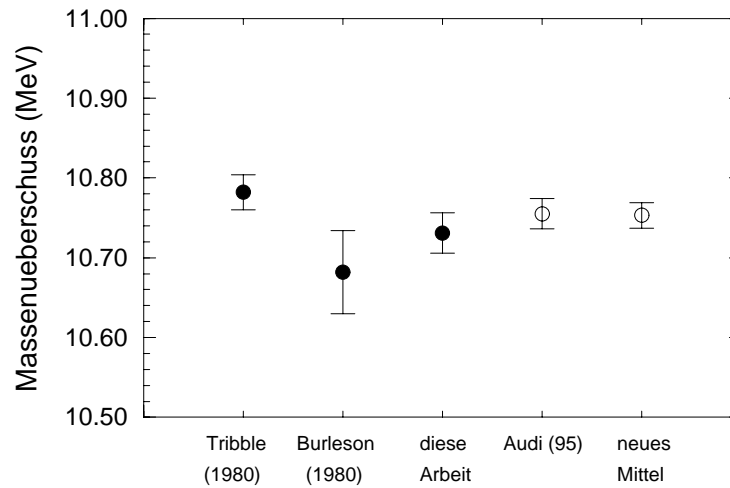


Abbildung 8.34: Die früher durchgeführten Messungen des Massenüberschusses von ${}^{24}\text{Si}$ im Vergleich mit dem Resultat dieser Arbeit. Zum Vergleich sind auch der bisher von Audi und Wapstra 1995 [130] empfohlene Mittelwert sowie das neue gewichtete Mittel aller Experimente angegeben.

stellare ${}^{23}\text{Al}(p,\gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate bestimmt, eine Energie von 3.441 ± 0.010 MeV.

Zum experimentellen Fehler trägt neben dem statistischen Fehler bei der Bestimmung der ${}^8\text{He}$ -Peakpositionen auch die Rekonstruktion des kinematischen Reaktionswinkels Ψ bei, der für die Winkelkorrektur der X-Positionsdaten benötigt wird (siehe Kap. 8.4.3). Hier wurde eine recht konservative Unsicherheit in Ψ von 0.5° angenommen. Über die Targetdickenkorrektur (Kap. 8.4.4) geht auch die Targetdicke als Fehlerquelle ein. Schließlich muss noch der Fehler in der Messung der Strahlenergie berücksichtigt werden. Tab. 8.5 listet alle Fehlerquellen und ihren Einfluss auf die ${}^{24}\text{Si}$ -Grundzustandsmasse Δ_{gz} und die Anregungsenergie der ersten beiden angeregten Zustände E_x^1 und E_x^2 . Alle Fehlerbeiträge wurden quadratisch addiert. Der Einfluss

Tabelle 8.5: Beiträge der einzelnen Fehlerquellen zum Gesamtfehler der ${}^{24}\text{Si}$ -Grundzustandsmasse Δ_{gz} und der Anregungsenergien der ersten beiden angeregten Zustände E_x^1 und E_x^2 .

Fehlerquelle	Δ_{gz} (keV)	E_x^1 (keV)	E_x^2 (keV)
Position	4.9	10.9	8.9
Winkelkorrektur	8	3	2
Targetdicke	4	1	1
Strahlenergie	22	0	0
Gesamtfehler	24	11	10

des 7 keV Fehlers in der ${}^8\text{He}$ -Masse ist vernachlässigbar, weil diese Größe auch in die Bestimmung der Strahlenergie über die ${}^{13}\text{C}(\alpha, {}^8\text{He}){}^9\text{C}$ -Reaktion eingeht.

8.5.1.2 Auflösung

Die Auflösung des Spektrographen kann aus der gemessenen Breite der Peaks in den Positionsspektren abgeleitet werden, wenn die durch Energieverluste und Streuprozesse im Target verursachte Breite bekannt ist. Tab. 8.6 zeigt die gemessenen Halbwertsbreiten des ^{26}Si -Grundzustandspeaks im ^6He -Spektrum und des ^{24}Si -Grundzustandspeaks im ^8He -Spektrum. Die Daten sind sowohl für die Gesamtspektren als

Tabelle 8.6: Beiträge zur gemessenen Linienbreite. Angegeben sind Daten zu den Gesamtspektren sowie im Falle von ^6He auch für die Spektren vom Anfang des Experiments. Energieverlust und Straggling werden als Targeteffekte quadratisch addiert („Target gesamt“) und der gemessenen Breite zum Vergleich gegenübergestellt.

Beitrag	Gesamtspektrum		Anfang
	^6He (keV)	^8He (keV)	^6He (keV)
Energieverlust	46	115	46
Straggling	66	68	66
Target gesamt	80	133	80
Gemessen	90	140	81

auch für die ersten Messungen mit optimal eingestelltem Spektrographen (nur ^6He) angegeben. Gelistet sind außerdem die mit TRIM berechneten Beiträge des Targets zur Breite, die sich aus der quadratischen Addition des Energieverlusteffekts und der Streuprozesse ergeben. Die Differenz aus der vom Target verursachten Breite und der gemessenen Breite muss dann von der Auflösung des Spektrographen stammen. Wie in Tab. 8.6 deutlich wird, wird die Breite der Peaks von den Targeteffekten dominiert. Zu Beginn der Messungen ist praktisch kein Beitrag des Spektrographen feststellbar, während später ein kleiner Beitrag von 5-10% messbar ist. Die Verschlechterung war zu erwarten und ist eine Folge der mehrmals vorgenommenen Neueinstellungen von Strahl und Zyklotron, bei denen aus Zeitgründen auf eine Korrektur von Dispersionsabgleich und Fokussierung des Spektrographen verzichtet wurde.

Sowohl die Targetbeiträge zur Peakbreite als auch die gemessenen Halbwertsbreiten sind mit Fehlern von etwa 5-10% behaftet. Es ist daher nicht möglich aus den Daten einen zuverlässigen Wert für den kleinen Beitrag der Auflösung des Spektrographen zu extrahieren. Der beste Wert kann unter der Annahme, dass sich alle Beiträge quadratisch addieren, aus der Peakbreite des typischen ^6He -Spektrums gewonnen werden und beträgt etwa 40 ± 20 keV. Dies entspricht einer Energieauflösung von etwa $1/3800$ oder einer Impulsauflösung von $1/7500$.

8.5.1.3 Winkelverteilung

In der 1.5° Stellung akzeptiert der Spektrograph einen Winkelbereich von etwa 0° - 3° . Für diesen Winkelbereich kann für die Reaktionsprodukte von jedem der beobachteten Zustände eine Winkelverteilung rekonstruiert werden. Hierfür wurden die Ereignisse jedes Zustandes über das entsprechende Gate im Positionsspektrum ausgewählt

und in ein Ψ -Spektrum sortiert. Die gemessene Winkelverteilung ist jedoch zusätzlich durch einen Raumwinkeleffekt und durch die Form der effektiven Apertur und ihrer Lage zum Strahl verändert. Um diese Effekte zu korrigieren, wurde eine Winkelverteilungsfunktion $f(\Psi)$ für einen winkelunabhängigen Reaktionsquerschnitt mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation berechnet. Hierzu wurde aus dem in Abb. 8.25 gezeigten Θ - Φ -Spektrum die Form der Apertur extrahiert. Mit $\Theta_0 = 0.9^\circ$ und $\Phi_0 = 0.3$ (siehe Kap. 8.4.3) und 10^8 Monte Carlo-Schritten wurde dann die in Abb. 8.35 gezeigte Funktion $f(\Phi)$ berechnet. Um $d\sigma(\Psi)/d\Omega(\Psi)$ zu bestimmen wurde dann die gemess-

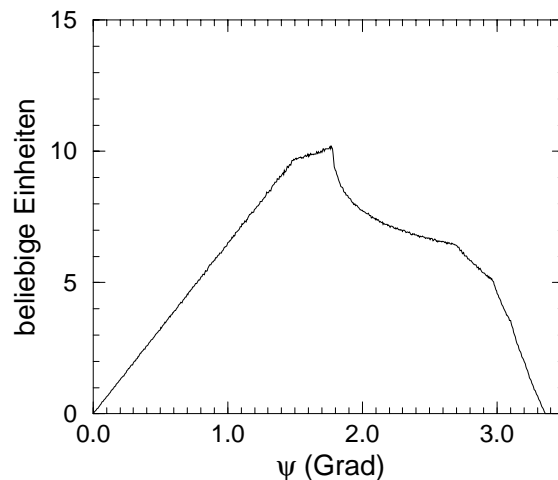


Abbildung 8.35: Mit der Monte Carlo-Methode berechnete Ereignishäufigkeit als Funktion des Streuwinkels Ψ , wenn die Reaktionsprodukte isotrop emittiert werden. In die Rechnung gehen Form und Lage (im Verhältnis zum Target) der Apertur des K600 ein.

sen Winkelverteilung durch $f(\Psi)$ dividiert. Die Resultate sind für den Grundzustand und die beiden ersten angeregten Zustände in ${}^{24}\text{Si}$ (aus dem ${}^8\text{He}$ -Spektrum) sowie für den Grundzustand und den 2.784 MeV Zustand in ${}^{26}\text{Si}$ (aus dem ${}^6\text{He}$ -Spektrum) in Abb. 8.36 gezeigt. Angegeben sind auch Spin und Paritäten der Zustände, die entweder direkt oder über die entsprechenden Zustände im Spiegelkern experimentell bekannt sind. Abb. 8.36 zeigt, dass sich wie erwartet die Winkelverteilungen für 0^+ und 2^+ Zustände deutlich unterscheiden. Während die Ereignisse von 0^+ Zuständen ein ausgeprägtes Maximum in Vorwärtsrichtung aufweisen, ergibt sich für die 2^+ Zustände eine nahezu flache Verteilung. Zwei Schlussfolgerungen können daraus gezogen werden. Zum einen bestätigt die Konsistenz der Winkelverteilung für Zustände mit gleichem Spin und Parität die Zuordnung der ${}^{24}\text{Si}$ -Zustände zu den berechneten Schalenmodellzuständen. Zum anderen erklärt der Abfall in der Winkelverteilung der 0^+ Zustände um etwa einen Faktor 10 auf den ersten 3° die Tatsache, dass die ersten Versuche den ${}^{24}\text{Si}$ -Grundzustand im Septummodus unter 4.5° zu messen fehlschlugen. Der Buckel in den Spektren bei etwa 2° ist wahrscheinlich auf eine Ungenauigkeit in den Eingabeparametern für die Monte Carlo-Simulation zurückzuführen.

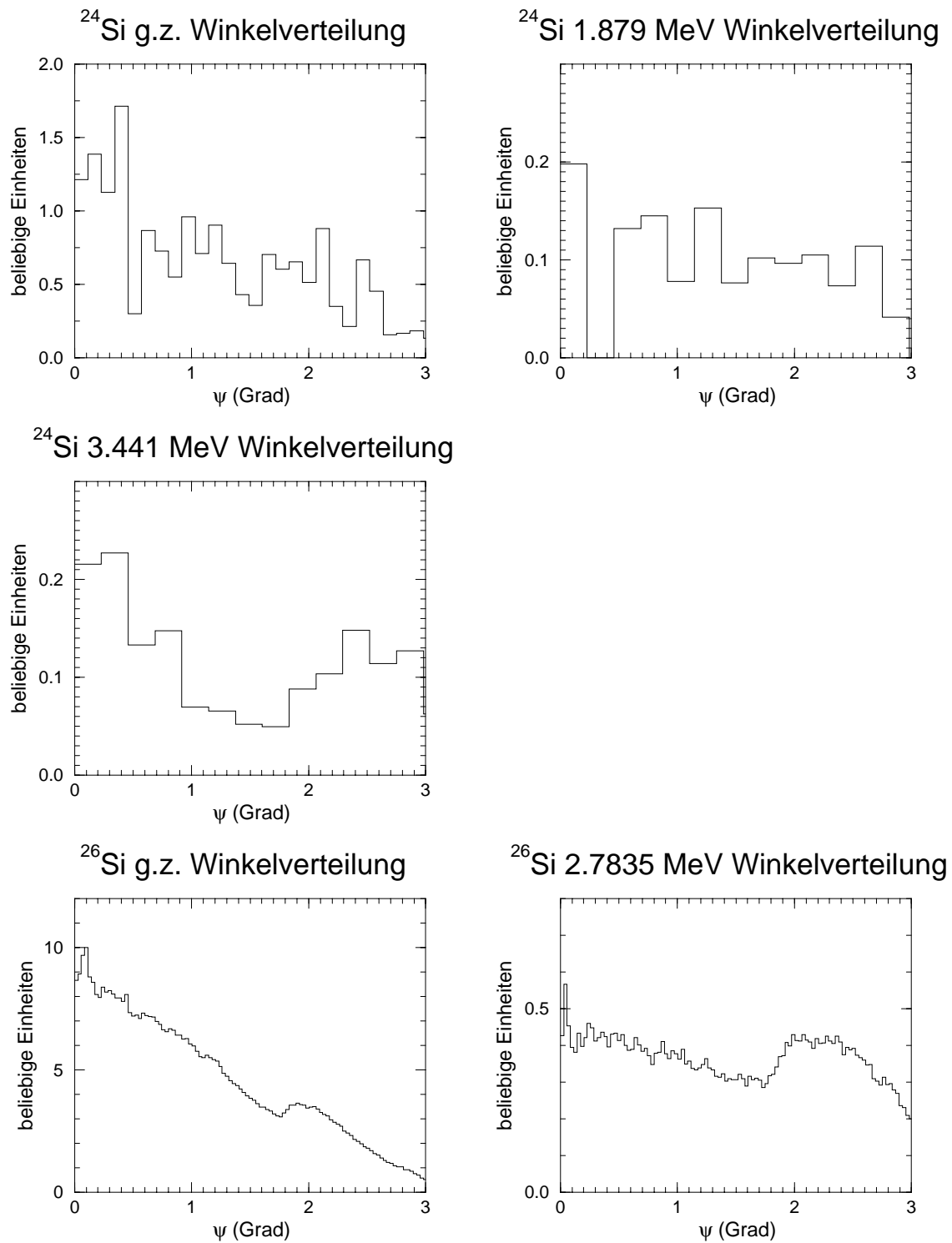


Abbildung 8.36: Die rekonstruierte Winkelverteilung der Reaktionsprodukte zwischen 0° und 3° für die Messungen mit dem Si-Target. Gezeigt sind die Resultate für die ^8He -Teilchen vom Grundzustand und den ersten beiden angeregten Zuständen in ^{24}Si . Informationen vom Spiegelkern legen Spins und Paritäten von 0^+ , 2^+ bzw. 2^+ nahe. Zum Vergleich sind auch die Winkelverteilungen für die ^6He -Teilchen vom Grundzustand (0^+) und dem zweiten angeregten Zustand (2^+) in ^{26}Si gezeigt.

8.5.1.4 Wirkungsquerschnitte

Die Produktionswirkungsquerschnitte für die Reaktionen zu den einzelnen Endkernzuständen können grob abgeschätzt werden, wenn angenommen wird, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems sowie der Prozedur der Teilchenidentifikation etwa 100% beträgt. Mit dem aus dem integrierten Strahlstrom berechneten α -Teilchenfluss Φ_α , der bekannten Targetdicke nd (Anzahldichte n , Dicke d), dem vom K600 akzeptierten Raumwinkelbereich $\Delta\Omega$ von etwa 3.5 msr, der ${}^{28}\text{Si}$ Isotopenhäufigkeit f_I von 92.23% und einer gemessenen Lebenszeit der Datenaufnahme τ_{leben} von 91% ergibt sich aus

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Y \tau_{\text{leben}}}{\Phi n d f_I \epsilon \Delta\Omega} \quad (8.15)$$

der differentielle Wirkungsquerschnitt. Y ist hier die Anzahl der beobachteten Ereignisse. Damit erhält man für den Grundzustandsübergang der ${}^{28}\text{Si}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{26}\text{Si}$ -Reaktion einen Wirkungsquerschnitt von etwa 0.1 mb/sr, für den Grundzustandsübergang der ${}^{28}\text{Si}(\alpha, {}^8\text{He}){}^{24}\text{Si}$ -Reaktion einen Wirkungsquerschnitt von etwa 15 nb/sr und für die beiden angeregten Zustände in ${}^{24}\text{Si}$ etwa je 2.7 nb/sr.

8.5.2 Diskussion

8.5.2.1 ${}^{24}\text{Si}$ -Niveauschema

Das Ergebnis der Messung mit dem Si-Target ist, neben einem verbesserten Wert für die Grundzustandsmasse von ${}^{24}\text{Si}$, die erste experimentelle Bestimmung der Anregungsenergien der ersten beiden angeregten Zustände in ${}^{24}\text{Si}$. Das neue experimentelle Niveauschema von ${}^{24}\text{Si}$ ist in Abb. 8.37 zusammen mit den Schalenmodellvorhersagen von Herndl et al. 1995 [102] abgebildet. Die Schalenmodelldaten basieren auf den experimentell bekannten Niveauenergien des Spiegelkerns ${}^{24}\text{Ne}$ und der Berechnung der entsprechenden Thomas-Ehrmann- und Ormand-Brown-Verschiebungen. Die hier gemessene Energie des ersten angeregten Zustandes von 1.879 ± 0.011 MeV ist 77 keV niedriger als vom Schalenmodell vorhergesagt. Für den zweiten angeregten Zustand bei 3.441 ± 0.010 MeV beträgt die Differenz sogar 179 keV. Die Abweichung zum Schalenmodell ist damit zumindest beim 3.441 keV Zustand deutlich größer als die in dieser Region erwarteten typischen Fehler von etwa 100 keV. Dies zeigt deutlich, wie wichtig eine experimentelle Bestimmung der Anregungsenergien ist.

8.5.2.2 ${}^{23}\text{Al}(\text{p}, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate

Die ${}^{23}\text{Al}(\text{p}, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate musste bisher, abgesehen vom Q-Wert, vollständig theoretisch berechnet werden. Die Schalenmodellrechnungen von Herndl et al. 1995 [102] zeigten dass die Reaktionsrate von einer dem zweiten angeregten Zustand in ${}^{24}\text{Si}$ entsprechenden Resonanz dominiert wird. Die Beiträge von höher liegenden Zuständen sowie direkter Protoneneinfang in gebundene Niveaus sind vernachlässigbar. Die nach Gl. 5.17 berechnete Reaktionsrate ist in Abb. 8.38 als Funktion der Temperatur gezeigt.

in ${}^{24}\text{Si}$ verringert die Protonenenergie der die Reaktionsrate dominierenden Resonanz drastisch von 320 keV auf 141 ± 31 keV. Der Fehler in der neuen Resonanzenergie wird durch die Unsicherheit in der ${}^{23}\text{Al}$ -Masse dominiert (25 keV). Hinzu kommen Beiträge von der ${}^{24}\text{Si}$ -Masse (16 keV, siehe oben) und der Anregungsenergie (10 keV, dieses Experiment). Mit dieser neuen Resonanzenergie kann dann unter Beibehaltung aller anderen theoretischen Parameter, wie spektroskopische Faktoren und γ -Breiten, eine neue Reaktionsrate berechnet werden. Abb. 8.38 zeigt den sich ergebenden neuen Bereich für die ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ Reaktionsrate. Die gezeigte Unsicherheit berücksichtigt nur den Fehler in der Resonanzenergie. Hinzu kommen noch die Unsicherheiten in den übrigen immer noch auf dem Schalenmodell beruhenden Parametern. Abb. 8.38 zeigt, dass trotz der drastischen Änderung in der Resonanzenergie die bislang verwendete Reaktionsrate für den hier relevanten Temperaturbereich von 0.2–0.4 GK innerhalb der Grenzen der neuen Rate liegt. Die Ursache hierfür wird in Abb. 8.39 verdeutlicht, die für eine feste Temperatur von 0.4 GK die Reaktionsrate als Funktion der Resonanzenergie zeigt. Für hohe Resonanzenergien dominiert der Einfluss

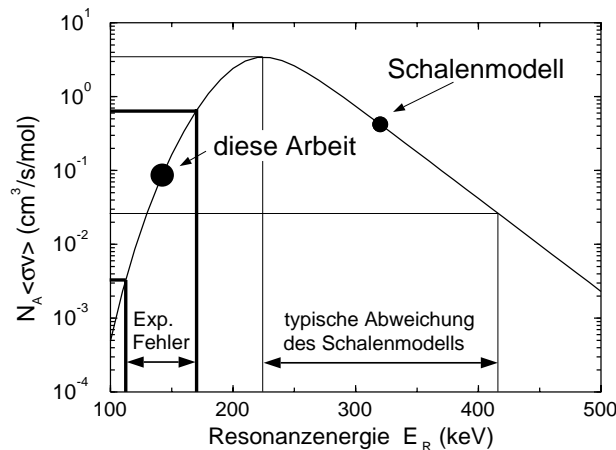


Abbildung 8.39: Die ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate bei einer Temperatur von 0.4 GK als Funktion der Energie der die Rate dominierenden Resonanz. Markiert sind die in dieser Arbeit experimentell bestimmte und die von Schalenmodellrechnungen vorhergesagte Resonanzenergie, jeweils mit dem entsprechenden Fehler.

des exponentiellen Terms in Gl. 5.17, während für kleinere Resonanzenergien die verringerte Protonenbreite (wegen der reduzierten Protonenpenetrabilität) zu einem starken Abfall der Reaktionsrate führt. Wie Abb. 8.39 zeigt, liegt die hier gemessene Resonanzenergie im Vergleich zu dem mit dem Schalenmodell vorhergesagten Wert gerade auf der anderen Seite des Maximums, so dass sich zufällig eine vergleichbare Rate ergibt. Abb. 8.39 zeigt auch, dass der neue Wert der Resonanzenergie in einem extrem steilen Bereich der Kurve liegt. Wie Abb. 8.38 zeigt, führt dies dazu, dass trotz der drastisch verringerten Unsicherheit in der Resonanzenergie (30 keV statt 179 keV) der Fehler in der Reaktionsrate für Temperaturen oberhalb von 0.1 GK immer noch beträchtlich ist. Abb. 8.38 zeigt auch, dass der Anteil des von Herndl et al. [102] berechneten direkten Einfangs (DC) für Temperaturen unterhalb von 0.7 GK vernachlässigbar ist. Beiträge von Resonanzen, die den höher angeregten Zuständen

in ^{24}Si entsprechen, sind ebenfalls vernachlässigbar.

8.5.2.3 Einfluss auf die Nukleosynthese in Novae

Wie in Kap. 7 gezeigt wurde, bestimmt bei den hohen Temperaturen in ONeMg-Novae die $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate die Netto-Protoneneinfangrate am Wartepunkt ^{22}Mg . Entscheidend ist hier das Verzweungsverhältnis des Reaktionsflusses an ^{22}Mg von Netto-Protoneneinfang zu β -Zerfall. Wenn mehr als 50% des Reaktionsflusses über Netto-Protoneneinfang prozessiert werden, wird die Anreicherung von ^{22}Mg drastisch reduziert und die Synthese schwererer Elemente stark beschleunigt. Dies führt insbesondere zu einer reduzierten ^{22}Na -Synthese, die in besserer Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten wäre (siehe Kap. 3). Die hierfür notwendigen Temperatur- und Dichtebedingungen können nun zum ersten Mal auf der Grundlage experimenteller Daten berechnet werden. Dabei wurde eine typische Protonenhäufigkeit von $Y_H = 0.37$ angenommen [6]. Der schraffierte und schattierte Bereich in Abb. 8.40 zeigt die Temperaturen und Dichten, in denen mehr als 50% des Reaktionsflusses über den Netto-Protoneneinfang an ^{22}Mg prozessiert werden. Der maximale Fluss

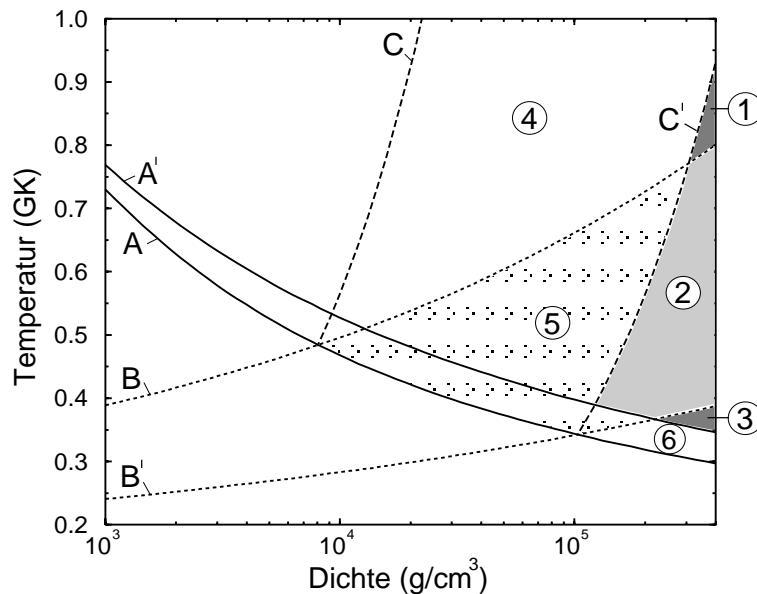


Abbildung 8.40: Die Temperatur- und Dichtebedingungen, die für eine substantielle Verringerung der produzierten ^{22}Na -Häufigkeit notwendig sind. Auf den Linien A und A' ist die ^{22}Mg β -Zerfallsrate gleich der Protoneneinfangrate. Auf den Linien B und B' ist für ^{23}Al die (γ,p) -Photodisintegrationsrate gleich der Protoneneinfangrate. Auf den Linien C und C' ist für ^{22}Mg die β -Zerfallsrate gleich der $2p$ -Einfangrate. Die beiden Linien für jede der Bedingungen spiegeln die verbleibenden Unsicherheiten wieder. Daraus folgt, dass eine starke Reduzierung der produzierten ^{22}Na -Häufigkeit auf jeden Fall in den Bereichen 1, 2 und 3 und eventuell in den Bereichen 4, 5 und 6 stattfindet. Das Ausmaß der Reduzierung hängt in den Bereichen 1 und 4 von der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Rate und in den Bereichen 3 und 6 von der $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ -Rate ab. In den Bereichen 2 und 5 kann im Rahmen der Unsicherheiten nicht entschieden werden, welche Reaktion wichtig ist.

über den Netto-Protoneneinfang wird unabhängig von allen Bedingungen durch die ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma){}^{23}\text{Al}$ -Reaktionsrate bestimmt. Abb. 8.40 zeigt die Linien, auf denen die ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma){}^{23}\text{Al}$ -Rate gleich dem ${}^{22}\text{Mg}$ β -Zerfall ist, einmal für das obere Limit der Rate (A) und einmal für das untere Limit der Rate (A'). Für Temperaturen unterhalb von A oder A' dominiert daher auf jeden Fall der β -Zerfall von ${}^{22}\text{Mg}$ (da die Protoneneinfangrate mit abnehmender Temperatur kleiner wird). Ob oberhalb der Kurven A oder A' Netto-Protoneneinfang dominiert, hängt allerdings stark von der in dieser Arbeit neu berechneten ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktion ab. Es müssen dabei zwei sehr unterschiedliche Temperatur- und Dichtebereiche unterschieden werden, je nachdem ob (γ, p) Photodisintegration oder Protoneneinfang der dominierende Zerstörungsmechanismus für ${}^{23}\text{Al}$ ist. Diese beiden Bereiche werden in Abb. 8.40 durch die Linie B abgetrennt, auf der Photodisintegrations- und Protoneneinfangrate an ${}^{23}\text{Al}$ gleich groß sind. Für Temperaturen und Dichten unterhalb von B ist Photodisintegration an ${}^{23}\text{Al}$ vernachlässigbar klein und der Reaktionsfluss über Netto-Protoneneinfang an ${}^{22}\text{Mg}$ wird ausschließlich von der ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma){}^{23}\text{Al}$ -Reaktion bestimmt (kein 2p-Einfang). Für Temperaturen und Dichten oberhalb von B dominiert die Photodisintegration an ${}^{23}\text{Al}$ und ${}^{22}\text{Mg}$ befindet sich mit ${}^{23}\text{Al}$ im thermischen Gleichgewicht. Dann wird der Reaktionsfluss über Netto-Protoneneinfang an ${}^{22}\text{Mg}$ von der Massendifferenz zwischen ${}^{22}\text{Mg}$ und ${}^{23}\text{Al}$ (die die ${}^{23}\text{Al}$ -Gleichgewichtshäufigkeit bestimmt) und der ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate bestimmt (2p-Einfang). Für diesen Bereich markiert in Abb. 8.40 die Kurve C die Temperaturen und Dichten, für die die ${}^{22}\text{Mg}(2p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate gleich der ${}^{22}\text{Mg}$ β -Zerfallsrate ist. Hierbei muss man beachten, dass die 2p-Einfangrate mit zunehmender Temperatur abnimmt, da hier der ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma)$ Q-Wert positiv ist. Abb. 8.40 kann also so interpretiert werden, dass der Reaktionsfluss für Netto-Protoneneinfang an ${}^{22}\text{Mg}$ für Temperaturen und Dichten dominiert, die entweder über A und unter B (bestimmt durch die ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma){}^{23}\text{Al}$ -Reaktionsrate) oder über B und unter C (bestimmt durch die ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate und die Massendifferenz von ${}^{22}\text{Mg}$ und ${}^{23}\text{Al}$) liegen. Die Linien B und C hängen jedoch außerordentlich stark von der ${}^{23}\text{Al}$ -Masse ab. Der Grund ist, dass die ${}^{23}\text{Al}$ -Masse sich dreifach auf die 2p-Einfangrate auswirkt, jeweils über eine exponentielle Abhängigkeit: zum einen über den Boltzmann-Faktor in der Saha-Gleichung (Gl. 5.44), zum anderen über die Resonanzenergie und die Protonenbreite in der ${}^{23}\text{Al}(p, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate (Gl. 5.17 und 5.19). Hinzu kommt, dass hier alle drei Einflüsse in die gleiche Richtung wirken. Der 25 keV Fehler in der ${}^{23}\text{Al}$ -Masse [130] ist daher die dominierende Unsicherheit und die Diskussion kann auf diese Fehlerquelle beschränkt werden. Die ${}^{23}\text{Al}$ -Masse beeinflusst im Prinzip auch die Reaktionsrate der ${}^{22}\text{Mg}(p, \gamma){}^{23}\text{Al}$ -Reaktion. Wie in [143] gezeigt wurde, wird die Resonanzstärke jedoch von der γ -Breite dominiert, die weniger stark von der Resonanzenergie abhängt. Im Vergleich zu den experimentellen Unsicherheiten in der Anregungsenergie der ${}^{23}\text{Al}$ -Zustände ist diese Fehlerquelle daher vernachlässigbar und wurde hier nicht berücksichtigt. Die bisher diskutierten Grenzen B und C in Abb. 8.40 wurden mit dem unteren Limit der ${}^{23}\text{Al}$ -Masse berechnet. Eine größere ${}^{23}\text{Al}$ -Masse bewegt den Schnittpunkt von B und C auf der Kurve A entlang zu höheren Dichten hin. B' und C' entsprechen dann dem oberen Limit der ${}^{23}\text{Al}$ -Masse. Der Schnittpunkt von B und C (und von B' und C') liegt auf A und nicht auf A', weil die Photodisintegrationsrate (die B und B' bestimmt) aus der oberen Grenze der

$^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ -Rate mit Hilfe des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts berechnet wurde. Wenn man alle in Abb. 8.40 gezeigten Grenzen in Betracht zieht, erhält man 6 verschiedene Bereiche in der Temperatur- und Dichteebene. In den Bereichen 1, 2 und 3 ist die ^{22}Na -Produktion auf Grund des Netto-Protoneneinfangs an ^{22}Mg auf jeden Fall stark reduziert. In den Bereichen 4,5 und 6 könnte innerhalb der existierenden Unsicherheit in der ^{23}Al -Masse die ^{22}Na -Produktion stark reduziert sein. Das Ausmaß dieser Reduzierung hängt in den Bereichen 1 und 4 von der $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ -Reaktion und in den Bereichen 3 und 6 sowohl von der $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate als auch von der Massendifferenz zwischen ^{23}Al und ^{22}Mg ab. In den Bereichen 2 und 5 kann im Rahmen der bestehenden Unsicherheiten nicht entschieden werden, welche Reaktion wichtig ist.

Abb. 8.40 zeigt klar, dass mit der hier zum ersten Mal mit experimentellen Daten berechneten $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate (Grenzen C und C') im Wesentlichen die Dichte festgelegt werden kann, die für eine reduzierte ^{22}Na -Produktion über Netto-Protoneneinfang an ^{22}Mg notwendig ist. Die $^{22}\text{Mg}(p,\gamma)^{23}\text{Al}$ -Reaktionsrate bestimmt dagegen hauptsächlich die notwendigen Temperaturen. Auf Grund des 25 keV Fehlers in der ^{23}Al -Masse ist das untere Dichtelimit mit einer starken Unsicherheit behaftet (C und C') und reicht von etwa $8 \cdot 10^3$ bis 10^5 g/cm³. Abb. 8.40 zeigt, dass für eine signifikante Reduzierung der ^{22}Na -Produktion in Novae, sogar für typische maximale Dichten von 10^4 g/cm³ und selbst bei optimistischster Interpretation der Fehlergrenzen, Temperaturen von etwa 0.4-0.5 GK notwendig sind. Dies ist deutlich höher als die in Novamodellen vorhergesagten maximalen Temperaturen von bis zu 0.36 GK [6]. Außerdem muss beachtet werden, dass zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen Temperaturen die Dichte bereits wieder abfällt (siehe Kap. 7). Dennoch findet auch außerhalb der in Abb. 8.40 markierten Gebiete eine gewisse Reduzierung der ^{22}Na -Produktion und eine leichte Beschleunigung des Reaktionsflusses durch Netto-Protoneneinfang an ^{22}Mg statt. Dies wird in Abb. 8.41 deutlich, die die Konturen für verschiedene Verzweungsverhältnisse an ^{22}Mg in der Temperatur- und Dichte-

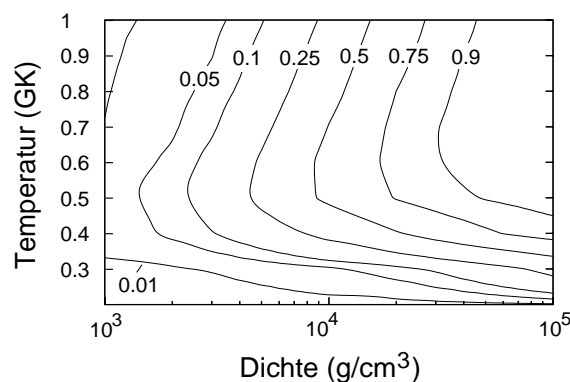


Abbildung 8.41: Die mit Hilfe von Netzwerkrechnungen berechneten Konturen des Verzweungsverhältnisses für Netto-Protoneneinfang an ^{22}Mg in der Temperatur- und Dichteebene. Das Verzweungsverhältnis beschreibt den Anteil des Reaktionsflusses, der über Netto-Protoneneinfang prozessiert wird. Bei einem Verzweungsverhältnis von mehr als 0.5 wird eine drastische Reduktion der produzierten ^{22}Na -Häufigkeit auftreten.

ebene zeigt. Für diesen Graph wurden Netzwerkrechnungen für ein Temperatur- und Dichtegitter durchgeführt. Dabei wurden die mit der unteren Grenze der ${}^{23}\text{Al}$ -Masse gerechneten Reaktionsraten verwendet, d.h. die 50% Kontur entspricht den Linien A und B in Abb. 8.40. Abb. 8.41 zeigt, dass für eine relativ heiße Nova mit einer Temperatur von 0.4 GK bei einer Dichte von 10^4 g/cm^3 immerhin noch etwa 35% des Reaktionsflusses über Netto-Protoneneinfang an ${}^{22}\text{Mg}$ fließen, was zu einer entsprechend verringerten ${}^{22}\text{Na}$ -Produktion führt. Zusammenfassend kann jedoch festgestellt werden, dass die Unsicherheiten in der 2p-Einfangrate an ${}^{22}\text{Mg}$ soweit reduziert sind, dass eine signifikante Reduktion der ${}^{22}\text{Na}$ -Produktion in Novae über diesen Mechanismus mit einiger Sicherheit ausgeschlossen werden kann. Dies deutet darauf hin, dass nicht die Kernreaktionsraten sondern andere Modell-Eingabeparameter verbessert werden müssen, um die von Novamodellen vorhergesagten ${}^{22}\text{Na}$ -Häufigkeiten in Einklang mit den Beobachtungsdaten zu bringen.

8.6 Die S-Messungen

Neben den Messungen mit dem Si-Target wurde auch für kurze Zeit (9 h) ein Experiment mit einem ${}^{32}\text{S}$ -Target durchgeführt. Auf Grund des empfindlicher auf Wärme reagierenden Targetmaterials wurde bei diesen Messungen der Strahlstrom auf etwa 50 Teilchen-nA begrenzt (siehe Kap. 8.3.2). Die Stabilität des Targets wurde während der Messungen anhand der ${}^6\text{He}$ -Peakpositionen und der ${}^6\text{He}$ -Ausbeute überwacht. Dabei wurden keine über die von Schwankungen in der Strahlenergie erwarteten Verschiebungen hinausgehenden Veränderungen in den Peakpositionen beobachtet (max. Verschiebung war 4 Kanäle). Die ${}^6\text{He}$ -Ausbeute blieb ebenfalls stabil. Die Daten wurden auf ähnliche Weise wie die Si-Daten analysiert (siehe Kap. 8.4). Der Hauptunterschied besteht darin, dass diese Analyse nach der Auswertung der Si-Daten durchgeführt wurde und somit bereits eine Kalibrierung der Fokalebene vorlag.

8.6.1 Ergebnisse

Die mit dem ${}^{32}\text{S}$ -Target aufgenommenen ${}^6\text{He}$ - und ${}^8\text{He}$ -Spektren sind in Abb. 8.42 gezeigt. Im ${}^6\text{He}$ -Spektrum sind der ${}^{30}\text{S}$ -Grundzustand sowie die ersten beiden angeregten Zustände in ${}^{30}\text{S}$ eindeutig identifizierbar. Deutlich sichtbar sind auch der ${}^{195}\text{Au}$ -Grundzustand sowie die ${}^{195}\text{Au}$ -Kontinuumszustände, die das Positionsspektrum oberhalb von Kanal 3500 mit einem praktisch konstanten Untergrund füllen. Diese Zustände werden über ($\alpha, {}^6\text{He}$)-Reaktionen an den Goldfolien des ${}^{32}\text{S}$ -Targets bevölkert. Die Position der vier identifizierbaren Zustände im ${}^6\text{He}$ -Spektrum stimmt gut mit der von den Si-Daten erhaltenen Kalibrierung der Fokalebene überein. Abb. 8.42 zeigt auch das ${}^8\text{He}$ -Spektrum, das als einzige klare Struktur den Grundzustandsübergang nach ${}^{28}\text{S}$ aufweist. Mit der Kalibrierung der Fokalebene aus Kap. 8.4.6 ergibt sich ein Massenüberschuss des ${}^{28}\text{S}$ -Grundzustandes von $\Delta = 4.192 \pm 0.034 \text{ MeV}$. Zum Fehler tragen der statistische Fehler der Bestimmung der Peakposition (20 keV), die Korrektur der winkelabhängigen Position (Strahlverfolgung)(8 keV), die Targetdicke (14 keV) und die Bestimmung der Strahlenergie (22 keV) bei. Eine mit großen Fehlern behaftete Messung der ${}^{28}\text{S}$ -Masse wurde bereits in einem früheren Experiment

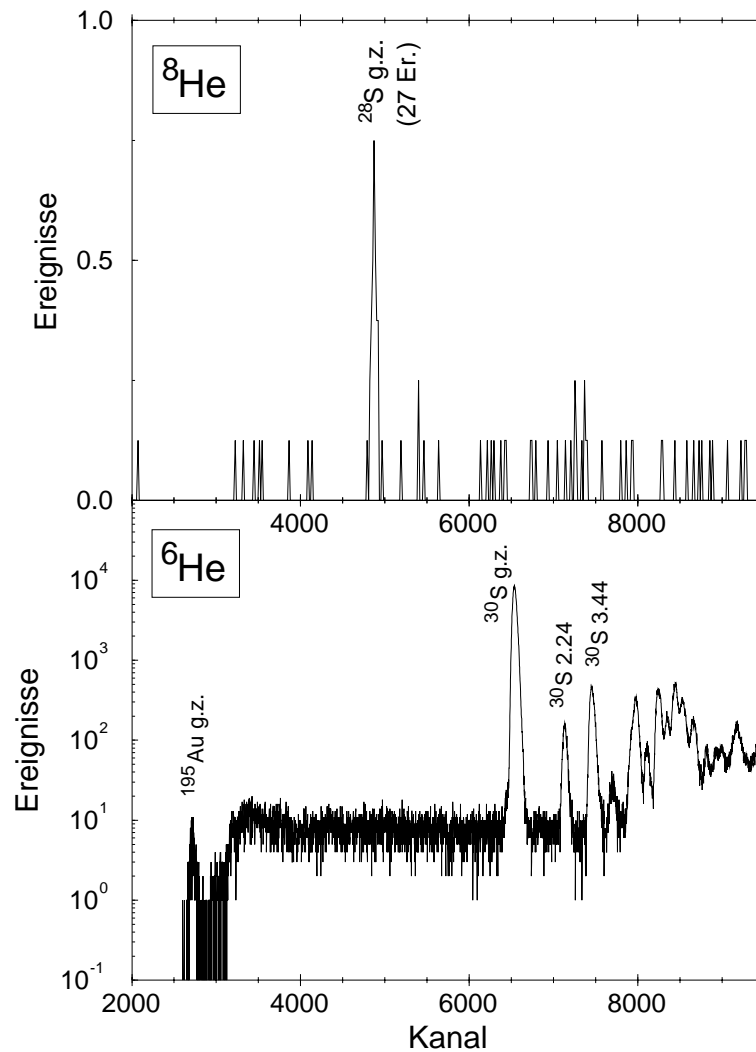


Abbildung 8.42: Mit dem ^{32}S -Target aufgenommene ^6He - und ^8He -Positionsspektren. Im ^8He -Spektrum ist der ^{28}S -Grundzustand (g.z.) mit 27 Ereignissen zu sehen. Im ^6He -Spektrum sind Grundzustand und Kontinuum von ^{195}Au erkennbar, die über die $^{197}\text{Au}(\alpha, ^6\text{He})^{195}\text{Au}$ -Reaktion an der Goldhülle des Targets bevölkert werden. Dem Gold-Kontinuum überlagert sind der Grundzustand und einige angeregte Zustände von ^{30}S .

von Morris et al. 1982 [144] mit Hilfe einer Pionenaustauschreaktion durchgeführt. Das Resultat der damaligen Messung wurde später von Pougheon et al. 1989 [145] korrigiert, um neue Ergebnisse zur ^{16}Ne -Masse zu berücksichtigen, die von Morris et al. als Referenz benutzt worden war. Abb. 8.43 zeigt, dass das Ergebnis dieser Arbeit innerhalb der Fehler gut mit dem früheren Wert übereinstimmt und den Fehler drastisch von 160 keV auf 34 keV reduziert. Als gewichtetes Mittel ergibt sich ein Massenüberschuss für ^{28}S von 4.187 ± 0.033 MeV. Dies ist 114 keV größer als die bisher empfohlene ^{28}S -Masse [130].

Die Breite der Positionspeaks in den ^6He - und ^8He -Spektren ist praktisch vollständig von Targeteffekten bestimmt und beträgt 190 keV für die ^6He -Daten und 260 keV für die ^8He -Daten. Dies ist etwas mehr, als die mit Energieverlustrechnungen

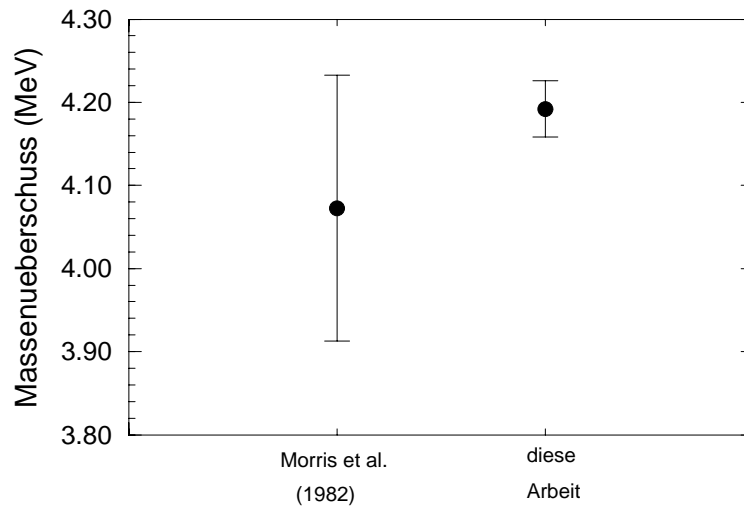


Abbildung 8.43: Die früher durchgeführte Messung des Massenüberschusses von ${}^{28}\text{S}$ im Vergleich mit dem Resultat dieser Arbeit.

bestimmten Breiten von 140 keV bzw. 240 keV. Ursache für die Diskrepanz könnten Inhomogenitäten in den Pulver-Targets sein.

Analog zu Kap. 8.5.1.4 wurde der Wirkungsquerschnitt für die Grundzustandsübergänge der ${}^{32}\text{S}(\alpha, {}^6\text{He}){}^{30}\text{S}$ -Reaktion mit 0.14 mb/sr und der ${}^{32}\text{S}(\alpha, {}^8\text{He}){}^{28}\text{S}$ -Reaktion mit 15 nb/sr abgeschätzt. Während der $(\alpha, {}^6\text{He})$ -Wirkungsquerschnitt zum Grundzustand für ${}^{32}\text{S}$ etwas kleiner ist als für ${}^{28}\text{Si}$, ergibt sich für den $(\alpha, {}^8\text{He})$ -Wirkungsquerschnitt zum Grundzustand für beide Kerne praktisch der gleiche Wirkungsquerschnitt.

8.6.2 Diskussion

8.6.2.1 Die ${}^{27}\text{P}(\text{p}, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate

Abgesehen vom Q-Wert sind keine experimentellen Informationen zur ${}^{27}\text{P}(\text{p}, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate verfügbar. Eine theoretische Berechnung der Reaktionsrate wurde jedoch kürzlich im Rahmen der gleichen Schalenmodellrechnungen durchgeführt, mit denen auch die ${}^{23}\text{Al}(\text{p}, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktionsrate in Kap. 8.5.2.2 berechnet wurde [102]. Das resultierende ${}^{28}\text{S}$ -Niveauschema ist in Abb. 8.44 gezeigt. Die Protonenschwelle liegt 0.87 MeV oberhalb des ersten angeregten Zustandes und 1.1 MeV unterhalb des zweiten angeregten Zustandes. Die Rechnungen zeigten, dass die sich daraus ergebende 1.1 MeV Resonanz in der ${}^{27}\text{P}(\text{p}, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate auf Grund der hohen Anregungsenergie bei den hier diskutierten Temperaturen (bis 1 GK) keine Rolle spielt. Die stellare Reaktionsrate wird daher ausschließlich vom direkten Protoneneinfang in die beiden gebundenen Zustände bestimmt. Diese Schlussfolgerungen beruhen aber auf der Annahme, dass die vorhergesagten Zustandsenergien und besonders auch der Q-Wert der Reaktionsrate korrekt sind. Der Q-Wert ist in Abb. 8.44 als ${}^{27}\text{P}+\text{p}$ eingezeichnet und bestimmt sowohl die Resonanzenergie, als auch die γ -Energien für die direkten Übergänge. Abb. 8.45 zeigt die direkte (DC) und die resonante (Res) Komponente der ${}^{27}\text{P}(\text{p}, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate als Funktion des Q-Wertes für die beiden Temperaturen 0.4

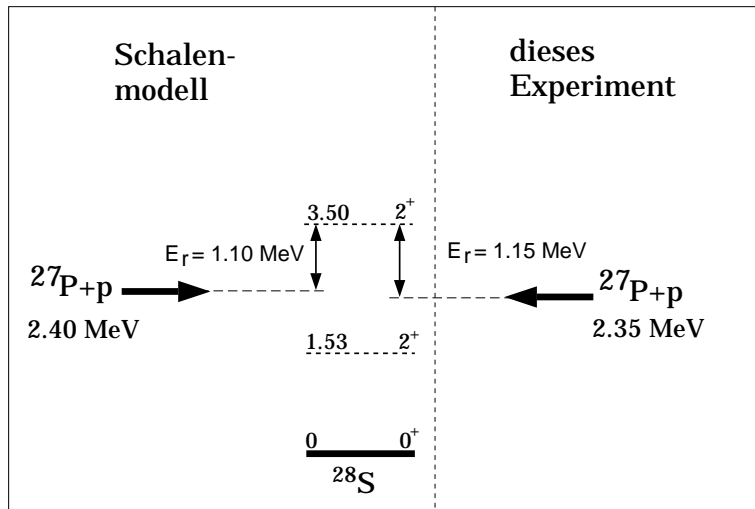


Abbildung 8.44: Die in dieser Arbeit experimentell bestimmte Protonenseparationsenergie für ^{28}S im Vergleich mit den Vorhersagen der Schalenmodellrechnungen.

und 0.6 GK. Die direkte Komponente ist von E1 Übergängen bestimmt und skaliert daher mit E_γ^3 , wobei E_γ die Energiedifferenz zwischen Anfangs und Endzustand ist. Abb. 8.45 zeigt auch den Bereich, der den Unsicherheiten der früheren Massenmessungen entspricht. Innerhalb dieses Bereiches wird der Wirkungsquerschnitt für Temperaturen unter 0.6 GK von der relativ Q-Wert unabhängigen direkten Komponente dominiert. Höhere Q-Werte, bei denen der stark Q-Wert abhängige resonante Anteil

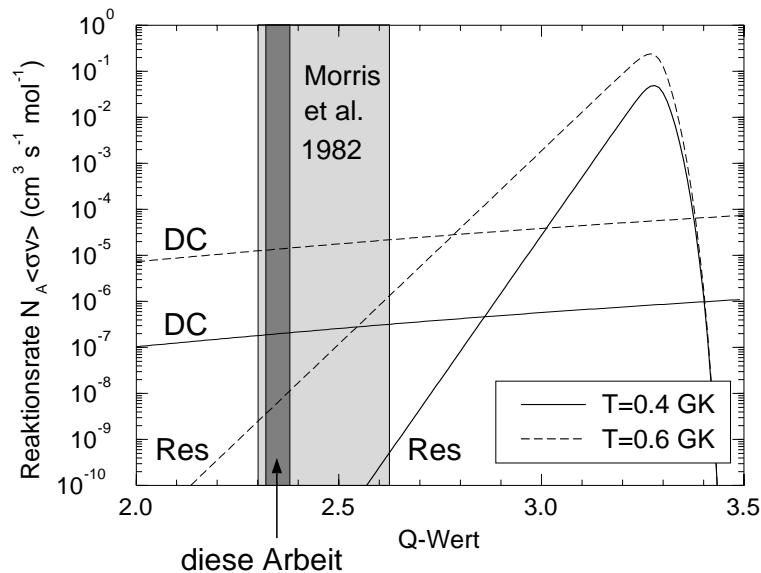


Abbildung 8.45: Die mit dem Schalenmodell berechnete stellare $^{27}\text{P}(p,\gamma)^{28}\text{S}$ -Rate als Funktion des Q-Wertes für die Temperaturen 0.4 GK und 0.6 GK. Es sind sowohl die resonante (Res) als auch die direkte (DC) Komponente gezeigt. Markiert ist die mit den Ergebnissen dieser Arbeit verbleibende Unsicherheit im Q-Wert sowie zum Vergleich die auf der Messung von Morris et al. basierende bisherige Unsicherheit.

dominiert, liegen jedoch innerhalb eines 2σ -Intervalls und konnten daher auf Grund des großen Fehlers nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Berücksichtigt werden muss auch, dass auch die vorhergesagte Resonanzenergie mit Unsicherheiten von 100-200 keV behaftet ist (siehe Kap. 8.5.2), was den resonanten Anteil in Abb. 8.45 entsprechend verschieben könnte.

Abb. 8.44 zeigt den aus der hier gemessenen ${}^{28}\text{S}$ -Grundzustandsmasse resultierenden Q-Wert (${}^{27}\text{P} + \text{p}$), der 51 keV niedriger ist als der in den Schalenmodellrechnungen verwendete Wert. Diese Änderung im Q-Wert ist kleiner als die 114 keV Veränderung in der ${}^{28}\text{S}$ -Grundzustandsmasse durch das hier beschriebene Experiment, da Herndl et al. 1995 [102] offensichtlich einen leicht vom empfohlenen Wert (in die richtige Richtung!) abweichenden Q-Wert benutzten. Aus dem neuen, sehr viel genaueren Wert für die ${}^{28}\text{S}$ Grundzustandsmasse ergibt sich für den zweiten angeregten Zustand in ${}^{28}\text{S}$ eine Resonanzenergie von 1.2 MeV. Der entsprechende Bereich des Q-Werts ist in Abb. 8.45 markiert, die den entsprechenden Einfluss auf die Reaktionsrate deutlich macht. Mit dem neuen Q-Wert verringert sich der mögliche Einfluss der Resonanz weiter und bestätigt damit die von Herndl et al. 1995 [102] auf der Basis des Schalenmodells gezogenen Schlussfolgerungen. Auf Grund der schwachen Energieabhängigkeit der die Reaktionsrate dominierenden direkten Komponente bleibt die mit dem neuen Q-Wert berechnete Reaktionsrate praktisch unverändert. Mit der in dieser Arbeit durchgeführten Messung der Grundzustandsmasse von ${}^{28}\text{S}$ wird daher klar, dass eine Beschleunigung der ${}^{27}\text{P}(\text{p}, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate durch einen resonanten Anteil bei Temperaturen unter 0.6 GK extrem unwahrscheinlich ist. Um bei 0.6 GK einen Beitrag der Resonanz zu erhalten, müsste die vom Schalenmodell vorhergesagte Anregungsenergie des zweiten angeregten Zustandes in ${}^{28}\text{S}$ 450 keV zu hoch sein - sehr viel mehr als die typischen Abweichungen von etwa 100-200 keV. Dennoch wäre eine Messung der Anregungsenergien der ${}^{28}\text{S}$ -Zustände wünschenswert, um diese Frage zu klären. Eine entsprechende Messung ist mit der hier entwickelten Methode möglich.

8.6.2.2 Einfluss auf die Nukleosynthese in Novae

Analog zur ${}^{23}\text{Al}(\text{p}, \gamma){}^{24}\text{Si}$ -Reaktion in Kap. 8.5.2.3 bestimmt die ${}^{27}\text{P}(\text{p}, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Reaktion für höhere Temperaturen den Reaktionsfluss über Netto-Protoneneinfang am $T_z = 1$ Wartepunkt ${}^{26}\text{Si}$ (2p-Einfangrate). Wie in Kap. 7 gezeigt wurde, führt ein Verzweigungsverhältnis von Netto-Protoneneinfang und β -Zerfall von mehr als 50% zu einer drastisch beschleunigten Synthese von schwereren Elementen in Nova-Explosionen. Es wurde daher analog zu Kap. 8.5.2.3 der Parameterbereich in der Temperatur- und Dichteebene bestimmt, für den dieser Effekt auftritt. Das Ergebnis ist in Abb. 8.46 gezeigt. Analog zu den Rechnungen zu ${}^{22}\text{Mg}$ bezeichnet A die Bedingungen, für die die ${}^{26}\text{Si}(\text{p}, \gamma){}^{27}\text{P}$ -Reaktionsrate gleich der ${}^{26}\text{Si}$ β^+ -Zerfallsrate ist, B die Bedingungen für die die ${}^{27}\text{P}(\gamma, \text{p}){}^{26}\text{Si}$ -Rate gleich der ${}^{27}\text{P}(\text{p}, \gamma){}^{28}\text{S}$ -Rate ist und C die Bedingungen für die die 2p-Einfangrate an ${}^{26}\text{Si}$ gleich der ${}^{26}\text{Si}$ β^+ -Zerfallsrate ist. Die Unsicherheiten in den Reaktionsraten sind hier sehr viel komplexer als im Falle von ${}^{22}\text{Mg}$ und daher in Abb. 8.46 nicht dargestellt. Die in den durch die Linien A, B, und C begrenzten Regionen jeweils dominierende ${}^{26}\text{Si}$ -Reaktion ist in Abb. 8.46 eingetragen. Der schattierte Bereich markiert die Temperaturen und Dichten, für die Netto-Protoneneinfang

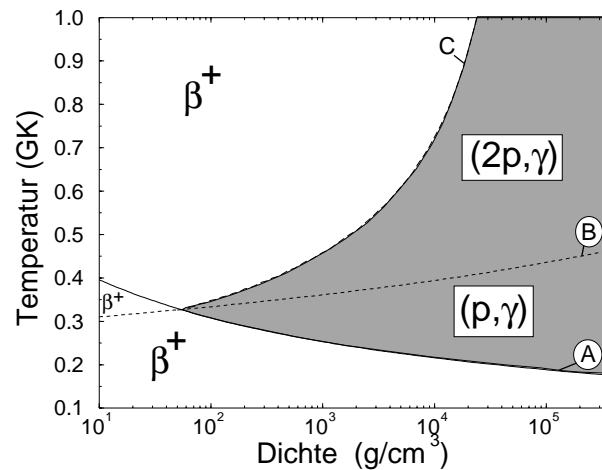


Abbildung 8.46: Die Bereiche in der Temperatur- und Dichteebene, in denen der dominierende Zerstörungsmechanismus für ^{26}Si β^+ -Zerfall, Protoneneinfang oder 2p-Einfang ist. Im ausgefüllten Bereich dominieren die sehr viel schnelleren teilcheninduzierten Reaktionen, so dass dort der Reaktionsfluss zu schwereren Elementen drastisch beschleunigt wird.

die effektive Lebensdauer von ^{26}Si im Vergleich zur β -Lebensdauer um mehr als einen Faktor zwei reduziert. Für detailliertere Erklärungen zur Interpretation von Abb. 8.46 siehe Kap. 8.5.2.3.

Abb. 8.46 zeigt, dass für typische Dichten in Novae von 10^3 - 10^4 g/cm³ der Wartepunkt ^{26}Si schon für Temperaturen von 0,2 GK oder mehr effektiv überbrückt werden kann (schattierter Bereich). Unterhalb einer Temperatur von 0,3-0,4 GK wird der entsprechende Reaktionsfluss über Netto-Protoneneinfang von der $^{26}\text{Si}(p,\gamma)^{27}\text{P}$ -Reaktionsrate bestimmt. Erst für Temperaturen von mehr als 0,3-0,4 GK wird (γ,p)-Photodisintegration zum dominierenden Zerstörungsmechanismus für ^{27}P (Linie B) und der Netto-Protoneneinfang an ^{26}Si wird durch die 2p-Einfangrate und damit durch die $^{27}\text{P}(p,\gamma)^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate bestimmt. Die $^{27}\text{P}(p,\gamma)^{28}\text{S}$ -Reaktionsrate hat jedoch, wie in Kap. 8.6.2.1 gezeigt wurde, auf Grund der Zustandsstruktur von ^{28}S keinerlei resonanten Beitrag und ist daher sehr schwach. Dies drückt sich darin aus, dass für Dichten von weniger als 10^4 g/cm³ die 2p-Einfangreaktion für etwas höhere Temperaturen wieder ineffektiv wird (Linie C). ^{26}Si wird daher z.B. für eine Dichte von 10^3 g/cm³ bereits oberhalb einer Temperatur von 0,45 GK wieder zum Wartepunkt (Linie C).

Abb. 8.46 zeigt deutlich, dass in typischen Novae (Temperaturen bis 0,4 GK, Dichten bis 10^4 g/cm³) mit großer Wahrscheinlichkeit für einige Zeit Bedingungen herrschen, unter denen der Wartepunkt ^{26}Si mit Netto-Protoneneinfang effektiv überbrückt werden kann. Dies wird zu einer entsprechend beschleunigten Synthese von schwereren Elementen im Si-P-Zyklus, also von Si, P und S führen. Experimentelle Informationen zur Zustandsstruktur von ^{27}P und ^{28}S (oder natürlich eine direkte Messung der Protoneneinfangraten an ^{26}Si und ^{27}P) wären wünschenswert, um die Rechnungen auf eine solidere Grundlage zu stellen.

Kapitel 9

Der rp-Prozess in Röntgenbursts

9.1 Einleitung

In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich die Benutzung eines kompletten Reaktionsnetzwerkes bis ^{100}Sn , das auch 2p-Einfangreaktionen beinhaltet, auf die Berechnung von Energieproduktion, Brennstoffverbrauch und Häufigkeitsverteilung in Röntgenbursts auswirkt. Dabei wird das Reaktionsnetzwerk an ein Röntgenburstmodell gekoppelt, welches Temperatur und Dichte als Funktion der Zeit berechnet. Diese Rechnungen ermöglichen auch zu untersuchen, inwieweit die Zeitabhängigkeit von Temperatur und Dichte die in Kap. 6 mit konstanter Temperatur und Dichte erhaltenen Ergebnisse beeinflusst.

Ich möchte jedoch betonen, dass hier nicht versucht werden soll, die direkt beobachtbaren Eigenschaften von Röntgenbursts zu simulieren. Der Zweck des hier verwendeten einfachen Modells ist ausschließlich, realistische Temperatur- und Dichtefunktionen zu erzeugen, anhand derer die typischen Nukleosyntheseprozesse in Röntgenbursts studiert werden können. Die Verbindung zwischen den Resultaten der Nukleosynthese mit beobachtbaren Daten, wie Burstprofile, Burstintensität, Wiederholfrequenzen, Röntgenaktivität zwischen den Bursts etc., kann nur auf der Basis sehr viel umfangreicherer Modelle geschehen und ist nicht das Thema dieser Arbeit.

9.2 Das Modell

Das hier verwendete Modell ist eindimensional, umfasst eine Zone und simuliert einen einzelnen Röntgenburst. Da hier nur die während des Röntgenbursts auftretenden Nukleosyntheseprozesse interessieren, beginnt die Simulation unmittelbar vor dem thermonuklearen Ausbruch. Die Anfangsbedingungen sind durch Druck, Temperatur und Zusammensetzung der Brennzone gegeben. Während des Bursts wird angenommen, dass die Brennzone im hydrostatischen Gleichgewicht ist. Dies ist eine gute Näherung, da die Zeitskala zum Erreichen des hydrostatischen Gleichgewichts nur etwa 10^{-5} s beträgt [146] (die Zeit, die eine Schallwelle benötigt um eine Druckskaleneinheit zu durchqueren) und somit sehr viel kleiner als die dynamische Zeitskala des Bursts ist. Wenn man zusätzlich annimmt, dass Gewichtsänderungen der akkretierten Schicht auf Grund von Massenverlusten oder Akkretion während des Bursts vernachlässig-

bar sind, kann man für die Dauer des Bursts mit konstantem Druck rechnen. Damit besteht bei gegebenem Druck P über die Zustandsgleichung $P = f(T, \rho, n_{\text{El}}, n_{\text{Ion}})$ ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Temperatur und Dichte. n_{Ion} und n_{El} sind die Anzahldichten der Ionen bzw. Elektronen:

$$n_{\text{Ion}} = \rho N_A \sum_i \frac{X_i}{A_i}, \quad n_{\text{El}} = \rho N_A \sum_i \frac{Z_i X_i}{A_i}. \quad (9.1)$$

Über n_{Ion} und n_{El} hängt die Zustandsgleichung daher auch von der Zusammensetzung ab. Zum Druck tragen das Elektronengas (P_{El}), das Ionengas (P_{Ion}) sowie die Strahlung (P_{Strahl}) bei:

$$P = P_{\text{El}}(T, n_{\text{El}}) + P_{\text{Ion}}(T, n_{\text{Ion}}) + P_{\text{Strahl}}(T). \quad (9.2)$$

Bei den hohen Dichten in der Brennzzone von Röntgenbursts ist das Elektronengas besonders zu Beginn des Bursts teilweise entartet. Daher wird für P_{El} eine Zustandsgleichung gewählt, die einen beliebigen Entartungsgrad zulässt [147]:

$$\begin{aligned} P_{\text{El}} &= \sqrt{P_{\text{end}}^2 + P_{\text{ed}}^2} \\ P_{\text{end}} &= n_{\text{El}} kT \\ P_{\text{ed}} &= \left[(9.91 \cdot 10^{12} (n_{\text{El}}/N_A)^{(5/3)})^{-2} + (1.23 \cdot 10^{15} (n_{\text{El}}/N_A)^{(4/3)})^{-2} \right]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (9.3)$$

wobei im cgs-System gerechnet wird. Das Ionengas kann als ideales Gas betrachtet werden:

$$P_{\text{Ion}} = n_{\text{Ion}} kT \quad (9.4)$$

und der Strahlungsdruck ergibt sich aus:

$$P_{\text{Strahl}} = aT^4/3, \quad (9.5)$$

wobei a die Strahlungskonstante ($7.564 \cdot 10^{-15}$ erg/cm³/K⁴) ist. Abb. 9.1 zeigt für eine typische Dichte von 10^6 g/cm³ die Beiträge der verschiedenen Komponenten der Zustandsgleichung zum Gesamtdruck als Funktion der Temperatur. Es zeigt sich, dass bei den in Röntgenbursts erreichbaren Temperaturen von bis zu 2 GK alle drei Drücke, P_{El} , P_{Ion} und P_{Strahl} , Beiträge liefern. Bei Temperaturen von unter 0.4 GK dominiert dabei das entartete Elektronengas. Die Entartung drückt sich in einer sehr schwachen Temperaturabhängigkeit der Zustandsgleichung aus, was Wesentlich zur Instabilität des Brennvorgangs und damit zum Auftreten einer Explosion beiträgt. Bei Temperaturen von mehr als 2 GK beginnt dagegen der Strahlungsdruck zu dominieren. Bei konstantem Druck führt dies auf Grund der T^4 Abhängigkeit zu einer drastischen Abnahme der Dichte mit zunehmender Temperatur und damit zum Löschen der Explosion bei Temperaturen von etwas mehr als 2 GK.

Mit der Zustandsgleichung Gl. 9.2 und vorgegebenem konstantem Druck reduziert sich das Problem der Burstsimulation auf die Berechnung des Temperaturverlaufs. Während der Anstiegsphase wird der Temperaturanstieg ΔT in einem Zeitintervall Δt selbstkonsistent unter Berücksichtigung der nuklearen Energieproduktionsrate (pro

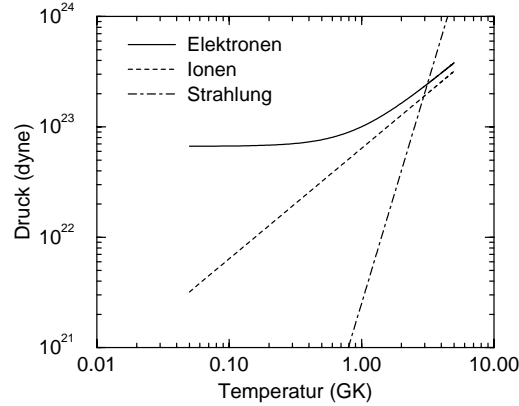


Abbildung 9.1: Die Beiträge des Elektronengases, des Ionengases und der Strahlung zum Gesamtdruck für eine feste Dichte von 10^6 g/cm^3 als Funktion der Temperatur. Es wurden den solaren Anfangshäufigkeiten entsprechende Ionen- und Elektronendichten angenommen.

Gramm Materie) ϵ_{nuc} und der abgestrahlten Energie $\epsilon_{\text{kühl}}$ (pro Gramm Materie) berechnet:

$$\Delta T = (1/c_p)(\epsilon_{\text{nuc}} - \epsilon_{\text{kühl}}). \quad (9.6)$$

Dabei ist c_p die spezifische Wärmekapazität von einem Gramm Materie bei konstantem Druck, die nach [147] berechnet wurde. ϵ_{nuc} erhält man aus dem Reaktionsnetzwerk nach Gl. 5.6. Bei der Berechnung von $\epsilon_{\text{kühl}}$ werden Energieabstrahlung durch Photonen [148] und durch die in den β -Zerfällen des rp-Prozesses entstehenden Neutrinos berücksichtigt:

$$\epsilon_{\text{kühl}} = \frac{acT^4}{3\kappa y^2} + \epsilon_\nu \quad (9.7)$$

Die Säulendichte y ergibt sich aus $y = P/g$, wobei g die Schwerebeschleunigung an der Oberfläche des Neutronensterns ist und unter Vernachlässigung relativistischer Effekte über $g = GM/R^2$ angenähert werden kann. G ist die Gravitationskonstante, M die Masse des Neutronensterns (hier wurde $M = 1.4M_\odot$ angenommen) und R der Radius des Neutronensterns (hier wurde $R = 9.2 \text{ km}$ angenommen). κ in Gl. 9.7 ist die Opazität, die im Wesentlichen durch elastische Streuung der Photonen an freien Elektronen (Thomson-Streuung) verursacht wird und damit näherungsweise als $\kappa = \sigma_{\text{Th}}N_A/\mu_{\text{El}}$ geschrieben werden kann. σ_{Th} ist der Thomsonstreuquerschnitt.

Zu Beginn des Röntgenbursts ist $\epsilon_{\text{nuc}} > \epsilon_{\text{kühl}}$, so dass die Temperatur ansteigt, bis für $\epsilon_{\text{nuc}} = \epsilon_{\text{kühl}}$ das Temperaturmaximum erreicht ist und die Abkühlphase beginnt. Generell dauert die Anstiegsphase nur einige Sekunden, während die Abkühlphase 10-1000 s dauern kann und damit die Burstdauer bestimmt. Um die beobachtete breite Streuung von Burstdauern simulieren zu können, wurde in der Abkühlphase auf eine selbstkonsistente Rechnung verzichtet und dagegen ein an typische, beobachtete Luminositätskurven $L(t)$ angepasster Temperaturverlauf $T(t)$ vorgegeben:

$$T(t) \propto T_c(t) \propto (L(t))^{1/4} \quad (9.8)$$

Dabei ist T_c die Farbtemperatur der Photosphäre, die die Strahlung emittiert. In guter Näherung ergibt sich ein exponentieller Abfall $T(t) \propto \exp(-t/\tau)$. Für eine typische Abkling-Zeitkonstante der Luminosität von z.B. 23 s ergibt sich $\tau = 90$ s.

9.3 Nukleosynthese in einem typischen Röntgenburst

Anhand eines Beispiel-Röntgenbursts soll nun die rp-Prozessnukleosynthese detailliert beschrieben werden. Für diesen Röntgenburst wurden folgende Anfangsbedingungen gewählt: 1) Eine Anfangstemperatur von 0.05 GK. Die Wahl der Anfangstemperatur ist relativ unkritisch. Die hier gewählte eher etwas niedrige Temperatur ermöglicht die Untersuchung der rp-Prozessnukleosynthese über einen weiten Temperaturbereich. 2) Ein Druck von 10^{23} dyne/cm², mit dem sich aus der Zustandsgleichung Gl. 9.2 eine typische Anfangsdichte von etwa 10^6 g/cm³ ergibt (siehe z.B. [55, 56]). 3) eine Zeitkonstante für den Temperaturabfall von 90 s, die einem 23 s Burst in der Luminosität entspricht und 4) eine den solaren Isotopenhäufigkeiten [149] entsprechende Anfangszusammensetzung. Letztere Annahme ist etwas inkonsistent, da bei der Akkretion von Material solarer Zusammensetzung davon ausgegangen werden kann, dass vor dem Ausbruch des Röntgenbursts der CNO-Zyklus einen Teil des ¹H in ⁴He umwandelt, besonders wenn der Neutronenstern eine relativ hohe Temperatur hat. Röntgenbursts mit solaren ¹H- und ⁴He-Häufigkeiten treten daher eher mit Material niedrigerer Metallizität auf. Die Anfangshäufigkeiten der Kerne mit $Z > 2$ spielen jedoch bei der Simulation des Röntgenbursts selbst keine große Rolle (siehe unten), so dass hier zur Untersuchung der Nukleosyntheseprozesse solare Metallizität angenommen wurde. Die erhaltenen Temperatur- und Dichtefunktionen müssen aber mit den in der Literatur beschriebenen Modellen niedrigerer Metallizität verglichen werden, z.B. Modell 16 in [55] oder Modell 6 in [56]. Für die Annahme niedrigerer Metallizität und damit solarer ¹H- und ⁴He-Häufigkeiten des akkretierten Materials spricht, dass Spallation in der Akkretionsscheibe die meisten CNO-Kerne zerstören kann [150]. Zudem treten viele Röntgenbursts auch in metallarmen Kugelsternhaufen auf [24]. Außerdem zeigten Modellrechnungen mit Burstsequenzen, dass nur mit niedrigen Metallizitäten das bei vielen Röntgenbursts beobachtete irreguläre Verhalten auftritt [56, 57]. Das Reaktionsnetzwerk entspricht der in Kap. 5.2 definierten Reaktionsratenbibliothek FRDM1.

Mit diesen Parametern ergibt sich der in Abb. 9.2 gezeigte Temperatur- und Dichteverlauf. Mit einer Anstiegszeit von 4.5 s steigt die Temperatur bis zum Maximum bei 2.04 GK, während die akkretierte Schicht entsprechend expandiert und damit die Dichte abnimmt. Bei niedrigeren Temperaturen ist die Expansion auf Grund der Entartung des Elektronengases nur schwach, bei hohen Temperaturen dagegen sehr deutlich. Im Temperaturmaximum ergibt sich ein Dichteminimum von $2.4 \cdot 10^5$ g/cm³. In der Abkühlphase kontrahiert die Brennzonenzone wieder und die Dichte steigt entsprechend an. Wenn am Ende die Ausgangstemperatur wieder erreicht ist, ist die Dichte im Vergleich zum Beginn des Bursts etwa einen Faktor 2.5 größer. Der Grund hierfür ist, dass die bei der Synthese schwererer Kerne auftretenden β^+ -Zerfälle die Elektronenzahl im Verhältnis zur Nukleonenzahl senken. Da der größte Teil des Druckes vom Elektronengas stammt, muss bei konstantem Druck die Verringerung der Elek-

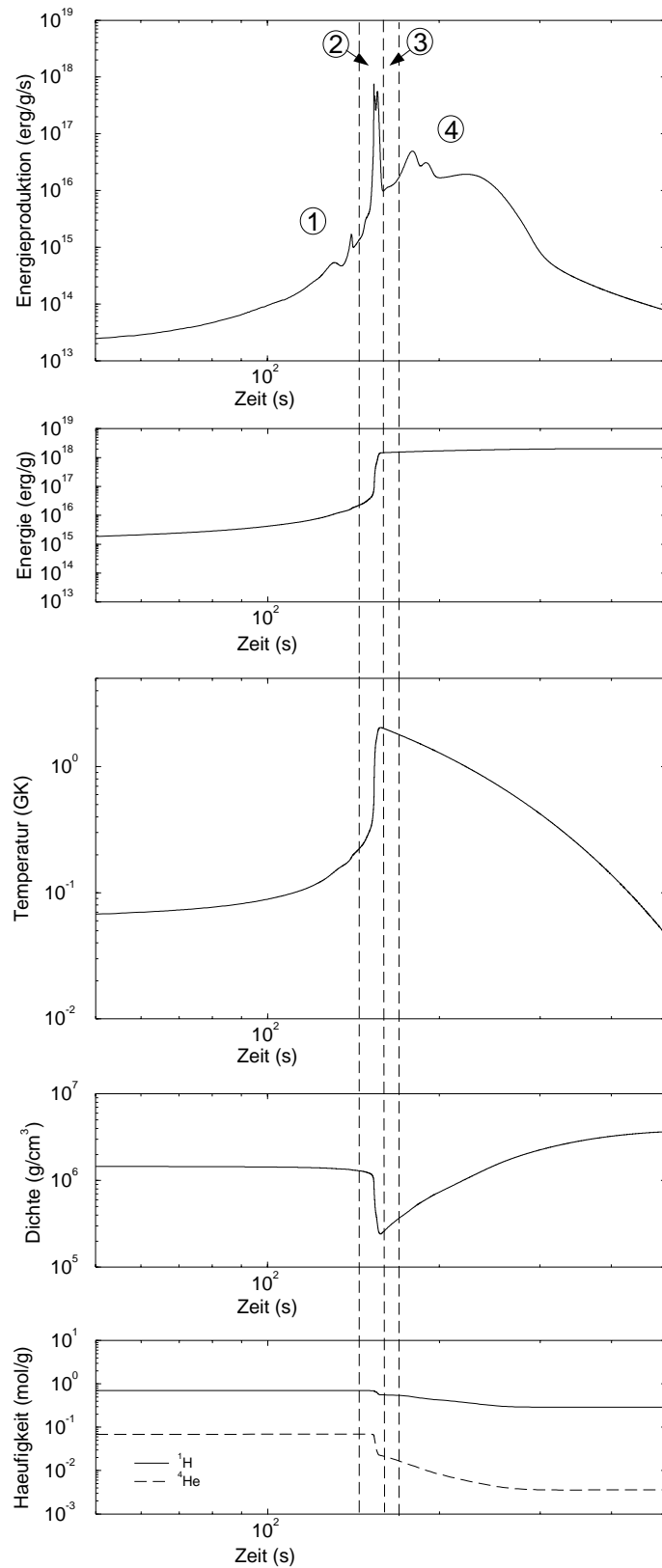


Abbildung 9.2: Energieproduktion, zeitintegrierte Gesamtenergie, Temperatur, Dichte und Häufigkeiten von ^1H und ^4He als Funktion der Zeit während eines Röntgenbursts. Anhand der Strukturen der Energieproduktion kann der Röntgenburst in die vier Brennphasen eingeteilt werden, die durch die gestrichelten Linien markiert sind.

tronenzahl durch eine Erhöhung der Dichte kompensiert werden. Der Vergleich des so erhaltenen Temperaturprofils mit den Resultaten sehr viel komplexerer Modelle (z.B. [56]) zeigt, dass die Rechnungen realistisch sind.

9.3.1 Nukleosynthesepfad und Energieproduktionsrate

Abb. 9.2 zeigt auch die Energieproduktionsrate als Funktion der Zeit während des Röntgenbursts. Bemerkenswert ist die über viele Größenordnungen reichende ausgeprägte Struktur der Energieproduktion. Dies deutet auf einen extrem un stetigen Verlauf der Nukleosynthese hin und spiegelt direkt die Eigenschaften der Kerne entlang des Reaktionspfades wieder. Die Nukleosynthese im rp-Prozess ist charakterisiert durch eine alternierende Folge schneller teilcheninduzierter Reaktionen mit hoher Energieproduktion und langsamer β -Zerfälle (Wartepunkte), die zu einem Absinken der Energieproduktion führen. Hinzu kommt das ausgeprägte Temperaturprofil, das die extrem temperaturabhängigen teilchen- und γ -induzierten Reaktionsraten sukzessive ein- oder ausschaltet.

In Abb. 9.2 wird deutlich, dass die Nukleosynthese in Röntgenbursts in vier Phasen abläuft. Die erste Phase beginnt mit einem kontinuierlichen Anstieg der Energieproduktion. Nach etwa 145 s treten dann zwei kleine Energiebursts auf. Danach folgt in Phase 2 ein extrem intensiver Energieburst, in dem das Maximum der Temperatur (2.04 GK) erreicht wird. Nach einer kurzen Ruhephase von 8 s Dauer (Phase 3) folgt die Abkühlphase (Phase 4) mit einer Serie von zeitlich relativ ausgedehnten (10-50 s), schwächeren Bursts. Die in den einzelnen Phasen herrschenden Bedingungen sind in Tab. 9.1 zusammengefasst.

Tabelle 9.1: Die Dauer, Anfangstemperatur (T_{Start}), Endtemperatur (T_{Ende}), Anfangsdichte (ρ_{Start}) und Enddichte (ρ_{Ende}) in jeder der vier Phasen des Röntgenbursts.

Phase	Dauer (s)	T_{Start} (GK)	T_{Ende} (GK)	ρ_{Start} (g/cm ³)	ρ_{Ende} (g/cm ³)
1	151	0.05	0.31	$1.47 \cdot 10^6$	$1.21 \cdot 10^6$
2	8	0.31	2.02	$1.21 \cdot 10^6$	$2.52 \cdot 10^5$
3	8	2.02	1.85	$2.52 \cdot 10^5$	$3.36 \cdot 10^5$
4	>130	1.85	0.05	$3.36 \cdot 10^5$	$3.65 \cdot 10^6$

Die letzte Phase wird dabei bis zum Erreichen der Ausgangstemperatur gerechnet. In den folgenden Kapiteln werden die Nukleosyntheseprozesse in jeder der vier Phasen diskutiert.

9.3.1.1 Phase 1: Brennen vor dem Burst

Abb. 9.3 zeigt die Energieproduktion sowie die wichtigsten Isotopenhäufigkeiten als Funktion der Zeit während Phase 1. Nicht gezeigt ist das innerhalb der ersten 10 μs über die $d(p,\gamma)^3\text{He}$ -Reaktion verbrennende Deuterium, das etwa 10^{20} erg/g/s erzeugt. In den nachfolgenden 10 ms verbrennt dann das zu Beginn vorhandene ^{15}N über die

Phase 1

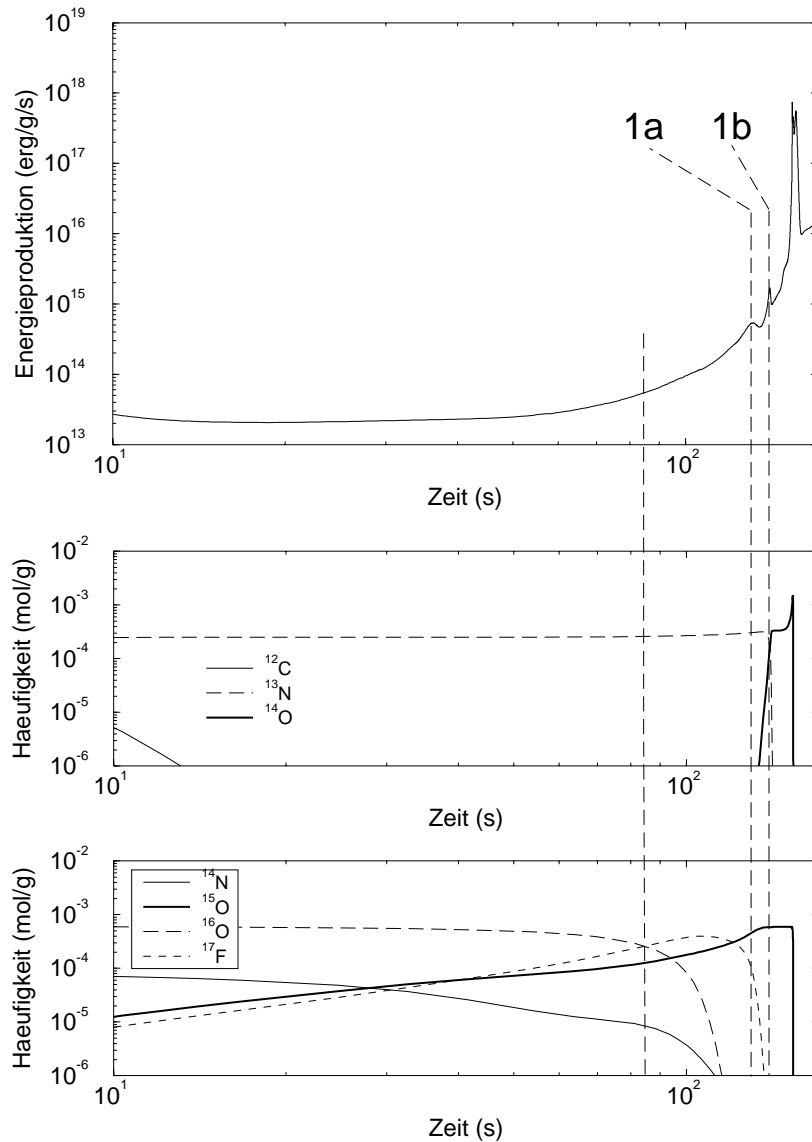


Abbildung 9.3: Energieproduktion und Häufigkeit der wichtigsten Isotope als Funktion der Zeit während der Brennphase 1. Die gestrichelten Linien markieren jeweils den Zeitpunkt des Verbrennens von ^{16}O , ^{17}F und ^{13}N (von links nach rechts). Die letzten beiden Brennvorgänge produzieren die Energiebursts 1a und 1b.

$^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$ -Reaktion. Diese Brennprozesse würden in einem Röntgenburstsyste bereits lange vor der eigentlichen Explosion stattfinden und sind daher ein Artefakt der Anfangsbedingungen (Anfangstemperatur und Anfangshäufigkeit). Der Beitrag dieser Brennprozesse zur Energieproduktion im Röntgenburst ist vernachlässigbar.

Der eigentliche Röntgenburst beginnt nach etwa 1 s mit dem Brennen von ^{12}C über die $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ -Reaktion. Dabei wird soviel Energie produziert, dass die Temperatur auf 0.07 GK ansteigt und nach etwa 50 s das Verbrennen von ^{16}O einsetzt. Zunächst wird ^{16}O über Protoneneinfang in ^{17}F konvertiert, wie am Verlauf der ^{16}O -

und ^{17}F -Häufigkeiten in Abb. 9.3 deutlich zu sehen ist. Diese Reaktion ist für den ersten Anstieg der Energieproduktion verantwortlich. Bei einer Temperatur von 0.12 GK (nach etwa 120 s) wird ^{17}F dann schlagartig über $^{17}\text{F}(p,\gamma)^{18}\text{Ne}(\beta^+)^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ weiterverbrannt und der Energieburst 1a entsteht. In Abb. 9.3 ist der zeitlich mit dem Burst 1a korrelierte schnelle Abbau der ^{17}F -Häufigkeit zu Gunsten der ^{15}O -Häufigkeit deutlich erkennbar. Die bis dahin erfolgte langsamere Produktion von ^{15}O ist auf die $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ -Reaktion zurückzuführen. Abb. 9.4 zeigt den während Burst 1a auftretenden Reaktionsfluss. Beim Erreichen einer Temperatur von 0.16 GK erzeugt dann

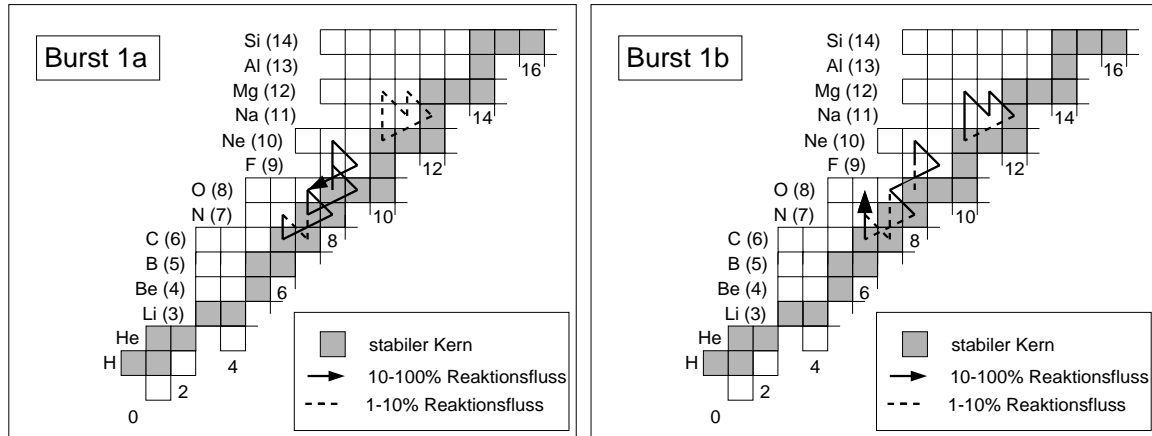


Abbildung 9.4: Der Reaktionsfluss in den Brennphasen 1a (links) und 1b (rechts). Im Wesentlichen findet eine Umwandlung von ^{16}O in ^{15}O und von ^{12}C in ^{14}O statt.

das plötzliche Verbrennen von ^{13}N über die $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ -Reaktion den Energieburst 1b. Der entsprechende Reaktionsfluss ist in Abb. 9.4 gezeigt. Neben den beschriebenen Reaktionen bildet sich auch der für die Energieproduktion nicht relevante Na-Ne-Zyklus durch Verbrennen der ^{20}Ne Anfangshäufigkeit aus. Im Wesentlichen findet in Phase 1 jedoch die Umwandlung der CNO-Anfangshäufigkeiten in ^{14}O und ^{15}O statt, die relativ langlebige (70.59 s bzw. 2.03 min) Wartepunkte darstellen. In Phase 1 wird insgesamt nur 1.0% der Gesamtenergie des Röntgenbursts erzeugt, wobei 1% des ^1H -Vorrats verbraucht wird.

9.3.1.2 Phase 2: α - und rp-Prozess bis ^{56}Ni

In Phase 2 treten insgesamt vier mehr oder weniger ausgeprägte Energiebursts auf, die hier als 2a, 2b, 2c und 2d bezeichnet werden. Diese Energiebursts verschmelzen zum größten Teil zu einem sehr starken, etwa 1 s andauernden Puls (Abb. 9.5). Die zu Grunde liegenden Brennprozesse werden im Folgenden beschrieben: nach etwa 2 Sekunden ist die Temperatur auf 0.5 GK angestiegen und α -induzierte Reaktionen werden stark genug, um die Reaktionsprodukte aus der vorangegangenen Phase 1 über $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$ und $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ weiterzuprozessieren. Über nachfolgende Protoneneinfänge werden dann alle diese Kerne in ^{24}Si umgewandelt. Abb. 9.6 zeigt den entsprechenden Reaktionspfad und Abb. 9.5 die wichtigsten Kernhäufigkeiten als Funktionen der Zeit. Abb. 9.6 macht deutlich, dass bei diesen Temperaturen auch die

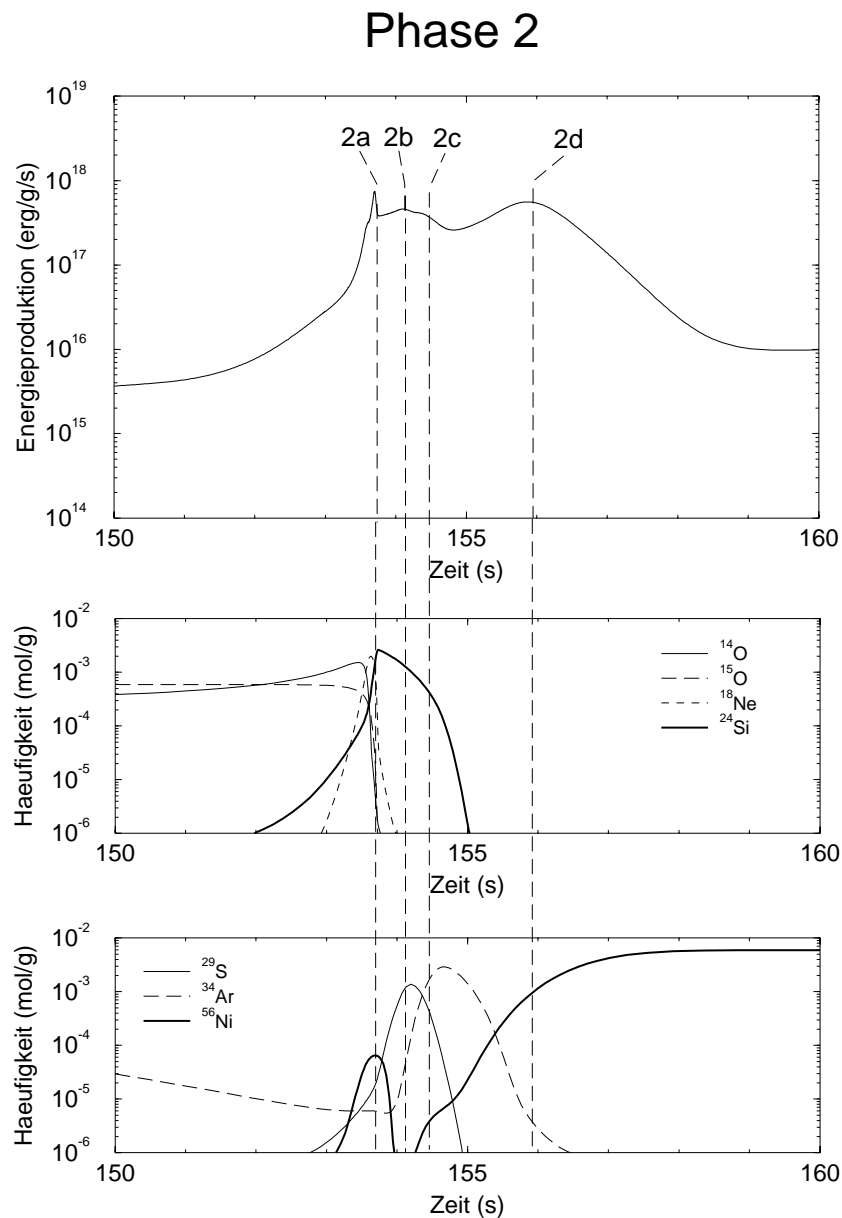


Abbildung 9.5: Energieproduktion und Häufigkeit der wichtigsten Isotope als Funktion der Zeit während der Brennphase 2. Die gestrichelten Linien markieren die Zeitpunkte der Energiebursts.

3α -Reaktion eine Rolle zu spielen beginnt. Es ergibt sich daher ein stetiger Reaktionsfluss von ^4He nach ^{24}Si , der für den steilen Anstieg der Energieproduktion um zwei Größenordnungen verantwortlich ist. Die ^{24}Si -Halbwertszeit von 0.1 s reicht dabei aus, diesen Kern zu einem signifikanten Wartepunkt zu machen. Der damit verbundene leichte Abfall in der Energieproduktion führt zur Bildung des ersten Energiebursts 2a. Die Korrelation zwischen dem kurzfristigen Absinken der Energieproduktion nach Burst 2a und der vollständigen Umwandlung aller Kerne (außer ^1H und ^4He) in ^{24}Si ist in Abb. 9.5 deutlich zu sehen. Hauptenergiequelle für Burst 2a sind die $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ -

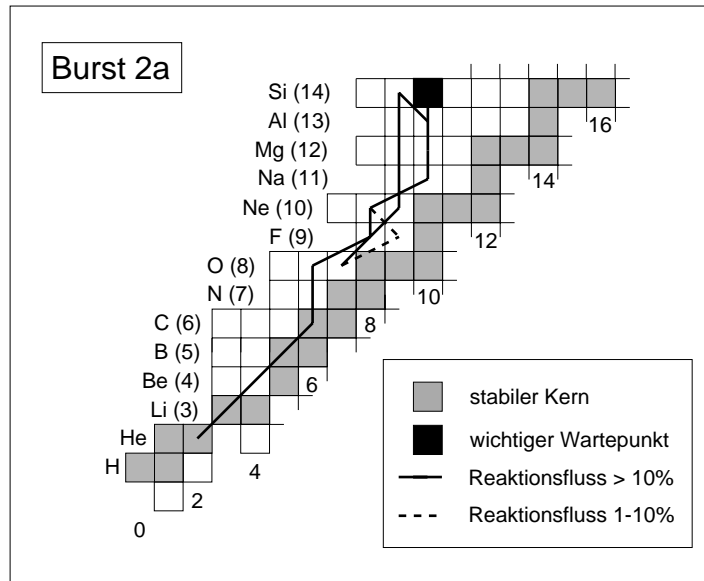


Abbildung 9.6: Der Reaktionsfluss während der Brennphase 2a. Der Reaktionsfluss endet im Wartepunkt ^{24}Si .

(30%), die $^{23}\text{Al}(p,\gamma)^{24}\text{Si}$ - (19%) und die $^{18}\text{Ne}(\alpha,p)^{21}\text{Na}$ - (13%) Reaktionen. Die 3α -Reaktion ist für den beginnenden Abfall der ^4He -Häufigkeit sowie für die Tatsache verantwortlich, dass die maximale ^{24}Si -Häufigkeit deutlich über der Summe der bisher synthetisierten ^{14}O - und ^{15}O -Häufigkeiten liegt. Nach Burst 2a ist die Temperatur auf 0.8 GK angestiegen.

Die weitere Struktur der Energieproduktion in Phase 2 hängt nun damit zusammen, dass Temperaturen erreicht werden, bei denen der αp -Prozess zum dominierenden Synthesemechanismus wird. Es handelt sich dabei um eine Serie aus (α,p) - und (p,γ) -Reaktionen, die bei ^{14}O beginnt und bei ^{41}Sc endet. Da auf jede (α,p) -Reaktion eine (p,γ) -Reaktion folgt, ist der αp -Prozess ein reines Heliumbrennen. Auf Grund der höheren Coulombbarriere sind (α,p) -Reaktionen im Vergleich zu (p,γ) -Reaktionen sehr stark temperaturabhängig, so dass der αp -Prozess bei ansteigender Temperatur sukzessive zu schwereren Elementen fortschreitet. Zunächst wird nach dem β -Zerfall von ^{24}Si das bisher synthetisierte Material über den in Abb. 9.7 gezeigten Reaktionspfad in den nächsten Wartepunkt (^{29}S) transformiert. Die Tatsache, dass erst ein kleiner Temperaturanstieg abgewartet werden muss, um ^{29}S über $^{29}\text{S}(\alpha,p)^{32}\text{Cl}$ weiterzuprozessieren, führt zur Ausbildung des Energiebursts 2b. Bei der weiteren αp -Synthese bis ^{41}Sc treten im Prinzip eine Vielzahl ähnlicher Bursts auf. Besonders ausgeprägt und damit in der Gesamtenergieproduktion sichtbar ist jedoch nur der mit dem Wartepunkt ^{36}Ar korrelierte Energieburst 2c, für den der Reaktionsfluss in Abb. 9.8 gezeigt ist. Oberhalb von ^{41}Sc geht der αp -Prozess in den rp-Prozess über und die Nukleosynthese bis ^{56}Ni erfolgt über schnelle Protoneneinfänge und langsamere β -Zerfälle entlang der Grenze zur Protoneninstabilität. Der entsprechende Reaktionspfad von ^4He nach ^{56}Ni ist in Abb. 9.9 gezeigt. ^{24}Si ist nun kein Wartepunkt mehr, da der Reaktionsfluss über $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ vorbeigeführt wird. Nach etwa 154 s ist die Temperatur auf über 1.7 GK angestiegen und ^{56}Ni wird auf Grund starker Photodis-

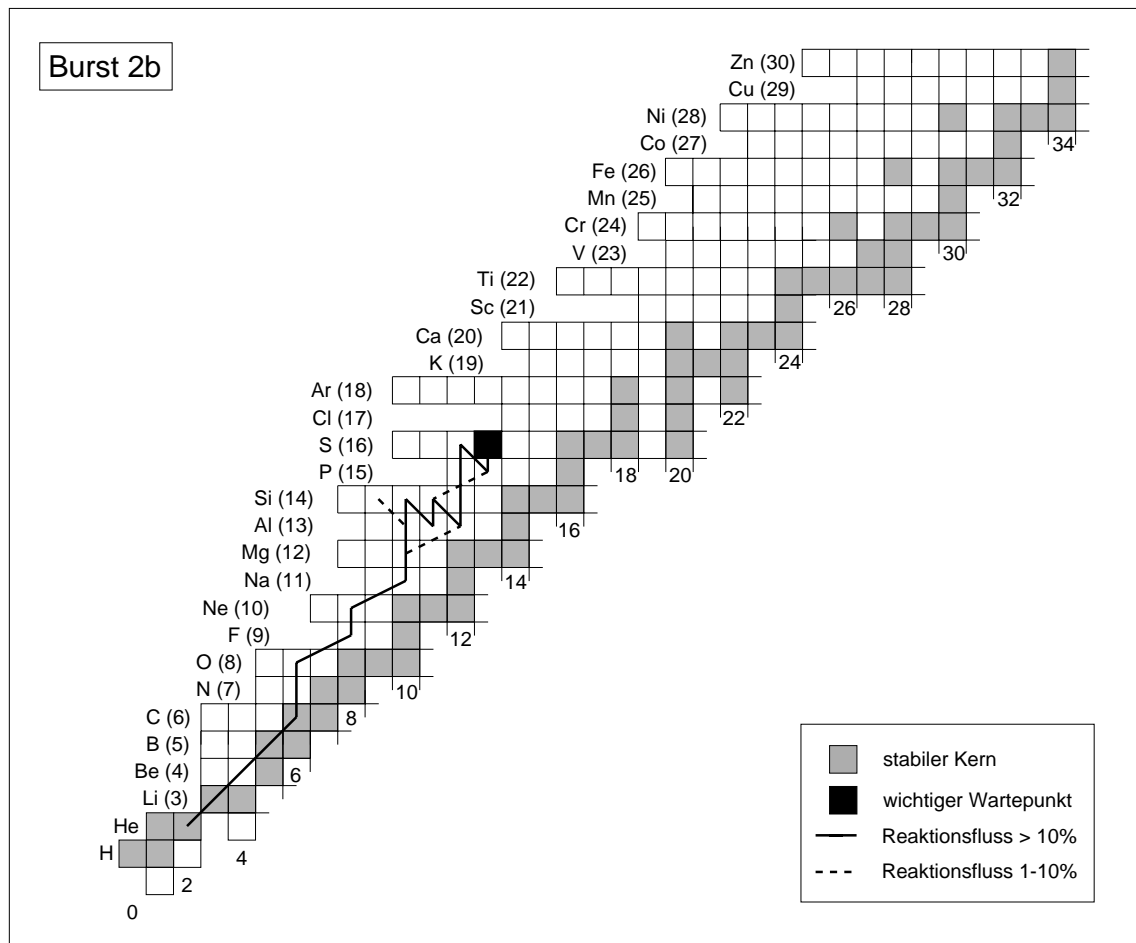


Abbildung 9.7: Der Reaktionsfluss während der Brennphase 2b. Der Wartepunkt ^{29}S hält den Reaktionsfluss kurzzeitig auf.

integration an ^{57}Cu zum Wartepunkt (siehe Kap. 9.3.1.3). Die Lebensdauer von ^{56}Ni entspricht dann seiner Lebensdauer gegen Elektroneneinfang, die unter diesen Bedingungen etwa $2 \cdot 10^4$ s [73] beträgt. Das zu ^{56}Ni konvertierte Material steht damit nicht mehr für weitere Kernreaktionen zur Verfügung. Deshalb sinkt mit zunehmender ^{56}Ni -Häufigkeit die Energieproduktion (siehe Abb. 9.5) und es bildet sich das Maximum 2d. Nach etwa 159 s ist alles bisher synthetisierte Material in ^{56}Ni umgewandelt und Phase 2 ist beendet. Insgesamt werden 40% der Burstenergie in Phase 2 produziert. Die Energieproduktion verteilt sich dabei auf relativ viele Reaktionen. Mit 5% oder mehr tragen nur die 3α -Reaktion (8%), der ^{24}Si β -Zerfall (6%) sowie die $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ -Reaktion (5%) bei. Die verbleibenden 81% der Energie werden in 45 Reaktionen mit Beiträgen von 1-4% erzeugt. Im Unterschied zu Phase 1 sind in Phase 2 β -Zerfälle für fast die Hälfte (47%) der Energieproduktion verantwortlich. Daher ist die Energieproduktion in Phase 2 mit einer signifikanten Produktion von Neutrinos verbunden (siehe Kap. 9.3.3). Abgesehen von Phase 1, die ein Artefakt der Anfangsbedingungen darstellt, tritt in Burst 2d die höchste Energieproduktionsrate des Röntgenbursts auf (siehe Kap. 9.3.2). In Phase 2 wird ein großer Teil des ^4He -Vorrats verbrannt (69%),

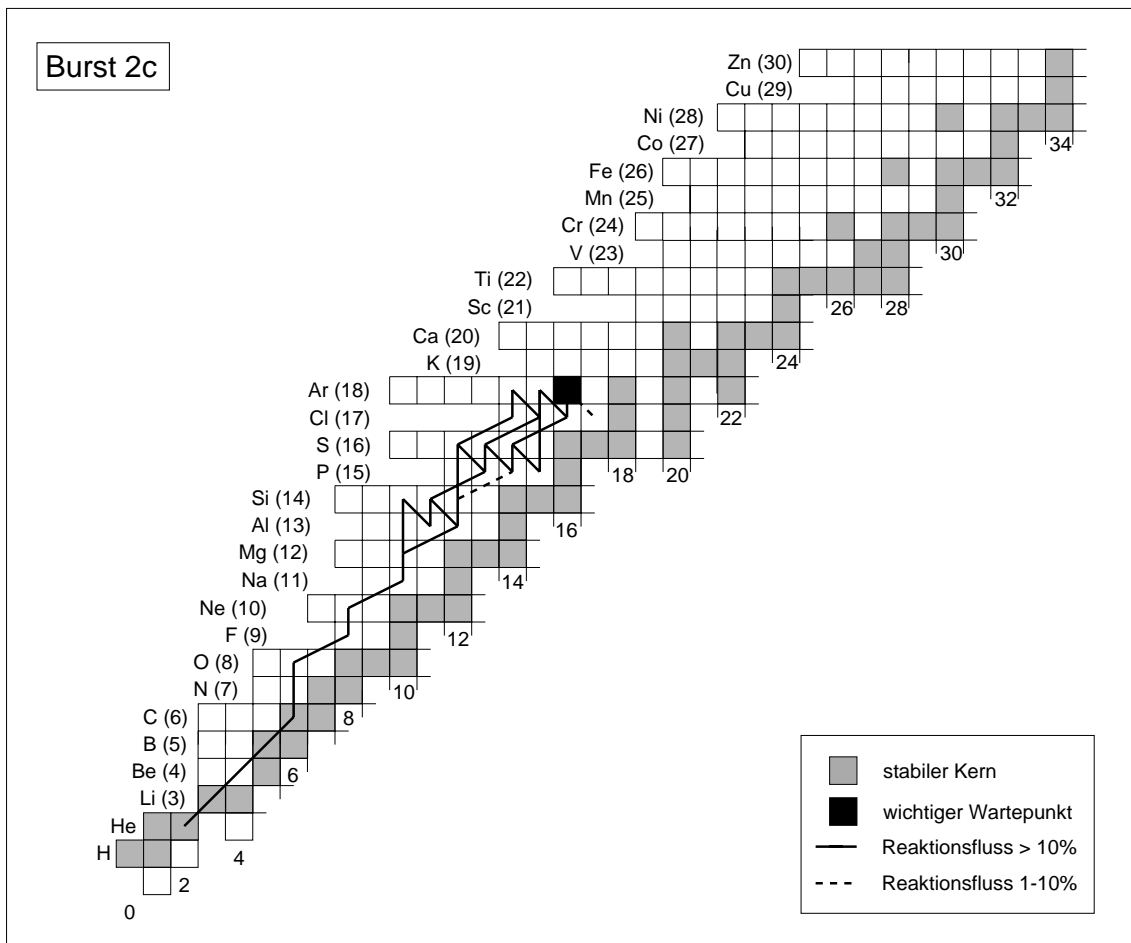


Abbildung 9.8: Der Reaktionsfluss während der Brennphase 2c. Der Wartepunkt ^{34}Ar hält den Reaktionsfluss kurzzeitig auf.

während der ^1H -Vorrat nur um 20% abnimmt (siehe Abb. 9.2).

9.3.1.3 Phase 3: Eine ^1H - ^{56}Ni Schicht

Nach Ablauf von Phase 2 ist das Temperaturmaximum erreicht (2.04 GK) und die Brennzone besteht praktisch nur aus ^{56}Ni , ^1H und etwas ^4He . Weitere Protoneneinfänge an den bisher produzierten Kernen sind bei diesen Temperaturen nicht mehr möglich. Der Grund hierfür wird in Abb. 9.10 deutlich, die die effektive Lebensdauer von ^{56}Ni unter Berücksichtigung von Protoneneinfängen als Funktion der Temperatur zeigt. Dabei wurde eine solare ^1H -Häufigkeit und eine Dichte von 10^6 g/cm^3 angenommen. Die Lebensdauer gegen Elektroneneinfang aus dem Kontinuum beträgt unter diesen Bedingungen etwa $2 \cdot 10^4 \text{ s}$ [73] und wurde daher in Abb. 9.10 vernachlässigt. Eine starke Reduzierung der Reaktionsrate für Netto-Protoneneinfang und damit ein starker Anstieg der Lebensdauer von ^{56}Ni tritt bei niedrigen Temperaturen auf Grund der Coulombbarriere und bei hohen Temperaturen auf Grund von (γ, p) -Photodisintegration an ^{57}Cu auf. Hierbei spielt der doppelt magische Charakter von ^{56}Ni eine große Rolle, da dies zu einem sehr kleinen Q-Wert für Protoneneinfang

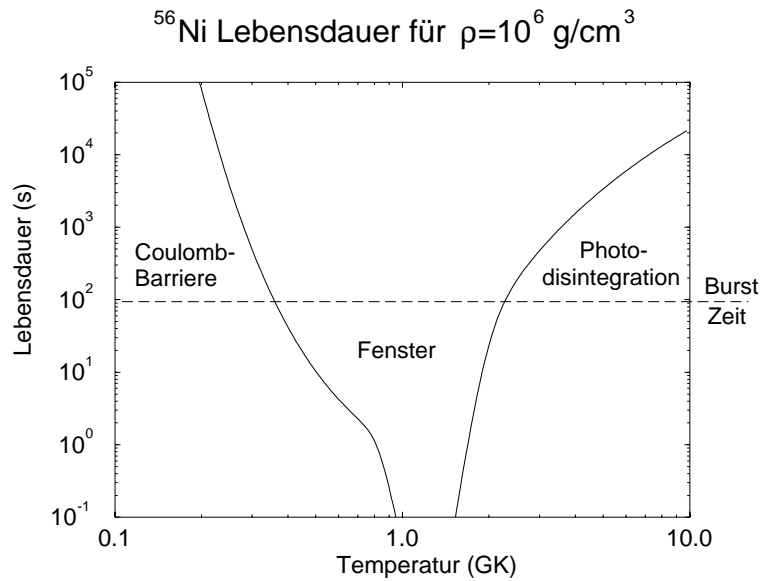


Abbildung 9.10: Die Lebensdauer von ^{56}Ni gegen Protoneneinfang als Funktion der Temperatur für eine feste Dichte von 10^6 g/cm^3 und solare ^1H -Häufigkeit. Elektroneneinfang ist hier vernachlässigbar. Bei niedrigen Temperaturen erhöht sich die Lebensdauer als Folge der Coulombbarriere, bei hohen Temperaturen als Folge von (γ, p) -Photodisintegration. Es ergibt sich ein enges Temperaturfenster, für das der rp-Prozess über ^{56}Ni hinausläuft.

Reaktionsrate bei hohen Temperaturen (siehe Abb. 9.11). Erst wenn die Temperatur

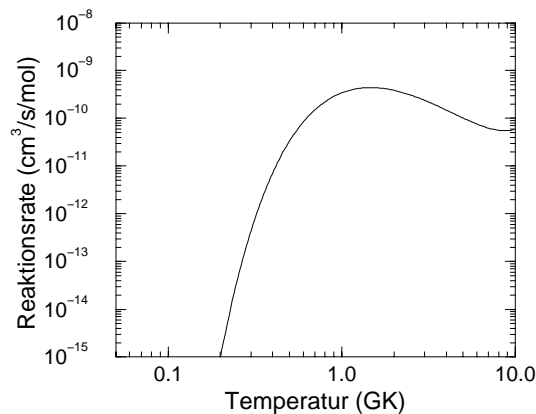


Abbildung 9.11: Die stellare 3α -Reaktionsrate als Funktion der Temperatur.

nach etwa 10 s wieder unterhalb von etwa 1.8 GK abgekühlt ist, kann die Nukleosynthese fortgesetzt werden. Abb. 9.10 zeigt, dass dann die Lebensdauer von ^{56}Ni viele Größenordnungen unter der Burstdauer liegt, so dass ^{56}Ni vollständig in schwerere Elemente umgewandelt wird. Eine Konsequenz der Existenz der Ruhephase 3 ist auch, dass die Nukleosynthese bis ^{56}Ni und die Synthese schwererer Elemente praktisch unabhängig voneinander verlaufen. Der einzige Parameter aus Phase 1-3, der den rp-Prozess in Phase 4 beeinflusst ist das $^1\text{H}/^{56}\text{Ni}$ Verhältnis.

9.3.1.4 Phase 4: rp-Prozess oberhalb von ^{56}Ni

Wie im vorangegangenen Kapitel diskutiert wurde, setzt sich der rp-Prozess mit ^{56}Ni als Saatkern fort, sobald die Temperatur unter 1.8 GK abgesunken ist und ein Netto-Protonenfluss über $^{56}\text{Ni}(p,\gamma)^{57}\text{Cu}$ zustande kommen kann. Die dann ablaufenden Nukleosyntheseprozesse produzieren die drei in Abb. 9.12 gezeigten Energiebursts 4a, 4b und 4c. Abb. 9.12 zeigt auch, wie die Energiebursts in Phase 4 mit dem zeitlichen Verlauf der entsprechenden Isotopenhäufigkeiten korreliert sind. Die Nukleosynthe-

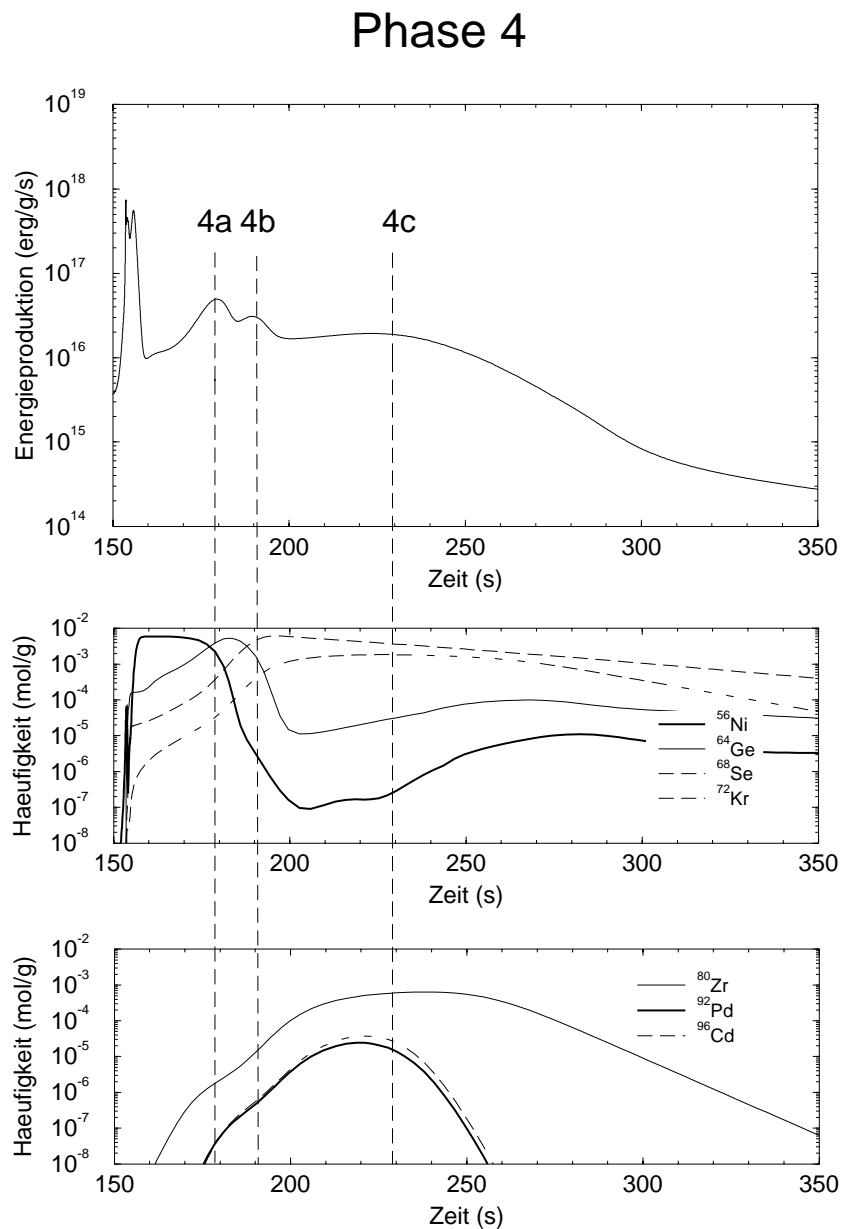


Abbildung 9.12: Die Energieproduktion und die Häufigkeiten der wichtigsten Isotope als Funktion der Zeit während der Brennphase 4. Die gestrichelten Linien markieren die Zeitpunkte der Energiebursts.

se oberhalb von ^{56}Ni beginnt mit der Synthese des nächsten Wartepunktes, ^{64}Ge , über die in Abb. 9.13 gezeigte Serie von Protoneneinfängen und β -Zerfällen. Dabei

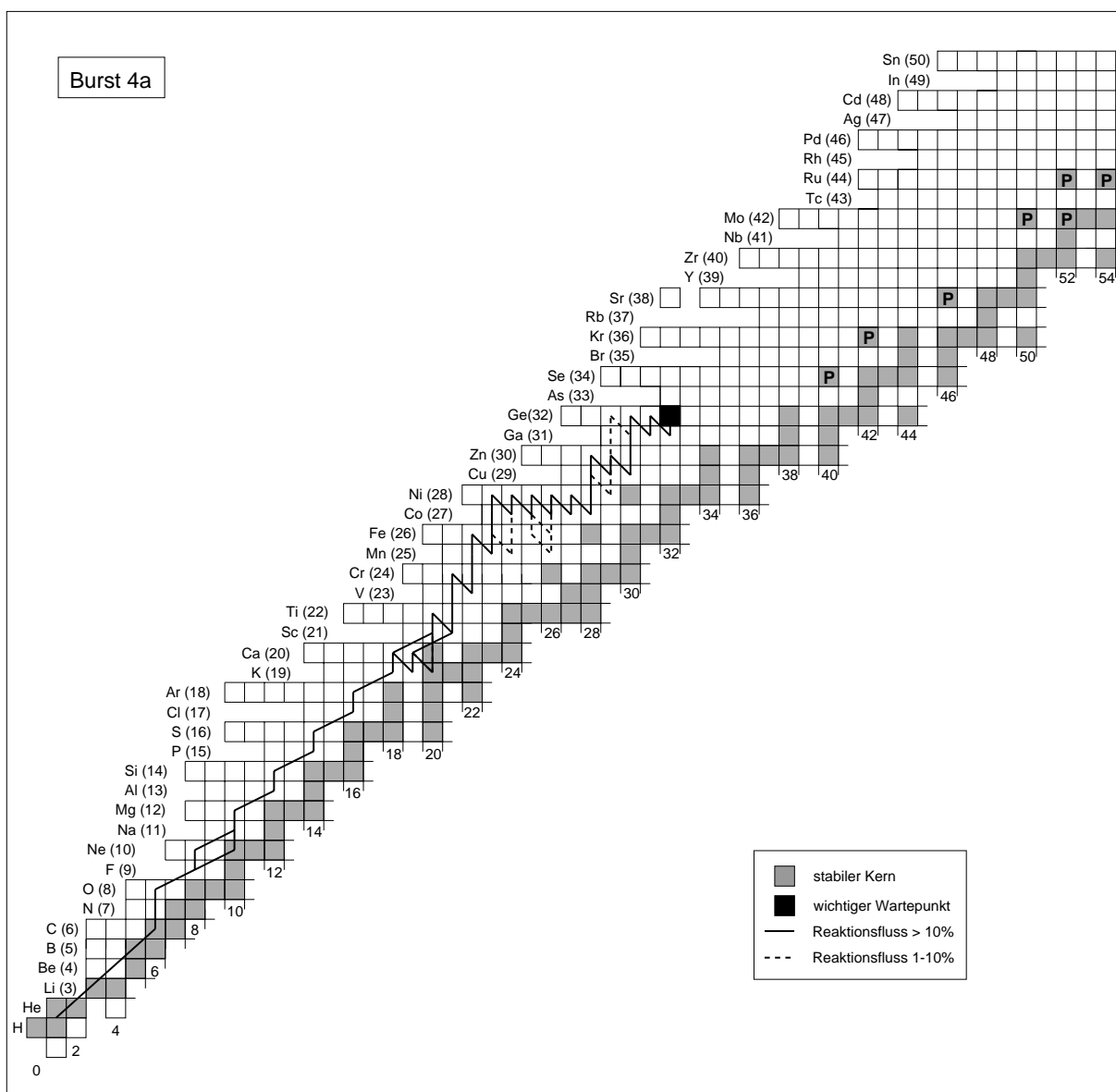


Abbildung 9.13: Der Reaktionsfluss während der Brennphase 4a. Der Reaktionsfluss endet im Wartepunkt ^{64}Ge .

verstärkt sich auch die 3α -Reaktion wieder und es bildet sich über 3α -Reaktion, αp -Prozess und rp-Prozess ein kontinuierlicher Reaktionsfluss von ^4He bis ^{64}Ge . ^{64}Ge hat eine relativ lange Halbwertszeit für β -Zerfall (64 s). Hinzu kommt ein vergleichsweise niedriger Q-Wert für Protoneneinfang, der auf Grund der starken Photodisintegration weitere Protoneneinfänge bei den zunächst noch recht hohen Temperaturen verhindert (siehe Kap. 6.3 und Abb. 6.3). Bei der Synthese von ^{64}Ge wird der Energieburst 4a erzeugt, wobei die β -Zerfälle von ^{62}Ge , ^{63}Ge , ^{58}Zn und ^{59}Zn die Hauptenergiequellen (zusammen 68%) sind. Der nächste Wartepunkt wäre ^{68}Se , doch die Überbrückung

durch 2p-Einfänge (siehe Kap. 5.1.4) ist so effektiv, dass keine wesentliche Hemmung der Energieproduktion stattfindet. Erst beim Erreichen des Wartepunktes ^{72}Kr (siehe Kap. 6.3) sinkt die Energieproduktion und Burst 4b bildet sich bei einer Temperatur von etwa 1.5 GK. Der entsprechende Reaktionsfluss ist in Abb. 9.14 gezeigt. Auch hier

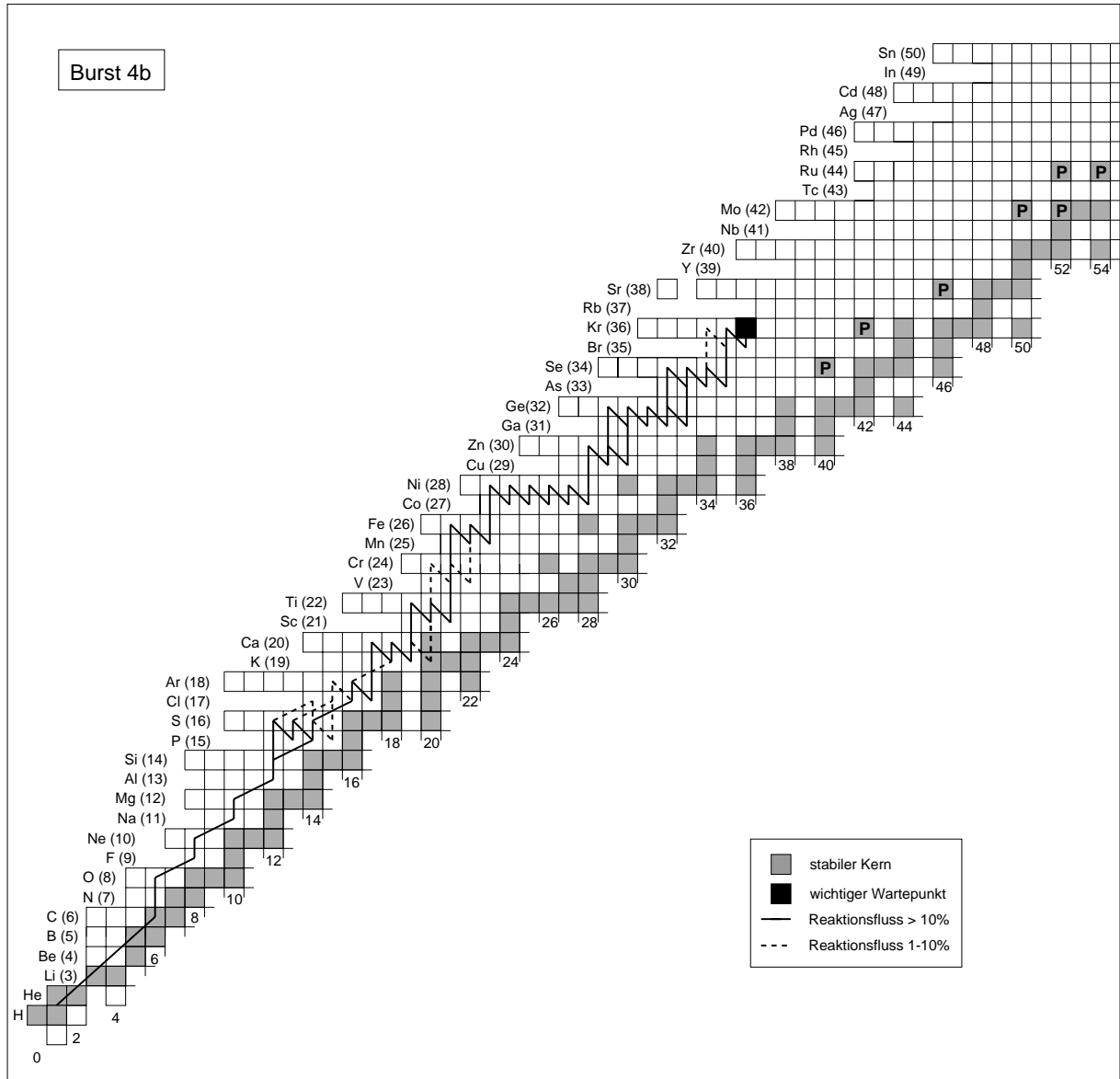


Abbildung 9.14: Der Reaktionsfluss während der Brennphase 4b. Der Reaktionsfluss endet im Wartepunkt ^{72}Kr .

wird weiterhin ^1H und ^4He über die 3α -Reaktion, den αp -Prozess und den rp-Prozess verbrannt. Auf Grund der bereits stark verringerten ^4He -Häufigkeit in Verbindung mit den absinkenden Temperaturen geht der αp -Prozess nun bereits bei ^{33}Cl in den rp-Prozess über. Hauptenergiequelle für den Burst 4b sind die β -Zerfälle von ^{66}Se und ^{67}Se (zusammen 61%). Während des Energiebursts 4c findet dann schließlich die Synthese von schwereren Kernen als ^{72}Kr statt. Der entsprechende Reaktionsfluss ist in

Abb. 9.15 gezeigt. Wie in Kap. 6.3 ausführlich diskutiert wurde, treten im Reaktions-

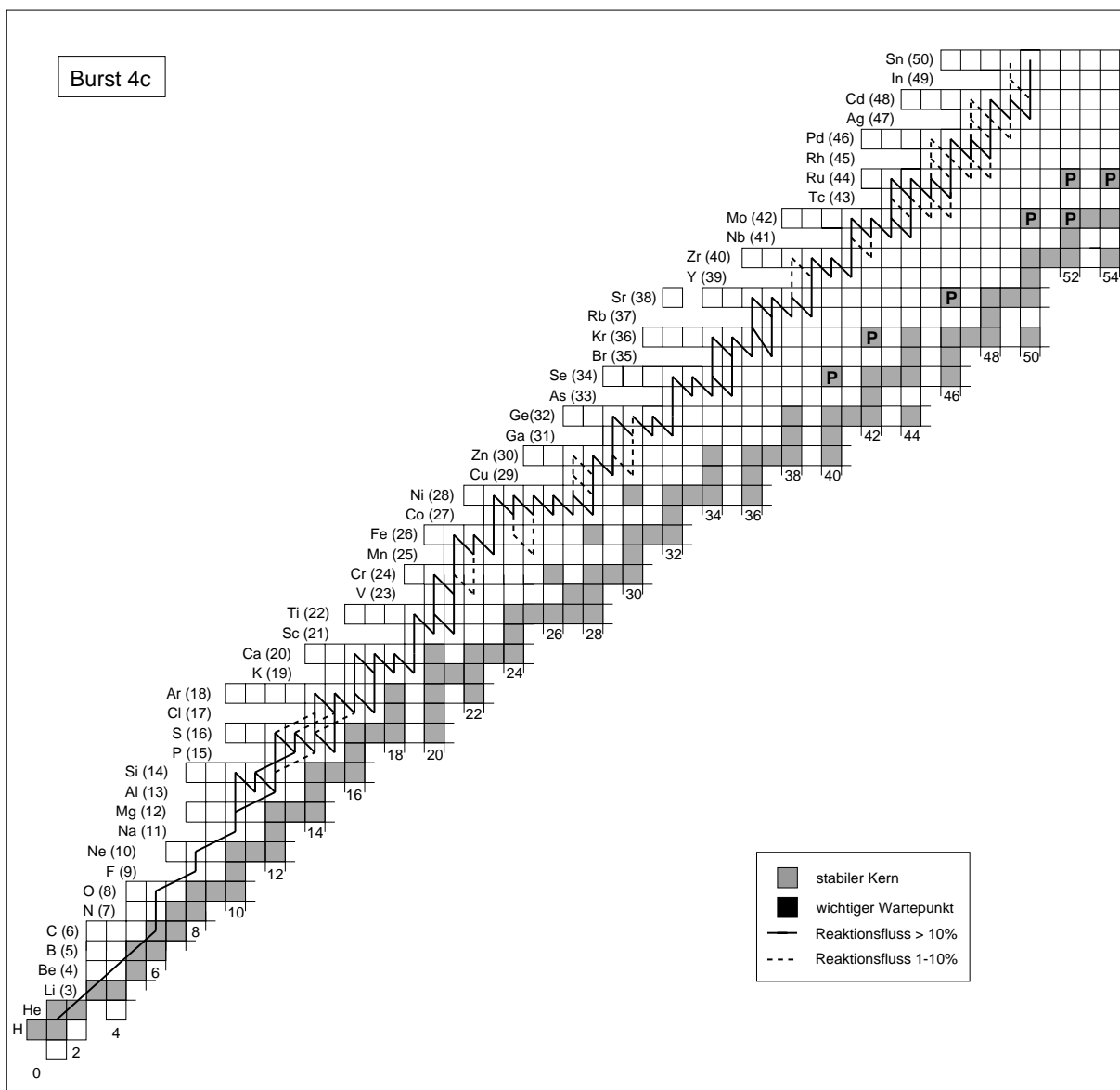


Abbildung 9.15: Der Reaktionsfluss während der Brennphase 4c. Der Reaktionsfluss läuft entlang der Grenze zur Protoneninstabilität bis in die ^{96}Cd -Region.

fluss oberhalb von ^{72}Kr keine im Vergleich zur Burstdauer signifikanten Wartepunkte auf. Der rp-Prozess und damit Energieburst 4c endet, wenn die Summe der Lebensdauern der β -Zerfälle entlang des rp-Prozesspfades der Burstdauer entspricht, was in dem hier beschriebenen Beispiel in der Region um ^{96}Cd der Fall ist. Hauptenergiequelle für Burst 4c sind die β -Zerfälle von ^{71}Kr , ^{75}Sr und ^{79}Zr (21%, 16% bzw. 12%).

Der in Abb. 9.15 gezeigte Reaktionspfad oberhalb von $Z = 32$ kann nun mit den in Abb. 6.1 gezeigten Resultaten der Rechnungen mit konstanter Temperatur und Dichte unter XRB-Bedingungen verglichen werden. Es zeigt sich, dass die Reaktionspfade

im Wesentlichen identisch sind. Auf Grund der etwas niedrigeren Dichte während der Hochtemperatur-Phase im Röntgenburstmodell ($5\text{-}6\cdot 10^5$ statt 10^6 g/cm³ bei Temperaturen um 1.5 GK) sind im Röntgenburstmodell die Verzweungsverhältnisse an den $N = Z + 1$ Kernen ⁸⁵Mo, ⁸⁹Ru, ⁹³Pd und ⁹⁷Cd etwas zu Gunsten der β -Zerfälle verschoben.

Abb. 9.15 zeigt auch, dass 2p-Einfangreaktionen ein wesentlicher Bestandteil (> 10%) des Reaktionspfades sind. Die effektiven Lebensdauern der Hauptwartepunkte ⁶⁸Se und ⁷²Kr sind dadurch deutlich kürzer als die entsprechenden β -Lebensdauern.

Insgesamt werden 59% der Energie des Röntgenbursts in Phase 4 produziert. Immerhin noch 48% der Gesamtenergie des Röntgenbursts wird über Reaktionen an Kernen, die schwerer sind als ⁵⁶Ni, erzeugt. Diese Energie wurde in bisherigen Modellrechnungen nicht berücksichtigt. Wie schon in Phase 3 stellen auch hier β -Zerfälle die Hauptenergiequelle dar. Teilcheninduzierte Reaktionen tragen nicht mehr als etwa 20% zur Energieproduktion bei.

9.3.2 Gesamtenergieproduktion und Brennstoffverbrauch

Insgesamt werden in dem hier vorgestellten Modell $3.62\cdot 10^{18}$ erg/g Energie produziert (siehe die zeitintegrierte Energieproduktion in Abb. 9.2). Die Verteilung der Energieproduktion auf die einzelnen Brennphasen ist in Tab. 9.2 zusammengefasst.

Tabelle 9.2: Die in den einzelnen Brennphasen produzierte Energie, sowie die entsprechenden Mengen an ¹H und ⁴He, die dabei verbraucht werden (in % des zu Beginn vorgegebenen Gesamtvorrats).

Phase	Energie (erg/g)	Energie (%)	H-Verbr. (%)	⁴ He-Verbr. (%)
1	$3.86\cdot 10^{16}$	1.0	1.0	0.0
2	$1.43\cdot 10^{18}$	40	20	69
3	$6.00\cdot 10^{16}$	1.7	1.4	6.3
4	$2.06\cdot 10^{18}$	59	36	20
total	$3.62\cdot 10^{18}$	100	59	95

Die insgesamt produzierte Energie hängt davon ab, wie schwer die am Ende des Nukleosyntheseprozesses entstehenden Kerne sind und wieviel des Brennstoffvorrats bei der Synthese verbraucht wird. Wie Tab. 9.2 zeigt, bleibt bei einem typischen Röntgenburst ein signifikanter Teil des ¹H-Vorrats unverbrannt. Dies kann über folgende Abschätzung verstanden werden: Der Brennstoffverbrauch und damit auch die Energieproduktion hängen von drei Faktoren ab: 1) dem ¹H/⁴He-Anzahlverhältnis zu Beginn des Bursts $Y_{1\text{H}}^0/Y_{4\text{He}}^0$ (hier etwa 10), 2) der Massenzahl des Kernes, an dem der α p-Prozess endet und in den rp-Prozess übergeht $A_{\alpha\text{p}}$ (hier im Durchschnitt 41; siehe Abb. 9.9) und 3) der Burstdauer τ (hier 90 s). Da die Heliumbrennprozesse sehr schnell ablaufen, kann in guter Näherung angenommen werden, dass der gesamte ⁴He-Vorrat bei der Produktion von Saatkernen für den rp-Prozess verbrannt wird (95% im hier beschriebenen Burst). Außerdem findet der größte Teil des Heliumbrennens

in der Anstiegsphase über den in Abb. 9.9 gezeigten Reaktionsfluss statt, so dass in erster Näherung $A_{\alpha p}$ als Konstante angesehen werden kann. Dann ergibt sich für den rp-Prozess ein Verhältnis von Protonen zu Saatkernen f von

$$f = (Y_{1\text{H}}^0/Y_{4\text{He}}^0)(A_{\alpha p} - 1)/4. \quad (9.9)$$

Die „-1“ folgt aus der Tatsache, dass zwischen der 3α -Reaktion und dem αp -Prozess mit $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ein zusätzlicher Protoneneinfang stattfindet. Damit ergibt sich die Massenzahl des Endpunktes des rp-Prozesses, der bei einer vollständigen Verbrennung des Brennstoffes im Durchschnitt erreicht werden würde zu

$$A_{\text{rp}} = A_{\alpha p} + f. \quad (9.10)$$

Für den hier beschriebenen typischen Röntgenburst erhält man $f \approx 100$ und $A_{\text{rp}} \approx 141$. Bei einer vollständigen Verbrennung würden dabei etwa $5.7 \cdot 10^{18}$ erg/g Energie freigesetzt (Konvertierung von ^1H und ^4He in ^{141}Pr). Dieser theoretische Endpunkt des rp-Prozesses wird jedoch nur erreicht, wenn die Temperaturen und Dichten für schnelle Protoneneinfänge auch an den schwersten Kernen ausreichend sind (Limitierung durch Protoneneinfangraten) und wenn die Summe der Wartepunkt-Lebensdauern die Burstdauer nicht übersteigt (Limitierung durch β -Zerfallsraten). Abb. 9.15 zeigt, dass der rp-Prozess bis zum hier erreichten Endpunkt im Wesentlichen entlang der Grenze zur Protoneninstabilität verläuft und dass damit die Protoneneinfangraten noch kein begrenzender Faktor sind. Auf Grund der langsamen β -Zerfälle, hauptsächlich von ^{68}Se und ^{72}Kr (siehe Kap. 6.3), erreicht jedoch der rp-Prozess innerhalb einer Zeitskala von 90 s nur die ^{96}Cd -Region (siehe Kap. 9.3.4). Dies ist der Grund dafür, dass unverbrannter ^1H übrig bleibt und daß nur etwa 2/3 der theoretisch möglichen Energie produziert wird. Die Bedeutung des αp -Prozesses wird an folgendem Beispiel deutlich: Würde sich der αp -Prozess auf den Ausbruch aus dem CNO-Zyklus beschränken und damit bereits bei ^{17}F enden, ergäbe sich $A_{\alpha p} = 17$ und damit nach Gl. 9.9 $f = 40$ und $A_{\text{rp}} = 57$. Damit hätte der rp-Prozess mit dem Erreichen von ^{56}Ni bereits fast den gesamten ^1H - und ^4He -Vorrat verbraucht. Die Gesamtlebensdauer der β -Zerfälle entlang des Reaktionspfades zwischen ^{17}F und ^{56}Ni beträgt nur etwa 5 s, so dass ein kurzer 5 s Burst bereits den gesamten Brennstoffvorrat verbrauchen würde und längere Bursts gar nicht möglich wären.

9.3.3 Neutrinoemission

In den Brennphasen 2 und 4 wird der größte Teil der Energie über β -Zerfälle produziert. Dabei wird ein Teil der Energie über die dabei freiwerdenden Neutrinos abgestrahlt und es entsteht, wie in Abb. 9.16 gezeigt ist, ein mit dem Röntgenburst korrelierter Neutrinoburst. Zu beachten ist, dass in dem hier benutzten Reaktionsnetzwerk die Neutrinoverluste mit den tabellierten Daten von Fuller, Fowler und Newman [71, 72, 73] berechnet werden, die nur protonenreiche Kerne von Mg bis Fe berücksichtigen. Die in Abb. 9.16 gezeigten Neutrinoverluste sind daher sicher nur für Phase 2 realistisch, während sie für Phase 4 unterschätzt werden. Der Vergleich von Energieproduktion und Neutrinoverlust in Phase 2 zeigt jedoch, dass nur 6% der Energie

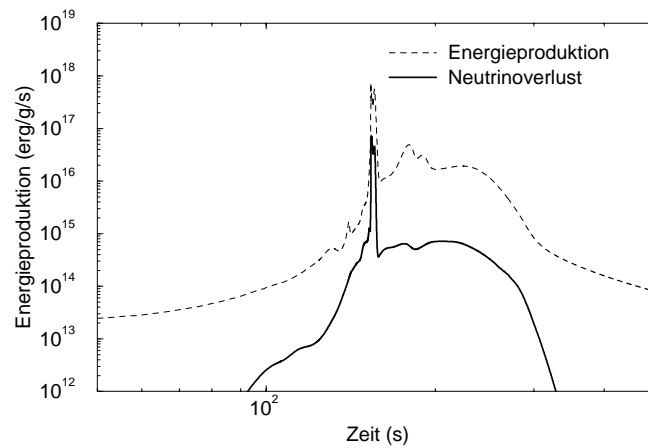


Abbildung 9.16: Die Gesamtenergieproduktion und der Anteil des Energieflusses, der über Neutrinos abgestrahlt wird, als Funktion der Zeit. Korreliert mit dem Röntgenburst tritt auch ein Neutrinoburst auf.

durch Neutrinos verloren gehen und dass damit in Röntgenbursts Kühlung durch Neutrinoemission vernachlässigbar ist. Ähnliche Verlustwerte können für Phase 4 angenommen werden.

Wenn 6% der Burstenergie in Form von Neutrinos abgestrahlt wird, ergibt sich mit einer Burstenergie von $3.6 \cdot 10^{18}$ erg/g (siehe Tab. 9.2) und einer typischen Masse für die akkretierte Schicht von 10^{22} g (z.B. [56]) ein Neutrinoenergiefluss von etwa 10^{39} erg. Um abzuschätzen, ob diese Neutrinos beobachtbar wären, kann man diesen Wert mit dem Neutrinoenergieverlust der Supernova SN1987A vergleichen, die bislang einzige beobachtete extrasolare Neutrinoquelle [151, 152]. Hirata et al. [151] schließen z.B. aus den 11 im Kamiokande II Detektor nachgewiesenen Neutrinoereignissen bei einer Entfernung der SN1987A von etwa 50 kpc auf einen Neutrinoenergiefluss von etwa 10^{53} erg. Die Neutrinoenergien von 10-15 MeV sind dabei in einer ähnlichen Größenordnung wie die Energien der beim β^+ -Zerfall von Kernen an der Protoneninstabilitätsgrenze entstehenden Elektronneutrinos (Q-Werte von 5-10 MeV). Um für einen 1 kpc entfernten Röntgenburst (typische Entfernungen sind 1-10 kpc [24]) die gleiche Zahl von Ereignissen zu registrieren, bräuchte man daher einen etwa 10 Größenordnungen empfindlicheren Detektor (vorausgesetzt man kann gegen solaren Neutrinoertrag diskriminieren). Der mit einem Röntgenburst korrelierte Neutrinoburst ist damit auch in Zukunft mit Sicherheit nicht nachweisbar. Superkamiokande, ein Neutrinodetektor der neuesten Generation, hat beispielsweise „nur“ eine etwa 20 fache Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber Kamiokande II.

9.3.4 Isotopenhäufigkeiten

Abb. 9.17 zeigt die im Röntgenburst produzierten Kernhäufigkeiten sowie die entsprechenden Überproduktionsfaktoren zu solaren Häufigkeiten als Funktion der Massenzahl (siehe Kap. 6.4 für Details). Gezeigt sind die Isotopenhäufigkeiten zu drei verschiedenen Zeitpunkten: zur Zeit der maximalen Temperatur (maximaler Strahlungsdruck) in Brennphase 2, zur Zeit der maximalen ^{92}Pd -Häufigkeit in Brennphase

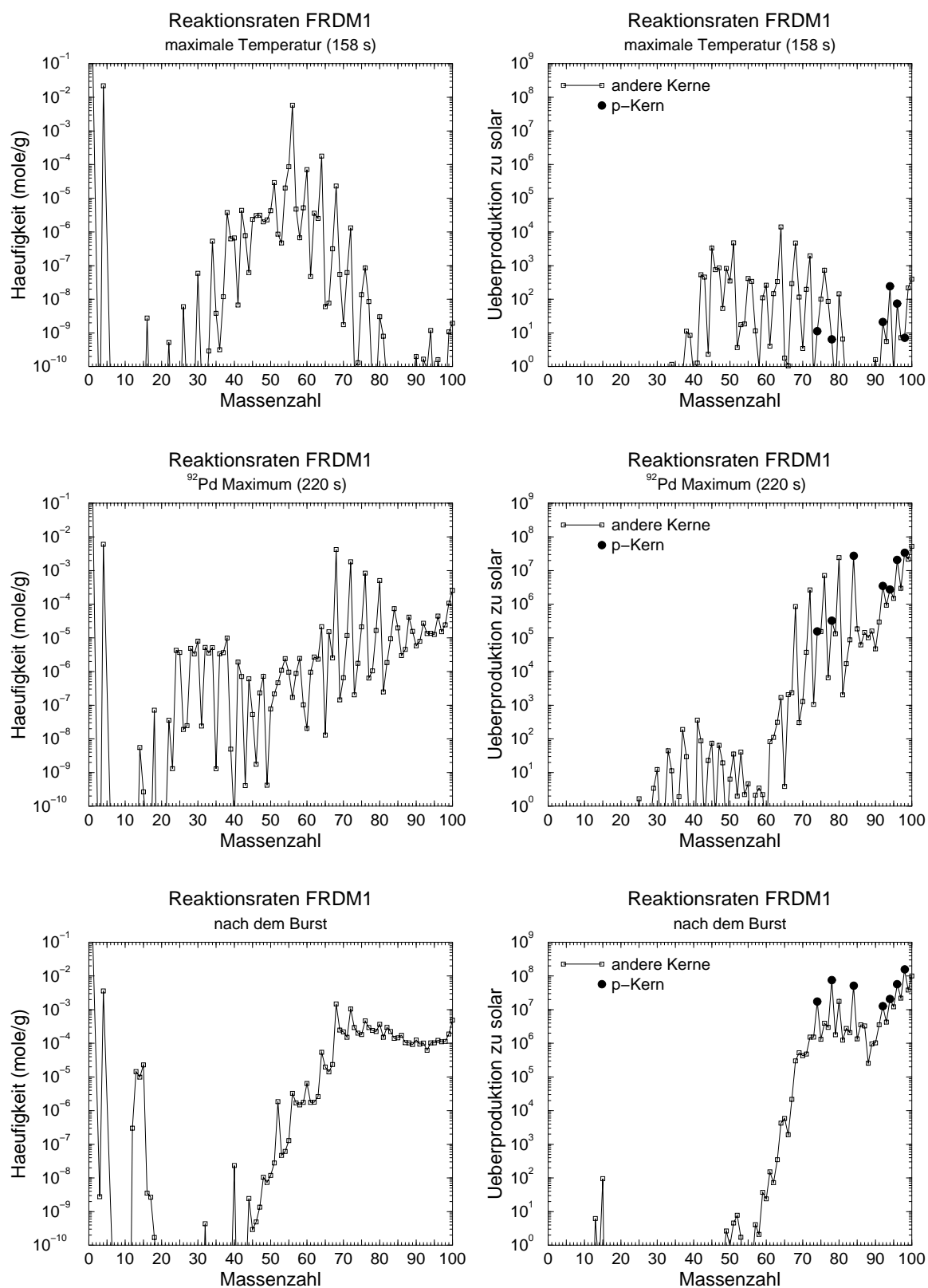


Abbildung 9.17: Die Isotopenhäufigkeiten sowie die Überproduktionsfaktoren für die Summe aller Kerne in einer Massenreihe als Funktion der Massenzahl. Gezeigt sind die Verteilungen zum Zeitpunkt der maximalen Energieproduktionsrate, zum Zeitpunkt der maximalen $A = 92$ -Häufigkeit sowie nach dem Burst. Die Überproduktionsfaktoren sind relativ zur solaren Häufigkeit des protonenreichsten stabilen Isotops in einer Massenreihe berechnet worden.

4 sowie am Ende des Röntgenbursts.

Zur Zeit der maximalen Temperatur (nach 158 s) setzt sich die Brennzzone neben ^1H und ^4He hauptsächlich aus ^{56}Ni zusammen. Für einige schwerere Kerne, darunter auch die p-Kerne ^{92}Mo , ^{94}Mo und ^{96}Ru , ergeben sich leichte Überproduktionsfaktoren von 10–100. Diese werden durch Protoneneinfänge an den in geringer Menge vorhandenen Saatkernen im Massenbereich $A = 80\text{--}92$ produziert.

Zur Zeit der maximalen ^{92}Pd -Häufigkeit (nach 220 s) ist die Häufigkeitsverteilung vergleichbar mit den in Kap. 6.4 mit konstanter Temperatur und Dichte erhaltenen Resultaten (siehe Abb. 6.8 und 6.9). Dies bestätigt eindrucksvoll die Gültigkeit der dort gemachten Annahmen. Der Hauptunterschied besteht darin, dass im realistischen Röntgenburst nun auch die p-Kerne ^{94}Mo und ^{98}Ru in großen Mengen produziert werden. Die Ursache für diese Diskrepanz ist die im Röntgenburstmodell etwas niedrigere Dichte, die zur Zeit des Erreichens der maximalen $A = 92$ Häufigkeit nur noch $2.7 \cdot 10^5 \text{ g/cm}^3$ beträgt (im Gegensatz zu 10^6 g/cm^3 bei den Rechnungen mit konstanter Temperatur und Dichte). Eine niedrigere Dichte führt jedoch, wie in Kap. 6.4 gezeigt wurde, zu einer erhöhten Produktion von $A = 94$ und $A = 98$ Kernen. Abb. 9.17 zeigt, dass die $A = 92$ und $A = 96$ Häufigkeiten immer noch deutlich höher liegen als die der $A = 94$ und $A = 98$ Kerne. Da jedoch letztere eine geringere solare Häufigkeit haben, ergeben sich ähnliche Überproduktionsfaktoren.

Die in Abb. 9.17 gezeigte Verteilung der absoluten Häufigkeiten am Ende des Röntgenbursts demonstriert auch, dass die von den Eigenschaften der Kerne an der Protoneninstabilitätsgrenze aufgeprägten Strukturen durch den relativ langsamen Abfall von Temperatur und Dichte zum Teil wieder verwischt werden. Einzig die Häufigkeitsmaxima bei $A = 68, 72, 76$ und 80 bleiben teilweise erhalten. Abgesehen von diesen wenigen Maxima ergibt sich eine stufenförmige Verteilung mit vernachlässigbaren Häufigkeiten von Kernen mit $A < 68$ und einer annähernd konstanten Häufigkeit von 10^{-4} mol/g für die Kerne mit $A = 68\text{--}100$. Am Ende des Röntgenbursts besteht die Brennzzone also nur noch aus ^1H , ^4He und großen Mengen von $A = 68\text{--}100$ Kernen. Die entsprechenden Überproduktionsfaktoren reflektieren die relativ geringe Häufigkeit von p-Kernen im Sonnensystem. Daher ergeben sich für p-Kerne etwa einen Faktor 10 höhere Überproduktionsfaktoren als für die meisten übrigen Kerne, mit Ausnahme von ^{80}Kr , ^{95}Mo , ^{97}Mo und ^{99}Ru .

9.4 Abhängigkeit von den Eingabeparametern

In den folgenden Kapiteln soll gezeigt werden, wie sensibel die in Kap. 9.3 präsentierten Ergebnisse von den verschiedenen Modellparametern abhängen. Da es in dem hier benutzten Modell nicht um die detailgenaue Simulation der Eigenschaften von Röntgenbursts geht, ist es sinnvoll, die Diskussion auf Parameter zu beschränken, die entweder direkt mit der Nukleosynthese zusammenhängen (Anfangshäufigkeiten, Reaktionsraten) oder deren Variation direkt beobachtet wird (Burstdauer). Der Einfluss der Reaktionsraten (und z.B. der Modelle zur Vorhersage der Kernmassen) auf die Nukleosynthese im rp-Prozess wurde in Kap. 6 bereits ausführlich diskutiert.

9.4.1 Abhängigkeit von der Anfangshäufigkeit

In Kap. 9.3 wurde gezeigt, dass Wasserstoff- und Heliumbrennen in Röntgenbursts über Reaktionen an zu Beginn vorhandenen Saatkernen vernachlässigbar ist. Protonen- und α -induzierte Reaktionen beginnen an ^{12}C , das über die 3α -Reaktion aus ^4He synthetisiert wird. Der einzige mit den Anfangshäufigkeiten zusammenhängende Parameter, der in die hier durchgeführte Studie eingeht, ist daher das $^1\text{H}/^4\text{He}$ Häufigkeitsverhältnis zu Beginn des Bursts $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$. Wie zu Beginn von Kap. 9.3 erwähnt wurde, kann das $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$ Verhältnis in Röntgenbursts variieren, da Brennprozesse zwischen den Bursts, besonders der CNO-Zyklus, den ^1H -Anteil unter Umständen reduzieren. Um den Einfluss des Parameters $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$ zu untersuchen, wurden daher zusätzlich zu der in Kap. 9.3 beschriebenen Rechnung mit solarem $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0 = 10.25$ zwei weitere Rechnungen mit $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0 = 20.4$ und 5.1 durchgeführt. Der Einfluss von $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$ auf maximale Temperatur, Energieproduktion, Anstiegszeit und Brennstoffverbrauch in einem Röntgenburst ist in Abb 9.18 gezeigt. Eine erhöhte ^4He -Häufigkeit führt zu einer Beschleunigung des Heliumbrennens (3α -Reaktion und αp -Prozess). Da der αp -Prozess die Anstiegsphase des Röntgenbursts bestimmt, wird die maximale Temperatur etwas erhöht. Drastischer ist der Einfluss auf die Anstiegszeit, die sich bei einer Verringerung von $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$ auf $1/4$ halbiert. Da die maximale Energieproduktionsrate von Heliumbrennprozessen erzeugt wird, ist auch diese stark von $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$ abhängig. Die Gesamtenergieproduktion in Helium- und Wasserstoffbrennen ändert sich über den hier untersuchten Parameterbereich jedoch kaum. Stark abhängig von $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$ ist auch der Brennstoffverbrauch, insbesondere der Verbrauch von ^1H . Dies liegt an der Beschleunigung des αp -Prozesses mit zunehmender ^4He -Häufigkeit (abnehmendes $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$), was sich in einer Erhöhung von $A_{\alpha\text{p}}$ ausdrückt. Zusammen mit dem nach Gl. 9.9 reduzierten f führt dies zu einer erheblichen Verringerung von A_{rp} in Gl. 9.10. Dadurch endet für eine vorgegebene Burstdauer der rp-Prozess näher an A_{rp} , so dass ein größerer Teil des ^1H -Vorrats verbrannt werden kann. Die erhöhte Saatkernproduktion über den αp -Prozess ermöglicht also eine effektivere Wasserstoffverbrennung. Ein wichtiges Ergebnis ist auch die relative Unempfindlichkeit der maximalen $A = 92$ Häufigkeit auf $Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$. Dies zeigt, dass die berechneten Isotopenhäufigkeiten praktisch nicht von den gewählten Anfangshäufigkeiten abhängen.

9.4.2 Abhängigkeit von der Abkling-Zeitkonstante

Die Zeitkonstante für den exponentiellen Abfall der Temperatur in der Abklingphase ist ein wichtiger Parameter. Typische für Röntgenbursts beobachtete Abklingzeiten der Luminosität liegen in der Größenordnung von 10-100 s. Die entsprechenden Abklingzeiten der Temperatur betragen daher größenordnungsmäßig 10-1000 s ($L \propto T^4$). Um den Einfluss der Abklingzeit zu untersuchen, wurden Rechnungen mit verschiedenen Zeitkonstanten zwischen 5 und 360 s durchgeführt. Abb. 9.19 zeigt die entsprechenden Energieproduktionsraten während des Röntgenbursts. Je länger die Abkling-Zeitkonstante ist, desto länger ist die Wartezeit in Phase 3 und desto später treten die Bursts 4a-c auf. Generell wird die Energie in Phase 4 für lange Abklingzeiten bei einer niedrigeren Rate über einen längeren Zeitraum hinweg abgegeben, während

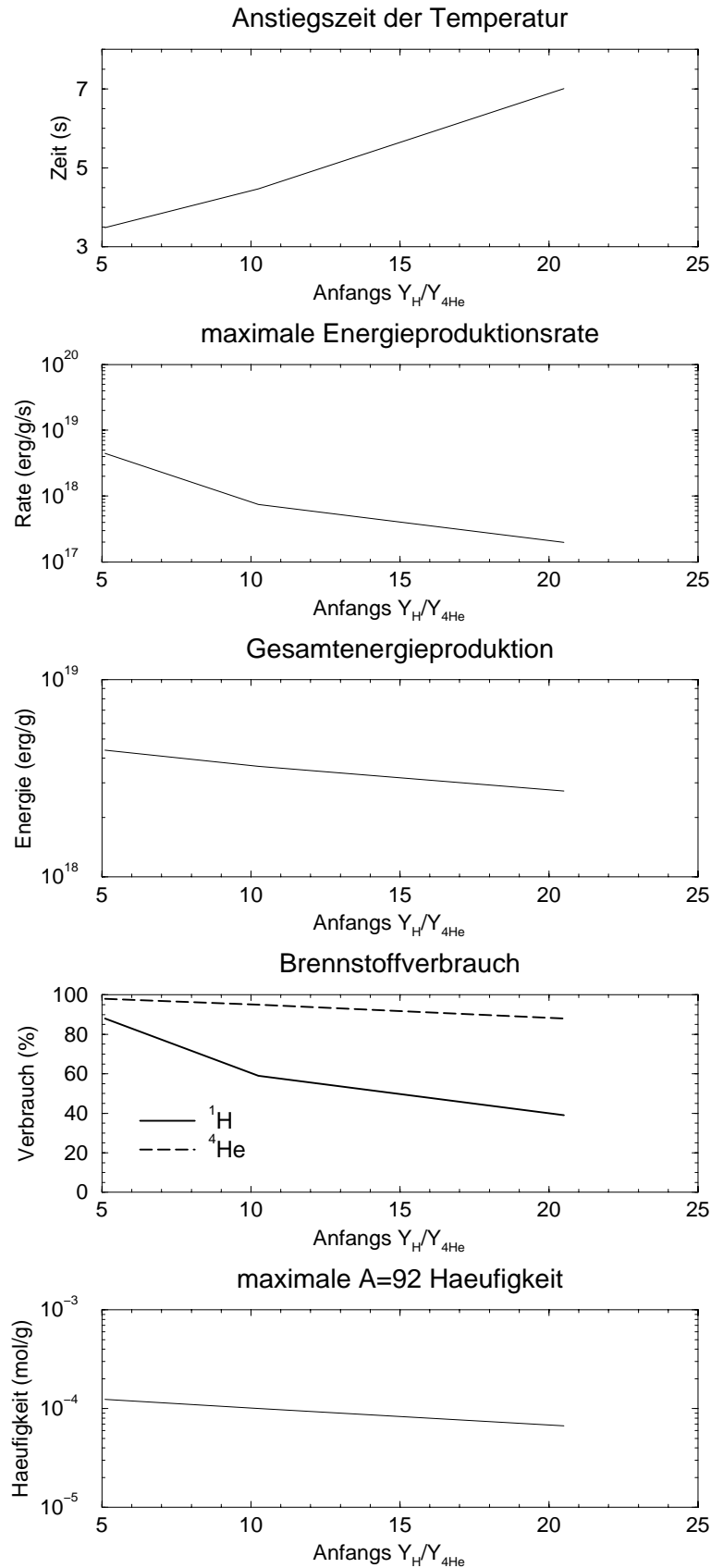


Abbildung 9.18: Die Anstiegszeit der Temperatur (über $1/e$ des Maximums), die maximale Energieproduktionsrate, die insgesamt produzierte Energie, der Brennstoffverbrauch und die maximale $A = 92$ Häufigkeit in einem Röntgenburst als Funktion des zu Beginn vorhandenen Anzahlverhältnisses von ^1H zu ^4He ($Y_{1\text{H}}^0/Y_{4\text{He}}^0$).

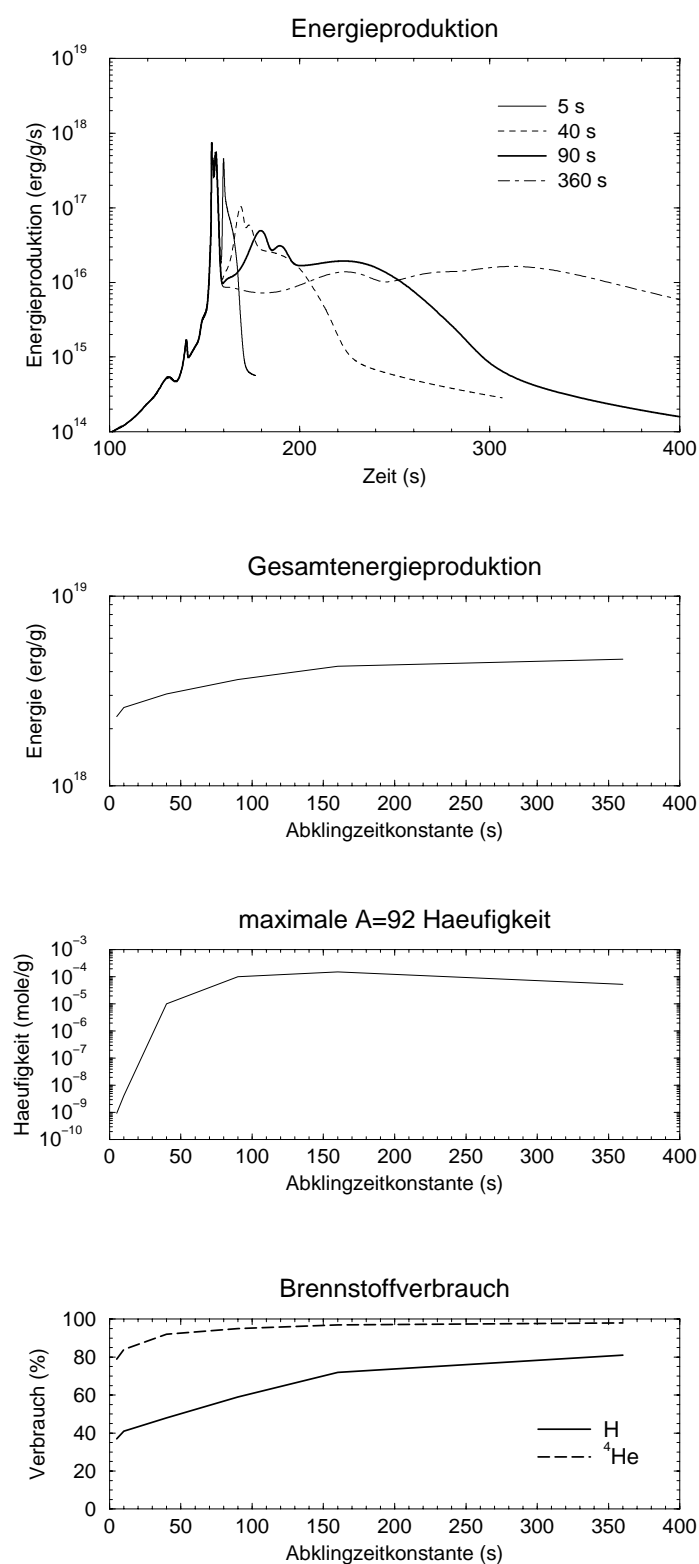


Abbildung 9.19: Die oberste Abbildung zeigt die Energieproduktion als Funktion der Zeit für verschiedene Abkling-Zeitkonstanten der Temperatur. Die übrigen Abbildungen zeigen die insgesamt im Röntgenburst produzierte Energie, die maximal erreichte $A = 92$ Häufigkeit sowie den Verbrauch von ^1H und ^4He jeweils als Funktion der Abkling-Zeitkonstanten.

sich für kurze Abklingzeiten ein kurzer, aber intensiver Burst ergibt. Deutlich zu sehen ist auch, dass für sehr kurze Zeitkonstanten weniger Bursts auftreten, da dann nicht mehr alle Wartepunkte erreicht werden. Darüber hinaus bedeutet eine längere Abklingzeit, dass rp-Prozessbedingungen länger aufrechterhalten werden und dass damit mehr schwerere Elemente und mehr Energie produziert wird. Wie Abb. 9.19 zeigt, ist der Einfluss auf die gesamte im Röntgenburst produzierte Energie jedoch gering (nicht mehr als ein Faktor 2). Der Verlauf der maximalen $A = 92$ Häufigkeit als Funktion der Abkling-Zeitkonstante zeigt, dass für Zeiten, die kürzer als etwa 30 s sind, kaum Kerne in der $A = 92$ Region produziert werden und der rp-Prozess bei leichteren Kernen endet. Für größere Abklingzeiten ist der Einfluss der Zeitkonstante jedoch sehr moderat, da dann die Hauptwartepunkte in der $A = 64-72$ Region überbrückt werden können. Ein Problem ist jedoch die Tatsache, dass sich für eine Abkling-Zeitkonstante von mehr als 90 s bereits ein großer Teil der synthetisierten Kerne am Ende des Netzwerks anhäuft: für 90 s 8%, für 160 s 38% und für 360 s sogar 89%, wobei die Anzahlanteile ohne ^1H und ^4He angegeben sind. Für sehr lange Bursts ist das hier benutzte Reaktionsnetzwerk also noch zu klein und die Synthese von einer signifikanten Menge an Kernen mit $A > 100$ kann erwartet werden. Der Verbrauch von ^1H und ^4He in einem Röntgenburst als Funktion der Abkling-Zeitkonstante ist in Abb. 9.19 gezeigt. Da der größte Teil des ^4He -Vorrats in der Anstiegsphase verbraucht wird, ist der ^4He -Verbrauch relativ unabhängig von der Abkling-Zeitkonstante. Der ^1H -Verbrauch steigt dagegen von etwa 37% für sehr kurze Bursts auf bis zu 81% für sehr lange Bursts an. Zu beachten ist jedoch, dass für Abkling-Zeitkonstanten von mehr als 90 s bereits das Ende des Netzwerks erreicht wird und daher für lange Bursts der ^1H -Verbrauch unterschätzt wird.

9.5 Diskussion

Die hier als Beispiel durchgeführte Netzwerkrechnung mit einer für Röntgenbursts typischen Temperatur- und Dichtefunktion bestätigt weitgehend die in Kap. 6 unter sehr viel allgemeineren Bedingungen erhaltenen Resultate. Insbesondere bleiben der in Kap. 6.1 beschriebene Reaktionspfad für $Z > 32$, die Bestimmung der wichtigsten kernphysikalischen Parameter für die Nukleosynthese und die Identifikation kritischer, experimenteller Untersuchung bedürftiger Kerneigenschaften von der Berücksichtigung zeitabhängiger Temperatur- und Dichtebedingungen weitgehend unbeeinflusst. Für $Z < 28$ ist die Lage komplizierter, weil dort das in Kap. 6.3 für $Z > 28$ beschriebene Temperaturfenster so nicht existiert und daher auf Grund der variierenden Temperatur eine Vielzahl verschiedener Nukleosynthesepfade zwischen ^4He und ^{56}Ni durchlaufen werden. Der in Van Wormer et al. 1994 [47] mit konstanter Temperatur und Dichte erhaltene Reaktionspfad für Röntgenbursts kann daher nur bedingt mit den Resultaten des hier beschriebenen Modells verglichen werden: In der Anstiegsphase werden in dieser Arbeit höhere Temperaturen erreicht, so dass der αp -Prozess nicht wie bei Van Wormer et al. 1994 [47] bei ^{34}Ar endet, sondern sich bis ^{46}Cr fortsetzt. Am ehesten stimmt der Reaktionspfad mit dem hier während Burst 4b (siehe Abb. 9.14) in der Abstiegsphase berechneten Pfad überein. Der Hauptunterschied ist (wie auch in der Anstiegsphase) der Reaktionspfad zwischen Cr und Ni, der in dieser

Arbeit im Gegensatz zu Van Wormer et al. [47] entlang der Grenze zur Protoneninstabilität verläuft. Auf Grund der sehr starken Modellabhängigkeit des rp-Prozesspfades für $Z < 28$ ist es jedoch durchaus möglich, dass sich unter veränderten Bedingungen der in Van Wormer et al. [47] beschriebene Reaktionspfad ergibt.

Mit der in dieser Arbeit durchgeführten Erweiterung eines rp-Prozessnetzwerkes auf Kerne im Bereich $32 < Z < 50$ ist es erstmals möglich geworden, die rp-Prozessnukleosynthese in Röntgenbursts oberhalb von ^{56}Ni mit realistischen Reaktionsraten zu untersuchen. Es zeigte sich, dass der rp-Prozess bereits für einen 23 s Burst (Zeitskala der Luminosität) bis ^{98}Cd läuft. Dies steht im Widerspruch zu Spekulationen von Woosley und Weaver 1984 [56], dass sich im rp-Prozess kein signifikanter Reaktionsfluss über ^{56}Ni ergibt. Die Ergebnisse dieser Arbeit widersprechen auch den Ergebnissen von Hanawa et al. 1983 [45], die fanden, dass der rp-Prozess bei ^{68}Se endet. Die Tatsache, dass der Endpunkt des rp-Prozesses bei sehr viel schwereren Kernen liegt als bislang angenommen, hat weitreichende und direkt mit Beobachtungsmerkmalen korrelierte Konsequenzen, obwohl eine direkte Bestimmung der in Röntgenbursts produzierten Isotopenhäufigkeiten über Atom- oder γ -Spektroskopie auf Grund der starken Gravitation wahrscheinlich auch in Zukunft nicht möglich sein wird. Dies soll in den folgenden Kapiteln erläutert werden. Auf der Basis der in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen können dabei die zu erwartenden Effekte für die direkt mit der Nukleosynthese verknüpften Größen wie Brennstoffverbrauch, Energieproduktion und produzierte Isotopenhäufigkeiten durchaus quantitativ abgeschätzt werden. Die sich daraus ergebenden Auswirkungen auf Beobachtungsmerkmale wie Luminosität, Burstprofile, Burstintervalle usw. können jedoch nur angedeutet werden. Eine genauere Berechnung muss als nächster Schritt auf der Grundlage sehr viel komplexerer Modelle erfolgen.

9.5.1 Brennstoffverbrauch

Die in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen zeigen, dass in Übereinstimmung mit Spekulationen von Woosley und Weaver 1984 [56] die hohen Temperaturen in der Anstiegsphase eine Synthese von schwereren Kernen als ^{56}Ni verhindern. Wieviel ^4He und ^1H dabei verbraucht werden, hängt vom Wechselspiel von αp und rp-Prozess ab - der erstere verbraucht ^4He , der letztere ^1H . In Übereinstimmung mit Ayasli und Joos 1982 [55], Woosley und Weaver 1984 [56] sowie Taam et al. 1993 [57] zeigt sich, dass bei der Synthese von ^{56}Ni nur ein kleiner Teil des ^1H -Vorrats (20%), aber ein großer Teil des ^4He -Vorrats (70%) verbraucht wird. Dies ist eine Konsequenz aus den hier auftretenden hohen Temperaturen, die (α, p) -Reaktionen möglich machen sowie aus der relativ großen ^1H -Anfangshäufigkeit.

Bisher unberücksichtigt blieb jedoch die Reaktion des in der Anstiegsphase verbleibenden ^1H mit dem synthetisierten ^{56}Ni in der Abklingphase des Röntgenbursts. Es zeigt sich, dass dabei je nach Burstdauer, weitere 20-80% des ^1H -Vorrats verbrannt werden. Der rp-Prozess an ^{56}Ni in der Abklingphase bestimmt damit praktisch den ^1H -Verbrauch. Für einen durchschnittlichen Röntgenburst mit einer Luminositätszeitskala von nicht mehr als 20 s bleiben dennoch mindestens die Hälfte des ^1H -Vorrats unverbrannt. Dies hat mehrere Konsequenzen. So wird der verbleibende ^1H

zum Teil über das sogenannte tiefe Wasserstoffbrennen weiterverbrannt [58], welches die Temperaturen an der Oberfläche des Neutronensterns erhöht. Dadurch wird in der Akkretionsphase mehr Wasserstoff verbrannt und die Anfangsbedingungen für nachfolgende Bursts verändern sich. Auch die Erklärung besonders langer Burstaussläufer in Aql X-1 mit Hilfe des tiefen Wasserstoffbrennens ist weiterhin plausibel [59], vorausgesetzt der vorangegangene Röntgenburst war ausreichend kurz.

Die Tatsache, dass eine signifikante Menge an ^1H nach einem Röntgenburst unverbrannt zurückbleibt, zeigt, dass auch bei der Verwendung eines kompletten Reaktionsnetzwerkes die aktuellen Modelle zur Erklärung des Auftretens der sogenannten Zwergbursts [57] (Kap. 3) im Prinzip noch plausibel sind. Die Vermutung von Fujimoto et al. 1987 [51], dass die Berücksichtigung des rp-Prozesses oberhalb von ^{56}Ni generell zum vollständigen Verbrennen des ^1H -Vorrats führt, wird damit widerlegt. Die Berücksichtigung des kompletten rp-Prozesses über ^{56}Ni hinaus führt allerdings zu einer deutlichen Verringerung der für Zwergbursts zur Verfügung stehenden Brennstoffmenge, was in künftigen Rechnungen berücksichtigt werden muss. Eine weitere Schlussfolgerung aus dieser Arbeit ist, dass mit zunehmender Dauer des Hauptbursts der für Zwergbursts zur Verfügung stehende Brennstoff drastisch abnimmt (siehe Abb. 9.19). Falls die Hypothese stimmt, dass Zwergbursts durch Verbrennung des im Hauptburst übrig gebliebenen ^1H zustande kommen, müsste daher eine Korrelation zwischen Dauer des Hauptbursts und Zwergburstintensität beobachtbar sein. Außerdem wurde in Abb. 9.18 gezeigt, dass die Anstiegszeit des Bursts sehr sensitiv auf das Verhältnis von ^1H zu ^4He ($Y_{^1\text{H}}^0/Y_{^4\text{He}}^0$) reagiert. Der Vergleich der beobachteten Anstiegszeiten von Hauptburst und Zwergburst sollte daher weitere Randbedingungen für die Modelle liefern.

9.5.2 Energieproduktion

Wie die hier durchgeführten Rechnungen zeigen, ist die Energieproduktionsrate in Röntgenbursts besonders stark von der Struktur der an der Nukleosynthese beteiligten Kerne abhängig. Photodisintegration, Protoneninstabilität und langsame Reaktionen führen zu einer schubweisen Nukleosynthese von Wartepunkt zu Wartepunkt. Dies gilt gleichermaßen für den rp- und den αp -Prozess und führt dazu, dass die Energieproduktion nicht kontinuierlich, sondern in einer Folge von Bursts erfolgt, die zum eigentlichen Röntgenburst mehr oder weniger verschmelzen. Das wichtigste Resultat ist dabei der in der Abklingphase durch den rp-Prozess oberhalb von ^{56}Ni erzeugte Energieburst, der auf Grund begrenzter Netzwerke bisher nicht berücksichtigt wurde. Die Rechnungen zeigen, dass in diesem Energieburst (4a-d in Abb. 9.12) sogar etwas mehr Energie als im Hauptburst produziert wird. Dies steht im Gegensatz zu den Abschätzungen von Woosley und Weaver 1984 [56], nach denen die Synthese von schwereren Kernen als ^{56}Ni keine Bedeutung für die produzierte Gesamtenergie hat. Für Abkling-Zeitkonstanten von mehr als 30 s ist der zweite Burst jedoch stark verzögert und die Energie wird allmählich über einen relativ langen Zeitraum freigesetzt. Inwieweit dann die freigesetzte Energie die Abklingphase des Bursts beeinflusst und ob eventuell eine Verlängerung der Abklingphase eintritt, müssen Rechnungen mit komplexeren Modellen zeigen. Auf jeden Fall wird die freigesetzte Energie die thermi-

schen Eigenschaften der Oberflächenschicht des Neutronensterns ändern und so den nachfolgenden Röntgenburst beeinflussen. Eine interessante Konsequenz ergibt sich für sehr kurze Abklingzeiten der Temperatur von weniger als etwa 20 s. Der zweite Energieburst ist dann zwar etwas schwächer in der Gesamtenergie (nur etwa halb so stark wie der erste Burst), wird jedoch in kurzer Zeit emittiert. Die resultierende Energieproduktionsrate ist nochmals in Abb. 9.20 gezeigt, wobei im Gegensatz zu Abb. 9.19 eine lineare Intensitätsskala gewählt wurde. Es ergibt sich ein Doppelburst

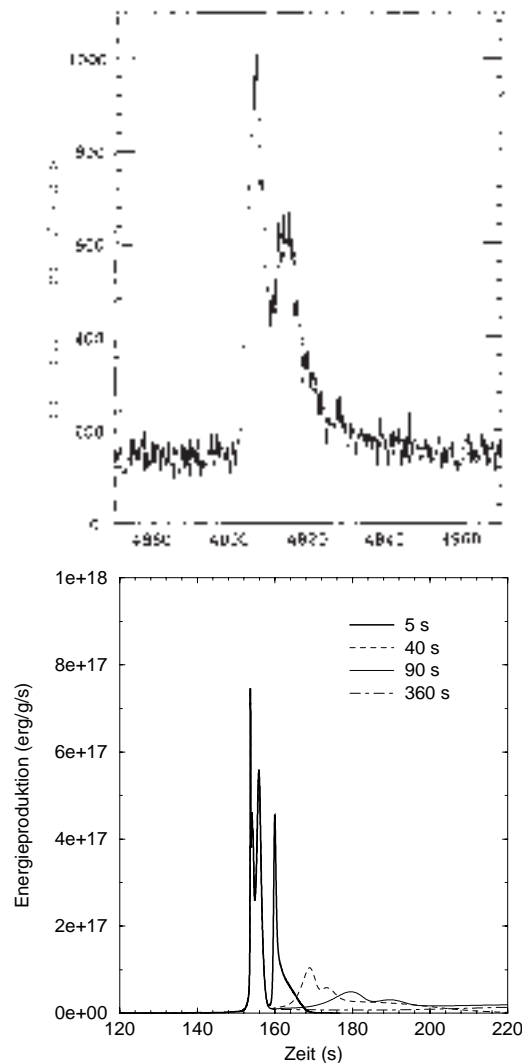


Abbildung 9.20: Einer der von Sziajno et al. 1985 [153] beobachteten Doppelbursts (das Bild wurde [24] entnommen). Zum Vergleich zeigt das untere Bild die in dieser Arbeit berechnete Energieproduktionsrate als Funktion der Zeit für verschiedene Abkling-Zeitkonstanten der Temperatur. Im Unterschied zu Abb. 9.19 ist die Energieproduktionsrate mit linearem Maßstab dargestellt.

mit einem Burstaband von etwa 5-10 s, wobei der Burstaband von der Dauer der Hochtemperatur-Phase ($T > 1.8 \text{ GK}$) und damit von der maximalen Temperatur und der Abkling-Zeitkonstante abhängt. Dies sollte zu einem entsprechenden Profil in der

beobachteten Röntgenluminosität führen. In der Tat wurden in der Vergangenheit einige Doppelbursts beobachtet, in einem Fall sogar ein Dreifachburst [24]. Ein Teil dieser Doppelbursts entsteht durch eine Frequenzverschiebung auf Grund der nach besonders intensiven Bursts expandierenden Photosphäre. Dies zeigt sich daran, dass nur die Röntgenstrahlung in einem festen Frequenzband, nicht aber der Gesamtstrahlungsfluss eine Doppelstruktur zeigt. Von einer Quelle, 1636-536, wurden jedoch mit EXOSAT auch einige schwächere Bursts beobachtet, die über das gesamte Spektrum eine Doppelstruktur zeigen [153, 154]. Melia 1987 [155] versuchten dies über Streuung der emittierten Strahlung an der vom Burst verursachten Corona der Akkretionsscheibe zu erklären. Penninx et al. 1987 [156] zeigten jedoch, dass dieses Modell zumindest für einige Röntgenbursts nicht mit den Beobachtungsdaten vereinbar ist. Lewin et al. 1993 [24] schließen daraus, dass eine Schwankung in der nuklearen Energieproduktionsrate verantwortlich sein muss. Es wurde jedoch bisher noch kein überzeugendes Modell dafür gefunden. Aus den hier durchgeführten Rechnungen ergibt sich jedoch eine solche Struktur in der Energieproduktion als natürliche Konsequenz der Eigenschaften der Kerne entlang des Nukleosynthesepfades. Abb. 9.20 zeigt einen der beobachteten Doppelbursts zusammen mit dem Doppelburst, der sich in dieser Arbeit aus der Nukleosynthese von Elementen mit $Z > 28$ ergibt. Die gute Übereinstimmung legt nahe, dass das hier betrachtete Szenarium unter Umständen eine Erklärung für die beobachtete Struktur in der Energieerzeugung ist. Es muss aber berücksichtigt werden, dass die beobachteten Doppelbursts nur Einzelfälle in einer Serie normaler Bursts sind. Rechnungen mit komplexeren Modellen müssen zeigen, inwieweit die Bedingungen für das Auftreten (kurze Abklingzeit, hohe Temperaturen, rp-Prozess oberhalb von ^{56}Ni) und die Beobachtbarkeit dieser Doppelbursts für eine Serie von Bursts erfüllt sind und ob das nur seltene Auftreten der Doppelbursts verstanden werden kann. Es kann jedoch die Schlussfolgerung gezogen werden, dass ausgeprägte Strukturen in der Energieproduktionsrate auftreten und dass diese als Intensitätsschwankungen (nicht unbedingt als Doppelbursts) im Burstabfall beobachtbar sein könnten. Mit einer verbesserten kernphysikalischen Datenbasis könnten dann aus den Burstprofilen Randbedingungen für Röntgenburstmodelle abgeleitet werden.

9.5.3 Kernhäufigkeiten

Ein wichtiges Resultat der hier durchgeführten Rechnungen ist die Tatsache, dass für einen sehr weiten Bereich von Eingabeparametern die Brennzone nach dem Röntgenburst ausschließlich aus ^1H , ^4He und großen Mengen von $A = 68-100$ Kernen besteht. Dies wird Rechnungen von Burstsequenzen z.B. über den von [56] beschriebenen Trägheitseffekt der Zusammensetzung beeinflussen. Außerdem kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Ozeane, die sich zwischen Brennzone und der Oberfläche des Neutronensterns bilden, nicht, wie bislang angenommen, aus Ni bestehen, sondern aus einer Reihe von Kernen zwischen Zn und Ru. Dies wird in künftigen seismologischen Modellrechnungen zur Erklärung quasiperiodischer Oszillationen berücksichtigt werden müssen.

Interessant ist die Tatsache, dass die großen Mengen produzierter $A = 68-100$ Kerne auch die leichten p-Kerne ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru und ^{98}Ru beinhalten, die im Sonnensy-

stem in ungewöhnlich hohen Mengen (im Vergleich zu anderen p-Kernen) auftreten. Diese Kerne können in den Standardszenarien für den p-Prozess nicht in ausreichenden Mengen produziert werden. Ein alternatives Szenarium wie z.B. Röntgenbursts, in dem gezielt nur leichte p-Kerne entstehen, könnte dieses alte Problem lösen (siehe Kap. 3). Allerdings galten Röntgenbursts im Gegensatz zu Novae bisher nicht als mögliche Szenarien zur Synthese beobachtbarer Kernhäufigkeiten, da das hohe Gravitationsfeld des Neutronensterns einen Transfer von Brennprodukten in das interstellare Medium praktisch unmöglich macht. Es gilt jedoch als sicher, dass in einigen besonders starken Röntgenbursts starke Winde auftreten, die die äußeren Lagen der akkretierten Schicht abtragen (siehe z.B. [157] oder [24]) und in manchen Fällen eventuell sogar die Brennzone sichtbar machen [158]. Außerdem treten während der thermonuklearen Explosion starke Konvektionsströme auf (z.B. [55, 56, 51]), die jedoch in der Regel nicht die vom Wind betroffene Photosphäre erreichen (siehe [55] und dortige Referenzen). Dennoch kann nicht ausgeschlossen werden, dass auf diese Weise kleine Mengen von Material aus der Brennzone dem Gravitationsfeld des Neutronensterns entkommen. Eine andere Möglichkeit ist, dass Mischprozesse, wie sie von [51] beschrieben werden, nach dem Burst Brennprodukte in die oberen Schichten transportieren, die dann im nächsten Burst über einen starken Wind ins interstellare Medium transportiert werden. Dieser Mechanismus wurde ursprünglich vorgeschlagen, um über das Mischen frischen Brennstoffs von der inaktiven Außenschicht in die noch heiße Brennzone direkt nach einem Röntgenburst das Auftreten von Zwergbursts zu erklären (siehe Kap. 3). Es kann daher festgestellt werden, dass das Entkommen großer Mengen an Materie auf Grund des starken Gravitationsfeldes unwahrscheinlich ist, dass aber das Entweichen kleiner Mengen nicht ausgeschlossen werden kann. Es ist daher wichtig, die in Röntgenbursts produzierten Isotopenhäufigkeiten im Hinblick auf mögliche Beiträge zur galaktischen Nukleosynthese zu untersuchen.

Die im Röntgenburst produzierten Häufigkeitsverteilungen zu verschiedenen Zeitpunkten sind in Abb. 9.17 gezeigt. Die für ein mögliches p-Prozessszenarium relevanten Merkmale wurden ausführlich in Kap. 6.4 diskutiert. Die Frage ist nun, welche der während eines Röntgenbursts entstehenden Häufigkeitsverteilungen die Verteilung der ins interstellare Medium transferierten Materie repräsentiert. Dies hängt von den Details des entsprechenden Transfermechanismus ab. Wenn ein starker Wind das Material relativ schnell aus der Brennzone transportiert, werden die Kernhäufigkeiten in etwa der während des Maximums in der Energieproduktion auftretenden Verteilung entsprechen. Diese Verteilung ist in Abb. 9.17 gezeigt. Die Kerne mit $A > 64$ werden dabei hauptsächlich durch Protoneneinfänge an schweren Saatkernen mit $A = 60-92$ produziert. Dieses Szenarium wurde bereits von Hencheck et al. 1994 [68] zur Synthese von p-Kernen in Röntgenbursts vorgeschlagen. Auffällig ist, dass für $A > 80$ mit Ausnahme von ^{93}Nb ausschließlich p-Kerne synthetisiert werden. Ein Problem sind jedoch die etwa drei Größenordnungen höheren Überproduktionsfaktoren für $A = 42-56$ Kerne, die einen Beitrag dieses Szenariums zur Synthese solarer Elementhäufigkeiten auf 0.1% beschränken (siehe Kap. 6.4, Gl. 6.5). Außerdem sind die absolut erzielten Überproduktionsfaktoren (maximal 100) mindestens sechs Größenordnungen zu klein, um zu einer Anreicherung der entsprechenden Kerne in der Galaxie führen zu können (siehe unten).

Es ist jedoch wahrscheinlicher, dass auf Grund des starken Gravitationsfeldes der Transfer ins interstellare Medium länger dauert und das Material einen entsprechenden Temperatur- und Dichtegradienten durchläuft. Wenn sich das Material etwa 60 s länger in der Brennzona aufhält wird gerade die maximale ^{92}Pd -Häufigkeit erreicht. Die entsprechende Häufigkeitsverteilung ist in Abb. 9.17 gezeigt. Das synthetisierte Material besteht nur noch aus $A \geq 68$ Kernen und für die p-Kerne werden hohe Überproduktionsfaktoren erzielt. Die mögliche Bedeutung dieses Szenariums für die p-Kern Nukleosynthese wird im Prinzip durch die mit etwa vergleichbaren Überproduktionsfaktoren entstehenden s-Kerne ^{68}Zn , ^{72}Ge , ^{76}Se und ^{80}Kr eingeschränkt. Die beiden häufigsten dieser Kerne, ^{76}Se und ^{80}Kr , können jedoch kleine p-Anteile aufweisen [149]. Darüber hinaus wurde in Kap. 6.4 gezeigt, dass die Häufigkeit dieser Kerne auf Grund der Unsicherheiten in den Kernmassen mit besonders großen Fehlern behaftet ist. Im Rahmen dieser Unsicherheiten sind durchaus Resultate möglich, wie sie sich mit den HIL-Reaktionsraten ergeben. Die entsprechende Häufigkeitsverteilung wurde bereits in Kap. 6.4 ausführlich diskutiert und in Abb. 6.9 dargestellt. Es werden abgesehen von ^{80}Kr nur p-Kerne produziert und die Überproduktionsfaktoren erreichen 10^8 . Dies wäre dann ein fast ideales p-Prozessszenarium.

Falls die Brennprodukte über Mischungsprozesse in die oberen Lagen der akkretierten Schicht gelangen und mit dem nächsten Burst ins interstellare Medium transferiert werden, ergeben sich Kernhäufigkeiten, die der in Abb. 9.17 für „nach dem Burst“ gezeigten Verteilung entsprechen. Die resultierende Häufigkeitsverteilung ist relativ flach und die entsprechenden Überproduktionsfaktoren zeigen wieder maximale Produktion von p-Kernen. Abgesehen von p-Kernen werden nur noch ^{80}Kr , ^{93}Nb , ^{95}Mo und ^{97}Mo in vergleichbaren Mengen produziert. Die Überproduktionsfaktoren sind noch etwas höher als zum Zeitpunkt des ^{92}Pd -Maximums (10^7 - 10^8). Auch dieses Szenarium könnte daher eine alternative Quelle von p-Kernen sein.

Ob die in Röntgenbursts erzielten Überproduktionsfaktoren ausreichen, um signifikante Beiträge zur galaktischen Nukleosynthese zu leisten und eventuell das Problem der p-Kernhäufigkeiten zu lösen, hängt davon ab, welcher Anteil der Materie unserer Galaxis in Röntgenbursts prozessiert wurde. Dies wiederum hängt davon ab, wieviele Röntgenburstsysteme existieren, wie lange sie leben, wieviel Materie sie während ihrer Lebensdauer verbrennen und wieviel der prozessierten Materie ins interstellare Medium abgegeben wird. Für die hier erzielten Überproduktionsfaktoren von maximal 10^8 kann der notwendige Anteil der pro Röntgenburst ans interstellare Medium abgegebenen Brennprodukte größenordnungsmäßig abgeschätzt werden. Dabei kann in erster Näherung angenommen werden, dass in allen Röntgenbursts der größte Teil des akkretierten Materials in $A = 68$ – 100 Kerne umgewandelt wird. Mit einer Entstehungsrate von Röntgenburstsystemen von 10^{-5} /a [37], einer Lebensdauer der Röntgenburstsysteme von 10^9 a [37], einer Akkretionsrate von 10^{-8} – 10^{-9} M_{\odot} /a [159], einer Gesamtdauer der galaktischen Nukleosynthese von 10^{10} a sowie einer Masse der Scheibe unserer Galaxie von $6 \cdot 10^{10}$ M_{\odot} können Röntgenbursts die gesamte beobachtete Menge leichter p-Kerne produzieren, wenn nur 0.03–0.3% des verbrannten Materials dem Gravitationsfeld des Neutronensterns entkommt. Ein solch kleiner Anteil kann im Rahmen der Unsicherheiten nicht ausgeschlossen werden. Röntgenbursts sind daher ein mögliches Szenarium zur Synthese der leichten p-Kerne und weitere Unter-

suchungen in dieser Richtung sind sicherlich gerechtfertigt. Neben der Verbesserung der kernphysikalischen Datenbasis durch gezielte Experimente sind verbesserte Rechnungen zur Röntgenburstsimulation mit einem 2p-Einfangreaktionen einschließenden Reaktionsnetzwerk bis mindestens $Z = 50$, $A = 100$ notwendig. Es sollte allerdings auch darauf hingewiesen werden, dass alle oben genannten, sich auf LMXB-Systeme beziehende Zahlenwerte mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Insbesondere wurden bisher weniger Röntgenbursts beobachtet als man nach diesen Zahlen erwarten würde [37]. Genauere Untersuchungen zur Evolution von LMXB's würden daher ebenfalls helfen, Randbedingungen für dieses mögliche p-Prozessszenarium zu definieren.

9.5.4 Wichtige Reaktionsraten

Generell bestätigen die Rechnungen mit realistischen Temperatur- und Dichtefunktionen den in Kap. 6.1 mit konstanter Dichte und Temperatur erhaltenen Reaktionspfad für $Z > 32$. Die wichtigsten Kerneigenschaften und Reaktionsraten wurden dort ausführlich diskutiert. Insbesondere wurde in diesem Kapitel bestätigt, dass ein wesentlicher Teil des Reaktionsflusses über die in dieser Arbeit zum ersten Mal berücksichtigten 2p-Einfangreaktionen läuft, was zu einer signifikanten Beschleunigung des Reaktionsflusses führt (siehe Kap. 6.3).

Die wichtigste Frage bei der $Z < 28$ Nukleosynthese ist der genaue Anteil von α p- und rp-Prozess am Synthesepfad, da dies die Anstiegszeit bis zum Temperaturmaximum, den ^4He -Verbrauch in der Anstiegsphase und den ^1H -Gesamtverbrauch bestimmt. Die wichtigsten Reaktionsraten sind daher die der (p, γ)- und (α ,p)-Reaktionen an den $T_z = 1$ Kernen mit geradem Z zwischen ^{14}O und ^{26}Cr , sowie den $T_z = 3/2$ und $T_z = 2$ Kernen mit geradem Z zwischen $Z = 14$ und $Z = 26$. Wenn die (p, γ)-Rate überwiegt, geht der α p-Prozess in einen rp-Prozess über, im umgekehrten Fall setzt sich der α p-Prozess fort. Abgesehen von $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$ ist jedoch keine der (α ,p)-Reaktionen experimentell bekannt. Es muss außerdem berücksichtigt werden, dass der α p-Prozess nicht aus einer kontinuierlichen Kette von (α ,p)- und (p, γ)-Reaktionen besteht, in der nur die langsamsten Reaktionen den Reaktionsfluss bestimmen. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, ist auf Grund der stark ansteigenden Temperatur und der zunehmenden Coulombbarriere praktisch jeder der oben genannten Kerne für kurze Zeit ein Wartepunkt, bis die Temperatur so weit angestiegen ist, dass die entsprechende (α ,p)-Reaktion einsetzt. Die Zeit, die zur Synthese schwererer Elemente benötigt wird, ergibt sich aus der Summe dieser Wartezeiten. Das bedeutet, dass der genaue Wert der (α ,p)-Reaktionsraten für ALLE Kerne entlang des α p-Prozesspfades wichtig ist. Die hier durchgeführten Rechnungen zeigen, dass das Verzweungsverhältnis von (p, γ) zu (α ,p) an ^{22}Mg eine besonders große Rolle spielt, da erst bei besonders hohen Temperaturen die (α ,p)-Reaktion dominiert. Dieses Verzweungsverhältnis ist deshalb so wichtig, weil der Reaktionsfluss über $^{22}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{23}\text{Al}$ über den signifikanten Wartepunkt ^{24}Si führt. Eine experimentelle Bestimmung der $^{22}\text{Mg}(\alpha,p)^{25}\text{Al}$ -Reaktionsrate wäre daher sehr wünschenswert.

Kapitel 10

Schlussfolgerungen

In dieser Arbeit wurde der Einfluss von 2p-Einfangreaktionen auf die rp-Prozessnucleosynthese unter extremen Temperatur- und Dichtebedingungen untersucht.

Im Zusammenhang mit Novaexplosionen geschah dies sowohl theoretisch als auch experimentell. Netzwerkrechnungen zeigen, dass die wichtigsten Wartepunkte in ONeMg-Novae die $T_z = 1$ Kerne mit geradem Z , z.B. ^{22}Mg oder ^{26}Si , sind. Insbesondere ist die ^{22}Na -Produktion in Novae mit der effektiven Lebensdauer des Wartepunktes ^{22}Mg korreliert. Die effektive Lebensdauer dieser Wartepunkte konnte jedoch bislang nicht zuverlässig berechnet werden, weil die Raten für 2p-Einfang auf Grund von mangelnder Information über die Niveaus in den entsprechenden, sehr protonenreichen Endkernen ($T_z = 2$ Kerne mit geradem Z) sehr unsicher waren.

Es wurde daher an der Indiana University Cyclotron Facility (IUCF) ein experimentelles Verfahren entwickelt, das es zum ersten Mal möglich macht, Niveauenergien in extrem protonenreichen $T_z = 2$ Kernen im Bereich $A < 40$ zu untersuchen. Die erste experimentelle Bestimmung der Anregungsenergien von Zuständen in ^{24}Si sowie die genauere Messung der Grundzustandsmasse von ^{28}S ermöglichten eine sehr viel genauere Berechnung der 2p-Einfangreaktionsraten an ^{22}Mg und ^{26}Si . Diese experimentelle Methode kann in Zukunft zur Untersuchung einer Vielzahl weiterer rp-Prozesskerne an der Grenze zur Protoneninstabilität benutzt werden. Ein weiteres Experiment zur Messung angeregter Zustände in ^{28}S ist z.B. bereits genehmigt worden.

Anhand der neuen, genaueren effektiven Lebensdauer von ^{22}Mg kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass der 2p-Einfang die Produktion von ^{22}Na in ONeMg-Novae nicht wesentlich reduziert, vorausgesetzt Temperaturen und Dichten werden von den bisherigen Novamodellen richtig vorhergesagt. Dies ist ein wichtiges Resultat, da einige Novamodelle eine im Vergleich zu Beobachtungsdaten zu hohe ^{22}Na -Produktion vorhersagen. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass nicht die Kernreaktionsraten, sondern andere Modellparameter verbessert werden müssen, um die vorhergesagten ^{22}Na -Häufigkeiten in Einklang mit den Beobachtungen zu bringen. Auch wenn 2p-Einfang an ^{22}Mg keine große Rolle spielt, muss die neue Reaktionsrate in die gängigen Novamodelle integriert werden, wenn genaue ^{22}Na -Häufigkeiten berechnet werden sollen. Dies ist besonders wichtig im Zusammenhang mit den geplanten Beobachtungsmissionen der nächsten Generation (z.B. INTEGRAL), von denen man erwartet, dass zum ersten Mal galaktische γ -Strahlung vom Zerfall von ^{22}Na nachge-

wiesen werden kann. Eine Interpretation dieser Daten im Rahmen astrophysikalischer Modelle wird nur auf der Grundlage genauer Reaktionsraten möglich sein.

Um den Einfluss der 2p-Einfangreaktionen auf die Nukleosynthese in Röntgenbursts zu untersuchen, wurde zunächst eine verbesserte Methode zur Berechnung der entsprechenden Reaktionsraten entwickelt. Dieser Reaktionstyp wurde für Kerne mit negativem Q -Wert für Protoneneinfang in der vorliegenden Arbeit zum ersten Mal berücksichtigt. Darüber hinaus war es erforderlich, das Reaktionsnetzwerk bis ^{100}Sn zu erweitern. Dies wurde zum Anlass einer Studie über die Qualität der zur Berechnung der Netzwerk-Eingabeparameter notwendigen theoretischen Modelle. Es zeigt sich, dass besonders die Vorhersagen von Kernmassen mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Insbesondere wird hier zum ersten Mal darauf hingewiesen, dass die Fehler bei der Extrapolation zu protonenreichen Kernen deutlich zunehmen. Besonders große Fehler treten im Zusammenhang mit der sehr unzureichenden Berechnung von Kerndeformationen auf. Dagegen zeigt sich, dass das in dieser Arbeit erstellte $N_n N_p$ -Korrelationsschema in der Lage ist, Kernformen in guter Übereinstimmung mit den relativ wenigen verfügbaren experimentellen Daten zu berechnen. Das $N_n N_p$ -Korrelationsschema kann daher in Zukunft dazu verwendet werden, in Form von Kerndeformationsdaten wichtige Randbedingungen für Verbesserungen der Modelle zur Massenvorhersage (und auch der Modelle zur Berechnung von Halbwertszeiten für β -Zerfälle) zu liefern. Bei der Vorhersage von Halbwertszeiten für β -Zerfälle zeichnet sich eine deutliche Verbesserung durch die Verwendung neuester Schalenmodellrechnungen ab, die jedoch bislang nur für protonenreiche Kerne im $A > 84$ Bereich möglich sind. Künftige, den gesamten $28 \leq Z, N \leq 50$ Bereich abdeckende, Monte Carlo-Schalenmodellrechnungen könnten hier zu deutlich genaueren Vorhersagen führen.

Ferner wurde der Einfluss der Unsicherheiten in den Kernreaktionen auf rp-Prozessrechnungen untersucht. Dabei zeigt sich, dass sowohl Zeitstruktur der Nukleosynthese als auch die Häufigkeiten der am Ende produzierten Kerne in etwa proportional zur effektiven Lebensdauer der beteiligten Wartepunkte sind. Besonders bei langlebigeren Wartepunkten, an denen 2p-Einfangreaktionen eine Rolle spielen, führen die Fehler in den Kernmassen zu Unsicherheiten von mehreren Größenordnungen. Für die übrigen Wartepunkte spielen auch die Unsicherheiten in den theoretisch berechneten Halbwertszeiten der β -Zerfälle eine Rolle. Unsicherheiten in den Protoneneinfangraten sind dagegen in den meisten Fällen eher unwichtig. Ein wichtiges Resultat dieser Untersuchung ist eine Liste von Kernen, für die eine experimentelle Massen- bzw. β -Halbwertszeitbestimmung in Bezug auf rp-Prozessrechnungen besonders wichtig wäre.

Mit Hilfe eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Röntgenburstmodells wurde dann zum ersten Mal die Nukleosynthese in Röntgenbursts mit einem kompletten, über ^{56}Ni hinausgehenden Reaktionsnetzwerk untersucht. Es zeigt sich, dass der rp-Prozess unter Berücksichtigung der 2p-Einfangraten selbst für Röntgenbursts durchschnittlicher Dauer (23 s) Kerne mit Massenzahlen bis zu $A = 98$ produziert und daher die Verwendung eines bis ^{100}Sn reichenden Reaktionsnetzwerkes unerlässlich ist. Dies hat wichtige Konsequenzen: 1.) Röntgenbursts verbrauchen mehr Wasserstoff als bisher angenommen. Allerdings bleibt für nicht zu lange Bursts (< 23 s) immer noch ein großer Teil des Wasserstoffs unverbrannt, so dass gängige Modelle

zur Erklärung von sogenannten Zwergbursts wahrscheinlich auch weiterhin plausibel sind. Es steht jedoch für Zwergbursts weniger Brennstoff zur Verfügung als bisher angenommen. 2.) Die Asche von Röntgenbursts besteht nicht, wie bisher angenommen, aus Kernen der Eisenregion, sondern aus einer Reihe von Kernen zwischen Zn und Ru. Dies beeinflusst Modelle zur Erklärung quasiperiodischer Oszillationen. 3.) Wenn kleine Mengen von Material der Brennzzone ins interstellare Medium gelangen, könnten Röntgenbursts ein alternatives Szenarium zur Synthese der solaren Häufigkeiten einiger leichter p-Kerne sein, deren Herkunft bislang ungeklärt war. 4.) Die Energieproduktion in Röntgenbursts weist ausgeprägte zeitliche Schwankungen auf, die unter Umständen beobachtbar sein könnten. Dies könnte eventuell sogar das bislang ungeklärte Auftreten von Doppelburstprofilen in einigen Röntgenbursts erklären.

Es gibt also eine ganze Reihe von Beobachtungsmerkmalen, die mit der rp-Prozessnukleosynthese in Röntgenbursts eng verknüpft sind. Als nächster Schritt wäre die Koppelung des hier erstellten Reaktionsnetzwerkes mit einem komplexeren Röntgenburstmodell wichtig, um die Auswirkungen der neuen Raten auf die Vorhersage beobachtbarer Bursteigenschaften auch quantitativ zu untersuchen. Die Voraussetzung für die Interpretation der Beobachtungen als Randbedingungen für Röntgenburstmodelle ist allerdings eine genauere Kenntnis der in dieser Arbeit identifizierten Eigenschaften protonenreicher Kerne entlang des Synthesepfades des rp-Prozesses zwischen ^1H und ^{100}Sn .

Literaturverzeichnis

- [1] R. K. Wallace und S. E. Woosley, *Ap. J. Suppl.* **45**, 389 (1981).
- [2] S. Starrfield, W. M. Sparks und J. W. Truran, *Ap. J. Suppl.* **28**, 247 (1974).
- [3] J. W. Truran, in *Essays in Nuclear Astrophysics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1982), 467.
- [4] A. Shankar, W. D. Arnett und B. A. Fryxell, *Ap. J.* **394**, L13 (1992).
- [5] S. Starrfield *et al.*, *Phys. Rep.* **227**, 223 (1993).
- [6] M. Politano *et al.*, *Ap. J.* **448**, 807 (1995).
- [7] S. Starrfield, J. W. Truran, M. Wiescher und W. M. Sparks, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (1997), eingereicht.
- [8] J. José und M. Hernanz, in *Nuclei in the Cosmos '96*, edited by J. Görres, G. Mathews, S. Shore und M. Wiescher, *Nucl. Phys. A* **621**, 491c (1997).
- [9] W. Y. Law und H. Ritter, *Astron. Astrophys.* **63**, 262 (1983).
- [10] R. E. Williams *et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **212**, 753 (1985).
- [11] M. Livio und J. W. Truran, *Ap. J.* **425**, 797 (1994).
- [12] S. J. Austin *et al.*, *Astron. J.* **111**, 869 (1996).
- [13] J. W. Truran und M. Livio, *Ap. J.* **308**, 721 (1986).
- [14] S. Starrfield, W. M. Sparks und J. W. Truran, *Ap. J.* **303**, L5 (1986).
- [15] M. M. Shara und D. Prialnik, *Astron. J.* **107**, 1542 (1994).
- [16] T. Matheson, A. V. Filippenko und L. C. Ho, *Ap. J.* **418**, L29 (1993).
- [17] A. Weiss und J. W. Truran, *Astron. Astrophys.* **238**, 178 (1990).
- [18] I. Nofar, G. Shaviv und S. Starrfield, *Ap. J.* **369**, 440 (1991).
- [19] W. A. Mahoney, J. C. Ling, A. S. Jacobson und R. E. Lingenfelter, *Ap. J.* **262**, 742 (1982).
- [20] R. Diehl *et al.*, *Astron. Astrophys.* **298**, 445 (1995).

- [21] A. F. Iyudin *et al.*, *Astron. Astr.* **300**, 422 (1995).
- [22] J. Grindlay *et al.*, *Ap. J.* **205**, L127 (1976).
- [23] J. A. Hoffman, H. L. Marshall und W. H. G. Lewin, *Nature* **271**, 630 (1978).
- [24] W. H. G. Lewin, J. van Paradijs und R. E. Taam, *Space Sci. Rev.* **62**, 233 (1993).
- [25] S. E. Woosley und R. E. Taam, *Nature* **263**, 101 (1976).
- [26] L. Maraschi und A. Cavaliere, *Highlights of Astronomy* **4**, 127 (1977).
- [27] P. Joss, *Nature* **270**, 310 (1977).
- [28] D. Q. Lamb und F. K. Lamb, *Ap. J.* **220**, 291 (1978).
- [29] C. J. Hansen und H. M. Van Horn, *Ap. J.* **195**, 735 (1975).
- [30] S. K. Chakrabarti, *Phys. Rep.* **266**, 229 (1996).
- [31] S. K. Chakrabarti, L. Jin und W. D. Arnett, *Ap. J.* **313**, 674 (1987).
- [32] L. Jin, *Ap. J.* **337**, 603 (1989).
- [33] L. Jin, W. D. Arnett und S. K. Chakrabarti, *Ap. J.* **336**, 572 (1989).
- [34] G. T. Biehle, *Ap. J.* **380**, 167 (1991).
- [35] K. S. Thorne und A. N. Zytzkow, *Ap. J.* **212**, 832 (1977).
- [36] G. T. Biehle, *Ap. J.* **420**, 364 (1994).
- [37] I. Iben Jr., A. V. Tutukov und L. R. Yungelson, *Ap. J. Suppl.* **100**, 233 (1995).
- [38] R. Cannon, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263**, 817 (1993).
- [39] C. L. Fryer, W. Benz und M. Herant, *Ap. J.* **460**, 801 (1996).
- [40] R. A. Chevalier, *Ap. J.* **459**, 322 (1996).
- [41] J. Görres, M. Wiescher und F.-K. Thielemann, *Phys. Rev. C* **51**, 392 (1995).
- [42] S. N. Shore *et al.*, *Ap. J.* **421**, 344 (1993).
- [43] P. E. Pavelin *et al.*, *Nature* **363**, 424 (1993).
- [44] A. Coc *et al.*, *Astron. Astrophys.* **299**, 479 (1995).
- [45] T. Hanawa, D. Sugimoto und M.-A. Hashimoto, *Pub. Astr. Soc. Japan* **35**, 491 (1983).

- [46] R. K. Wallace und S. E. Woosley, in *High Energy Transients in Astrophysics*, Vol. 115 of *AIP Conference Proceedings*, edited by S. E. Woosley (American Institute of Physics, New York, 1984), 319.
- [47] L. Van Wormer *et al.*, *Ap. J.* **432**, 326 (1994).
- [48] R. Pfaff *et al.*, *Phys. Rev. C* **53**, 1753 (1996).
- [49] A. Jokinen *et al.*, *Z. Phys. A* **355**, 227 (1996).
- [50] B. Blank *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4611 (1995).
- [51] M. Y. Fujimoto, M. Sztajno, W. H. G. Lewin und J. van Paradijs, *Ap. J.* **319**, 902 (1987).
- [52] W. H. G. Lewin *et al.*, *M.N.R.A.S.* **177**, 83 (1976).
- [53] T. Murakami *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **32**, 543 (1980).
- [54] M. Gottwald, F. Haberl, A. N. Parmar und N. E. White, *Ap. J.* **308**, 213 (1986).
- [55] A. Ayasli und P. C. Joos, *Ap. J.* **256**, 637 (1982).
- [56] S. E. Woosley und T. A. Weaver, in *High Energy Transients in Astrophysics*, Vol. 115 of *AIP Conference Proceedings*, edited by S. E. Woosley (American Institute of Physics, New York, 1984), 273.
- [57] R. E. Taam, S. E. Woosley, T. A. Weaver und D. Q. Lamb, *Ap. J.* **413**, 324 (1993).
- [58] R. E. Taam, S. E. Woosley und D. Q. Lamb, *Ap. J.* **459**, 271 (1996).
- [59] I. Fushiki, R. E. Taam, S. E. Woosley und D. Q. Lamb, *Ap. J.* **390**, 634 (1992).
- [60] M. van der Klis, in *X-Ray Binaries*, edited by W. H. G. Lewin, J. van Paradijs und E. P. J. van den Heuvel (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [61] G. Hasinger und M. van der Klis, *Astron. Astrophys.* **225**, 79 (1989).
- [62] L. Bildsten und C. Cutler, *Ap. J.* **449**, 800 (1995).
- [63] L. Bildsten, G. Ushomirsky und C. Cutler, *Ap. J.* **460**, 827 (1996).
- [64] D. L. Lambert, *Astron. Astrophys. Rev.* **3**, 201 (1992).
- [65] M. Rayet *et al.*, *Astron. Astrophys.* **298**, 517 (1995).
- [66] W. M. Howard, B. S. Meyer und S. E. Woosley, *Ap. J.* **373**, L5 (1991).
- [67] W. M. Howard und B. S. Meyer, in *Nuclei in the Cosmos*, edited by F. Käppeler und K. Wisshak (Institute of Physics, Bristol, 1993), 575.

- [68] M. Hencheck *et al.*, in *Nuclei in the Cosmos III, Third International Symposium on Nuclear Astrophysics, Assergi, Italy*, Vol. 327 of *AIP Conference Proceedings*, edited by M. Busso, R. Gallino und C. M. Raiteri (American Institute of Physics, New York, 1994), 331.
- [69] W. A. Fowler, G. E. Caughlin und B. A. Zimmerman, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **13**, 69 (1975).
- [70] F.-K. Thielemann, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, 1980.
- [71] G. M. Fuller, W. A. Fowler und M. J. Newman, *Ap. J. Suppl.* **42**, 447 (1980).
- [72] G. M. Fuller, W. A. Fowler und M. J. Newman, *Ap. J. Suppl.* **48**, 279 (1982).
- [73] G. M. Fuller, W. A. Fowler und M. J. Newman, *Ap. J.* **252**, 715 (1982).
- [74] K. L. Kratz *et al.*, *Ap. J.* **403**, 216 (1993).
- [75] F. K. Thielemann *et al.*, *Nucl. Phys. A.* **570**, 329c (1994).
- [76] J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz und J. A. Sheikh, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 981 (1994).
- [77] S. Goriely und M. Arnould, *Astron. Astrophys.* **312**, 327 (1996).
- [78] P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers und W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tab.* **59**, 185 (1995).
- [79] E. R. Hilf, H. von Groote und K. Takahashi, in *Proc. 3rd Inter. Conf. Nuclei far from Stability, Cargese* (CERN, Geneva, 1976), Vol. 76-13, 142.
- [80] H. von Groote, E. R. Hilf und K. Takahashi, *At. Data Nucl. Data Tab.* **17**, 418 (1976).
- [81] P. Möller und J. R. Nix, *At. Data Nucl. Data Tab.* **26**, 165 (1981).
- [82] P. Möller und J. R. Nix, *At. Data Nucl. Data Tab.* **39**, 213 (1988).
- [83] P. Möller, W. D. Myers, W. J. Swiatecki und J. Treiner, *At. Data Nucl. Data Tab.* **39**, 225 (1988).
- [84] R. Casten, *Nucl. Phys. A* **443**, 1 (1985).
- [85] P. E. Haustein, D. S. Brenner und R. F. Casten, *Phys. Rev. C* **38**, 467 (1988).
- [86] J. Jänecke und P. Masson, *At. Data Nucl. Data. Tab.* **39**, 265 (1988).
- [87] S. Issmer *et al.*, *Z. Phys. A* (1997), wird veröffentlicht.
- [88] M. Shibata *et al.*, *Journ. Phys. Soc. Japan* **65**, 3172 (1996).
- [89] M. Chartier *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2400 (1996).

- [90] W. Nazarewicz und I. Ragnarsson, in *Handbook of Nuclear Properties*, edited by D. Poenaru und W. Greiner (Clarendon Press, Oxford, 1996), 80.
- [91] C. J. Lister *et al.*, Phys. Rev. C **42**, R1191 (1990).
- [92] L. Grodzins, Phys. Lett. **2**, 88 (1962).
- [93] F. S. Stephens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **29**, 438 (1972).
- [94] C. J. Lister *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1270 (1987).
- [95] P. Raghavan, At. Data Nuc. Dat. Tab. **42**, 189 (1989).
- [96] M. Keim *et al.*, Nucl. Phys. A **586**, 219 (1995).
- [97] F. Buchinger *et al.*, Phys. Rev. C **41**, 2883 (1990).
- [98] P. Lievens *et al.*, Phys. Rev. C **46**, 797 (1992).
- [99] S. Raman, C. W. Nestor, S. Kahane und K. H. Bhatt, At. Data Nucl. Data Tab. **42**, 1 (1989).
- [100] B. J. Varley *et al.*, Phys. Lett. B **194**, 463 (1987).
- [101] J. J. Cowan, F.-K. Thielemann und J. W. Truran, Phys. Rep. **208**, 267 (1991).
- [102] H. Herndl *et al.*, Phys. Rev. C **52**, 1078 (1995).
- [103] D. G. Sargood, Phys. Rep. **93**, 61 (1982).
- [104] S. E. Woosley, W. A. Fowler, J. A. Holmes und B. A. Zimmerman, At. Data Nucl. Data Tab. **22**, 371 (1978).
- [105] J. A. Holmes, S. E. Woosley, W. A. Fowler und B. A. Zimmerman, At. Data Nucl. Data Tab. **18**, 305 (1976).
- [106] F. K. Thielemann, M. Arnould und J. W. Truran, in *Capture Gamma Ray Spectroscopy 1987*, edited by K. Abrahams und P. van Assche (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1988), 730.
- [107] T. Rauscher, K.-L. Kratz und F.-K. Thielemann, Phys. Rev. C (1997), eingereicht.
- [108] W. D. Myers *et al.*, Phys. Rev. C **15**, 2031 (1977).
- [109] A. Gilbert und A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
- [110] A. Mengoni und Y. Nakajima, J. Nucl. Sci. Technol. **31**, 151 (1994).
- [111] A. V. Ignatyuk, K. K. Istekov und G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 450 (1979).

- [112] J. Winger *et al.*, Phys. Rev. C **48**, 3097 (1993).
- [113] K. Nomoto, F.-K. Thielemann und S. Miyaji, Astron. Astrophys. **149**, 239 (1985).
- [114] P. Möller, J. R. Nix und K.-L. Kratz, At. Data Nucl. Data Tab. (1997), eingereicht.
- [115] P. Möller und J. Rundrup, Nucl. Phys. A **514**, 1 (1990).
- [116] J. Krumlinde und P. Möller, Nucl. Phys. A **417**, 419 (1984).
- [117] F. Ryde, Diplomarbeit, University Lund, Lund-MPh-93/16 (unveröffentlicht).
- [118] B. A. Brown, A. Etchegoyen, W. D. M. Rae und N. S. Godwin (unveröffentlicht).
- [119] H. Herndl und B. A. Brown, (1997), wird veröffentlicht.
- [120] F. J. D. Serduke, R. D. Lawson und D. H. Gloeckner, Nucl. Phys. A **256**, 45 (1976).
- [121] M. Hirsch, A. Staudt, K. Muto und H. V. Klapdor-Kleingrothaus, At. Data Nucl. Data Tab. **53**, 165 (1993).
- [122] G. T. Biehle und P. Vogel, Phys. Rev. C **46**, 1555 (1992).
- [123] S. S. L. Ooi *et al.*, Phys. Rev. C **34**, 1153 (1986).
- [124] J. Görres, T. Chapuran, D. P. Balamuth und J. W. Arrison, Phys. Rev. Lett. **58**, 662 (1987).
- [125] W. Gelletly *et al.*, Phys. Lett. **253**, 287 (1991).
- [126] F. Stegmüller *et al.*, Nucl. Phys. A **601**, 168 (1996).
- [127] E. Hourani *et al.*, Z. Phys. A **334**, 277 (1989).
- [128] J. D. Robertson *et al.*, Phys. Rev. C **42**, 1922 (1990).
- [129] M. F. Mohar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 1571 (1991).
- [130] G. Audi und A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A **595**, 409 (1995).
- [131] K. Arai und M. Hashimoto, Astron. Astrophys. **254**, 191 (1992).
- [132] J. Winger *et al.*, Phys. Lett. B **299**, 214 (1993).
- [133] S. Della Negra, H. Gauvin, D. Jacquet und Y. Le Beyec, Z. Phys. A **307**, 305 (1982).
- [134] M. Hellström *et al.*, Z. Phys. **356**, 229 (1996).

- [135] S. E. Woosley, R. D. Hoffman, F.-K. Thielemann und T. A. Weaver, in *Nuclei in the Cosmos '96*, edited by J. Görres, G. Mathews, S. Shore und M. Wiescher (Nucl. Phys. A, Amsterdam, 1997), wird veröffentlicht.
- [136] M. M. Shara, *Astron. J.* **107**, 1546 (1994).
- [137] R. A. Ward und W. A. Fowler, *Ap. J.* **238**, 266 (1980).
- [138] N. Prantzos und R. Diehl, *Phys. Rep.* **267**, 1 (1996).
- [139] C. Iliadis *et al.*, *Phys. Rev. C* **53**, 475 (1996).
- [140] R. E. Tribble, D. M. Tanner und A. F. Zeller, *Phys. Rev. C* **22**, 17 (1980).
- [141] W. R. Lozowski und J. D. Hudson, INTDS Newsletter 8 (June 1990).
- [142] G. R. Burleson *et al.*, *Phys. Rev. C* **22**, 1180 (1980).
- [143] M. Wiescher *et al.*, *Nucl. Phys. A* **484**, 90 (1988).
- [144] C. L. Morris *et al.*, *Phys. Rev. C* **25**, 3218 (1982).
- [145] F. Pougheon *et al.*, *Nucl. Phys. A* **500**, 287 (1989).
- [146] L. Bildsten, private Mitteilung (unveröffentlicht).
- [147] B. Paczynski, *Ap. J.* **267**, 315 (1983).
- [148] L. Bildsten, in *The Many Faces of Neutron Stars*, edited by A. Alpar, L. Bucceri und J. Van Paradijs (Dordrecht, Kluwer, 1998), astro-ph/9709094.
- [149] E. Anders und N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197 (1989).
- [150] L. Bildsten, E. E. Salpeter und I. Wasserman, *Ap. J.* **384**, 183 (1992).
- [151] K. Hirata *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
- [152] R. M. Bionta *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
- [153] M. Sztajno *et al.*, *Ap. J.* **299**, 487 (1985).
- [154] J. Van Paradijs *et al.*, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **221**, 617 (1986).
- [155] F. Melia, *Ap. J.* **315**, L43 (1987).
- [156] W. Penninx, J. Van Paradijs und W. H. G. Lewin, *Ap. J.* **321**, L67 (1987).
- [157] L. Nobili, R. Turolla und I. Lapidus, *Ap. J.* **433**, 276 (1994).
- [158] D. Sugimoto, T. Ebisuzaki und T. Hanawa, *Publ. Astron. Soc. Japan* **36**, 839 (1984).
- [159] I. Lapidus, L. Nobili und R. Turolla, *Ap. J.* **433**, 287 (1994).

Danksagungen

Bei Herrn Prof. M. Wiescher bedanke ich mich für die vielen Diskussionen und Anregungen sowie die herzliche Aufnahme am Nuclear Structure Laboratory der University of Notre Dame, USA. Bei Herrn Prof. Dr. G. Schatz, Herrn Prof. Dr. H. Rebel und Herrn Dr. F. Käppeler bedanke ich mich für die freundliche Aufnahme am IK3 des Forschungszentrums Karlsruhe. Mein Dank gilt auch Herrn Dr. B. Pfeiffer und Herrn Prof. Dr. K.-L. Kratz für den einwöchigen Aufenthalt an der Universität Mainz sowie Prof. S. Starrfield für die Einladung zu einem zweiwöchigen Aufenthalt an der Arizona State University in Tempe, USA.

Für Anregungen und Diskussionen bedanke ich mich darüberhinaus bei Herrn Dr. J. Görres, Frau Prof. A. Aprahamian, Herrn Prof. L. Bildsten, Herrn Ch. Freiburghaus, Herrn M. Heil, Herrn H. Klahr, Herrn Dr. T. Rauscher, Herrn R. Reifarth, Herrn F. Rembges, Herrn Dr. M. Schumann, Herrn Prof. Dr. S. Shore, Herrn Prof. Dr. R. Taam und Frau Dr. L. Van Wormer. Bei Herrn Prof. Dr. F.-K. Thielemann bedanke ich mich für das Überlassen der Netzwerk- und Hauser-Feshbach-Programme, sowie bei Herrn Dr. P. Möller für das QRPA-Programm. Herr Dr. H. Herndl und Herr Prof. Dr. B. A. Brown stellten die Resultate der noch unveröffentlichten OXBASH-Rechnungen zur Verfügung - herzlichen Dank. Bei Herrn N. Cuka und Herrn A. Gadala-Maria bedanke ich mich für die Hilfe beim Zusammenstellen der Daten für das Valenznukleonenkorrelationsschema. Ganz besonderer Dank gilt der IUCF-Notre Dame Kollaboration im Rahmen derer das Experiment durchgeführt wurde: Herrn Prof. Dr. A. Bacher, Herrn Dr. G. P. A. Berg, Herrn Dr. E. J. Stephenson, Herrn Dr. C. C. Foster, Herrn Dr. T. C. Black, Herrn Dr. S. Choi, Herrn K. Jiang Herrn Dr. N. I. Kaloskamis, Herrn B. Schmidt, Herrn E. Stech und Herrn P. Tischhauser. Bei Herrn Dr. W. R. Lozowski bedanke ich mich für die Herstellung der Targets sowie für die Messung der Probendicken. Ganz herzlich bedanken möchte ich mich für die hervorragende technische Unterstützung bei IUCF während Vorbereitung und Durchführung des Experimentes.

Diese Arbeit wurde vom Deutschen Akademischen Austauschdienst im Rahmen eines dreijährigen Doktorandenstipendiums aus Mitteln des zweiten Hochschulsonderprogramms finanziell gefördert, wofür ich mich ganz herzlich bedanke. Weitere finanzielle Unterstützung kam vom US Department of Energy unter Grant No. DE-FG02-95-ER40934 sowie der National Science Foundation, USA unter Grant No. PHY94-02761.