
Michael Jaeger

Die Einfangreaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ –
die Hauptneutronenquelle in
massiven Sternen

Die Einfangreaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ – die Hauptneutronenquelle in massiven Sternen

Von der Fakultät Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Michael Jaeger
aus Rottenburg am Neckar

Hauptberichter: Prof. Dr. U. Kneissl
Mitberichter: Prof. Dr. U. Weiß

Tag der mündlichen Prüfung: 18.12.2001

Institut für Strahlenphysik der Universität Stuttgart

2001

Danke für die Unterstützung

– meinen Eltern –

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	7
Abbildungsverzeichnis	10
Tabellenverzeichnis	13
Symbole und Abkürzungen	15
Kurzfassung	17
Abstract	19
1 Einleitung und astrophysikalische Grundlagen	31
1.1 Motivation	31
1.2 Entstehung der schweren Elemente	35
2 Experimenteller Aufbau	41
2.1 Nachweis der Neutronen	41
2.1.1 4π -Neutronendetektor	41
2.1.2 Veto-Detektor	45
2.1.3 Meßelektronik und Datenerfassung	50
2.2 Nachweis der γ -Quanten	53
2.2.1 γ -Detektoren	53
2.2.2 Meßelektronik und Datenerfassung	54
2.3 Gastarget RHINOCEROS	56
2.4 Targetkammer	59
2.5 Nachweis der elastisch gestreuten Projektile	62

2.6	Beschleuniger und Ionenquelle	64
2.7	Durchführung der Experimente	64
3	Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren	69
3.1	Neutronendetektor	69
3.1.1	Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit	69
3.1.2	Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit	72
3.1.3	Spektroskopie mit dem Neutronendetektor	73
3.2	γ -Detektoren	74
3.2.1	Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit	74
3.2.2	Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit	76
3.2.3	Winkelverteilung der γ -Quanten	77
4	Auswertung und Datenanalyse	79
4.1	Auswertung der Neutronenspektren	79
4.2	Auswertung der γ -Spektren	86
4.3	Bestimmung der Anzahl der Projektile	90
4.4	Effektive Projektilenergie und Energieverlust im Target	92
4.5	Energieverteilung der Projektile	95
4.6	Ausbeutekurven	97
4.7	Wirkungsquerschnitt	99
5	Simulation der Anregungskurven	105
5.1	Simulationsansatz	105
5.2	Dichteprofil	106
5.3	Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ und Partialbreiten $\Gamma_i(E)$	108
5.4	Bestimmung der Resonanzparameter	111
5.5	Fehlerrechnung	113
6	Ergebnisse und Diskussion	115
6.1	Ergebnisse der Simulationsrechnungen	115
6.2	Zusammenfassung der Resonanzparameter	127
6.3	Vergleich mit den Literaturdaten	129

6.4	S-Faktor	134
6.5	Reaktionsrate	135
6.5.1	Stellare Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$	138
6.5.2	Stellare Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$	143
6.6	Astrophysikalische Konsequenzen	145
7	Zusammenfassung und Ausblick	149
	Anhang	151
A	Technische Daten	151
A.1	Technische Zeichnungen	151
A.2	Technische Daten des Plastiksintillators	153
B	Pumpschema des Gastargets	154
C	Zustände in ^{26}Mg	156
D	γ-Spektren	158
D.1	Untergrundlinien	158
D.2	Verzweigungsverhältnisse	159
E	Reaktionsraten	160
E.1	Tabelle der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate	160
E.2	Tabelle der $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Rate	163
	Literaturverzeichnis	164

Abbildungsverzeichnis

1.1	Termschema von ^{26}Mg	33
1.2	s-Prozeß	37
1.3	Neutronendichte während des Heliumschalenbrennens	39
2.1	Impulshöhenspektrum eines ^3He -Zählrohrs	42
2.2	Vertikale Ansicht des 4π -Detektors	43
2.3	Dreidimensionale Ansicht des 4π -Detektors	47
2.4	Energiespektrum des Plastiksintillators	48
2.5	Koinzidenzspektrum	49
2.6	Elektronik-Schaltbild des (α, n) -Experiments	51
2.7	Elektronik-Schaltbild der Koinzidenzschaltung	52
2.8	Aufbau des (α, γ) -Experiments	54
2.9	Elektronik-Schaltbild des (α, γ) -Experiments	55
2.10	Gastarget RHINOCEROS	57
2.11	Experimenteller Aufbau einer $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Strahlzeit	58
2.12	Meßkammer des (α, n) -Experiments	59
2.13	Meßkammer des (α, γ) -Experiments	61
2.14	Geometrie der Teilchenzähler	62
3.1	Energiespektrum der ^{252}Cf -Quelle	70
3.2	Ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des 4π -Detektors	71
3.3	Energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des 4π -Detektors	72
3.4	Verhältnis zwischen innerem und äußerem Zählrohring	74
3.5	Ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des HPGe-Detektors	75
3.6	Energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des HPGe-Detektors	77

4.1	Neutronenspektren	80
4.2	Bestimmung des Neutronenuntergrunds	81
4.3	Zählrate und Zählratenverhältnis	83
4.4	Verhältnis der inneren und äußeren Ausbeute	85
4.5	γ -Spektrum in der Resonanz $E_R = 1.434 \text{ MeV}$	87
4.6	Schematische Darstellung des Doppler-Effektes	88
4.7	Doppler-Verschiebung des Übergangs $1.809 \rightarrow 0$	89
4.8	Verhältnis der elastisch gestreuten Projektile	91
4.9	Spektrum der elastisch gestreuten Projektile	92
4.10	Bestimmung des Beschleuniger-Offsets	93
4.11	Korrektur des Energieverlusts	95
4.12	Energieverteilung der Projektile	97
4.13	Ausbeutekurven	98
4.14	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$	103
5.1	Veranschaulichung des Simulationsansatzes	106
5.2	Druckprofil bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$	107
5.3	Potentialbarriere	108
6.1	Bestimmung der Resonanzbreite für $E_R = 1.434 \text{ MeV}$	116
6.2	Simulationsrechnungen für $E_R = 1.434 \text{ MeV}$	117
6.3	Simulation der Resonanz $E_R = 1.434 \text{ MeV}$	118
6.4	Simulationsrechnungen im Bereich $1.10 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 1.41 \text{ MeV}$	119
6.5	Simulationsrechnungen im Bereich $0.94 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 1.10 \text{ MeV}$	120
6.6	Simulation der Resonanz $E_R = 0.832 \text{ MeV}$	122
6.7	Simulation der Resonanz $E_R = 0.832 \text{ MeV}$	123
6.8	Der Energiebereich $E_R < 0.89 \text{ MeV}$	125
6.9	Berechnete Ausbeutekurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$	126
6.10	Experiment Harms <i>et al.</i>	130
6.11	Experiment Giesen <i>et al.</i>	131
6.12	S-Faktor der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$	135
6.13	Gamow-Peak	137

6.14	Reaktionsrate von $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$	139
6.15	Vergleich der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate	140
6.16	Vergleich der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate	141
6.17	Reaktionsrate von $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$	143
6.18	Vergleich der $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Rate	145
6.19	Verhältnis der Reaktionsraten	146
6.20	Elementhäufigkeiten	147
6.21	Elementhäufigkeiten	148
A.1	CAD-Zeichnung des Neutronendetektors, Querschnitt	151
A.2	CAD-Zeichnung des Neutronendetektors, Längsschnitt	152
A.3	Querschnitt des Plastiksintillators	153
B.1	Pumpschema des Gastargets	155

Tabellenverzeichnis

2.1	^3He -Zählrohre in den (α, n) -Strahlzeiten	42
2.2	Geometriedaten der Teilchenzähler	63
2.3	Strahlzeiten	65
4.1	Mittlerer Energieverlust der Projektile	95
6.1	Simulationsergebnisse der Resonanz $E_R = 1.434 \text{ MeV}$	116
6.2	Ergebnisse der Resonanz $E_R = 0.832 \text{ MeV}$ und Literaturdaten	124
6.3	Resonanzbreiten und Resonanzstärken	127
6.4	Partialbreiten	129
6.5	Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$	132
6.6	Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$	133
6.7	Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$	133
6.8	Fit-Parameter der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate	142
6.9	Fit-Parameter der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate	142
6.10	Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$	144

Symbole und Abkürzungen

M_{\odot} :	Masse unserer Sonne, $M_{\odot} = 1.989 \cdot 10^{30}$ kg
k_{B} :	Boltzmann-Konstante, $k_{\text{B}} = 8.617 \cdot 10^{-11}$ MeV/K
T :	Temperatur in Kelvin
T_9 :	Temperatur in 10^9 Kelvin
n_0 :	Gasdichte in $\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$
n :	Dichte der Targetatome in $\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}$
$Z_{\text{p}}, M_{\text{p}}, S_{\text{p}}$:	Ladung, Masse und Spin des Projektils
$Z_{\text{t}}, M_{\text{t}}, S_{\text{t}}$:	Ladung, Masse und Spin des Targets
E_0 :	Projektilenergie der ^4He -Ionen
E_{α} :	Effektive Projektilenergie der ^4He -Ionen im Laborsystem
E_{R} :	Resonanzenergie im Laborsystem
$E_{\text{c.m.}}$:	Energie im Schwerpunktsystem
E_{x} :	Anregungsenergie
J^{π} :	Spin und Parität des Resonanzzustands
Q :	Q -Wert der Reaktion
E_{S} :	Schwellenenergie der Reaktion im Laborsystem
$Y(E)$:	normierte Ausbeute
ϵ :	spezifischer Energieverlust
S :	Stopping Power
Δ :	energetische Dicke des Targets
$\overline{\Delta E}$:	mittlerer Energieverlust im Target
ε :	Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren
$\sigma(E)$:	totaler Wirkungsquerschnitt
$d\sigma/d\Omega$:	differentieller Wirkungsquerschnitt
$S(E)$:	astrophysikalischer S-Faktor
$\Gamma, \Gamma(E)$:	totale Resonanzbreite
$\Gamma_{\text{i}}, \Gamma_{\text{i}}(E)$:	Partialbreite
$\omega\gamma$:	Resonanzstärke
$\langle \sigma v \rangle$:	Reaktionsrate pro Teilchenpaar

Kurzfassung

Die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ist für die Nukleosynthese der schweren Elemente von großem Interesse, denn sie wird als die Schlüsselneutronenquelle im s-Prozeß der massiven Sterne ($M > 8M_{\odot}$) angesehen. In dieser Arbeit wurde die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, sowie die Konkurrenzreaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ in dem astrophysikalisch relevanten Energiebereich $E_{\alpha} = 0.57 - 1.47 \text{ MeV}$ untersucht.

Die Experimente zu den Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden alle am 4 MV DYNAMITRON Beschleuniger des Instituts für Strahlenphysik durchgeführt. Als Target wurde das fensterlose Gastargetsystem RHINOCEROS eingesetzt. Ein zentraler Punkt dieser Arbeit war die Entwicklung eines neuen 4π -Neutronendetektors. Mit diesem Detektor wird eine sehr hohe absolute Nachweiswahrscheinlichkeit von bis zu 50 % erzielt. Durch den Einsatz einer aktiven Abschirmung wird zusätzlich eine extrem kleine Nullrate von 0.02 Ereignissen/s erreicht. Trotz der Moderation vor dem Nachweis kann aus dem Diffusionsverhalten der Neutronen eine gewisse Aussage über die Energie der nachgewiesenen Neutronen gemacht und für die Bestimmung von Obergrenzen verwendet werden. Durch den Einsatz dieses Neutronendetektors wurde bei den (α, n) -Messungen eine Meßempfindlichkeit von 10^{-11} barn erreicht.

Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ wurden insgesamt 9 Resonanzen untersucht, zwei Resonanzen konnten in dieser Arbeit erstmals vermessen werden. Aufwendige Simulationsrechnungen für die Detektoranordnungen ermöglichen eine detaillierte Analyse der Daten und die Entfaltung der Anregungsfunktionen. Für alle Resonanzen konnte sowohl die Resonanzstärke als auch die Resonanzbreite neu und genauer bestimmt werden. Für eine bei $E_{\alpha} = 630 - 640 \text{ keV}$ vermutete Resonanz wurde eine Obergrenze von $\omega\gamma \leq 60 \text{ neV}$ bestimmt. Im Fall der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden zwei Resonanzen untersucht. Es konnten ebenfalls die Resonanzstärken und die Resonanzbreiten bestimmt werden.

Mit den neuen Wirkungsquerschnittsdaten und unter Berücksichtigung aller Resonanzausläufer bis zur Neutronenschwelle wurde die Reaktionsrate neu bestimmt. Die Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ liegt für stellare Temperaturen $T < 3 \cdot 10^8 \text{ K}$ zum Teil deutlich unter den Werten der bisherigen Kompilationen. Für $T = 2 \cdot 10^8 \text{ K}$ ergibt sich für die in dieser Arbeit bestimmte Reaktionsrate $\langle \sigma v \rangle = (0.88_{-0.29}^{+2.62}) \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}\cdot\text{s}}$, in der Arbeit von Käppeler *et al.* besitzt die Reaktionsrate den Wert von $(25_{-24}^{+24}) \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}\cdot\text{s}}$ und in der neueren NACRE-Kompilation beträgt die Reaktionsrate bei dieser Temperatur $(1.2_{-0.5}^{+669}) \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}\cdot\text{s}}$. Aufgrund der größeren Empfindlichkeit des Experiments konnte der Fehlerbereich der Reaktionsrate stark reduziert werden. Auf Stern- und Nukleosynthesemodelle haben die Ergebnisse dieser Arbeit z.T. große Auswirkungen. Modelle mit stark erhöhten Neutronenraten können mit dem hier vorgelegten Resultat nicht mehr bestehen bleiben.

Abstract

The reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, the key neutron source in massive stars

The reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ plays the key role in the astrophysical s-process in massive stars providing the required neutrons to produce the elements with $A = 60 - 90$. In the present PhD thesis the excitation function of this reaction was investigated from the reaction threshold at $E_\alpha = 0.57$ MeV up to 1.47 MeV. A 4π neutron detector was tailored for this specific reaction to reach an experimental sensitivity of 10^{-11} barn. In this energy range for all observed resonances new resonance parameters have been determined. Based on these new data sets a reaction rate with essential smaller uncertainties was calculated.

Introduction

For the nucleosynthesis of the heavier elements, Burbidge, Burbidge, Fowler and Hoyle [Bur57] suggested successive neutron capture and β -decay. The synthesis occurs either at a slow rate (s-process) or at a rapid rate (r-process). During the core helium burning phase in massive stars with $M > 8 M_\odot$, the reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ is the dominant neutron source for the s-process. At this site, most of the elements in the mass range $A = 60 - 90$ are produced. The synthesis of the elements with $A > 90 - 209$ is associated to helium shell flashes in asymptotic giant branch (AGB) stars with $M \simeq 1 - 3 M_\odot$. In these stars the neutrons for the slow neutron capture are produced by a combination of the reactions $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ and $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

For the stellar model calculations on abundances of the s-process elements, a good knowledge of the reaction rate is required. The $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction at helium burning temperatures of $T_9 = 0.2 - 0.3$ ¹ has been subject of intensive investigations [Har91, Gie93, Dro93]. Due to a possible resonance at 0.64 MeV a reliable determination of the reaction rate is problematical. For that reason the resulting data sets and evaluated reaction rates differ strongly from each other, especially in the region of stellar temperatures relevant for the s-process ($T_9 < 0.3$). Costa *et al.* [Cos00] investigated the influence of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ rate on the abundances of s-nuclide seeds for the p-process. Considering the uncertainties of the NACRE compilation [Ang99], in the model calculations of these authors enhanced reaction rates in the range between 5 and 500 above the adopted rate were used. The *et al.* [The00] studied the s-process in stellar models of $M = 15 - 30 M_\odot$ to obtain the s-process yields with respect to different reaction rates of $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ and $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. These calculations favor also an enhanced $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction rate at low temperatures. Therefore, for all model calculations where the reaction

¹The temperature T_9 is given in units of 10^9 K

$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ is involved, the determination of this rate in much closer limits is required [Rau01]. The importance of this neutron source depends also on the cross section of the competing reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$. Therefore the aim of this work was the investigation of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ and the $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ cross sections in the astrophysical relevant energy range with sensitive experiments at the technical limits.

Experimental set-up and procedures

The experiments were performed at 4 MV DYNAMITRON accelerator of the Institut für Strahlenphysik at Stuttgart. The accelerator supplied a $^4\text{He}^+$ -beam of about 1 mm diameter and with currents up to $150\ \mu\text{A}$. To reach the energies near the neutron threshold at $E_\alpha = 0.57\ \text{MeV}$ the accelerator was used with half cascade. For the measurement of the capture reactions on ^{22}Ne the windowless and recirculating gas target system RHINOCEROS was used. Five pumping stages reduce the pressure from several mbar in the target chamber to 10^{-8} mbar, maintained in the beam transport system. The target gas was 99.9% enriched ^{22}Ne . Three cleaning elements, generally a cryogenic trap at liquid nitrogen temperature, a zeolyte trap and a getter purifier provide the high purity of the target gas during the long term experiments. During the (α, n) -investigations the pressure in the gas target was about 0.1 – 0.4 mbar, and about 0.7 – 1.5 mbar for the (α, γ) -experiments. The gas pressure in the reaction chamber is measured in absolute units with a capacitance manometer. Fluctuations of the pressure are compensated by an electronically controlled valve and a regulation system. Thus, the fluctuations could be reduced to $\Delta p/p \leq 1\%$.

For the investigations of the (α, n) -reaction the target consists of a small control chamber with three ports, used for the two particle detectors and for the connection of the manometer. The main reaction chamber was a cylindrical target tube, mounted behind this chamber (Fig. 1). For the (α, γ) -experiment, the reaction chamber was a flat cell with six ports radiating from the center, also used for particle detection and for the manometer and the gas inlet. In both cases all inner surfaces are plated with a layer of gold of about $10\ \mu\text{m}$ thickness to avoid background reactions. Through a window the beam alignment can be controlled optically. About 1.5 m behind the target chamber the ion beam was dumped in a Faraday cup.

For the neutron detection a 4π detector with an absolute efficiency of up to 50% has been designed. The reaction neutrons first are thermalized in a cylindrical moderator of polyethylene, before they are detected in 12 ^3He -proportional counters. They are arranged on two concentric rings in the moderator at radii optimized for the neutron energy for this specific reaction. The counters have a length of 30 cm and a diameter of 2.5 cm, filled at a pressure of 10 bar with ^3He . To reduce the neutron background arising from cosmic showers, several components for passive shielding are

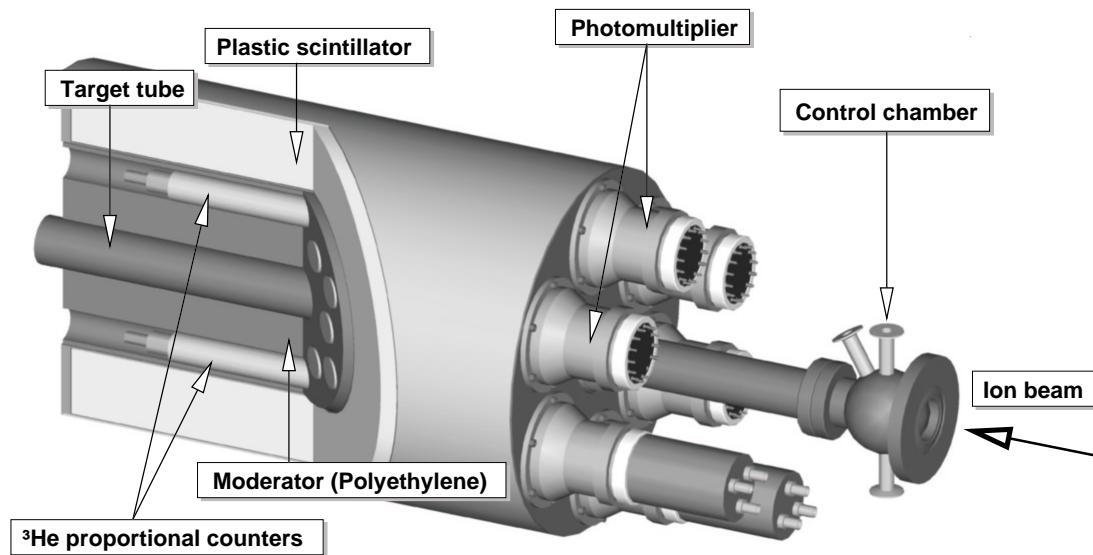


Fig. 1: Three-dimensional view of the 4π neutron detector. The twelve ^3He proportional counters are cylindrically arranged on two concentric rings around the target tube. The plastic scintillator for the veto signal encloses nearly the whole moderator.

placed around the whole moderator with the ^3He tubes inside. A plastic scintillator which encloses nearly the whole moderator serves as veto counter for a further reduction of the cosmic induced background. The principle of this veto shielding is to look for the muonic component of a cosmic shower and to turn off the ^3He tubes for a suitable time period when such an event is registered. With this arrangement a background rate of about 0.02 counts per second is reached compared to previous setups with 0.08 cps [Dro93]. Fig. 1 shows a view of the 4π neutron detector and the veto detector. The cosmic background rate was determined in separate runs before and after every beam time. With the reaction $^{20}\text{Ne}(\alpha, n)^{23}\text{Mg}$ the beam induced background was determined. Because of the high reaction threshold ($Q = -7.22\text{ MeV}$) this reaction emits no neutrons, however the reaction shows the same stopping power and straggling of the projectiles as ^{22}Ne . For the detection of the γ -rays, two high purity Germanium detectors (HPGe) with an efficiency of 100%, relative to a $3'' \times 3''$ NaJ(Tl)-detector, have been used. The two detectors were arranged in very close geometry to the reaction cell. Both HPGe detectors were surrounded by an active BGO shield for background reduction. Additionally the detectors were embedded in a lead block for passive shielding of the detectors. The detected neutrons and γ -rays are normalized using the number of the projectiles elastically scattered by the target nuclei. With light-tight silicon surface barrier detectors, which are placed at several angles relative to the beam axis, the scattered α -particles were detected.

In measurements where absolute cross sections are to be determined, the absolute efficiency of the detector has to be known with a high accuracy. The efficiency

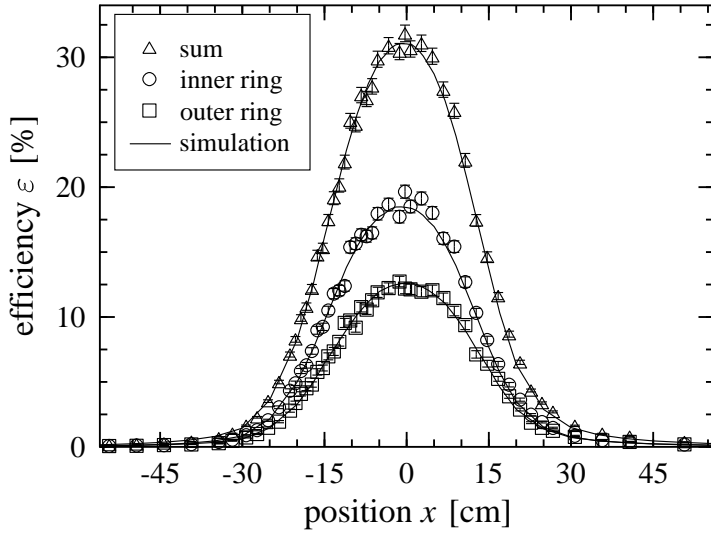


Fig. 2: Geometrical response function of the neutron detector. The ^{252}Cf source was placed along the extended target tube. Shown are the efficiency of the inner and outer ring, the whole detector, as well as the result of the MCNP simulation.

of the neutron detector was obtained with a calibrated ^{252}Cf source. Because of the extended target, the efficiency along the whole target tube has to be determined. Hence the ^{252}Cf source was placed along the beam axis at different positions to obtain the geometrical response function of the detector. The efficiency of the detector was calculated with the Monte Carlo program MCNP. Fig. 2 shows the good agreement between the experimental data and the simulation of the efficiency function. This good agreement indicates the correct input of the geometry parameters of the experimental setup. The energy of the reaction neutrons depends on the energy E_α of the incident projectiles. Therefore the geometrical response function of the detector has to be simulated for each resonance with the appropriate neutron energy.

Due to the energy dependent neutron diffusion, a rough energy information of the detected neutrons can be obtained from the ratio of the count rates in the inner and outer detector ring. Fig. 3 shows the energy dependence of this ratio. The expected ratio of the reaction neutrons (solid line) was calculated with the Monte Carlo program MCNP and differs clearly from the ratio of the background neutrons. In the resonance this ratio reaches the expected value which is valid for the reaction neutrons. Outside the resonance where no neutrons from the reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ are detected the measured ratio drops to the level of the background neutrons. Consequently this ratio can be used to discriminate the neutrons arising from the cosmic background from those of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction. With this arrangement we obtained a sensitivity limit of about 10^{-11} barn.

The efficiency of the HPGe detectors was calculated with the Monte Carlo program GEANT. A calibrated and nearly point like ^{226}Ra source was placed along the beam axis for the experimental verification of the efficiency curve. Inside the target chamber the efficiency shows a flat plateau. With increasing distance from the reaction chamber, the efficiency falls off very rapidly due to the lead shield.

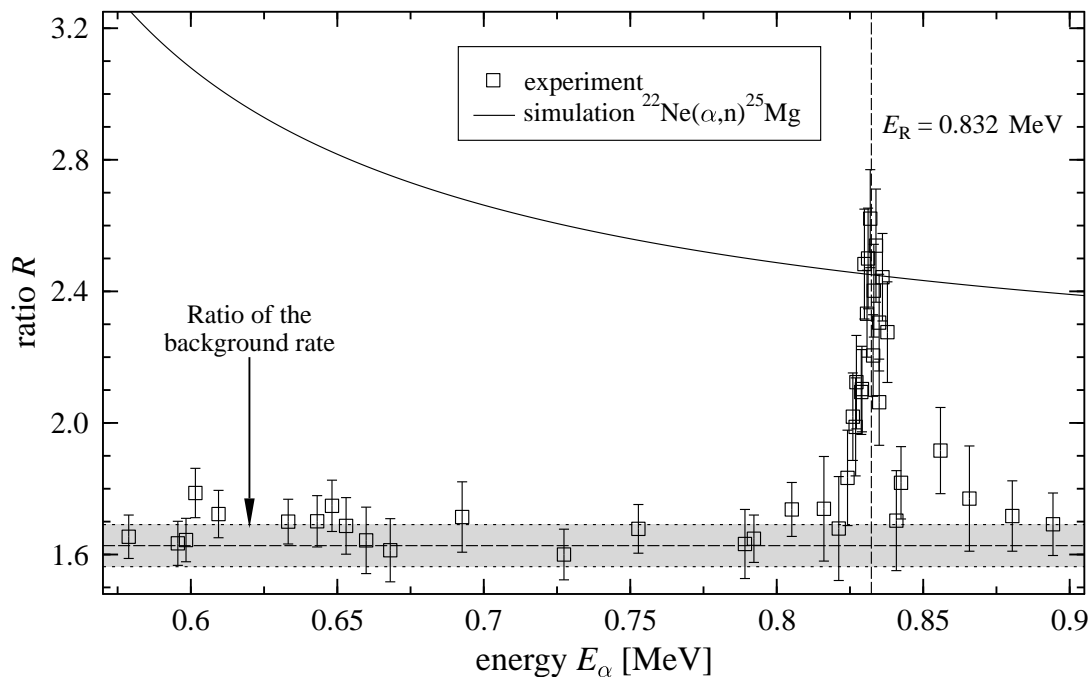


Fig. 3: Ratio of the count rates from the inner and outer detector ring. The solid line represents the result of a Monte Carlo simulation of the expected ratio for the reaction neutrons from $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. The data points show the experimentally determined ratio. The background ratio (grey area) was obtained in separate runs without ion beam.

Simulation of yield curves

The yield Y of a capture reaction is defined as the ratio of the number $N_{n,\gamma}$ of the counts in the neutron detector or the γ detector, respectively, over the number N_α of the elastically scattered projectiles:

$$Y(E) = \frac{N_{n,\gamma}}{N_\alpha}. \quad (1)$$

In the investigated energy range $E_\alpha = 0.57 - 1.47$ MeV the yield function of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction is dominated by several resonances (see Fig. 4). For $E_\alpha < 0.8$ MeV only upper limits can be derived from the neutron yield, corresponding to a detection limit of 10^{-11} barn. These limits are by a factor of 20 lower compared to the data of Drotleff *et al.* The yield scale covers more than 7 orders of magnitude. Because of the better energy resolution of the short detector the resonances at 1.077 and 1.053 MeV could be resolved, just as the resonances at 1.0 and 0.976 MeV.

The yield curve of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ reaction was obtained by the detection of the 586 keV γ -ray of the subsequent decay in ^{25}Mg . Due to the reaction threshold at 1.26 MeV only the resonance at 1.434 MeV could be investigated. For the reaction

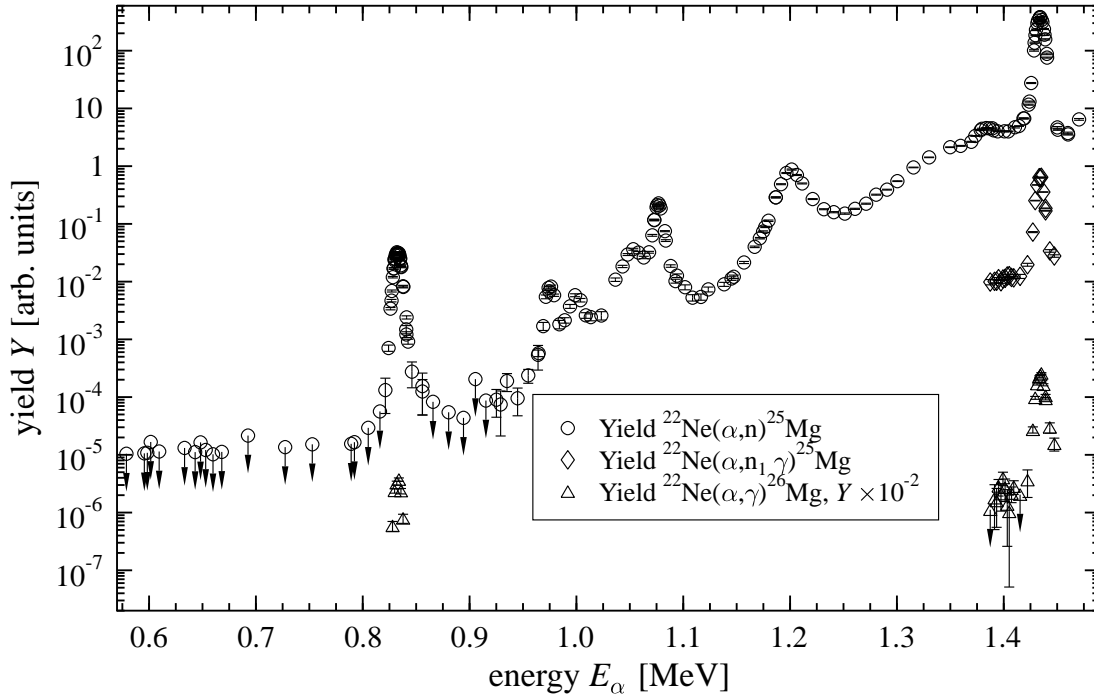


Fig. 4: Measured yield curves of the reactions $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ and $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ in the energy range 0.57 – 1.47 MeV.

$^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ the resonances at 1.434 and 0.832 MeV were studied. The yield curve represents the primary transition $R \rightarrow 1.809 (2^+)$, which corresponds to the excitation energies E_x in ^{26}Mg .

For the determination of the resonance parameters, respectively the cross section, the experimental yield curve can be compared to a simulated yield function. The simulation has to take into account the finite extension of the gas target and the neutron detector, respectively of the γ detector. Thus the reaction yield Y is correlated with the cross section $\sigma(E)$ by the following double integral [Köl99]:

$$Y(E_\alpha) = \left(\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E) \right)_{\text{lab}} l_\alpha d\Omega \right)^{-1} \times \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{E(x)} A(E, \overline{E(x)}) \sigma(E) dE \right) \frac{n(x)}{n_0} \varepsilon(x, E) dx. \quad (2)$$

For the calculation of this yield function the following factors have to be well known: (i) the density profile $n(x)$ of the target gas along the beam axis, (ii) the energy distribution $A(E, \overline{E(x)})$ of the projectiles and the mean energy $\overline{E(x)}$ at each position in the target, (iii) the cross section $\sigma(E)$ of the reaction, (iv) the geometrical response function of the detectors, (v) the differential cross section of the elastically scattered projectiles and the geometrical factor $l_\alpha d\Omega$ of the particle detectors.

The cross section of an isolated resonance can be described by the Breit–Wigner formula

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2S_p+1)(2S_t+1)} \frac{\Gamma_A(E)\Gamma_B}{(E-E_R)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (3)$$

J is the spin of the excited state in the compound nucleus, and $S_{p,t}$ the spins of the projectile and the target nucleus. E_R is the resonance energy, Γ_A and Γ_B are the partial widths, and $\Gamma = \Gamma_A + \Gamma_B$ the total width of the resonance if no additional decay modes are open. The projectile must penetrate through the Coulomb and centrifugal barrier, therefore the energy dependence of the partial width $\Gamma_A(E)$ has to be taken into account. Because of $\Gamma = \Gamma_A + \Gamma_B$, the energy dependence of the total width has to be accounted.

The calculated yield curve has to be adjusted to the experimental data by variation of the resonance width Γ and resonance strength

$$\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_A\Gamma_B}{\Gamma}, \quad \text{with the statistical factor } \omega = \frac{2J+1}{(2S_p+1)(2S_t+1)}. \quad (4)$$

Thereby the total width Γ determines the shape of the simulated yield curve, the resonance strength $\omega\gamma$ can be appointed by fitting the calculated yield function to the maximum of the experimental data. First tests of the calculations were performed at the 1.434 MeV resonance of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction at three different target pressures (see Fig. 5). With a total width of $\Gamma_{\text{lab}} = 1.3 \text{ keV}$ the best agreement for all three target pressures were achieved, resulting in nearly the same resonance strength for all three cases. The influence of the mean energy loss in the target and the energy distribution $A(E, \overline{E(x)})$ of the projectiles due to straggling and the accelerator ripple could also be verified with these calculations. The results show that the input parameters for the simulations are well understood and the calculations are reliable.

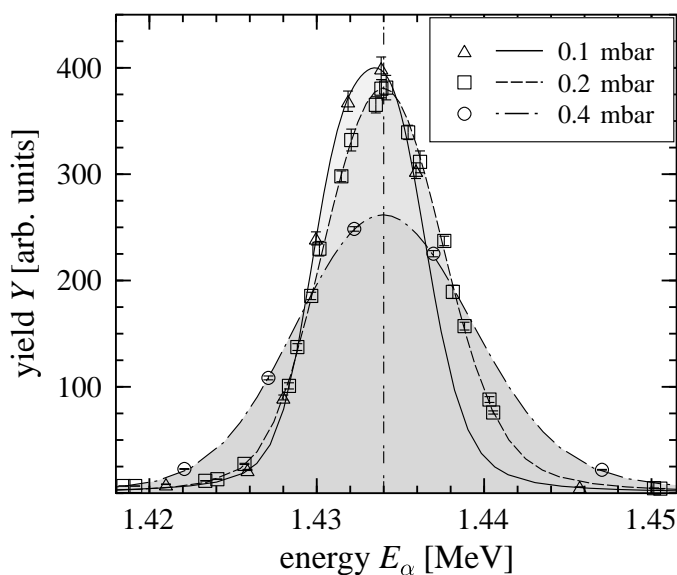


Fig. 5: Resonance at 1.434 MeV of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction, investigated at target pressures of 0.1, 0.2 and 0.4 mbar. The curves shows the simulations of the yield functions. The agreement between the calculations and the experimental data is excellent.

Results and conclusions

By means of the yield calculations for all observed resonances the resonance energy, the total width Γ and the resonance strength $\omega\gamma$ has been determined. In Fig. 6 the results of the yield curve calculations for the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction are shown. The dashed lines indicate the calculations of the single resonances, the solid line represents the sum of the calculated curves. The results obtained for the resonance parameters are listed in Table 1. The resonance at 0.83 MeV was investigated very accurately, the neutron yield changes by more than three orders of magnitude between the maximum of the resonance and the upper limits in the tails of the resonance (see the inset in Fig. 6). Only by measuring the yield in this wide dynamic range, the determination of the resonance width was possible. For the resonance strength we obtained a value of 0.118 ± 0.011 meV. The level at $E_x = 11.153$ MeV in ^{26}Mg has natural parity and is thus a candidate for a resonance at about 0.64 MeV. For this possible resonance we obtained an upper limit of $\omega\gamma = 60$ neV, a factor of 10

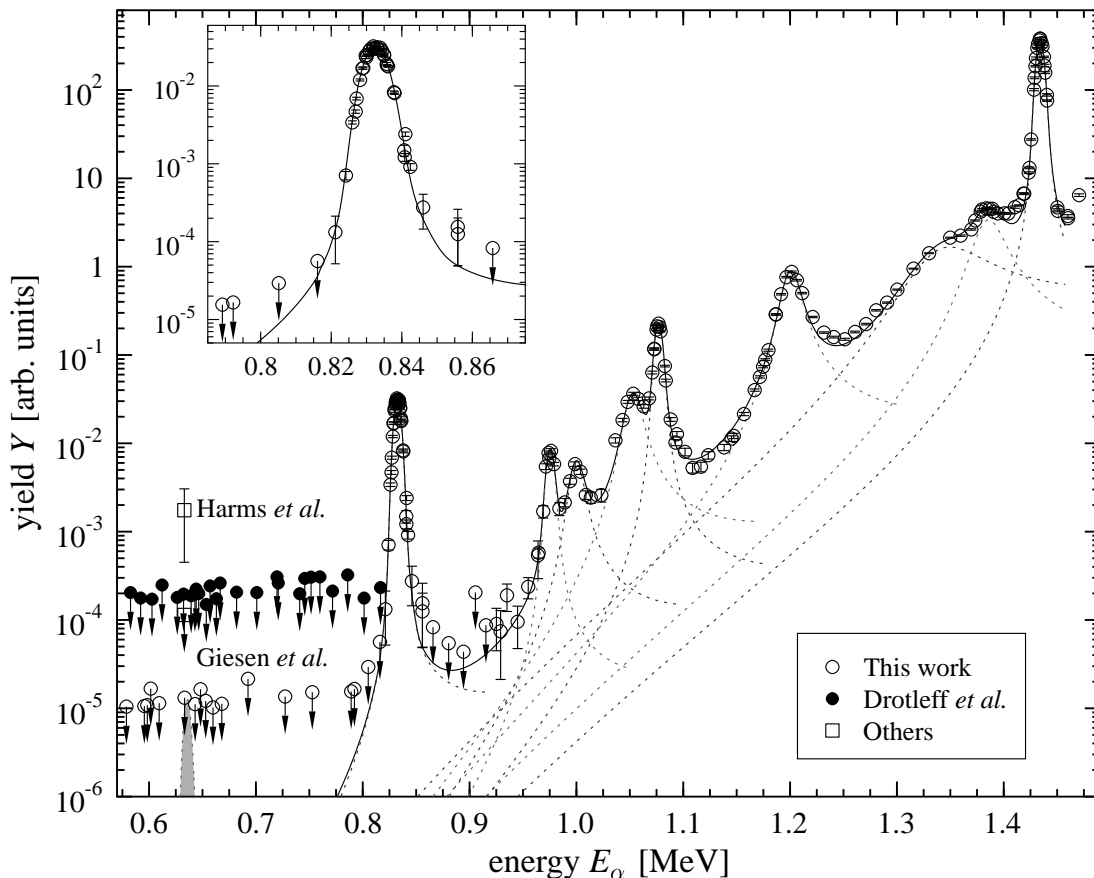


Fig. 6: Excitation function of the reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. The dashed lines show the calculated yield function for each resonance, the solid is the total yield function. Note that the neutron yield changes by 7 orders of magnitude between the maximum of the 1.434 MeV resonance and the upper limits measured below 0.8 MeV.

Tab. 1: Resonance parameters of the reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ determined by the yield simulations. E_R refers to the laboratory system, the width Γ and the resonance strength $\omega\gamma$ to the center of mass system.

This work [Jae01]					Endt <i>et al.</i> [End98]			
[Jae01]					[End98]			
E_R	E_x	Γ	$\omega\gamma_n$	$\omega\gamma_\gamma$	E_R	Γ	$\omega\gamma_n$	$\omega\gamma_\gamma$
[MeV]	[MeV]	[keV]	[meV]	[meV]	[MeV]	[keV]	[meV]	[meV]
0.635(10)	11.152		< 60 neV		0.623(6)			
0.832(2)	11.319	0.25(17)	0.118(11)	0.033(4)	0.830(3)	< 3	0.08(2)	0.036(4)
0.976(2)	11.441	2.1(9)	0.034(4)					
					0.988(5)	< 3	0.25(7)	
1.000(2)	11.461	9.3(25)	0.048(10)					
1.053(2)	11.506	12.7(25)	0.35(6)					
1.077(2)	11.526	1.8(9)	0.83(8)					
					1.066(5)	< 3	1.6(4)	
					1.178(5)	< 3	4.9(12)	< 0.007
1.200(2)	11.630	13.5(17)	8.5(11)		1.219(5)	< 3	4.8(12)	< 0.007
1.340(10)	11.749	64(9)	60(9)					
1.385(4)	11.787	25(4)	50(7)					
1.398(4)	11.798	2.1(10)		0.024(7)	1.395(10)	< 3	15(4)	< 0.10
1.434(2)	11.828	1.1(3)	1067(42)	1.69(17)	1.433(2)	< 3	610(90)	2.5(3)

smaller than the value of Giesen *et al.* [Gie93]. For the reactions $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ and $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ the resonance parameters could be also determined by the yield calculations, the results are listed in Table 1. We have found that the positions, widths, and strength of the resonances differ strongly from the data compiled recently by Endt *et al.* [End98]. The $\omega\gamma$ value of the 0.832 MeV resonance obtained in this work is about 30 % smaller compared to the result of Drotleff *et al.* [Dro93]. The strength of 200 μeV used by Käppeler *et al.* [Käp94] for this resonance is the weighted average of the values obtained by Drotleff *et al.* [Dro93] and Giesen *et al.* [Gie93].

With these resonance parameters new stellar rates for the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ and the $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ reaction were obtained by calculation of the folding integral between the excitation function and the stellar Maxwell–Boltzmann distribution. For the recommended rate of the (α, n) –reaction we incorporated all known resonances from Table 1 except one: the strength of the hypothetical resonance at 0.64 MeV was taken to be 10 % of its upper limit because the existence of this resonance is still uncertain. Above $E_\alpha = 1.47$ MeV the data of Drotleff *et al.* [Dro93] and for the energy range $E_\alpha > 2.3$ MeV the data of Haas and Bair [Haa73] have been used. The lower limit of the reaction rate was calculated using the uncertainties of the resonance parameters. For the upper limit the full resonance strength of the possible resonance at 0.64 MeV was considered in addition to the other observed resonances. For the reaction rate

an analytical expression was calculated using the same parameterization as NACRE [Ang99]:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \sum_{i=1}^4 A_i T_9^{B_i} \exp(-C_i/T_9). \quad (5)$$

This expression is valid in the temperature range $0.1 \leq T_9 \leq 10$ and reproduces the tabulated values within an accuracy of about 8%. The parameters are given in Tab. 2.

Tab. 2: Fit parameters for the analytical expression of the reaction rate, given for the recommended rate, the low and high rate. We used the same parameterization as NACRE [Ang99].

i	low rate			recomm. rate			high rate		
	A_i	B_i	C_i	A_i	B_i	C_i	A_i	B_i	C_i
1	4.55	0	7.781	4.04	0	7.74	3.68	0	7.70
2	1.701e-10	-5.98	6.22	2.302e-4	-0.60	6.14	9.02e-4	-1.70	6.31
3	8000	2.75	11.55	6900	3.19	11.3	10900	2.853	11.6
4	1.003e+6	1.50	23.0	1.881e+7	0.358	26.7	5.21e+6	1.05	23.2

In the temperature range $T_9 < 0.2$ the competing reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ becomes dominant. For the calculation of the reaction rate we used the resonance parameters listed in Table 1. Above 1.47 MeV we used the data of Wolke *et al.* [Wol89]. At $E_\alpha = 0.097$ and 0.400 MeV two additional resonances are known from a α -transfer experiment [Gie93]. The reaction rate at temperatures $T_9 < 0.4$ depends mainly on the known resonances at 0.83 MeV and 0.40 MeV.

The ratio of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ rate of this work in comparison to the NACRE compilation [Ang99] and the compilation of Käppeler *et al.* [Käp94] is given in Fig. 7. In the temperature range $T_9 > 0.6$ the reaction rates are in fair agreement in both magnitude and temperature dependence. At $T_9 = 0.2$ the uncertainty given by NACRE was about a factor of 500, in the present work the upper limit of the rate was reduced to a factor of 5 with regard to the recommended rate. In the compilation of Käppeler *et al.* [Käp94] this ratio was only 2, but the absolute value of the reaction rate was a factor of 28 higher than the present value. For $T_9 > 0.2$, where the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ neutron production will be large enough to be effective in the s-process, the improved rates justify new computations of the s-process in massive stars. The new rates completely rule out the large enhancement factors of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ rate suggested by some s-process calculations [Cos00, The00]. First nucleosynthesis calculations for massive stars using our new reaction rate reproduces the s-process abundances much better than using the older and higher rates [Heg01].

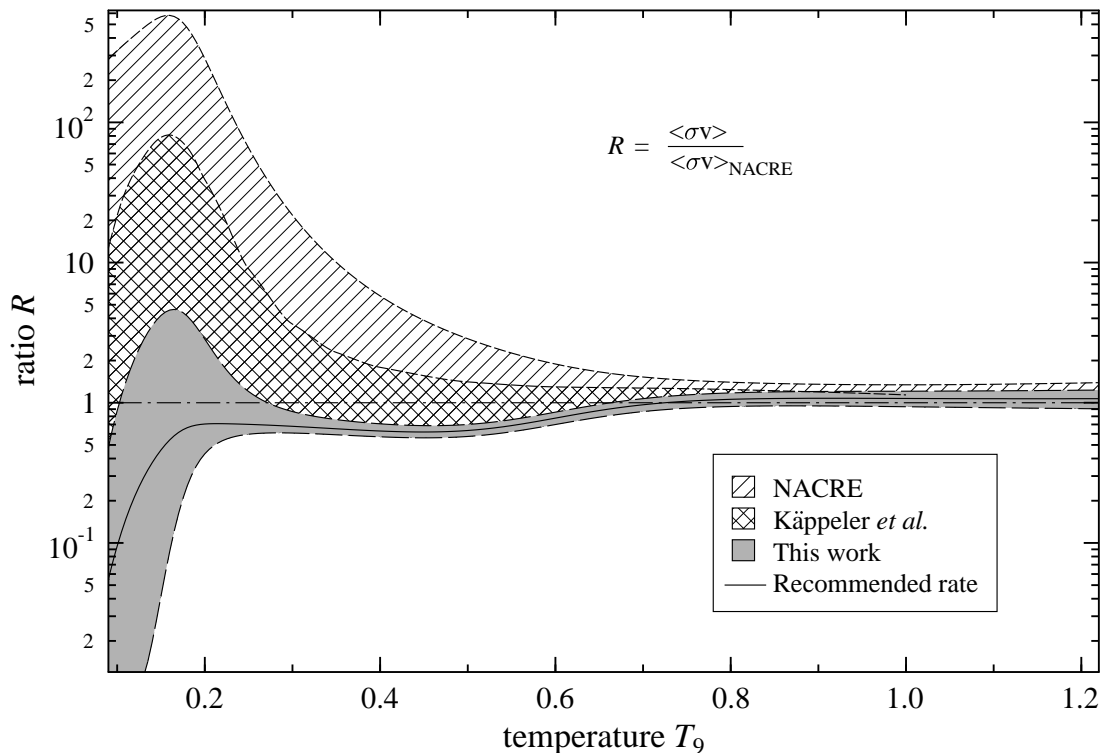


Fig. 7: Ratio of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ reaction rate in comparison to the recommended rate of NACRE [Ang99]. The areas of uncertainty for this work, the compilation of Käppeler *et al.* and the NACRE compilation are marked with different shades. At $T_9 = 0.2$ the band of uncertainty obtained in this work is about a factor of 100 smaller in comparison to NACRE.

References

- [Ang99] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl’Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotton, and M. L. Rachtij, A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates, *Nucl. Phys.* **A656**, 3 (1999).
- [Bur57] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, Synthesis of the elements in stars, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [Cos00] V. Costa, M. Rayet, R. A. Zappala, and M. Arnould, The synthesis of the light Mo and Ru isotopes: how now, no need for an exotic solution?, *Astron. Astrophys.* **358**, 67 (2000).

- [Dro93] H. W. Drotleff, A. Denker, H. Knee, M. Soiné, G. Wolf, J. W. Hammer, U. Greife, C. Rolfs, and H. P. Trautvetter, Reaction rates of the s-process neutron sources $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ and $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, *Astrophys. J.* **414**, 735 (1993).
- [End98] P. M. Endt, Supplement to Energy Levels of $A = 21 - 44$ Nuclei (VII), *Nucl. Phys.* **A633**, 45 (1998).
- [Gie93] U. Giesen, C. P. Browne, J. Görres, S. Graff, C. Iliadis, H. P. Trautvetter, M. Wiescher, W. Harms, K.-L. Kratz, B. Pfeiffer, R. E. Azuma, M. Buckby, and J. D. King, The astrophysical implications of low-energy resonances in $^{22}\text{Ne} + \alpha$, *Nucl. Phys.* **A561**, 95 (1993).
- [Haa73] F. X. Haas and J. K. Bair, Total Neutron Yield from the (α, n) Reaction on $^{21,22}\text{Ne}$, *Phys. Rev. C* **7**, 2432 (1973).
- [Har91] V. Harms, K.-L. Kratz, and M. Wiescher, Properties of $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ Resonances, *Phys. Rev. C* **43**, 2849 (1991).
- [Heg01] A. Heger and S. E. Woosley, Priv. Comm., (April 2001).
- [Jae01] M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, J. Hammer, G. Staudt, K.-L. Kratz, and B. Pfeiffer, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, the key neutron source in massive stars, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 202501 (2001).
- [Käp94] F. Käppeler, M. Wiescher, U. Giesen, J. Görres, I. Baraffe, M. E. Eid, C. M. Raiteri, M. Busso, R. Gallino, M. Limongi, and A. Chieffi, Reaction rates for $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$, and $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ in stellar helium burning and s-process nucleosynthesis in massive stars, *Astrophys. J.* **437**, 396 (1994).
- [Köl99] V. Kölle, U. Kölle, S. Braitmayer, P. Mohr, S. Wilmes, G. Staudt, J. W. Hammer, M. Jaeger, H. Knee, R. Kunz, and A. Mayer, Capture reactions at astrophysically relevant energies: extended gas target experiments and GEANT simulations, *Nucl. Instrum. Methods* **A431**, 160 (1999).
- [Rau01] T. Rauscher, A. Heger, S. E. Woosley, and R. D. Hoffman. Nuclear Aspects of the s- and n-Processes in Massive Stars. In Proceedings of the 9th Int. Seminar on "Interactions of Neutrons with Nuclei (ISINN-9)", Dubna, Russia, 2001.
- [The00] L.-S. The, M. F. El Eid, and B. S. Meyer, A New Study of s-Process Nucleosynthesis in Massive Stars, *Astrophys. J.* **533**, 998 (2000).
- [Wol89] K. Wolke, V. Harms, H. W. Becker, J. W. Hammer, K. L. Kratz, C. Rolfs, U. Schroeder, H. P. Trautvetter, M. Wiescher, and A. Woehr, Helium Burning of ^{22}Ne , *Z. Phys.* **A334**, 491 (1989).

Kapitel 1

Einleitung und astrophysikalische Grundlagen

1.1 Motivation

Die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ nimmt bei der Synthese der schweren Elemente durch langsamen Neutroneneinfang im sogenannten s-Prozeß eine Schlüsselrolle ein. Ihre astrophysikalische Reaktionsrate wird zusammen mit derjenigen der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion als die folgenschwerste und wichtigste Unsicherheit der nuklearen Astrophysik angesehen [Rau01]. Die Bedeutung dieser Reaktion läßt sich auch an der Tatsache erkennen, daß sich am CERN eine Kollaboration von 166 Autoren zur Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ gebildet hat [Cer00].

Die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ wird als eine der wichtigsten Neutronenquellen für den s-Prozeß während des Core-Heliumbrennens in massiven Sternen ($M > 8 M_{\odot}$) [Käp94] angesehen. Auch in der heliumbrennenden Schale in AGB-Sternen ist die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ zusammen mit der Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ für die Produktion der Neutronen verantwortlich [Gal88]. Das nukleare Brennen der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ findet in diesen Umgebungen bei stellaren Temperaturen von $T_9 \sim 0.2 - 0.6$ ¹ statt, dies entspricht α -Energien von $E_{\alpha} = 0.55 - 1.14 \text{ MeV}$. Aus dem Isotop ^{14}N , der Asche des CNO-Zyklus, wird durch zweimaligen α -Einfang das benötigte ^{22}Ne produziert. Für das quantitative Verständnis dieser Neutronenquelle ist neben der Kenntnis der ^{22}Ne -Häufigkeit auch eine möglichst exakte Kenntnis der stellaren Reaktionsrate in diesem Temperaturbereich bzw. des Wirkungsquerschnitts bei den entsprechenden Teilchenenergien nötig. Aufgrund des negativen Q -Wertes ($Q = -0.478 \text{ MeV}$) fängt der für die nukleare Astrophysik interessante Energiebereich der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ bereits an der Neutronenschwelle mit $E_S = 0.565 \text{ MeV}$ an. Die Bedeutung dieser Neutronenquelle für den s-Prozeß hängt auch entscheidend von der Konkurrenzreaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ ($Q = 10.615 \text{ MeV}$)

¹Definition T_9 : Temperatur in Einheiten von 10^9 K , $T_9 = T/(10^9 \text{ K})$

ab, da sie bei ausreichender Stärke der Neutronenproduktion entgegenwirkt. Für die Modellrechnungen zum s-Prozeß werden somit Wirkungsquerschnittsdaten beider Reaktionen bei tiefen α -Energien benötigt.

Aus den Untersuchungen der Reaktionen $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{25}\text{Mg}(n, \gamma)^{26}\text{Mg}$ [Ber69, Wei76] sind in dem für den s-Prozeß relevanten Temperaturbereich eine Reihe von Zuständen im Compoundkern ^{26}Mg bekannt. Das Niveauschema von ^{26}Mg ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die Schwelle für den n_0 -Kanal liegt bei $E_\alpha = 0.565$ MeV, die des n_1 -Kanals bei $E_\alpha = 1.258$ MeV. Eine Tabelle aller bekannten Zustände oberhalb der α -Schwelle findet sich im Anhang C. Besitzen die Zustände eine ausreichende α -Breite, so können diese zu Resonanzen bei den Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ führen. Eventuelle Resonanzen in diesem Energiebereich würden die Reaktionsrate und damit die Neutronenproduktion während des s-Prozesses entscheidend beeinflussen. Die Untersuchung dieser Reaktionen bei tiefen Energien wird allerdings durch die extrem kleinen Wirkungsquerschnitte (bis 10^{-12} barn) erschwert.

Erste Untersuchungen der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ wurden von Ashery *et al.* [Ash69], Haas *et al.* [Haa73] und Mak *et al.* [Mak74] im Energiebereich $E_\alpha = 2.0 - 5.0$ MeV durchgeführt. Der für die nukleare Astrophysik relevante Energiebereich wurde in den Arbeiten von Drotleff *et al.* [Dro90, Dro91, Dro93], Harms *et al.* [Har91] und Giesen *et al.* [Gie93] untersucht. Große Aufmerksamkeit galt dabei dem Energiebereich bis etwa 100 keV über der Neutronenschwelle. In den Arbeiten von Drotleff *et al.* [Dro91] und Harms *et al.* [Har91] wurde zunächst eine mögliche Resonanz bei $E_\alpha \approx 0.64$ MeV publiziert, die jedoch in den folgenden empfindlicheren Messungen [Dro92] nicht bestätigt wurde. Lediglich das $^{22}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{26}\text{Mg}$ -Transferexperiment von Giesen *et al.* läßt weiterhin eine Resonanz bei $E_\alpha \approx 0.64$ MeV möglich erscheinen. Im Bereich $E_R < 0.8$ MeV wird eine Meßausbeute an der Nachweisgrenze gemessen, für den Wirkungsquerschnitt sind somit nur obere Grenzen bekannt. Messungen zu der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden von Wolke *et al.* [Wol89] durchgeführt. Auch hier liegt die tiefste aus einem direkten Experiment bekannte Resonanz bei $E_R = 0.83$ MeV. Aus dem $^{22}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{26}\text{Mg}$ -Transferexperiment [Gie93] sind noch zwei weitere Resonanzen bei $E_\alpha = 0.097$ und 0.400 MeV bekannt. Die neueste Zusammenstellung der Resonanzzustände der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ von Endt *et al.* [End98] basiert auf den Daten von Harms *et al.* [Har91]. Die Zahl und die Energien der Resonanzen zeigen jedoch deutliche Unterschiede im Vergleich zu den Daten von Drotleff *et al.* [Dro93]. Weitere Diskrepanzen ergeben sich auch für die Resonanzbreiten, so wird für alle Resonanzen mit $E_\alpha < 1.5$ MeV ein obere Grenze von $\Gamma < 3$ keV angegeben. In der Arbeit von Drotleff [Dro93] hingegen wurde für nahezu alle Resonanzen (mit Ausnahme der Resonanzen bei $E_\alpha = 0.83$ und 1.43 MeV) die Gesamtbreite bestimmt.

Die für die Sternmodellrechnungen benötigte Reaktionsrate wurde anhand der bisher bekannten Daten bereits in mehreren Kompilationen [Cau88, Käp94, Ang99] bestimmt. Aufgrund der fehlenden bzw. ungenauen Wirkungsquerschnittsdaten ist die Reaktionsrate jedoch mit einer sehr großen Unsicherheit behaftet. Bei einer für

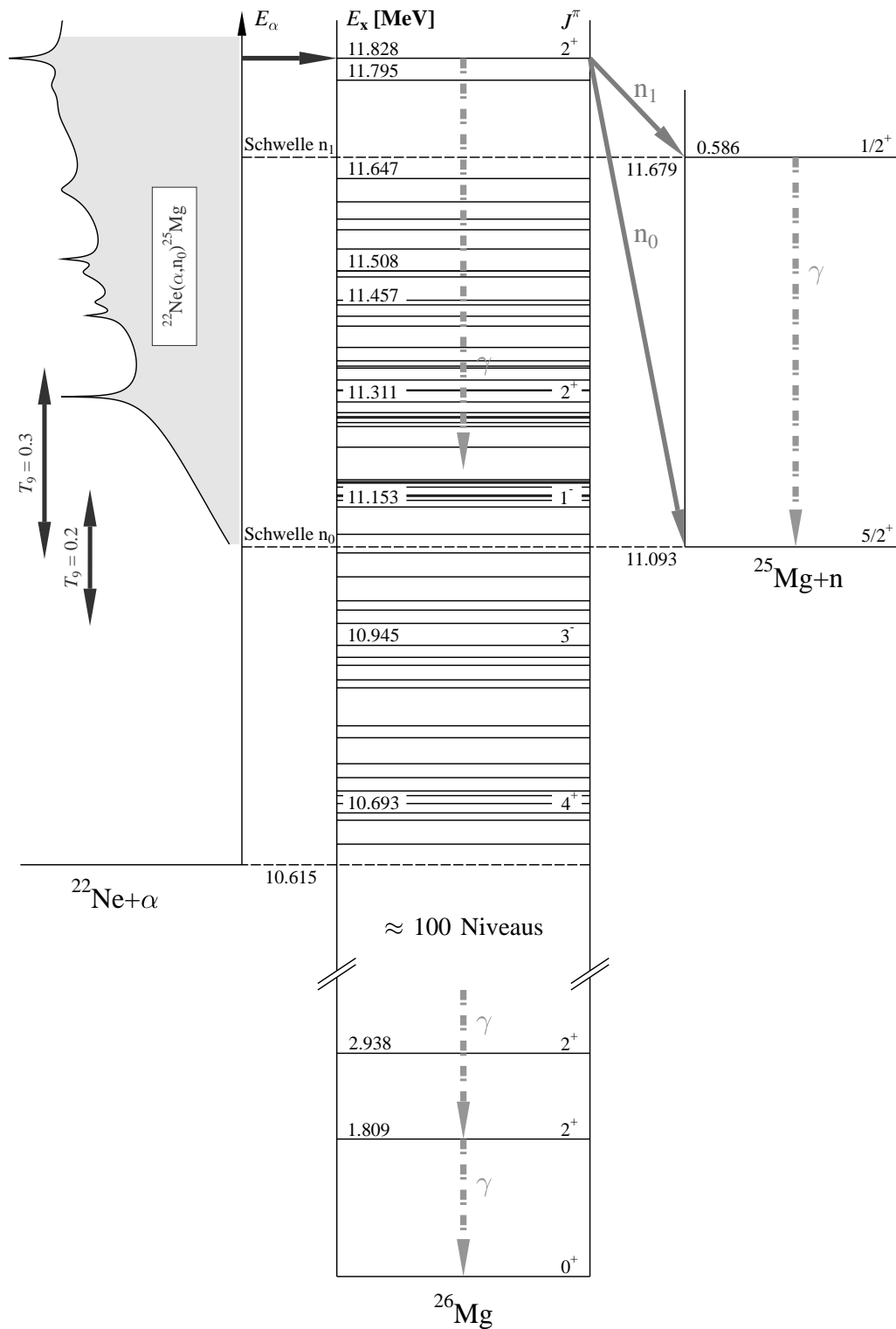


Abb. 1.1: Darstellung des Niveauschemas von ^{26}Mg und der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1 \gamma)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$. Alle Energien sind in MeV angegeben.

den s-Prozeß typischen Temperatur von $T_9 = 0.2$ liegt die obere Fehlergrenze der Reaktionsrate in der Arbeit von Käppeler *et al.* [Käp94] einen Faktor 50, in der NACRE-Kompilation [Ang99] sogar einen Faktor 500 über dem Wert der wahrscheinlichsten Rate. Costa *et al.* [Cos00] untersuchte den Einfluß der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate auf den p-Prozeß in Typ II Supernovae. Basierend auf den großen Unsicherheiten wurden Sternmodellrechnungen mit 5 bis 500-mal erhöhten Reaktionsraten durchgeführt, um die geringe Produktionsrate der leichten Mo und Ru Isotope zu erklären. Die Modellrechnungen von The *et al.* [The00] favorisieren ebenfalls eine erhöhte $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate zur Beschreibung der s-Prozeß Häufigkeiten. Im Interesse aller Sternmodellrechnungen ist somit eine wesentlich zuverlässigere Bestimmung der astrophysikalischen Reaktionsrate nötig. Dies läßt sich jedoch nur mit einer Steigerung der experimentellen Empfindlichkeit um 1 – 2 Größenordnungen im Vergleich zu früheren Experimenten erreichen.

Ein zentraler Punkt dieser Arbeit war die Entwicklung eines neuen Neutronendetektors für das (α, n) -Experiment, um die benötigte Steigerung der Empfindlichkeit zu erreichen. Der Detektor wurde speziell für die Anforderungen dieses Experiments maßgeschneidert: er besitzt auf der einen Seite eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für kleine Neutronenenergien, zum anderen wird durch das geringe Detektorvolumen und die aktive Abschirmung eine minimale Nullrate erzielt. Bei den (α, γ) -Messungen wurde großvolumige Germaniumdetektoren eingesetzt. Zur Reduzierung des Untergrunds wurden aktive BGO-Abschirmungen eingesetzt.

Als Target wurde das rezirkulierende Gastargetsystem RHINOCEROS verwendet. Durch drei Reinigungsstufen wird eine sehr hohe Reinheit des Targetgases erreicht. Untergrundreaktionen aufgrund von Verunreinigungen im Target können somit weitgehend vermieden werden. Bei sogenannten "Drive-In"-Targets [Gie93] bewirkt das Trägermaterial (Backing) einen enormen Neutronenuntergrund. Ein weiterer Vorteil gegenüber Festkörpertargets ist die konstante Targetdicke während der langen Meßruns, desweiteren kann die Targetdicke bequem über den Druck eingestellt werden. Der DYNAMITRON-Beschleuniger in Stuttgart liefert die hohen und konstanten Strahlströme, die für die Untersuchung kleinster Wirkungsquerschnitte benötigt werden. Wichtig für die Gastargetmessungen war auch ein Strahlprofil mit 1 – 2 mm Durchmesser.

Basierend auf der immer besser werdenden Rechner-Technologie konnten aufwendige Simulationsrechnungen der Detektoren sowie der gesamten Meßgeometrie durchgeführt werden. Die Ergebnisse lieferten wichtige Erkenntnisse für die Analyse der gewonnenen Daten. Weiterhin konnten durch die verbesserte Rechenleistung alle für ein ausgedehnten Target relevanten Größen bei der Entfaltung der Anregungsfunktionen berücksichtigt werden. Für alle untersuchten Resonanzen konnte mit diesem Verfahren die Resonanzstärke und in vielen Fällen erstmals die Resonanzbreite bestimmt werden.

Mit der erreichten experimentellen Nachweisgrenze von ca. 10^{-11} barn und der detaillierten Analyse der Daten sollte somit eine wesentlich zuverlässigere Aussage bezüglich der Wirkungsquerschnittsdaten möglich sein.

1.2 Entstehung der schweren Elemente

Bei der Nukleosynthese der Elemente spielen Kernreaktionen bei thermonuklearen Energien im frühen Universum und in den verschiedenen Brennphasen der Sterne eine bedeutende Rolle. Die Elementhäufigkeiten im Universum sind aus geologischen und astronomischen Beobachtungen bekannt und wurden erstmals von Suess und Urey [Sue56] tabelliert. Anhand dieser Häufigkeitstabellen wurden von Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [Bur57], sowie von Cameron [Cam57] und Hoyle [Hoy64] Arbeiten zur Nukleosynthese der Elemente durchgeführt. Ein sehr geringer Teil der leichteren Elemente (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$), sowie die Hauptbestandteile Wasserstoff (75%) und Helium (23%) des Universums wurden bereits kurze Zeit nach dem Urknall gebildet. Bedingt durch die Stabilitätslücken bei $A = 5$ und $A = 8$ wird die Synthese schwererer Elemente in dieser frühen Phase des Universums verhindert.

Die Nukleosynthese der schwereren Elemente wurde erst durch die Entstehung von Galaxien und Sternen möglich. Infolge des Gravitationsdrucks steigen die Dichte und die Temperatur in einem Stern so weit an, daß die Bedingungen für die Elementsynthese durch Kernreaktionen zwischen geladenen Teilchen gegeben sind. In den verschiedenen Brennphasen eines Sterns (Wasserstoff-, Helium-, Kohlenstoff- und Siliziumbrennen) können somit durch Fusionsreaktionen die Elemente bis zum Element Eisen und Nickel mit $A \approx 60$ gebildet werden. Schwerere Elemente können nicht über Fusionsreaktionen gebildet werden. Zum einen sind wegen des zunehmenden Coulomb-Walls immer höhere Energien für die Fusion nötig. Zum anderen erreicht die Bindungsenergie pro Nukleon für Kerne in der Gegend um Eisen ihr Maximum. Kernverschmelzungsreaktionen mit $A > 60$ sind somit endotherm und liefern keine Energie für das nukleare Brennen der Sterne.

Der s-Prozeß: Synthese der Elemente mit $A > 60$

Für die Entstehung der schweren Elemente wurde von Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [Bur57] und von Cameron [Cam57] sukzessiver Neutroneneinfang und β^- -Zerfall vorgeschlagen. Ausgehend von einem stabilen Saatisotop (z.B. ${}^{56}\text{Fe}$) werden durch (n, γ) -Reaktionen Neutronen an dieses Isotop angelagert. Ist dieses Isotop stabil, so können durch weitere Neutroneneinfänge die schwereren Isotope eines Elements gebildet werden. Wird ein instabiles Isotop erreicht, so werden, abhängig vom Neutronenfluß bzw. der Halbwertszeit dieses instabilen Kerns, zwei Prozesse unterschieden:

- i. Ist die Halbwertszeit des β^- -Zerfalls viel kürzer als die Neutroneneinfangzeit ($\tau_\beta \ll \tau_n$), so spricht man vom s-Prozeß (slow). Das instabile Isotop zerfällt durch β^- -Zerfall in das nächst höhere Isotop bevor ein Neutroneneinfang stattfindet. Ist dieses Isotop stabil, so können durch (n, γ)-Reaktionen die schwereren Isotope dieses Elements gebildet werden bis das nächste instabile Isotop erreicht wird. Durch den s-Prozeß werden damit die Elemente entlang des Stabilitätstals bis zum Element ^{209}Bi gebildet (siehe Abb. 1.2).
- ii. Ist bei hoher Neutronendichte die Zeit zwischen zwei Neutroneneinfängen viel kürzer als die Halbwertszeit des β^- -Zerfalls ($\tau_n \ll \tau_\beta$), so sind weitere (n, γ)-Reaktionen möglich. Dieser r-Prozeß (rapid) verläuft daher weit außerhalb des Stabilitätstals, wodurch die Elemente an der neutronenreichen Seite des Stabilitätstals synthetisiert werden.

Die Synthese der noch schwereren Elemente über ^{209}Bi hinaus wird durch die kurze Halbwertszeit der natürlichen α -Strahler in diesem Massenbereich im Vergleich zu den Neutroneneinfangzeiten verhindert.

In Abb. 1.2 ist der Verlauf des s-Prozesses auf der Nuklidkarte dargestellt. Verzweigungen entlang des s-Prozeßpfads können auftreten, wenn die Zeiten für den Neutroneneinfang und den β^- -Zerfall in der gleichen Größenordnung ($\tau_n \approx \tau_\beta$) liegen. Aus diesen sogenannten Branchings lassen sich die physikalischen Bedingungen, wie die Neutronendichten und Temperaturen während des s-Prozesses bestimmen. Die Neutronendichten liegen typischerweise im Bereich von ca. 10^8 Neutronen/cm³, und die Temperaturen betragen $T_9 = 0.1 - 0.3$. Kerne mit isomeren Zuständen führen ebenfalls zu Verzweigungen im s-Prozeß. Durch Neutroneneinfang am ^{78}Se wird z.B. der Grundzustand und der isomere Zustand ($E_x = 95.8$ keV) in ^{79}Se bevölkert. Der Grundzustand kann im Vergleich zu der Neutroneneinfangzeit als stabil angesehen werden, und es können weitere Neutroneneinfänge stattfinden. Der isomere Zustand besitzt dagegen eine Halbwertszeit von 3.92 min und zerfällt in das stabile Isobar ^{79}Br bevor ein weiterer Neutroneneinfang stattfindet. Diese isomere Verzweigungen, z.B. bei ^{176}Lu , können als kosmische Chronometer und Thermometer dienen.

Neutronenquellen für den s-Prozeß

Aus der Entdeckung des Elements Technicium in Roten Riesen Sternen folgerte Merrill [Mer52], daß der s-Prozeß in den heliumbrennenden Phasen dieser Sterne auch heute noch stattfinden muß. Da die Halbwertszeit aller Tc-Isotope viel kürzer als das Alter dieser Sterne ist, muß Technicium in diesen Sternen noch laufend produziert werden. Für quantitative Modellrechnungen der s-Prozeßhäufigkeiten werden jedoch zwei verschiedene Modelle und damit auch unterschiedliche Umgebungen für den s-Prozeß benötigt [Käp89]:

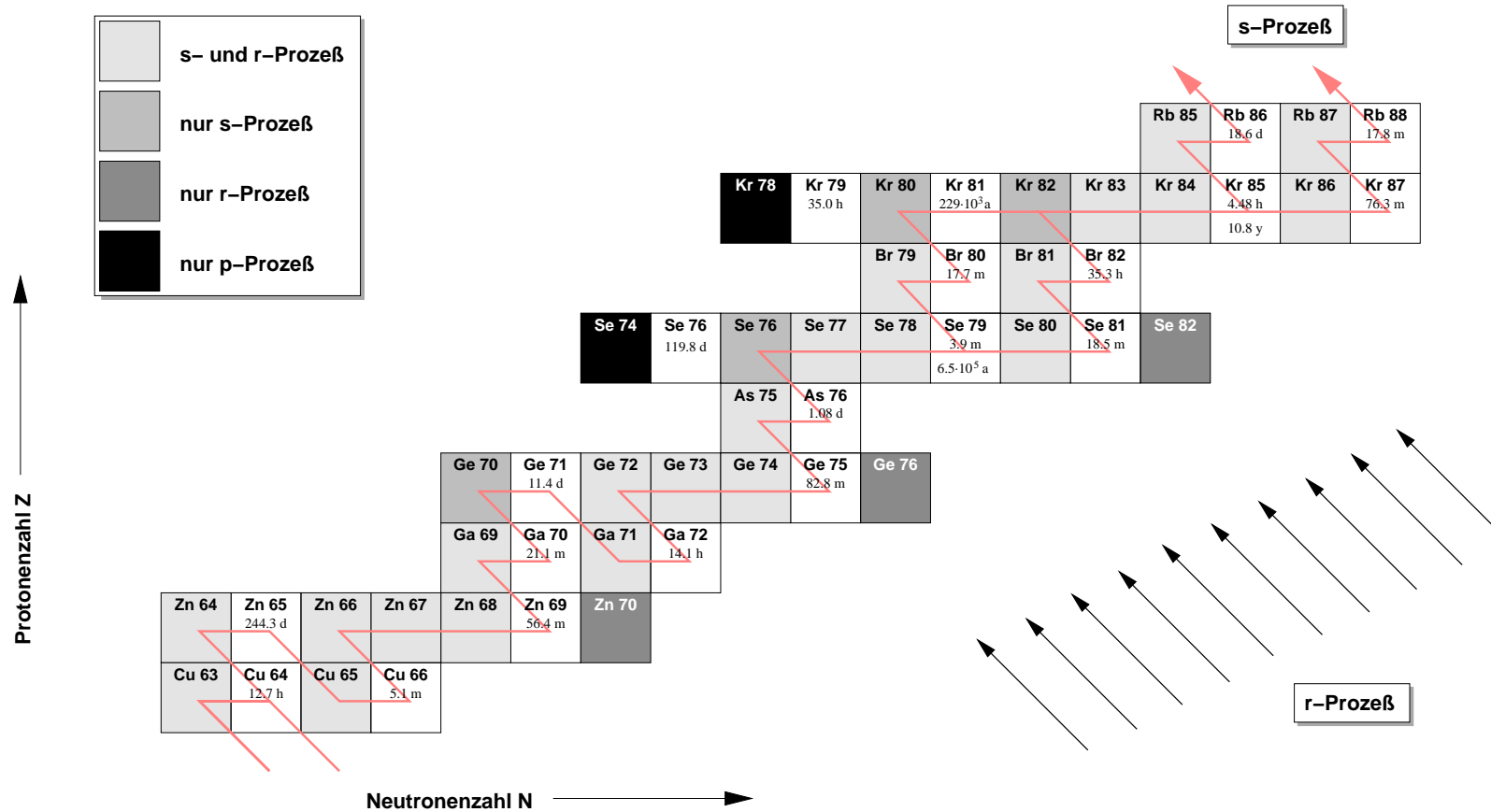


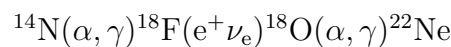
Abb. 1.2: s-Prozeß Verlauf auf der Nuklid-Karte im Bereich der Elemente Cu bis Rb (nach [Obe91]). Durch den s-Prozeß werden die Elemente entlang des Stabilitätstals gebildet. Die Häufigkeiten der reinen s- und r-Prozeß Kerne dienen als Grundstein für alle quantitativen Modellrechnungen zu diesen Prozessen.

- i. Die sogenannte "schwache" Komponente ist für die Synthese der s-Prozeß Elemente mit $A = 60 - 90$ verantwortlich und liefert den Hauptanteil der s-Prozeß Elemente. Sie findet bei geringen Neutronenflüssen während des Core-Heliumbrennens und in weiter fortgeschrittenen Stadien massiver Sterne mit $M \geq 13 M_{\odot}$ [The00] statt.
- ii. Die Hauptkomponente produziert die Elemente mit $A > 90$ bei wesentlich größeren Neutronenflüssen. Ihre Umgebung sind die immer wiederkehrenden thermischen Pulse in der heliumbrennenden Schale in AGB-Sternen² geringer Masse (ca. $1 - 3 M_{\odot}$) [Gal88].

Als Neutronenquellen kommen in diesen Umgebungen im Prinzip alle Reaktionen in Frage, die in ausreichendem Maße Neutronen produzieren [Kun95, Den95, Ham00, Jae00]. Mögliche Kandidaten sind in der heliumbrennenden Phase sowohl die exothermen Reaktionen $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, $^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}$, $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$, $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ und $^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$ wie auch die endothermen Reaktionen $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$ ($Q = -0.697 \text{ MeV}$) und $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ($Q = -0.478 \text{ MeV}$). Für den s-Prozeß werden allerdings die Reaktionen $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ favorisiert und im folgenden diskutiert.

Die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ wurde bereits von Truran und Iben [Tru77, Ibe82b] als Hauptneutronenquelle für den s-Prozesses vorgeschlagen. Probleme bereitet allerdings die Häufigkeit des Ausgangskerns ^{13}C , die während des CNO-Zyklus gebildete Häufigkeit an ^{13}C reicht für den benötigten Neutronenfluß nicht aus. Iben und Renzini [Ibe82b, Ibe82a] zeigten jedoch, daß in AGB-Sternen geringer Masse genügend ^{13}C produziert werden kann. Werden der heliumbrennenden Schale in sogenannten Konvektionszonen Protonen beigemischt, so kann das benötigte ^{13}C über die Reaktionskette $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+ \nu_e)^{13}\text{C}$ gebildet werden. Erreicht die heliumbrennende Schale eine mit ^{13}C angereicherte Zone, so steigt bei einer Temperatur von $T_9 \sim 0.15$ die Neutronenproduktion durch die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ sprunghaft an. Dieser Neutronenpuls dauert ca. 20 Jahre bis das ^{13}C vollständig verbraucht ist. Anschließend fällt die Neutronendichte wieder stark ab. Der zeitliche Verlauf der Temperatur und der Neutronendichte ist in Abb. 1.3 dargestellt.

Bei höheren Temperaturen gewinnt die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ neben der Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ [Gal88] zunehmend an Bedeutung. Steigt die Temperatur auf $T_9 = 0.3$, kommt es während des thermischen Pulses zu einem weiteren Sprung in der Neutronendichte (siehe Abb. 1.3). In massiven Sternen dagegen, aber auch in Sternen mittlerer Masse, wird jedoch die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ als Hauptneutronenquelle für den s-Prozeß angesehen [Käp89, The00]. Über die Reaktionskette



²AGB = Asymptotic Giant Branch; AGB-Sterne sind Rote-Riesen-Sterne, die sich im Endstadium ihrer Entwicklung befinden.

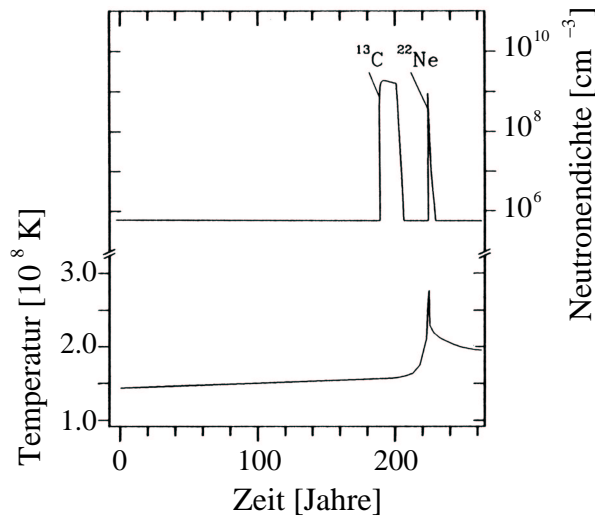


Abb. 1.3: Die Neutronenproduktion während des Heliumschalenbrennens in Sternen geringer Masse (entnommen aus [Obe91]). Erreicht die heliumbrennende Schale eine mit ^{13}C angereicherte Zone steigt die Neutronendichte sprunghaft an. Bei höheren Temperaturen kommt es zu einem weiteren Neutronenpuls durch die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

wird das benötigte ^{22}Ne gebildet [Gör01]. Das ^{14}N stammt aus der Asche des CNO-Zyklus während der vorangegangenen wasserstoffbrennenden Phase.

Die Bedeutung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ als Neutronenquelle für den s-Prozeß hängt jedoch von mehreren Faktoren ab. Aufgrund des negativen Q-Wertes der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ setzt die Neutronenproduktion erst bei Temperaturen von $T_9 > 0.2$ ein. Es kann somit nur die späte Core-heliumbrennende Phase aktiv zum s-Prozeß beitragen. Das durch die Reaktion produzierte ^{25}Mg wirkt gleichermaßen als Neutronengift, die für den s-Prozeß zur Verfügung stehenden Neutronen werden durch die Reaktion $^{25}\text{Mg}(n, \gamma)^{26}\text{Mg}$ reduziert.

Das Verhältnis der stellaren Raten der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und der Konkurrenzreaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ hat ebenfalls großen Einfluß auf die Bedeutung dieser Neutronenquelle. Aufgrund der fehlenden Schwelle ist die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ schon in der frühen heliumbrennenden Phase bei Temperaturen von $T_9 < 0.2$ möglich, und reduziert so das zur Verfügung stehende Helium. Mit der Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ kommt es ebenfalls zum Wettstreit um die zur Verfügung stehenden α -Teilchen. Die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ist für die Nukleare Astrophysik ebenfalls von großem Interesse, da sie die Produktion der Elemente mit $A > 16$, sowie die stellare Entwicklung der Sterne von der heliumbrennenden Phase bis zu explosiveren Szenarien entscheidend beeinflusst [Kun01].

Meynet und Arnould [Mey92] untersuchten den Einfluß der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate auf den s-Prozeß in schweren Sternen. Mit den neueren Reaktionsraten [Dro91, Wol89] ergaben sich im Vergleich zu der Kompilation von Caughlan & Fowler [Cau88] deutlich höhere Neutronenexpositionen während der Core-heliumbrennenden Phase in diesen Sternen. Für eine zuverlässigere Vorhersage bestand die Forderung von Seiten der Theoretiker, die großen Unsicherheiten der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate deutlich zu reduzieren [The00, Heg01].

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Zur Bestimmung sehr kleiner Wirkungsquerschnitte im Bereich von $\sim 10^{-11}$ barn werden Detektoren mit einer größtmöglichen Nachweiswahrscheinlichkeit und einer sehr geringen Untergrundrate benötigt. Ein zentraler Punkt dieser Arbeit war deshalb die Entwicklung eines neuen Neutronendetektors, der für die Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ optimiert wurde. Um eine möglichst geringe Nullrate zu erzielen, wurde ein möglichst kleines Detektorvolumen mit kurzen ^3He -Zählrohren gewählt und ein Veto-Zähler entwickelt und aufgebaut. Der hier entwickelte Detektor liefert auch eine gewisse Information über die Energie der nachgewiesenen Neutronen, die sich bei der Auswertung der Daten als sehr wertvoll erwies. Zur Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden großvolumige HPGe-Detektoren mit einer aktiven BGO-Abschirmung eingesetzt. Neben den sehr effizienten Detektoren wird außerdem ein Target mit einer sehr hohen Reinheit und Standfestigkeit während der zum Teil sehr langen Meß-Runs benötigt. Als Target wurde deshalb das fensterlose rezirkulierende Gastargetsystem RHINOCEROS eingesetzt. Der DYNAMITRON-Beschleuniger lieferte die hohen Strahlströme von bis zu $150 \mu\text{A}$. Im Folgenden werden alle Bestandteile des Experiments von den Detektoren bis zum Beschleuniger beschrieben.

2.1 Nachweis der Neutronen

2.1.1 4π -Neutronendetektor

Eine Grundvoraussetzung für die Bestimmung sehr kleiner Wirkungsquerschnitte ist ein Detektor mit einer möglichst großen Nachweiswahrscheinlichkeit und einer sehr geringen Nullrate. Die Entwicklung des Detektors folgte deshalb dem Konzept eines Longcounter-ähnlichen 4π -Aufbaus, da dieser Detektor für die Messung kleinster Wirkungsquerschnitte besonders gut geeignet ist [Dro92]. Mit dem Detektor

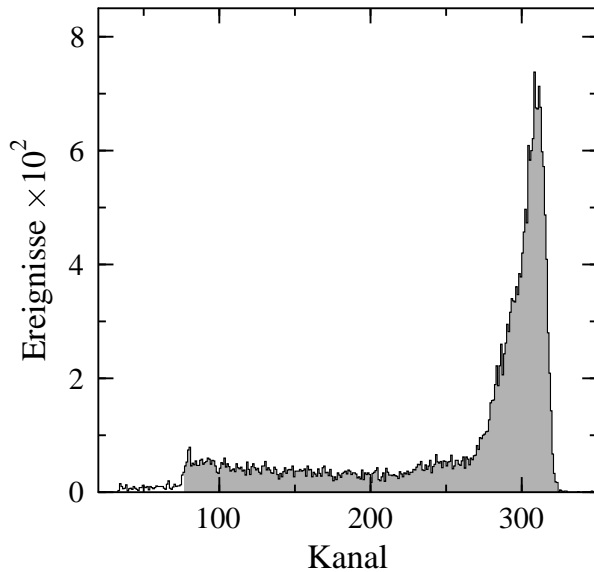


Abb. 2.1: Mit einem ^3He -Zählrohr aufgenommenes Impulshöhenspektrum. Durch die Thermalisierung der Neutronen erscheint im Spektrum nur der thermische Peak entsprechend dem Q -Wert der Nachweisreaktion. Die Ereignisse unterhalb des thermischen Peaks stammen von Wandeffekten. Bei dieser Messung betrug die Projektilenergie $E_\alpha = 1.42 \text{ MeV}$, die Meßdauer 532 sec und der Strahlstrom $50 \mu\text{A}$.

werden die Neutronen in ^3He -Zählrohren über die Reaktion $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ nachgewiesen, die einen positiven Q -Wert von $Q = 0.764 \text{ MeV}$ besitzt. Die Nachweisreaktion $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ weist für thermische Neutronen einen besonders großen Wirkungsquerschnitt auf ($\sigma_{\text{th}} = 5330 \text{ barn}$). Aus diesem Grund werden die Neutronen vor dem Nachweis in einem Moderator aus Polyethylen thermalisiert. Der Moderator besteht aus einem Polyethylenzylinder der das Targetrohr umschließt und deshalb nahezu den vollen Raumwinkel überdeckt. Die 12 eingesetzten ^3He -Proportionalzählrohre sind auf zwei konzentrischen Ringen im Moderator angeordnet (siehe Abb. 2.2). Der innere Radius des Zählrohrings beträgt $r = 5.8 \text{ cm}$, der Radius des äußeren Rings ist $r = 7.9 \text{ cm}$. In Abb. 2.1 ist ein Impulshöhenspektrum der nachgewiesenen Neutronen während eines Meß-Runs dargestellt, der thermische Peak ist deutlich zu erkennen. Die Energie des thermischen Peaks bei Kanal 300 entspricht dem Q -Wert der Nachweisreaktion $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ von 0.764 MeV . Die Ereignisse unterhalb des thermischen Peaks stammen von Wandeffekten, d.h. von Teilchen der Nachweisreaktion, die nicht ihre gesamte Energie im Füllgas deponieren [Kno79].

Tab. 2.1: Bei den (α, n) -Strahlzeiten verwendete ^3He -Zählrohre. Die Zählrohre im April 1998 und Mai 1999 wurden im Rahmen unserer Kollaboration vom Institut für Kernchemie der Universität Mainz zur Verfügung gestellt.

Strahlzeit	Hersteller	Länge [cm]	Fülldruck [bar]	Sensitive Länge [cm]
April 1998	Reuter Stokes	30.0	10	26.0 cm
Oktober 1998	Reuter Stokes	50.0	4	45.7 cm
Mai 1999	Reuter Stokes	30.0	10	26.0 cm

Der interessante Energiebereich der Reaktionsneutronen liegt bei $E_n < 0.2 \text{ MeV}$. Bei diesen Energien kann aufgrund der geringeren Diffusionslänge der Neutronen ein wesentlich kleinerer Moderator eingesetzt werden. Das Volumen des Detektors muß aufgrund des Neutronenuntergrunds minimiert werden. Der Polyethylenzylinder besitzt eine Länge von $L = 40 \text{ cm}$ und einen Durchmesser von $d = 19.5 \text{ cm}$. Um trotzdem eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen, wurden ^3He -Zählrohre mit einem Fülldruck von 10 bar eingesetzt. Während der Strahlzeit im Oktober 1998 mußten unsere eigenen längeren Zählrohre mit einem geringeren Fülldruck benutzt werden (siehe Tab. 2.1). Außerhalb des Moderators wurden diese Zählrohre mit einer Cadmium-Folie gegen Neutronen von außen abgeschirmt. Für den bei der Reakti-

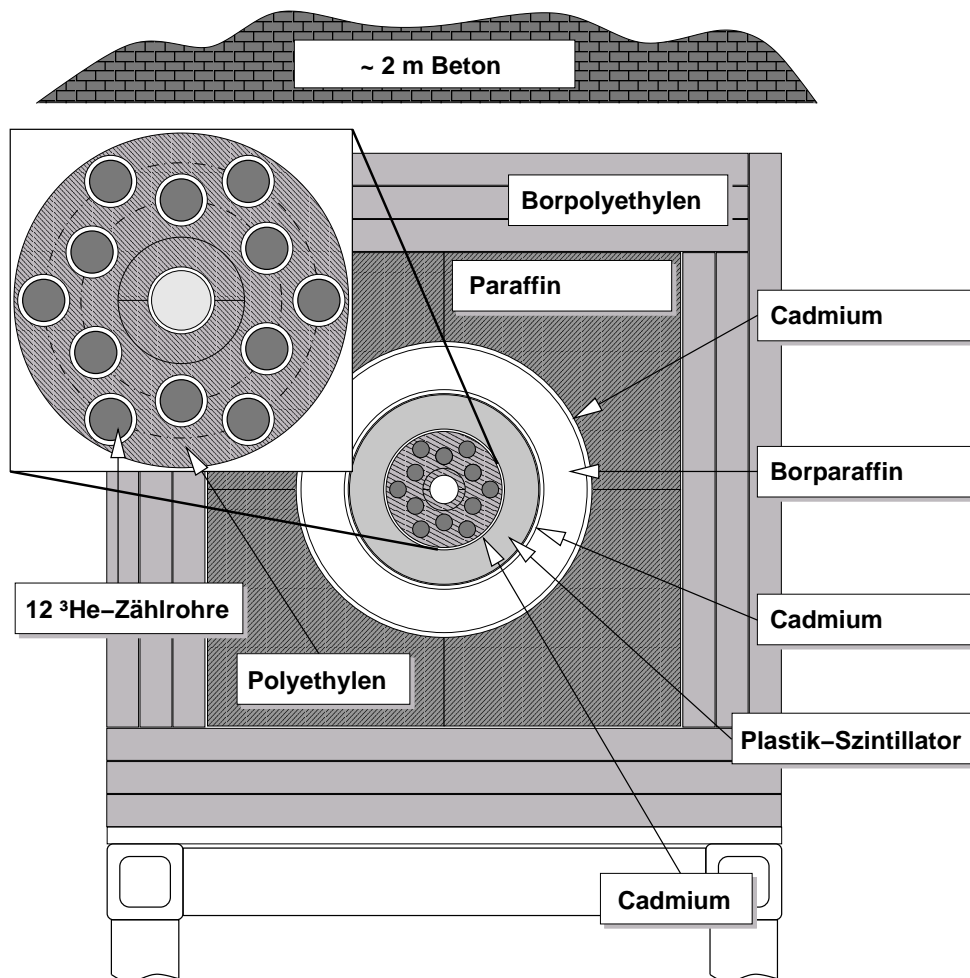


Abb. 2.2: Vertikaler Schnitt durch den 4π -Neutronendetektor. In der Mitte des Moderators befindet sich das Targetrohr. Die Neutronen werden in dem Polyethylenzylinder moderiert und in den 12 eingesetzten ^3He -Zählrohren nachgewiesen. Um den gesamten Detektor sind mehrere Schichten aus neutronenabsorbierendem Material angebracht, um Neutronen, die aus kosmischen Schauern stammen, zu reduzieren.

on $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ untersuchten Energiebereich ergeben sich Neutronenenergien von $E_n = 0.1 - 0.7 \text{ MeV}$. In diesem Bereich besitzt der Detektor eine absolute Nachweiswahrscheinlichkeit von bis zu 50 %. Aufgrund der Absorption der Neutronen durch den Wasserstoff und Kohlenstoff im Moderator kann keine wesentlich höhere Nachweiswahrscheinlichkeit erzielt werden. Dieser Wert liegt daher nahe an der maximal erreichbaren Nachweiswahrscheinlichkeit. Bei früheren Experimenten [Dro92] betrug die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit nur etwa 35 %.

Aufgrund der Thermalisierung der Neutronen vor dem Nachweis ist mit dem Detektor keine eigentliche Neutronenspektroskopie möglich und der Verlust der Energieinformation erschwert eine Aussage über die Herkunft der nachgewiesenen Neutronen. Die Energieabhängigkeit des Diffusionsverhaltens ermöglicht dennoch eine gewisse Unterscheidung der Neutronen (siehe hierzu Kap. 3.1.3). Aus diesem Grund ist es besonders wichtig, daß der Detektor gegen störenden Neutronenuntergrund optimal abgeschirmt ist. Der Untergrund setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- Eigenaktivität der Zählrohre und Störimpulse der Elektronik
- strahlinduzierter Untergrund
- Neutronenuntergrund als Folge der kosmischen Strahlung

Geeignete Gegenmaßnahmen:

- Die Eigenaktivität läßt sich durch den Einsatz kürzerer Zählrohre und ausgewählter Materialien reduzieren, Störimpulse der Elektronik werden durch den Einsatz hochwertiger elektronischer Bauelemente minimiert.
- Um strahlinduzierten Untergrund zu vermeiden, werden alle Blenden vor jeder Strahlzeit mit feinen Glasperlen abgestrahlt und anschließend mit Aceton und Methanol gereinigt. Borcarbid-Platten und Cadmiumfolien vor und hinter dem Detektor schirmen die von der Eintrittsblende und vom Faraday-Cup stammenden Neutronen ab. Mehrere Reinigungsstufen im Gaskreislauf (siehe Kap. 2.3) verhindern Kontaminationen im Targetgas.
- Um den Neutronenuntergrund als Folge der kosmischen Strahlung zu reduzieren, wurde der Neutronendetektor sehr kompakt entwickelt. Der Moderator besitzt, wie schon erwähnt einen Durchmesser von 19.5 cm und die Länge beträgt 40 cm. Desweiteren wurden um den Detektor mehrere Schichten aus thermalisierendem und neutronenabsorbierendem Material angebracht. Zur Absorption der Neutronen werden Materialien mit einem großen Neutroneneinfangquerschnitt, wie z.B. Bor und Cadmium, benutzt. Abb. 2.2 zeigt einen Schnitt durch den gesamten Detektor. Der Moderator wird zunächst von einem zylinderförmigen Plastikszintillator aktiv abgeschirmt (siehe Kap. 2.1.2). Danach

folgt ein mit Borsäure versetzter Paraffin-Hohlzylinder, der wiederum in einem 1×1 m großen Paraffinquader eingebettet ist. Um den Paraffinquader wurden auf jeder Seite Borpolyethylen-Platten angebracht. Zwischen den einzelnen Hohlzylindern befinden sich noch 1 – 2 mm dicke Cadmiumfolien als weitere Abschirmung. In der Strahlzeit im Mai 1999 wurde zusätzlich um den eigentlichen inneren Moderator eine 1 mm dicke Cadmiumfolie angebracht. Einen guten Schutz bieten auch die 1 – 2 m dicken Betonwände des Experimentierplatzes an der 90° -Strahllinie. Zusätzlich wurde über dem Detektor eine ca. 1.5 m dicke Betonschicht angebracht.

Der kosmische Untergrund und die Eigenaktivität der Zählrohre werden als Nullrate des Detektors bezeichnet. Mit dem beschriebenen Aufbau wurde ohne den Einsatz des Veto-Detektors eine Nullrate von 0.05 Ereignissen pro Sekunde erreicht. Bei früheren Experimenten [Dro92, Den94] betrug die Nullrate je nach Aufbau zwischen 0.08 – 0.1 Ereignisse/s. Für die geforderte Empfindlichkeit von 10^{-11} barn muß die Nullrate jedoch noch weiter reduziert werden.

2.1.2 Veto-Detektor

Prinzip

Zur Reduzierung des kosmischen Untergrunds und damit der Nullrate des Detektors, wurde ein zylinderförmiger Plastiksintillator als Antikoinzidenzschaltung eingesetzt. Um die Funktionsweise der Antikoinzidenzschaltung zu erläutern muß zunächst die Herkunft des kosmischen Untergrunds näher betrachtet werden.

Die primäre kosmische Strahlung besteht aus geladenen Teilchen und schweren Ionen mit extrem hohen Energien. Treffen diese Teilchen auf die Atmosphäre, so entsteht durch die Wechselwirkung mit den Atomen der Atmosphäre ein Luftschauer. Ein Luftschauer besteht aus einer Vielzahl von Sekundärteilchen, wie Pionen, Myonen, Elektronen, Positronen, Protonen, Neutronen usw. . . . Es werden 3 Komponenten unterschieden [Gai92]:

- die hadronische Komponente: sie bildet den Kern eines Schauers und besteht hauptsächlich aus Protonen, α -Teilchen und Neutronen. Auf Meereshöhe beträgt ihr Anteil abhängig von der Energie des Primärteilchens ca. 1 %.
- die elektromagnetische Komponente: sie besteht aus Photonen, Elektronen und Positronen. Aufgrund der geringen mittleren freien Weglänge in Luft konzentrieren sich die Elektronen hauptsächlich um den Schauerkern. Ihr Anteil beträgt ca. 20 %.

- die myonische Komponente: sie entsteht durch den Zerfall geladener Pionen und Kaonen

$$\pi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad \text{bzw.} \quad K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu).$$

Mit ca. 80 % überwiegt auf Meereshöhe der Anteil der myonischen Komponente. Aufgrund der geringen Wechselwirkung verteilen sich die Myonen weit um den Schauerkerne.

Für die Antikoinzidenzschtaltung wird die myonische Komponente genutzt, da sie leicht nachzuweisen ist. Für den Nachweis wurde ein Plastikszintillator als Detektor eingesetzt. Wird ein Myon in dem Detektor registriert, so werden die im Neutronendetektor registrierten Ereignisse verworfen.

Konstruktion

Um eine optimale Abschirmung zu erhalten, sollte der Plastikszintillator den Moderator nahezu vollständig umschließen. Der Szintillator der Firma Bicron wurde extra für diesen Aufbau nach Maß angefertigt, die technischen Daten finden sich im Anhang A.2. Er besteht aus einem Hohlzylinder mit einem Außendurchmesser von 32 cm. Der vordere Teil weist auf einer Länge von 10 cm eine Bohrung mit einem Innendurchmesser von 7.5 cm auf. Der hintere Teil, der den Moderator umgibt, ist 40 cm lang und hat eine Bohrung mit einem Innendurchmesser von 20 cm. Um eine optimale Lichtausbeute des Szintillators zu erreichen, wurde der Szintillator mit UV-reflektierender Teflon-Folie eingewickelt. Der gesamte Szintillator befindet sich in einem lichtdichten Gehäuse aus Aluminium und Edelstahl. Am vorderen Ende wird der Szintillator über 6 Photomultiplier¹ ausgelesen. Zur optimalen Lichtanpassung wurden die Photomultiplier mit Silikon-Gel² am Szintillator befestigt. Die Aluminiumgehäuse der Photomultiplier sorgen für eine mechanisch feste Verbindung mit dem Szintillator. In Abb. 2.3 ist der gesamte Neutronendetektor und der Veto-Plastikszintillator zu sehen. In Anhang A.1 sind die Konstruktionszeichnungen des Detektors dargestellt.

Vorbereitende Messungen und Einsatz im Experiment

Der Abgleich der Ausgangssignale der 6 Photomultiplier auf die gleiche Impulshöhe erfolgte mit einer ²²⁸Th-Quelle. Hierzu wurde die Quelle neben dem jeweiligen Photomultiplier plaziert und die Verstärkung über die eingespeiste Spannung abgeglichen. Die Spannungen an den Photomultipliern betragen zwischen 700 – 1000 V. Ein typisches Spektrum des Antikoinzidenz-Detektors ist in Abb. 2.4 zu sehen. Die

¹Firma Philips, Typ: XP6302/B

²Firma Wacker Chemie, Silikon Gel 600A und 600B

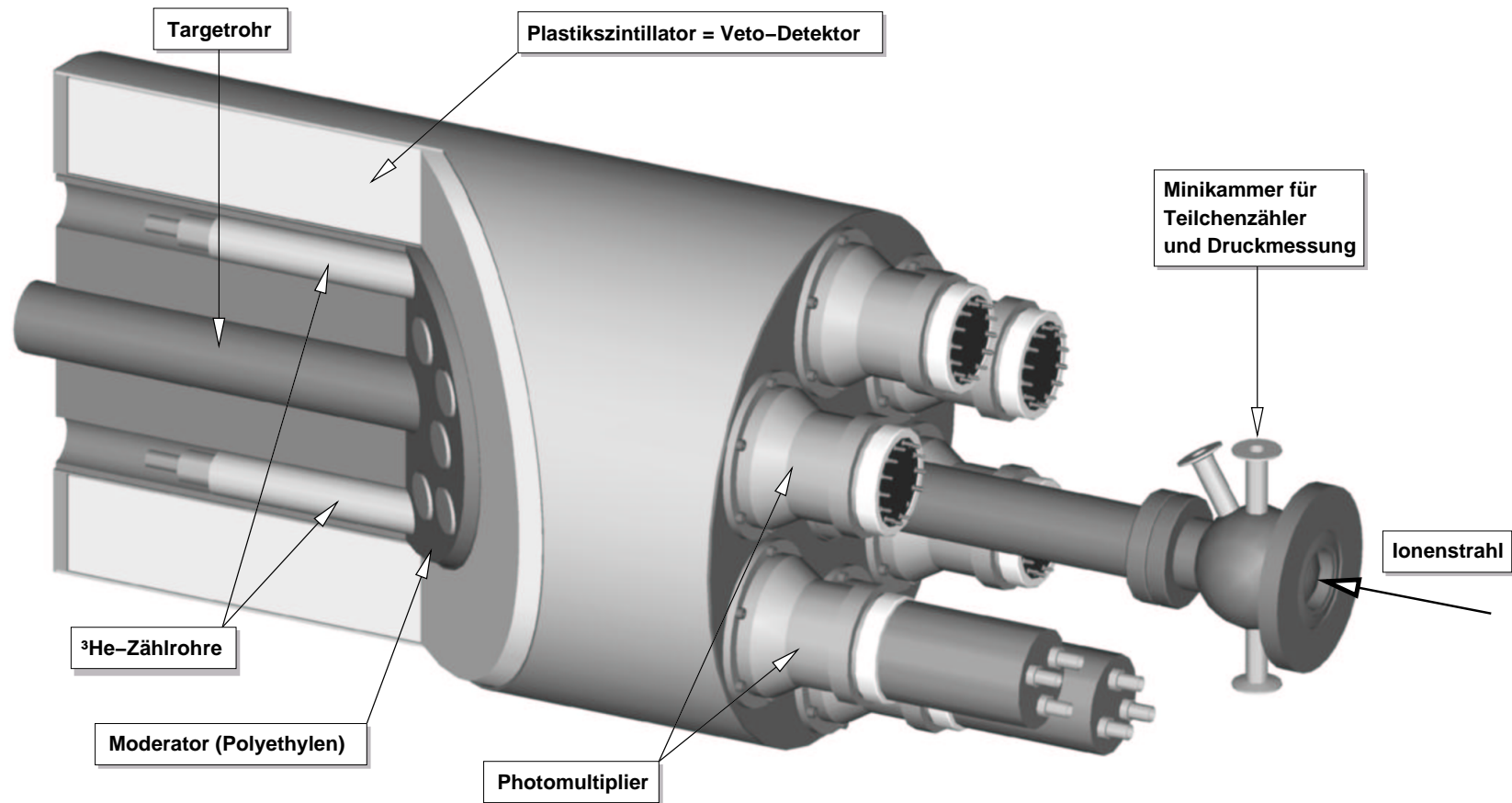


Abb. 2.3: Dreidimensionale Ansicht des 4π -Detektors. Der 4π -Neutronendetektor ist zylinderförmig um das Targetrohr angeordnet. Die zwölf ^3He -Zählrohre sind auf zwei konzentrischen Ringen in dem Moderator aus Polyethylen angeordnet. Der Plastikszintillator zur Unterdrückung des kosmischen Untergrunds wird über 6 Photomultiplier ausgelesen und umschließt praktisch den gesamten Neutronendetektor.

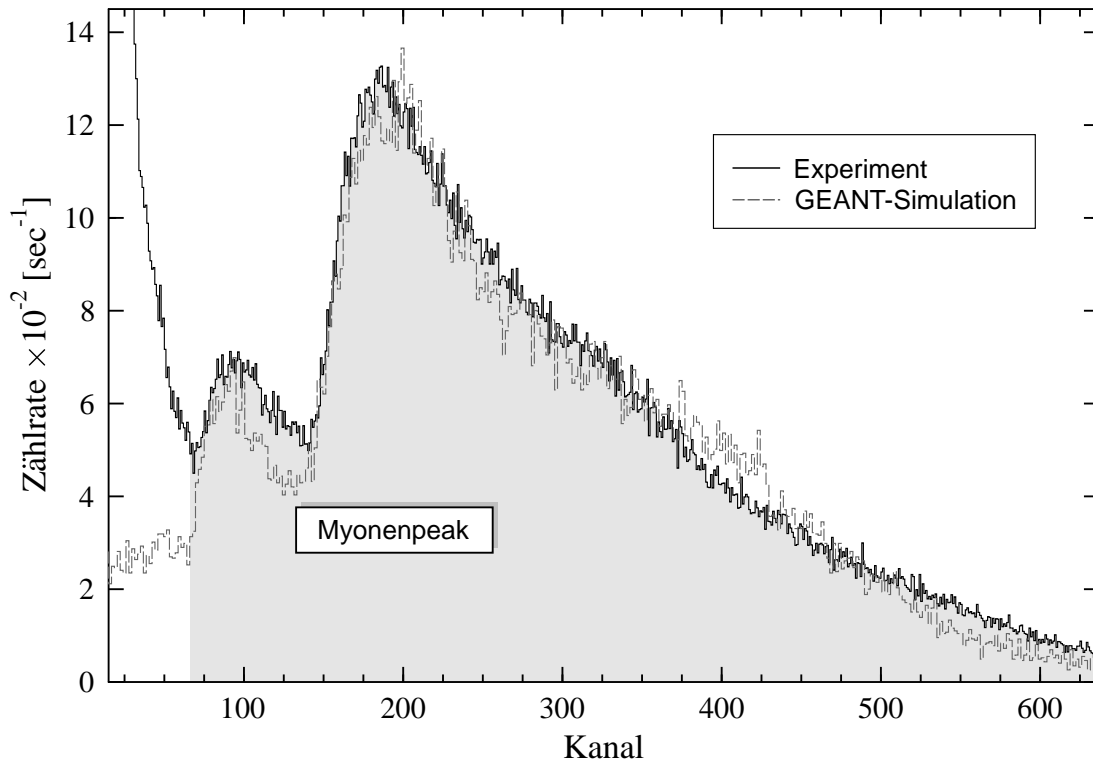


Abb. 2.4: Mit dem Plastikszintillator aufgenommenes Impulshöhenspektrum. Durch die zylindrische Form des Szintillators ergibt sich eine Doppelstruktur des Myonenpeaks. Der steile Anstieg im unteren Teil des Spektrums stammt vom Rauschen der Photomultiplier. Das Maximum des Peaks entspricht einer im Szintillator deponierten Energie von etwa 26 MeV.

schattierte Fläche markiert das Myonensignal. Die Myonenzählrate von etwa 100 Ereignisse pro Sekunde entspricht einem Fluß von ca. $160 \frac{\text{Myonen}}{\text{m}^2 \text{s}}$. Durch die zylindrische Form des Detektors kommt es zur Ausbildung eines Doppelpеaks im Spektrum. Zur Kontrolle wurde das Spektrum des Plastikszintillators mit dem Monte-Carlo-Programm GEANT [Goo94] simuliert. Für die Simulation wurden Myonen mit einer Energie von 3 GeV aus allen Richtungen abgeschickt. Abb. 2.4 zeigt die sehr gute Übereinstimmung der Simulation mit dem experimentell bestimmten Spektrum. Aus der Simulation ergibt sich ein spezifischer Energieverlust von ca. 2 MeV/cm im Szintillator.

Zur Überprüfung der Koinzidenzschaltung zwischen Neutronendetektor und Plastikszintillator wurde zunächst ein Zeitspektrum aufgezeichnet. Auf die Abschirmungen um den Detektor wurde in diesem Fall verzichtet. In Abb. 2.5 ist das Koinzidenzspektrum von sechs Zählrohren im inneren Ring des Neutronendetektors und des Plastikszintillators dargestellt. Die Koinzidenzrate beträgt 0.12 s^{-1} und die Halbwertsbreite der Verteilung beträgt $1.1 \mu\text{s}$. Ohne die Abschirmungen um den

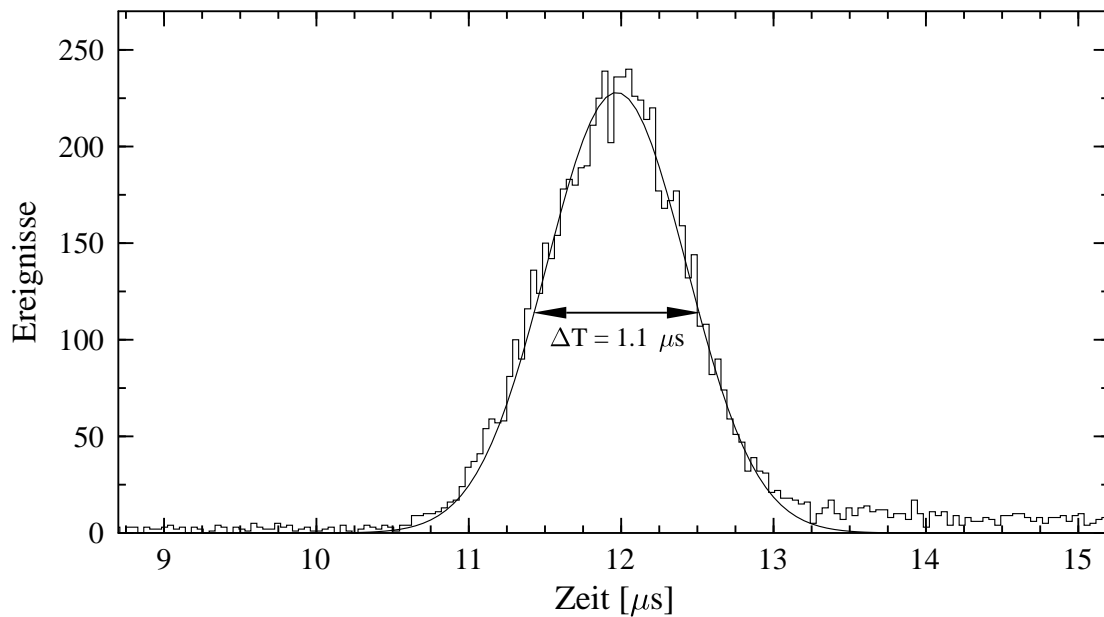


Abb. 2.5: Zeitspektrum der Koinzidenzschaltung zwischen den 6 Zählrohren des Neutronendetektors und des Plastiksintillators. Die Koinzidenzrate beträgt 0.12 sec^{-1} .

Neutronendetektor beträgt die Nullrate³ mit sechs Zählrohren 0.61 s^{-1} . Mit der Koinzidenzschaltung werden allerdings nur die Neutronen nachgewiesen, die zusammen mit einem kosmischen Schauer niedergehen. Neutronen, die in der Umgebung des Neutronendetektors durch Myonen oder hochenergetische γ -Quanten eines kosmischen Schauers erzeugt werden, können den Neutronendetektor innerhalb ihrer Lebensdauer ebenfalls erreichen und nachgewiesen werden. Während des Experiments befinden sich um den Detektor mehrere thermalisierende und neutronenabsorbierende Schichten. Thermische Neutronen werden daher bereits in der Abschirmung absorbiert, nur Neutronen mit ausreichend hoher Energie erreichen den Detektor. Aufgrund der relativ großen Diffusionszeiten dieser Neutronen wurden für die Veto-Schaltung nicht die Ereignisse im Koinzidenz-Peak benutzt. Für die Veto-Schaltung wurde das Myonensignal durch einen Pulsgenerator in einen Impuls variabler Länge ($\approx 100 - 200 \mu\text{s}$) gewandelt und in Antikoinzidenz zum Neutronendetektor geschaltet. Wird im Plastiksintillator ein Myon nachgewiesen, so wird der Neutronendetektor für die Dauer des Veto-Impulses abgeschaltet.

Mit der Veto-Schaltung zwischen Plastiksintillator und Neutronendetektor konnte die Nullrate von 0.05 auf 0.02 Ereignisse pro Sekunde reduziert werden. Daraus ergibt sich eine Nachweisgrenze von $\approx 10^{-10}$ barn. Aus den in Kap. 3.1 beschriebenen Simulationen lassen sich noch weitere Informationen über die nachgewiesenen Neutronen gewinnen und dadurch eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit erzielen.

³Diese Messungen wurden im Obergeschoß des Instituts durchgeführt

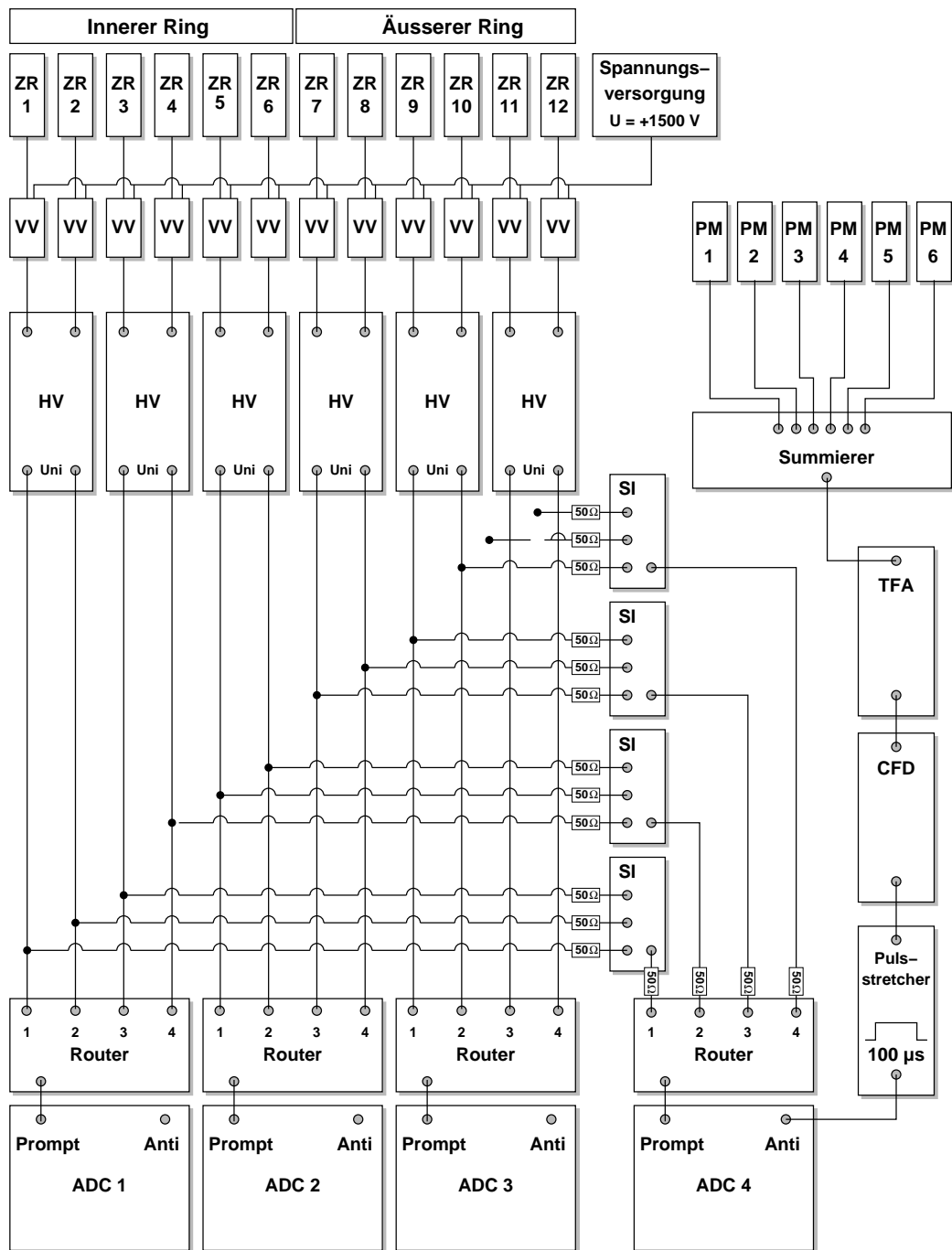
2.1.3 Meßelektronik und Datenerfassung

Um die relativ schwachen Signale der Zählrohre verarbeiten zu können, müssen sie zunächst verstärkt werden. Durch jeweils einen Vor- und Hauptverstärker werden die Signale der 12 verwendeten ^3He -Zählrohre geformt und verstärkt. Die Spannungsversorgung ($U = +1500\text{ V}$) jedes Zählrohrs erfolgt von einem Netzgerät über eine Verteilerschaltung. Die Hochspannung wird über den Vorverstärker eingespeist. Da die Vorverstärker so nahe wie möglich an den Zählrohren angebracht werden, wird der Einfluß elektromagnetischer Störfelder und damit eine Verschlechterung des Signal- zu -Störungs-Verhältnisses möglichst gering gehalten. Das unipolare Ausgangssignal der Hauptverstärker wird dann vom Experimentierplatz in den 50 m entfernten Meßraum weitergeleitet. Die Signale von je vier Zählrohren werden über einen Router zu einem Spektrum von 2048 Kanälen zusammengefaßt und durch einen Analog-Digital-Wandler weiter verarbeitet. Eine Vielkanal-Interface-Karte reicht die Signale an den Meß-PC weiter. In Abb. 4.1 ist solch ein 2 K Spektrum der Zählrohre 1 – 4 zu sehen. Auf diese Weise können alle Spektren der zwölf Zählrohre mit der Vielkanal-Analysator-Software⁴ getrennt aufgezeichnet werden. Eventuelle Störungen oder Ausfälle eines jeden Zählrohrs können so erkannt und korrigiert werden. In Abb. 2.6 ist die verwendete Elektronik in einem Blockschaltbild dargestellt.

Für die Antikoinzidenzschaltung mußten jeweils die Signale von 3 Zählrohren zusammengefaßt werden, da nicht genügend ADC's zur Verfügung standen. Aus diesem Grund wurden immer 3 Spektren über einen Sum-Invert-Verstärker zu einem Spektrum von 512 Kanälen aufaddiert. Die daraus resultierenden vier Spektren werden dann wie oben beschrieben von einem weiteren Router zusammengefaßt und an einen Analog-Digital-Wandler weitergereicht. Die im Plastiksintillator durch Myonen erzeugten Lichtblitze wurden über 6 Photomultiplier ausgelesen und in elektrische Signale umgewandelt. Über einen in der Elektronik-Werkstatt des Instituts gefertigten schnellen Analogsummierer [Ham98] werden die Signale der Photomultiplier summiert. Das Signal wird durch einen Timing-Filter-Amplifier geformt und verstärkt. Durch einen Constant-Fraction-Discriminator wird die Schwelle für die Myonensignale eingestellt und die Signale in ein logisches Signal gewandelt. Ein Pulsgenerator formt das logische Ausgangssignal in einen Impuls variabler Länge, der als Veto-Impuls für das Signal der Zählrohre dient. In das Spektrum mit der Veto-Schaltung wurde zusätzlich ein Pulser signal eingespeist. Durch Vergleich der wahren Pulserereignisse und der im Spektrum detektierten Ereignisse können Totzeiteffekte infolge der Antikoinzidenzschaltung korrigiert werden. Die Pulslänge des Antikoinzidenzsignals konnte jedoch so kurz gewählt werden, daß Totzeiteffekte vernachlässigbar waren.

Die Elektronik für das Koinzidenzspektrum zwischen Neutronendetektor und Plastiksintillator ist in Abb. 2.7 dargestellt. Die Zählrohrsignale wurden durch je

⁴Programm TMCA der Firma Target Systemelectronic GmbH, Solingen



VV: Detector Preamplifier
Canberra, Model 2003 B

TFA: Timing Filter Amplifier
Ortec, Model 474

Router: Input Mixing–Routing Unit
Silenä, Model 7500–10/N

HV: Dual Spectroscopy Amplifier
Ortec, Model 855

CFD: Constant Fraction Discriminator
Canberra, Model 1326 D

ADC: 16K Analog–To–Digital Converter
Silenä, Model 7423/UHS–S

SI: Sum–Invert Amplifier
Ortec, Model 433

Abb. 2.6: Blockschaftbild der Elektronik für das $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Experiment.

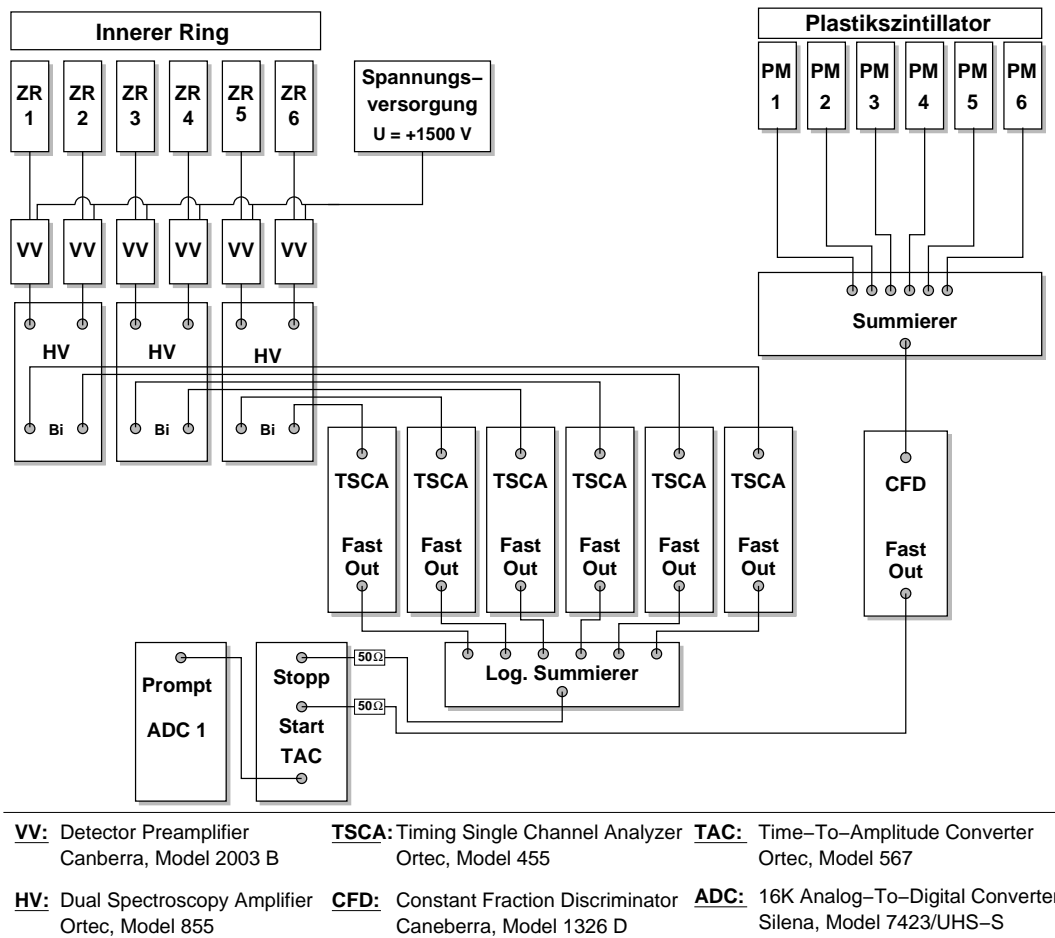


Abb. 2.7: Koinzidenzschaltung zwischen den 6 Zählrohren im inneren Detektorring zum Nachweis der Neutronen und dem Plastikszintillator, der die Myonen eines kosmischen Schauers registriert.

einen Vor- und Hauptverstärker geformt und verstärkt. Die bipolaren Ausgangssignale der Hauptverstärker werden dann durch jeweils einen Timing-Single-Channel-Analyzer in ein logisches Signal gewandelt, welches die zeitliche Information der Ereignisse enthält. Durch einen logischen Summierer werden die sechs Signale zu einem Signal vereinigt. Die Signale des Plastikszintillators werden nach dem schnellen Analogsummierer durch einen Constant-Fraction-Discriminator wiederum in logische Signale gewandelt, die die zeitliche Information der Ereignisse enthalten. Diese Signale dienen als Start-Signal für den Time-To-Amplitude-Converter. Als Stopp-Signal wurden die Signale des Neutronendetektors benutzt, da diese erst ca. $12 \mu\text{s}$ nach den Signalen des Plastikszintillators den TAC erreichen.

2.2 Nachweis der γ -Quanten

2.2.1 γ -Detektoren

Zum Nachweis der γ -Quanten wurden zwei großvolumige Reinstgermaniumdetektoren (HPGe⁵) mit einer relativen Nachweiswahrscheinlichkeit⁶ von 100 % eingesetzt. Die Detektoren wurden unter einem Winkel von 90° zur Strahlachse rechts und links neben der Targetkammer platziert. Durch den Einsatz der neu entwickelten Targetkammer konnten die Detektoren in sehr enger Geometrie, d.h. mit kleinem Abstand zur Strahlachse aufgebaut werden.

Der Nachweis der γ -Quanten erfolgt über die Mechanismen des Photo- und Compton-Effekts und der Paarbildung. Wird die gesamte Energie eines Photons über diese Prozesse im Detektor deponiert, so ergibt sich im Spektrum der sogenannte Full-Energy-Peak bei der Energie E_{FEP} .

Beim Compton-Effekt handelt es sich um die inelastische Streuung eines γ -Quants an einem freien oder schwach gebundenen Elektron. Gestreute Quanten, die nicht ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, führen zu einem kontinuierlichen Untergrund (Compton-Untergrund) im Spektrum.

Bei der Paarbildung entsteht ein Elektron-Positron-Paar, wenn die Energie des Photons über der doppelten Ruheenergie des Elektrons liegt. Das Positron kann unter Aussendung von zwei 511 keV γ -Quanten wieder mit einem Elektron zerstrahlen. Entweicht ein Quant aus dem Detektor, so ergibt sich im Spektrum der Single-Escape-Peak bei einer Energie $E_{\gamma} = E_{\text{FEP}} - 511 \text{ keV}$. Verlassen beide Quanten den Detektor, so ergibt sich bei einer Energie von $E_{\gamma} = E_{\text{FEP}} - 1022 \text{ keV}$ der Double-Escape-Peak im Spektrum.

Zur Unterdrückung der Compton-gestreuten und der aus kosmischen Schauern stammenden γ -Quanten wurden zwei BGO-Detektoren⁷ zur aktiven Unterdrückung verwendet. Ein kommerzieller BGO-Detektor umgibt den Germanium-Detektor zylinderförmig (siehe Abb. 2.8 rechts). Er besteht aus 8 Segmenten und wird über 8 Photomultiplier ausgelesen. Für den zweiten Detektor wurde im Rahmen einer Diplomarbeit eine weitere modulare BGO-Abschirmung entwickelt [Mül97]. Dieser Eigenbau-BGO-Detektor besteht aus vier paddelförmigen Segmenten, die jeweils über 2 Photomultiplier ausgelesen werden. Die BGO-Detektoren sind mit den zugehörigen HPGe-Detektoren in Antikoinzidenz geschaltet. Wird im HPGe-Detektor und in der BGO-Abschirmung in einem bestimmten Zeitfenster ein Ereignis registriert, so wird dieses Signal durch die Antikoinzidenzschaltung verworfen. Somit kann der Compton-Untergrund, je nach Energiebereich, um einen Faktor von

⁵High Purity Germanium

⁶Die relative Efficiency bezieht sich auf den Nachweis der γ -Quanten eines ^{60}Co -Präparats (1.33 MeV) mit einem $3'' \times 3''$ großen NaJ(Tl)-Szintillationszähler, der in einem Abstand von 25 cm von der Quelle entfernt ist.

⁷Wismut-Germanat, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

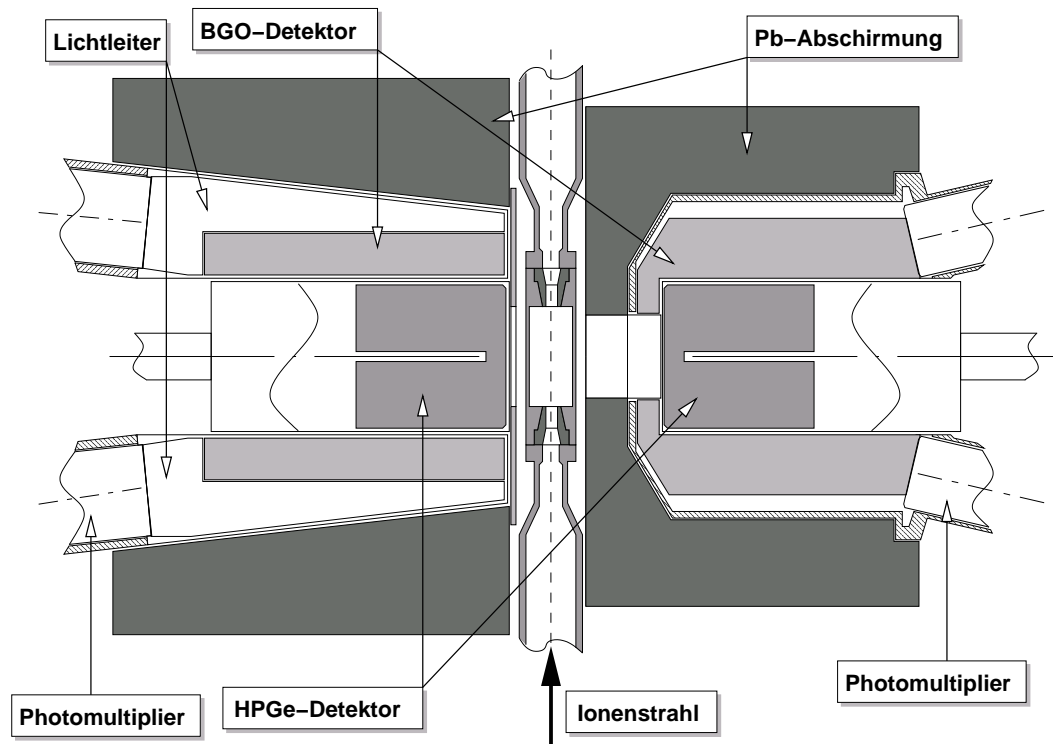


Abb. 2.8: Schematische Darstellung des Aufbaus bei der Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$. Der Blick von oben zeigt die Targetkammer in der Mitte und die beiden HPGe-Detektoren. Beide Detektoren sind von einer BGO-Abschirmung umgeben.

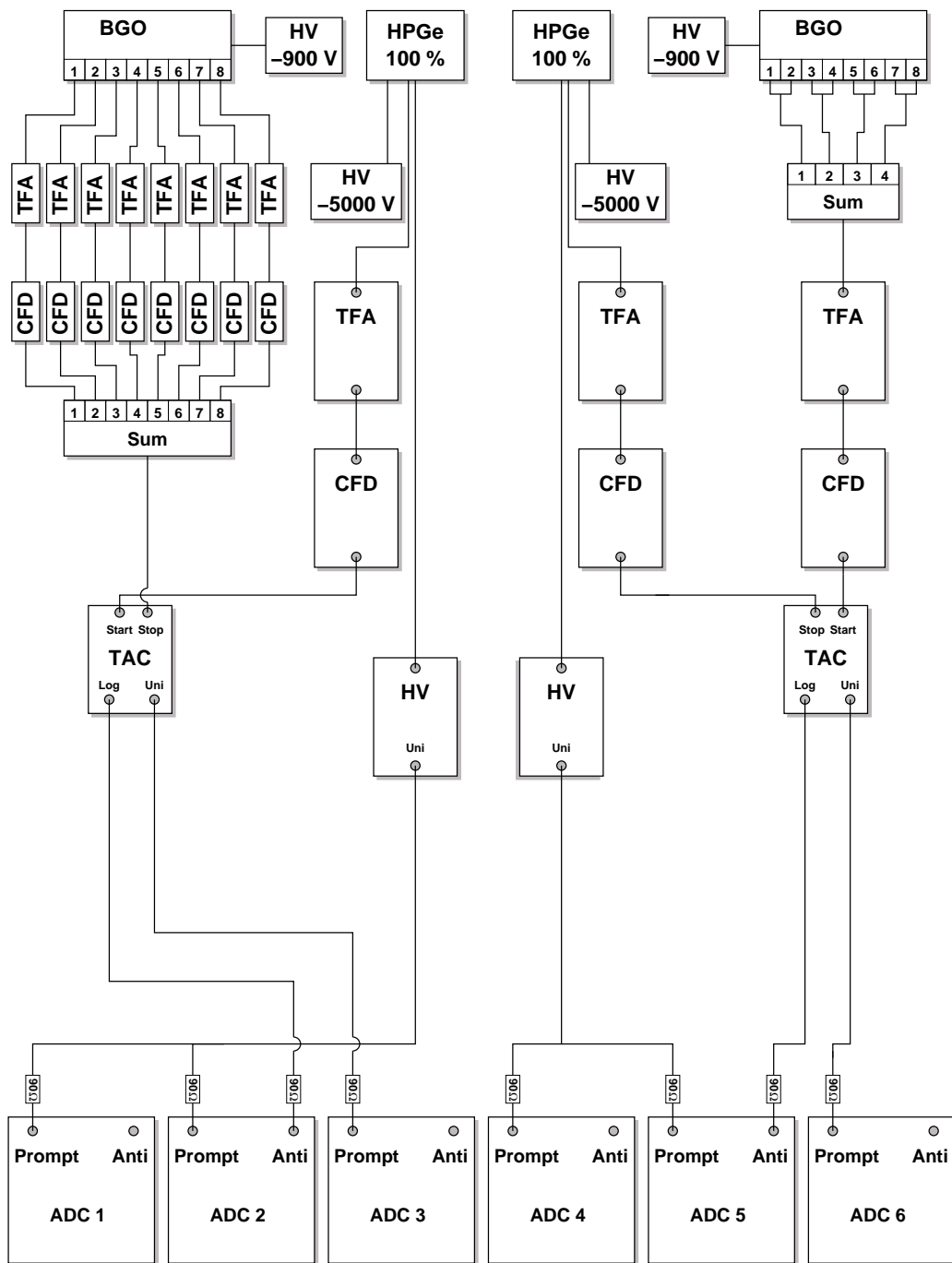
6 – 10 unterdrückt werden. Die Unterdrückung von hochenergetischen Untergrund- γ -Quanten beträgt bis zu einem Faktor 50 [May01].

In Abb. 2.8 ist der gesamte Aufbau mit den HPGe-Detektoren und der BGO-Abschirmung zu sehen. Zur Unterdrückung kosmischer Ereignisse wurden noch mehrere Schichten Blei um die Detektoren angebracht. Der Abstand zwischen dem HPGe-Detektor mit kommerzieller BGO-Abschirmung und der Kammermitte betrug 70 mm. Der Abstand des zweiten Detektors zur Kammermitte betrug nur 20 mm und führt zu einer deutlich höheren Nachweiswahrscheinlichkeit. Für $E_\gamma = 0.609 \text{ MeV}$ ist die Efficiency dieses Detektors ungefähr einen Faktor 3 größer.

2.2.2 Meßelektronik und Datenerfassung

Der Aufbau der Elektronik für das $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Experiment folgt im wesentlichen dem Aufbau früherer Arbeiten [Köl97, Mor97, May01], und wird deshalb nur kurz erläutert.

Die Signale der Germaniumdetektoren werden über Vorverstärker, die sich im Gehäuse der Detektoren befinden, verstärkt. Ein Hauptverstärker verarbeitet die



HV: Spectroscopy Amplifier
Silena, Model 7618

TAC: Time-To-Amplitude-Converter
Ortec, Model 567

CFD: Constant Fraction Discriminator
Canberra, Model 1326B

ADC: Analog-To-Digital Converter
Silena, Model 7423/UHS-S

TFA: Timing Filter Amplifier
Ortec, Model 474

Abb. 2.9: Blockschaftbild der Elektronik für das $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Experiment.

Signale weiter, die dann durch einen Analog–Digital–Wandler in ein Spektrum von 8192 Kanälen gewandelt werden. Das ADC übergibt seine Signale an ein Vielkanal–Interface, das wiederum mit einem Meß–PC kommuniziert. Durch die Vielkanal–Analysator–Software wird das Spektrum auf dem Meßrechner dargestellt und aufgezeichnet.

Für die Antikoinzidenzschaltung zwischen HPGe–Detektor und BGO–Zähler wurde das Timing–Signal des Germaniumdetektors als Start–Signal verwendet. Dieses Signal wurde über einen Timing–Filter–Amplifier geformt und verstärkt und durch einen Constant–Fraction–Discriminator in ein logisches Signal gewandelt. Dieser logische Puls dient als Start–Signal für einen Time–To–Amplitude–Converter.

Die Ereignisse der BGO–Detektoren, die den Germaniumdetektor umgeben, werden als Stopp–Signal benutzt. Die Signale des kommerziellen BGO’s werden durch jeweils einen Timing–Filter–Amplifier verstärkt. Mit einem Constant–Fraction–Discriminator werden die Signale in logische Impulse gewandelt, die die zeitliche Information der Ereignisse enthalten. Die insgesamt acht über Verzögerungsleitungen zeitlich abgeglichenen Signale werden durch eine ODER–Schaltung zu einem Signal vereinigt. Bei den selbst gefertigten BGO–Detektoren werden die Signale der vier Segmente summiert und mit einem einzigen Timing–Filter–Amplifier verstärkt. In den Segmenten werden die Signale von den beiden Photomultipliern bereits aufsummiert. Ein Constant–Fraction–Discriminator wandelt das summierte Signal in einen logischen Puls, der wiederum die Zeitinformation des Ereignisses enthält. Nach einer Verzögerung von ca. 70 – 80 ns dienen diese logischen Signale der BGO–Detektoren als Stopp–Signal für den Time–To–Amplitude–Converter.

Mittels einer ^{60}Co –Quelle, die direkt am Detektor angebracht war, erfolgte der zeitliche Abgleich des Start– und Stopp–Signals. Die Zeitdifferenz zwischen dem HPGe– und BGO–Signal wird durch den TAC in einen Spannungswert gewandelt. Als maximale Zeitdifferenz wurde ein Wert von 200 ns gewählt, so daß der Koinzidenz–Peak in der Mitte des TAC–Spektrums liegt. Durch einen Einkanal–Diskriminator kann um den Koinzidenz–Peak ein Zeitfenster festgelegt werden. Nur die in diesem Zeitfenster liegenden Ereignisse liefern dann am Ausgang des TAC ein logisches Signal, das für die Veto–Schaltung benutzt wird.

2.3 Gastarget RHINOCEROS

Zur Untersuchung der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurde das fensterlose rezirkulierende Gastargetsystem RHINOCEROS [Ham] verwendet. Das Gastarget besteht aus 5 Pumpstufen die durch Blenden voneinander getrennt sind. Der Druck in der Targetkammer beträgt zwischen 0.1 und 1.4 mbar und wird durch die Pumpstufen auf ca. 10^{-8} mbar zum Strahlführungssystem hin reduziert. In Abb. 2.10 sind die einzelnen Pumpstufen dargestellt, eine Pumpstufe ist nicht abge-

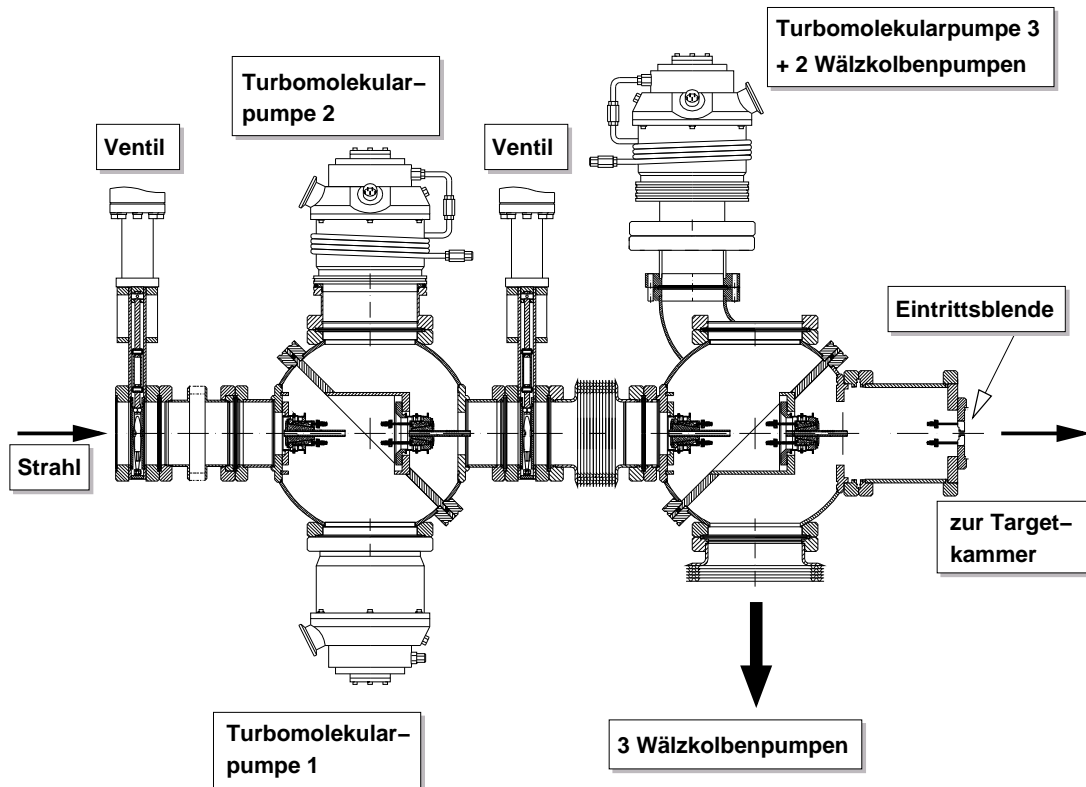


Abb. 2.10: Darstellung des Gastargets RHINOCEROS. Vor dem Gastarget (links) beträgt der Druck 10^{-8} mbar, im Targetbereich nach der Eintrittsblende (rechts) beträgt der Druck je nach Experiment zwischen 0.1 – 1.4 mbar. Vier durch Blendeneinsätze getrennte Pumpstufen sorgen auf einer Distanz von ca. 2 m für ein Druckgefälle von ungefähr 8 Größenordnungen.

bildet. Links befindet sich das vom Beschleuniger kommende Strahlführungssystem, rechts die Targetkammer. Vor der Eintrittsblende, die sich vor der Targetkammer befindet, wird das Gas durch 3 in Serie geschaltete Wälzkolbenpumpen abgepumpt. Der Durchmesser der Eintrittsblende beträgt zwischen 3 und 4 mm. Die weiteren Pumpstufen, bestehend aus Turbomolekular- und Wälzkolbenpumpen, sind ebenfalls durch Blenden aus Wolfram voneinander getrennt. Die Blenden dienen zum einen als Strömungswiderstand für das Gas, zum anderen als Strahlführung des Ionenstrahls durch das Gastarget. Das Druckgefälle von der Targetkammer bis zur Beschleunigerseite beträgt somit bei diesem Experiment ca. 8 Größenordnungen. Es sind jedoch bis zu 11 Größenordnungen möglich. Das Pumpschema des Gastargets findet sich in Anhang B.

Das abgepumpte Gas wurde über den Rezirkulierkreislauf (siehe [May01, Ham]) wieder dem Target zugeführt, wodurch der Gasverlust während einer Strahlzeit sehr

gering ist. Als Targetgas wurde zu 99.9 % angereichertes ^{22}Ne ⁸ verwendet, das nach jeder Strahlzeit in eine Gasflasche zurückgepumpt wurde. Um bei Strahlzeiten von mehreren Wochen die Verunreinigungen im Targetgas möglichst gering zu halten, befinden sich im Gaskreislauf 3 Reinigungselemente: eine Zeolythfalle, ein regelbarer Kryostat und ein Miniatur-Gasreiniger [Den94, Ham]. Die Zeolythfalle und der Kryostat werden mit flüssigem Stickstoff gekühlt, wodurch Kohlenwasserstoffverbindungen und auch Sauerstoff ausgefroren werden. Der Gasreiniger bindet den Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff, der sich im Targetgas befindet, durch Getterwirkung.

Über ein Kapazitätsmanometer der Fa. Leybold wurde der Gasdruck absolut bestimmt. Zur Stabilisierung des Targetdrucks wird ein elektronisches Regelventil eingesetzt, wodurch der Druck bzw. die Targetdicke bis auf 1 % konstant gehalten werden. Das Gastarget bietet gegenüber Festkörpertargets den Vorteil, daß es keinen Targetabbau durch den Ionenstrahl gibt und die Targetdicke bequem über den Druck reguliert werden kann. Der größte Vorteil hingegen besteht darin, daß der aus dem Backing stammende, enorme Untergrund vermieden wird. In Abb. 2.11 sind das Gastarget und der Neutronendetektor während der Strahlzeit im Mai 1999 zu sehen.

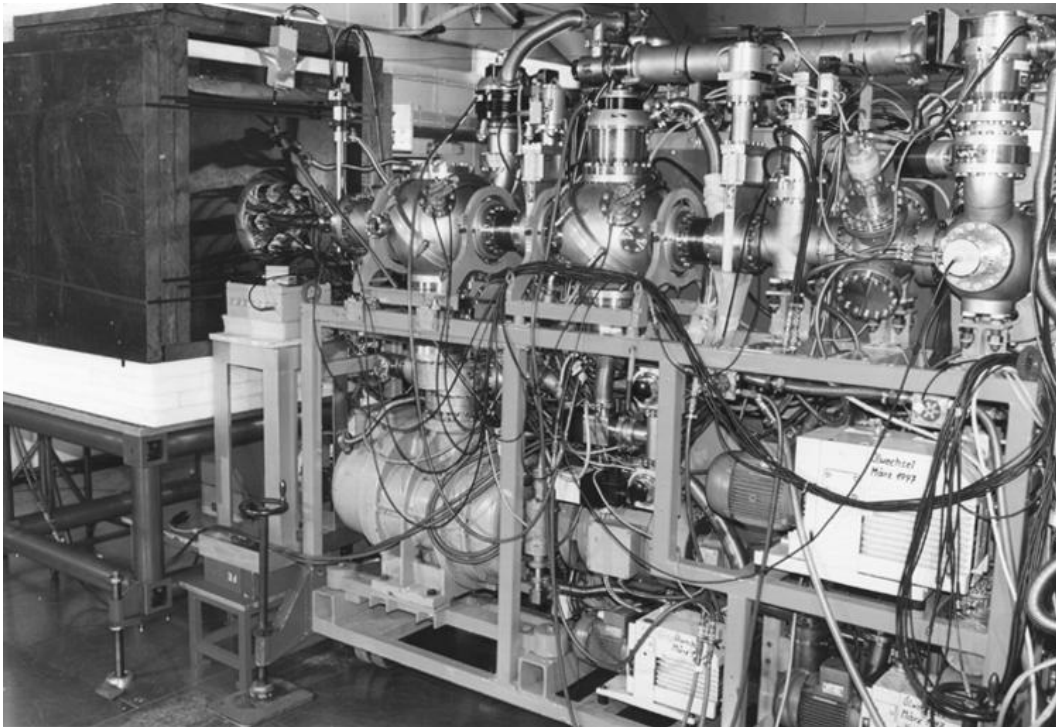


Abb. 2.11: Experimenteller Aufbau der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Strahlzeit im Mai 1999. Es ist das Gastargetsystem (rechts) mit den verschiedenen Pumpstufen und der 4π -Neutronendetektor (links) zu sehen.

⁸Firma Campro SCIENTIFIC, Berlin

2.4 Targetkammer

Bei den Untersuchungen der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden aufgrund der Geometrie der verwendeten Detektoren zwei ganz unterschiedliche Targetkammern eingesetzt.

Targetkammer für das (α, n) -Experiment

Für dieses Experiment bestand das Target aus einer kugelförmigen Minikammer und einem anschließenden Targetrohr (siehe Abb. 2.12). Die Minikammer befindet sich direkt hinter der Eintrittsblende und enthält die Anschlüsse für die Teilchenzähler sowie für die Druckmessung. Der Durchmesser der Kammer beträgt 7 cm. Die gesamte Kammer ist innen mit ca. $10\ \mu\text{m}$ Gold beschichtet. Somit werden die Projektile, die die Kammerwand treffen, in der Goldschicht gestoppt und können dort kaum Untergrundreaktionen durch Verunreinigungen hervorrufen. Die Anschlüsse der Teilchenzähler befinden sich unter einem Winkel von 45° und 90° . Bei Messungen mit dem Gastarget ist aufgrund von Umladungseffekten der Projektile im Targetgas keine direkte Strommessung möglich, weshalb der Strom über die elastisch gestreu-

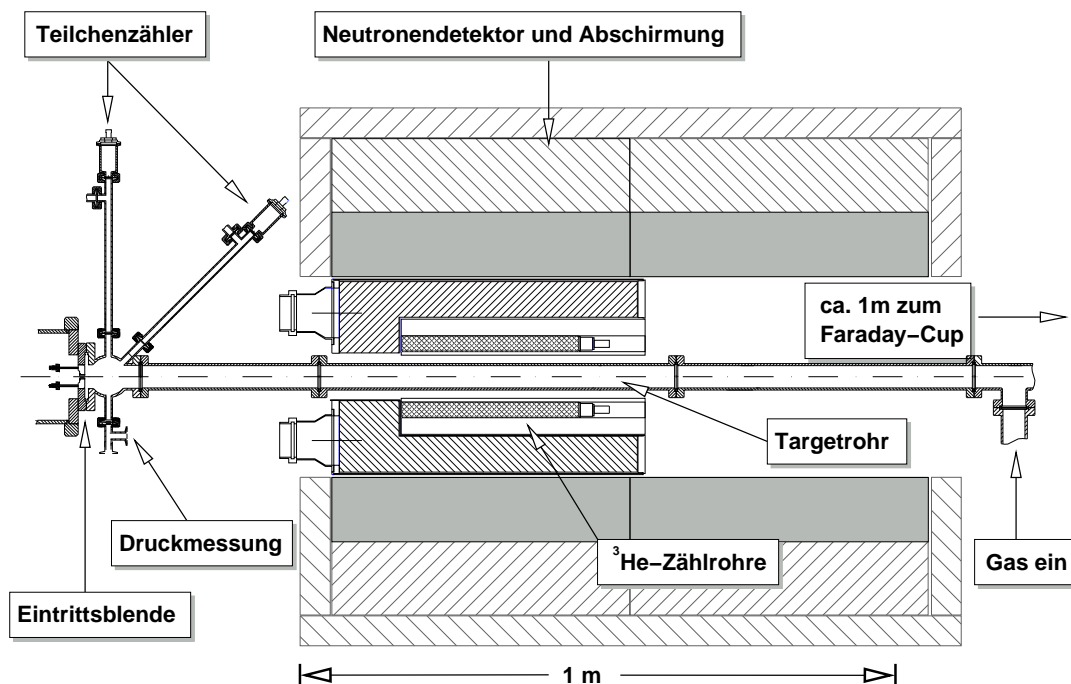


Abb. 2.12: Darstellung der Meßkammer für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Nach der Eintrittsblende befindet sich die kugelförmige Meßkammer mit den Teilchenzählern unter 45° und 90° . Nach der Meßkammer folgt das Targetrohr, um das der Neutronendetektor zylinderförmig angeordnet ist. Der Ionenstrahl wird ca. 1.5 m hinter dem Detektor in einem Faraday-Cup gestoppt.

ten Projektile bestimmt wurde. Ein Sichtfenster dient zur optischen Kontrolle der Strahlage und der Fokussierung des Strahls im Target. Unter 90° befindet sich ein weiterer Anschluß für das Kapazitätsmanometer zur Bestimmung des Targetdrucks. Bei den (α, n) -Experimenten wurden Targetdrücke von $0.1 - 0.4$ mbar verwendet.

Im Anschluß an die Minikammer folgt das Targetrohr, die eigentliche Targetkammer, mit einer Länge von 150 cm. Das Targetrohr ist innen gehont, poliert und anschließend ebenfalls mit Gold beschichtet worden, um strahlinduzierten Untergrund durch die Targetwände zu vermeiden. Der Neutronendetektor ist zylindrisch um das Targetrohr angeordnet, wobei der Abstand zwischen der Eintrittsblende und der Mitte des Detektors je nach Aufbau ca. $60 - 70$ cm beträgt. Der Energieverlust von der Eintrittsblende bis zur Detektormitte beträgt 13 keV (bei 0.2 mbar) bzw. 26 keV (bei 0.4 mbar). Der Gaseinlaß für das ^{22}Ne -Gas befindet sich kurz hinter dem Detektor. Etwa in 1.5 m Abstand hinter dem Detektor folgt der mit Gold beschichtete Faraday-Cup, in dem der Ionenstrahl gestoppt wird.

Das Targetrohr sowie die Minikammer wurden vor jeder Strahlzeit mit reinstem Methanol und hochreinem Wasser gereinigt, um die Verunreinigungen an den Targetwänden auf ein Minimum zu reduzieren. Die Eintrittsblende und die Blendeneinsätze des Gastargets wurden vor jeder Strahlzeit mit feinen Glasperlen abgestrahlt und dann mit Aceton und Methanol gereinigt.

Targetkammer für das (α, γ) -Experiment

Während der ersten Strahlzeit im Oktober 1996 wurde die sog. Quad-Kammer benutzt (siehe hierzu [Köl97]). Bei den folgenden Strahlzeiten im Mai und September 1997 wurde dann die neu konzipierte sog. Oktopus-Kammer verwendet [May01]. Sie bietet gegenüber der Quad-Kammer den Vorteil, daß die γ -Detektoren noch näher am Target plaziert werden können. Außerdem besitzt sie mehr Anschlußmöglichkeiten für die Teilchenzähler unter verschiedenen Winkeln. In Abb. 2.13 ist die gesamte Kammer mit den Teilchenzählern zu sehen.

Der Ionenstrahl wird durch die wassergekühlte Eintrittsblende in den Bereich der Targetkammer geführt. Ungefähr 1.5 m hinter der ebenfalls wassergekühlten Austrittsblende werden die ^4He -Ionen in einem vergoldeten Faraday-Cup gestoppt. Die Kammer besitzt insgesamt 6 Anschlüsse. Die Teilchenzähler zur Bestimmung der für das Experiment relevanten Ladungsmenge befinden sich unter 30° , 90° und 120° . Unter 60° befindet sich ein Sichtfenster zur optischen Kontrolle des Ionenstrahls und ein Kapazitätsmanometer zur Druckbestimmung. Der Einlaß für das Gas ist unten an der Kammer angebracht. Die Ein- und Austrittsblende besitzen einen Durchmesser von 4 mm und sind 12 mm lang. Durch die Blenden wird der Druck außerhalb des Targetbereichs bereits um mehr als eine Größenordnung reduziert. Sie besitzen einen größeren Durchmesser als die Blende der 4. Pumpstufe und sind daher nicht strahldefinierend. Das zylinderförmige Reaktionsvolumen im Inneren der Kammer

besitzt einen Durchmesser von 60 mm und ist 26 mm breit. Die Gesamtbreite der Kammer beträgt 30 mm. Der Targetdruck betrug während der (α, γ) -Strahlzeiten zwischen 0.7 – 1.5 mbar. Daraus ergibt sich ein Energieverlust von 3.9 – 9.0 keV in der Targetkammer. Der gesamte Targetbereich sowie die Ein- und Austrittsblende sind mit $20 \mu\text{m}$ Gold beschichtet, um Untergrundreaktionen durch Verunreinigungen in der Kammerwand zu verhindern.

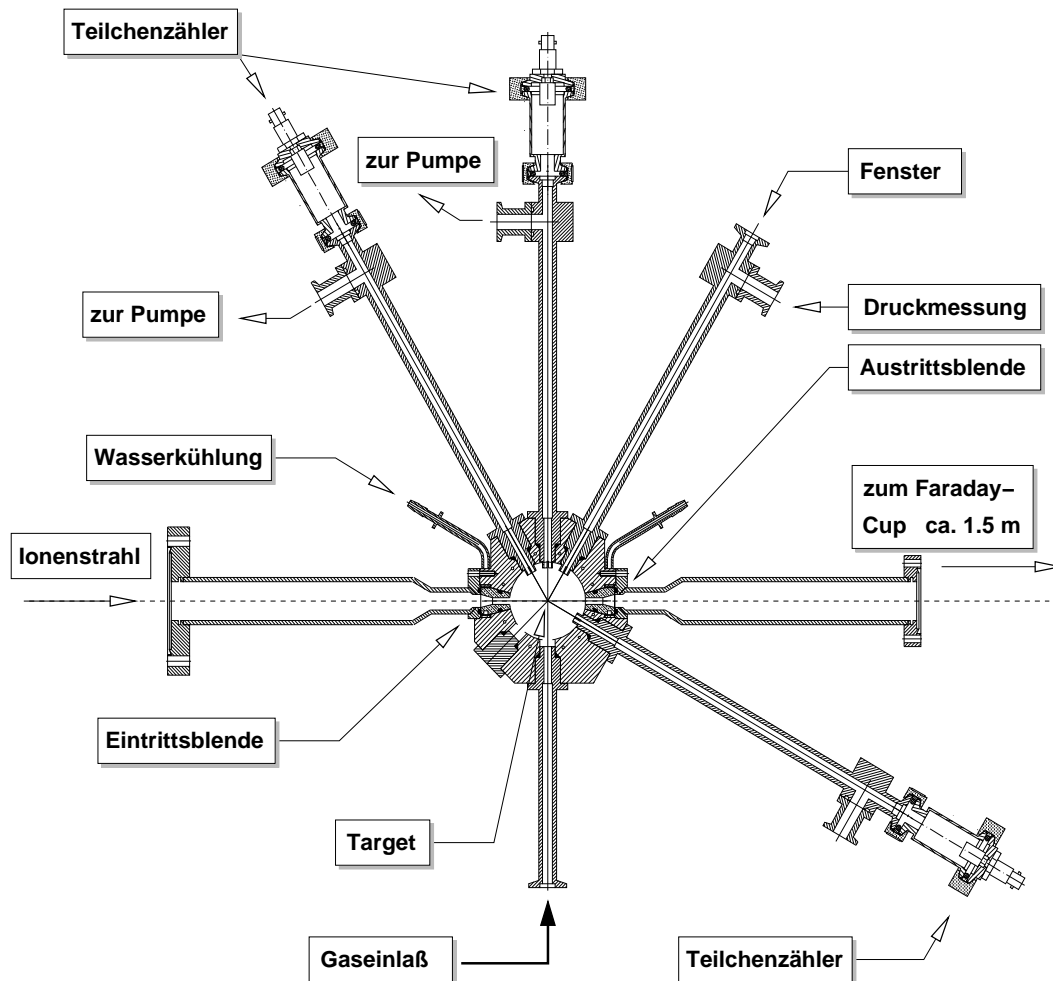


Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Oktopus-Kammer mit den drei Teilchenzählern unter den Streuwinkeln 30° , 90° und 120° . Der Gaseinlaß befindet sich an der Unterseite der Kammer, das Sichtfenster und das Kapazitätsmanometer sind an der Oberseite der Kammer angebracht.

2.5 Nachweis der elastisch gestreuten Projektile

Aufgrund der Wechselwirkungen der Projektile mit dem Targetgas kommt es zu Umladungseffekten, welche die Strommessung beeinflussen. Deshalb wurde der Strom über die Anzahl der elastisch gestreuten Projektile unter verschiedenen Beobachtungswinkeln bestimmt. Der Nachweis der gestreuten Projektile erfolgte durch lichtdichte Oberflächensperrschichtzähler⁹. Die Zähler müssen bei Gastargetmessungen lichtdicht sein, da das intensive Fluoreszenzlicht aus dem Targetgas zu Störimpulsen führen würde. Damit die Teilchen ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, besitzen die Zähler eine Dicke von $100\ \mu\text{m}$. Sie befinden sich in einem elektrisch isolierten Gehäuse und werden über einen ca. 25 cm langen Arm an der Targetkammer befestigt (siehe Abb. 2.12 und 2.13). Die Minikammer bei der Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ besitzt 2 Anschlüsse unter 45° und 90° für die Teilchenzähler. Die Oktopus-Kammer, die bei der Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ eingesetzt wurde besitzt mehrere Anschlußmöglichkeiten für die Detektoren. Es wurden bis zu 3 Teilchenzähler unter Winkeln von 30° , 90° und 120° verwendet. Um den Energieverlust der gestreuten Projektile auf ihrem Weg von der Kammermitte bis zum Detektor möglichst gering zu halten, wurde das Targetgas vor den Teilchenzählern ebenfalls abgepumpt.

In Abb. 2.14 ist die geometrische Anordnung der Teilchenzähler schematisch dargestellt. Eine senkrecht zur Strahlrichtung angebrachte Schlitzblende definiert die effektive Targetlänge l_α . Nur die Projektile, die in diesem Bereich gestreut werden, können den Detektor unter dem Beobachtungswinkel Θ erreichen. Der Durchmesser

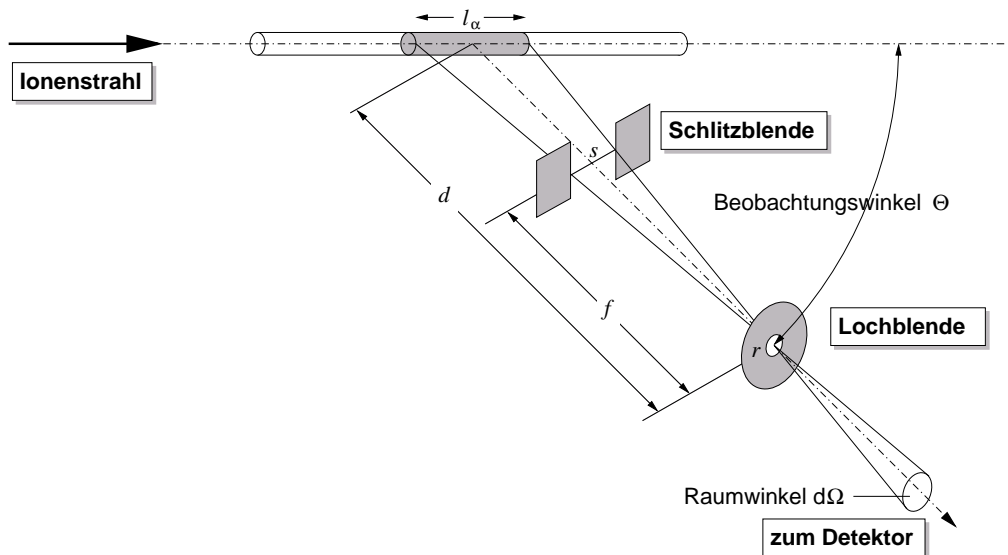


Abb. 2.14: Anordnung der Teilchenzähler mit Schlitz- und Lochblende (nach [Rol88]).

⁹Canberra, Passivated Implanted Planar Silicon Detectors

des Ionenstrahls spielt keine Rolle. Eine Lochblende vor dem Zähler legt den Raumwinkel $d\Omega$ fest. Unter der Voraussetzung $d \gg l_\alpha$ ergibt sich für den Geometriefaktor des Detektors

$$l_\alpha d\Omega = \frac{\pi}{\sin \Theta} \frac{sr^2}{fd}. \quad (2.1)$$

Die Bezeichnungen bedeuten

- Θ : Beobachtungswinkel des Detektors,
- s : Breite der Schlitzblende,
- r : Radius der Lochblende,
- f : Abstand der Lochblende zur Schlitzblende und
- d : Abstand der Lochblende zur Kammermitte.

In der Tab. 2.2 sind die bei den (α, γ) - und (α, n) -Strahlzeiten verwendeten Größen aufgelistet. Aufgrund der Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schlitz- und Lochblenden beträgt der Fehler des Geometriefaktors ca. 5 %.

Tab. 2.2: Geometriedaten der Teilchenzähler während der Strahlzeiten.

$^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$						
	Θ [°]	s [mm]	r [mm]	f [mm]	d [mm]	$l_\alpha d\Omega$ [mm · sr]
Okt. 1996	90.0	0.20	1.85	332.9	342.5	$5.187 \cdot 10^{-7}$
	120.0	0.21	2.75	332.9	343.2	$1.201 \cdot 10^{-6}$
Mai 1997	90.0	0.10	0.60	298.7	316.0	$2.897 \cdot 10^{-8}$
	120.0	0.50	2.15	298.7	316.0	$2.221 \cdot 10^{-6}$
Sep. 1997	30.0	0.10	2.10	298.7	316.0	$7.340 \cdot 10^{-7}$
	90.0	0.30	3.05	298.7	316.0	$2.323 \cdot 10^{-6}$
	120.0	0.35	3.10	298.7	316.0	$3.232 \cdot 10^{-6}$

$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$						
	Θ [°]	s [mm]	r [mm]	f [mm]	d [mm]	$l_\alpha d\Omega$ [mm · sr]
Apr. 1998	45.0	0.20	1.32	326.2	344.8	$3.517 \cdot 10^{-6}$
	90.0	0.50	2.55	317.9	334.0	$2.405 \cdot 10^{-5}$
Okt. 1998	45.0	0.20	1.60	269.5	344.8	$6.231 \cdot 10^{-6}$
	90.0	0.50	2.89	267.8	334.0	$3.680 \cdot 10^{-5}$
Mai 1999	45.0	0.20	1.53	326.0	344.8	$4.668 \cdot 10^{-6}$
	90.0	0.52	2.67	326.0	334.0	$2.682 \cdot 10^{-5}$

Die Elektronik der Teilchenzähler zum Nachweis der elastisch gestreuten Projektile ist hier nicht dargestellt. Die Detektorsignale werden jeweils über einen Vor- und Hauptverstärker verarbeitet. Diese Signale werden dann an einen Analog-Digital-Wandler und eine Vielkanal-Interface-Karte weitergereicht und mit der Vielkanal-Analysator-Software aufgezeichnet.

2.6 Beschleuniger und Ionenquelle

Die Experimente zu den Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden am 4 MV DYNAMITRON Beschleuniger des Instituts für Strahlenphysik der Universität Stuttgart durchgeführt. Bei Untersuchungen von Kernreaktionen bei astrophysikalisch relevanten Energien sind aufgrund der sehr kleinen Wirkungsquerschnitte ($\approx \text{nb-pb}$) hohe Strahlströme und ein stabiles Strahlprofil gefordert. Die Duoplasmatron-Ionenquelle lieferte während der 6 Strahlzeiten Strahlströme von $200 - 300 \mu\text{A}$, wovon ca. $100 - 150 \mu\text{A}$ das Target nach dem Analysiermagneten erreichten. Die Maschine besaß in der Regel Standzeiten von 1 – 2 Wochen, bevor eine Regeneration der Ionenquelle nötig war.

Für Messungen mit dem Gastarget stehen zwei Experimentierplätze unter 21° und 90° zum Ablenkmagneten zur Verfügung. Bei Untersuchungen von Kernreaktionen weit unterhalb der Coulomb-Schwelle ist eine sehr gute Energieauflösung nötig, da der Wirkungsquerschnitt mit abnehmender Energie ebenfalls sehr stark abfällt. Aufgrund der besseren Energiereproduzierbarkeit wurden alle Experimente an der 90° -Strahllinie durchgeführt. Die Lage des Ionenstrahls (einfach geladene ^4He – Ionen) vor dem Analysiermagneten wird durch zwei Paar horizontaler Schlitze festgelegt. Durch ein weiteres Paar Schlitze nach dem Magneten wird das Autoregulationssystem für die Projektilenergie gesteuert. Die Öffnungen der Schlitze betragen ca. 4 mm vor und 3 mm nach dem Analysiermagneten, wodurch eine Energieauflösung von $5 \cdot 10^{-4}$ möglich ist [Ham79]. Der untersuchte Energiebereich lag zwischen 0.57 und 1.50 MeV. Um auch bei niedrigen Energien eine stabile und gute Strahloptik zu erzielen, wurde der Beschleuniger mit halber Kaskade konfiguriert, d.h. die andere Hälfte wurde als reine Driftstrecke betrieben.

2.7 Durchführung der Experimente

Insgesamt wurden 6 Strahlzeiten zur Untersuchung der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ durchgeführt. Während dieser Strahlzeiten wurden insgesamt ca. 1600 Meß-Runs durchgeführt und aufgezeichnet, dies entspricht ca. 12000 Spektren. Die durchgeführten Strahlzeiten sind in Tab. 2.3 aufgelistet. Im Folgenden werden die vorbereitenden Arbeiten und der Ablauf eines Experiments erläutert.

Tab. 2.3: Durchgeführte Strahlzeiten zur Untersuchung der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$. Der Beschleuniger wurde immer mit halber Kaskade betrieben.

$^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$				
Zeitraum	Dauer [Tage]	Strom [μA]	Energiebereich [MeV]	Ergebnisse und Anmerkungen
12.10. - 23.10.96	11	50 – 90	0.8 – 1.5	Yieldkurve der Resonanzen bei 0.83 und 1.43 MeV
07.05. - 19.05.97	12	90 – 110	0.8 – 1.5	Yieldkurve und Branching der Resonanzen bei 0.83 und 1.43 MeV
26.09. - 14.10.97	19	100 – 130	0.6 – 1.5	Untersuchung des Energiebereichs $E_\alpha < 0.8$ MeV
$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$				
Zeitraum	Dauer [Tage]	Strom [μA]	Energiebereich [MeV]	Ergebnisse und Anmerkungen
16.04. - 03.05.98	17	60 – 90	0.8 – 1.5	Yieldkurve im gesamten Energiebereich, 9 Resonanzen
09.10. - 01.11.98	23	80 – 110	0.57 – 1.1	Untersuchung des Energiebereichs $E_\alpha < 0.8$ MeV
17.05. - 20.06.99	34	90 – 120	0.57 – 1.1	Untersuchung des Energiebereichs $E_\alpha < 0.8$ MeV

Vorbereitende Arbeiten:

Im Vorfeld eines Experiments werden zunächst alle Komponenten, die vom Ionenstrahl getroffen werden können, sehr gründlich gereinigt. Hierzu werden alle Blendeneinsätze des Gastargets und der Faraday-Cup mit feinen Glasperlen abgestrahlt, um Verunreinigungen an den Oberflächen zu beseitigen. Anschließend werden die Teile mit Aceton und hochreinem Alkohol gereinigt. Die Targetkammer bzw. das Targetrohr sind innen vergoldet, um Untergrundreaktionen an den Targetwänden zu vermeiden. Sie werden ebenfalls mit Aceton und hochreinem Alkohol gereinigt.

Da an der 90° -Strahllinie unterschiedliche Experimente stattfinden, muß das Gastarget vor jeder Strahlzeit aufgebaut und auf die Strahlachse ausgerichtet werden. Eine exakte Justierung der Blendeneinsätze ist für die Strahlführung extrem wichtig. Der Ionenstrahl sollte möglichst ohne Intensitätsverlust an den Blenden auf das Target treffen. Die Targetkammer und der Faraday-Cup werden ebenfalls mit Hilfe eines genauen Fernrohrs auf die Strahllinie ausgerichtet. Im Fall der (α, γ) -

Messung werden die HPGe-Detektoren nach dem Aufbau des Gastargets senkrecht zur Targetkammer aufgebaut. Bei den (α, n) -Messungen wird der Neutronendetektor während der Installationsarbeiten des Gastargets mit aufgebaut, da sich das Targetrohr in der Mitte des Detektors befindet.

Ist das Gastargetsystem vollständig aufgebaut und der Gaskreislauf geschlossen, wird die Anlage bis auf 10^{-8} mbar abgepumpt und auf Drucklecks überprüft. Die Leckrate muß dabei weniger als $1 \cdot 10^{-8}$ mbar·l/sec betragen. Als Reinigungskomponenten des Gaskreislaufs werden eine auf Stickstofftemperatur gekühlte Zeolythfalle und ein spezieller Kryostat benutzt. Verunreinigungen werden in den Reinigungskomponenten absorbiert und ausgefroren und somit zurückgehalten. Vor jeder Strahlzeit wird das Gastarget mehrmals einige Stunden lang mit Helium gespült, um die letzten Verunreinigungen aus dem Pumpensystem herauszuführen und um die Acetonreste zu beseitigen.

Abschließend wird noch die Elektronik für sämtliche Detektoren aufgebaut und eingestellt. Mit Eichpräparaten werden die Detektoren auf ihre Funktionstüchtigkeit überprüft und im Fall der HPGe-Detektoren kalibriert. Zum Schluß wird die komplette Abschirmung gegen den natürlichen Strahlungsuntergrund um die Detektoren angebracht.

Experiment:

Zunächst muß der Ionenstrahl mit maximaler Intensität (ca. $150 \mu\text{A}$) und einem scharfen Strahlprofil (1 – 2 mm Durchmesser) durch das Blendensystem des Gastargets gefädelt werden. Hierzu werden die Ströme aller Blenden im Gastarget gemessen und minimiert. Die Blendenströme sollten weniger als $2 \mu\text{A}$ betragen. Zum einen wird dadurch von den Blenden stammender strahlinduzierter Untergrund vermieden, zum anderen erzielt man eine hohe Strahlintensität bei der Untersuchung der Reaktion. Ein Sichtfenster ermöglicht die optische Kontrolle des Strahldurchmessers und der Lage des Ionenstrahls.

Danach wird dem Gaskreislauf das zu 99.9% angereicherte ^{22}Ne -Targetgas zugeführt. Nach der Kalibrierung des Beschleunigers werden die eigentlichen Messungen durchgeführt. Während der Meß-Runs wird der Targetdruck ständig kontrolliert und über ein Regelventil auf einem konstanten Wert gehalten. Sämtliche Meß-Runs wurden on-line ausgewertet, um Unregelmäßigkeiten zu erkennen und gegebenenfalls zu beseitigen. In den ein- bis zweitägigen Regenerationszeiten der Ionenquelle während einer Strahlzeit wurden Langzeitmessungen zur Bestimmung des natürlichen Untergrunds durchgeführt. Im Fall der (α, n) -Reaktion wurden außerdem Referenzmessungen mit angereichertem ^{20}Ne als Targetgas durchgeführt, um den strahlinduzierten Untergrund unter realistischen Bedingungen zu bestimmen.

Abschließende Arbeiten:

Am Ende einer Strahlzeit wird das Targetgas mit einer Handpumpe zunächst in eine Vorratsflasche gepumpt. So kann das Targetgas bei den nächsten Strahlzeiten wieder verwendet werden. Anschließend wird jeweils die ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren ermittelt. Abschließend wird die Position der Detektoren (Abstand von der Targetkammer und der Eintrittsblende) vermessen und protokolliert.

Kapitel 3

Nachweiswahrscheinlichkeiten der Detektoren

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(E, \mathbf{x})$ der Neutronen- und γ -Detektoren hängt sowohl vom Emissionsort \mathbf{x} , als auch von der Energie E der emittierten Teilchen ab. Um den Wirkungsquerschnitt bzw. die Breite und Stärke einer Resonanz aus den Messungen exakt zu bestimmen, muß die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronendetektors und der γ -Detektoren sehr präzise bestimmt werden. Für die exakte Analyse der Anregungsfunktionen wird die orts- und energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit benötigt. Wegen der ausgedehnten Geometrie wurden aufwendige Entfaltungsverfahren und Simulationen angewandt.

3.1 Neutronendetektor

3.1.1 Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit wurde am Ende jeder Strahlzeit mit einer kalibrierten ^{252}Cf -Quelle¹ experimentell bestimmt. Das radioaktive Nuklid ^{252}Cf zerfällt zu 96.91 % durch α -Zerfall und zu 3.09 % durch spontane Spaltung. Die Halbwertszeit von ^{252}Cf beträgt 2.645 Jahre. Im Mittel entstehen pro Spaltvorgang 3.75 Neutronen. Die emittierten Neutronen besitzen eine maxwellähnliche Energieverteilung [Cie83] mit einer mittleren Energie von 2.14 MeV (siehe Abb. 3.1). Die Anfangsaktivität A_0 der Quelle bezieht sich auf das Jahr 1977 und beträgt $4.31 \cdot 10^5$ Bq. Die Anfangsaktivität wurde von H. Drotleff [Dro92] überprüft, da die Herstellerangabe keine Fehlerangabe enthält. Die Zahl der Zerfälle wurde durch Beobachtung der Spaltfragmente mit Hilfe eines Durchflußzählrohrs bestimmt. Das Ergebnis der Messung ergab eine 5 % geringere Anfangsaktivität im Vergleich zur der vom Hersteller

¹Amersham Buchler GmbH, Braunschweig

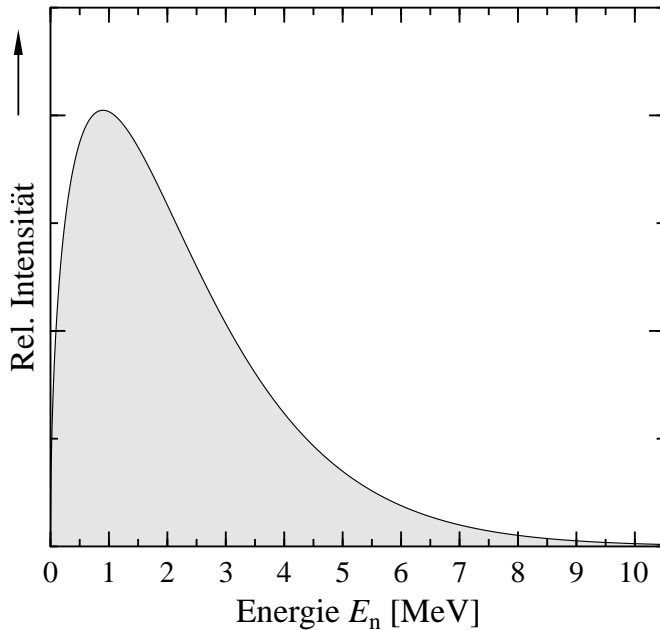


Abb. 3.1: Energiespektrum der Neutronen aus der ^{252}Cf -Quelle. Die Energieverteilung der Neutronen lässt sich durch ein Watt-Spektrum [Wat52] mit einer mittleren Energie von 2.14 MeV beschreiben.

angegebenen Aktivität. Die Abnahme lässt sich durch Absputterprozesse im Laufe der Jahre erklären. Für die weiteren Rechnungen der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde der Wert von $(4.08 \pm 0.04) \cdot 10^5$ Bq aus der Kontrollmessung verwendet. Zur Bestimmung der ortsabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit wurde die ^{252}Cf -Quelle in kleinen Schritten durch den Detektor geschoben. Das Ergebnis ist in Abb. 3.2 für die inneren und äußeren Zählrohre, sowie den gesamten Detektor zusammen mit den Ergebnissen einer Simulation dargestellt.

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms MCNP [Bri97] wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für die ^{252}Cf -Quelle berechnet. Für die Simulation wird zunächst die gesamte Geometrie des Detektors definiert. Jeder Bestandteil des Detektors wird durch eine Zelle mit der entsprechenden Dichte und den Abmessungen beschrieben. Es wurden alle Details des Detektoraufbaus wie z.B. das Targetrohr, der Moderator mit den ^3He -Zählrohren, der Plastiksintillator und die Abschirmungen um den Detektor berücksichtigt. Die maxwellähnliche Energieverteilung der Neutronen wird durch ein sogenanntes Watt-Spektrum [Wat52] (siehe Abb. 3.1) mit einer mittleren Energie von 2.14 MeV beschrieben:

$$f(E) \sim \exp\left(-\frac{E}{1.025}\right) \sinh(\sqrt{2.926 E}) \quad (3.1)$$

Für einen definierten Ort auf der Strahlachse wurden dann $5 \cdot 10^5$ Neutronenschicksale mit einer isotropen Winkelverteilung gerechnet. Für jedes losgeschickte Neutron werden die Wechselwirkungen mit der Umgebung, abhängig von der Zelle und dem Material, durch das Monte-Carlo-Programm festgelegt. Aus der Simulation lassen sich dann die in den Zählrohren durch die Reaktion $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ absorbierten Neutronen ermitteln. Aufgrund der Thermalisierung der Neutronen ist

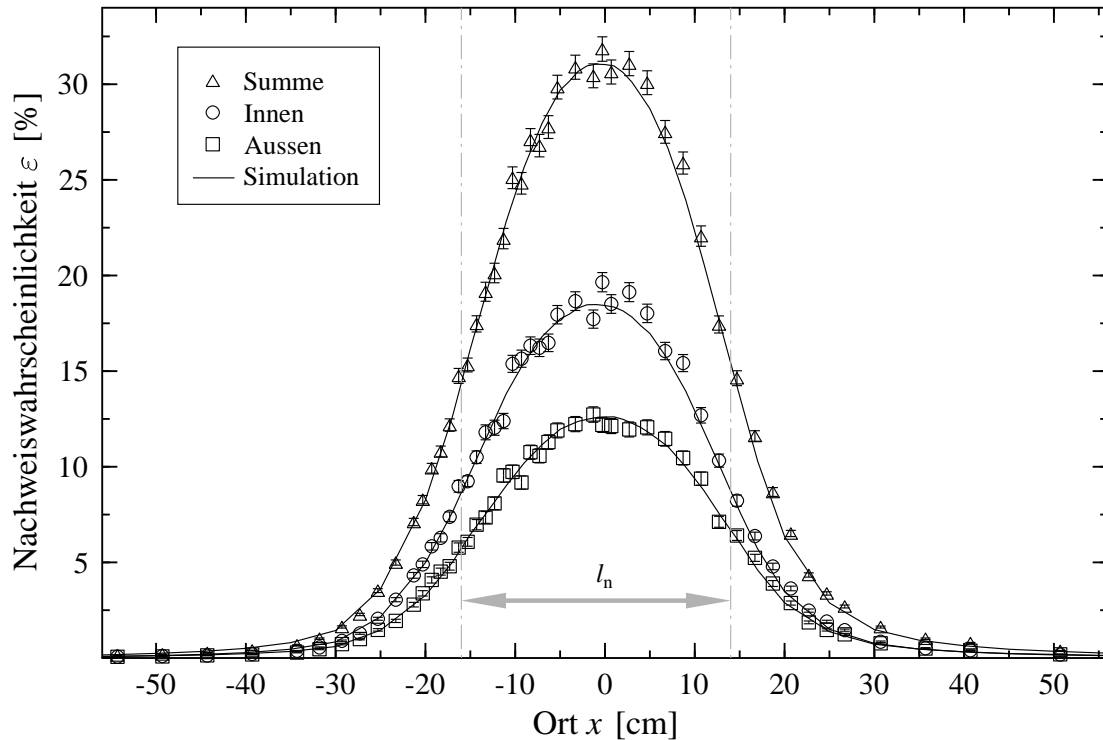


Abb. 3.2: Ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronendetektors. Die Simulation der Nachweiswahrscheinlichkeit (Linie) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (Symbole). Die effektive Targetlänge entspricht nahezu der Halbwertsbreite der Verteilung.

nur diese Größe von Interesse. In Abb. 3.2 ist ein Vergleich der gemessenen mit der simulierten Nachweiswahrscheinlichkeit dargestellt. Es ergibt sich eine nahezu perfekte Übereinstimmung. Die Simulation liefert in Kammermitte eine absolute Nachweiswahrscheinlichkeit von 31.1%, die experimentell bestimmte Efficiency ergibt 31.5%. Für alle verwendeten Detektorkonfigurationen wurde jeweils die Nachweiswahrscheinlichkeit durch Simulationsrechnungen bestimmt und es ergab sich in allen Fällen eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem Experiment.

Die vom Detektor "gesehene" effektive Targetlänge l_n wird durch folgendes Integral definiert:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(x) dx = l_n \varepsilon(0). \quad (3.2)$$

Für die effektive Targetlänge ergibt sich ein Wert von 31.5 cm, dies entspricht nahezu der Halbwertsbreite der Efficiency-Kurve (siehe Abb. 3.2). Durch die relativ kurze effektive Targetlänge wird im Vergleich zu früheren Messungen [Dro92] eine deutlich bessere Energieauflösung der Anregungsfunktion erreicht und feine Strukturen können noch deutlich erkannt werden.

3.1.2 Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit

Aus dem untersuchten Energiebereich $E = 0.57 - 1.5 \text{ MeV}$ ergeben sich für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ Neutronenenergien im Bereich von $0.01 - 0.75 \text{ MeV}$. Die Neutronen werden vor dem Nachweis in den Zählrohren moderiert und die Thermalisierungslänge hängt von der Energie der Neutronen ab. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ist daher ebenfalls eine Funktion der Neutronenenergie. Da nur die kalibrierte ^{252}Cf -Quelle zur Verfügung stand, muß die Energieabhängigkeit durch Simulationsrechnungen bestimmt werden.

Durch die Flugrichtung der Projektile besitzt der ^{26}Mg Zwischenkern eine Vorzugsrichtung (z -Richtung) und es tritt eine von der Isotropie abweichende Winkelverteilung auf. Da der Neutronendetektor jedoch nahezu den gesamten Raumwinkelbereich von 4π abdeckt, wurde bei den Simulationen die Winkelabhängigkeit vernachlässigt. Es ergibt sich jedoch aufgrund der Reaktionskinematik eine Abhängigkeit der Neutronenenergie von der Emissionsrichtung ϑ [May84]. Abhängig vom Emissionswinkel wurde so für jedes losgeschickte Neutron die Energie bestimmt.

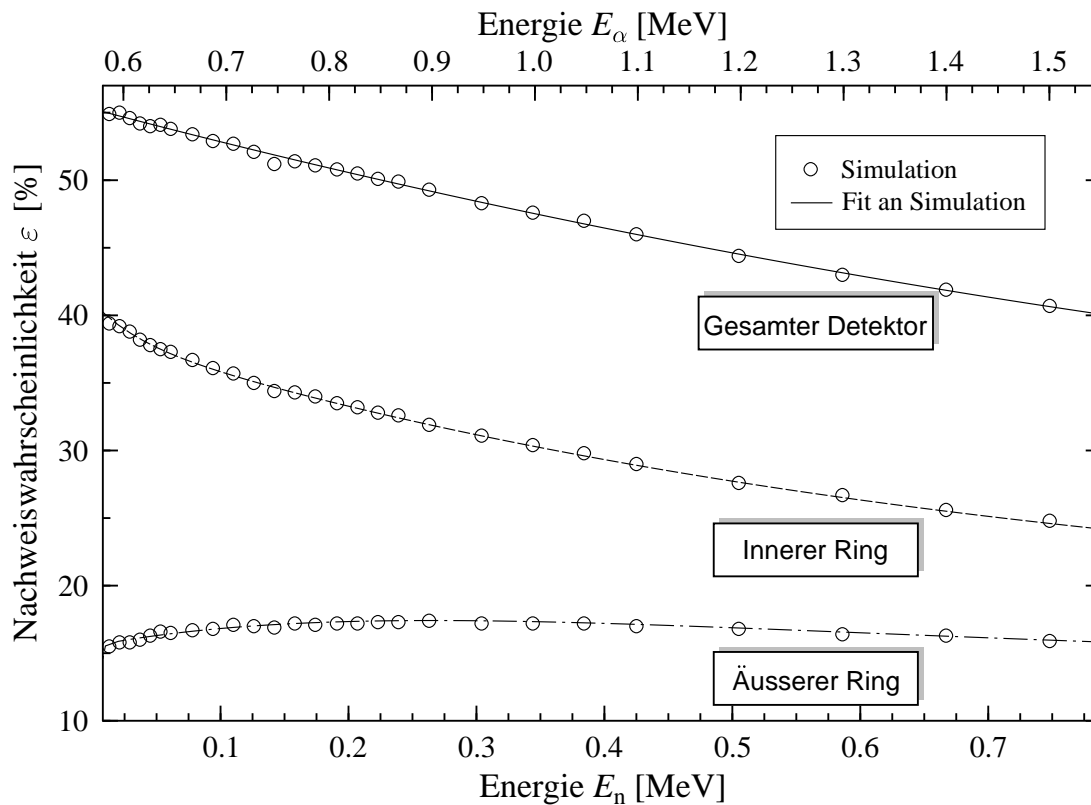


Abb. 3.3: Simulation der energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronendetektors. Die Neutronenenergie bezieht sich auf einen Emissionswinkel von $\vartheta = 90^\circ$. Die obere Achsenbeschriftung bezieht sich auf die entsprechende α -Energie im Laborsystem.

Das Ergebnis der Simulationsrechnungen ist in Abb. 3.3 in dem für die Reaktion relevanten Energiebereich dargestellt. In der Mitte des Neutronendetektors liegt die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen 40 – 55 %. Für die Simulationsrechnungen der Ausbeutekurve (siehe Kap. 5) wurde für jede Resonanz die ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet. Es zeigte sich, daß die effektive Targetlänge mit abnehmender Neutronenenergie ebenfalls abnimmt. Bei einer Neutronenenergie von $E_n = 0.21 \text{ MeV}$ (dieser Wert entspricht der Resonanz bei $E_\alpha = 0.831 \text{ MeV}$) ergibt sich eine effektive Länge des Targets von 28.4 cm.

3.1.3 Spektroskopie mit dem Neutronendetektor

Mit dem 4π -Moderationsdetektor ist keine direkte Spektroskopie möglich. Aufgrund der Thermalisierung vor dem Nachweis geht die Information über die Energie der Neutronen verloren. Das Verhältnis R der Zählraten von innerem und äußerem Zählrohr zeigt jedoch bei tieferen Energien eine deutliche Abhängigkeit von der Neutronenenergie. Dies ermöglicht eine "indirekte" Art der Spektroskopie. Bei fester Projektilenergie ergibt sich abhängig vom Q -Wert der Reaktion die Emissionsenergie der Neutronen und damit ein bestimmtes Verhältnis der Zählraten zwischen innerem und äußerem Zählrohr. Damit ist eine Unterscheidung von Neutronen aus Reaktionen mit stark unterschiedlichem Q -Wert möglich.

In Abb. 3.4 ist das simulierte Verhältnis in Abhängigkeit der Neutronenenergie dargestellt. In dem für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ interessanten Energiebereich von $E_\alpha = 0.57 - 1.5 \text{ MeV}$ (entsprechend einer Neutronenenergie von $0.01 - 0.7 \text{ MeV}$) steigt das Verhältnis mit abnehmender Neutronenenergie stark an. Das Verhältnis wurde für alle beobachteten Resonanzen in den Maxima der Ausbeutekurven ermittelt. Die experimentell bestimmten Verhältnisse stimmen sehr schön mit der Simulation überein. Bei der für die Kalibrierung benutzten ^{252}Cf -Quelle stimmt die Simulation ($R = 1.54$) und die Messung ($R = 1.53$) nahezu exakt überein. Für Neutronen aus kosmischen Schauern wurde ebenfalls das Zählratenverhältnis der Zählrohre durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Hierzu wurde um die Detektorgeometrie eine Kugel definiert. Von der Kugeloberfläche wurden dann Neutronen mit Energien von $0.001 - 15 \text{ MeV}$ losgeschickt. Die Simulation für den Aufbau im Mai 1999 liefert einen Wert von 1.645, der Mittelwert mehrerer Untergrundmessungen ergibt 1.627 ± 0.064 . Die Simulationsrechnungen des kosmischen Neutronenuntergrunds werden in Kap. 4.1 bei der Bestimmung der Obergrenzen benötigt.

Insgesamt zeigen alle Simulationsrechnungen eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Basierend auf diesen Ergebnissen wurden mit dem Monte-Carlo-Programm MCNP die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Resonanzen bestimmt.

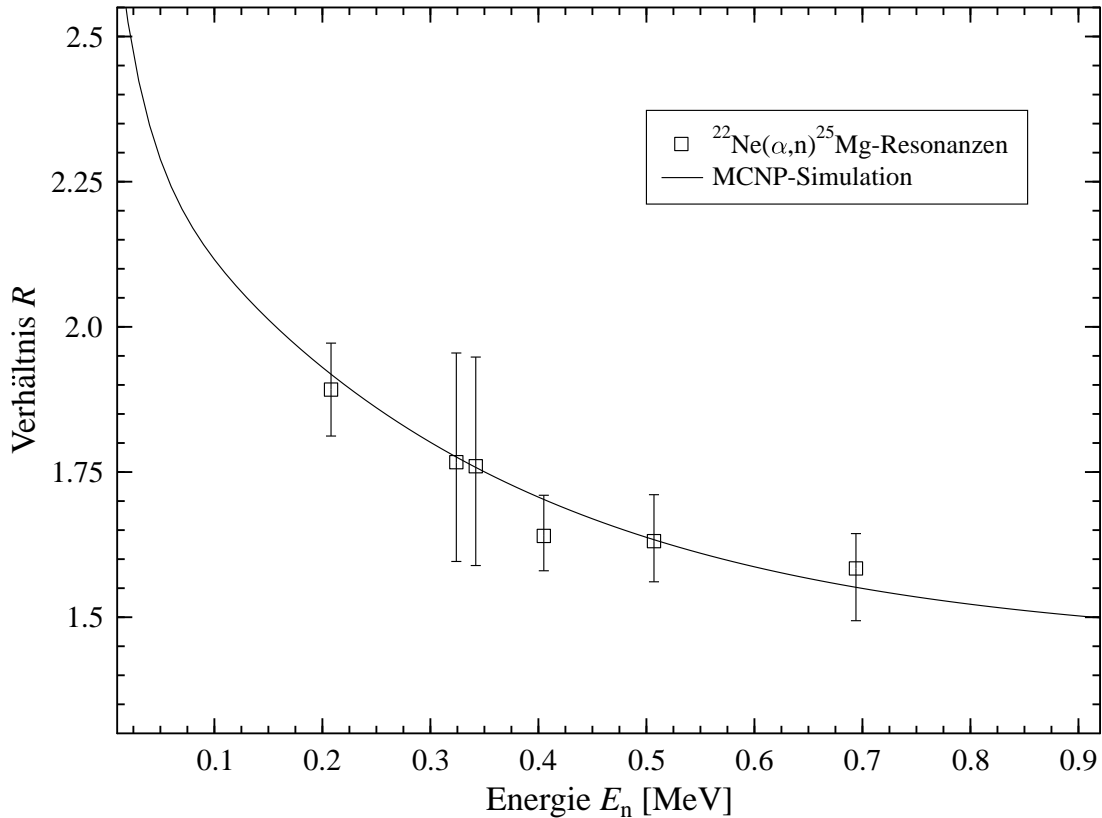


Abb. 3.4: Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeit zwischen innerem und äußerem Zählrohr ring während der Strahlzeit im April 1998. Die Simulation und die experimentell bestimmten Verhältnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

3.2 γ -Detektoren

3.2.1 Ortsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit

Bei den $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Strahlzeiten wurde ebenfalls nach jeder Strahlzeit die Nachweiswahrscheinlichkeit der HPGe-Detektoren für den "Full-Energy"-Peak bestimmt. Hierzu wurde die Meßkammer zwischen den Detektoren entfernt. Um die ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit zu bestimmen, wurde ein ^{226}Ra -Präparat² an verschiedenen Emissionspunkten entlang der Strahlachse positioniert. ^{226}Ra besitzt eine Halbwertszeit von 1600 Jahren und zerfällt durch mehrmaligen α - und β -Zerfall in das stabile Nuklid ^{206}Pb . Das ^{226}Ra -Präparat liefert zahlreiche γ -Linien zwischen $E_\gamma = 186 - 2448$ keV, die Quellstärke sowie die Verzweungsverhältnisse der einzelnen γ -Linien sind bekannt. Die ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abb 3.5 für den Übergang $E_\gamma = 609$ keV dargestellt. Die Zahl der registrier-

²Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

ten γ -Quanten ergibt sich mit der Quellstärke N_0 und dem Branching b für diesen Übergang zu

$$N = N_0 b \varepsilon, \quad (3.3)$$

wobei ε die Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Übergang beschreibt.

Mit dem Monte-Carlo-Code GEANT [Goo94] wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Übergang berechnet. Hierzu muß zunächst die gesamte Geometrie des Aufbaus programmiert werden. Die Quelle wird durch eine dünne Kreisscheibe beschrieben und der Emissionsort innerhalb dieser Scheibe durch Zufallszahlen ermittelt. Der Emissionsort entlang der Strahlachse (x -Richtung) wird vorgegeben. Für das ^{226}Ra -Eichpräparat wurde eine isotrope Winkelverteilung verwendet, die Emissionsrichtung wird ebenfalls durch Zufallszahlen ausgewürfelt. Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ ist durch den Ionenstrahl eine Vorzugsrichtung (z -Achse) definiert

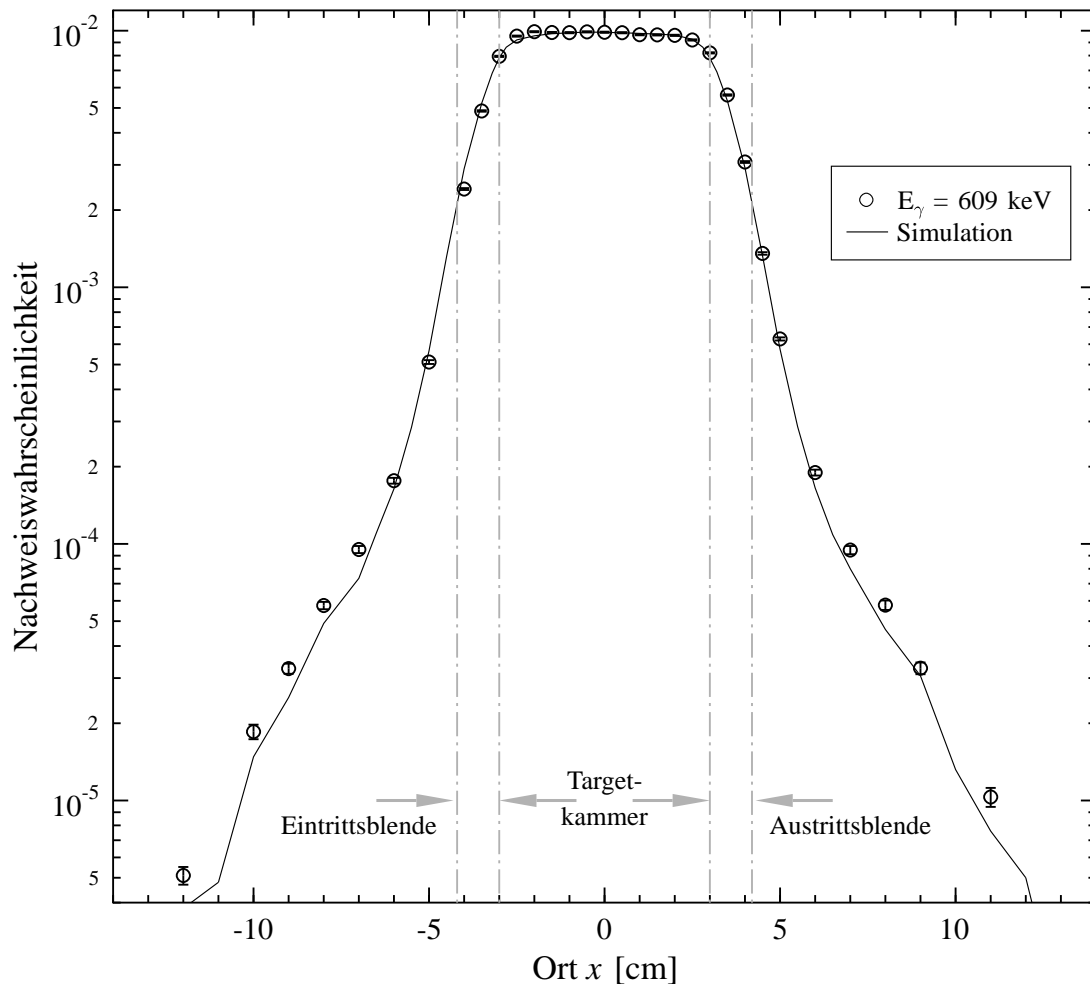


Abb. 3.5: Ortsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des HPGe-Detektors. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit einer ^{226}Ra -Quelle für den Übergang mit $E_\gamma = 609 \text{ keV}$ bestimmt.

und es müssen die Winkelverteilungen bei der Simulation berücksichtigt werden. Die möglichen Wechselwirkungen des γ -Quants mit der Umgebung werden durch das Monte-Carlo-Programm bestimmt. Die Simulationsrechnung für ein losgeschicktes Teilchen ist beendet, wenn das γ -Quant und alle entstanden Sekundärteilchen absorbiert sind, bzw. die definierte Geometrie verlassen haben. Die Simulationsrechnung der ortsabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit in Abb. 3.5 zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Die Ortsabhängigkeit der Efficiency wurde noch für weitere γ -Energien des Eichpräparats ausgewertet. Zerfällt ein angeregter Zustand über eine Kaskade mit den γ -Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} , so müssen zusätzlich Summations-Effekte bei den Simulationen berücksichtigt werden. Aufgrund der kurzen Lebensdauer der Zustände können die beiden γ -Quanten gleichzeitig im Detektor registriert werden. Im Spektrum sind die Linien beider Einzelereignisse mit den Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} zu sehen, sowie die Summenenergie $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$, wenn die Ereignisse koinzident im Detektor registriert werden. Bei der Simulation läßt sich dieser Effekt durch die gleichzeitige Emission der beiden γ -Quanten berücksichtigen. Wird dagegen eines der beiden Teilchen im BGO-Detektor nachgewiesen, so wird das gesamte Ereignis verworfen. Es kommt somit zu Verlusten aufgrund der BGO-Antikoinzidenz-Schaltung. Dieser Effekt kann ebenfalls bei den Simulationsrechnungen berücksichtigt werden [Köl97, Wil96].

3.2.2 Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit

Der Nachweis der γ -Quanten in den HPGe-Detektoren erfolgt über den Photoeffekt, den Compton-Effekt sowie die Paarbildung. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse besitzen eine starke Energieabhängigkeit und aus diesem Grund zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren ebenfalls eine deutliche Abhängigkeit von der Energie. Zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden alle Linien des ^{226}Ra -Präparats in der Kammermitte ausgewertet. Der Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der γ -Energie ist in Abb. 3.6 dargestellt. Die Simulation zeigt im untersuchten Energiebereich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten des Eichpräparats.

Das ^{226}Ra -Präparat liefert nur γ -Energien bis 2.48 MeV, die untersuchte Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ besitzt jedoch γ -Linien mit Energien von 12.8 MeV. In der Arbeit von Knee [Kne94] wurde die Energieabhängigkeit der Efficiency auch im hochenergetischen Bereich untersucht. Die hochenergetischen Datenpunkte wurden über die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ gewonnen und sind in Abb. 3.6 in dem eingefügten Diagramm dargestellt. Die gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment zeigt, daß die Simulationsrechnungen auch im oberen Energiebereich zuverlässig sind.

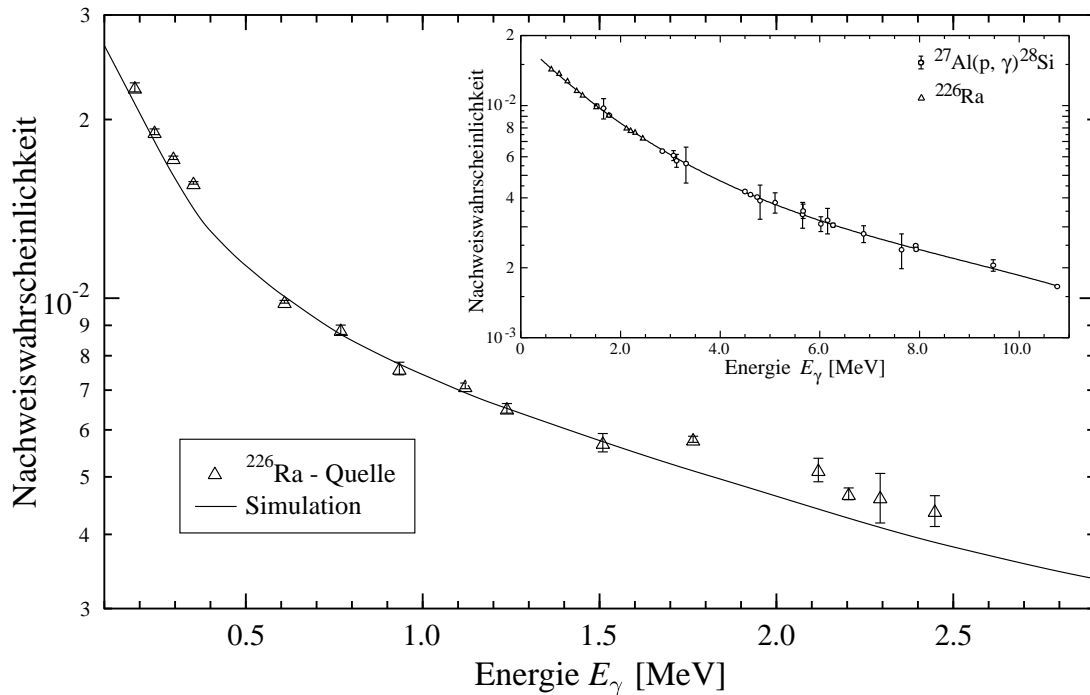


Abb. 3.6: Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit des HPGe-Detektors. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit einer ^{226}Ra -Quelle in der Kammermitte bestimmt. Die Simulationsrechnung ist durch die durchgezogene Linie dargestellt und stimmt sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Das eingefügte Diagramm stammt aus der Arbeit von Knee [Kne94] und zeigt die sehr gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment bis zu γ -Energien von 11 MeV.

3.2.3 Winkelverteilung der γ -Quanten

Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ werden die γ -Quanten vom Zwischenkern im Flug emittiert. Durch den Ionenstrahl ist dadurch eine Vorzugsrichtung (z -Achse) festgelegt, die γ -Strahlung besitzt deshalb eine von der Isotropie abweichende Winkelverteilung.

Sowohl die α -Teilchen als Projektile, wie die Targetkerne ^{22}Ne im Grundzustand besitzen den Spin $s_\alpha = s_{\text{Ne}} = 0$. Für den Kanalspin folgt damit $\vec{S} = \vec{s}_\alpha + \vec{s}_{\text{Ne}} = 0$. Der Gesamtdrehimpuls \vec{J} des Resonanzzustands setzt sich aus dem Bahndrehimpuls \vec{L} und den Spins \vec{s}_α , \vec{s}_{Ne} zusammen und damit gilt $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \vec{L}$. Der Drehimpuls steht senkrecht zur z -Achse. Seine Projektion besitzt daher den Werte $m_L = 0$ und damit $m_J = 0$.

Die Winkelverteilung $W(\vartheta)$ der emittierten Strahlung für den Übergang zwischen den Zuständen $|\mu\rangle = |J_i M_i\rangle$ und $|\lambda\rangle = |J_f M_f\rangle$ läßt sich folgendermaßen darstellen [Ros67]:

$$W(\vartheta) = \sum_K B_K(J_i) R_K(J_i J_f) P_K(\cos \vartheta). \quad (3.4)$$

Der Summationsindex K ergibt sich aus der Besetzung der magnetischen Unterzustände des Zustands $|J_i M_i\rangle$ mit Gesamtdrehimpuls J_i . Die Koeffizienten $B_K(J_i)$ beschreiben die Kernaussrichtung des Zustands $|J_i M_i\rangle$ und hängen nur von den Besetzungszahlen $w(M_i)$ der magnetischen Unterzustände ab. Im vorliegenden Fall sind die Unterzustände $\pm M_i$ gleichbesetzt und die Summe in Gl. 3.4 erstreckt sich nur über gerade K -Werte. Die Winkelverteilung ist damit symmetrisch zu 90° . Existiert nur *ein* Kanalspin \vec{S} und *ein* Bahndrehimpuls \vec{L} so gilt:

$$B_K(J_i) = S_K(LLJ_i S = 0). \quad (3.5)$$

Die Koeffizienten $S_K(LLJ_i S = 0)$ werden durch das Produkt von Clebsch–Gordan- und Racah-Koeffizienten beschrieben und sind in [Ros67] tabelliert.

Die Winkelverteilungskoeffizienten $R_K(J_i J_f)$ in Gl. 3.4 charakterisieren den elektromagnetischen Übergang. Sie hängen nur von den Spins der beiden Zustände $|J_i M_i\rangle$ und $|J_f M_f\rangle$, sowie den auftretenden Multipolaritäten ab. Werden nur die beiden niedrigsten Multipolordnungen l und $\bar{l} = l + 1$ berücksichtigt, so lassen sich die Winkelverteilungskoeffizienten folgendermaßen beschreiben:

$$R_K(J_i J_f) = \frac{R_K(llJ_i J_f) + 2\delta R_K(\bar{l}lJ_i J_f) + \delta^2 R_K(\bar{l}\bar{l}J_i J_f)}{1 + \delta^2} \quad (3.6)$$

Die Größe δ beschreibt das Mischungsverhältnis der beiden niedrigsten Multipolordnungen. Da das Mischungsverhältnis für die untersuchten Übergänge nicht bekannt ist, wurde nur die niedrigste Multipolordnung berücksichtigt ($\delta = 0$).

Bei den Monte-Carlo-Rechnungen wurde die Winkelabhängigkeit nach Gl. 3.4 berücksichtigt. Der Winkel $0 < \phi < 2\pi$ wird per Zufallsgenerator ausgewürfelt. Zur Bestimmung des Emissionswinkels $0 < \vartheta < \pi$ wurde das Neumann'sche Zurückweisungsverfahren benutzt. Hierzu werden zwei Zufallszahlen ausgewürfelt, die erste bestimmt den Emissionswinkel ϑ . Mit der zweiten Zufallszahl wird die Emissionswahrscheinlichkeit ausgewürfelt, liegt sie über dem durch Gl. 3.4 vorgegebenen Wert, wird der Winkel ϑ nochmals bestimmt.

Die Winkelverteilungen wurden jeweils nur für die Primärübergänge aus dem Resonanzniveau in tiefer liegende Zustände berücksichtigt. Für die Sekundärübergänge wurde eine isotrope Abstrahlcharakteristik angenommen.

Kapitel 4

Auswertung und Datenanalyse

Um aus den gewonnenen Rohdaten zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, ist eine detaillierte Auswertung und Analyse der Daten nötig. Zur Bestimmung der Anregungsfunktionen wird die Netto-Ausbeute der in den Detektoren registrierten Neutronen bzw. γ -Quanten benötigt, d.h. für jeden Meß-Run muß der Untergrund sehr genau bestimmt und berücksichtigt werden. Für die Normierung der Messungen wird aus den Streuspektren die Anzahl der Projektile bestimmt. Anschließend wird aus den Kalibrierungsmessungen der Energieverlust im Target bestimmt und für jeden Meß-Run berücksichtigt, und somit die effektive Projektilenergie bestimmt.

4.1 Auswertung der Neutronenspektren

Bestimmung der Netto-Ausbeute

Typische Neutronenspektren sind in Abb. 2.1 und 4.1 zu sehen. Aufgrund der Thermalisierung im Detektor ist eine energetische Trennung der einfallenden Neutronen nicht möglich. Der Anteil der Untergrundneutronen muß deshalb durch Referenzmessungen sehr genau bestimmt werden.

Für die Bestimmung des Untergrunds, der durch die kosmische Strahlung verursacht wird, wurden vor, während und nach jeder Strahlzeit mehrere Untergrundmessungen ohne Ionenstrahl durchgeführt. Daraus ergab sich die Nullrate, die bei jedem Meßpunkt berücksichtigt werden mußte. Durch die Aufstreuung des Ionenstrahls im Targetgas kann es auch zu Reaktionen der gestreuten Projektile mit Verunreinigungen auf den Blenden und Wänden des Targetrohrs kommen. Um diesen strahlinduzierten Untergrund zu berücksichtigen, wurde für möglichst viele Meßpunkte eine Referenzmessung mit ^{20}Ne als Targetgas durchgeführt. Da die Reaktion $^{20}\text{Ne}(\alpha, n)^{23}\text{Mg}$ einen stark negativen Q-Wert von -7.22 MeV besitzt, entstehen aus

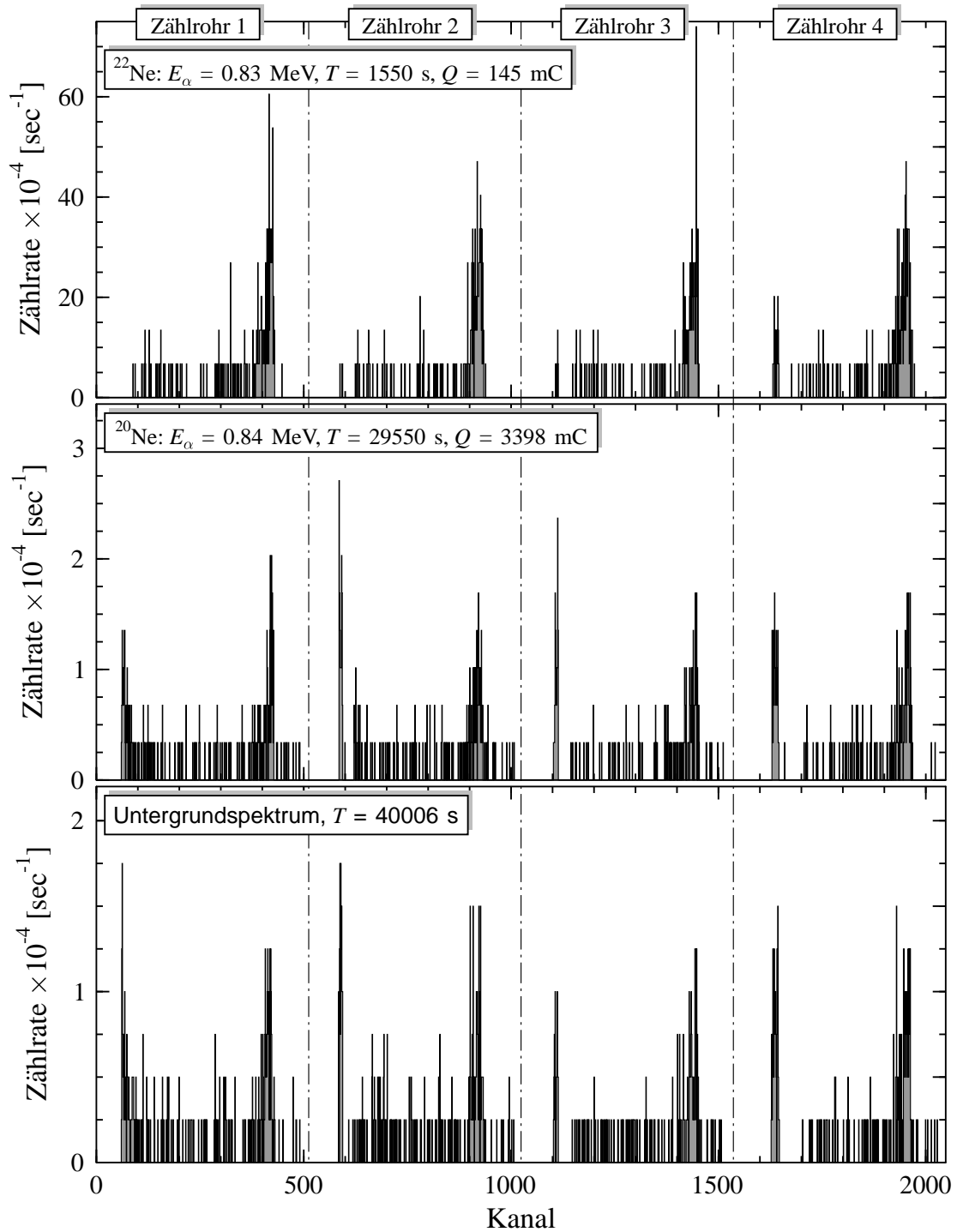


Abb. 4.1: Impulshöhenspektren von vier ^3He -Zählrohren. Die oberen Spektren wurden in der Resonanz bei $E_R = 0.832$ MeV aufgenommen. In der Mitte sind Spektren der Referenzmessung mit ^{20}Ne als Targetgas dargestellt. Die Spektren im unteren Teil des Diagramms stammen aus einer Untergrundmessung ohne Ionenstrahl.

Reaktionen mit diesem Targetgas keine Neutronen. Somit läßt sich der strahlinduzierte Untergrund sehr realistisch bestimmen. Die Nettoausbeute N_0 der nachgewiesenen Neutronen ergibt sich damit zu

$$N_0 = N - \frac{N_U}{T_U} T - \left(N_S - \frac{N_U}{T_U} T_S \right) \frac{Q}{Q_S}. \quad (4.1)$$

Es bedeuten N die Gesamtzahl der registrierten Neutronen eines Meß-Runs, N_U/T_U die Untergrundzählrate, T und T_S die Meßzeit, N_S die strahlinduzierte Ausbeute und Q und Q_S die eingeschossene Ladung für die jeweilige Messung. Diese Korrektur wurde für jeden Meßpunkt durchgeführt. In Abb. 4.1 sind die Spektren von je

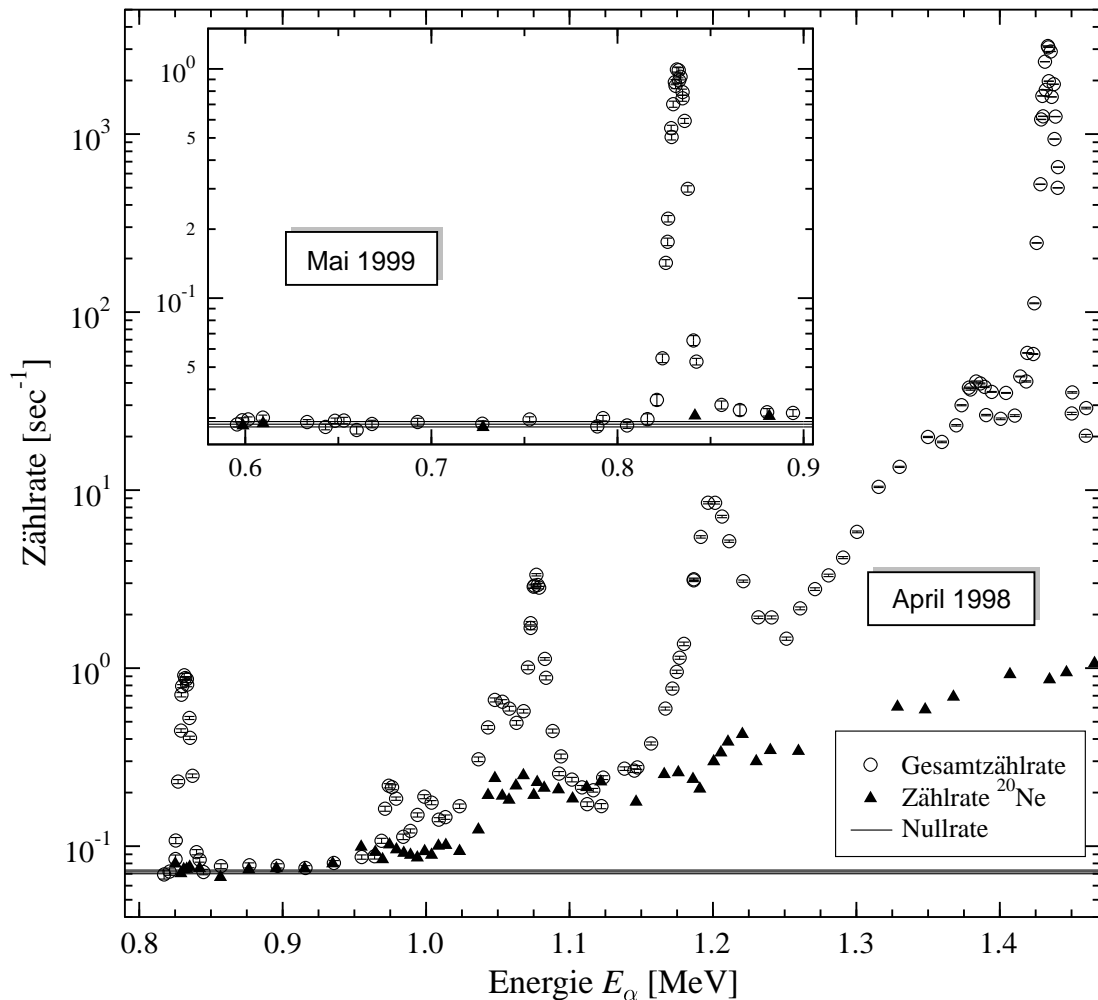


Abb. 4.2: Bestimmung des kosmischen und strahlinduzierten Untergrunds. Im Energiebereich $E_\alpha > 0.95$ MeV dominiert der strahlinduzierte Untergrund, bei tiefen Energien der kosmische Untergrund. Während der Messungen im April 1998 betrug die Nullrate 0.072 n/s, im Mai 1999 mit dem vollständigen experimentellen Aufbau und der aktiven Abschirmung lediglich 0.028 n/s.

4 Zählrohren für unterschiedliche Meß-Runs dargestellt. Im oberen Teil des Diagramms ist die Messung in der Resonanz bei $E_R = 0.83 \text{ MeV}$ zu sehen. In der Mitte ist die Zählrate der ^{20}Ne -Referenzmessung dargestellt und im unteren Teil ist eine Untergrundmessung ohne Ionenstrahl zu sehen. Die Zählraten der ^{20}Ne -Referenz- und Untergrundmessung sind bei dieser Projektilenergie nahezu identisch.

In Abb. 4.2 ist die Gesamtzählrate im Vergleich zu den beiden Untergrundzählraten in Abhängigkeit der Projektilenergie im Bereich $E_\alpha = 0.57 - 1.47 \text{ MeV}$ dargestellt. Die Untersuchung zeigt, daß der strahlinduzierte Untergrund hauptsächlich von der Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ stammt. Die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ besitzt bei $E_\alpha = 1.05$ und 1.33 MeV Resonanzen. In der Referenzmessung mit ^{20}Ne sind diese Resonanzen als stufenförmige Plateaus andeutungsweise zu sehen. Für Einschußenergien $E_\alpha < 0.95 \text{ MeV}$ sind die Zählraten der ^{20}Ne -Referenzmessung und des kosmischen Untergrunds außerhalb der 0.832 MeV Resonanz identisch, d.h. der Untergrund wird in diesem Bereich allein durch die Nullrate bestimmt. Bei der Auswertung der Spektren wird daher in diesem Bereich nur die Nullrate berücksichtigt. In früheren Experimenten [Dro92] wurde durch Verunreinigungen von Bor auf den Targetwänden eine deutliche Erhöhung der Neutronenausbeute bei $E_\alpha = 0.64 \text{ MeV}$ beobachtet. Die Reaktion $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$ besitzt bei $E_\alpha = 0.62 \text{ MeV}$ eine Resonanz und wurde fälschlicherweise für eine Resonanz der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ gehalten. Durch die aufwendigen Reinigungsprozeduren vor jeder Strahlzeit konnte diese Verunreinigung in diesem Experiment vermieden werden.

Bestimmung der Obergrenzen

Im unteren Diagramm von Abb. 4.3 ist zu sehen, daß für Projektilenergien von $E_\alpha < 0.95 \text{ MeV}$ die Gesamtzählrate der registrierten Neutronen im Fehlerbereich der Nullrate liegt. Der strahlinduzierte Untergrund liefert in diesem Bereich keinen Beitrag zur Untergrundrate. Für $E_\alpha < 0.8 \text{ MeV}$ liegt die Gesamtzählrate ebenfalls im Bereich der Nullrate, nach Abzug des Untergrunds, der aus der kosmischen Strahlung stammt, bleibt somit für die Netto-Ausbeute

$$N_0 = N - \frac{N_U}{T_U} T \quad (4.2)$$

kein meßbarer Effekt. Liegt die Zählrate N/T eines Meßpunkts innerhalb des Fehlerbereichs der Nullrate, so wird dieser Meßpunkt als obere Grenze definiert. Die maximal mögliche Ausbeute an Neutronen aus der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ läßt sich für solch einen Meß-Run mit Hilfe des Verhältnisses der Zählraten von innerem und äußerem Zählrohr ring stark eingrenzen.

Das Verhältnis R ergibt sich aus den Ausbeuten der im inneren und im äußeren Detektorring registrierten Neutronen zu

$$R = \frac{N^i}{N^a}, \quad (4.3)$$

und wird für jeden Meßpunkt bestimmt. In Abb. 4.3 (oben) ist das Verhältnis der Zählrohrringe dargestellt. Aus den Untergrundmessungen ergibt sich das mittlere Verhältnis der Nullrate R_U (grauer Bereich). Für den Fall, daß nur Neutronen, die aus dem kosmischen Untergrund stammen, auf den Detektor treffen, gilt für diese Verhältnis:

$$R_U = \frac{N_U^i}{N_U^a} = \frac{\tilde{N}_U \varepsilon_U^i}{\tilde{N}_U \varepsilon_U^a} = \frac{\varepsilon_U^i}{\varepsilon_U^a}, \quad (4.4)$$

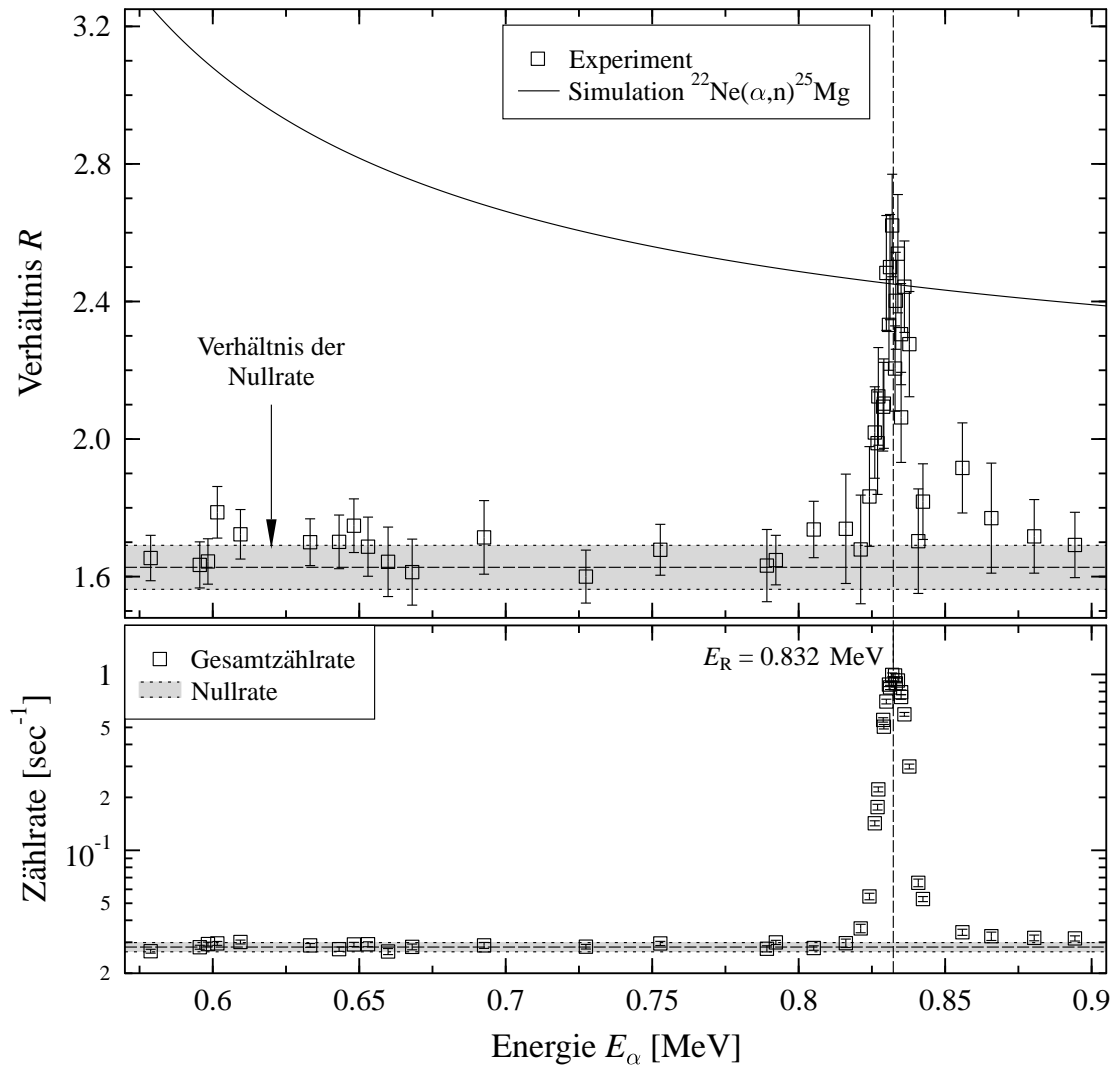


Abb. 4.3: Unten: Die Gesamtzählrate liegt im Energiebereich $E_\alpha < 0.82$ MeV im Fehlerbereich der Nullrate.

Oben: Bei der Resonanzenergie $E_R = 0.832$ MeV stimmt das Verhältnis der Messung mit dem aus der Simulation erwarteten Wert überein. Außerhalb der Resonanz liegt das Verhältnis im Fehlerbereich der Nullrate.

wobei \tilde{N}_U die Anzahl der von außen auf den Detektor treffenden Neutronen beschreibt und $\varepsilon_U^{i,a}$ die Nachweiswahrscheinlichkeiten des inneren und äußeren Zählrohrs für die Untergrundneutronen bedeuten.

Neutronen, die aus der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ stammen, besitzen eine durch die Reaktionskinematik vorgegebene Energie E_n und abhängig davon ein bestimmtes Verhältnis R_0 . Aus den Simulationsrechnungen (siehe Kap. 3.1.3) läßt sich das zu erwartende Verhältnis bestimmen, es ist in Abb. 4.3 durch die durchgezogene Linie dargestellt. Werden im Detektor nur Neutronen aus der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ nachgewiesen, so ergibt sich in diesem Fall für das Verhältnis

$$R_0 = \frac{N_0^i}{N_0^a} = \frac{\tilde{N}_0 \varepsilon_0^i}{\tilde{N}_0 \varepsilon_0^a} = \frac{\varepsilon_0^i}{\varepsilon_0^a}. \quad (4.5)$$

Es bedeuten wiederum \tilde{N}_0 die Anzahl und $\varepsilon_0^{i,a}$ die Nachweiswahrscheinlichkeiten der in der Targetkammer emittierten Reaktionsneutronen mit der Energie E_n .

Während eines Meß-Runs treffen Untergrundneutronen und Neutronen aus der Reaktion auf den Detektor. Wird eine Resonanz durchgemessen, so erreicht das Verhältnis bei der Resonanzenergie den aus der Simulation erwarteten Wert, da der Anteil der Reaktionsneutronen überwiegt. In den Flanken nimmt das Verhältnis langsam ab und außerhalb der Resonanz liegt der Wert im Fehlerbereich des kosmischen Untergrunds. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.3 für die Resonanz mit $E_R = 0.832 \text{ MeV}$ sehr schön zu sehen. Mit folgendem Ansatz für die Anteile der Untergrund- und Reaktionsneutronen

$$\tilde{N}_0 = \kappa \tilde{N}, \quad \tilde{N}_U = (1 - \kappa) \tilde{N}, \quad (4.6)$$

wobei $\tilde{N} = \tilde{N}_0 + \tilde{N}_U$ die Gesamtzahl der auf den Detektor treffenden Neutronen bedeutet, kann für jeden Meßpunkt das resultierende Verhältnis in Abhängigkeit der Größe κ berechnet werden:

$$\begin{aligned} R &= \frac{N^i}{N^a} \\ &= \frac{\tilde{N}_0 \varepsilon_0^i + \tilde{N}_U \varepsilon_U^i}{\tilde{N}_0 \varepsilon_0^a + \tilde{N}_U \varepsilon_U^a} \\ &= \frac{\kappa \varepsilon_0^i + (1 - \kappa) \varepsilon_U^i}{\kappa \varepsilon_0^a + (1 - \kappa) \varepsilon_U^a}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Die Größe κ entspricht dabei dem prozentualen Anteil der mit der Energie E_n auf den Detektor treffenden Reaktionsneutronen. Sind alle Nachweiswahrscheinlichkeiten bekannt, läßt sich aus dem gemessenen Zählratenverhältnis der Anteil κ der Reaktionsneutronen bestimmen. Der maximal mögliche Anteil κ kann somit für jeden Meßpunkt bestimmt werden. Für die Obergrenze der Ausbeute ergibt sich damit

$$N_0 \leq \kappa_{\max} N. \quad (4.8)$$

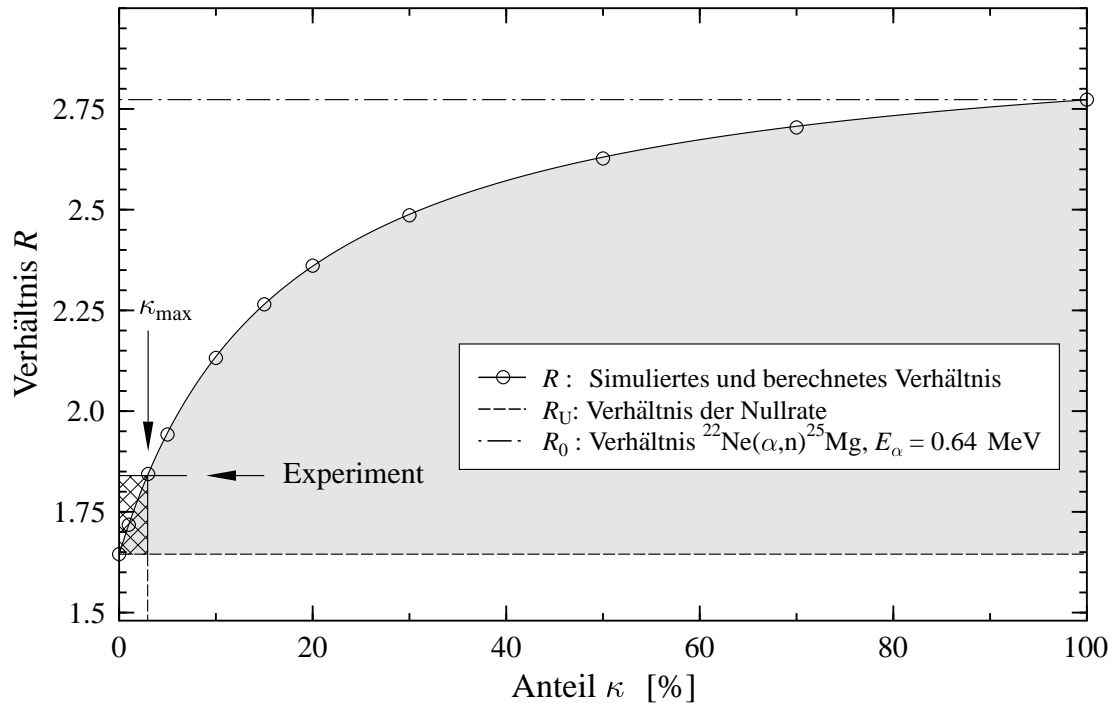
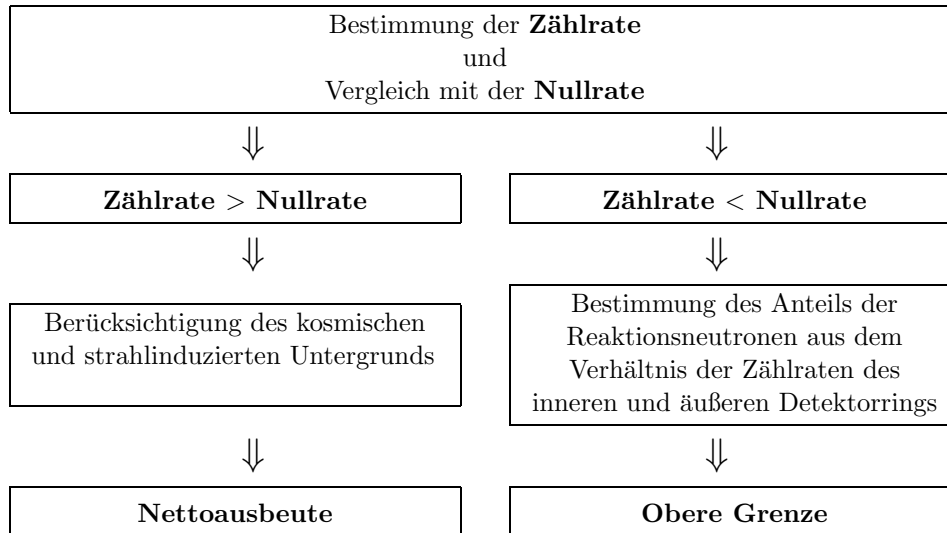


Abb. 4.4: Verhältnis der "inneren" und "äußeren" Ausbeute in Abhängigkeit des Anteils κ der Reaktionsneutronen (durchgezogene Linie). Die untere horizontale Linie beschreibt das Verhältnis der Nullrate, die obere Linie entspricht dem Verhältnis der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktionsneutronen mit einer Energie von $E_n = 0.05 \text{ MeV}$ ($E_\alpha = 0.635 \text{ MeV}$). Aus dem Schnittpunkt des experimentellen und des berechneten Verhältnisses ergibt sich der maximale Anteil der Reaktionsneutronen.

Die Vorgehensweise soll hier am Beispiel des Meß-Runs mit einer Projektilenergie von $E_\alpha = 0.64 \text{ MeV}$ gezeigt werden. Das für die Reaktionsneutronen erwartete Verhältnis bei der entsprechenden Neutronenenergie $E_n = 0.05 \text{ MeV}$ wird durch die Simulationsrechnung bestimmt. Dieses Verhältnis ist in Abb. 4.4 durch die obere gestrichelte Linie dargestellt. Die untere gestrichelte Linie beschreibt das aus den Untergrund-Runs erhaltene Verhältnis. Das nach Gl. 4.7 berechnete Verhältnis in Abhängigkeit des Anteils κ wird durch die durchgezogene Linie beschrieben. Die Datenpunkte beschreiben die MCNP-Rechnungen in Abhängigkeit von κ , und bestätigen den in Gl. 4.6 gemachten Ansatz. Das während dieses Meß-Runs gemessene Verhältnisses beträgt $R = 1.70 \pm 0.07$. Mit einer 2σ -Abschätzung ergibt sich der maximale Anteil κ_{max} aus dem Schnittpunkt des experimentell ermittelten und dem berechneten Verhältnis. Es ergibt sich bei diesem Meß-Run für den maximalen Anteil der aus der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ stammenden Neutronen ein Wert von $\kappa_{\text{max}} \leq 4\%$. Durch den relativ steilen Verlauf der Kurve für kleine Werte von κ wird der maximale Anteil der Reaktionsneutronen stark eingegrenzt (schraffierte Fläche in Abb. 4.4).

Im folgenden Diagramm sind nochmals die wesentlichen Schritte dargestellt, die bei der Bestimmung der effektiven Neutronenausbeute für jeden Meßpunkt durchgeführt wurden:



Mit der Nullrate von 0.02 Ereignissen pro Sekunde ergibt sich eine Nachweisgrenze¹ von $\approx 10^{-10}$ barn. Für alle Meßpunkte die in dem für die nukleare Astrophysik relevanten Energiebereich $E_\alpha < 0.8$ MeV liegen, beträgt der maximale Anteil κ der Reaktionsneutronen weniger als 10 %, somit entspricht die Nachweisgrenze dieser Punkte $\leq 10^{-11}$ barn. Die benötigte Empfindlichkeit wird allerdings erst durch das Zusammenspiel der auf Simulationsrechnungen basierenden Auswertung und des sehr effizienten Detektors erzielt.

4.2 Auswertung der γ -Spektren

Vor Beginn einer Strahlzeit wurde zunächst für beide γ -Detektoren eine Energieeichung durchgeführt. Zur Eichung des Energiebereichs $E_\gamma < 3$ MeV wurden mehrere radioaktive Präparate (z.B. ^{60}Co , ^{226}Ra) verwendet. Den beobachteten Linien konnten dann die bekannten γ -Energien zugeordnet werden. Für den oberen Energiebereich des Spektrums konnten neutronen-induzierte Reaktionen, z.B. $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$, zur Eichung verwendet werden. Die Auswertung der Spektren erfolgte mit dem Programm VS [Wol91]. Durch einen Polynomfit wird der Untergrund für jeden auszuwertenden Peak bestimmt und bei der Integration des Peaks berücksichtigt.

In Abb. 4.5 ist ein typisches γ -Spektrum aus der Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ zu sehen. Das Spektrum wurde in der Resonanz bei $E_R = 1.434$ MeV

¹Für die Nachweisgrenze wurde ein Ionenstrom von $100 \mu\text{A}$ angenommen

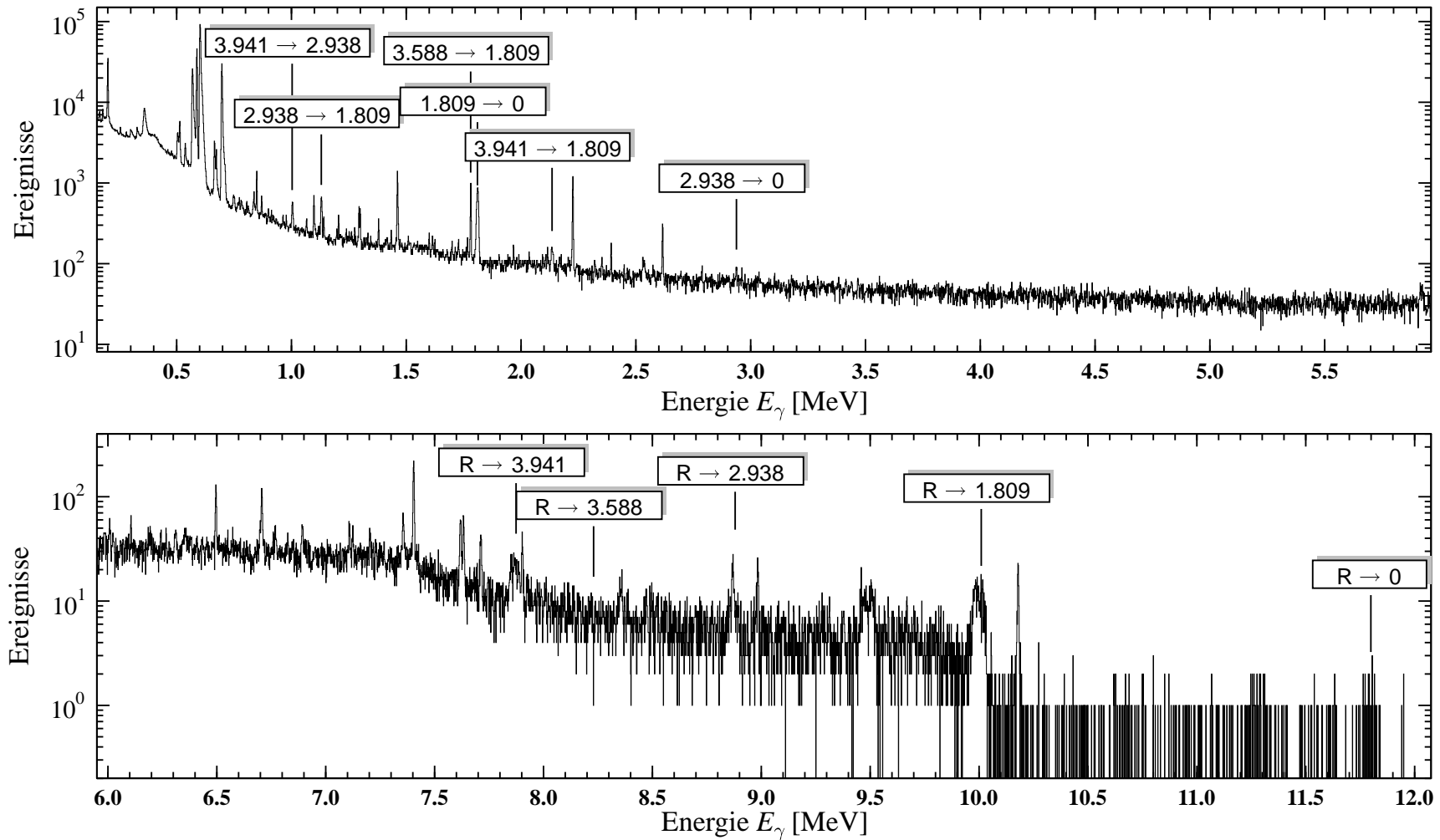


Abb. 4.5: γ -Spektrum in der Resonanz $E_R = 1.434$ MeV, entsprechend einer Anregungsenergie des Resonanzzustands von $E_x = 11.828$ MeV. Die aus der Reaktion stammenden Linien sind mit dem betreffenden Übergang beschriftet.

aufgenommen. Deutlich sind Untergrundlinien zu erkennen. Zur Identifizierung dieses natürlichen Untergrunds wurden Messungen ohne Strahl durchgeführt. Die Untergrundlinien stammen von radioaktiven Nukliden in der Umgebung und aus der Abschirmung des Detektors. Eine Auflistung der Untergrundlinien findet sich im Anhang D.1.

Die aus der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ stammenden Linien sind in Abb. 4.5 markiert und deutlich zu sehen. Mit dem Q -Wert der Reaktion von $Q = 10.615 \text{ MeV}$ ergibt sich für die Energie der γ -Linien

$$E_\gamma = Q + E_{c.m.} - E_x, \quad (4.9)$$

wobei $E_{c.m.}$ die Einschubenergie im Schwerpunktsystem und E_x die Energie des Zustands, in den der angeregte Kern zerfällt, bedeuten. Die aus der Einfangreaktion stammenden Linien zeigen gegenüber den Untergrundlinien eine deutliche Linienverbreiterung. Der Detektor steht unter einem Winkel von 90° zu Einschubrichtung und sieht aufgrund seiner Ausdehnung einen großen Winkelbereich (siehe Abb. 4.6). Da die mittlere Flugzeit des ^{26}Mg -Kerns im Target groß ist gegenüber der Lebensdauer τ des Resonanzzustands, werden die γ -Quanten im Flug emittiert. Abhängig

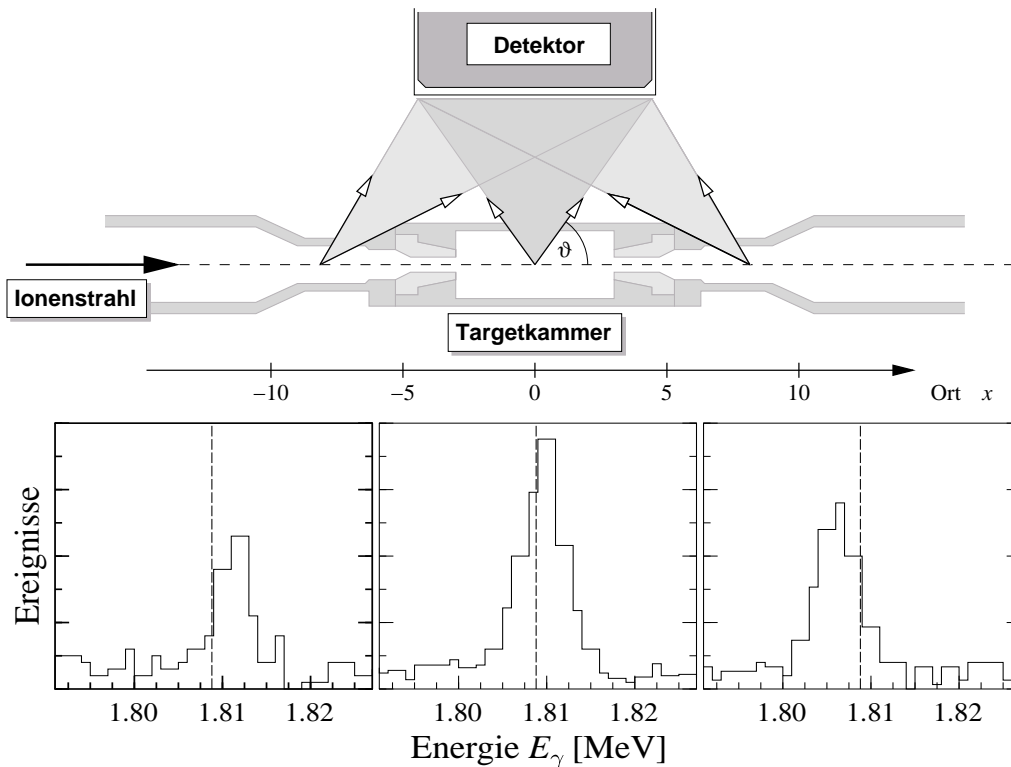


Abb. 4.6: Darstellung der Linienverschiebung aufgrund des Doppler-Effektes anhand des Sekundärübergangs $1.809 \rightarrow 0$. Befindet sich die Resonanz vor der Targetmitte ist der Linienschwerpunkt zu höheren Energien verschoben, hinter der Kammermitte verschiebt sich der Linienschwerpunkt zu tieferen Energien.

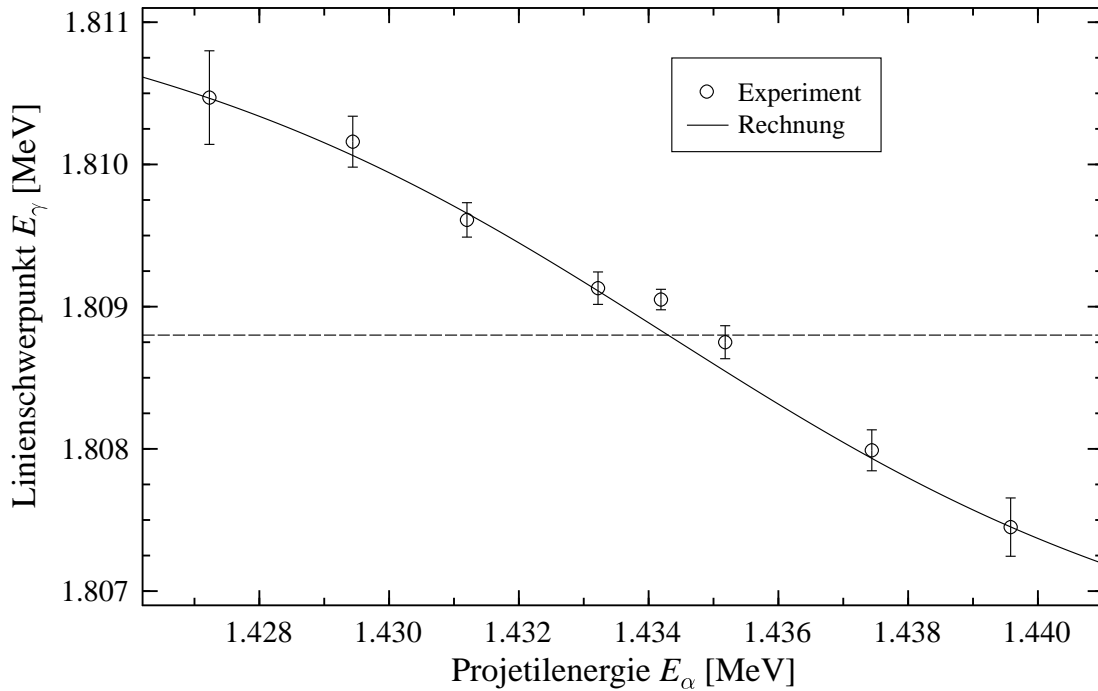


Abb. 4.7: Lage des Linienschwerpunkts in Abhängigkeit der Projektilenergie für die Resonanz $E_R = 1.434$ MeV. Es ist die Doppler-Verschiebung für den Übergang $1.809 \rightarrow 0$ bei einem Kammerdruck von 0.79 mbar dargestellt.

von der Emissionsrichtung erfahren die γ -Quanten eine Energieverschiebung ΔE_D aufgrund des Doppler-Effektes. Die Doppler-Verschiebung ergibt sich zu

$$\Delta E_D = E_\gamma \frac{v}{c} \cos \vartheta. \quad (4.10)$$

Es bedeuten v die Geschwindigkeit des ^{26}Mg -Kerns, c die Lichtgeschwindigkeit, ϑ der Emissionswinkel und E_γ die γ -Energie des Zerfalls im ruhenden System. Aufgrund der Energieverteilung der Projektile tragen alle Orte x entlang der Strahlachse als Emissionspunkte bei. Dies führt zu einer Verbreiterung der γ -Linie. Für den Primärübergang $R \rightarrow 1.809$ beträgt die Linienbreite beispielsweise 23 keV. Die Detektorauflösung beträgt $\approx 2 - 3$ keV.

Ist die Resonanz genau in der Kammermitte lokalisiert, und wird die Energieverteilung der Projektile entlang der Strahlachse vernachlässigt, so ergibt sich der Schwerpunkt der γ -Linie aus Gl. 4.9. Wird die Resonanz in Abhängigkeit der Projektilenergie gemessen, so wird aufgrund der endlichen Ausdehnung des Targets eine Verschiebung des Linienschwerpunkts beobachtet. Befindet sich die Resonanz vor der Kammermitte, so ist der Linienschwerpunkt nach Gl. 4.10 zu höheren Energien verschoben, ist die Resonanz hinter der Kammermitte lokalisiert, so verschiebt sich der Linienschwerpunkt zu tieferen Energien (siehe Abb. 4.6). In Abb. 4.7 ist die Lage des Linienschwerpunkts in Abhängigkeit von der Projektilenergie dargestellt. Die

Messungen zeigen, daß auch der Sekundärübergang $E_x = 1.809 \rightarrow 0$ eine Dopplerverschiebung erfährt. Der ^{26}Mg -Kern war somit bei der Emission des sekundären γ -Quants noch nicht im Target gestoppt worden. Die Lage des Linienschwerpunkts wurde auch mit Gl. 4.10 berechnet und ist in Abb. 4.7 durch die Linie dargestellt.

Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden jeweils die stärksten Primärübergänge und der Sekundärübergang $1.809(2^+) \rightarrow 0(0^+)$ bei allen Spektren ausgewertet. Zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse wurde jeweils im Yieldmaximum der Resonanzen eine Langzeitmessung durchgeführt. Die Verzweigungsverhältnisse der untersuchten Resonanzen sind im Anhang D.2 tabelliert. Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ erfolgte die Bestimmung der Ausbeute durch die Auswertung des Folgeübergangs $0.586 \text{ MeV}(1/2^+) \rightarrow 0(5/2^+)$ im ^{25}Mg .

4.3 Bestimmung der Anzahl der Projektile

Bei Experimenten mit dem Gastarget kann die Zahl der Projektile nicht direkt über die Strommessung am Faraday-Cup bestimmt werden. Durch Stöße der Projektile mit den Atomen des Targetgases kommt es auf dem Weg zum Faraday-Cup zu Umladungseffekten. Die elastische Streuung bietet jedoch eine Möglichkeit zur Bestimmung der Projekttilzahl N_p . Für die Anzahl der elastisch gestreuten ^4He -Ionen gilt:

$$N_\alpha = n_0 N_p \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}} \left(\frac{d\Omega_{\text{c.m.}}}{d\Omega_{\text{lab}}} \right) l_\alpha d\Omega. \quad (4.11)$$

Es sind

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}}$: der differentielle Wirkungsquerschnitt,

$\left(\frac{d\Omega_{\text{c.m.}}}{d\Omega_{\text{lab}}} \right)$: der Umrechnungsfaktor vom Schwerpunkt- ins Laborsystem und

$l_\alpha d\Omega$: der Geometriefaktor des Teilchenzählers.

Die Gasdichte n_0 ergibt sich aus dem in der Targetkammer herrschenden Druck:

$$n_0 = 9.66 \cdot 10^{18} \frac{p}{T} \left[\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3} \right], \quad (4.12)$$

dabei ist

p : der Targetdruck in Torr,

T : die Temperatur in Kelvin.

Bei Projektilenergien weit unterhalb der Coulomb-Schwelle folgt der elastische Streuquerschnitt dem Rutherford-Gesetz und es gilt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{c.m.}} = \left(\frac{Z_p Z_t e^2}{4E_{\text{c.m.}}} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})}. \quad (4.13)$$

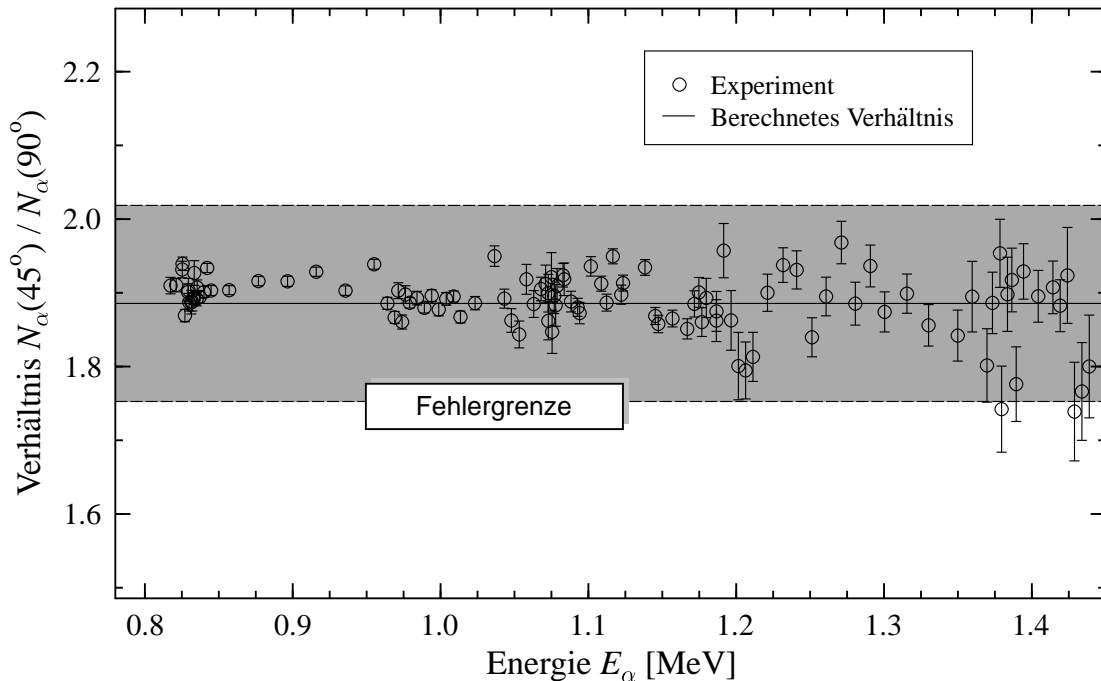


Abb. 4.8: Verhältnis der Anzahl der elastisch gestreuten Projektile des 45°- und 90°-Detektors bei der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Strahlzeit. Die Fehlergrenze (grau gefärbter Bereich) ergibt sich aus den Unsicherheiten der Geometriefaktoren.

Es bedeuten Z_p, Z_t die Ladung des Projektils und des Targets, $E_{c.m.}$ die Projektilenergie und θ der Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Zur Kontrolle wurde das Verhältnis der elastisch gestreuten Projektile des 45°- und 90°-Detektors in Abhängigkeit von der Projektilenergie beobachtet. Dieses Verhältnis ist bei reiner Rutherford-Streuung nur von der Geometrie abhängig und sollte eine Konstante ergeben. In Abb. 4.8 ist zu sehen, daß das Verhältnis innerhalb der Fehlergrenze tatsächlich konstant ist, die Streuung also dem Rutherford-Gesetz folgt.

In Abb. 4.9 ist ein typisches Spektrum der elastisch gestreuten ^4He -Ionen unter einem Streuwinkel von 30° dargestellt. Im oberen Bereich des Spektrums ist der Peak der $^{22}\text{Ne}(\alpha, \alpha)^{22}\text{Ne}$ -Streuung deutlich zu erkennen. Der Peak im unteren Bereich des Spektrums stammt vom ^{22}Ne Rückstoßkern. Bei tiefen Energien verschwindet der Peak, da er vom elektronischen Rauschen überlagert wird. Der Peak in der Mitte des Spektrums stammt von der elastischen Streuung an ^4He . Da das Targetgas schon in mehreren Strahlzeiten benutzt worden war, ist es im Laufe der Zeit zu einer Anreicherung von ^4He durch den Ionenstrahl gekommen. Während der Strahlzeit im April 1998 betrug die Anreicherung ca. 10 %. Um die Anzahl der Projektile zu bestimmen, wurde für jeden Meßpunkt der ^{22}Ne - und ^4He -Streupeak ausgewertet. Das Verhältnis r der Anzahl der ^{22}Ne - zu ^4He -Atome läßt sich unter Verwendung von Gl. 4.11 bestimmen. Der Streuquerschnitt für die elastische Streuung an ^4He

wurde aus dem Artikel von Heydenburg [Hey56] entnommen. Mit der Targetdichte n_0 aus Gl. 4.12 ergibt sich für die Anzahl der ^{22}Ne -Atome:

$$n = n_{\text{Ne}} = \frac{r}{1+r} \cdot n_0. \quad (4.14)$$

In den darauffolgenden Strahlzeiten wurde das Targetgas erneuert. Danach wurde keine Anreicherung von ^4He im Spektrum der Teilchenzähler festgestellt.

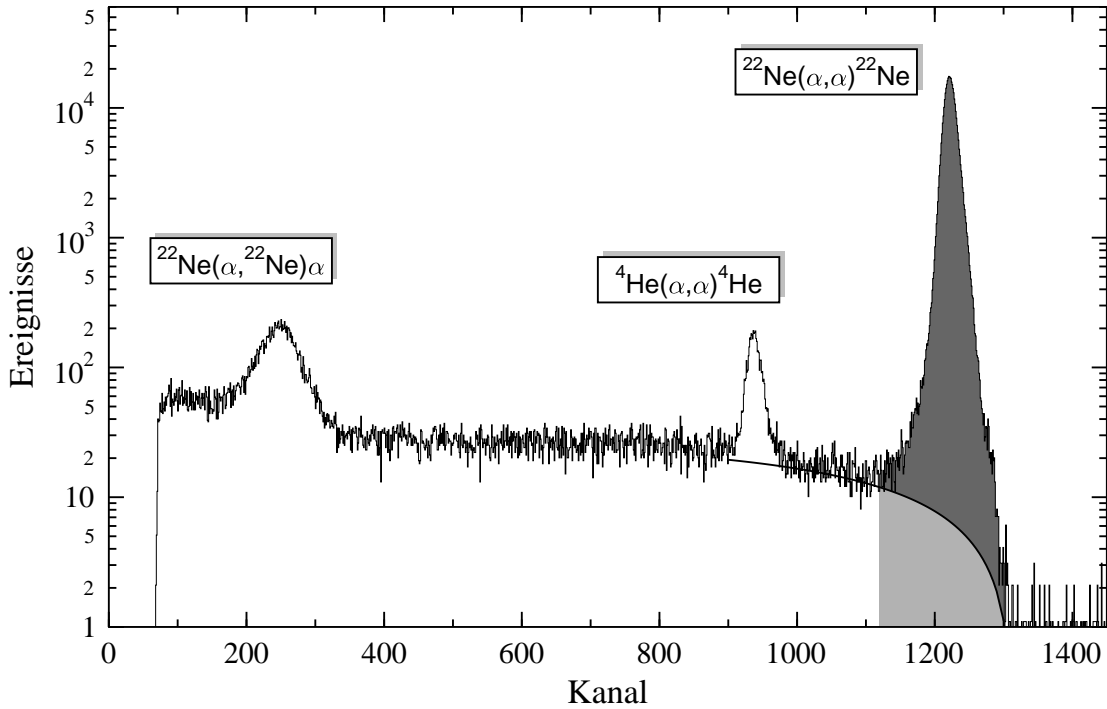


Abb. 4.9: Spektrum der elastisch gestreuten Projektile. Das Spektrum wurde während der $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Strahlzeit aufgenommen. Der Streuwinkel beträgt 30° , die Projektilenergie beträgt 1.435 MeV.

4.4 Effektive Projektilenergie und Energieverlust im Target

Die Energie der ^4He -Ionen wird durch die am Analysiermagneten eingestellte Feldstärke und den Ablenkungswinkel festgelegt. Die Bahn der Ionen, und damit die Energie, wird durch das Schlitzsystem vor und nach dem Analysiermagneten bestimmt. Während der Strahlzeiten betragen die Öffnungen der Schlitze bis zu 4 mm. Dadurch ergibt sich eine Unsicherheit der eingestellten Energie von bis zu ± 2 keV. Aufgrund der endlich großen Ausdehnung der Schlitze hängt die eingestellte Energie der Ionen auch empfindlich von der geometrischen Lage und von den Brenneigenschaften der Duoplasmatron-Ionenquelle ab. Je nach Einstellung der Strahlänge kann

es so zu einem Offset ΔE_{off} von bis zu 20 keV zwischen der am Beschleuniger eingestellten und der hinter dem Analysiermagneten beobachteten Energie kommen. Aus diesem Grund wurde vor jeder Strahlzeit und nach jedem Wechsel der Ionenquelle zunächst eine Kalibrierung des Beschleunigers durchgeführt.

Zur Kalibrierung diene jeweils die Resonanz bei $E_R = 1.434 \text{ MeV}$ der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ bzw. $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$. Aufgrund der endlichen Ausdehnung des Gastargets wird die Resonanz jedoch nicht bei ihrer Sollenergie beobachtet. Die Resonanzlage ist zu höheren Energien verschoben, da die Ionen auf ihrem Weg durch das Gastarget einen mittleren Energieverlust $\overline{\Delta E}$ erleiden. Für die effektive Energie E_α der Projektile ergibt sich damit:

$$\begin{aligned} E_\alpha &= E_B - \Delta E_{\text{off}} - \overline{\Delta E} \\ &= E_0 - \overline{\Delta E}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

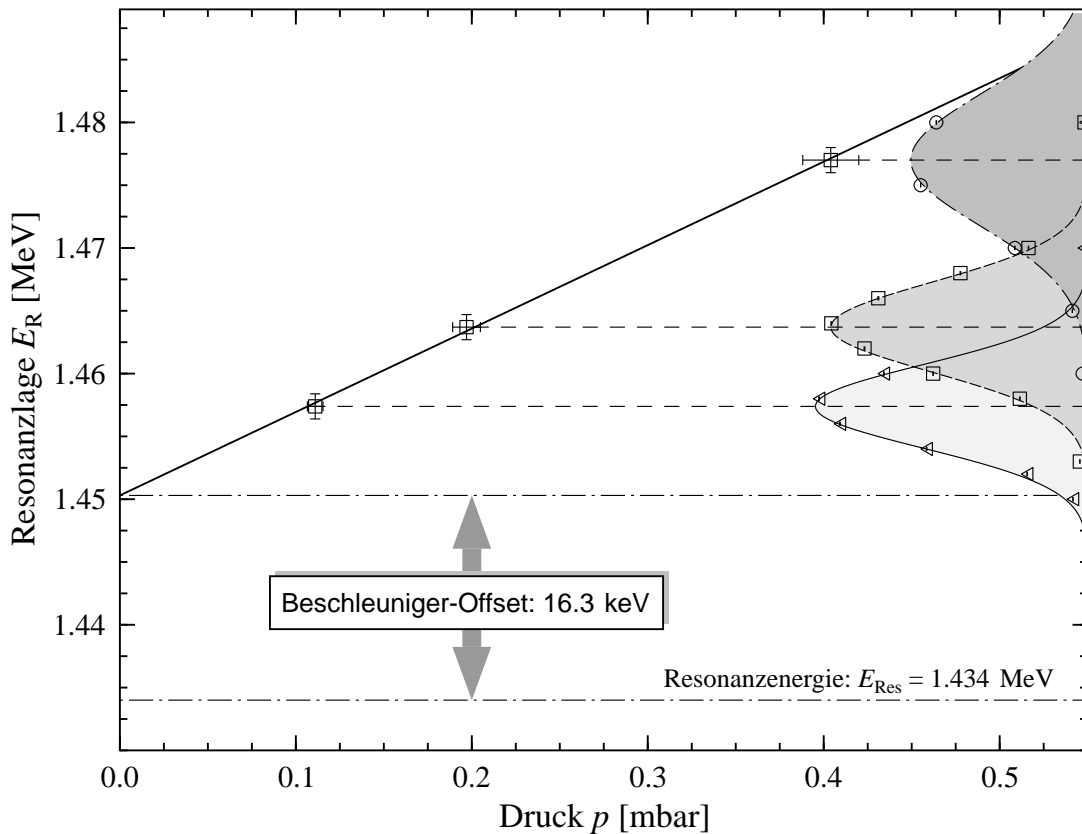


Abb. 4.10: Darstellung der Resonanzlage in Abhängigkeit des Targetdrucks. Der Verlauf der Resonanz für den jeweiligen Targetdruck ist auf der rechten Seite dargestellt. Die Sollenergie der Resonanz beträgt 1.434 MeV im Laborsystem. Durch Extrapolation auf den Druck 0 ergibt sich ein Offset des Beschleunigers von 16.3 keV.

wobei E_B die am Beschleuniger eingestellte Energie und E_0 die Energie an der Eintrittsblende bedeuten. Die effektive Energie E_α bezieht sich hierbei auf den Ort in der Targetkammer, für den die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ihr Maximum besitzt. Bei symmetrischem Aufbau von Detektor und Targetkammer entspricht dies der geometrischen Mitte der Meßkammer. Zur Bestimmung des Offsets wurde die Resonanz bei unterschiedlichem Druck gemessen. Trägt man die Resonanzlage gegenüber dem Druck auf (siehe Abb. 4.10), so kann durch Extrapolation auf den Druck 0, die Energie $E_0 = E_B - \Delta E_{\text{off}}$ an der Eintrittsblende bestimmt werden. In der Strahlzeit im April 1998 wurde ein Offset zur Sollenergie von $\Delta E_{\text{off}} = 16.3 \text{ keV}$ festgestellt.

Der spezifische Energieverlust $\epsilon(E)$ ist eine Funktion der Projektilenergie und läßt sich nach [Zie77] berechnen. Der gesamte mittlere Energieverlust von der Eintrittsblende bis zur Kammermitte ergibt sich zu

$$\overline{\Delta E} = \epsilon(E) \cdot n_0 \cdot \Delta x, \quad (4.16)$$

wobei Δx die Entfernung von der Eintrittsblende bis zur Kammermitte bedeutet. Da sich bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ das Dichteprofil entlang der Strahlachse ändert, muß Gl. 4.16 durch ein Integral über den Ort x ersetzt werden.

Wie bereits erwähnt, kann es bei längeren Strahlzeiten zu einer Anreicherung von ^4He im Targetgas kommen (siehe Kap. 4.3). Unter Berücksichtigung der ^4He -Anreicherung ergibt sich für den mittleren Energieverlust bis zur Kammermitte:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta E} &= (\epsilon_{\text{Ne}} n + \epsilon_{\text{He}} n_{\text{He}}) \Delta x \\ &= \epsilon n \Delta x \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\text{mit } \epsilon = \epsilon_{\text{Ne}} + \frac{n_{\text{He}}}{n} \epsilon_{\text{He}} \quad \text{und } n = n_{\text{Ne}}. \quad (4.18)$$

Dabei sind n, n_{He} die Teilchendichten und $\epsilon_{\text{Ne,He}}$ der spezifische Energieverlust für Neon und Helium. Aus Abb. 4.10 läßt sich der Energieverlust von der Eintrittsblende bis zur Kammermitte für die verschiedenen Drücke bestimmen und mit dem nach Gl. 4.16 berechneten Energieverlust vergleichen. Die daraus erhaltenen Werte sind in Tab. 4.1 dargestellt und zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Der Fehler der effektiven Energie setzt sich quadratisch aus den Fehlern der Druckbestimmung (1%), des spezifischen Energieverlusts (4%) und der Energieeinstellung am Beschleuniger zusammen. Bei einem Druck von 0.2 mbar ergibt sich somit ein Fehler von $\pm 2 \text{ keV}$. In Abb. 4.11 sind Messungen über die Resonanz $E_R = 1.434 \text{ MeV}$ für drei unterschiedliche Targetdrücke dargestellt. Nach Berücksichtigung des Energieverlusts und des Beschleuniger-Offsets stimmt die Resonanzlage für alle drei Anregungskurven innerhalb der Fehlergrenze mit der Sollenergie überein.

Tab. 4.1: Vergleich des berechneten und des experimentell bestimmten Energieverlusts der Projektile von der Eintrittsblende bis zur Kammermitte.

Druck [mbar]	0.11	0.20	0.40
$\overline{\Delta E}_{\text{ber.}}$ [keV]	7.3	13.0	25.9
$\overline{\Delta E}_{\text{exp.}}$ [keV]	7.1	13.4	26.7

4.5 Energieverteilung der Projektile

Der vom Beschleuniger kommende Ionenstrahl ist nicht monoenergetisch. Das Dynamitron ist ein Hochfrequenzbeschleuniger und die Beschleunigungsspannung besitzt aus diesem Grund eine gewisse Restwelligkeit. Diese Restwelligkeit macht sich durch eine Schwankung in der Projektilenergie bemerkbar, dem sogenannten Ripple. Der Ripple kann durch zwei Gauß-Funktionen mit der Breite $\delta_B = 0.05 \text{ keV}$ angenähert werden [Kne94]. Die Amplitude des Ripples beträgt zwischen $\delta_R = 0.8 - 1.7 \text{ keV}$ [Ham79, Köl97].

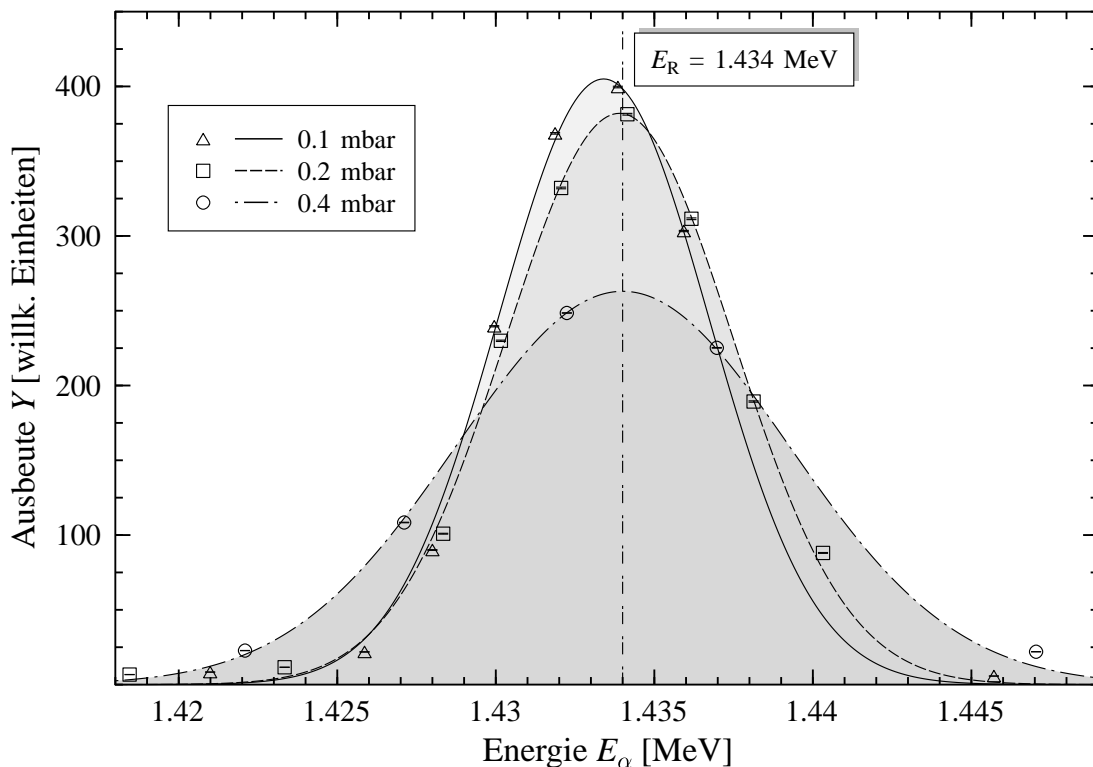


Abb. 4.11: Darstellung des Verlaufs der Resonanz $E_R = 1.434 \text{ MeV}$ bei unterschiedlichem Targetdruck, sowie die an die Daten gefitteten Gauß-Kurven. Nach Korrektur des Energieverlusts $\overline{\Delta E}$ und des Energieoffsets ΔE_{off} entspricht die Resonanzlage der Sollenergie der Resonanz.

Der Doppler-Effekt aufgrund der thermischen Bewegung der Targetatome führt ebenfalls zu einer Verschmierung der Energie. Für die Doppler-Breite gilt:

$$\delta_D = \sqrt{2 \frac{M_p}{M_t} E_\alpha k_B T}. \quad (4.19)$$

Es sind M_p, M_t die Projektil- und Targetmasse, E die Projektilenergie, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des Targetgases. Für $E_\alpha = 1.4 \text{ MeV}$ und $T = 300 \text{ K}$ beträgt die Doppler-Breite von $\delta_D = 0.11 \text{ keV}$.

Aufgrund von Stößen mit den Atomen des Targetgases erfahren die Projektile auf ihrem Weg durch das Target einen mittleren Energieverlust $\overline{\Delta E}$. Da es sich bei der Abbremsung der Projektile um einen statistischen Prozeß handelt, ergibt sich an einem bestimmten Ort x im Target keine feste Energie. Für jeden Ort x im Target ergibt sich eine Verteilungsfunktion um die mittlere Energie $\overline{E(x)}$ mit der Breite Ω_B . Die Verteilung kann durch eine Gauß-Funktion beschrieben werden, für die Varianz der Verteilung, dem sogenannten Straggling ergibt sich [Boh48]:

$$\Omega_B^2 = 4\pi e^2 Z_p^2 Z_t n_0 \Delta x = 2.6 \cdot 10^{-19} Z_p^2 Z_t n_0 \Delta x \text{ keV}^2, \quad (4.20)$$

wobei Z_p, Z_t die Ladung von Projektil und Target, n_0 die Targetdichte nach Gl. 4.12 und Δx der zurückgelegte Weg im Target bedeuten. Bei einem Targetdruck von $p = 0.2 \text{ mbar}$ ergibt sich im Fall des (α, n) -Experiments eine Varianz der Verteilung in Kammermitte von $\Omega_B = 1.8 \text{ keV}$.

Die totale Breite der Verteilungsfunktion ergibt sich aus den Quadraten der einzelnen Varianzen zu

$$\delta = \sqrt{\Omega_B^2 + \delta_D^2 + \delta_B^2}, \quad (4.21)$$

und die Verteilungsfunktion $A_x(E, \overline{E(x)})$ am Ort x im Target läßt sich durch zwei Gauß-Funktionen mit Abstand δ_R darstellen

$$A_x(E, \overline{E(x)}) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\delta^2} \cdot \left[\exp\left(-\frac{E - \overline{E(x)} - \delta_R}{2\delta^2}\right) + \exp\left(-\frac{E - \overline{E(x)} + \delta_R}{2\delta^2}\right) \right]. \quad (4.22)$$

Bei einer festen Einschußenergie beschreibt die Größe $A_x(E_R, \overline{E(x)})$ die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden der Resonanzenergie E_R am Ort x . Wird diese Größe für jeden Emissionspunkt auf der Strahlachse bestimmt, ergibt sich die Wahrscheinlichkeit für das Auffinden der Resonanzenergie in Abhängigkeit des Emissionsortes. Diese Verteilung ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die beiden Gauß-Verteilungen aufgrund der Restwelligkeit des Beschleunigers mit dem Abstand $2\delta_x = 2\delta_R/(\epsilon n)$. Die Halbwertsbreite ergibt sich aus den oben beschriebenen Beiträgen zu $\Delta_{\text{FWHM}} = 2\delta\sqrt{2\ln 2}$. Aufgrund des größer werdenden Energieverlustes im Target verlaufen die rechten Flanken der Gauß-Kurven etwas flacher. Die Summe der beiden Verteilungen ist durch die durchgezogene Linie dargestellt.

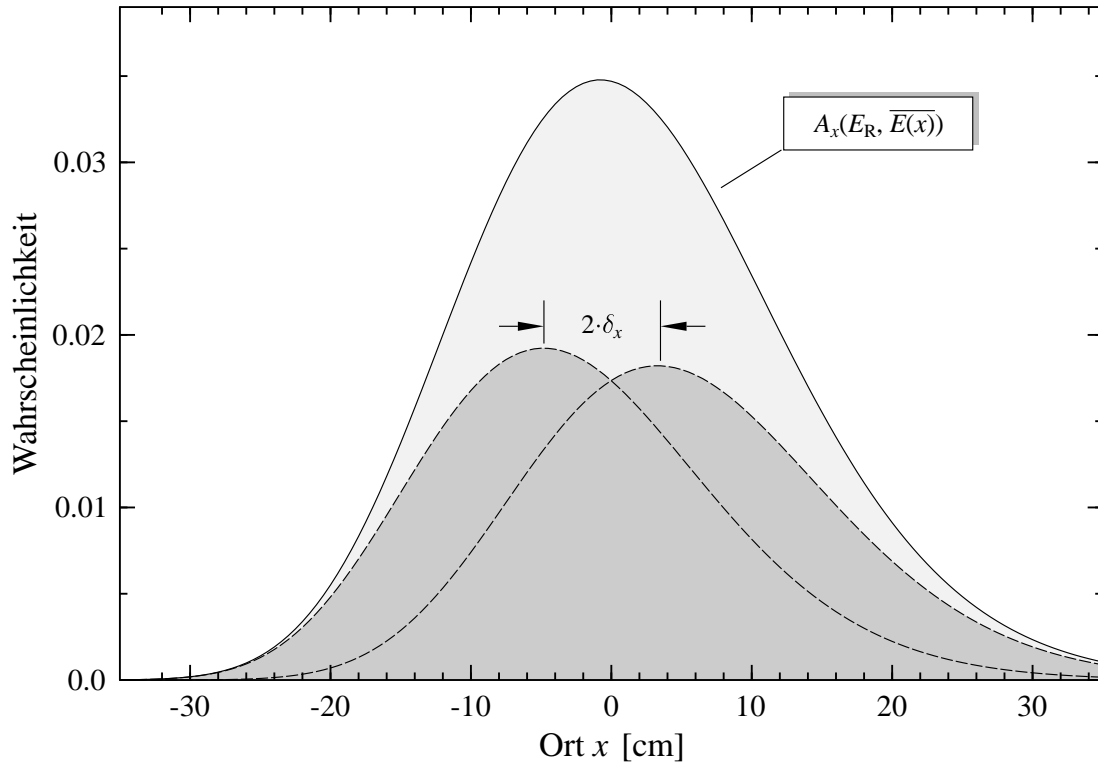


Abb. 4.12: Wahrscheinlichkeit für das Auffinden der Resonanzenergie $E_R = 1.434 \text{ MeV}$ entlang der Strahlachse für eine feste Einschussenergie von $E_\alpha = 1.447 \text{ MeV}$. Der Targetdruck beträgt 0.2 mbar .

4.6 Ausbeutekurven

Die bei den Experimenten meßbare Größe ist nicht der Wirkungsquerschnitt, sondern die normierte Neutronen- bzw. γ -Ausbeute in Abhängigkeit von der effektiven Projektilenergie E_α . Für jeden Meßpunkt wurde hierzu die Anzahl der registrierten Neutronen N_n bzw. γ -Quanten N_γ über die Anzahl der elastisch gestreuten Projektile N_α normiert:

$$Y(E_\alpha) = \frac{N_{n,\gamma}}{N_\alpha}. \quad (4.23)$$

Die Ausbeutekurven der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ sowie der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ sind in Abb. 4.13 in Abhängigkeit von der effektiven Projektilenergie E_α dargestellt.

Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ wurden Messungen bei einem Targetdruck von $0.11 - 0.40 \text{ mbar}$ durchgeführt, entsprechend einer Targetdicke von $\Delta E = 3.0 - 10.8 \text{ keV}$. Der maximale Targetdruck ergibt sich zum einen aus der zur Verfügung stehenden Gasmenge, zum anderen ist eine energetische Trennung der Resonanzen bei zunehmender Targetdicke nicht mehr möglich. Bei einem Druck $< 0.1 \text{ mbar}$ werden die Meßzeiten aufgrund der geringen Ausbeute zu groß. In Abb. 4.14 (obe-

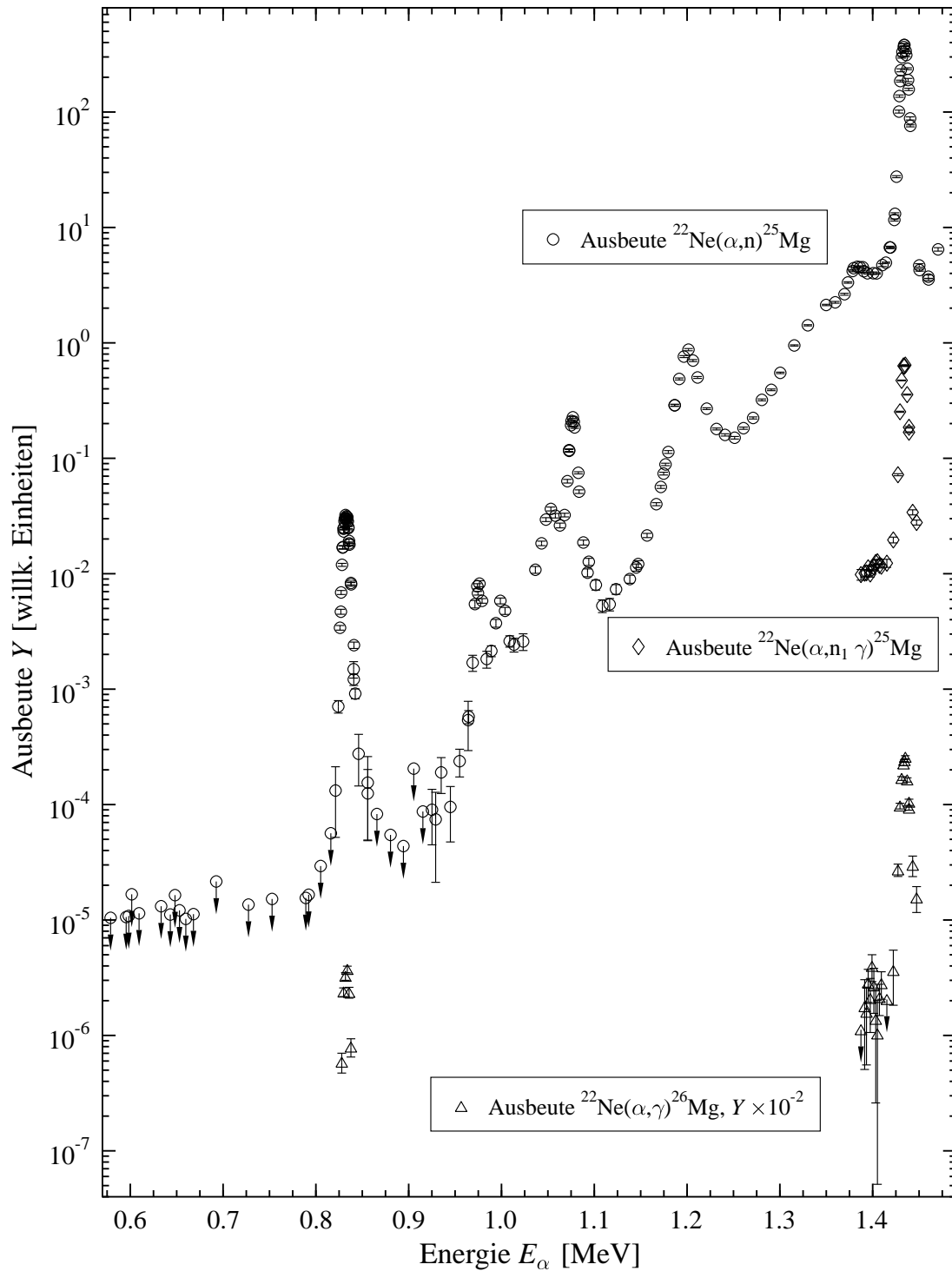


Abb. 4.13: Anregungskurven der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ im Energiebereich $E_\alpha = 0.57 - 1.48$ MeV. Im Fall der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ ist der Folgeübergang mit $E_\gamma = 0.586$ MeV im ^{25}Mg dargestellt, bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ ist der Sekundärübergang 1.809 MeV \rightarrow 0 im ^{26}Mg dargestellt.

re Datenreihe) ist die Anregungskurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im Energiebereich $E_\alpha = 0.57 - 1.5 \text{ MeV}$ bei einem Targetdruck von 0.2 mbar zu sehen. Die Anregungskurve setzt sich aus Ergebnissen von insgesamt 3 Strahlzeiten zusammen. Unter Berücksichtigung der Geometriefaktoren und Nachweiswahrscheinlichkeiten während der verschiedenen Strahlzeiten wurde eine Normierung bezüglich der Strahlzeit im April 1998 durchgeführt. Die Energiekalibrierung erfolgte über die Resonanz $E_R = 1.434 \text{ MeV}$. Insgesamt wurden 9 Resonanzen untersucht, die Ausbeute verläuft dabei über einen Bereich von ca. 7 Größenordnungen. Aufgrund des sehr kompakten Detektors konnten die Resonanzen bei $E_R = 1.053$ und 1.077 MeV sowie bei $E_R = 0.976$ und 1.000 MeV energetisch getrennt werden. Durch den Einsatz der kurzen Zählrohre beträgt die Targetdicke nur $\Delta = 5.5 \text{ keV}$ ($p = 0.2 \text{ mbar}$). Die tiefste bekannte Resonanz bei 0.832 MeV wurde im Vergleich zu früheren Experimenten [Dro93, Gie93, Har91] mit einer sehr hohen Empfindlichkeit über mehr als 3 Größenordnungen vermessen. Im Energiebereich $E_\alpha < 0.8 \text{ MeV}$ können nur noch Obergrenzen für die Ausbeute bestimmt werden.

Die Ausbeutekurve für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ ist in Abb. 4.13 (mittlere Datenpunkte) dargestellt. Aufgrund der Schwelle bei $E_S = 1.258 \text{ MeV}$ wurde nur die Resonanz bei $E_R = 1.434 \text{ MeV}$ untersucht. Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden die beiden Resonanzen bei $E_R = 0.831$ und 1.434 MeV untersucht. Die Yieldkurve ist in Abb. 4.13 (untere Datenpunkte) dargestellt. Bei den Messungen dieser Reaktionen betrug der Targetdruck zwischen $0.79 - 1.5 \text{ mbar}$ entsprechend einer Targetdicke von $4.7 - 9.0 \text{ keV}$.

4.7 Wirkungsquerschnitt

Die für die nukleare Astrophysik interessante Größe einer Reaktion ist der Wirkungsquerschnitt. Er beschreibt die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer bestimmten Wechselwirkung zwischen dem Projektil und dem Targetkern. Besteht das Target aus N Kernen, je mit der Querschnittsfläche σ , so beträgt die gesamte aktive Fläche $F_a = N\sigma$. Mit der geometrischen Fläche F des Targets ergibt sich die Reaktionsausbeute pro Projektil zu

$$Y = \frac{F_a}{F} = \frac{N\sigma}{F}. \quad (4.24)$$

Die Einheit des Wirkungsquerschnitts σ wird in barn ($1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) angegeben. Klassisch kann der Wirkungsquerschnitt als die geometrische Fläche eines Kerns angesehen werden, die vom Projektil getroffen werden muß, damit eine Reaktion stattfindet. Die Größe des Wirkungsquerschnitts hängt von der Einschußenergie und der Art der beteiligten Reaktionspartnern ab. Im Fall einer isolierten Resonanz läßt sich der Wirkungsquerschnitt üblicherweise in der sogenannten Breit-Wigner-Parametrisierung darstellen:

$$\begin{aligned}
\sigma_{\text{BW}}(E) &= \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2S_p+1)(2S_t+1)} \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \\
&= \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4}.
\end{aligned} \tag{4.25}$$

Es bedeuten Γ_A und Γ_B die Breiten im Ein- und Ausgangskanal, $\Gamma = \Gamma_A + \Gamma_B$ die Gesamtbreite, λ die de-Broglie Wellenlänge und $\omega = \frac{2J+1}{(2S_p+1)(2S_t+1)}$ der statistische Faktor. Die Resonanzstärke $\omega\gamma$ einer Resonanz ergibt sich aus der Integration über die Breit-Wigner-Parametrisierung nach Gl. 4.25:

$$\omega\gamma = \omega \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma}. \tag{4.26}$$

Der Wirkungsquerschnitt bzw. die Resonanzstärke kann für zwei Grenzfälle direkt aus der Ausbeutekurve bestimmt werden:

Im Fall nichtresonanter Reaktionen oder sehr breiter Resonanzen kann der Wirkungsquerschnitt als konstant über die Targetdicke Δ angesehen werden. Die energetische Dicke Δ des Targets ergibt sich dabei aus dem Energieverlust der Projektile und der vom Detektor "gesehenen" effektiven Targetlänge l_n . Unter der Annahme eines dünnen Targets ergibt sich die Anzahl der emittierten Teilchen zu:

$$N_{n,\gamma} = N_p \cdot \sigma \cdot \varepsilon \cdot n \Delta x, \tag{4.27}$$

dabei bedeuten Δx die geometrische Dicke des Targets, n die Targetdichte, σ der Wirkungsquerschnitt, ε die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors und N_p die Anzahl der Projektile. Mit Gl. 4.11 für die Zahl der elastisch gestreuten Projektile ergibt sich damit für die normierte Ausbeute aus Gl. 4.23:

$$Y(E_\alpha) = \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right)_{\text{lab}} l_\alpha} \cdot \sigma(E_\alpha) \cdot \varepsilon \cdot \Delta x. \tag{4.28}$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors hängt jedoch vom Emissionsort ab und in Gl. 4.28 muß über die Targetdicke integriert werden. Das Integral ergibt

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x) dx = l_n \varepsilon_n(x_0), \tag{4.29}$$

wobei $\varepsilon_n(x_0)$ die Nachweiswahrscheinlichkeit in der Detektormitte bedeutet. Für die normierte Ausbeute ergibt sich damit:

$$Y(E_\alpha) = \frac{l_n \varepsilon_n(x_0)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right)_{\text{lab}} l_\alpha} \cdot \sigma(E_\alpha). \tag{4.30}$$

In diesem Fall läßt sich somit der Resonanzquerschnitt und die Gesamtbreite der Resonanz aus der Anregungsfunktion des dünnen Targets bestimmen.

Für den Grenzfall eines dicken Targets gilt $\Delta \gg \Gamma$, d.h. die Resonanzbreite Γ ist viel kleiner als die Targetdicke Δ . An jeder Position im Target besitzen die Projektile durch den Energieverlust eine unterschiedliche mittlere Energie $\overline{E(x)}$. Aufgrund der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts muß in Gl. 4.27 über die Targetdicke integriert werden. Mit der Definition der Stopping Power

$$S := \frac{dE}{dx} \quad (4.31)$$

ergibt sich

$$\begin{aligned} \int_0^{l_n} \sigma(\overline{E(x)}) dx &= \frac{1}{S} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(E_{\text{lab}}) dE_{\text{lab}} \\ &= \frac{1}{S} \frac{M_p + M_t}{M_t} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(E_{\text{c.m.}}) dE_{\text{c.m.}} \\ &= \frac{1}{S} \frac{M_p + M_t}{M_t} \pi \lambda_R^2 \int_{-\infty}^{\infty} \omega \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_n}{(E - E_R)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} dE_{\text{c.m.}} \\ &= \frac{1}{S} \frac{M_p + M_t}{M_t} 2\pi^2 \lambda_R^2 \omega \gamma. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Dabei ist μ die reduzierte Masse und λ_R die de-Broglie Wellenlänge für die Resonanzenergie $E = E_R$. Aufgrund der in Kap. 4.5 beschriebenen Effekte ist die Resonanzenergie gemäß der Verteilungsfunktion $A_x(E_R, \overline{E(x)})$ entlang der Strahlachse verteilt (siehe Abb. 4.12). Jeder Emissionspunkt besitzt eine vom Ort abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(x)$, die aus diesem Grund durch die Größe

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{+\infty} A_x(E_R, \overline{E(x)}) \varepsilon(x) dx \quad (4.33)$$

ersetzt werden muß [Köl97]. Für die Zahl der Ejektile in Gl. 4.27 ergibt sich damit:

$$N_{n,\gamma} = N_p n \frac{M_p + M_t}{M_t} \frac{2\pi^2 \lambda_R^2}{S} \cdot \omega \gamma \cdot \varepsilon_{\text{eff}}, \quad (4.34)$$

und für die normierte Ausbeute:

$$Y(E_\alpha) = \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right)_{\text{lab}}} l_\alpha d\Omega \frac{M_p + M_t}{M_t} \frac{2\pi^2 \lambda_R^2}{S} \cdot \omega \gamma \cdot \varepsilon_{\text{eff}}. \quad (4.35)$$

Ist die Einschußenergie so gewählt, daß die Resonanz in der Mitte des Targets lokalisiert ist, so kann aus dem Maximum der Ausbeutekurve die Resonanzstärke $\omega \gamma$ bestimmt werden.

In Abb. 4.14 ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im Vergleich zu den Daten von Drotleff *et al.* [Dro93] dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt wurde unter der Bedingung eines dünnen Targets nach Gl. 4.30 berechnet und ist daher nur im Bereich breiter Resonanzen gültig. Die Nachweisgrenze in diesem Experiment konnte im Vergleich zu Drotleff *et al.* um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden. Im Energiebereich $E_\alpha = 1.1 - 1.47 \text{ MeV}$ zeigen die beiden Experimente eine gute Übereinstimmung. Abweichungen treten erst im Energiebereich $E_\alpha \leq 1.1 \text{ MeV}$ auf. Die Resonanzen in diesem Energiebereich konnten aufgrund der größeren Empfindlichkeit wesentlich genauer vermessen und aufgelöst werden.

Die Breiten der untersuchten Resonanzen liegen in den meisten Fällen in der gleichen Größenordnung wie die Targetdicke, so dass die beschriebenen Grenzfälle des dünnen bzw. dicken Targets nicht zutreffen. Bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ muß zudem der Einfluß breiter Resonanzen auf benachbarte Resonanzen berücksichtigt werden. Eine zuverlässige Bestimmung des Wirkungsquerschnitts bzw. der Resonanzstärke ist mit den beschriebenen Grenzfällen daher nicht möglich. Um die Resonanzparameter aus den Ausbeutekurven zu erhalten, müssen folgende für ein ausgedehntes Target relevanten Größen explizit berücksichtigt werden:

- Aufgrund des Energieverlusts besitzen die Projektile an einem festen Ort x im Target eine Energieverteilung $A(E, \overline{E}(x))$ um die mittlere Energie $\overline{E}(x)$.
- Die Targetdichte entlang der Strahlachse ist im allgemeinen nicht konstant. Das Dichteprofil wird durch die Verteilung $n(x) = n_0 \xi(x)$ beschrieben.
- Der Detektor besitzt eine Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(x)$ die vom Emissionsort der Neutronen bzw. γ -Quanten abhängt.
- Die Ejektile besitzen eine Winkelverteilung $W(\vartheta)$ welche vom Emissionswinkel ϑ abhängt.

Die Entfaltung der Yieldkurve unter Berücksichtigung dieser Größen wird im folgenden Kapitel erläutert.

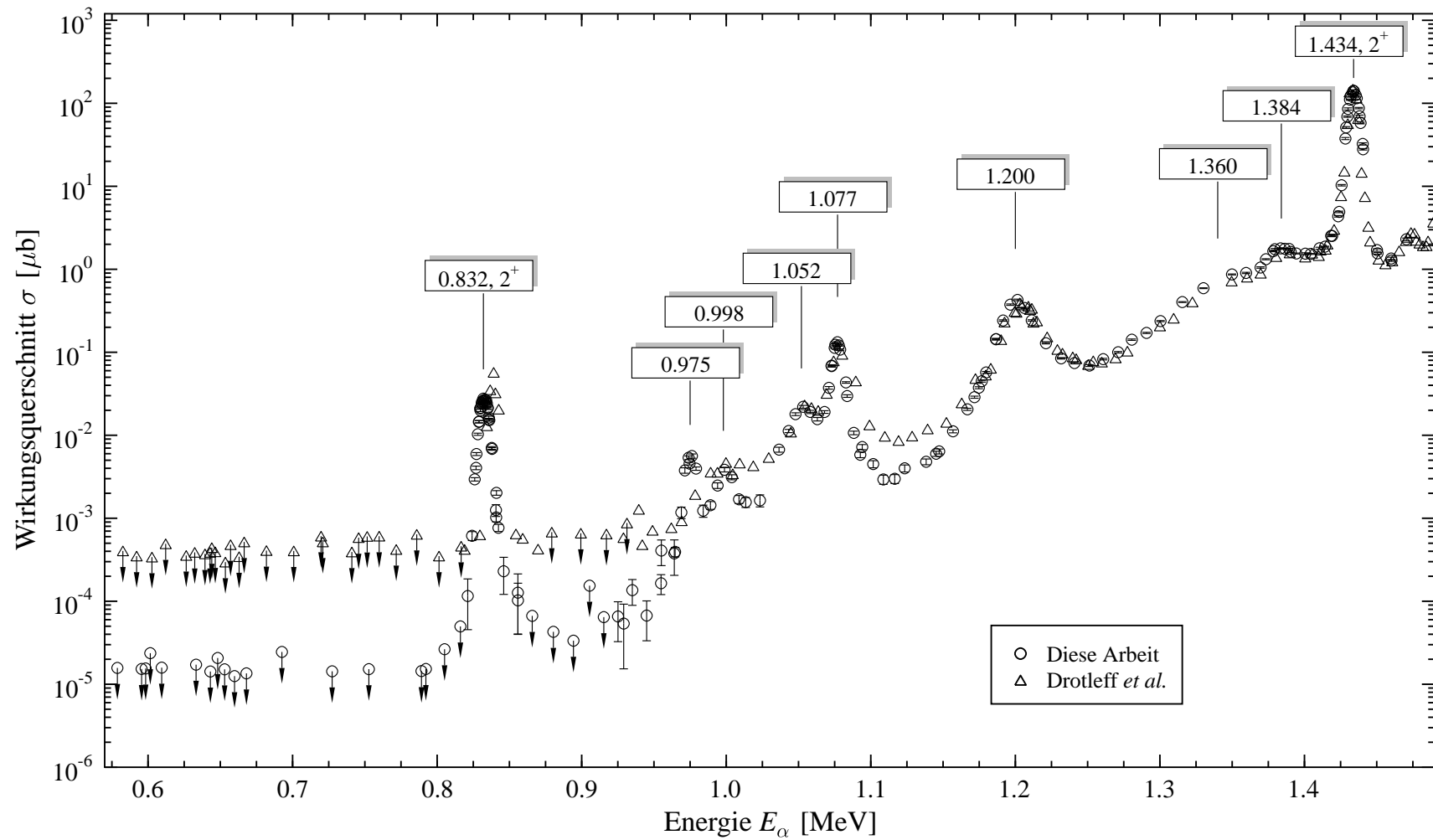


Abb. 4.14: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und der Vergleich mit den Daten von Drotleff *et al.* [Dro93]. Der Wirkungsquerschnitt wurde unter der Annahme eines dünnen Targets bestimmt. Während der Messung betrug der Targetdruck 0.2 mbar.

Kapitel 5

Simulation der Anregungskurven

Aus dem Vergleich der experimentell bestimmten und einer simulierten Ausbeutekurve lassen sich die Parameter einer Resonanz bestimmen. Für die Simulation der Anregungskurve müssen die endliche Ausdehnung des Targets und der Detektoren, und die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden.

5.1 Simulationsansatz

Bei Messungen mit dem Gastarget handelt es sich um ein ausgedehntes Target. Jeder Punkt x entlang der Strahlachse trägt entsprechend dem Dichteprofil $n(x)$ und der Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(x)$ als Emissionspunkt zur Ausbeute bei. Zur Berechnung der Ausbeute wird das Target in sehr viele Teilstücke der Dicke Δx unterteilt. In Abb. 5.1 ist das Prinzip des Simulationsansatzes veranschaulicht.

Für jedes Teilstück mit Dicke Δx besitzen die Projektile abhängig vom Emissionsort x auf der Strahlachse eine Energieverteilung $A(E, \overline{E(x)})$ um die mittlere Energie $\overline{E(x)}$ (siehe Kap. 4.5). Die mittlere Energie $\overline{E(x)}$ läßt sich aus dem Energieverlust nach [Zie77] bestimmen. Für einen festen Ort x_0 im Target ergibt sich die Anzahl der Ejektile dieses Emissionspunktes durch die Faltung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(E)$ mit der Verteilungsfunktion $A(E, \overline{E(x_0)})$:

$$N_{n,\gamma}(E_\alpha) = N_p n(x_0) \varepsilon(x_0, E) \int_{E(x)} A(E, \overline{E(x_0)}) \sigma(E) dE. \quad (5.1)$$

Nach Integration über den gesamten Targetbereich ergibt sich die Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Teilchen für eine feste Einschußenergie E_α durch folgendes Doppelintegral:

$$N_{n,\gamma}(E_\alpha) = N_p \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{E(x)} A(E, \overline{E(x)}) \sigma(E) dE \right) n(x) \varepsilon(x, E) dx. \quad (5.2)$$

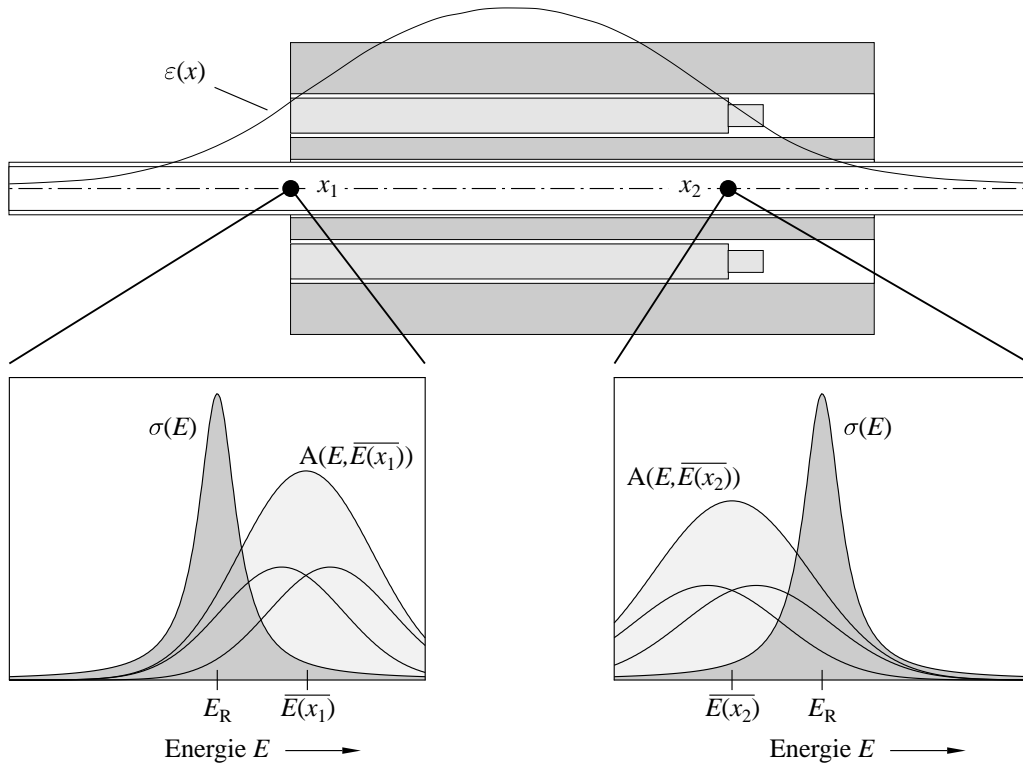


Abb. 5.1: Veranschaulichung des Simulationsansatzes. Für jeden Ort x entlang der Strahlachse ergibt sich die Ausbeute aus der Faltung von Wirkungsquerschnitt und der Energieverteilung der Projektile an diesem Ort.

Die normierte Ausbeute ergibt sich mit Gl. 4.11 zu:

$$\begin{aligned}
 Y(E_\alpha) &= \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right)_{\text{lab}} l_\alpha d\Omega} \\
 &\times \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{E(x)} A(E, \overline{E(x)}) \sigma(E) dE \right) \frac{n(x)}{n_0} \varepsilon(x, E) dx. \quad (5.3)
 \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right)_{\text{lab}}$ folgt dabei dem Rutherford-Gesetz. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren $\varepsilon(x, E)$ und die Energieverteilung der Projektile $A(E, \overline{E(x)})$ wurden bereits in Kap. 3 und 4.5 ausführlich beschrieben. Das Dichteprofil und der Wirkungsquerschnitt wird in den folgenden Abschnitten behandelt.

5.2 Dichteprofil

Das Dichteprofil $n(x) = n_0 \xi(x)$ ist nur für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ von Bedeutung. Der Verlauf ist in Abb. 5.2 dargestellt. Der Verlauf des Dichteprofiles wurde von Knee [Kne94] aus strömungsdynamischen Überlegungen für die sogenannte

Quad-Kammer berechnet. Da die Abmessungen der Oktopus-Kammer bezüglich der Strömungsverhältnisse nahezu identisch sind wurde in diesem Fall der gleiche Verlauf für das Dichteprofil benutzt. Im Inneren der Reaktionskammer ist die Dichte konstant und ergibt sich aus dem eingestellten Druck p_0 nach Gl. 4.12.

Bei den (α, n) -Messungen ist das Dichteprofil über den gesamten Targetbereich konstant, es gilt damit $n(x)/n_0 = 1$.

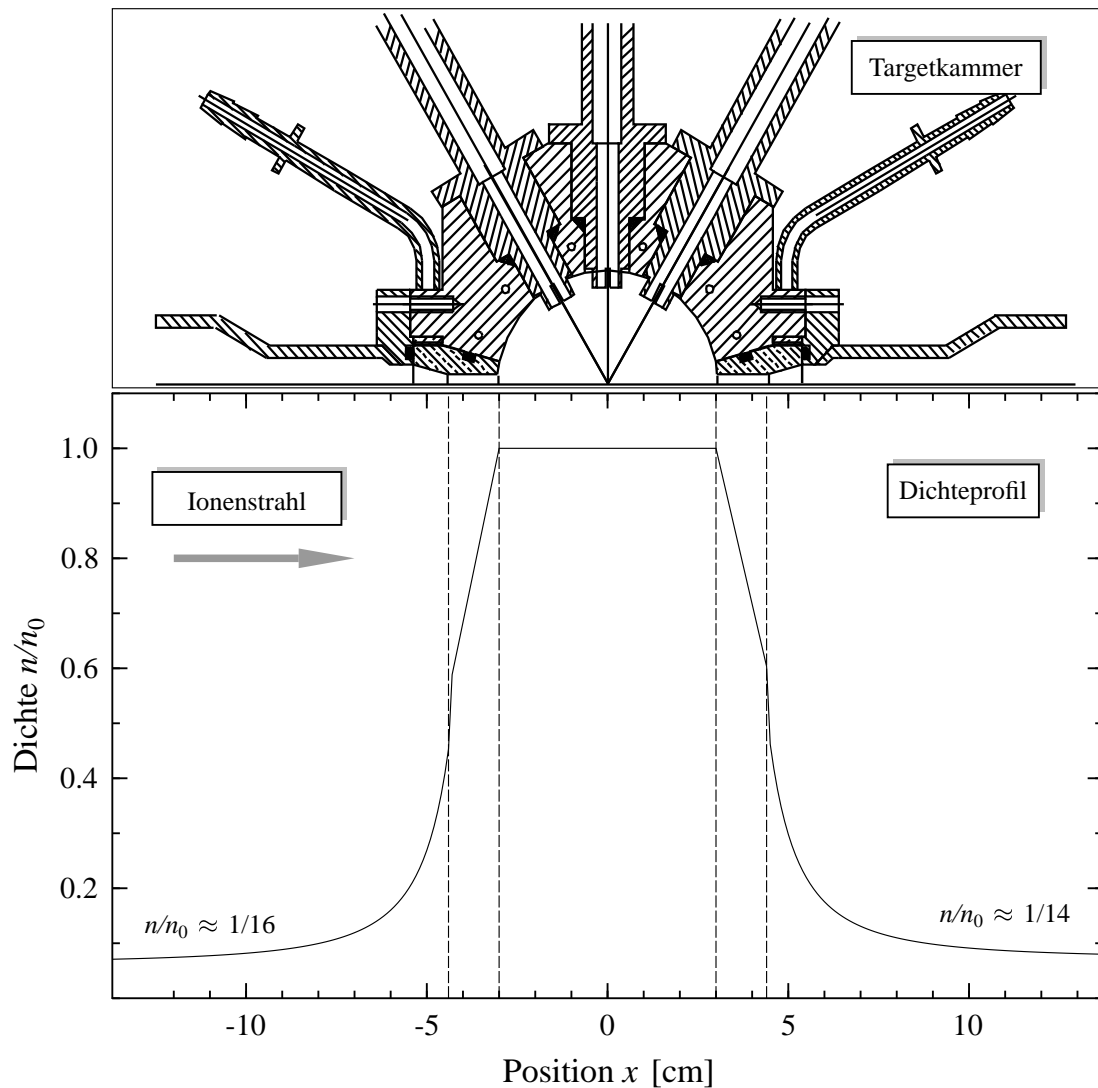


Abb. 5.2: Verlauf des Druckprofils bei den (α, γ) -Messungen im Bereich der Targetkammer nach [Kne94]. Vor und hinter der Eintrittsblende fällt der Druck bereits um mehr als eine Größenordnung ab.

5.3 Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ und Partialbreiten $\Gamma_i(E)$

Verläuft die Einfangreaktion über einen Zustand im Zwischenkern ^{26}Mg , so läßt sich der Wirkungsquerschnitt durch eine Breit–Wigner–Parametrisierung beschreiben:

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 \frac{2J+1}{(2S_\alpha+1)(2S_{\text{Ne}}+1)} \frac{\Gamma_\alpha(E)\Gamma_n(E)}{(E-E_R)^2 + \Gamma^2(E)/4}, \quad (5.4)$$

wobei λ die de–Broglie Wellenlänge, J der Spin des Resonanzzustands im Compoundkern ^{26}Mg und S_α , S_{Ne} die Spins von Projektil und Target bedeuten. Die Gesamtbreite Γ ergibt sich aus der Summe aller Partialbreiten im Eingangs- und Ausgangskanal zu

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i = \Gamma_\alpha + \Gamma_{n_0} + \Gamma_{n_1} + \Gamma_\gamma. \quad (5.5)$$

Die Partialbreite Γ_α beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die Bildung des Compoundkerns ^{26}Mg durch den Eingangskanal $^{22}\text{Ne} + \alpha$, bzw. für den Zerfall des Com-

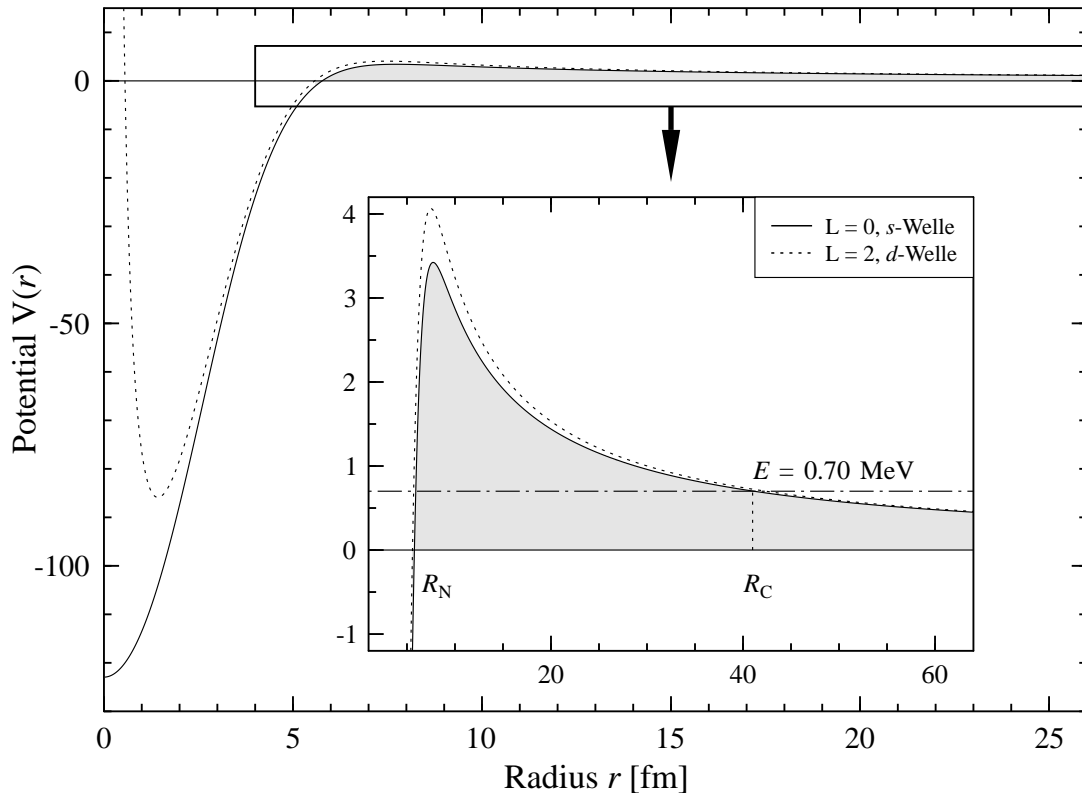


Abb. 5.3: Summe aus Kern-, Coulomb- und Zentrifugalpotential für das System $^{22}\text{Ne} + \alpha$. Das Inset zeigt die gesamte Potentialbarriere für s - und d -Wellen. Die waagrechte Linie veranschaulicht den Bereich der bei einer Projektilenergie von $E_{\text{c.m.}} = 0.70$ MeV durchtunnelt werden muß.

poundkerns in diesen Kanal. Aufgrund der Zeitumkehrinvarianz der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung sind die Partialbreiten für die Bildung und den Zerfall des gleichen Kanals identisch. In Abb. 5.3 sind die Potentialverhältnisse für den Zerfall eines angeregten Zustands E_x des Compoundkerns ^{26}Mg unter Emission eines α -Teilchens dargestellt. Das α -Teilchen muß zunächst durch die Potentialbarriere tunneln bevor es den Kern ^{26}Mg verläßt. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist dabei durch das Verhältnis der Wellenfunktionen χ_l am Kernrand $r = R_N$ und außerhalb der Potentialbarriere $r = R_C$ definiert:

$$\begin{aligned} P_l(E, R_N) &:= \left| \frac{\chi_l(R_C)}{\chi_l(R_N)} \right|^2 \\ &= \left| \frac{\chi_l(\infty)}{\chi_l(R_N)} \right|^2 \text{ für ein freies Teilchen mit } r \rightarrow \infty \end{aligned} \quad (5.6)$$

Die Zerfallswahrscheinlichkeit λ ist über die Unschärferelation mit der Breite Γ einer Resonanz verknüpft: $\Gamma/\lambda = \hbar$. Die Wahrscheinlichkeit λ setzt sich dabei aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeit, das α -Teilchen an der Oberfläche des ^{26}Mg Kerns zu finden, und dem Fluß der α -Teilchen durch die Oberfläche zusammen. Der Fluß der α -Teilchen ist proportional zur Geschwindigkeit $v = \hbar k/\mu$. Für die Breite Γ_α gilt damit:

$$\Gamma_\alpha = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\hbar^2 k}{\mu} \int_{\Omega} |\psi(r, \vartheta, \phi)|^2 r^2 d\Omega. \quad (5.7)$$

Mit der Wellenfunktion $\psi(r, \vartheta, \phi) = \chi_l(r)/r \cdot Y_{lm}(\vartheta, \phi)$ und unter Verwendung von Gl. 5.6 ergibt sich für die Breite:

$$\begin{aligned} \Gamma_\alpha(E) &= \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\hbar^2 k}{\mu} |\chi_l(r)|^2 \\ &= \frac{\hbar^2 k}{\mu} |\chi_l(\infty)|^2 \\ &= \frac{\hbar^2 k}{\mu} P_l(E, R_N) |\chi_l(R_N)|^2. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $|\chi_l(R_N)|^2$ des Teilchens am Kernrand läßt sich aus dem Verhältnis einer dünnen Scheibe an der Kernoberfläche im Vergleich zum Gesamtvolumen des Kerns abschätzen:

$$\begin{aligned} |\chi_l(R_N)|^2 \Delta R &= \frac{4\pi R_N^2 \Delta R}{\frac{4\pi}{3} R_N^3}, \\ \text{bzw. } |\chi_l(R_N)|^2 &= \frac{3}{R_N}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Aus den Coulomb-Wellenfunktionen läßt sich die Penetrabilität durch die Potentialbarriere berechnen:

$$P_l(E, R_N) = \frac{1}{F_l^2(E, R_N) + G_l^2(E, R_N)}. \quad (5.10)$$

Für die Breite im Wigner–Limit ergibt sich damit

$$\Gamma_\alpha(E) = \frac{3\hbar^2 k}{\mu R_N} \frac{1}{F_l^2(E, R_N) + G_l^2(E, R_N)}. \quad (5.11)$$

In den meisten Fällen besteht der ^{26}Mg Kern nicht aus einer reinen Konfiguration $|^{22}\text{Ne} \otimes \alpha \rangle$, sondern aus einer Linearkombination aller möglichen Konfigurationen

$$|\psi \rangle = \alpha |^{22}\text{Ne} \otimes \alpha \rangle + \beta |^{25}\text{Mg} \otimes n_0 \rangle + \dots \quad (5.12)$$

Die Größe $|\alpha|^2$ beschreibt dabei die Wahrscheinlichkeit den ^{26}Mg Kern in der Konfiguration $|^{22}\text{Ne} \otimes \alpha \rangle$ vorzufinden. Insgesamt ergibt sich damit für die Partialbreite im Eingangskanal:

$$\Gamma_\alpha(E) = \frac{3\hbar^2 k}{\mu R_N} \frac{1}{F_l^2(E, R_N) + G_l^2(E, R_N)} \Theta_\alpha^2, \quad (5.13)$$

wobei $\Theta_\alpha^2 = |\alpha|^2$ als reduzierte Breite bezeichnet wird. Die reduzierte Breite läßt sich aus dem Vergleich des Wigner–Limit nach Gl. 5.11 und der experimentell bestimmten Breite ermitteln und es gilt:

$$0 \leq \Theta_\alpha^2 \leq 1. \quad (5.14)$$

Im Fall der Partialbreiten Γ_{n_0} und Γ_{n_1} im Ausgangskanal muß lediglich die Penetrabilität durch die Zentrifugalbarriere berücksichtigt werden.

Die Energieabhängigkeit der Gesamtbreite $\Gamma(E) = \sum_i \Gamma_i(E)$ wirkt sich vor allem bei der Simulation breiter Resonanzen aus. Die niederenergetische Flanke der Resonanz verläuft aus diesem Grund wesentlich steiler als die höherenergetische Flanke. Die Energieabhängigkeit der Breite führt bei breiten Resonanzen zu Schwierigkeiten bei der Definition der Resonanz [Moh95]. Im folgenden bezieht sich die Resonanzenergie und die Breite auf das Maximum des Wirkungsquerschnitts. Mit der Partialbreite $\Gamma_i = \Gamma_i(E_R)$ in der Resonanz kann die Energieabhängigkeit der Partialbreite folgendermaßen dargestellt werden:

$$\Gamma_i(E) = \frac{k^i}{k_R^i} \frac{P_l^i(E, R_N)}{P_l^i(E_R, R_N)} \Gamma_i \quad \text{mit } i = \alpha, n_0, n_1. \quad (5.15)$$

Für den Wirkungsquerschnitt aus Gl. 5.4 folgt damit:

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 (\omega \gamma) f(E) \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2(E)/4}, \quad (5.16)$$

mit der Resonanzstärke

$$\omega \gamma_j = (2J + 1) \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_j}{\Gamma},$$

und dem energieabhängigen Faktor

$$f(E) = f_\alpha(E) f_j(E) = \frac{k^\alpha}{k_R^\alpha} \frac{P_l^\alpha(E, R_N)}{P_l^\alpha(E_R, R_N)} \frac{k^j}{k_R^j} \frac{P_l^j(E, R_N)}{P_l^j(E_R, R_N)} \quad (j = n_0, n_1).$$

5.4 Bestimmung der Resonanzparameter

Werden alle orts- und energieabhängigen Größen in Gl. 5.3 berücksichtigt, läßt sich die normierte Ausbeute numerisch berechnen. Die Simulation bzw. die Berechnung der Anregungskurve erfolgt mit dem Programm NYC (Numerical Yield Calculation) nach der folgenden Formel:

$$Y_{\text{sim}}(E_\alpha) = \frac{1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)\right)_{\text{lab}} l_\alpha d\Omega} \cdot (\omega\gamma) \int_{-\infty}^{\infty} \xi(x) \varepsilon(x, E) \times \left(\int_{E(x)} A(E, \overline{E(x)}) \pi \lambda^2 f(E) \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2(E)/4} dE \right) dx. \quad (5.17)$$

Zunächst wird die Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(x, E)$ anhand von Monte-Carlo-Simulationen (siehe Kap. 3) in Abhängigkeit des Ortes bestimmt und die Wertepaare (x_i, ε_i) aus einer separaten Datei eingelesen. Für jeden eingelesenen Ort x_i wird dann das Dichteprofil $\xi(x_i)$ bestimmt. Die Schrittweite dx der Integration wird durch die eingelesenen Wertepaare der Nachweiswahrscheinlichkeit vorgegeben. Abhängig vom vorgegebenen Druck p und der im Target zurückgelegten Strecke wird am Ort x_i jeweils die mittlere Energie $\overline{E(x_i)}$ bestimmt. Aus der Flächendichte am Ort x_i ergibt sich nach Gl. 4.20 die Breite des Stragglings Ω_B . Unter Berücksichtigung des Rest-Ripples des Beschleunigers und des Doppler-Effekts aufgrund der thermischen Bewegung der Targetatome wird an jedem Ort x_i die Gesamtbreite δ der Energieverteilung $A(E, \overline{E(x)})$ berechnet. Die Energieabhängigkeit der Partialbreiten wird aus den Coulomb-Wellenfunktionen nach Gl. 5.11 bestimmt.

Nach Integration über alle energie- und ortsabhängigen Größen berechnet das Programm die normierte Ausbeute:

$$\begin{aligned} Y_{\text{sim}}(E_\alpha) &= (\omega\gamma)_{\text{lab}} \cdot Y_0(E_\alpha) \\ &= (\omega\gamma)_{\text{c.m.}} \cdot \frac{M_t + M_p}{M_t} \cdot Y_0(E_\alpha) \end{aligned} \quad (5.18)$$

Es bedeuten M_p und M_t die Projektil- und Targetmasse. Durch Variation der Gesamtbreite Γ wird der Verlauf der berechneten Yieldkurve an die experimentellen Daten angepaßt. Die Yieldkurve wird für unterschiedliche Breiten berechnet, die Rechnung mit der besten Anpassung an die experimentellen Daten liefert die totale Breite Γ einer Resonanz. Die Resonanzstärke $\omega\gamma$ ergibt sich aus dem Vergleich der Yieldmaxima von Rechnung und experimentellen Daten:

$$Y^{\text{max}}(E_\alpha) \equiv Y_{\text{sim}}^{\text{max}}(E_\alpha) \implies (\omega\gamma)_{\text{c.m.}} = \frac{M_t}{M_t + M_p} \cdot \frac{Y^{\text{max}}(E_\alpha)}{Y_0^{\text{max}}(E_\alpha)}. \quad (5.19)$$

Mit diesem Verfahren läßt sich die Resonanzstärke direkt aus der Simulationsrechnung bestimmen, es muß somit keine Normierung an frühere Daten durchgeführt werden.

Die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ verläuft im untersuchten Energiebereich über insgesamt neun Resonanzen. Die Ausläufer einer Resonanz liefern in den meisten Fällen einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zur Ausbeute der benachbarten Resonanzen. Es müßten somit Interferenzen zwischen den einzelnen Amplituden berücksichtigt werden. Im Fall winkelintegrierter Daten [Wol88] treten Interferenzterme nur zwischen Resonanzen mit gleichem Spin und Parität auf. Da die Spins der Resonanzen in den meisten Fällen nicht bekannt sind, wurden die Interferenzterme vernachlässigt, der Wirkungsquerschnitt der Resonanzen wird in Gl. 5.17 mit dem Programm NYC inkohärent addiert ("Single-Level-Approximation"):

$$\sigma(E) = \sum_i \sigma_i(E). \quad (5.20)$$

Die Kenntnis der Resonanzstärke $\omega\gamma$ und der totalen Breite Γ ermöglicht desweiteren die Bestimmung der Partialbreiten. Zerfällt der angeregte Zustand im ^{26}Mg über die Kanäle Γ_{n_0} , Γ_{n_1} und Γ_γ , so gilt:

$$\begin{aligned} \omega\gamma_{n_0} &= \omega \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_{n_0}}{\Gamma}, & \omega\gamma_{n_1} &= \omega \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_{n_1}}{\Gamma}, \\ \omega\gamma_\gamma &= \omega \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\gamma}{\Gamma} \\ \text{und } \Gamma &= \sum_j \Gamma_j = \Gamma_\alpha + \Gamma_{n_0} + \Gamma_{n_1} + \Gamma_\gamma. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Aus den Resonanzstärken kann direkt das Verhältnis der Zerfallswahrscheinlichkeiten in die möglichen Ausgangskanäle bestimmt werden:

$$\omega\gamma_{n_0} : \omega\gamma_{n_1} : \omega\gamma_\gamma = \Gamma_{n_0} : \Gamma_{n_1} : \Gamma_\gamma \quad (5.22)$$

und für die α -Breite und die Zerfallsbreiten ergibt sich:

$$\Gamma_\alpha = \frac{\Gamma}{2} - \sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - \Gamma \frac{\omega\gamma_{n_0} + \omega\gamma_{n_1} + \omega\gamma_\gamma}{2J+1}} \quad (5.23)$$

$$\Gamma_j = \frac{\Gamma}{\Gamma_\alpha} \frac{\omega\gamma_j}{2J+1} \quad \text{mit } j = n_0, n_1, \gamma. \quad (5.24)$$

Bei unbekanntem Spin der Resonanzzustände wurde mit $J = 1$ gerechnet. Für die Bestimmung der Resonanzstärken hat diese Annahme keine Auswirkungen, da diese aus der Anpassung an die Yieldmaxima bestimmt werden. Auf den Verlauf der Ausbeutekurve hat diese Annahme nur im Falle sehr breiter Resonanzen Auswirkungen. Die Simulationsergebnisse zu den Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ werden im folgenden Kapitel gezeigt.

5.5 Fehlerrechnung

Bei der Bestimmung der Resonanzstärke nach Gl. 5.17 werden für die Fehlerrechnung folgende Faktoren berücksichtigt:

- Die Abweichung des elastischen Streuquerschnitts vom Rutherford-Gesetz wurde zu 1 % angenommen.
- Der Fehler des Geometriefaktors $l_\alpha d\Omega$ beträgt 5 %. Er ergibt sich aus den mit dem Mikroskop bestimmten Größen der Schlitz- und Lochblenden, sowie der gemessenen Abstände zwischen den Blenden.
- Die Schwankungen des Targetdrucks in der Targetkammer betragen ca. 1 %.
- Der Fehler der Monte-Carlo-Simulationen mit den Programmen MCNP und GEANT zur Bestimmung der ortsabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit wurden zu jeweils 5 % angenommen.
- Der statistische Fehler der Neutronenausbeute ergibt sich aus der Gesamtausbeute N und der Ausbeute der separaten Untergrundmessungen zu:

$$Y = \frac{1}{N_\alpha} \sqrt{N + N_U \left(\frac{T}{T_U} \right)^2}.$$

Bei der γ -Ausbeute ergibt sich der statistische Fehler aus dem Integral über die Peak-Fläche N und den Untergrund N_U zu:

$$Y = \frac{1}{N_\alpha} \sqrt{N + N_U}.$$

Da die Zahl der elastisch gestreuten α -Teilchen jeweils sehr groß ist, wurde dieser Fehler vernachlässigt.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

6.1 Ergebnisse der Simulationsrechnungen

Mit dem in Kap. 5 beschriebenen Verfahren wurden die Resonanzparameter für alle beobachteten Resonanzen und alle möglichen Zerfallskanäle bestimmt. Im Folgenden werden die Resonanzenergien und Resonanzbreiten im Laborsystem angegeben, die Resonanzstärken beziehen sich auf das Schwerpunktsystem. In der Kompilation von Endt [End98] sind für die Resonanzbreiten nur obere Grenzen mit $\Gamma < 3 \text{ keV}$ tabelliert. Aus der Arbeit von Drotleff [Dro93] sind Breiten für einige Resonanzen bekannt.

Die Resonanz $E_R = 1.434 \text{ MeV}$, $J^\pi = 2^+$

Dieser Resonanzzustand besitzt die drei Zerfallsmöglichkeiten Γ_{n_0} , Γ_{n_1} und Γ_γ . Aus früheren Arbeiten [Har91, Dro93] ist für die Resonanzbreite nur eine obere Grenze mit einem Wert von $\Gamma < 3 \text{ keV}$ bekannt.

Zunächst wurden die Resonanzparameter für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ bestimmt, da diese Messung die beste Statistik aufweist. Bei der gemessenen Ausbeute handelt es sich streng genommen um die Summe des n_0 - und n_1 -Kanals, da mit dem Neutronendetektor die einzelnen Neutronengruppen nicht getrennt werden können. Der n_1 -Kanal trägt jedoch nur mit 2 % zur Gesamtausbeute bei und wurde bei den Rechnungen nicht berücksichtigt. In Abb. 6.1 ist die Ausbeutekurve dargestellt, die abgebildeten Rechnungen wurden mit Resonanzbreiten von $\Gamma = 0.3, 1.3, 2.3 \text{ keV}$ durchgeführt. Der Targetdruck beträgt 0.2 mbar , entsprechend einer Targetdicke von $\Delta = 5.5 \text{ keV}$. Die beste Anpassung der Yieldkurve wurde mit einer Breite von $\Gamma = 1.3 \text{ keV}$ erzielt. Für diese Gesamtbreite liefert das Programm eine Resonanzstärke von $\omega\gamma_{n_0} = 1067 \pm 42 \text{ meV}$. Dieser Wert stimmt gut mit dem Literaturwert $\omega\gamma_{n_0} = 1105 \pm 120 \text{ meV}$ aus den Messungen von Drotleff *et al.* [Dro93]

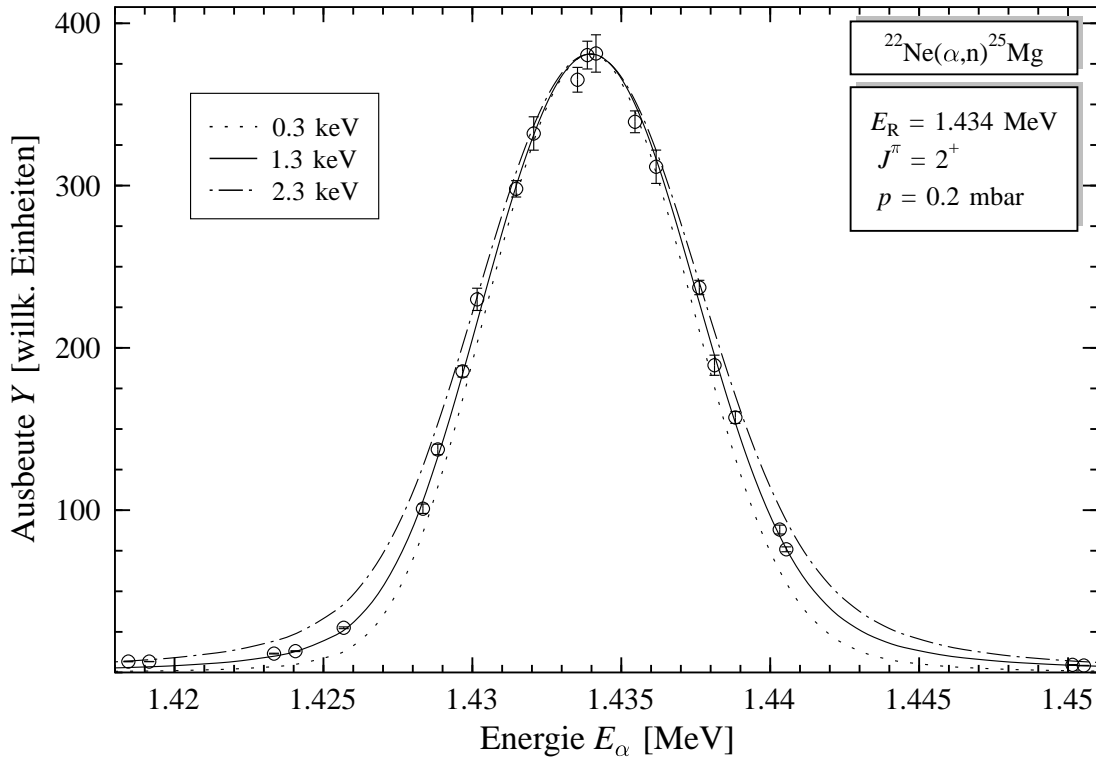


Abb. 6.1: Bestimmung der Breite der Resonanz $E_R = 1.434$ MeV im Fall der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Die Rechnungen wurden für verschiedene Resonanzbreiten durchgeführt, der Targetdruck beträgt 0.2 mbar.

überein. Die Ausbeutekurve dieser Resonanz wurde zusätzlich für unterschiedliche Targetdrücke (0.1, 0.2 und 0.4 mbar) untersucht. Für alle drei Targetdrücke wurde die Yieldkurve mit einer Gesamtbreite $\Gamma = 1.3$ keV berechnet und das Maximum der berechneten Ausbeutekurve mittels der Resonanzstärke an die experimentellen Daten angepaßt. Es ergibt sich jeweils eine gute Übereinstimmung der Rechnungen mit den experimentellen Daten (siehe Abb. 6.1). Die erhaltenen Resonanzstärken zeigen ebenfalls eine gute Übereinstimmung (siehe Tab. 6.1).

Anhand dieser Resonanz wurde ebenfalls die Größe der Ripple-Amplitude bestimmt. Da die Breite der Resonanz unbekannt war wurde als Orientierung zunächst

Tab. 6.1: Aus der Simulation erhaltene Resonanzstärken der Resonanz $E_R = 1.434$ MeV bei unterschiedlichem Targetdruck. Die Rechnungen wurden mit einer Resonanzbreite von $\Gamma = 1.3$ keV durchgeführt.

p [mbar]	0.11	0.20	0.40	Mittelwert
$\omega\gamma_{n_0}$ [meV]	1024 ± 69	1092 ± 75	1085 ± 72	1067 ± 42

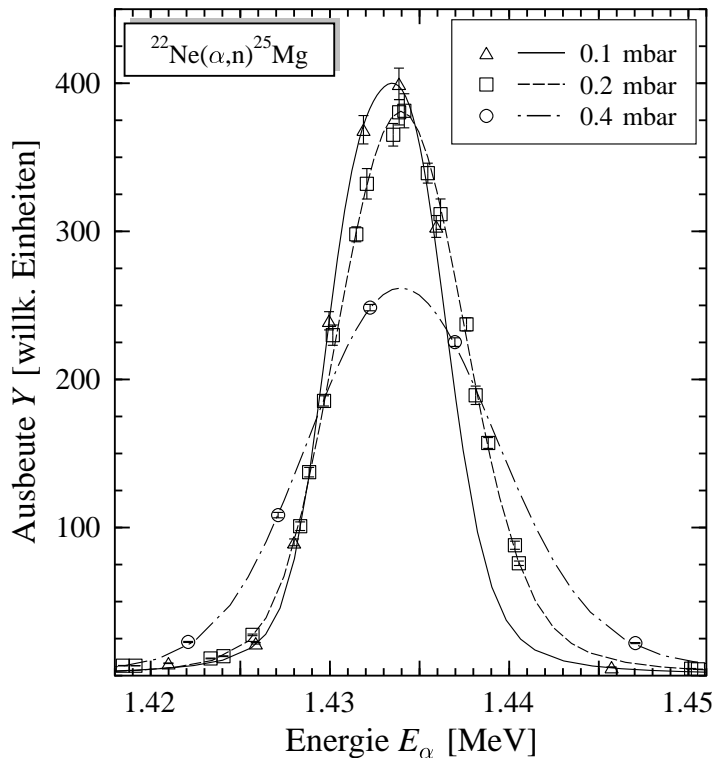


Abb. 6.2: Yieldkurve der Resonanz $E_R = 1.434$ MeV für unterschiedliche Targetdrücke. Die Resonanzbreite beträgt jeweils 1.3 keV. Das Experiment und die Simulation zeigen eine gute Übereinstimmung.

der Wert von $\delta_R = 1.7$ keV aus der Arbeit von V. Kölle [Köl97] entnommen. Eine Änderung der Ripple-Amplitude wirkt sich vor allem auf die Flanken der Resonanz aus und konnte durch eine Änderung der Resonanzbreite nicht kompensiert werden. Mit der Resonanzbreite von $\Gamma = 1.3$ keV und der Ripple-Amplitude von $\delta_R = 1.7$ keV wurde bei allen drei Targetdrücken die beste Übereinstimmung von Simulation und Experiment erzielt.

Die Yieldkurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ ist in Abb. 6.3 (links) für den Folgeübergang $0.586(1/2^+) \rightarrow 0(5/2^+)$ im ^{25}Mg dargestellt. Der Targetdruck beträgt 0.79 mbar, dies entspricht einer Targetdicke $\Delta = 4.7$ keV. Die Ausbeutekurve wurde mit der aus dem (α, n) -Experiment bestimmten Resonanzbreite von $\Gamma = 1.3$ keV berechnet. Für die Resonanzstärke ergibt sich im n_1 -Kanal ein Wert von $\omega\gamma_{n_1} = 25.8 \pm 2.1$ meV.

Die Yieldkurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ ist in Abb. 6.3 (rechts) für den Sekundärübergang $1.809(2^+) \rightarrow 0(0^+)$ dargestellt. Der Kammerdruck beträgt ebenfalls 0.79 mbar ($\Delta = 4.7$ keV). Das Verzweungsverhältnis dieser Resonanz wurde durch eine Langzeitmessung im Maximum der Resonanz bestimmt (siehe Anh. D.2). Mit der Resonanzbreite von $\Gamma = 1.3$ keV ergab die Simulationsrechnung eine Resonanzstärke von $\omega\gamma_\gamma = 1.79 \pm 0.17$ meV. Die Rechnungen wurden auch für den Übergang $R \rightarrow 1.809(2^+)$ durchgeführt. In diesem Fall ergab sich für die Resonanzstärke ein Wert von $\omega\gamma_\gamma = 1.97 \pm 0.28$ meV. Für die Resonanz bei $E_\alpha = 1.397$ MeV ergibt sich aus den Rechnungen eine Resonanzstärke von $\omega\gamma_\gamma = 0.024 \pm 0.007$ meV.

Die aus den Simulationsrechnungen der drei Zerfallskanäle erhaltenen Resonanzstärken zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Literaturdaten von Drotleff *et al.* [Dro93] und Wolke *et al.* [Wol89].

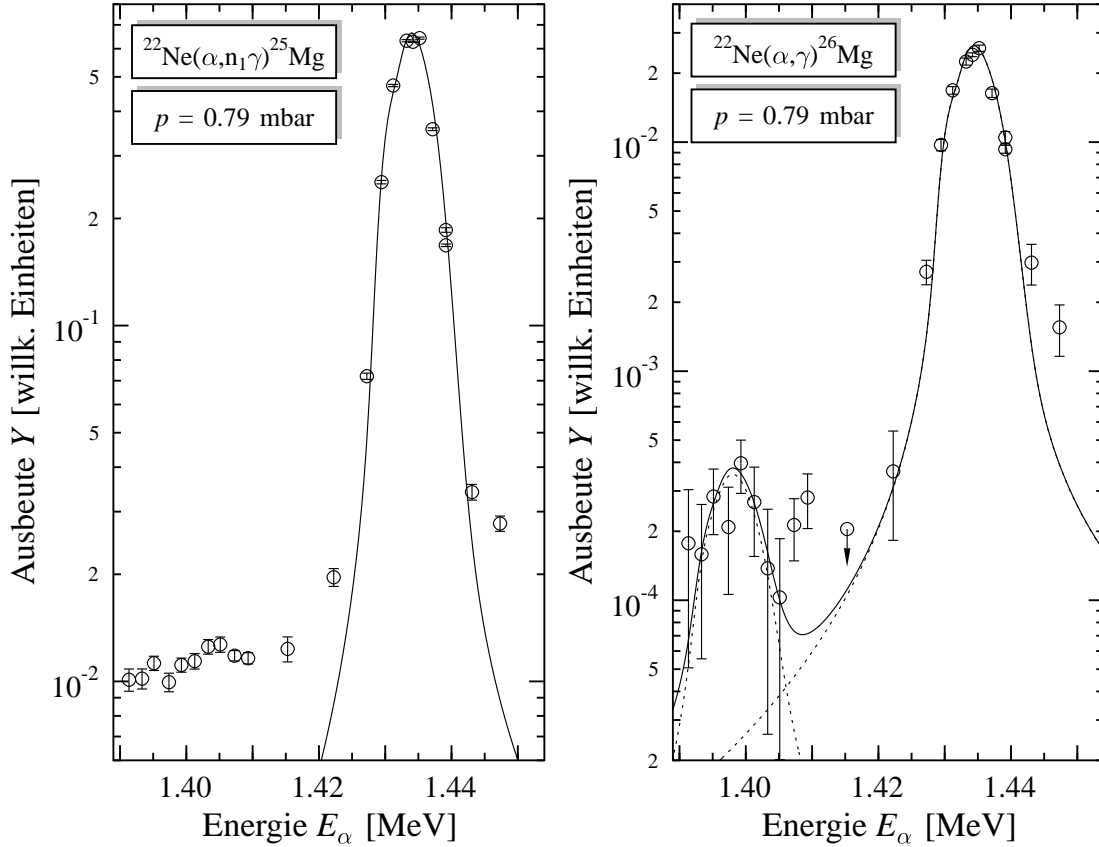


Abb. 6.3: Links: Gemessene und berechnete Yieldkurve der Resonanz $E_R = 1.434$ MeV im Fall der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$. Rechts: Berechnete und gemessene Yieldkurve der $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Reaktion. Es ist der Sekundärübergang $1.809(2^+) \rightarrow 0(0^+)$ im ^{26}Mg dargestellt.

Resonanzen im Bereich $1.10 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 1.41 \text{ MeV}$

In Abb. 6.4 ist die Ausbeutekurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im Energiebereich $1.10 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 1.41 \text{ MeV}$ dargestellt. Die Daten wurden bei einem Targetdruck von $p = 0.2 \text{ mbar}$ aufgenommen. In diesem Energiebereich wurden drei Resonanzen untersucht. Die Resonanz bei $E_R = 1.385 \text{ MeV}$ besitzt eine Breite von $\Gamma = 29 \text{ keV}$, für die Resonanzstärke ergibt sich aus den Simulationsrechnungen ein Wert von $\omega\gamma_{n_0} = 50 \pm 7 \text{ meV}$. Für die Resonanz bei $E_R = 1.200 \text{ MeV}$ wird die beste Anpassung der Ausbeutekurve mit einer Gesamtbreite von $\Gamma = 16 \text{ keV}$ und einer Resonanzstärke von $\omega\gamma_{n_0} = 8.5 \pm 1.1 \text{ meV}$ erreicht.

Um den Energiebereich zwischen diesen beiden Resonanzen zu beschreiben, wurde eine Resonanz bei $E_R = 1.340 \text{ MeV}$ mit der Breite $\Gamma = 75 \text{ keV}$ und der Resonanzstärke $\omega\gamma_{n0} = 60 \pm 9 \text{ meV}$ angenommen. Die Summe der drei berechneten Yieldkurven (durchgezogene Linie) beschreibt die experimentellen Daten gut. Da die Spins der Resonanzzustände nicht bekannt sind wurde jeweils mit $J^\pi = 1^-$ gerechnet. Interferenzeffekte zwischen den Resonanzen wurden bei den Rechnungen nicht berücksichtigt. Die Abweichungen zwischen den Resonanzen bei $E_\alpha = 1.10$ und 1.25 MeV könnten allerdings ein Hinweis auf Interferenzen sein. Die Resonanzen bei $E_R = 1.340$ und 1.200 MeV stimmen gut mit den Literaturwerten [Dro93] überein. Bei der Resonanz $E_R = 1.385 \text{ MeV}$ ist die Resonanzstärke um einen Faktor 2 größer als in der Arbeit von Drotleff ([Dro93]).

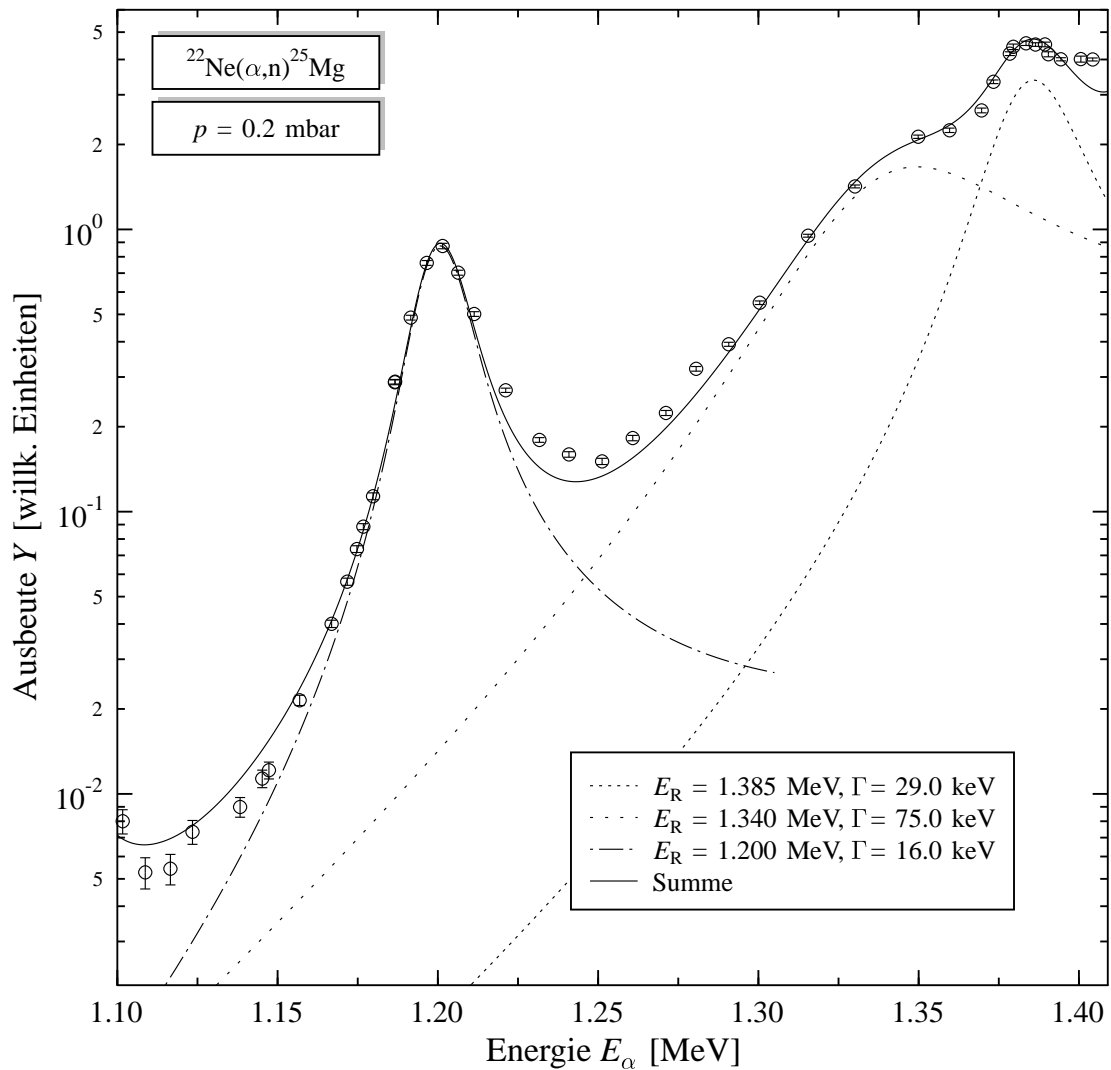


Abb. 6.4: Simulation der Resonanzen $E_R = 1.385$ und 1.200 MeV in Vergleich zu den experimentellen Daten. Der Bereich zwischen diesen Resonanzen lässt sich durch eine breite Resonanz bei $E_R = 1.340 \text{ MeV}$ beschreiben.

Resonanzen im Bereich $0.94 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 1.10 \text{ MeV}$

In diesem Energiebereich konnten vier Resonanzen untersucht werden. In Abb. 6.5 ist die Yieldkurve bei einem Targetdruck von 0.2 mbar dargestellt. Bei diesen Resonanzen waren die Spins ebenfalls unbekannt, es wurde für die Rechnungen ein Wert von $J = 1^-$ angenommen. Die energetische Trennung der Resonanzen wurde erst durch den Einsatz des sehr kompakten Neutronendetektors möglich. Aus früheren Messungen [Dro93] waren bisher nur Resonanzen bei $E_R = 1.076$ und 0.985 MeV bekannt.

Für die Resonanz bei $E_R = 1.077 \text{ MeV}$ ergab die Simulation eine Gesamtbreite von $\Gamma = 2.1 \text{ keV}$, die Stärke der Resonanz beträgt $\omega\gamma_{n_0} = 0.83 \pm 0.08 \text{ meV}$. Die Rechnungen zu der Resonanz bei $E_R = 1.053 \text{ MeV}$ liefern $\Gamma = 15 \text{ keV}$

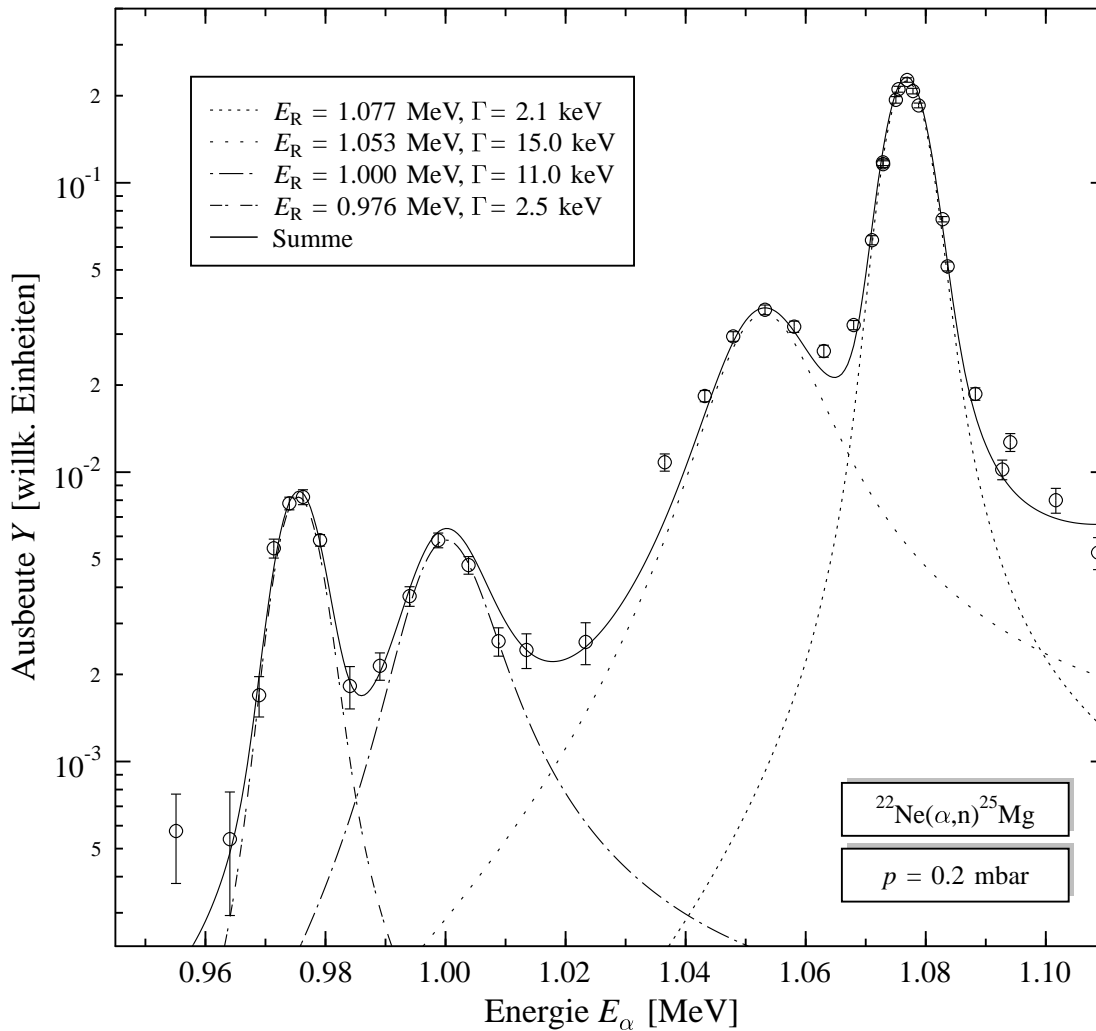


Abb. 6.5: Simulationsrechnungen in Vergleich zu den experimentellen Daten im Energiebereich $0.94 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 1.10 \text{ MeV}$.

und $\omega\gamma_{n_0} = 0.35 \pm 0.06 \text{ meV}$. Die schwachen Resonanzen bei $E_R = 1.000$ und 0.976 MeV wurden in den Messungen von Drotleff *et al.* [Dro93] als eine Resonanz bei $E_R = 0.985 \text{ MeV}$ mit $\Gamma = 30.0 \text{ keV}$ gedeutet. Aus diesem Experiment ergibt sich eine Resonanz bei $E_R = 1.000 \text{ MeV}$ mit einer Breite von $\Gamma = 11 \text{ keV}$ und der Resonanzstärke $\omega\gamma_{n_0} = 0.048 \pm 0.010 \text{ meV}$, sowie der Resonanz bei $E_R = 0.976 \text{ MeV}$ mit den Resonanzparametern $\Gamma = 2.5 \text{ keV}$ und $\omega\gamma_{n_0} = 0.034 \pm 0.005 \text{ meV}$.

Die Summe der berechneten Ausbeutekurve ist in Abb. 6.5 als durchgezogene Linie dargestellt. Die Anteile der einzelnen Resonanzen (gestrichelte Linien) sind ebenfalls dargestellt. Die Resonanzausläufer der höher liegenden Resonanzen sind nicht dargestellt, wurden bei den Rechnungen jedoch berücksichtigt. Sie liefern vor allem zwischen den Resonanzen einen nicht vernachlässigbaren Anteil zu Gesamtausbeute. Die experimentellen Daten werden in diesem Energiebereich durch die Simulationsrechnungen gut beschrieben.

Die Resonanz $E_R = 0.832 \text{ MeV}$

Die Resonanz bei $E_R = 0.832 \text{ MeV}$ ist die tiefste bekannte Resonanz der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und deshalb für die stellare Reaktionsrate von großer Bedeutung. Diese Resonanz wurde schon mehrmals untersucht [Dro90, Dro91, Har91, Dro93, Gie93], allerdings zeigen die Resonanzstärken der einzelnen Messungen eine schlechte Übereinstimmung. Die Ergebnisse von Giesen *et al.* [Gie93] liegen einen Faktor 3 über der Resonanzstärke von Harms *et al.* [Har91] (siehe Tab. 6.2). Aus dem Transferexperiment $^{22}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{26}\text{Mg}$ [Gie93] ergibt sich für den Spin des Resonanzzustands $J^\pi = 2^+$. Die totale Breite der Resonanz ist unbekannt, die obere Grenze beträgt $\Gamma \leq 3 \text{ keV}$ [End98]. Aus diesem Grund wurde die Resonanz in diesem Experiment sehr präzise vermessen. Durch die geringe Nullrate des Neutronendetektors konnte die Ausbeute erstmals über einen Bereich von 3 Größenordnungen und mit einer sehr guten Statistik untersucht werden (siehe Abb. 6.6).

Die Ausbeutekurve der Resonanz ist in Abb. 6.6 dargestellt. Die Rechnungen mit unterschiedlichen Resonanzbreiten sind ebenfalls dargestellt. Der Targetdruck beträgt $p = 0.2 \text{ mbar}$, entsprechend einer Targetdicke von $\Delta = 5.5 \text{ keV}$. Eine Bestimmung der Resonanzbreite ist erst durch das genaue Vermessen der Resonanzausläufer möglich. Die beste Anpassung der Simulationsrechnungen wird mit einer Resonanzbreite von $\Gamma = 0.3 \text{ keV}$ erreicht. Bei den Rechnungen wurden alle Ausläufer der höherliegenden Resonanzen ebenfalls berücksichtigt. Für die Resonanzstärke ergibt sich ein Wert von $\omega\gamma_{n_0} = 0.118 \pm 0.011 \text{ meV}$. Die Resonanz wurde in 3 unabhängigen Strahlzeiten mit jeweils unterschiedlichen Detektorkonfigurationen vermessen. Desweiteren wurde die Resonanz auch bei unterschiedlichen Targetdrücken untersucht. In allen Fällen ergab sich eine gute Übereinstimmung der bestimmten

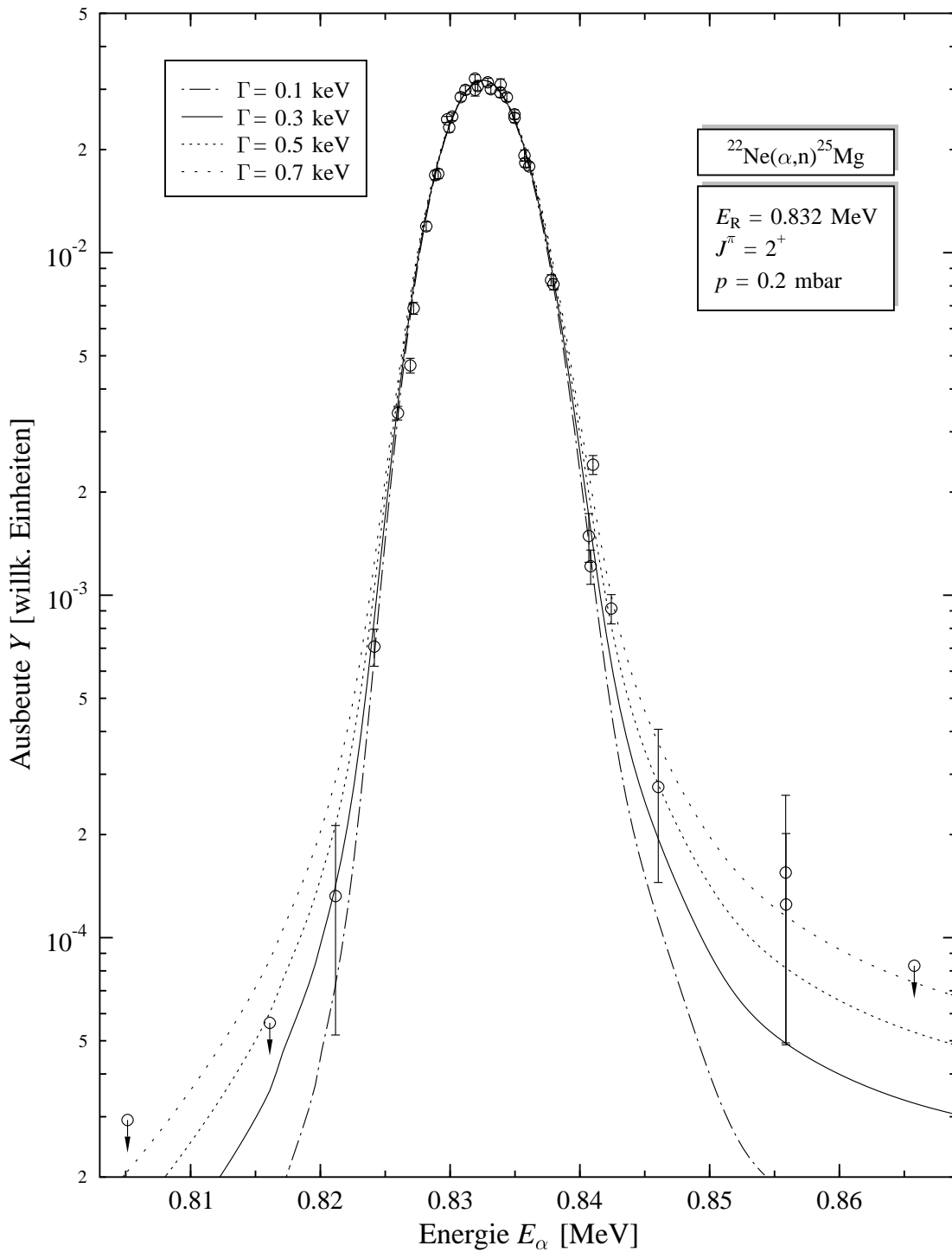


Abb. 6.6: Experimentelle Yieldkurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ für die Resonanz $E_R = 0.832$ MeV und Simulationsrechnungen mit unterschiedlichen Resonanzbreiten. Die beste Übereinstimmung von Experiment und Simulation wird mit einer Resonanzbreite von $\Gamma = 0.3$ keV erzielt. Aufgrund der geringen Nullrate des Neutronendetektors konnte die Yieldkurve erstmals über einen Bereich von 3 Größenordnungen untersucht werden.

Resonanzstärken. In Tab. 6.2 sind die aus den Simulationsrechnungen erhaltenen Resonanzparameter und ein Vergleich mit den Literaturdaten dargestellt.

Aufgrund der Breite von $\Gamma = 0.3 \text{ keV}$ handelt es sich im Vergleich zur Targetdicke um eine schmale Resonanz. Die Resonanzstärke läßt sich damit unter der Voraussetzung eines dicken Targets nach Gl. 4.35 bestimmen. Bei einem Druck von 0.3 mbar ergibt sich für die Resonanzstärke $\omega\gamma_{n_0} = 0.112 \pm 0.010 \text{ meV}$, und $\omega\gamma_{n_0} = 0.108 \pm 0.011 \text{ meV}$ bei einem Druck von 0.4 mbar . Die Werte stimmen sehr gut mit der aus dem Programm NYC bestimmten Stärke von $\omega\gamma_{n_0} = \mathbf{0.118 \pm 0.011 \text{ meV}}$ überein. Dieser aus den Simulationsrechnungen erhaltene Wert wurde auch für die weiteren Rechnungen verwendet.

Diese Resonanz wurde ebenfalls im (α, γ) -Kanal untersucht, die Yieldkurve für den Übergang $1.809(2^+) \rightarrow 0(0^+)$ ist in Abb. 6.7 dargestellt. Das Branching dieses Zustands beträgt 100% . Die Rechnungen wurden ebenfalls mit einer Gesamtbreite von $\Gamma = \mathbf{0.3 \text{ keV}}$ durchgeführt. Für die Resonanzstärke ergab sich ein Wert von $\omega\gamma_\gamma = \mathbf{0.033 \pm 0.004 \text{ meV}}$. Die Rechnungen wurden auch für den Primärübergang $R \rightarrow 1.809(2^+)$ durchgeführt. Das Verzweungsverhältnis für diesen Zerfall beträgt $(45 \pm 17)\%$. Für die Resonanzstärke ergibt sich ein Wert von $\omega\gamma_\gamma = 0.027 \pm 0.006 \text{ meV}$. In Tab. 6.2 sind die aus den Rechnungen erhaltenen Resonanzparameter sowie der Vergleich mit den Literaturdaten dargestellt.

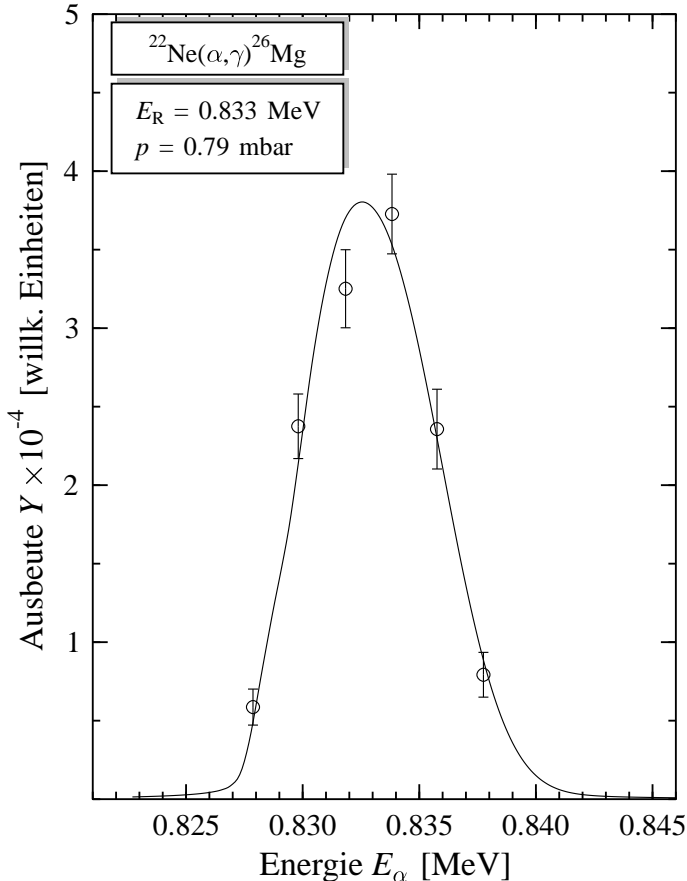


Abb. 6.7: Experimentelle und berechnete Yieldkurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ für den Übergang $1.809(2^+) \rightarrow 0(0^+)$. Die Rechnung wurde mit einer Breite von $\Gamma = 0.3 \text{ keV}$ durchgeführt.

Tab. 6.2: Resonanzparameter der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ für die Resonanz $E_R = 0.832\text{ MeV}$ und der Vergleich mit den Literaturdaten. Die Resonanzenergie E_α und die Resonanzbreite Γ sind im Laborsystem angegeben, die Resonanzstärke ist im Schwerpunktsystem angegeben.

$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$				
Experiment	E_α [keV]	Γ [keV]	$\omega\gamma_{n_0}$ [μeV]	Rel. Fehler
Harms <i>et al.</i> [Har91]	830 ± 3	< 3	83 ± 24	29 %
Giesen <i>et al.</i> [Gie93]	828 ± 3	< 3	234 ± 77	33 %
Drotleff <i>et al.</i> [Dro93]	831 ± 3	< 3	180 ± 30	17 %
Diese Arbeit [Jae01]	832 ± 2	0.3	118 ± 11	9 %

$^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$				
Experiment	E_α [keV]	Γ [keV]	$\omega\gamma_\gamma$ [μeV]	Rel. Fehler
Wolke <i>et al.</i> [Wol89]	827 ± 3	< 3	36-4	11 %
Diese Arbeit	833 ± 3	0.3	32.8 ± 4.0	11 %

Der Energiebereich $E_\alpha \leq 0.83\text{ MeV}$

Im Energiebereich $0.57 \leq E_\alpha \leq 0.83$ sind mehrere Zustände aus den Untersuchungen der Reaktionen $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{25}\text{Mg}(n, \gamma)^{26}\text{Mg}$ [Ber69, Wei76] bekannt. Beim α -Einfang an ^{22}Ne besitzen Projektil und Target den Spin 0, für den Spin des Resonanzzustands gilt somit $J = L$. Es können daher nur Zustände mit natürlicher Parität $\pi = (-1)^L$ zu Resonanzen in den Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ führen. Ein Indiz für eine mögliche Resonanz bei $E_\alpha \approx 0.635\text{ MeV}$ in der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ergibt sich aus der Beobachtung einer sehr ausgeprägten Resonanz in der Reaktion $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ bei einer Neutronenenergie von 54.3 keV [Ber69]. Der Vergleich des (γ, n) -Wirkungsquerschnitts unter 90° und 135° favorisiert für den Spin dieses Zustands bei $E_x = 11.153\text{ MeV}$ ein Wert von 1^- . In der Arbeit von Harms *et al.* [Har91] wurde erstmals eine Resonanz bei $E_\alpha \approx 0.635\text{ MeV}$ beobachtet, allerdings beruht diese Resonanz auf lediglich einem Meßpunkt mit unzureichender Statistik. Auch in der Arbeit von Drotleff *et al.* [Dro91] wurde diese Resonanz zunächst beobachtet, konnte jedoch nach weiteren intensiven Untersuchungen [Dro93] eindeutig der Untergrundreaktion $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$ zugeordnet werden. Das $^{22}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{26}\text{Mg}$ -Transferexperiment von Giesen *et al.* [Gie93] läßt dagegen weiterhin eine Resonanz bei $E_\alpha = 0.635\text{ MeV}$ möglich erscheinen.

Alle im Energiebereich $E_\alpha < 0.83\text{ MeV}$ bekannten Zustände wurden in dieser Arbeit sehr sorgfältig und intensiv auf resonantes Verhalten untersucht. Besondere Aufmerksamkeit galt dabei dem umstrittenen Energiebereich um $E_\alpha \approx 0.635\text{ MeV}$. Bei allen Meßpunkten lag die Zählrate im Bereich der Nullrate, so daß nur obere Grenzen für die Ausbeute bestimmt werden konnten. Das Verhältnis der Zählraten

von innerem und äußerem Detektorring (siehe Abb. 4.3) zeigte ebenfalls keine Anzeichen für eine Resonanz. Im Fall einer Resonanz sollte dieses Verhältnis den für die entsprechende Neutronenenergie charakteristischen Wert annehmen. Im Energiebereich $E_\alpha < 0.83 \text{ MeV}$ liegt das gemessene Verhältnis für alle Meßpunkte im Bereich des Nullraten-Verhältnisses. Zur Bestimmung der maximal möglichen Resonanzstärke wurden die aus der Reaktion $^{25}\text{Mg}(n, \gamma)^{26}\text{Mg}$ [Wei76] bekannten Breiten benutzt, bei unbekannter Breite wurde mit einem Wert von 10 eV gerechnet. Im Vergleich zu der Arbeit von Drotleff *et al.* [Dro93] konnte die oberen Grenzen in dieser Arbeit um mehr als eine Größenordnung reduziert werden. Für die mögliche Resonanz bei $E_\alpha = 0.635 \text{ MeV}$ ergab sich für die Resonanzstärke eine obere Grenze von $\omega\gamma_{n_0} < 60 \text{ neV}$. Die zugehörige Simulationsrechnung und der Vergleich mit früheren Arbeiten in diesem Energiebereich ist in Abb. 6.8 dargestellt.

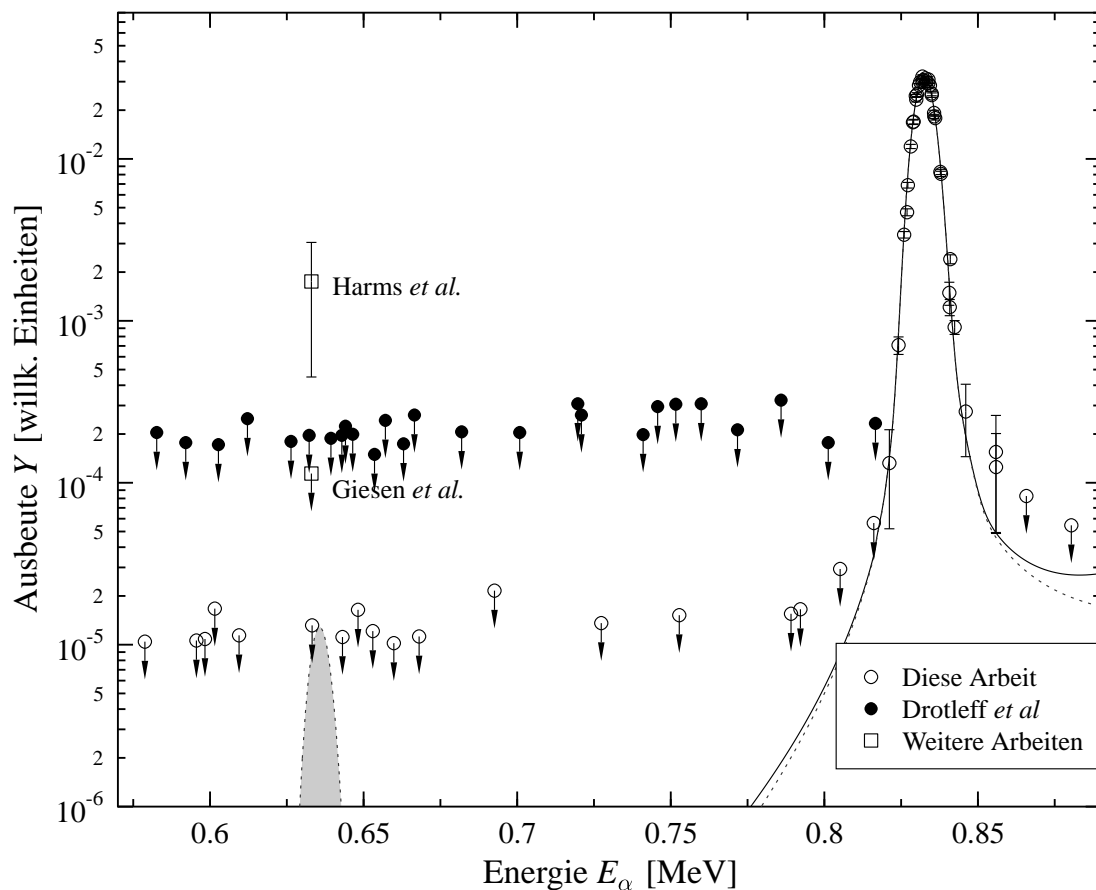


Abb. 6.8: Yieldkurve der Resonanz $E_R = 0.832 \text{ MeV}$ und obere Grenzen im Energiebereich $E_\alpha < 0.83 \text{ MeV}$. Im Vergleich zu den Daten von Drotleff *et al.* [Dro93] konnte die Nachweisgrenze um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden. Im Bereich der umstrittenen Resonanz liegt die obere Grenze ebenfalls deutlich unter der oberen Grenze von Giesen *et al.* [Gie93].

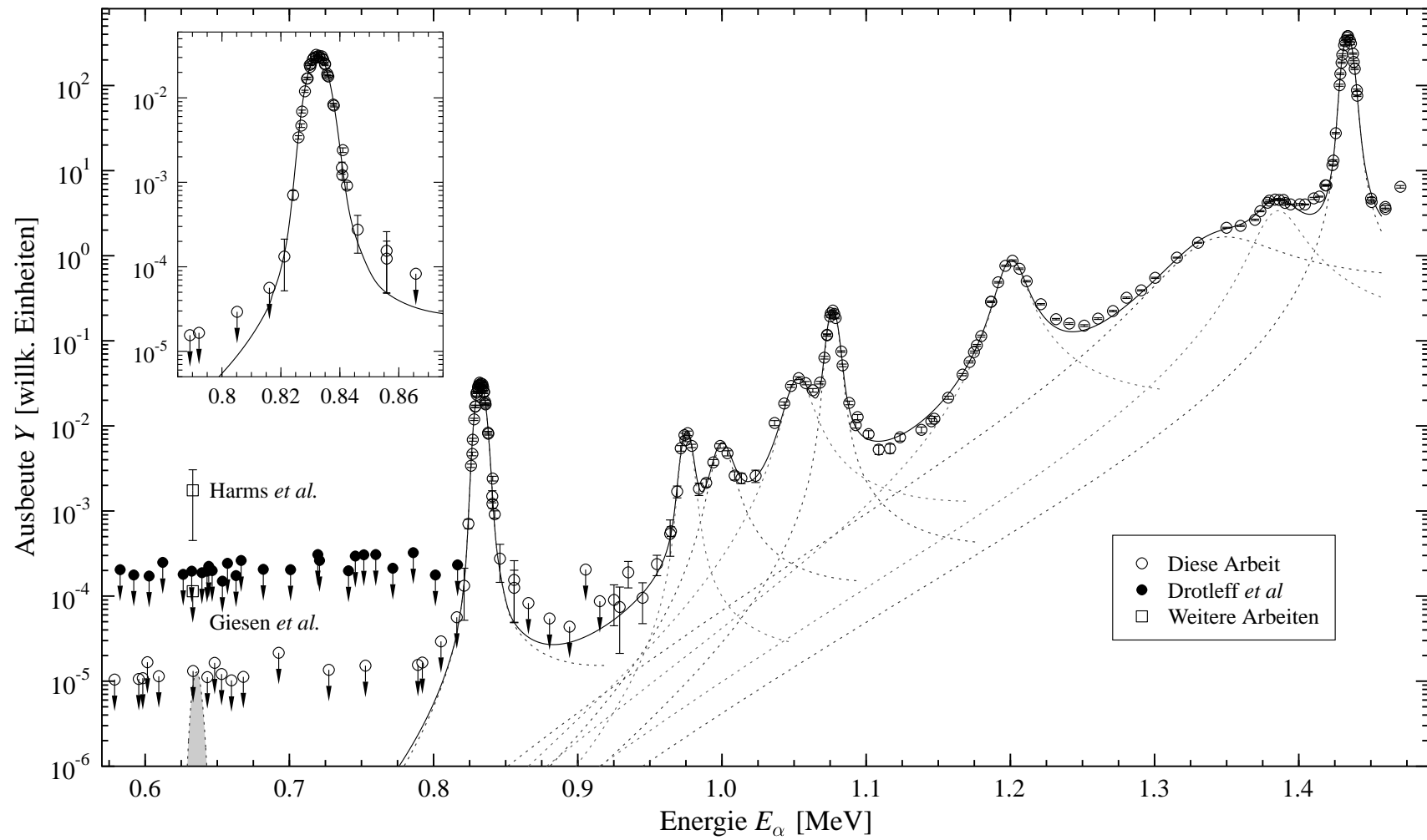


Abb. 6.9: Ausbeutekurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im gesamten untersuchten Energiebereich. Die Summe ist als durchgezogene Linie, die Anteile der Resonanzen als gestrichelte Linien dargestellt.

6.2 Zusammenfassung der Resonanzparameter

In Abb. 6.9 ist die Yieldkurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ von der Neutronenschwelle bei $E_\alpha = 0.57\text{ MeV}$ bis 1.47 MeV dargestellt. Durch die Verwendung des neu entwickelten Neutronendetektors konnte der Verlauf der Reaktionsausbeute in diesem Energiebereich sehr präzise und sorgfältig untersucht werden. Der wesent-

Tab. 6.3: Aus den Simulationsrechnungen ermittelte Resonanzparameter. E_α ist die Resonanzenergie im Laborsystem, die Resonanzbreiten und -stärken beziehen sich auf das Schwerpunktsystem.

E_α [MeV]	J^π	Γ [keV]	$\omega\gamma_{n_0}$ [meV]	$\omega\gamma_{n_1}$ [meV]	$\omega\gamma_\gamma$ [meV]
0.587 ^{a)}	2 ⁺	1.80 ± 0.18	< 5.8 · 10 ⁻⁵		
0.636 ^{a)}	1 ^{-d)}	0.025 ± 0.002	< 5.9 · 10 ⁻⁵		
0.648 ^{a)}	2 ⁺ (3 ⁺)	7.6 ± 1.1	< 1.9 · 10 ⁻⁴		
0.655 ^{a)}		1.91 ± 0.14	< 7.5 · 10 ⁻⁵		
0.657 ^{a)}		0.020 ± 0.003	< 6.0 · 10 ⁻⁵		
0.671 ^{a)}			< 7.7 · 10 ⁻⁵		
0.678 ^{a)}			< 9.4 · 10 ⁻⁵		
0.685 ^{a)}	2 ⁺	10 ± 2	< 9.0 · 10 ⁻⁵		
0.743 ^{a)}			< 1.2 · 10 ⁻⁴		
0.779 ^{a)}			< 1.1 · 10 ⁻⁴		
0.785 ^{a)}			< 1.3 · 10 ⁻⁴		
0.794 ^{a)}			< 7.7 · 10 ⁻⁵		
0.797 ^{a)}			< 7.7 · 10 ⁻⁵		
0.803 ^{a)}		2.6 ± 0.2	< 1.0 · 10 ⁻⁴		
0.832 ± 0.002	2 ^{+b)}	0.25 ± 0.17	0.118 ± 0.011		0.033 ± 0.004
0.843 ^{a)}			< 5.0 · 10 ⁻⁴		
0.861 ^{a)}			< 2.0 · 10 ⁻⁴		
0.976 ± 0.002		2.1 ± 0.9	0.034 ± 0.005		
1.000 ± 0.002		9.3 ± 2.5	0.048 ± 0.010		
1.053 ± 0.002		12.7 ± 2.5	0.35 ± 0.06		
1.077 ± 0.002		1.8 ± 0.9	0.83 ± 0.08		
1.200 ± 0.002		13.5 ± 1.7	8.5 ± 1.1		
1.340 ± 0.010		63.5 ± 8.5	60 ± 9		
1.385 ± 0.004		24.5 ± 3.5	50 ± 7		
1.398 ± 0.004					0.024 ± 0.007
1.434 ± 0.002	2 ^{+c)}	1.1 ± 0.3	1067 ± 42	25.8 ± 2.1	1.79 ± 0.17

^{a)} Anregungsenergie, Spin und Gesamtbreite nach Endt [End98]

^{b)} nach Giesen *et al.* [Gie93]

^{c)} nach Harms *et al.* [Har91]

^{d)} nach Berman *et al.* [Ber69]

lich kürzere Detektor erlaubte erstmals die energetische Trennung der Resonanzen bei $E_\alpha = 1.077$ und 1.053 MeV, sowie bei $E_\alpha = 1.000$ und 0.976 MeV. Mit den in Kap. 5 beschriebenen Simulationsverfahren konnte für alle Resonanzen sowohl die Resonanzstärke als auch die Resonanzbreite neu und genauer bestimmt werden. Die Übereinstimmung zwischen den Rechnungen und den experimentellen Daten ist im gesamten Energiebereich sehr gut. In Tab. 6.3 sind die aus den Rechnungen erhaltenen Resonanzparameter zusammengefaßt. Die im Energiebereich $E_\alpha < 0.83$ MeV bestimmten Obergrenzen für die Ausbeute entsprechen einer Nachweisgrenze von ca. 10 pb.

Die totale Breite einer Resonanz setzt sich aus der Summe der jeweiligen Partialbreiten zusammen. Im Fall des α -Einfangs an ^{22}Ne sind dies die Breite Γ_α im Eingangskanal und die Zerfallsbreiten Γ_{n_0} , Γ_{n_1} und Γ_γ :

$$\Gamma = \Gamma_\alpha + \Gamma_{n_0} + \Gamma_{n_1} + \Gamma_\gamma. \quad (6.1)$$

Aus dem Verhältnis der beobachteten Resonanzstärken ergibt sich für alle Resonanzen: $\Gamma_{n_0} > \Gamma_{n_1} > \Gamma_\gamma$. Desweiteren läßt sich aus der Kenntnis der Resonanzbreite Γ und Stärke $\omega\gamma$ nach Gl. 5.23 die Partialbreite Γ_α im Eingangskanals bestimmen:

$$\Gamma_\alpha = \frac{\Gamma}{2} - \sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - \Gamma \frac{\omega\gamma_{n_0} + \omega\gamma_{n_1} + \omega\gamma_\gamma}{2J+1}} \quad (6.2)$$

Bei unbekanntem Spin wurde die Partialbreite mit $J = 1$ berechnet. Mit der α -Breite Γ_α und der Resonanzstärke $\omega\gamma$ lassen sich ebenfalls die Zerfallsbreiten Γ_{n_0} , Γ_{n_1} und Γ_γ bestimmen:

$$\Gamma_j = \frac{\Gamma}{\Gamma_\alpha} \frac{\omega\gamma_j}{2J+1} \quad \text{mit} \quad j = n_0, n_1, \gamma. \quad (6.3)$$

Für die "Single-Particle (s.p.)" Breite gilt nach Gl. 5.11:

$$\Gamma_\alpha^{\text{s.p.}}(E) = \frac{3\hbar^2 k}{\mu R_N} \frac{1}{F_l^2(E, R_N) + G_l^2(E, R_N)}. \quad (6.4)$$

Für den Kernradius R_N wurde ein Wert von $R_N = 5.7$ fm angenommen. Aus dem Vergleich der experimentell bestimmten α -Breite und der im Wigner-Limit berechneten Breite läßt sich die reduzierte Breite Θ_α^2 bestimmen:

$$\Gamma_\alpha(E) = \Theta_\alpha^2 \Gamma_\alpha^{\text{s.p.}}(E_R). \quad (6.5)$$

Die reduzierte Breite beschreibt die Wahrscheinlichkeit den Resonanzzustand mit der Konfiguration $^{22}\text{Ne} \otimes \alpha$ vorzufinden. In Tab. 6.4 sind die Größen Γ_α , $\Gamma_\alpha^{\text{s.p.}}(E_R)$ und die reduzierte Breite Θ_α^2 in der 5. – 7. Spalte dargestellt. Für alle Resonanzen ergeben sich sehr kleine Werte für die reduzierte Breite, mit Ausnahme der Zustände bei $E_x = 11.824$ MeV mit $\Theta_\alpha^2 = 0.18$ und bei $E_x = 11.319$ MeV mit $\Theta_\alpha^2 = 0.55$.

Tab. 6.4: Partialbreiten der untersuchten Resonanzen. Bei unbekanntem Spin wurden die α -Breite Γ_α und die Single-Particle-Breite $\Gamma_\alpha^{\text{s.p.}}$ mit $J^\pi = 1^-$ berechnet.

E_α [MeV]	E_x [MeV]	J^π	Γ [keV]	Γ_α [eV]	$\Gamma_\alpha^{\text{s.p.}}$ [eV]	Θ_α^2	Γ_{n_0} [keV]	Γ_{n_1} [keV]	Γ_γ [eV]
0.587	11.112	2 ⁺	1.8	$< 1.2 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-8}$	< 0.74			
0.636	11.153	1 ⁻	0.025	$< 1.6 \cdot 10^{-8}$	$4.5 \cdot 10^{-7}$	< 0.04			
0.648	11.163	2 ⁺	7.6	$< 2.4 \cdot 10^{-8}$	$1.8 \cdot 10^{-7}$	< 0.13			
0.655	11.169		1.91	$< 2.3 \cdot 10^{-8}$	$9.1 \cdot 10^{-7}$	< 0.03			
0.657	11.171		0.02	$< 1.8 \cdot 10^{-8}$	$9.8 \cdot 10^{-7}$	< 0.02			
0.671	11.183			$< 1.8 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	< 0.01			
0.678	11.188			$< 1.8 \cdot 10^{-8}$	$2.1 \cdot 10^{-6}$	$< 8.6 \cdot 10^{-3}$			
0.685	11.195	2 ⁺	10.0	$< 3.3 \cdot 10^{-8}$	$7.0 \cdot 10^{-7}$	< 0.05			
0.743	11.243			$< 2.1 \cdot 10^{-8}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$< 1.2 \cdot 10^{-3}$			
0.779	11.274			$< 2.0 \cdot 10^{-8}$	$4.9 \cdot 10^{-5}$	$< 4.1 \cdot 10^{-4}$			
0.785	11.280			$< 2.0 \cdot 10^{-8}$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$< 3.5 \cdot 10^{-4}$			
0.794	11.287			$< 2.0 \cdot 10^{-8}$	$7.5 \cdot 10^{-5}$	$< 2.7 \cdot 10^{-4}$			
0.797	11.289			$< 2.0 \cdot 10^{-8}$	$8.1 \cdot 10^{-5}$	$< 2.5 \cdot 10^{-4}$			
0.803	11.295		2.6	$< 4.1 \cdot 10^{-8}$	$9.5 \cdot 10^{-5}$	$< 4.3 \cdot 10^{-4}$			
0.832	11.319	2 ⁺	0.25	$3.3 \cdot 10^{-5}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$	0.55	0.20		0.05
0.843	11.328			$< 3.4 \cdot 10^{-8}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$< 1.3 \cdot 10^{-4}$			
0.861	11.344			$< 5.0 \cdot 10^{-8}$	$4.2 \cdot 10^{-4}$	$< 1.2 \cdot 10^{-4}$			
0.976	11.441		2.1	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$5.2 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	2.1		
1.000	11.461		9.3	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$8.3 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	9.3		
1.053	11.506		12.7	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	12.7		
1.077	11.526		1.8	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$8.0 \cdot 10^{-3}$	1.78		
1.200	11.630		13.5	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-1}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	13.5		
1.340	11.749		63.5	$2.0 \cdot 10^{-2}$	1.5	0.014	63.5		
1.385	11.787		24.5	$1.7 \cdot 10^{-2}$	2.5	$6.7 \cdot 10^{-3}$	24.5		
1.434	11.828	2 ⁺	1.1	$2.2 \cdot 10^{-1}$	1.3	0.18	1.08	0.02	0.002

6.3 Vergleich mit den Literaturdaten

Der astrophysikalisch interessante Energiebereich von der Neutronenschwelle bis $E_\alpha = 1.2 \text{ MeV}$ wurde schon in mehreren Arbeiten untersucht. Ein Vergleich der in diesem Experiment bestimmten Resonanzparameter der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ mit den bestehenden Literaturdaten ist in den Tabellen 6.5 - 6.7 dargestellt. Im Folgenden werden die verschiedenen Messungen kurz vorgestellt und mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen.

Das erste Experiment in diesem Energiebereich wurde von Harms *et al.* [Har91] mit dem fensterlosen Gastargetsystem RHINOCEROS in Stuttgart durchgeführt. Der Nachweis der Neutronen erfolgte mit fünf ^3He -Zählrohren, die sich in einem Paraffinquader senkrecht zur Strahlachse befanden. Die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit von 2 % und die sehr hohe Nullrate von 3 Neutronen/s stellten dabei das Hauptproblem dar. Im Bereich der 0.83 MeV Resonanz beträgt der Untergrundanteil 75 %. Die daraus resultierende schlechte Statistik der Datenpunkte ist in der Struktur der Yieldkurve in Abb. 6.10 deutlich zu erkennen. Der Meßpunkt bei 0.64 MeV wurde als Resonanz der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ interpretiert, allerdings sind die Zählrate und die Untergrundrate dieses Meßpunkts nahezu identisch. Bei der angegebenen Ausbeute handelt es sich somit um ein reines Zufallsprodukt. Die Kompilation von Endt *et al.* [End98] beruht auf den Daten von Harms *et al.* und ist in Tab. 6.5 in der 10. und 11. Spalte aufgelistet. Für alle Resonanzen mit $E_\alpha < 1.5$ MeV konnten nur obere Grenzen für die Breiten ($\Gamma < 3$ keV) bestimmt werden. Deutliche Unterschiede ergeben sich auch bei den ermittelten Resonanzstärken.

Bei dem Experiment von Drotleff *et al.* [Dro93] handelt es sich ebenfalls um eine Gastargetmessung mit dem Stuttgarter fensterlosen Gastargetsystem RHINOCEROS. Der Neutronendetektor mit einer absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit von 37 % und einer Nullrate von 0.08 Neutronen/s ermöglichte eine wesentlich empfindlichere Untersuchung des Energiebereichs oberhalb der Neutronenschwelle. Zunächst wurde ebenfalls eine Resonanz im Bereich von $E_\alpha \approx 0.63$ MeV beobachtet [Dro91]. Nach weiteren intensiven Untersuchungen konnte diese Resonanz jedoch eindeutig der Untergrundreaktion $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$ zugeordnet werden [Dro93]. Ein Vergleich der in

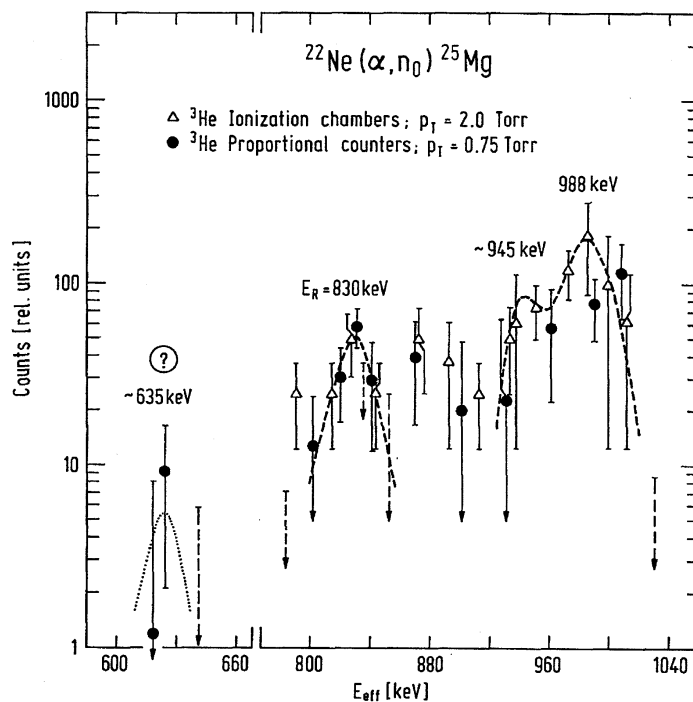


Abb. 6.10: Anregungskurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ entnommen aus [Har91]. Die Datenpunkte besitzen meist keine ausreichende Statistik, was sich auch in der Struktur der Yieldkurve zeigt. Die Resonanz bei 0.64 MeV beruht lediglich auf einem einzigen Meßpunkt.

dieser Arbeit bestimmten Yieldkurve mit den Daten von Drotleff *et al.* [Dro93] ist in Abb. 4.14 dargestellt. Die Übereinstimmung der Daten ist gut, Unterschiede zeigen sich hauptsächlich im Bereich der Resonanzen bei 1.077 und 1.053 MeV, sowie bei 1.000 und 0.976 MeV. Im Energiebereich $E_\alpha < 0.83$ MeV konnte die Nachweisgrenze um einen Faktor 20 gesteigert werden. In Tab. 6.5 sind die Resonanzbreiten und Stärken in der 5. und 6. Spalte dargestellt.

In der Arbeit von Giesen *et al.* [Gie93] wurde der Energiebereich oberhalb der Neutronenschwelle über die Transferreaktion $^{22}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{26}\text{Mg}$ nach α -artigen Zuständen mit natürlicher Parität untersucht. Aus dem Vergleich des Wirkungsquerschnitts mit DWBA-Analysen wurden spektroskopische Faktoren für die beobachteten Zustände bestimmt. Im Energiebereich von der Neutronenschwelle bis $E_\alpha = 0.8$ MeV wurden keine Anzeichen für α -artige Zustände in ^{26}Mg gefunden werden. Die Existenz einer möglichen Resonanz bei $E_\alpha = 0.64$ MeV konnte weder bestätigt, noch gänzlich ausgeschlossen werden. Für die Bestimmung der Stärke der 0.83 MeV Resonanz wurden Festkörpertargets verwendet, die ^{22}Ne -Targetatome wurden hierzu in ein Ta-Backing implantiert. Probleme bereiteten hierbei der hohe strahlinduzierte und natürliche Neutronenuntergrund von 11 Neutronen/Minute. Die Ausbeute im Maximum der Resonanz liegt dadurch nur 30% über dem Untergrundsignal (siehe Abb. 6.11). Die Obergrenze der Zustands bei $E_\alpha = 0.64$ MeV wurde mit Hilfe der spektroskopischen Faktoren relativ zu der 0.83 MeV Resonanz bestimmt.

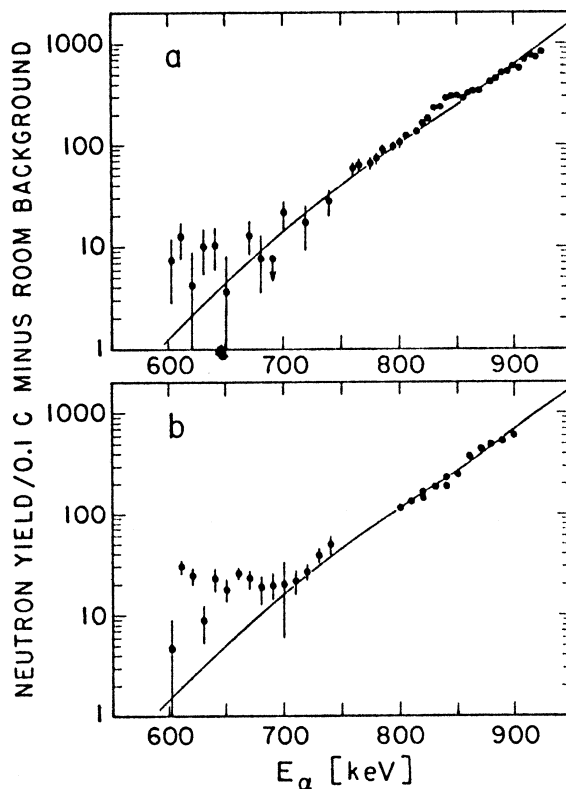


Abb. 6.11: Die Yieldkurve der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ stammt aus der Arbeit von [Gie93]. Die Verwendung sog. "Drive-In"-Targets verursacht einen sehr großen strahlinduzierten Untergrund. Das Signal der Resonanz bei 0.83 MeV (oben) liegt lediglich 30% über dem Untergrundsignal (unten).

Tab. 6.5: Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und Vergleich mit den Literaturdaten. Die Resonanzbreiten und Stärken sind im Schwerpunktsystem angegeben.

E_α [MeV]	$E_{\text{c.m.}}$ [MeV]	E_x [MeV]	Diese Arbeit [Jae01]		Drotleff <i>et al.</i> [Dro93]		Giesen <i>et al.</i> [Gie93]		Endt <i>et al.</i> [End98] ^{a)}	
			Γ [keV]	$\omega\gamma_{n_0}$ [meV]	Γ [keV]	$\omega\gamma_{n_0}$ [meV]	Γ [keV]	$\omega\gamma_{n_0}$ [meV]	Γ [keV]	$\omega\gamma_{n_0}$ [meV]
0.636	0.538	11.153		< 60 neV				< $7.4 \cdot 10^{-4}$		
0.832	0.704	11.319	0.25 ± 0.17	0.118 ± 0.011	< 3	0.180 ± 0.030		0.234 ± 0.077	< 3	0.083 ± 0.024
0.976	0.826	11.441	2.1 ± 0.9	0.034 ± 0.005						
0.987	0.835	11.450			30 ± 15	0.16 ± 0.10			< 3	0.25 ± 0.07
1.000	0.846	11.461	9.3 ± 2.5	0.048 ± 0.010						
1.053	0.891	11.506	12.7 ± 2.5	0.35 ± 0.06						
1.066	0.902	11.517							< 3	1.6 ± 0.4
1.077	0.911	11.526	1.8 ± 0.9	0.83 ± 0.08	9 ± 5	1.9 ± 0.5				
1.178	0.997	11.612							< 3	4.9 ± 1.2
1.200	1.015	11.630	13.5 ± 1.7	8.5 ± 1.1	19 ± 3	10.6 ± 1.5				
1.219	1.031	11.646							< 3	4.8 ± 1.2
1.340	1.134	11.749	63.5 ± 8.5	60 ± 9	65 ± 20	55 ± 20				
1.385	1.172	11.787	24.5 ± 3.5	50 ± 7	25 ± 10	23 ± 15				
1.395	1.180	11.795							< 3	15 ± 4
1.434	1.213	11.828	1.1 ± 0.3	1067 ± 42	< 3	1105 ± 120			< 3	590 ± 90

^{a)} Die Daten wurden der Arbeit von Harms *et al.* [Har91] entnommen.

Tab. 6.6: Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$, sowie der Vergleich mit den Literaturdaten. Die Resonanzbreiten und Stärken sind im Schwerpunktsystem angegeben.

			Diese Arbeit		Harms <i>et al.</i> [Har91]		Wolke <i>et al.</i> [Wol89]	
E_α	$E_{c.m.}$	E_x	Γ	$\omega\gamma_{n_1}$	Γ	$\omega\gamma_{n_1}$	Γ	$\omega\gamma_{n_1}$
[MeV]	[MeV]	[MeV]	[keV]	[meV]	[keV]	[meV]	[keV]	[meV]
1.402	1.186	11.801					< 3	0.44 ± 0.12
1.434	1.213	11.828	1.1	25.8 ± 2.1	< 3	20 ± 3	< 3	16 ± 2

Tab. 6.7: Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ und der Vergleich mit den Literaturdaten. Die Resonanzbreiten und Stärken sind im Schwerpunktsystem angegeben.

			Diese Arbeit		Endt <i>et al.</i> [End98] ^{a)}	
E_α	$E_{c.m.}$	E_x	Γ	$\omega\gamma_\gamma$	Γ	$\omega\gamma_\gamma$
[MeV]	[MeV]	[MeV]	[keV]	[meV]	[keV]	[meV]
0.832	0.704	11.319	0.25	0.033 ± 0.004	< 4	0.036 ± 0.004
1.398	1.183	11.798	2.1	0.024 ± 0.007		
1.402	1.186	11.801			< 3	< 0.1
1.434	1.213	11.828	1.1	1.79 ± 0.17	< 3	2.5 ± 0.3

^{a)} Die Daten wurden der Arbeit von Wolke *et al.* [Wol89] entnommen.

6.4 S–Faktor

Bei Kernreaktionen zwischen geladenen Teilchen wird der Wirkungsquerschnitt bei kleinen Energien stark von der Coulomb–Penetrabilität beeinflusst. Beim α –Einfang an ^{22}Ne beträgt die Höhe die Potential–Barriere für s –Wellen $E_C = 3.4 \text{ MeV}$ (siehe Abb. 5.3). Die beim s –Prozeß relevanten Teilchenenergien liegen typischerweise im Bereich von $E = 0.5 - 1.2 \text{ MeV}$. Reaktionen zwischen diesen Kernen sind daher nur durch den quantenmechanischen Tunneleffekt möglich. Die Tunnelwahrscheinlichkeit und damit auch der Wirkungsquerschnitt werden bei niedrigen Projektilenergien sehr klein ($\sim \text{nb–pb}$) und deshalb experimentell meist nicht zugänglich. Für die Extrapolation in den astrophysikalisch interessanten Energiebereich ist der Wirkungsquerschnitt aufgrund der starken Energieabhängigkeit ungeeignet. Deshalb wird der astrophysikalische S–Faktor eingeführt:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad (6.6)$$

Der S–Faktor $S(E)$ beschreibt den rein nuklearen Anteil der Reaktion und ist aufgrund der geringeren Energieabhängigkeit wesentlich besser für die Extrapolation in den astrophysikalisch interessanten Energiebereich geeignet. Der Faktor

$$P(E) = \exp(-2\pi\eta) \quad (6.7)$$

beschreibt die Penetrabilität durch die Potential–Barriere für s –Wellen ($L = 0$), im Fall höherer Partialwellen muß zusätzlich zum Coulomb–Potential die Zentrifugalbarriere berücksichtigt werden. Die Größe $\eta = \frac{Z_p Z_t e^2}{\hbar v}$ wird als Sommerfeld–Parameter bezeichnet.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ und die Resonanzbreiten Γ wurden mit den Simulationsrechnungen bestimmt. Mit dem Resonanzquerschnitt kann der Wirkungsquerschnitt wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned} \sigma(E) &= \sigma(E_R) \frac{E_R}{E} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \\ \text{mit } \sigma(E_R) &= 4\pi\lambda^2 \frac{\omega\gamma}{\Gamma}. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Für die Energieabhängigkeit des S–Faktors ergibt sich mit Gl. 6.6 und 6.8:

$$\begin{aligned} S(E) &= E_R \sigma(E_R) \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \exp(2\pi\eta) \\ &= S(E_R) \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \exp\left(\frac{\eta}{\eta_R}\right), \end{aligned} \quad (6.9)$$

mit $S(E_R) = E_R \sigma(E_R) \exp(2\pi\eta_R)$. In Abb. 6.12 ist der S–Faktor der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $E_{c.m.}$ dargestellt. Die S–Faktor–Kurven der einzelnen Resonanzen sind als gestrichelte Linien dargestellt, die Summe ist als durchgezogene Linie gezeichnet.

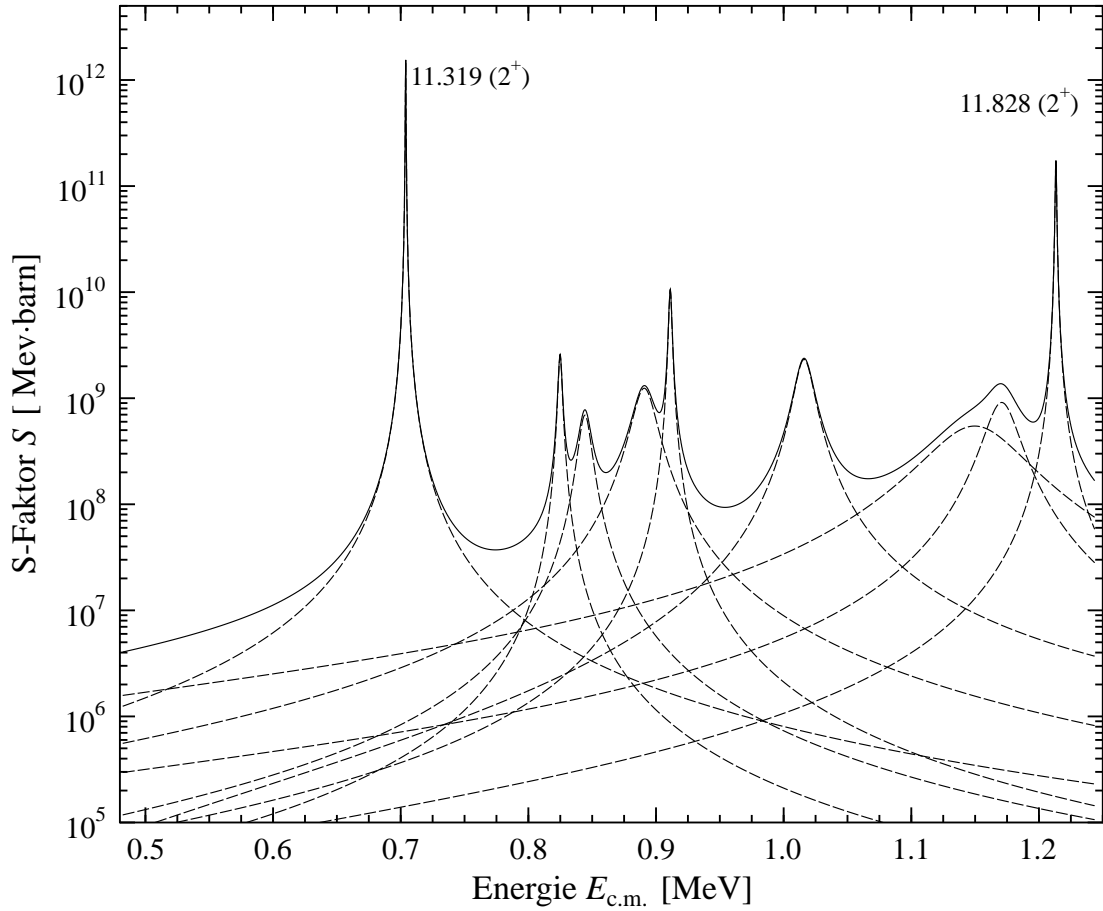


Abb. 6.12: S-Faktor der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im Bereich $E_{\text{c.m.}} = 0.48 - 12.5$ MeV. Die Summe ist als durchgezogene Linie, die einzelnen Anteile der Resonanzen als gestrichelte Linien dargestellt.

6.5 Reaktionsrate

Für Modellrechnungen zur Nukleosynthese in den verschiedenen Brennphasen ist die Kenntnis der astrophysikalischen Reaktionsrate von großer Bedeutung. Sie beschreibt die Anzahl der pro Zeit- und Volumeneinheit ablaufenden Reaktionen zwischen zwei Reaktionspartnern. Für die astrophysikalische Reaktionsrate gilt:

$$r_{\text{AB}} = n_{\text{A}}n_{\text{B}}\langle\sigma v\rangle(1 + \delta_{\text{AB}})^{-1} \quad (6.10)$$

$$\text{mit } \langle\sigma v\rangle = \int_0^{\infty} \phi(v)\sigma(v)v dv. \quad (6.11)$$

Es bedeuten n_{A} und n_{B} die Teilchendichten, v die Relativgeschwindigkeit zwischen den Teilchen A und B, $\sigma(v)$ der Wirkungsquerschnitt und $\phi(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen. Der Faktor $(1 + \delta_{\text{AB}})^{-1}$ berücksichtigt Reaktionen zwischen

identischen Reaktionspartnern. Die über die Geschwindigkeit gemittelte Größe $\langle\sigma v\rangle$ wird als Reaktionsrate pro Teilchenpaar bezeichnet.

Die Geschwindigkeitsverteilung bei der Temperatur T kann durch eine Maxwell–Boltzmann–Verteilung beschrieben werden:

$$\Phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv. \quad (6.12)$$

Für die mittlere Reaktionsrate pro Teilchenpaar aus Gl. 6.11 ergibt sich damit:

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE, \quad (6.13)$$

wobei μ die reduzierten Masse und E die Energie im Schwerpunktsystem ist.

Nichtresonanter Anteil und Resonanzausläufer

Mit der Definition des S–Faktors aus Gl. 6.6 ergibt sich für die Reaktionsrate in Gl. 6.13:

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right) dE, \quad (6.14)$$

mit der Gamow–Energie $E_G = 2\mu(\pi Z_p Z_t e^2/\hbar)^2$. Der Verlauf der Reaktionsrate bei einer bestimmten Temperatur T wird durch die beiden gegenläufigen Exponentialfunktionen im Integranden bestimmt. In Fig. 6.13 sind diese Exponentialfunktionen für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ dargestellt. Das Produkt aus Maxwell–Boltzmann–Verteilung und Coulomb–Penetrabilität ergibt ein Maximum bei der Energie E_0 :

$$E_0 = \left(\frac{k_B T}{2} \sqrt{E_G}\right)^{2/3} = 1.22 (Z_A^2 Z_B^2 \mu T^2)^{1/3} \text{ keV}. \quad (6.15)$$

Die Reaktion kann bei einer bestimmten Temperatur nur in einem sehr engen Energiebereich, dem Gamow–Fenster, stattfinden. Wird das Produkt aus Coulomb–Penetrabilität und Maxwell–Boltzmann–Verteilung, der sogenannte Gamow–Peak, durch eine Gauß–Kurve angenähert, so ergibt sich für die $1/e$ –Breite Δ :

$$\Delta = \sqrt{\frac{16}{3} E_0 k_B T}. \quad (6.16)$$

Bei einer Temperatur von $T_9 = 0.3$ liegt das Maximum des Gamow–Peaks für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ bei $E_0 = 0.60$ MeV mit $\Delta = 0.29$ MeV.

Im Fall nichtresonanter Reaktionen ist der S–Faktor im Bereich des Gamow–Fensters praktisch konstant, $S(E) = S(E_0)$. Wird der Gamow–Peak durch eine

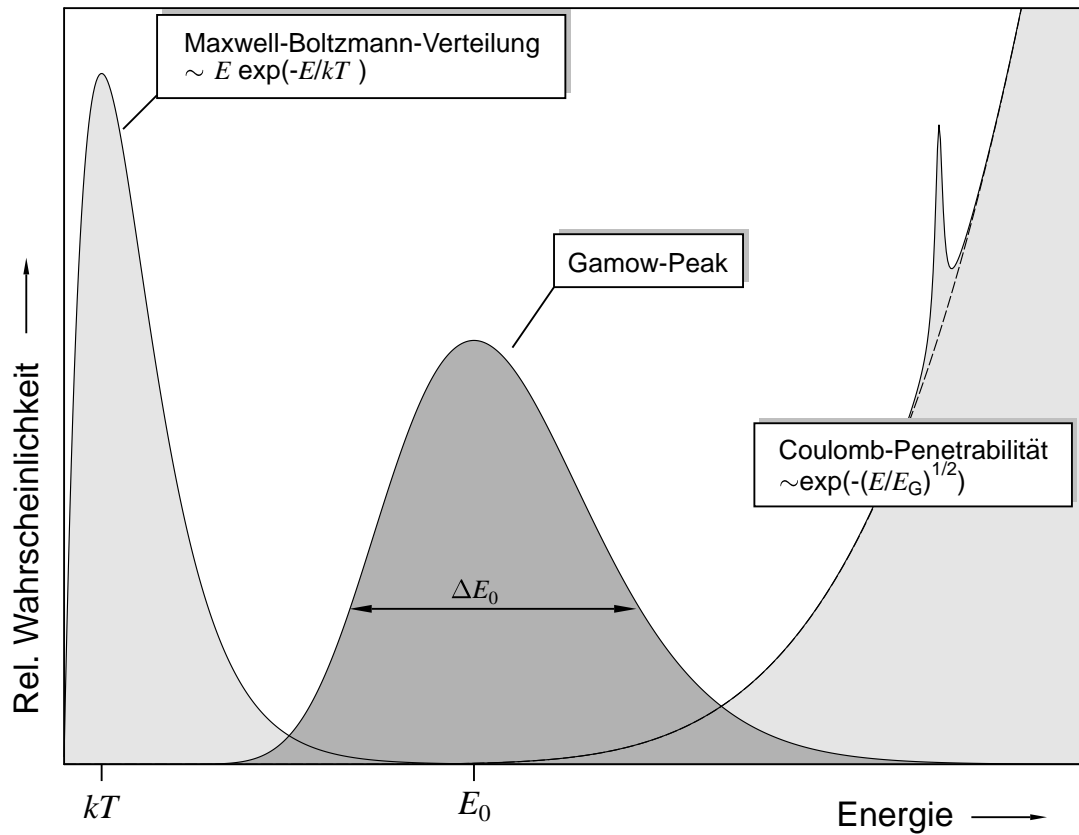


Abb. 6.13: Schematische Darstellung der Coulomb-Penetration und der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Das Produkt der beiden Verteilungen ergibt ein Maximum (Gamow-Peak) bei der Energie E_0 . Der Gamow-Peak ist hier stark überhöht dargestellt.

Gauß-Kurve approximiert, so kann das Integral in Gl. 6.14 näherungsweise durch das Produkt aus Breite und Maximum des Gamow-Peaks beschrieben werden und für die mittlere Reaktionsrate pro Teilchenpaar $\langle \sigma v \rangle_{\text{NR}}$ ergibt sich:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{NR}} = \left(\frac{2}{\mu} \right)^{1/2} \frac{\Delta}{(k_{\text{B}}T)^{3/2}} S(E_0) \left(1 + \frac{5k_{\text{B}}T}{36E_0} \right) \exp \left(-\frac{3E_0}{k_{\text{B}}T} \right). \quad (6.17)$$

Der Faktor $(1 + \frac{5k_{\text{B}}T}{36E_0})$ berücksichtigt dabei die Asymmetrie des Gamow-Peaks. Ausläufer breiter Resonanzen liefern in dem Energiefenster ebenfalls einen Beitrag zur Reaktionsrate und werden auch nach Gl. 6.17 behandelt.

Resonanter Anteil

Der Wirkungsquerschnitt einer isolierten Resonanz läßt sich durch eine Breit-Wigner-Kurve parametrisieren:

$$\sigma_{\text{BW}}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2S_{\text{p}}+1)(2S_{\text{t}}+1)} \frac{\Gamma_{\text{A}}\Gamma_{\text{B}}}{(E-E_{\text{R}})^2 + \Gamma^2/4}. \quad (6.18)$$

Ist die Breite Γ der Resonanz wesentlich kleiner als die Breite Δ des Gamow-Peaks, so ist die Energieabhängigkeit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung im Bereich der Resonanz vernachlässigbar und kann in Gl. 6.13 vor das Integral gezogen werden. Nach Integration über den Breit-Wigner-Wirkungsquerschnitt ergibt sich für die mittlere Reaktionsrate pro Teilchenpaar:

$$\langle\sigma v\rangle_{\text{Res}} = \left(\frac{2\pi}{\mu k_{\text{B}}T}\right)^{3/2} \hbar^2(\omega\gamma) \exp\left(-\frac{E_{\text{R}}}{k_{\text{B}}T}\right). \quad (6.19)$$

Im Fall mehrerer Resonanzen trägt jede Resonanz gemäß ihrer Resonanzstärke $(\omega\gamma)_i$ und einem Boltzmann-Faktor $\exp(-E_{\text{R}_i}/kT)$ zur gesamten Reaktionsrate bei:

$$\langle\sigma v\rangle_{\text{sum}} = \left(\frac{2\pi}{\mu k_{\text{B}}T}\right)^{3/2} \hbar^2 \sum_i (\omega\gamma)_i \exp\left(-\frac{E_{\text{R}_i}}{k_{\text{B}}T}\right). \quad (6.20)$$

Die Resonanzstärke einer isolierten Resonanz läßt sich für den Fall eines dicken Targets (siehe Gl. 4.35) direkt aus der Ausbeutekurve bestimmen.

6.5.1 Stellare Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \text{n})^{25}\text{Mg}$

Im Rahmen dieser Arbeit konnten für die im Energiebereich $E_{\alpha} = 0.57 - 1.5$ MeV untersuchten Resonanzen die Gesamt- und Partialbreiten bestimmt werden. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts ist somit für jede Resonanz bis zur Neutronenschwelle bekannt. Aus der Faltung des Wirkungsquerschnitts mit der stellaren Energieverteilung der Reaktionspartner kann der resonante Anteil der Reaktionsrate nach Gl. 6.13 berechnet werden. Die Integration wurde von der Neutronenschwelle bis ∞ mit dem Programm CALCRATE [Kun00] durchgeführt. Für die Berechnung der mittleren Reaktionsrate wurden alle beobachteten Resonanzen aus Tab. 6.4 berücksichtigt. Auf einen nichtresonanten Beitrag zur Beschreibung der Resonanzausläufer bis zur Neutronenschwelle wurde in dieser Arbeit verzichtet. Für den Energiebereich $E_{\alpha} = 1.47 - 5.0$ MeV wurden die Wirkungsquerschnittsdaten den Arbeiten von Drotleff *et al.* [Dro93] und Haas *et al.* [Haa73] entnommen. Im Energiebereich $E_{\alpha} > 5.0$ MeV wurde ein konstanter Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 0.1$ barn angenommen. In der NACRE-Kompilation [Ang99] wurde dagegen im Temperaturbereich $T_9 > 2$ eine auf Hauser-Feshbach-Rechnungen basierende Rate benutzt. In Abb. 6.14 ist der Beitrag einzelner Resonanzen zur Reaktionsrate dargestellt. Im Temperaturbereich $T_9 = 0.15 - 0.6$ wird die Reaktionsrate durch den Einfluß der tiefsten bekannten Resonanz bei $E_{\text{R}} = 0.832$ MeV dominiert. Bei niedrigeren Temperaturen $T_9 < 0.15$ gewinnen die Ausläufer der höher liegenden Resonanzen zunehmend an Einfluß.

Im Energiebereich $E_{\alpha} < 0.8$ MeV sind eine Reihe von Zuständen aus den Untersuchungen der Reaktionen $^{26}\text{Mg}(\gamma, \text{n})^{25}\text{Mg}$ [Ber69] und $^{25}\text{Mg}(\text{n}, \gamma)^{26}\text{Mg}$ [Wei76]

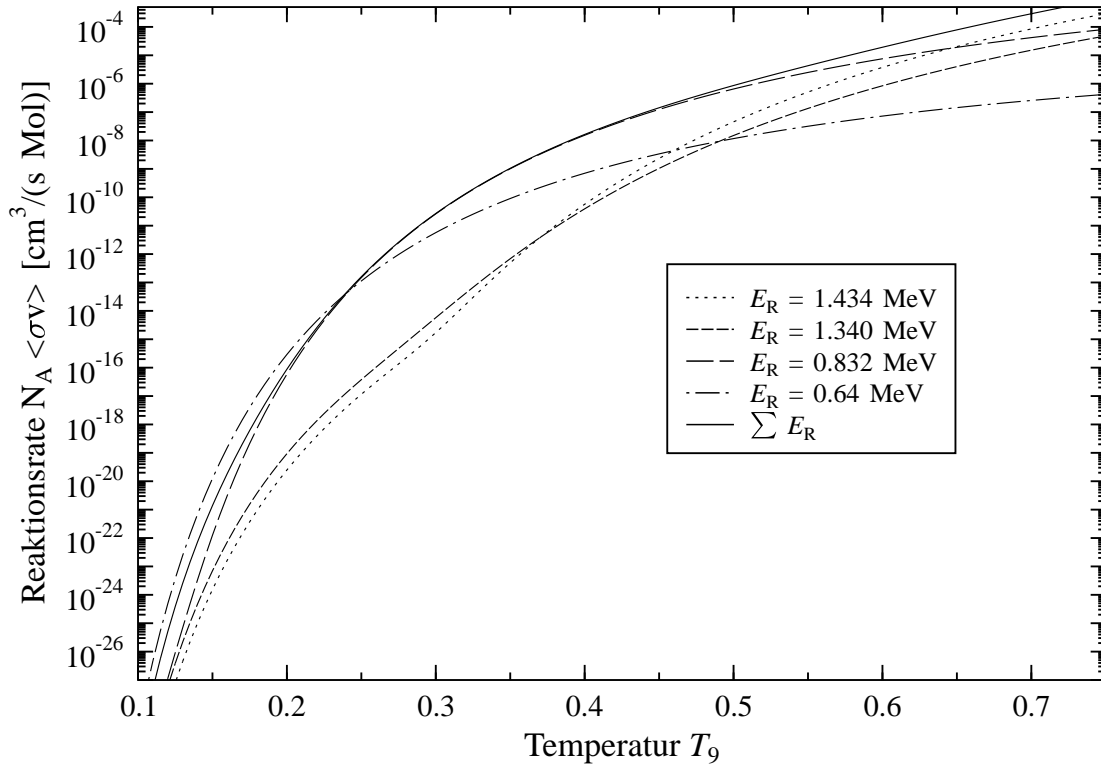


Abb. 6.14: Anteile der einzelnen Resonanzen zur $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktionsrate. Bei Temperaturen von $T_9 < 0.2$ würde der Anteil der möglichen 0.64 MeV Resonanz dominieren. Die mittlere Reaktionsrate wird durch die durchgezogene Linie beschrieben, sie ergibt sich aus der Summe aller Beiträge der in diesem Experiment beobachteten Resonanzen. Die mögliche Resonanz bei $E_R = 0.64$ MeV wurde bei der mittleren Rate mit 10 % ihrer maximalen Resonanzstärke berücksichtigt.

bekannt. Alle bekannten Zustände wurden in dieser Arbeit auf resonantes Verhalten untersucht, für die Reaktionsausbeute konnten jedoch nur obere Grenzen bestimmt werden. Die bisherigen Vermutungen einer möglichen Resonanz bei $E_\alpha = 0.635$ MeV basierten hauptsächlich auf der sehr ausgeprägten Resonanz in der Reaktion $^{26}\text{Mg}(\gamma, n)^{25}\text{Mg}$ mit $E_x = 11.153$ MeV. Dieser Zustand besitzt natürliche Parität ($J^\pi = 1^-$) und könnte damit bei einer ausreichenden α -Breite als Resonanz bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ in Frage kommen. In dieser Arbeit wurde für diesen Zustand eine obere Grenze der Resonanzstärke von $\omega\gamma \leq 60$ neV bestimmt. In Abb. 6.14 ist zu sehen, daß diese mögliche Resonanz die Reaktionsrate im Temperaturbereich $T_9 < 0.2$ drastisch erhöhen würde. In dem $^{22}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{26}\text{Mg}$ -Transferexperiment [Gie93] konnte die Existenz dieser Resonanz bei $E_\alpha = 0.64$ MeV weder bestätigt, noch gänzlich ausgeschlossen werden. Aus diesem Grund wurde bei der Berechnung der Reaktionsrate, wie in der Kompilation von Käppeler *et al.* [Käp94], diese Resonanz mit 10 % ihrer maximalen Resonanzstärke berücksichtigt, dies entspricht einem Wert von $\omega\gamma_{10\%} = 6$ neV.

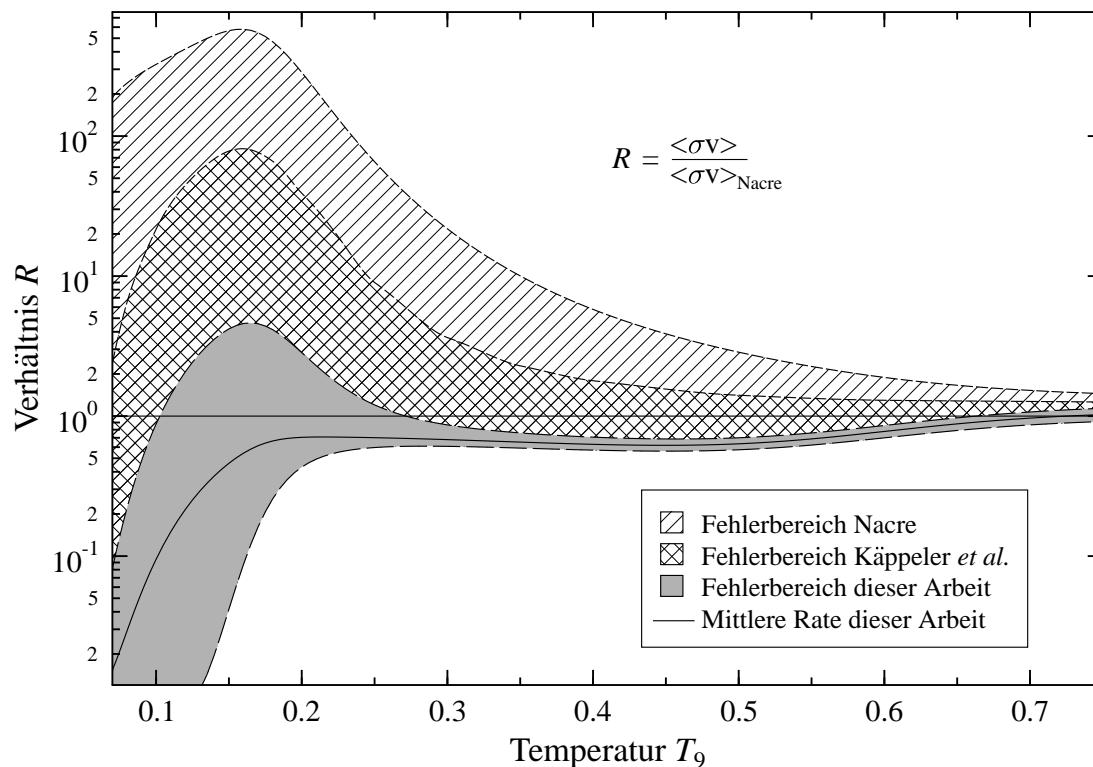


Abb. 6.15: Reaktionsrate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im Verhältnis zu der von NACRE [Ang99] abgeschätzten Rate. Der Fehlerbereich dieser Arbeit (grau eingefärbt) ist ca. 2 Größenordnungen kleiner als in der NACRE-Kompilation (schraffierter Bereich).

Bei der Bestimmung der oberen Fehlergrenze der Reaktionsrate wurde die maximal mögliche Stärke dieser Resonanz, sowie die Fehler der bekannten Resonanzen berücksichtigt. Für die untere Fehlergrenze wurde die Existenz dieser Resonanz ausgeschlossen, die minimale Rate ergibt sich damit allein aus den Fehlern der Resonanzparameter. Im Anhang E.1 ist die Reaktionsrate, sowie die untere und obere Fehlergrenze der Rate tabelliert.

Der Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate zu der in der NACRE-Kompilation [Ang99] abgeschätzten Rate ist in Abb. 6.15 dargestellt. Im Temperaturbereich $T_9 > 0.6$ zeigen die Daten eine gute Übereinstimmung. Die ca. 30% geringere Resonanzstärke der Resonanz bei $E_R = 0.832$ MeV führt im Temperaturbereich $T_9 = 0.3 - 0.6$ zu einer 30% geringeren Reaktionsrate. Für $T_9 = 0.2$ beträgt die Reaktionsrate $\langle\sigma v\rangle = (0.88^{+2.62}_{-0.29}) \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}\cdot\text{s}}$, der Fehlerbereich beträgt weniger als eine Größenordnung. Die Unsicherheit der Reaktionsrate (grauer Bereich) konnte aufgrund der gesteigerten Nachweisgrenze im Vergleich zu den bisherigen Kompilationen im gesamten Temperaturbereich drastisch reduziert werden. In der NACRE-Kompilation wurden alle im Energiebereich $E_\alpha < 0.83$ MeV bekannten Zustände mit der maximal möglichen Resonanzstärke bei der Bestimmung der

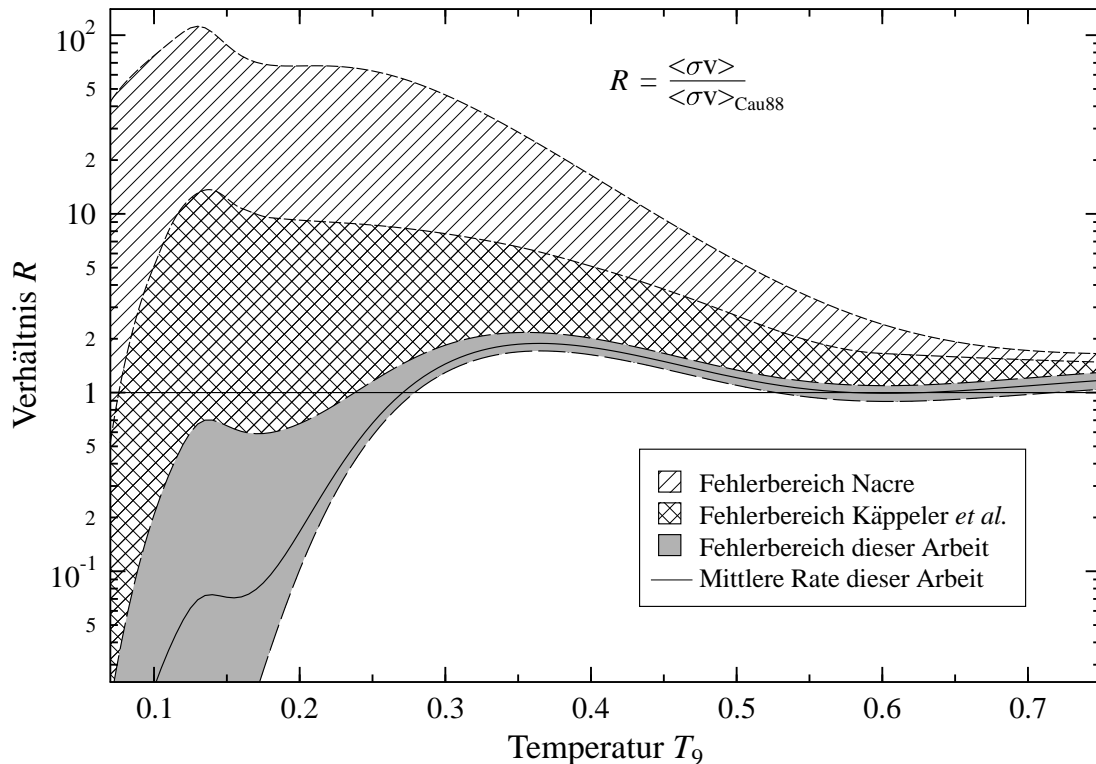


Abb. 6.16: Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im Verhältnis zu der von Caughlan & Fowler [Cau88] abgeschätzten Rate.

oberen Grenze berücksichtigt. Der daraus resultierende Fehlerbereich (schraffierter Bereich) ist für $T_9 = 0.2$ um einen Faktor 100 größer als in dieser Arbeit. In der Kompilation von Käppeler *et al.* [Käp94] wurde zur Bestimmung der oberen Grenze der Rate ebenfalls nur der Zustand bei $E_x = 11.153 \text{ MeV}$ mit $\omega\gamma \leq 520 \text{ neV}$ berücksichtigt. Die resultierende obere Grenze der Reaktionsrate liegt ebenfalls deutlich über dem Wert dieser Arbeit.

In Abb. 6.16 ist die Reaktionsrate im Vergleich zur der von Caughlan & Fowler [Cau88] abgeschätzten Rate dargestellt. Für $T_9 > 0.5$ sind die Raten nahezu identisch. Die erhöhte Rate bei $T_9 = 0.35$ ist auf die Resonanz bei 0.83 MeV zurückzuführen. Im Bereich $T_9 < 0.3$ liegt die Rate deutlich unter dem von Caughlan & Fowler abgeschätzten Verlauf.

Das wesentliche Ergebnis der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate liegt in dem deutlich geringeren Fehlerbereich der Rate im Vergleich zu den bisherigen Kompilationen [Käp94, Ang99]. Sternmodellrechnungen mit bis zu einem Faktor 500 erhöhten Raten, wie sie z.B. von Costa *et al.* [Cos00] zu Klärung der geringen Produktionsrate der leichten Mo und Ru Isotope benutzt wurden, sind somit nicht mehr vertretbar.

Die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ verläuft im untersuchten Energiebereich über viele Resonanzen. Mit Gl. 6.20 kann daher ein analytischer Ausdruck für die Reaktionsrate abgeleitet werden. Diese Parametrisierung wurde in der NACRE-Kompilation ebenfalls zur Beschreibung der Reaktionsrate verwendet und kann wie folgt dargestellt werden:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \sum_{i=1}^4 A_i T_9^{B_i} \exp(-C_i/T_9) \quad (6.21)$$

Mit dieser Parametrisierung wurde ein Fit der Reaktionsrate durchgeführt. Der Fit ist im Temperaturbereich $T_9 = 0.1 - 10$ gültig und reproduziert die Reaktionsrate mit einer Genauigkeit von 8%. Die Fit-Parameter sind in Tab. 6.8 für die mittlere Rate, sowie die untere und obere Grenze der Reaktionsrate tabelliert.

Tab. 6.8: Fit-Parameter zur Beschreibung der Reaktionsrate anhand der NACRE-Parametrisierung [Ang99].

i	Min. Rate			Mittlere Rate			Max. Rate		
	A_i	B_i	C_i	A_i	B_i	C_i	A_i	B_i	C_i
1	4.55	0	7.781	4.04	0	7.74	3.68	0	7.70
2	1.701e-10	-5.98	6.22	2.302e-4	-0.60	6.14	9.02e-4	-1.70	6.31
3	8000	2.75	11.55	6900	3.19	11.3	10900	2.853	11.6
4	1.003e+6	1.50	23.0	1.881e+7	0.358	26.7	5.21e+6	1.05	23.2

In der Arbeit von Rauscher *et al.* [Rau00] wird folgende Parametrisierung zur Beschreibung der Reaktionsrate angegeben:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \sum_{i=1}^2 \exp(a_{i0} + a_{i1} T_9^{-1} + a_{i2} T_9^{-\frac{1}{3}}) \quad (6.22)$$

$$+ a_{i3} T_9^{\frac{1}{3}} + a_{i4} T_9 + a_{i5} T_9^{\frac{5}{3}} + a_{i6} \ln T_9). \quad (6.23)$$

Der Fit an die Reaktionsrate wurde mit 14 freien Parametern durchgeführt und ist im Temperaturbereich $T_9 = 0.1 - 10$ gültig. Diese Parametrisierung reproduziert die Rate mit einer Genauigkeit von 11%, die Fitparameter sind in Tab.6.9 aufgelistet.

Tab. 6.9: Fit-Parameter zur Beschreibung der mittleren Reaktionsrate mit der Parametrisierung von Rauscher *et al.* [Rau00].

i	a_{i0}	a_{i1}	a_{i2}	a_{i3}	a_{i4}	a_{i5}	a_{i6}
1	110.09	10.8	272.23	392.93	19.94	-1.063	207
2	1467.9	63.19	-3340.1	681	1920	-840.4	-1966.4

6.5.2 Stellare Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$

Die Stärke der Neutronenquelle $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ für den s-Prozeß hängt auch entscheidend von der Konkurrenzreaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ ab. Das temperaturabhängige Verzweungsverhältnis gibt an, welche der beiden Reaktionen während des s-Prozeß dominiert. Für die Bestimmung der mittleren Reaktionsrate wurden im Energiebereich $E_\alpha > 1.47\text{ MeV}$ die Daten von Wolke *et al.* [Wol89] benutzt. Im Bereich $E_\alpha = 0.8 - 1.47\text{ MeV}$ wurden die in dieser Arbeit untersuchten Resonanzen bei 0.833, 1.398 und 1.434 MeV berücksichtigt (siehe Tab. 6.10) und die Rate nach Gl. 6.13 berechnet. Unterhalb der Neutronenschwelle sind aus dem $^{22}\text{Ne}({}^6\text{Li}, d)^{26}\text{Mg}$ -Transferexperiment [Gie93] noch zwei weitere Resonanzen bei $E_R = 0.400$ und 0.097 MeV bekannt. Die Resonanzstärken sind ebenfalls in Tab. 6.10 aufgelistet. Die Unsicherheiten der Resonanzstärken resultieren aus den möglichen Annahmen des Spins. Die mögliche Resonanz bei 0.636 MeV wurde, wie im Fall der (α, n) -Rate, mit 10 % der Resonanzstärke bei der mittleren Reaktionsrate berücksichtigt. In Abb. 6.17 sind die einzelnen Anteile der Resonanzen zur Reaktionsrate in Abhängigkeit der stellaren Temperatur dargestellt. Für Temperaturen $T_9 < 0.6$ wird die Reaktions-

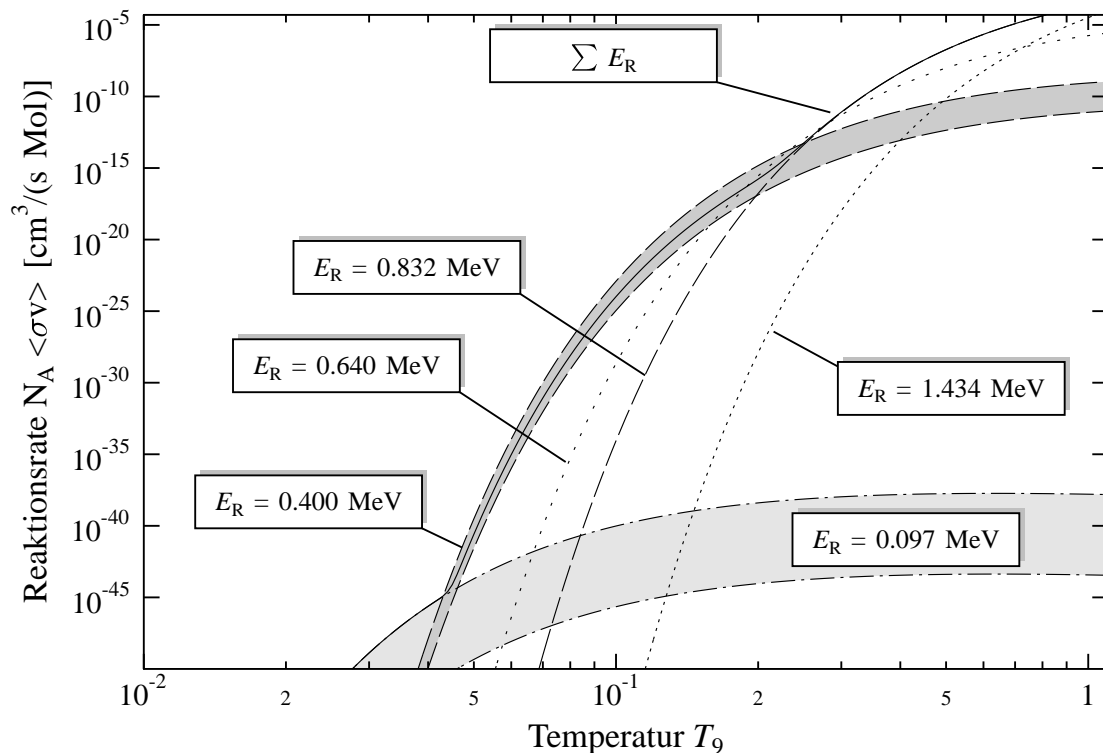


Abb. 6.17: Anteile der einzelnen Resonanzen zur $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Reaktionsrate. Die Unsicherheitsbereiche der Resonanzen $E_R = 0.40$ und 0.097 MeV ergeben sich aus unterschiedlichen Annahmen der Spins (siehe Tab. 6.10). Die mittlere Rate ergibt sich aus der Summe der einzelnen Resonanzbeiträge und wird durch die durchgezogene Linie beschrieben.

rate hauptsächlich durch die Resonanz bei 0.83 MeV bestimmt. Die Resonanz bei 0.400 MeV führt erst für $T_9 < 0.2$ zu einer leichten Erhöhung der Reaktionsrate.

Der Unsicherheitsbereich der Reaktionsrate ergibt sich aus den Fehlern der Resonanzparameter und durch die möglichen Annahmen des Spins der niederenergetischen Zustände bei 0.097 und 0.400 MeV. Für die obere Fehlergrenze wurden die im Energiebereich $E_\alpha = 0.87 - 1.4$ MeV aus den (α, n) -Messungen bekannten und im (α, γ) -Kanal nicht beobachteten Resonanzen ebenfalls berücksichtigt. Die $\omega\gamma$ -Werte für die Obergrenzen wurden der Arbeit von Wolke *et al.* entnommen und sind in Tab. 6.10 dargestellt. Die mögliche Resonanz bei 0.636 MeV wurde mit der maximalen Resonanzstärke berücksichtigt. Der Einfluß dieser möglichen Resonanz wirkt sich bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ nicht so dramatisch auf die Reaktionsrate aus wie bei der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. In dem für das Heliumbrennen relevanten Temperaturbereich $T_9 = 0.2 - 0.3$ führt dieser Beitrag nur zu einer geringen Erhöhung der Reaktionsrate. Die Reaktionsrate, sowie die untere und obere Fehlergrenze der Rate ist im Anhang E.2 tabelliert.

Tab. 6.10: Resonanzparameter der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ im Bereich $E_\alpha < 1.5$ MeV. Die $\omega\gamma$ -Werte der Resonanzen bei $E_\alpha = 1.434, 1.398$ und 0.833 MeV wurden in dieser Arbeit bestimmt.

E_α [MeV]	$E_{c.m.}$ [MeV]	E_x [MeV]	J^π	$\omega\gamma_\gamma$ [μeV]
0.097	0.082	10.697	4^+	$1.7 \cdot 10^{-36}$ a)
			(7^-)	$8.9 \cdot 10^{-41}$ a)
			(8^+)	$5.5 \cdot 10^{-42}$ a)
0.400	0.339	10.953	3^-	$1.5 \cdot 10^{-7}$ a)
			(2^+)	$1.8 \cdot 10^{-6}$ a)
			(4^+)	$1.6 \cdot 10^{-8}$ a)
0.636	0.538	11.153	(1^-)	$< 3.7 \cdot 10^{-2}$ a)
0.833	0.706	11.321	2^+	32.8 ± 4.0
0.976	0.826	11.441		< 5.6 b)
1.000	0.846	11.461		< 5.6 b)
1.053	0.891	11.506		< 5.6 b)
1.077	0.911	11.526		< 6.9 b)
1.200	1.015	11.630		< 6.9 b)
1.340	1.134	11.749		< 6.9 b)
1.385	1.172	11.787		< 10 b)
1.398	1.183	11.798		23.5 ± 6.5
1.434	1.213	11.828	2^+	1790 ± 170

a) entnommen aus Käppeler *et al.* [Käp94]

b) Obere Grenzen wurden der Arbeit von Wolke *et al.* [Wol89] entnommen

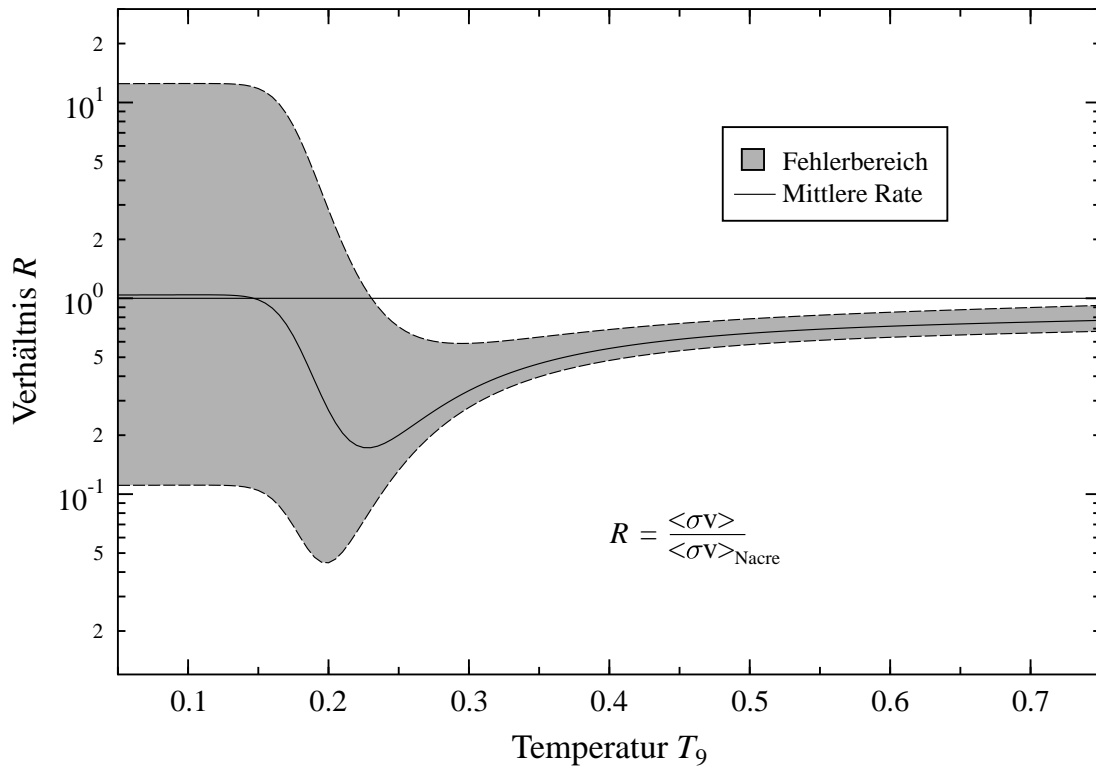


Abb. 6.18: Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate mit der von NACRE [Ang99] abgeschätzten Rate. Der Fehlerbereich der Rate ist grau eingefärbt.

In Abb. 6.18 ist die Reaktionsrate im Vergleich zu der von NACRE [Ang99] abgeschätzten Rate dargestellt. In der NACRE-Kompilation wurden für die mittlere Rate alle aus (n, γ) - und (γ, n) -Messungen bekannten Zustände mit 10 % der maximal möglichen Stärke berücksichtigt. Auf diese Weise wird die $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Rate jedoch sicherlich überschätzt. Das Transferexperiment von Giesen *et al.* läßt nur den Zustand bei $E_x = 11.153$ MeV als mögliche Resonanz in Frage kommen, deshalb wurde in dieser Arbeit nur dieser Zustand mit der maximal möglichen Resonanzstärke bei der Berechnung der Reaktionsrate berücksichtigt. Aus diesem Grund liegt die Reaktionsrate im Temperaturbereich $T_9 = 0.15 - 0.5$ bis zu einem Faktor 5 unter den Werten der NACRE-Kompilation.

6.6 Astrophysikalische Konsequenzen

Entscheidenden Einfluß auf die Bedeutung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ als Neutronenquelle für den s-Prozeß hat das Verhältnis der Reaktionsrate im (α, n) -Kanal zu der Rate im (α, γ) -Kanal. In Abb. 6.19 ist das Verhältnis der Raten in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Die obere Grenze dieses Verhältnisses ergibt sich

dabei aus der maximalen (α, n) -Rate und der minimalen (α, γ) -Rate, die untere Grenze ergibt sich entsprechend aus den beiden anderen Extremfällen.

In dem für den s-Prozeß verantwortlichen Temperaturbereich $T_9 > 0.2$ wird das Reaktionsraten-Verhältnis im Wesentlichen durch die Resonanz bei 0.832 MeV bestimmt. Mit den aus den Simulationsrechnungen erhaltenen Resonanzstärken $\omega\gamma_n$ und $\omega\gamma_\gamma$, ergibt sich für das Verhältnis der Zerfallsbreiten Γ_n und Γ_γ :

$$\frac{\omega\gamma_n}{\omega\gamma_\gamma} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma} = 3.6. \quad (6.24)$$

In diesem Temperaturbereich dominiert somit die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und sollte daher in der Lage sein, die für den s-Prozeß benötigten Neutronendichten zu liefern.

Bei niedrigeren Temperaturen von $T_9 < 0.2$ gewinnt dagegen die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ zunehmend an Bedeutung. Der steile Abfall des Verhältnisses bei $T_9 = 0.2$ wird durch die Resonanz bei $E_\alpha = 0.400$ MeV verursacht. Dabei wird der Abfall mit zunehmender Resonanzstärke immer steiler. Aufgrund der Neutronschwelle ist bei diesen Temperaturen noch keine Neutronenproduktion durch die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ möglich, ein Teil des zur Verfügung stehenden ^{22}Ne kann

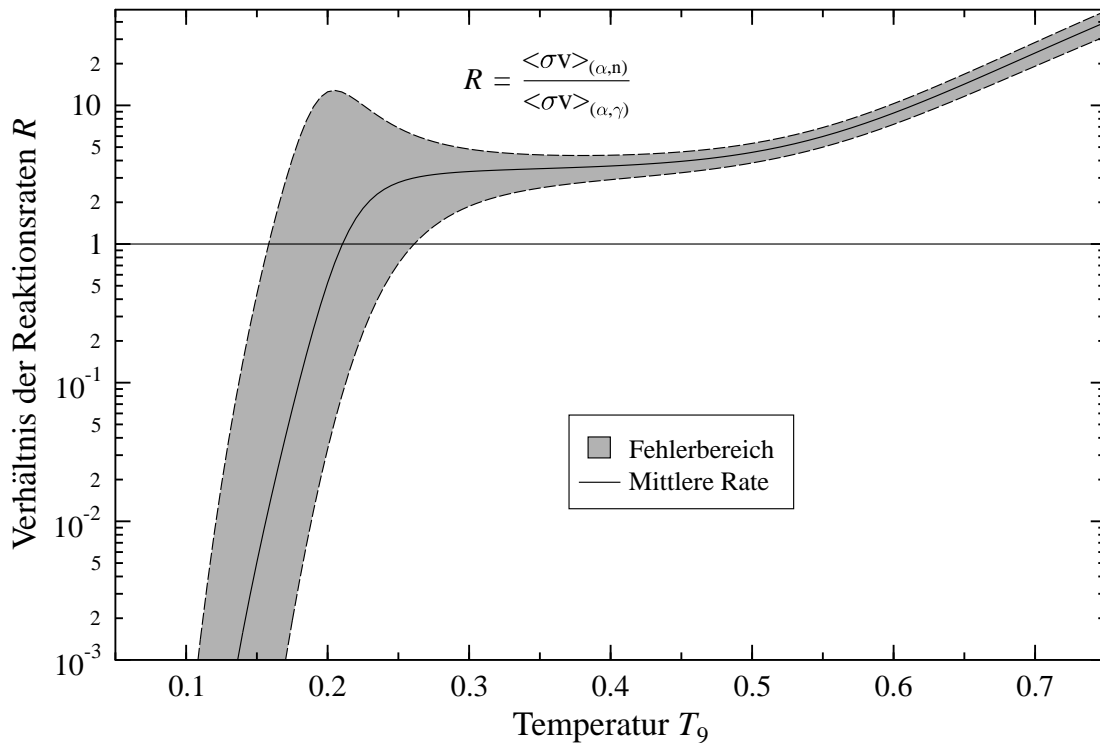


Abb. 6.19: Verhältnis der stellaren Raten von $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$. In dem für den s-Prozeß relevanten Temperaturbereich $T_9 > 0.2$ dominiert die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

somit bereits durch die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ verbraucht werden, bevor bei ausreichenden Temperaturen die Neutronenproduktion einsetzt.

Die Auswirkungen des wesentlich geringeren Unsicherheitsbereichs der Reaktionsrate werden auch durch die neuesten Sternmodellrechnungen von Heger *et al.* [Heg01] sehr deutlich. In diesen Rechnungen wurde die vollständige Nukleosynthese in schweren Sternen ($M = 25 M_{\odot}$) vom Zünden des Wasserstoffbrennens bis zur Supernova Explosion verfolgt. Abb. 6.20 zeigt die mittlere Häufigkeit aller in das interstellare Medium abgegebenen Elemente relativ zu den solaren Werten. Die Rechnungen wurden mit der in dieser Arbeit empfohlenen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate durchgeführt, die Isotope von Sauerstoff bis Eisen und die s-Prozeß Isotope bis $A = 90$ werden dabei in solaren Verhältnissen produziert. Wird die untere bzw. obere Fehlergrenze der Reaktionsrate in den Rechnungen benutzt, ändern sich die Produktionsfaktoren aufgrund des geringen Unsicherheitsbereichs der Reaktionsrate nur unwesentlich. Wird dagegen der maximale Fehlerbereich der NACRE-Rate in den

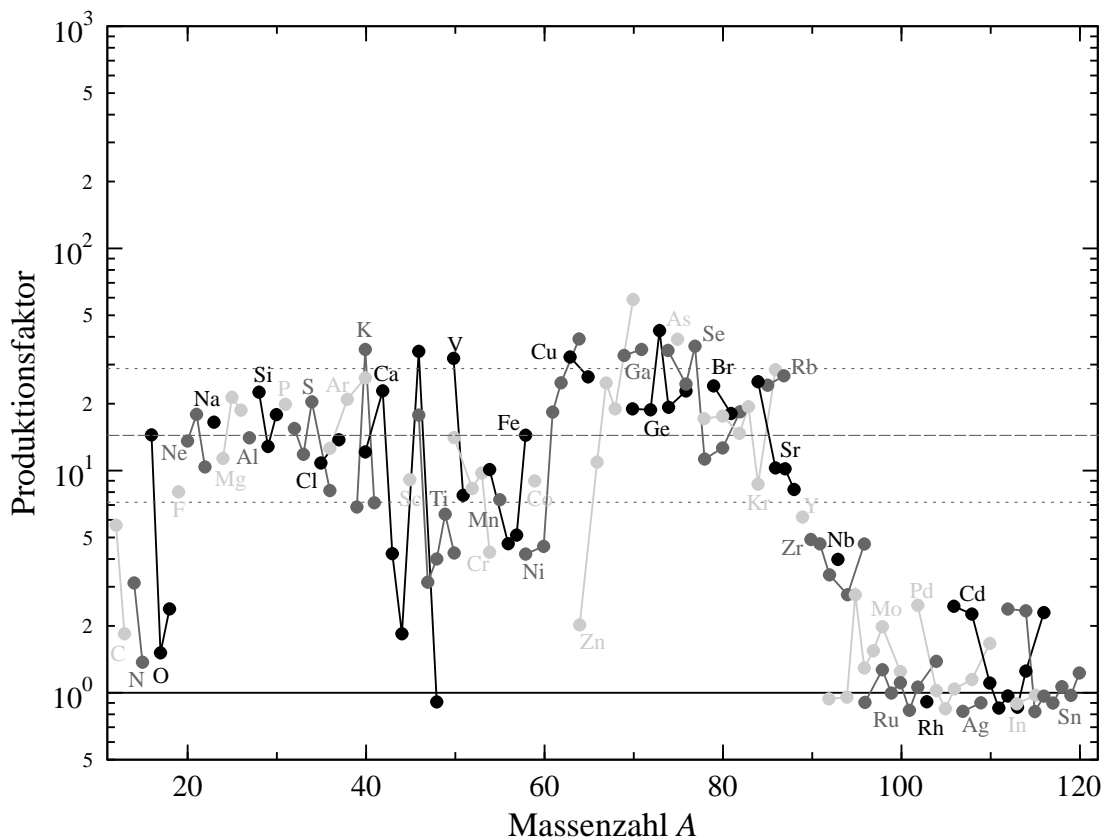


Abb. 6.20: Nukleosynthese in schweren Sternen ($M = 25 M_{\odot}$) vom Wasserstoffbrennen bis zur Supernova Explosion, entnommen aus [Heg01]. Der Produktionsfaktor beschreibt die mittlere Häufigkeit der Elemente relativ zu den solaren Werten. Die Rechnungen wurden mit der in dieser Arbeit empfohlenen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate durchgeführt.

Rechnungen benutzt (siehe Abb. 6.21), kommt es zu einer deutlichen Überproduktion der s-Prozess Elemente in diesen Sternen. Die Produktionsfaktoren der Elemente mit $A > 70$ liegen bis zu einem Faktor 30 über den solaren Werten.

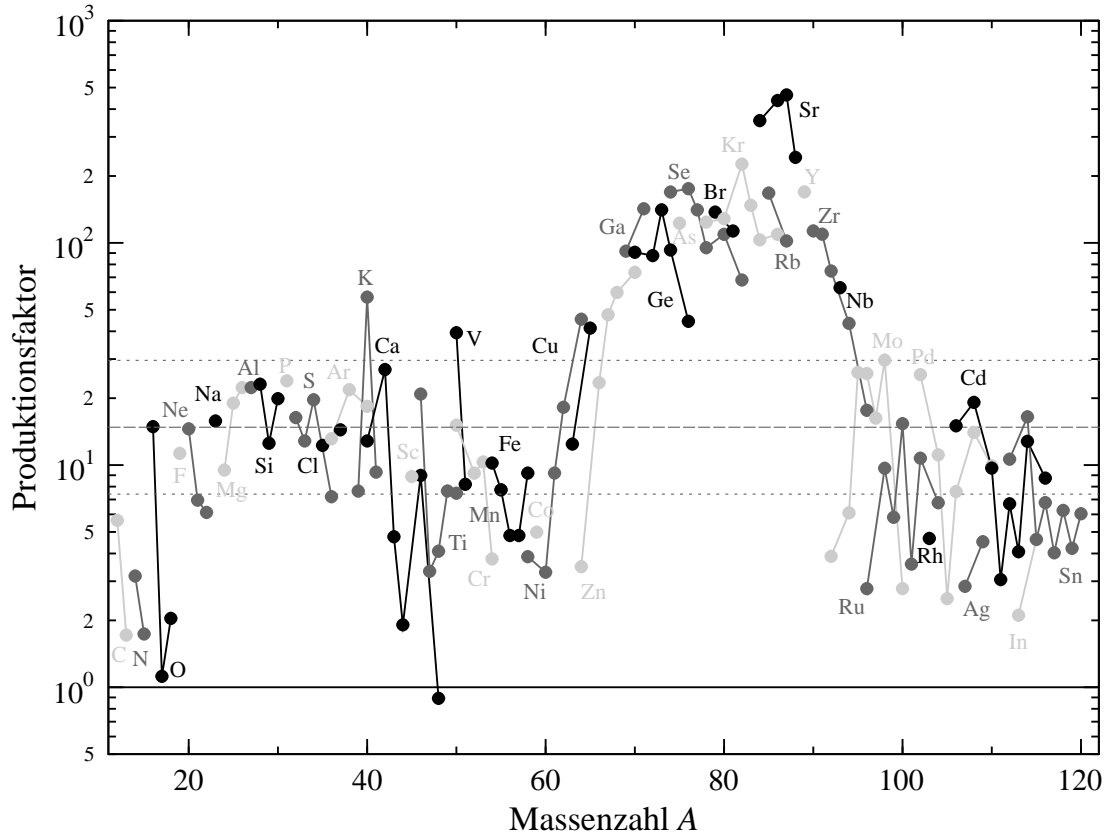


Abb. 6.21: Nukleosynthese in schweren Sternen ($M = 25 M_{\odot}$) vom Wasserstoffbrennen bis zur Supernova Explosion, entnommen aus [Heg01]. Für die Rechnung wurde die maximale Rate der NACRE-Kompilation benutzt.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anregungsfunktion der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ im Energiebereich $E_\alpha = 0.57 - 1.47 \text{ MeV}$ sehr sorgfältig untersucht. Es wurden insgesamt 9 Resonanzen beobachtet. Bei den Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ wurden die in diesem Energiebereich bekannten Resonanzen ebenfalls untersucht.

Die Messungen wurden am 4 MV DYNAMITRON-Beschleuniger des Instituts für Strahlenphysik durchgeführt. Als Target wurde das fensterlose und hochreine Gastargetsystem RHINOCEROS eingesetzt. Die für die empfindlichen Messungen benötigte Nachweiswahrscheinlichkeit konnte erst durch die Entwicklung eines neuen und für diese Reaktion angepaßten 4π -Neutronendetektors erreicht werden. Der Detektor besitzt zum einen eine sehr große absolute Nachweiswahrscheinlichkeit von bis zu 50 %, zum anderen wird durch die aktive Abschirmung eine sehr geringe Nullrate von 0.02 Ereignissen pro Sekunde erreicht. Aus dem Diffusionsverhalten der Neutronen kann zudem eine Aussage über die Energie der nachgewiesenen Neutronen gemacht werden. In dem (α, n) -Experiment konnte somit die Nachweisgrenze auf 10^{-11} barn gesteigert werden. Bei den (α, γ) -Messungen wurden großvolumige HPGe-Detektoren mit einer aktiven BGO-Abschirmung benutzt.

Aufwendige Simulationsrechnungen der Detektoren ermöglichten eine sehr detaillierte Analyse der Daten und die Entfaltung sämtlicher Anregungskurven. Die dafür benötigten orts- und energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden mit den Simulationsprogrammen MCNP und GEANT berechnet, und mit den experimentell bestimmten Werten verglichen. Die Übereinstimmung von Experiment und Simulation war jeweils hervorragend. Unter Berücksichtigung aller für ein ausgedehntes Target relevanten Größen wurde für alle beobachteten Resonanzen sowohl die Resonanzstärke als auch die totale Breite neu und genauer bestimmt. Mit den aus dem Experiment bestimmten Resonanzparametern konnten ebenfalls Aussagen über die Partialbreiten der ^{26}Mg -Zustände gemacht werden. Im Energiebereich $E_\alpha < 0.8 \text{ MeV}$ konnte die Nachweisgrenze im Vergleich zu den bisherigen

Messungen [Dro93, Gie93] um mehr als eine Größenordnung gesteigert werden. Für die bei $E_\alpha \approx 0.64$ MeV vermutete Resonanz wurde eine Obergrenze von 60 neV für die Resonanzstärke bestimmt.

Mit den neuen und genaueren Wirkungsquerschnittsdaten wurde die stellare Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ neu bestimmt. Für Temperaturen von $T_9 > 0.6$ ändert sich die neue Rate nur unwesentlich gegenüber der NACRE-Kompilation [Ang99]. Aufgrund der geringeren Resonanzstärke der tiefsten bekannten Resonanz bei 0.83 MeV liegt die neue Rate im Bereich $T_9 < 0.6$ ca. 30 % unter den Werten der NACRE-Kompilation. Die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ sollte jedoch weiterhin in der Lage sein, in ausreichendem Maße die für den s-Prozeß benötigten Neutronen zu produzieren.

Das wichtigste Ergebnis für die nukleare Astrophysik ist der deutlich kleinere Fehlerbereich der in dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate. Für $T_9 = 0.2$ beträgt die Reaktionsrate $\langle \sigma v \rangle = (0.88^{+2.62}_{-0.29}) \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{Mol}\cdot\text{s}}$, der Unsicherheitsbereich beträgt bei dieser Temperatur somit weniger als eine Größenordnung. Sternmodellrechnungen mit stark erhöhten $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Raten, wie sie in den Arbeiten von Costa *et al.* [Cos00] und The *et al.* [The00] durchgeführt wurden, können somit ausgeschlossen werden.

Mit den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen, konnte die von vielen Seiten [The00, Rau01] geforderte Reduzierung der Unsicherheiten der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate erfüllt werden. Somit sollten wesentlich zuverlässigere Vorhersagen der Modellrechnungen möglich sein. Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit wäre nur denkbar, wenn das Experiment weit unter der Erdoberfläche durchgeführt wird und dadurch der Untergrund der Höhenstrahlung noch weiter reduziert wird. Im Gran Sasso Labor in Italien ist der Neutronenuntergrund zum Beispiel um bis zu 3 Größenordnungen geringer. Mit dem bestehenden experimentellen Aufbau könnten so Wirkungsquerschnittsmessungen im Bereich $< \text{pb}$ möglich sein.

Anhang A

Technische Daten

A.1 Technische Zeichnungen

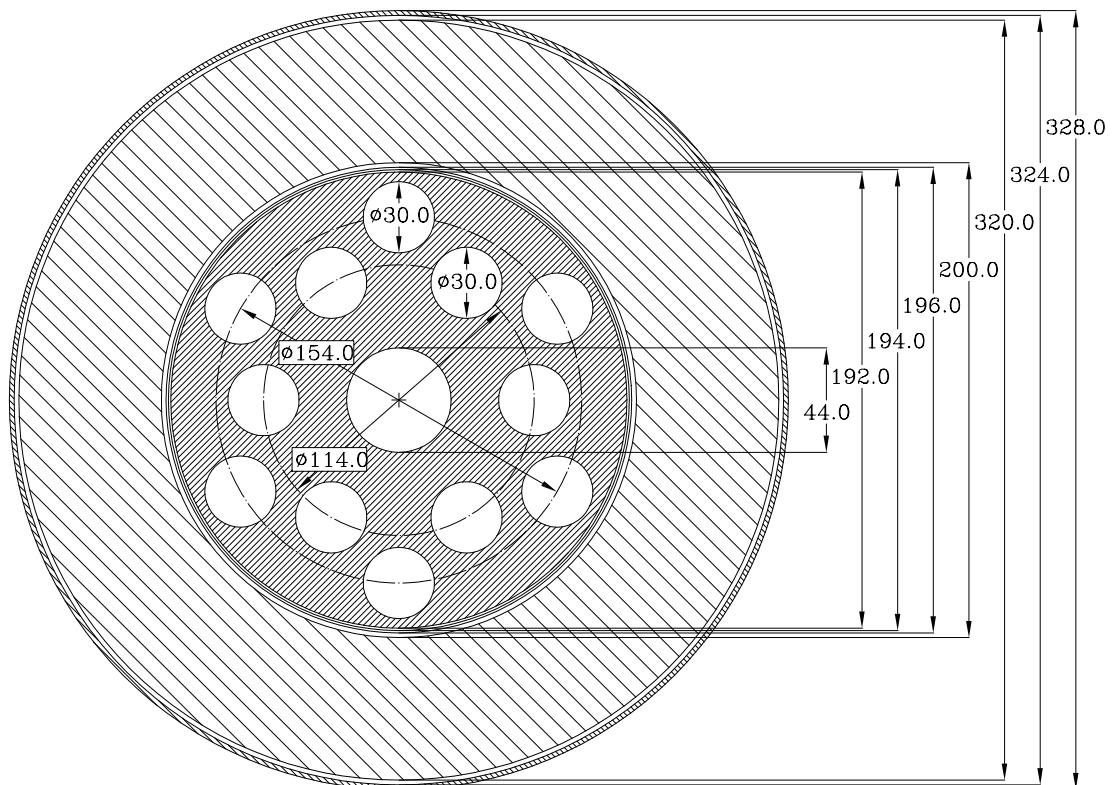


Abb. A.1: CAD-Zeichnung des Neutronendetektors (alle Maße in mm). Schnitt senkrecht zur Strahlachse. Der Plastikszintillator (grobe Schraffur) umschließt den Moderator (feine Schraffur) vollständig. Im Moderator befinden sich auf zwei konzentrischen Ringen je 6 Bohrungen für die ^3He -Zählrohre. Der Durchmesser der Bohrungen beträgt 3.0 cm.

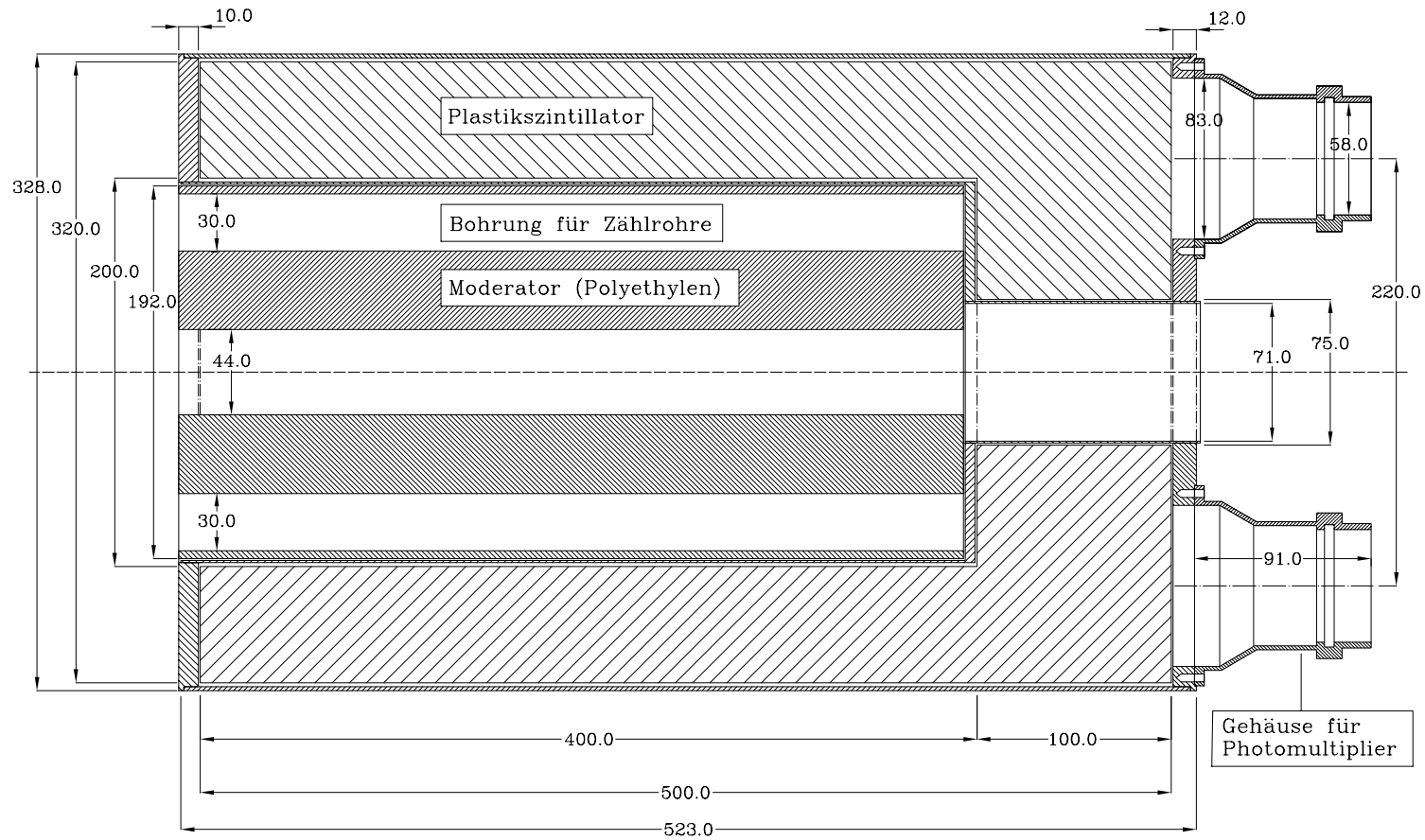


Abb. A.2: CAD-Zeichnung des Neutronendetektors (alle Maße in mm). Schnitt entlang der Strahlachse.

A.2 Technische Daten des Plastikszintillators

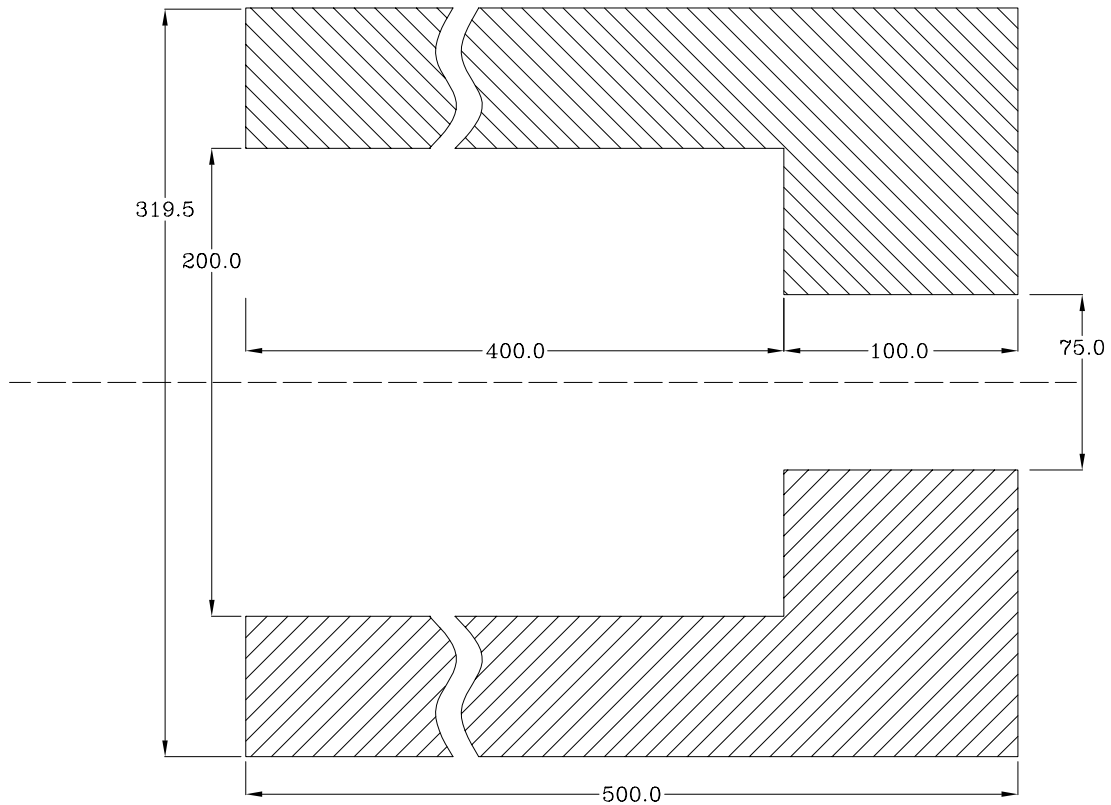


Abb. A.3: Querschnitt des Plastikszintillators.

Hersteller	BICRON Newbury, Ohio USA http://www.bicron.com
Modell	BC400
Material	Polyvinyltoluen
Dichte	1.032 g/cm ³
Atomverhältnis H/C	~ 1.1
Brechungsindex	1.58

Anhang B

Pumpschema des Gastargets

Das Pumpschema des Gastargets RHINOCEROS ist auf der folgenden Seite abgebildet. Der benutzte Gaskreislauf wird durch die fett gezeichnete Linie beschrieben. Die Abkürzungen im Schema bedeuten:

A:	Blende
D:	Drehschieberpumpe
FC:	Faraday-Cup
MB:	Metallbalgpumpe
PE:	elektronisches Druckmessgerät
PI:	Ionivac-Druckmessgerät
PM:	Baratron Druckmessgerät
PP:	Pirani Druckmessgerät
Sc:	Scanner
TP:	Turbopumpe
WK:	Wälzkolbenpumpe
V:	Ventil
*	mit flüssigem Stickstoff gekühlt

Aufgrund der niedrigen Targetdrücke und der geringen zur Verfügung stehenden Gasmenge wurde der kleine Kreislauf des Gastargets benutzt. Auf die Wälzkolbenpumpen Nr. 6 bis 8 und die Metallbalgpumpen wurde dabei verzichtet.

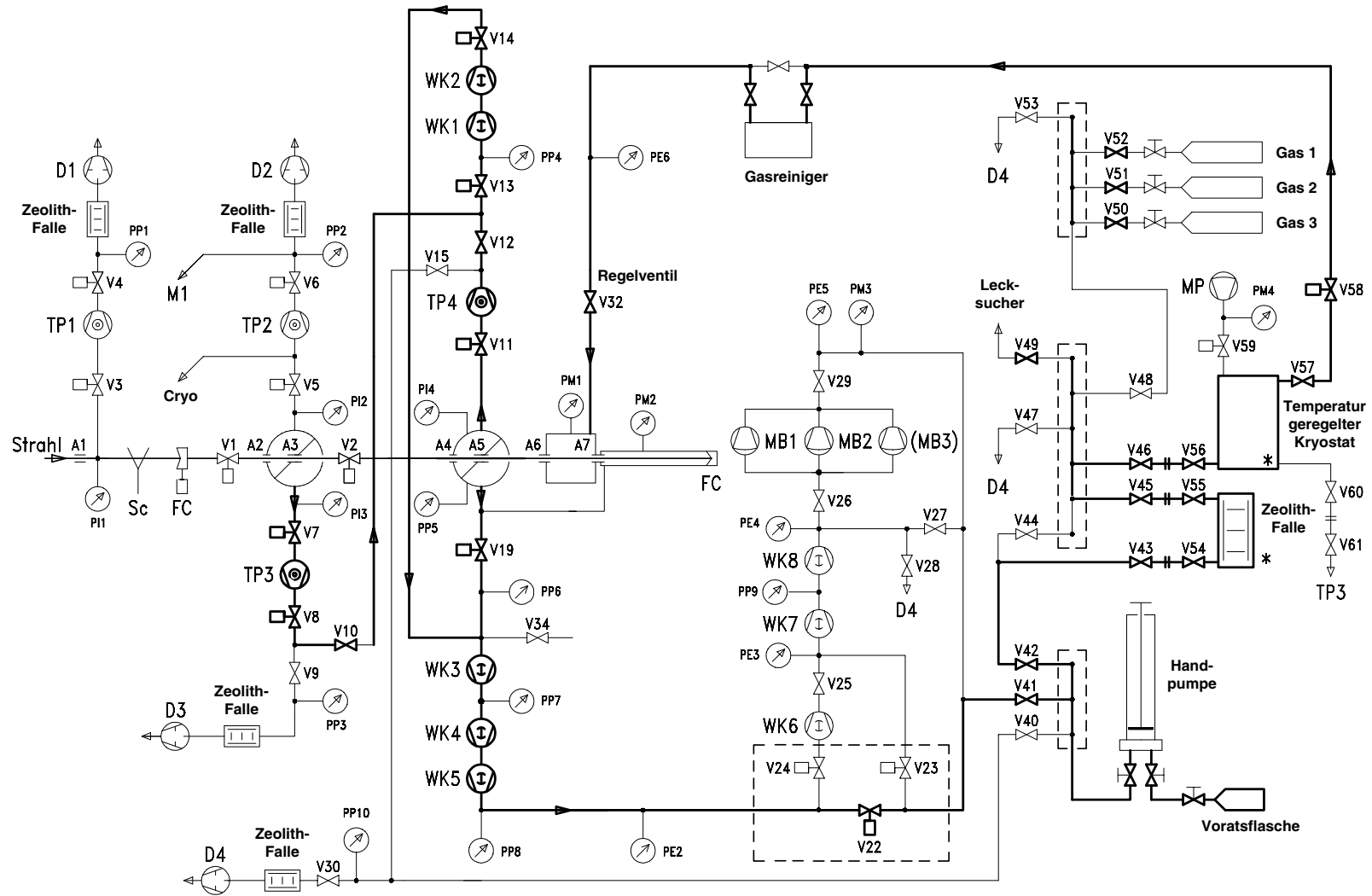


Abb. B.1: Pumpschema des Gastargets.

Anhang C

Zustände in ^{26}Mg

Zustände in ^{26}Mg mit $E_x > 10.615 \text{ MeV}$

Endt <i>et al.</i> [End98]			Diese Arbeit [Jae01]			J^π
E_x [MeV]	$E_{c.m.}$ [MeV]	$E_{\text{Lab.}}$ [MeV]	E_x [MeV]	$E_{c.m.}$ [MeV]	$E_{\text{Lab.}}$ [MeV]	
10.646	0.031	0.037	–	–	–	1^+
10.650	0.035	0.041	–	–	–	$(4^- - 7^-)$
⋮	⋮	⋮				⋮
11.112	0.497	0.587	–	–	–	2^+
11.153	0.538	0.636	–	–	–	$1^-^a)$
11.163	0.548	0.648	–	–	–	$2^+(3^+)$
11.169	0.554	0.655	–	–	–	–
11.171	0.556	0.657	–	–	–	–
11.183	0.568	0.671	–	–	–	–
11.189	0.574	0.678	–	–	–	–
11.191	0.576	0.681	–	–	–	–
11.194	0.580	0.685	–	–	–	2^+
11.243	0.628	0.743	–	–	–	–
11.274	0.659	0.779	–	–	–	–
11.280	0.664	0.785	–	–	–	–
11.287	0.672	0.794	–	–	–	–
11.289	0.674	0.797	–	–	–	–
11.295	0.680	0.803	–	–	–	–
11.311	0.696	0.823	11.319	0.704	0.832	$2^+^b)$
11.328	0.713	0.843	–	–	–	–
11.329	0.714	0.844	–	–	–	–
11.344	0.729	0.861	–	–	–	–
11.362	0.747	0.883	–	–	–	–
11.365	0.750	0.886	–	–	–	–
11.373	0.757	0.895	–	–	–	–

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung der vorigen Seite						
Endt <i>et al.</i> [End98]			Diese Arbeit [Jae01]			J^π
E_x [MeV]	$E_{c.m.}$ [MeV]	$E_{Lab.}$ [MeV]	E_x [MeV]	$E_{c.m.}$ [MeV]	$E_{Lab.}$ [MeV]	
11.393	0.778	0.919	–	–	–	–
11.425	0.810	0.958	–	–	–	–
11.440	0.825	0.975	11.441	0.826	0.976	–
11.457	0.842	0.995	–	–	–	–
11.464	0.849	1.003	11.461	0.846	1.000	–
11.499	0.884	1.045	–	–	–	–
11.508	0.893	1.056	11.506	0.891	1.053	–
–	–	–	11.526	0.911	1.077	–
11.541	0.926	1.094	–	–	–	–
11.570	0.955	1.129	–	–	–	–
11.586	0.971	1.148	–	–	–	–
11.612	0.997	1.178	–	–	–	–
–	–	–	11.630	1.015	1.200	–
11.647	1.032	1.220	–	–	–	–
–	–	–	11.749	1.134	1.340	–
–	–	–	11.787	1.172	1.385	–
11.795	1.180	1.395	–	–	–	–
11.828	1.213	1.434	11.828	1.213	1.434	2 ⁺ c)

^{a)} nach Berman *et al.* [Ber69]

^{b)} nach Giesen *et al.* [Gie93]

^{c)} nach Harms *et al.* [Har91]

Anhang D

γ -Spektren

D.1 Untergrundlinien

E_γ [MeV]	Rad. Nuklid, Reaktion
139.9	$^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$
197.7	$^{70}\text{Ge}(n, \gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$
238.6	$^{212}\text{Pb}, \beta^-$
295.2	$^{214}\text{Pb}, \beta^-$
351.9	$^{214}\text{Pb}, \beta^-$
511.0	e^+e^- -Annihilation
563.4	$^{76}\text{Ge}(n, n'\gamma)^{76}\text{Ge}$
569.7	$^{207}\text{Bi}, \text{EC}$
583.1	$^{208}\text{Tl}, \beta^-$
595.8	$^{74}\text{Ge}(n, n'\gamma)^{74}\text{Ge}$
609.3	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
693.9	$^{72}\text{Ge}(n, n'\gamma)^{72}\text{Ge}$
727.2	$^{212}\text{Bi}, \beta^-$
768.4	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
846.5	$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$
	$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{56}\text{Fe}$
911.1	$^{228}\text{Ac}, \beta^-$
968.9	$^{228}\text{Ac}, \beta^-$

E_γ [MeV]	Rad. Nuklid, Reaktion
1001.0	$^{234}\text{Pa}, \beta^-$
1063.6	$^{207}\text{Bi}, \beta^-$
1120.3	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
1238.1	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
1460.8	^{40}K
1587.9	$^{228}\text{Ac}, \beta^-$
1729.6	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
1764.5	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
1770.2	$^{207}\text{Bi}, \beta^-$
1847.4	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
2118.6	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
2204.1	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
2223.6	$^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$
2447.7	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
2447.7	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
2614.6	$^{208}\text{Tl}, \beta^-$
7632.8	$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{56}\text{Fe}$
7647.3	$^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$

D.2 Verzweigungsverhältnisse

Verzweigungsverhältnis der Resonanz $E_x = 11.828 \text{ MeV}$, $J^\pi = (2^+)$

E_i [MeV]	E_f [MeV]	E_γ [MeV]	Branching [%]
11.828(2 ⁺)	0(0 ⁺)	11.828	3 ± 1
	1.809(2 ⁺)	10.019	45 ± 3
	2.938(2 ⁺)	8.890	22 ± 3
	3.588(0 ⁺)	8.240	3 ± 1
	3.941(3 ⁻)	7.887	27 ± 2

Verzweigungsverhältnis der Resonanz $E_x = 11.316 \text{ MeV}$, $J^\pi = (2^+)$.

E_i [MeV]	E_f [MeV]	E_γ [MeV]	Branching [%]
11.316(2 ⁺)	1.809(2 ⁺)	9.507	45 ± 17
	7.061(1 ⁻)	4.255	55 ± 10

Anhang E

Reaktionsraten

E.1 Tabelle der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Rate

Stellare Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ in $\left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s Mol}}\right]$. In Spalte 2 ist der Exponent der Zehnerpotenz der Reaktionsrate dargestellt. In der 3. Spalte ist die empfohlene Rate, in der 4. und 5. Spalte sind jeweils die untere und obere Grenze der Rate dargestellt. Desweiteren sind die Reaktionsraten der NACRE-Kompilation [Ang99], der Kompilation von Käppeler *et al.* [Käp94] und die Werte von Caughlan & Fowler [Cau88] angegeben.

T_9	Exp.	Diese Arbeit [Jae01]			NACRE [Ang99]			Käppeler [Käp94]			CF88
		Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.
0.10	-30	1.94	0.16	18.0	-	-	-	221	-	442	89.3
0.11	-28	4.98	0.27	47.3	-	-	-	-	-	-	142
0.12	-26	5.07	0.21	48.8	23.3	0.97	12000	524	0.04	1050	97.4
0.13	-24	2.54	0.11	24.5	8.64	0.40	5370	-	-	-	37.5
0.14	-23	7.34	0.42	69.6	19.6	1.13	14400	675	0.45	1350	101
0.15	-21	1.39	0.14	12.6	3.03	0.26	2550	-	-	-	19.6
0.16	-20	1.89	0.33	15.9	3.51	0.48	3200	142	0.53	283	26.5
0.17	-19	2.02	0.58	15.0	-	-	-	-	-	-	-
0.18	-18	1.79	0.75	11.1	2.68	0.91	2220	89.7	1.25	178	18.8
0.19	-17	1.35	0.75	6.75	-	-	-	-	-	-	-
0.20	-17	8.82	5.91	35.0	12.3	6.99	6700	249	9.80	489	53.1
0.21	-16	5.04	3.83	15.9	-	-	-	-	-	-	-
0.22	-15	2.53	2.09	6.50	-	-	-	-	-	-	-
0.23	-14	1.12	0.98	2.41	-	-	-	-	-	-	-
0.24	-14	4.46	4.04	8.24	-	-	-	-	-	-	-
0.25	-13	1.60	1.48	2.61	2.30	1.82	314	11.4	2.40	20.5	2.37
0.26	-13	5.20	4.92	7.72	-	-	-	-	-	-	-

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung der vorigen Seite											
T_9	Exp.	Diese Arbeit [Jae01]			NACRE [Ang99]			Käppeler [Käp94]			CF88
		Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.
0.27	-12	1.55	1.49	2.14	-	-	-	-	-	-	-
0.28	-12	4.30	4.16	5.57	-	-	-	-	-	-	-
0.29	-11	1.11	1.08	1.37	-	-	-	-	-	-	-
0.30	-11	2.69	2.63	3.20	4.06	3.37	192	9.09	4.14	14.4	1.86
0.31	-11	6.15	6.04	7.11	-	-	-	-	-	-	-
0.32	-10	1.34	1.32	1.51	-	-	-	-	-	-	-
0.33	-10	2.77	2.73	3.07	-	-	-	-	-	-	-
0.34	-10	5.49	5.43	5.99	-	-	-	-	-	-	-
0.35	-9	1.05	1.04	1.13	1.64	1.37	36.8	2.58	1.60	3.67	0.56
0.36	-9	1.93	1.91	2.06	-	-	-	-	-	-	-
0.37	-9	3.43	3.41	3.63	-	-	-	-	-	-	-
0.38	-9	5.93	5.89	6.23	-	-	-	-	-	-	-
0.39	-9	9.97	9.92	10.4	-	-	-	-	-	-	-
0.40	-8	1.63	1.63	1.70	2.60	2.18	34.3	3.47	2.43	4.65	0.91
0.41	-8	2.62	2.61	2.71	-	-	-	-	-	-	-
0.42	-8	4.11	4.09	4.23	-	-	-	-	-	-	-
0.43	-8	6.32	6.30	6.49	-	-	-	-	-	-	-
0.44	-8	9.56	9.52	9.79	-	-	-	-	-	-	-
0.45	-7	1.42	1.42	1.45	2.27	1.90	19.8	-	-	-	0.95
0.46	-7	2.09	2.08	2.13	-	-	-	-	-	-	-
0.47	-7	3.02	3.01	3.08	-	-	-	-	-	-	-
0.48	-7	4.33	4.31	4.41	-	-	-	-	-	-	-
0.49	-7	6.15	6.12	6.25	-	-	-	-	-	-	-
0.50	-7	8.64	8.59	8.78	13.3	11.2	82.6	15.3	11.5	19.2	7.13
0.55	-6	4.30	4.25	4.38	-	-	-	-	-	-	-
0.60	-5	1.92	1.88	1.97	2.45	2.10	7.97	2.57	1.93	3.21	1.94
0.65	-5	7.87	7.59	8.17	-	-	-	-	-	-	-
0.70	-4	2.91	2.77	3.05	3.04	2.67	5.60	-	-	-	2.67
0.75	-4	9.62	9.07	10.2	-	-	-	-	-	-	-
0.80	-3	2.84	2.65	3.04	2.69	2.39	3.63	2.59	1.89	3.34	2.29
0.85	-3	7.59	7.02	8.16	-	-	-	-	-	-	-
0.90	-2	1.85	1.69	2.00	1.68	1.50	2.00	-	-	-	1.40
0.95	-2	4.16	3.78	4.54	-	-	-	-	-	-	-
1.00	-2	8.73	7.86	9.59	7.81	6.99	8.91	7.11	5.27	9.25	6.60
1.10	-1	3.24	2.86	3.61	-	-	-	-	-	-	-
1.20	0	1.00	0.87	1.13	-	-	-	-	-	-	-
1.30	0	2.68	2.28	3.08	-	-	-	-	-	-	-
1.40	0	6.41	5.34	7.48	-	-	-	-	-	-	-
1.50	1	1.40	1.14	1.65	1.30	1.12	1.48	-	-	-	1.46
1.60	1	2.82	2.25	3.38	-	-	-	-	-	-	-

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung der vorigen Seite											
T_9	Exp.	Diese Arbeit [Jae01]			NACRE [Ang99]			Käppeler [Käp94]			CF88
		Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.
1.70	1	5.34	4.17	6.49	–	–	–	–	–	–	–
1.80	1	9.54	7.31	11.8	–	–	–	–	–	–	–
1.90	2	1.63	1.22	2.04	–	–	–	–	–	–	–
2.00	2	2.67	1.97	3.38	2.76	2.22	3.30	–	–	–	4.03
2.20	2	6.50	4.63	8.35	–	–	–	–	–	–	–
2.40	3	1.41	0.97	1.84	–	–	–	–	–	–	–
2.60	3	2.79	1.88	3.69	–	–	–	–	–	–	–
2.80	3	5.14	3.40	6.87	–	–	–	–	–	–	–
3.00	3	8.89	5.78	12.0	12.8	10.1	15.5	–	–	–	21.9
3.20	4	1.46	0.94	1.98	–	–	–	–	–	–	–
3.40	4	2.29	1.46	3.12	–	–	–	–	–	–	–
3.60	4	3.46	2.19	4.72	–	–	–	–	–	–	–
3.80	4	5.04	3.18	6.90	–	–	–	–	–	–	–
4.00	4	7.14	4.48	9.78	12.2	9.39	15.0	–	–	–	22.7
4.50	5	1.52	0.95	2.09	–	–	–	–	–	–	–
5.00	5	2.85	1.80	3.90	5.70	4.30	7.11	–	–	–	10.6
5.50	5	4.83	3.09	6.58	–	–	–	–	–	–	–
6.00	5	7.58	4.90	10.3	17.4	12.8	22.0	–	–	–	31.1
6.50	6	1.12	0.73	1.50	–	–	–	–	–	–	–
7.00	6	1.56	1.04	2.08	4.02	2.88	5.16	–	–	–	6.94
7.50	6	2.10	1.42	2.78	–	–	–	–	–	–	–
8.00	6	2.72	1.87	3.57	7.69	5.37	10.0	–	–	–	12.9
8.50	6	3.43	2.39	4.47	–	–	–	–	–	–	–
9.00	6	4.21	2.98	5.45	12.9	8.75	17.0	–	–	–	21.2
9.50	6	5.07	3.63	6.51	–	–	–	–	–	–	–
10.00	6	6.00	4.35	7.64	19.6	12.9	26.3	–	–	–	31.8

E.2 Tabelle der $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ -Rate

Stellare Rate der Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ in $\left[\frac{\text{cm}^3}{\text{s Mol}}\right]$. In Spalte 2 ist der Exponent der Zehnerpotenz der Reaktionsrate dargestellt. In der 3. Spalte ist die empfohlene Rate, in der 4. und 5. Spalte sind jeweils die untere und obere Grenze der Rate dargestellt. Desweiteren sind die Reaktionsraten der NACRE-Kompilation [Ang99], der Kompilation von Käppeler *et al.* [Käp94] und die Werte von Caughlan & Fowler [Cau88] angegeben.

T_9	Exp.	Diese Arbeit [Jae01]			NACRE [Ang99]			Käppeler [Käp94]			CF88
		Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.
0.10	-24	1.03	0.11	12.4	0.99	0.07	11.3	0.98	0.10	11.4	1.49
0.11	-23	3.17	0.34	38.1	3.05	0.21	34.3	-	-	-	3.17
0.12	-22	5.46	0.58	65.5	5.24	0.37	58.1	5.27	0.53	61.2	4.72
0.13	-21	6.00	0.64	72.0	5.77	0.41	63.2	-	-	-	5.24
0.14	-20	4.65	0.50	55.8	4.52	0.32	49.1	4.57	0.46	52.6	4.56
0.15	-19	2.73	0.29	32.8	2.73	0.19	29.5	-	-	-	3.22
0.16	-18	1.28	0.14	15.4	1.38	0.09	15.0	1.35	0.13	14.6	1.91
0.17	-18	5.06	0.54	60.3	-	-	-	-	-	-	-
0.18	-17	1.75	0.19	20.5	2.96	0.13	32.8	2.30	0.19	19.9	4.35
0.19	-17	5.52	0.69	62.8	-	-	-	-	-	-	-
0.20	-16	1.68	0.28	17.8	6.04	0.22	66.5	3.25	0.31	17.7	6.20
0.21	-16	5.17	1.28	47.7	-	-	-	-	-	-	-
0.22	-15	1.65	0.60	12.5	-	-	-	-	-	-	-
0.23	-15	5.45	2.62	32.1	-	-	-	-	-	-	-
0.24	-14	1.80	1.05	8.16	-	-	-	-	-	-	-
0.25	-14	5.74	3.80	20.5	31.2	3.36	301	12.2	4.72	28.0	10.9
0.26	-13	1.74	1.25	5.07	-	-	-	-	-	-	-
0.27	-13	4.99	3.77	12.2	-	-	-	-	-	-	-
0.28	-12	1.34	1.05	2.85	-	-	-	-	-	-	-
0.29	-12	3.38	2.72	6.45	-	-	-	-	-	-	-
0.30	-12	8.06	6.62	14.1	25.6	5.90	203	12.2	80.6	16.3	4.56
0.31	-11	1.82	1.52	2.96	-	-	-	-	-	-	-
0.32	-11	3.92	3.29	6.01	-	-	-	-	-	-	-
0.33	-11	8.04	6.81	11.8	-	-	-	-	-	-	-
0.34	-10	1.58	1.35	2.23	-	-	-	-	-	-	-
0.35	-10	3.00	2.57	4.09	6.58	2.30	42.3	3.93	3.08	4.75	0.72
0.36	-10	5.47	4.70	7.29	-	-	-	-	-	-	-
0.37	-10	9.66	8.33	12.6	-	-	-	-	-	-	-
0.38	-9	1.66	1.43	2.12	-	-	-	-	-	-	-
0.39	-9	2.76	2.39	3.49	-	-	-	-	-	-	-
0.40	-9	4.47	3.88	5.59	7.89	3.49	42.1	5.53	4.60	6.42	0.55

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Fortsetzung der vorigen Seite											
T_9	Exp.	Diese Arbeit [Jae01]			NACRE [Ang99]			Käppeler [Käp94]			CF88
		Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.	Min.	Max.	Empf.
0.41	-9	7.08	6.16	8.76	-	-	-	-	-	-	-
0.42	-8	1.10	0.95	1.34	-	-	-	-	-	-	-
0.43	-8	1.66	1.45	2.02	-	-	-	-	-	-	-
0.44	-8	2.47	2.15	2.99	-	-	-	-	-	-	-
0.45	-8	3.60	3.15	4.34	5.56	2.84	25.4	-	-	-	0.24
0.46	-8	5.17	4.52	6.20	-	-	-	-	-	-	-
0.47	-8	7.30	6.38	8.72	-	-	-	-	-	-	-
0.48	-7	1.02	0.89	1.21	-	-	-	-	-	-	-
0.49	-7	1.39	1.22	1.65	-	-	-	-	-	-	-
0.50	-7	1.89	1.65	2.24	2.67	1.49	10.8	2.22	1.92	2.51	0.07
0.55	-7	7.21	6.32	8.50	-	-	-	-	-	-	-
0.60	-6	2.18	1.92	2.57	2.80	1.74	9.49	2.52	2.21	2.83	0.03
0.65	-6	5.53	4.86	6.54	-	-	-	-	-	-	-
0.70	-5	1.22	1.07	1.45	1.49	0.99	4.48	-	-	-	0.01
0.75	-5	2.41	2.12	2.88	-	-	-	-	-	-	-
0.80	-5	4.38	3.85	5.25	5.30	3.69	14.4	5.16	4.56	5.75	0.12
0.85	-5	7.41	6.52	8.93	-	-	-	-	-	-	-
0.90	-4	1.19	1.04	1.43	1.49	1.08	3.65	-	-	-	0.07
0.95	-4	1.81	1.60	2.20	-	-	-	-	-	-	-
1.00	-4	2.66	2.35	3.24	3.63	2.73	7.95	3.64	3.22	4.03	0.33
1.25	-3	1.24	1.10	1.51	2.41	1.81	4.02	-	-	-	0.72

Literaturverzeichnis

- [Ang99] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl'Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotton und M. L. Rachtig, A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates, Nucl. Phys. **A656**, 3 (1999).
- [Ash69] D. Ashery, Study of the $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaction: A possible source of stellar neutrons, Nucl. Phys. **A136**, 481 (1969).
- [Ber69] B. L. Berman, R. L. V. Hemert und C. D. Bowman, Threshold photoneutron cross section for ^{26}Mg and a source of stellar neutrons, Phys. Rev. Lett. **23**, 386 (1969).
- [Boh48] N. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd. **18**, No. 8 (1948).
- [Bri97] J. F. Briesmeister, MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory, 1997.
- [Bur57] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler und F. Hoyle, Synthesis of the elements in stars, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
- [Cam57] A. G. W. Cameron, Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis, Publications of the Astronomical Society of the Pacific **69**, 201 (1957).
- [Cau88] G. R. Caughlan und W. A. Fowler, Thermonuclear Reaction Rates V, Atomic Data and Nuclear Data Tables **40**, 283 (1988).
- [Cer00] Cern Proposal, The importance of $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ as s-process neutron source and the s-process thermometer ^{151}Sm , CERN/INTC 2000-017 (2000).
- [Cie83] S. Cierjacks, Neutron Sources for Basic Physics and Applications, OE-ACD/NEA Report (Pergamon Press), 1983.

- [Cos00] V. Costa, M. Rayet, R. A. Zappala und M. Arnould, The synthesis of the light Mo and Ru isotopes: how now, no need for an exotic solution?, *Astron. Astrophys.* **358**, 67 (2000).
- [Den94] A. Denker, *Drei Neutronenerzeugungsreaktionen in Sternen*, Dissertation, Universität Stuttgart, ISBN 3-8265-0191-8, 1994.
- [Den95] A. Denker, H. W. Drotleff, M. Große, H. Knee, R. Kunz, A. Mayer, R. Seidel, M. Soiné und J. W. Hammer. Neutron Producing Reactions in Stars. In *Proceedings of the International Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos III"*, Assergi, Italy, M. Busso, R. Gallino und C. M. Raiteri, Hrsg., Band AIP Conf. Proc. 327, S. 225–258, New York, 1995.
- [Dro90] H. W. Drotleff, A. Denker, J. W. Hammer, H. Knee, S. Küchler, C. Rolfs, D. Streit und H. P. Trautvetter. New results on the neutron producing reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. In *Proceedings of the International Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos"*, Baden/Vienna, Austria, June 1990, H. Oberhummer und W. Hillebrandt, Hrsg., S. 181–184, 85740 Garching b. München, Germany, 1990.
- [Dro91] H. W. Drotleff, A. Denker, J. W. Hammer, H. Knee, S. Küchler, D. Streit, C. Rolfs und H. P. Trautvetter, New $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -resonances at very low energies relevant for the astrophysical s-process, *Z. Phys.* **A338**, 367 (1991).
- [Dro92] H. W. Drotleff, *Untersuchung der s-Prozeß Neutronenquelle $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$* , Dissertation, Bochum und Stuttgart, 1992.
- [Dro93] H. W. Drotleff, A. Denker, H. Knee, M. Soiné, G. Wolf, J. W. Hammer, U. Greife, C. Rolfs und H. P. Trautvetter, Reaction rates of the s-process neutron sources $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ and $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, *Astrophys. J.* **414**, 735 (1993).
- [End98] P. M. Endt, Supplement to Energy Levels of $A = 21 - 44$ Nuclei (VII), *Nucl. Phys.* **A633**, 45 (1998).
- [Gai92] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [Gal88] R. Gallino, M. Busso, G. Picchio, C. M. Raiteri und A. Renzini, On the role of low-mass asymptotic giant branch stars in producing a solar system distribution of s-process isotopes, *Astrophys. J.* **333**, 25 (1988).
- [Gie93] U. Giesen, C. P. Browne, J. Görres, S. Graff, C. Iliadis, H. P. Trautvetter, M. Wiescher, W. Harms, K.-L. Kratz, B. Pfeiffer, R. E. Azuma, M. Buckby und J. D. King, The astrophysical implications of low-energy resonances in $^{22}\text{Ne} + \alpha$, *Nucl. Phys.* **A561**, 95 (1993).

- [Goo94] M. Goosens, GEANT Detector Description and Simulation Tool 3.21, Cern, Geneva Switzerland, 1994.
URL: <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/index.html>.
- [Gör01] J. Görres, C. Arlandini, U. Giesen, M. H. F. Käppeler, H. Leiste, E. Stech und M. Wiescher, Topics in stellar He burning, Nucl. Phys. **A688**, 225 (2001).
- [Haa73] F. X. Haas und J. K. Bair, Total Neutron Yield from the (α, n) Reaction on $^{21,22}\text{Ne}$, Phys. Rev. C **7**, 2432 (1973).
- [Ham] J. W. Hammer, W. Biermayer, T. Griegel, H. Knee und K. Petkau. RHINOCEROS, The Versatile Stuttgart Windowless And Recirculating Gas Target Facility For Atomic And Nuclear Physics With Gas Purification, Part I. in Vorbereitung.
- [Ham79] J. W. Hammer, B. Fischer, H. Hollick, H. P. Trautvetter, K. U. Kettner, C. Rolfs und M. Wiescher, Beam properties of the 4 MeV Dynamitron accelerator at Stuttgart, Nucl. Instrum. Methods **161**, 189 (1979).
- [Ham98] J. W. Hammer, K. Heinrich, I. Hosseini, M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer und M. Wagner, Design of Fast Summation Amplifiers for Active Shieldings, In Institut für Strahlenphysik — Annual report 1997, S. 48–49, 1998.
- [Ham00] J. W. Hammer, I. Büsching, M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, R. Morlock, R. Schreiter, G. Staudt, P. Mohr, Y. Butt, P. D. Parker, K.-L. Kratz und B. Pfeiffer. Capture Reactions of Astrophysical Relevance in the CNO-Cycles and in Stellar Helium Burning. In Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics: 10th International Symposium, Santa Fe, New Mexico, 1999, AIP Conference Proceedings, S. Wender, Hrsg., Band 529, S. 669–671, Melville, New York, 2000.
- [Har91] V. Harms, K.-L. Kratz und M. Wiescher, Properties of $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ Resonances, Phys. Rev. C **43**, 2849 (1991).
- [Heg01] A. Heger, S. E. Woosley, T. Rauscher, R. D. Hoffman und M. M. Boyes, Massive Star Evolution: Nucleosynthesis and Nuclear Reaction Rate Uncertainties, (2001).
- [Hey56] N. P. Heydenburg und G. M. Temmer, Alpha–Alpha Scattering at Low Energies, Phys. Rev. **104**, 123 (1956).
- [Hoy64] F. Hoyle und R. Tayler, Nature **203**, 1108 (1964).
- [Ibe82a] I. Iben Jr. und A. Renzini, On the formation of carbon star characteristics and the production of neutron-rich isotopes in asymptotic giant branch stars of small core mass, Astrophys. J. **263**, 23 (1982).

- [Ibe82b] I. Iben Jr. und A. Renzini, The role of semiconvection in bringing carbon to the surface of asymptotic giant branch stars of small core mass, *Astrophys. J.* **259**, 79 (1982).
- [Jae00] M. Jaeger, R. Kunz, I. Büsching, A. Mayer und J. W. Hammer. The reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ as a Neutron Source for the Astrophysical s-Process. In *BgNS Transactions: XIII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, Varna, Bulgaria, 1999, Conference Proceedings, Band 5, S. 183–187, Sofia, Bulgaria, 2000.*
- [Jae01] M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, J. Hammer, G. Staudt, K.-L. Kratz und B. Pfeiffer, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, the key neutron source in massive stars, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 202501 (2001).
- [Käp89] F. Käppeler, H. Beer und K. Wisshak, s-Process Nucleosynthesis - Nuclear Physics and the Classical Model, *Rep. Prog. Phys.* **52**, 945 (1989).
- [Käp94] F. Käppeler, M. Wiescher, U. Giesen, J. Görres, I. Baraffe, M. E. Eid, C. M. Raiteri, M. Busso, R. Gallino, M. Limongi und A. Chieffi, Reaction rates for $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$, and $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ in stellar helium burning and s-process nucleosynthesis in massive stars, *Astrophys. J.* **437**, 396 (1994).
- [Kne94] H. Knee, Untersuchung der $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ -Reaktion im astrophysikalisch relevanten Energiebereich, Dissertation, Universität Stuttgart, ISBN 3-8265-0528-X, 1994.
- [Kno79] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, John Wiley & Sons, New York, 1979.
- [Köl97] V. Kölle, Untersuchung der Einfangreaktion $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ für astrophysikalisch relevante Energien, Dissertation, Universität Tübingen, 1997.
- [Kun95] R. Kunz, A. Denker, H. W. Drotleff, M. Große, H. Knee, S. Küchler, R. Seidel, M. Soiné und J. W. Hammer. Neutron Sources in Nuclear Astrophysics. In *Proc. of the 4th Int. Conf. on Applications of Nuclear Techniques "Neutrons and their Applications"*, Crete, Greece, G. Vourvopoulos und T. Paradellis, Hrsg., Band 2339 of *Proc. SPIE*, S. 33–55, Bellingham, 1995.
- [Kun00] R. Kunz, Programm CALCRATE zur Berechnung der stellaren Reaktionsrate, unveröffentlicht, 2000.
- [Kun01] R. Kunz, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopoulos und T. Paradellis, $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, the key reaction in stellar nucleosynthesis, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3244 (2001).

- [Mak74] H.-B. Mak, D. Ashery und C. A. Barnes, Cross Sections of the $^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$ and $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ Reactions at Low Energies of Astrophysical Interest, Nucl. Phys. **A226**, 493 (1974).
- [May84] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1984.
- [May01] A. Mayer, Die Fusionsreaktion $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ und ihre astrophysikalische Reaktionsrate, Dissertation, Universität Stuttgart, 2001.
- [Mer52] P. W. Merrill, Spectroscopic Observations of Stars of Class S, Astrophys. J. **116**, 21 (1952).
- [Mey92] G. Meynet und M. Arnould. Influence of new rates for the main s-process neutron sources in massive stars. In Nuclei in the Cosmos II, F. Käppeler und K. Wisshak, Hrsg., 1992.
- [Moh95] P. Mohr, Messung und Analyse von Einfangreaktionen an leichten Kernen bei thermonuklearen Energien, Dissertation, Universität Tübingen, 1995.
- [Mor97] R. Morlock, Untersuchung der Reaktion $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$, Diplomarbeit, Stuttgart, 1997.
- [Mül97] A. Müller, Aktive Abschirmung von hochsensitiven γ -Spektrometern, Diplomarbeit, Stuttgart, 1997.
- [Obe91] H. Oberhummer, Nuclei in the Cosmos, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991.
- [Rau00] T. Rauscher und F.-K. Thielemann, Astrophysical Reaction Rates from Statistical Model Calculations, Atomic Data and Nuclear Data Tables **75**, 1 (2000).
- [Rau01] T. Rauscher, A. Heger, S. E. Woosley und R. D. Hoffman. Nuclear Aspects of the s- and n-Processes in Massive Stars. In Proceedings of the 9th Int. Seminar on "Interactions of Neutrons with Nuclei (ISINN-9)", Dubna, Russia, 2001.
- [Rol88] C. E. Rolfs und W. S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, The University of Chicago Press, Chicago and London, 1988.
- [Ros67] H. J. Rose und D. M. Brink, Angular Distributions of Gamma Rays in Terms of Phase-Defined Reduced Matrix Elements, Rev. Mod. Phys. **39**, 306 (1967).
- [Sue56] H. E. Suess und H. C. Urey, Abundances of the Elements, Rev. Mod. Phys. **28**, 53 (1956).
- [The00] L.-S. The, M. F. El Eid und B. S. Meyer, A New Study of s-Process Nucleosynthesis in Massive Stars, Astrophys. J. **533**, 998 (2000).

- [Tru77] J. W. Truran und J. I. Iben, On s-Process Nucleosynthesis in Thermally Pulsing Stars, *Astrophys. J.* **216**, 797 810 (1977).
- [Wat52] B. E. Watt, Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of ^{235}U , *Phys. Rev.* **87**, 1037 (1952).
- [Wei76] H. Weigman, R.-L. Macklin und J. A. Harvey, Isobaric analog impurities from neutron capture and transmission by magnesium, *Phys. Rev. C* **14**, 1328 (1976).
- [Wil96] S. Wilmes, Messung und Analyse der Einfangreaktion $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ für astro-physikalisch relevante Energien, Dissertation, Universität Tübingen, 1996.
- [Wol88] K. Wolke, Experimentelle Untersuchungen der Reaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ bei stellaren Energien, Dissertation, Münster, 1988.
- [Wol89] K. Wolke, V. Harms, H. W. Becker, J. W. Hammer, K. L. Kratz, C. Rolfs, U. Schroeder, H. P. Trautvetter, M. Wiescher und A. Woehr, Helium Burning of ^{22}Ne , *Z. Phys.* **A334**, 491 (1989).
- [Wol91] H. Wolters, N. Nicolay und S. Krink, VS — Multi Spectra Display and Recalibration Program, Institut für Kernphysik, Köln, 1991.
- [Zie77] J. F. Ziegler, Helium – Stopping Powers and Ranges in All Elements, Band 4 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Pergamon Press, New York, 1977.

Eigene Veröffentlichungen

- [1] M. Jaeger, S. Wilms, V. Kölle, G. Staudt und P. Mohr, Precision measurement of the half-life of ${}^7\text{Be}$, *Phys. Rev. C* **54**, 423 (1996).
- [2] P. Mohr, T. Rauscher, H. Oberhummer, Z. Máté, Z. Fülöp, E. Somorjai, M. Jaeger und G. Staudt, ${}^{144}\text{Sm} - \alpha$ optical potential at astrophysically relevant energies derived from ${}^{144}\text{Sm}(\alpha, \alpha){}^{144}\text{Sm}$ elastic scattering, *Phys. Rev. C* **55**, 1523 (1997).
- [3] R. Morlock, R. Kunz, A. Mayer, M. Jaeger, A. Müller, J. W. Hammer, P. Mohr, H. Oberhummer, G. Staudt und V. Kölle, Halo Properties of the First $1/2^+$ State in ${}^{17}\text{F}$ from the ${}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}$ Reaction, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3837 (1997).
- [4] R. Kunz, A. Mayer, K.-D. Joos, H. Knee, A. Müller, J. Nickel, C. Plettner, J. Hammer, D. Baye, P. Descouvemont, M. Jaeger, V. Kölle, S. Wilmes, G. Staudt, C. Chronidou, S. Harissopulos, K. Spyrou und T. Paradellis, Capture Reactions in the helium burning of stars, *Nucl. Phys.* **A621**, 149c (1997).
- [5] Y. M. Butt, J. W. Hammer, M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, P. D. Parker, R. Schreiter und G. Staudt, Measurement of the properties of the astrophysically interesting $3/2^+$ state at 7.101 MeV in ${}^{19}\text{F}$, *Phys. Rev. C* **58**, R10 (1998).
- [6] V. Kölle, U. Kölle, S. Braitmayer, P. Mohr, S. Wilmes, G. Staudt, J. W. Hammer, M. Jaeger, H. Knee, R. Kunz und A. Mayer, Capture reactions at astrophysically relevant energies: extended gas target experiments and GEANT simulations, *Nucl. Instrum. Methods* **A431**, 160 (1999).
- [7] R. Kunz, J. W. Hammer, M. Jaeger, K.-D. Joos, A. Mayer, S. Harissopulos, T. Paradellis, G. Souliotis und G. Staudt. Improved Investigation of the ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ Reaction. In *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics: 10th International Symposium, Santa Fe, New Mexico, 1999, AIP Conference Proceedings*, S. Wender, Hrsg., Band 529, S. 672–674, Melville, New York, 2000.
- [8] J. W. Hammer, I. Büsching, M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, R. Morlock, R. Schreiter, G. Staudt, P. Mohr, Y. Butt, P. D. Parker, K.-L. Kratz und B. Pfeiffer. Capture Reactions of Astrophysical Relevance in the CNO-Cycles and

- in Stellar Helium Burning. In Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics: 10th International Symposium, Santa Fe, New Mexico, 1999, AIP Conference Proceedings, S. Wender, Hrsg., Band 529, S. 669–671, Melville, New York, 2000.
- [9] M. Jaeger, R. Kunz, I. Büsching, A. Mayer und J. W. Hammer. The reaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ as a Neutron Source for the Astrophysical s-Process. In BgNS Transactions: XIII International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, Varna, Bulgaria, 1999, Conference Proceedings, Band 5, S. 183–187, Sofia, Bulgaria, 2000.
- [10] R. Kunz, M. Jaeger, A. Mayer, J. W. Hammer, G. Staudt, S. Harissopoulos und T. Paradellis, $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, the key reaction in stellar nucleosynthesis, Phys. Rev. Lett. **86**, 3244 (2001).
- [11] M. Jaeger, R. Kunz, A. Mayer, J. Hammer, G. Staudt, K.-L. Kratz und B. Pfeiffer, $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, the key neutron source in massive stars, Phys. Rev. Lett. **87**, 202501 (2001).

Lebenslauf

NAME: Michael Jaeger
GEBURTSDATUM: 10.09.1966
GEBURTSORT: Horb am Neckar

SCHULBILDUNG:

1974–1977 Grundschule in Rottenburg am Neckar
1977–1986 Eugen–Bolz–Gymnasium in Rottenburg am Neckar mit
Abschluß Abitur

WEHRDIENST:

1986–1987 Wehrdienst in Meßstetten

STUDIUM:

1987–1995 Studium der Physik an der Eberhard Karls Universität
Tübingen
1995–1996 Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität
Tübingen zum Thema:
Experimente zur Einfangreaktion ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ und Rechnungen im System $A = 6$
1996 Abschluß Diplom
1996–2001 Dissertation am Institut für Strahlenphysik der Universität
Stuttgart zum Thema:
Die Einfangreaktion ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$ – die Hauptneutronenquelle in massiven Sternen

TÄTIGKEITEN:

1991–1996 Angestellter der Firma TRANSTEC in Tübingen
1996–2001 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Strahlenphysik, Lehrtätigkeit im Kernphysikalischen Praktikum, Betreuung und Wartung der EDV–Anlagen am Institut
1997–2001 Lehrtätigkeit als Dozent an der *Schule für Technische Assistenten in der Medizin* des Katharinenhospitals in Stuttgart

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die durch ihre Unterstützung und Mithilfe zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt hierbei:

Herrn Dr. J. W. Hammer, für die Betreuung dieser Arbeit; für die zahlreichen Anregungen zur Weiterentwicklung des Experiments, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen, sowie für die tatkräftige Unterstützung während der vielen Strahlzeiten.

Herrn Prof. Dr. U. Kneissl, für die freundliche Aufnahme am Institut und das große Interesse an dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. G. Staudt, für die vielen anregenden Diskussionen und das stete Interesse an dieser Arbeit.

dem DYNAMITRON-Team, J. Lefèvre und J. Elling unter Leitung von Herrn H. Hollick für stete Bemühen um eine optimale Strahlqualität.

allen Mitgliedern der Astrogruppe, für das nette Arbeitsklima während meiner Zeit in Stuttgart, im Besonderen A. Mayer und R. Kunz für die vielen Anregungen und die Unterstützung während der Strahlzeiten.

Herrn Namyslak und den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, der Elektronik-Werkstatt unter Herrn Heinrich für die sorgfältige Ausführung aller Aufträge, sowie E. Wagner für die Unterstützung bei vakuum-technischen Fragen und Problemen.

aber vor allem meinen Eltern, die mich während meiner Zeit in Stuttgart stets mit Rat und Tat unterstützten, für die Ablenkung und für die vielen Dinge außerhalb der Physik.

meiner Freundin Heike, für die gemeinsame, schöne und stets abwechslungsreiche Zeit.

VIELEN DANK

