

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6783

**Neutronenquellen für den s-Prozess und die Rolle
der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Reaktion**

Michael Heil

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Heidelberg
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2002

Impressum der Print-Ausgabe:

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

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

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

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktionsrate bei der astrophysikalisch relevanten thermischen Energie von $kT \approx 8$ keV zu bestimmen. Gemäß den neuesten Sternmodellen stellt diese Reaktion die Hauptneutronenquelle für den s-Prozess dar. Eine thermische Energie von $kT = 8$ keV bedeutet für α -Teilchen ein Gamow-Fenster um 190 keV. Da dies weit unterhalb der Coulomb-Barriere liegt, ist der Wirkungsquerschnitt extrem klein und entzieht sich einer direkten Bestimmung, weshalb man auf die Extrapolation der bei höheren Energien gemessenen Werte angewiesen ist. Bisher durchgeführte Extrapolationen zeigen große Unsicherheiten, und die daraus resultierenden Reaktionsraten variieren bis zu einem Faktor 10. Eine halb so große Reaktionsrate z.B. würde aber schon zu erheblichen Konsequenzen für das stellare Modell führen und es in seiner jetzigen Form in Frage stellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb eine umfangreiche R-Matrix-Analyse durchgeführt, die erstmals alle offenen Reaktionskanäle berücksichtigt. Um die Zuverlässigkeit der Extrapolation zu erhöhen, mussten die bisher gemessenen Daten durch zwei Experimente ergänzt werden. Zum einen wurde der absolute Querschnitt der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion im Energiebereich von $E_{\text{cm}} = 320 - 700$ keV gemessen. Damit konnten Diskrepanzen in der Normierung von bestehenden Datensätzen ausgeräumt werden. Zum anderen wurde der doppelt-differentielle $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Streuquerschnitt im Energiebereich von $E_{\text{lab}} = 1.5 - 6.2$ MeV für 28 Winkel gemessen. Mit Hilfe dieser Daten konnte der Beitrag möglicher Hintergrundresonanzen bestimmt und somit die Verlässlichkeit der Extrapolation deutlich verbessert werden. Außerdem wurde die Zuordnung von Spins und Paritäten für eine Vielzahl von Resonanzen verbessert und sechs bisher unbekannte Resonanzen identifiziert.

Als Ergebnis dieser Arbeit konnte die Rate der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Reaktion bei Temperaturen von $kT = 8$ keV ($T = 0.1 \cdot 10^9$ K) zu $(4.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-14}$ cm³/mole/s bestimmt werden, in guter Übereinstimmung mit dem bisherigen Wert. Die Unsicherheiten der Extrapolation wurden allerdings erheblich vermindert, so dass eine um einen Faktor zwei kleinere Reaktionsrate ausgeschlossen werden kann.

Neutron sources for the s-process and the role of the $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ reaction

Abstract

The aim of this work was to determine the $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ reaction rate at the astrophysically relevant thermal energy of $kT \approx 8$ keV. According to current stellar models, $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ is considered to be the main neutron source for the s-process. A thermal energy of $kT = 8$ keV is equivalent to a Gamow window around 190 keV for α -particles. Since this energy is far below the Coulomb barrier the reaction cross section is extremely small and can not be measured directly. Therefore one has to rely on the extrapolation of the values measured at higher energies. The extrapolations reported so far showed all large uncertainties resulting in variations of the reaction rate by up to a factor of 10. But a reaction rate smaller by a factor of two would already imply serious consequences for the stellar model.

In this work an extensive R-Matrix analysis was carried out which, for the first time, accounts for all possible reaction channels. To increase the reliability of the extrapolation the existing data had to be complemented by two experiments. First, the absolute cross section of the $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ reaction was measured in the energy range $E_{\text{cm}} = 320 - 700$ keV in order to remove various discrepancies in the normalization of previous data sets. Second, the double differential scattering cross section $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ was measured in the energy range $E_{\text{lab}} = 1.5 - 6.2$ MeV for 28 angles. These data were useful to constrain possible contributions from background resonances and, therefore, improved the accuracy of the extrapolation. In addition, the spin and parity assignments have been improved for many resonances and six previously unknown resonances could be identified.

The reaction rate at a temperature of $kT = 8$ keV ($T = 0.1 \cdot 10^9$ K) was determined to $(4.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-14}$ cm³/mole/s, in good agreement with the value adopted so far. However, the uncertainties were sufficiently reduced to exclude definitively a variation of the reaction rate by a factor of two.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	3
1 Motivation und astrophysikalische Grundlagen	1
1.1 Entstehung der schweren Elemente (s-, r- und p-Prozess)	2
1.2 Der klassische s-Prozess	3
1.3 AGB Sterne als Schauplatz des s-Prozesses.....	7
1.4 Neutronenquellen in AGB Sternen – Argumente für $^{13}\text{C}(\alpha,n)$	9
1.5 Grundlagen der Astrophysik - stellare Reaktionsrate, astrophysikalischer S-Faktor und Gamow-Fenster	13
1.6 Ziel der Arbeit.....	14
2 Experiment I: Der doppelt-differentielle elastische Streuquerschnitt von α-Teilchen an ^{13}C	17
2.1 Messungen bei Energien von 2.9 MeV bis 6.2 MeV.....	17
2.1.1 Experimenteller Aufbau	17
2.1.2 Spektren	19
2.1.3 Eichung der Strahlenergie	20
2.1.4 Auswertung	21
2.1.5 Ergebnisse	22
2.2 Messungen bei Energien von 1.5 MeV bis 3 MeV.....	23
2.2.1 Experimenteller Aufbau	23
2.2.2 Eichung der Strahlenergie	25
2.2.3 Spektren	25
2.2.4 Auswertung und Ergebnisse.....	25
3 Experiment II: Der $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$-Querschnitt	27
3.1 Monte-Carlo-Simulationen zur Optimierung des Detektorsystems.....	28
3.2 Experimentelle Bestimmung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit.....	29
3.3 Proben.....	32
3.4 Eichung der Strahlenergie	34
3.5 Untergrund.....	34
3.6 Auswertung und Ergebnisse.....	37
4 R-Matrix Theorie	41
5 Ergebnisse der R-Matrix-Analyse	49
5.1 Der totale Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,\text{tot})$	49
5.2 Daten des doppelt-differentiellen Querschnitts der $^{16}\text{O}(n,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion	53
5.3 Daten der inelastischen Querschnitte $^{16}\text{O}(n,n'\gamma)^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O}(n,\alpha\gamma)^{13}\text{C}$	57
5.4 Daten des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts der $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)^{13}\text{C}$ -Reaktion	59

5.5	Daten zum totalen $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$ - und $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Querschnitt	66
5.6	Zusammenfassung der R-Matrix-Analyse	69
5.7	Fehlerbetrachtung.....	71
6	Diskussion: Astrophysikalische Aspekte	75
	Literaturverzeichnis.....	81
	Anhang A – R-Matrix Theorie.....	83
	Anhang B – SAMMY Eingabe Dateien	89
	<i>Dateien zum Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,tot)$.....</i>	<i>90</i>
	<i>Dateien zum doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,n)$.....</i>	<i>94</i>
	<i>Dateien zum inelastischen Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,n'\gamma)$.....</i>	<i>96</i>
	<i>Dateien zum doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$.....</i>	<i>97</i>
	<i>Dateien zum Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,\alpha)$.....</i>	<i>99</i>
	<i>Dateien zum Wirkungsquerschnitt $^{13}\text{C}(\alpha,n)$.....</i>	<i>102</i>
	Anhang C – Die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$-Reaktionsrate in tabellarischer Form.....	107

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Solare Elementhäufigkeiten als Funktion der Massenzahl und die zugehörigen Erzeugungsmechanismen.....	1
Abbildung 2: Nukleosynthesepfad beim s- und r-Prozess. Reine s-Kerne sind mit einem „s“ gekennzeichnet, reine r-Kerne mit einem „r“ markiert. Die vereinzelt Isotope auf der protonenreichen Seite, die weder durch den s- noch durch den r-Prozess erzeugt werden können, werden dem p-Prozess zugeschrieben.	2
Abbildung 3: Die σ_N -Kurve im Vergleich mit den empirischen Werten für reine s-Kerne. Man sieht, dass mindestens zwei verschiedene Neutronenbestrahlungen (ρ_1 und ρ_2) benötigt werden, um die als Symbole eingezeichneten empirischen Produkte gut zu beschreiben. Bei den Minima der σ_N -Kurve handelt es sich um Verzweigungen des Reaktionspfads.	4
Abbildung 4: Schematische Darstellung einer Verzweigung des s-Prozess-Pfads am Isotop A.	5
Abbildung 5: Die schalenförmige Struktur eines AGB-Sterns, der aus einem C/O-Kern, einer dünnen He-Schale (nicht maßstäblich) und einer konvektiven Hülle besteht.	7
Abbildung 6: Die Abbildung zeigt die Zeitskalen der zyklischen Brennphasen in einem typischen AGB-Stern. Eingezeichnet sind auch die Entstehungsorte der s-Prozess-Elemente und die dazugehörigen Neutronenquellen.	8
Abbildung 7: Aufgetragen ist das Verhältnis von schweren (hs) zu leichten s-Kernen (ls) über der Metallizität in spektrografischer Notation. Dabei bedeutet $[x] = \log_{10}(x_{\odot}) - \log_{10}(x)$. Ein Ansteigen des Verhältnisses mit abnehmender Metallizität ist klar zu erkennen.	10
Abbildung 8: Der s-Prozess-Pfad für die Erzeugung von ^{142}Nd verzweigt bei ^{141}Ce und ^{142}Pr	11
Abbildung 9: Aufgetragen ist die Überproduktion der Häufigkeiten als Funktion der Massenzahl zum einen für das klassische Modell (links) und zum anderen für das stellare Modell (rechts). Man sieht deutlich, dass das stellare Modell die Häufigkeiten wesentlich besser reproduziert als das klassische Modell. Insbesondere wird eine Überproduktion von ^{142}Nd vermieden, die beim klassischen Modell zu unumgänglichen Widersprüchen führt.	12
Abbildung 10: Die bisherigen Messungen des S-Faktors der $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ Reaktion von Davids [20], Drotleff et al. [12], Brune et al. [21], Bair und Haas [22] und Kellogg et al. [11]. Die Diskrepanzen in der Normierung der einzelnen Datensätze sind deutlich zu erkennen. Der für die Astrophysik relevante Bereich ist grau schattiert eingezeichnet. Die roten Linien stellen zwei mögliche Extrapolationen dar. Beide sind wegen der großen Unsicherheiten mit den Datenpunkten bei kleinen Energien verträglich, führen aber zu erheblich unterschiedlichen Reaktionsraten.	16
Abbildung 11: Schematischer Aufbau des Experiments zur Bestimmung des elastischen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C . Die Zeichnung ist nicht maßstäblich.	17
Abbildung 12: Die große Streukammer mit der Anordnung der 16 Si-Detektoren in Rückwärtsrichtung.	18
Abbildung 13: Spektren der Si-Detektoren bei 44° (links) und 165° (rechts). Die Energie der α -Teilchen betrug 6.2 MeV im Laborsystem. Obwohl die Proben zu 99% aus ^{13}C bestehen, erscheint die ^{12}C -Komponente stark überhöht, da diese Spektren bei einer Resonanz im $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)$ -Querschnitt aufgenommen wurden. Üblicherweise dominieren die Streueignisse an ^{13}C	20
Abbildung 14: Anregungskurve der 0.5 keV breiten Resonanz der $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)$ -Reaktion bei 5.2473 MeV, die zur Eichung des Analysiermagneten benutzt wurde.	20
Abbildung 15: Der ^{12}C -Aufbau auf zwei verschiedenen Proben in Abhängigkeit der akkumulierten Ladung.	21
Abbildung 16: Vergleich des in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitts (rot) mit den Daten von Kerr et al. (schwarz) im Energiebereich von 3.0 – 6.5 MeV und bei einem Winkel von 165°	22
Abbildung 17: Winkelverteilung bei einer Energie der α -Teilchen von 5.668 MeV. Diese Energie entspricht einer $J^\pi = 9/2^+$ Resonanz, für die aufgrund dieser Verteilung Spin und Parität neu zugeordnet werden konnten.	23
Abbildung 18: Die kleine Streukammer mit den acht Si-Halbleiterdetektoren. Zu sehen ist auch die Probenleiter im Zentrum der Kammer.	24
Abbildung 19: Mit den Si-Halbleiterdetektoren gemessene Spektren bei einer Energie der α -Teilchen von 2.365 MeV für Winkel von 45° (links) und 165° (rechts). Die rote Linie zeigt die Anpassung der drei Gaußkurven, die der Streuung am ^{13}C , sowie am ^{12}C -Niederschlag auf beiden Seiten der Probe entsprechen.	25
Abbildung 20: Anregungskurve der elastischen Streuung von α -Teilchen an ^{13}C bei einem Winkel von 165° im Vergleich mit den Daten von Barnes et al. [18].	26

Abbildung 21: Schematischer Aufbau des Karlsruher 4π BaF ₂ Detektors zur Messung von Neutroneneinfangquerschnitten. Zur Messung des (α,n) -Querschnitts wurde das Strahlrohr bis ins Zentrum des Detektors verlängert.	27
Abbildung 22: Vergleich der Simulation von Einfangereignissen (durchgezogene Linie) an ^{197}Au mit gemessenen Spektren (gestrichelt) für verschiedene Multiplizitäten.	29
Abbildung 23: Vergleich der simulierten (schwarze Rauten) und der gemessenen (rote Quadrate) Neutronennachweiswahrscheinlichkeit. Die Abweichung bei kleinen Neutronenenergien kann reduziert werden, wenn man bei den Simulationen auch die Untergrundreaktion $^{51}\text{V}(p,\gamma)$ berücksichtigt (blaue Kreise).	31
Abbildung 24: Anregungskurve der $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ -Reaktion. Aus der Halbwertsbreite konnte die Flächenbelegungsdichte zu $21.3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bestimmt werden.	33
Abbildung 25: Gemessenes Untergrundspektrum vor (schwarz) und nach (rot) Reduktion durch aktive Abschirmung und geeignete Schnitte. Der Untergrund konnte insgesamt um einen Faktor 20 reduziert werden.	35
Abbildung 26: In der Abbildung ist die Multiplizität über der Summenenergie für Untergrundereignisse (links) und „wahre“ Ereignisse (rechts) aufgetragen.	36
Abbildung 27: Während geeignete Schnitte in der Multiplizität der Ereignisse die Untergrundrate deutlich verringern, haben sie nur geringe Auswirkungen auf Ereignisse, die durch Neutroneneinfang am Kadmium hervorgerufen wurden. Die Abbildung zeigt die Ereignisrate für „wahre“ Ereignisse vor (schwarz) und nach (rot) Anwendung der Untergrunddiskriminierung.	37
Abbildung 28: Die in dieser Arbeit ermittelten S-Faktoren im Vergleich mit den bestehenden Datensätzen von Davids [20], Drotleff et al. [12], Brune et al. [21], Bair und Haas, [22] sowie Kellogg et al. [11].	38
Abbildung 29: Anregungskurven der $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ -Reaktion für eine neue Probe und nach einer integrierten Ladung von einem Coulomb.	39
Abbildung 30: Mögliche Zerfallskanäle des ^{17}O Zwischenkerns. Bei niedrigen Energien müssen aber nur die beiden stärksten Kanäle $^{16}\text{O} + n$ und $^{13}\text{C} + \alpha$ berücksichtigt werden.	45
Abbildung 31: Schematische Darstellung der R-Matrix unter Berücksichtigung der beiden Teilchenpaare $^{13}\text{C} + \alpha$ ($a = 1$) und $^{16}\text{O} + n$ ($a = 2$). Weiterhin unterscheiden sich die Kanäle durch ihren Kanalspin s und durch den Gesamtdrehimpuls l	46
Abbildung 32: Untermatrix für $J^\pi = 1/2^-$ Resonanzen.	47
Abbildung 33: Vergleich der in dieser Arbeit gemessenen Daten (schwarze Symbole) des doppelt-differentiellen $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Querschnitts mit einer R-Matrix-Analyse (rote Linie), die auf den bisher bekannten Resonanzparametern basiert.	50
Abbildung 34: Vergleich der renormierten experimentellen Daten für den $^{16}\text{O}(n,\text{tot})$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) im Energiebereich von 790 eV – 8.0 MeV.	52
Abbildung 35: Vergleich der Daten von Lane (schwarze Symbole) für den doppelt-differentiellen $^{16}\text{O}(n,n)$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 23.2° bis 144.2° im Energiebereich von 0.12 – 1.67 MeV.	54
Abbildung 36: Vergleich der Daten von Shouky (schwarze Symbole) für den doppelt-differentiellen $^{16}\text{O}(n,n)$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 20° bis 65° im Energiebereich von 1.6 – 6.2 MeV.	55
Abbildung 37: Vergleich der Daten (schwarze Symbole) von Shouky für den doppelt-differentiellen $^{16}\text{O}(n,n)$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 80° bis 150° im Energiebereich von 1.6 – 6.2 MeV.	56
Abbildung 38: Vergleich der Daten (schwarze Symbole) für den inelastischen $^{16}\text{O}(n,n'\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt von Nelson et al. [47] mit den Ergebnissen der R-Matrix-Anpassung (rote Linie).	58
Abbildung 39: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 45.0° bis 165.0° im Energiebereich 1.5 – 3.1 MeV.	60
Abbildung 40: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 43.9° bis 68.9° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.	61
Abbildung 41: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 74.0° bis 85.8° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.	62
Abbildung 42: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 89.0° bis 100.8° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.	63

Abbildung 43: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 105.0° bis 130.8° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.	64
Abbildung 44: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 140.8° bis 165.9° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.	65
Abbildung 45: Vergleich der experimentellen Werte der $^{16}\text{O}(n,\alpha)$ -Reaktion und der R-Matrix-Anpassung (oben), sowie für die Umkehrreaktion (unten).....	67
Abbildung 46: Vergleich der R-Matrix-Analyse (rote Linie) mit den experimentellen Daten für verschiedene Reaktionskanäle (schwarze Symbole). Die für die Extrapolation der (α,n) -Daten in den astrophysikalischen Bereich (grau schraffiert) wichtigsten Resonanzen sind durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Man beachte den steilen Abfall des (α,n) -Querschnitts bei niedrigen Energien über mehr als 8 Größenordnungen.	68
Abbildung 47: Die Auswirkungen der quadratischen Abweichung und der Reaktionsrate bei Änderung der α -Parameter für die wichtigsten Resonanzen außerhalb des untersuchten Energiebereichs. Dabei wurde die Breite des α -Kanals jeweils um 20% des besten Wertes reduziert oder erhöht.....	72
Abbildung 48: Der mit Hilfe der R-Matrix-Anpassung bestimmte Verlauf des S-Faktors mit der Energie. Die durchgezogene rote Linie gibt die beste Anpassung wider. Die gestrichelten roten Linien geben das Fehlerband des S-Faktors an. Die grüne Linie zeigt den Verlauf des S-Faktors ohne Berücksichtigung der $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz knapp oberhalb der Reaktionsschwelle.....	75
Abbildung 49: Das Verhältnis der in dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate zu früheren Ergebnissen in Abhängigkeit von der Temperatur T_9 ($=10^9$ K). Die rote Linie zeigt den Vergleich der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktionsrate zu Caughlan und Fowler [13], die blaue Linie gibt das Verhältnis zur Rate von Denker und Hammer [16] und die schwarze Linie das Verhältnis zur NACRE-Rate an.	77

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Winkel der Detektoren relativ zur Strahlachse im Laborsystem.....	18
Tabelle 2: Laborwinkel der acht Si-Detektoren und die verwendeten Blendendurchmesser	24
Tabelle 3: Gemessene und simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit des modifizierten 4π BaF ₂ Detektors für Neutronen im Energiebereich 135 bis 1935 keV.....	31
Tabelle 4: Zur Eichung der Strahlenergie verwendete Resonanzen der ${}^7\text{Li}(\alpha,\gamma)$ -Reaktion.....	34
Tabelle 5: Liste der experimentell bestimmten S-Faktoren und deren Fehler für verschiedene Energien.....	40
Tabelle 6: Angaben zu den Datensätzen des totalen Wirkungsquerschnitts ${}^{16}\text{O}(\text{n}, \text{tot})$	51
Tabelle 7: Zusammenfassung der Datensätze des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts ${}^{16}\text{O}(\text{n}, \text{n}){}^{16}\text{O}$..	53
Tabelle 8: Für den inelastischen Streuquerschnitt ${}^{16}\text{O}(\text{n}, \text{n}'\gamma)$ steht nur ein Datensatz zur Verfügung.....	57
Tabelle 9: Auflistung der in dieser Arbeit ermittelten Datensätze.....	59
Tabelle 10: Datensätze zum totalen ${}^{16}\text{O}(\text{n}, \alpha){}^{13}\text{C}$ -Querschnitt.....	66
Tabelle 11: Messungen des totalen ${}^{13}\text{C}(\alpha, \text{n}){}^{16}\text{O}$ -Querschnitts.....	66
Tabelle 12: Resonanzparameter der R-Matrix Analyse	69
Tabelle 13: Zusammenfassung der diskutierten Reaktionsraten ($T = 0.1 \cdot T_9$) und Vergleich mit der Rate dieser Arbeit.....	78
Tabelle 14: ${}^{13}\text{C}(\alpha, \text{n})$ -Reaktionsrate in Abhängigkeit von der Temperatur.....	107

1 Motivation und astrophysikalische Grundlagen

Die Entstehung der chemischen Elemente ist das zentrale Thema der Nuklearen Astrophysik. Der entscheidende Durchbruch auf diesem Gebiet gelang Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle [1] (B²FH) 1957 mit ihrer Arbeit über „Synthesis of the Elements in Stars“. In dieser Veröffentlichung beschreiben die Autoren eine Reihe von Prozessen für die Entstehung der chemischen Elemente, mit denen sich die beobachteten Elementhäufigkeiten, wie sie in Abbildung 1 dargestellt sind, erklären lassen. Demnach wurden die leichtesten Elemente wie Wasserstoff und Helium überwiegend beim Urknall produziert. Die Bildung der sehr seltenen Elemente Lithium, Beryllium und Bor wird Spaltungsreaktionen im interstellaren Medium zugeschrieben, ist jedoch noch nicht vollständig geklärt. Die nächst schwereren Elemente bis ungefähr zur Massenzahl 45 werden durch Fusionsreaktionen geladener Teilchen während den verschiedenen Brennphasen, wie dem He-, C-, Ne- oder O-Brennen in Sternen, synthetisiert. Die Häufigkeiten fallen zu höherer Massenzahl steil ab, da die Coulomb-Barriere mit wachsender Ladungszahl zunimmt. Die ausgeprägten Maxima in diesem Bereich entsprechen den besonders stabilen α -Kernen. Die starke Anhäufung der Elemente um die Massenzahl 56 kann durch die letzte Brennphase in massereichen Sternen, dem Si-Brennen, erklärt werden. Beim Si-Brennen treten sehr hohe Temperaturen auf, so dass ein thermisches Reaktionsgleichgewicht erreicht wird, in dem nur die Kerne mit den höchsten Bindungsenergien pro Nukleon, wie z.B. Eisen und Nickel, überleben können.

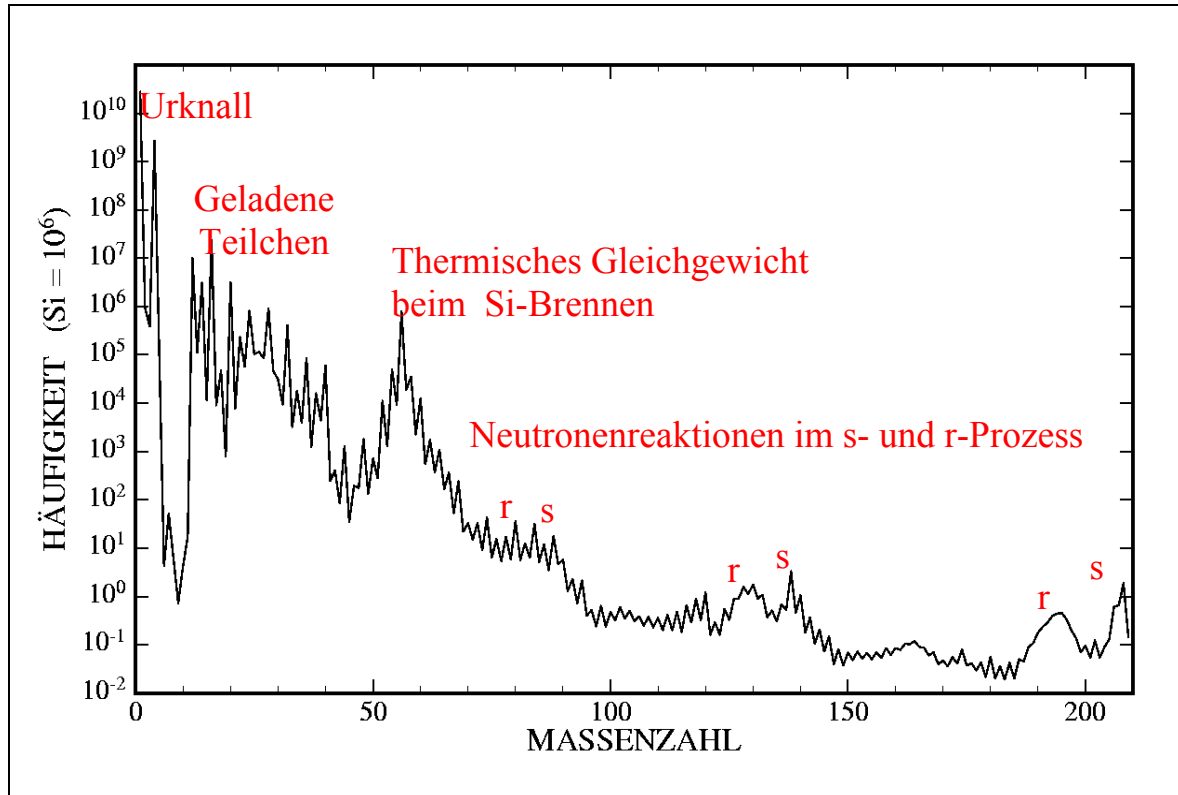


Abbildung 1: Solare Elementhäufigkeiten als Funktion der Massenzahl und die zugehörigen Erzeugungsmechanismen.

Die Nukleosynthese der schwersten Elemente ($A > 56$) kann aufgrund der zu hohen Coulomb-Barriere nicht mehr über Reaktionen mit geladenen Teilchen stattfinden. Im wesentlichen kann die Häufigkeitsverteilung dieser Elemente mit drei Prozessen erklärt werden, die im folgenden ausführlicher beschrieben sind.

1.1 Entstehung der schweren Elemente (s-, r- und p-Prozess)

Beim s-Prozess (s = slow neutron capture process) werden, beginnend von der Eisensaart, durch sukzessiven Neutroneneinfang die nächst höheren Isotope gebildet (Abbildung 2). Wird nach mehrfachem Neutroneneinfang ein β -instabiles Isotop erreicht, so hat dieses genügend Zeit zum Zerfall, da wegen der geringen Neutronendichte im s-Prozess die β -Zerfallsdauern in der Regel kleiner sind als die typischen Neutroneneinfangzeiten von etwa einem Jahr. Sind β -Halbwertszeit und Neutroneneinfangzeit eines instabilen Isotops vergleichbar, so führt die Konkurrenz zwischen Neutroneneinfang und β -Zerfall zu einer Verzweigung des s-Prozess-Pfads (siehe auch Kapitel 1.2). Infolge der geringen Neutronendichte bewegt sich der s-Prozess-Pfad entlang des Stabilitätstals bis zu den massereichsten stabilen Elementen Blei und Wismut. Isotope mit magischen Neutronenzahlen (50,82,126) weisen besonders kleine (n,γ) -Querschnitte auf, die den Reaktionsfluss stark reduzieren. Durch diesen Flaschenhals-Effekt kommt es zu einer Anreicherung der Elementhäufigkeiten, die den in Abbildung 1 mit „s“ gekennzeichneten Spitzen entsprechen. Wegen seiner dominanten Häufigkeit wird in der Regel ^{56}Fe als Saat für den s-Prozess angenommen.

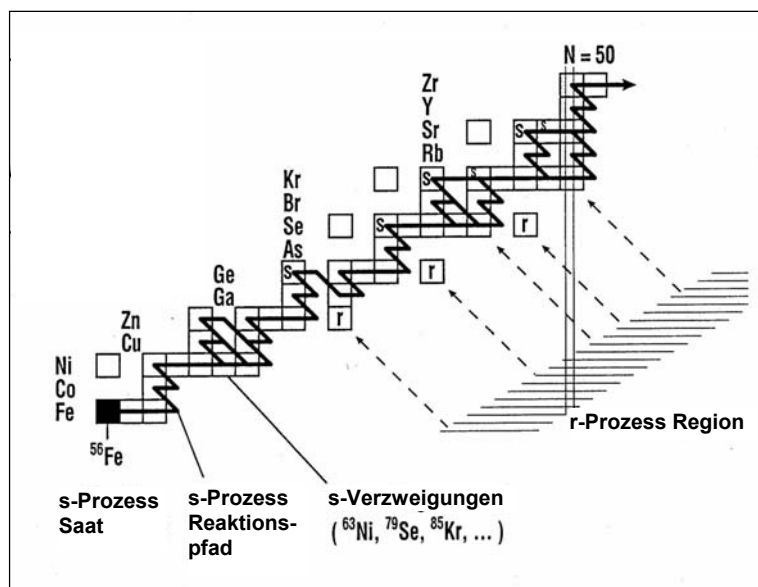


Abbildung 2: Nukleosynthesepfad beim s- und r-Prozess. Reine s-Kerne sind mit einem „s“ gekennzeichnet, reine r-Kerne mit einem „r“ markiert. Die vereinzelt Isotope auf der protonenreichen Seite, die weder durch den s- noch durch den r-Prozess erzeugt werden können, werden dem p-Prozess zugeschrieben.

Auch beim r-Prozess ($r = \text{rapid neutron capture process}$) werden die schweren Elemente durch Neutroneneinfangreaktionen gebildet. Allerdings ist hier die Neutronendichte mit $>10^{20} \text{ 1/cm}^3$ extrem hoch, so dass die Neutroneneinfangzeiten im Bereich von einigen Millisekunden liegen und damit sehr viel kürzer als die β -Lebensdauern sind. Dadurch verlagert sich der r-Prozess-Pfad vom Stabilitätstal hin zu sehr neutronenreichen Kernen. Versiegt die Neutronenquelle, so zerfallen die gebildeten Kerne entlang der Isobarenreihe zurück zum Stabilitätstal. Erreicht der r-Prozess-Pfad Kerne mit magischen Neutronenzahlen, so kommt es - wie beim s-Prozess - zur Entstehung von Häufigkeitsmaxima, die in Abbildung 1 entsprechend durch „r“ gekennzeichnet sind.

Für den r-Prozess wird wegen der hohen Neutronendichten angenommen, dass er explosiven Szenarien, wie z.B. Supernovae, zuzuschreiben ist.

Wie in Abbildung 2 zu sehen ist, sind einige Kerne des s-Prozess-Pfads durch stabile Isobare gegenüber dem r-Prozess abgeschirmt. Sie können nur im s-Prozess synthetisiert werden und werden deshalb reine s-Kerne genannt. Analog dazu gibt es reine r-Kerne, die durch ein kurzlebige Isotop vom s-Prozess-Pfad getrennt sind und nur durch den r-Prozess gebildet werden können. Beide Prozesse tragen jeweils mit ca. 50 % zu den beobachteten Elementhäufigkeiten bei. Ein sehr kleiner Häufigkeitsanteil ($< 1 \%$) wird durch die Isotope auf der protonenreichen Seite des Stabilitätstals repräsentiert, die weder mit dem s-Prozess noch mit dem r-Prozess erklärt werden können. Diese Kerne werden dem p-Prozess zugeschrieben, für den B²FH die schockerhitzte, wasserstoffreiche äußere Schale von Supernovae (Typ II) vorschlugen, wo die p-Kerne über (p,γ) Reaktionen gebildet werden könnten. Heute geht man allerdings davon aus, dass (γ,n) Reaktionen für die Produktion dieser seltenen Isotope verantwortlich sind.

1.2 Der klassische s-Prozess

Basierend auf den Grundideen von B²FH verfeinerte Clayton [2] die Beschreibung des s-Prozesses. Eine entscheidende Rolle für diese Weiterentwicklung kam dem σN -Diagramm zu. Dabei trugen die Autoren das Produkt aus Isotopenhäufigkeit und Wirkungsquerschnitt für reine s-Kerne, $\sigma(A) \cdot N_s(A)$, über deren Massenzahl auf (Abbildung 3).

Man sieht in Abbildung 3, dass die σN -Werte über große Bereiche der Massenzahl nahezu konstant sind. Nur bei neutronenmagischen Kernen mit Neutronenzahlen von 50, 82 und 126 kommt es zu einer Stufe im Diagramm. Dieses Verhalten wurde darauf zurückgeführt, dass die Häufigkeiten dieser Kerne ausschließlich in Neutroneneinfangreaktionen gebildet werden. Während die Einfangreaktionen für die meisten Isotope ein Fließgleichgewicht erreichen ($\sigma N = \text{const}$), stellen die kleinen Querschnitte der neutronenmagischen Kerne einen Flaschenhals für den Reaktionsfluss dar, der einen steilen Abfall der σN -Kurve zur Folge hat. Die entstehenden Häufigkeiten können durch ein System von gekoppelten Differentialgleichungen

$$\frac{dN(A)}{dt} = N(A-1) \cdot n_n \langle \sigma(A-1, v) \cdot v \rangle - N(A) \cdot n_n \langle \sigma(A, v) \cdot v \rangle \quad (\text{F 1})$$

beschrieben werden. Dabei ist $\langle \sigma(A, v) \cdot v \rangle$ das Maxwell-Boltzmann-gemittelte Produkt von Wirkungsquerschnitt und Relativgeschwindigkeit von Isotop A und Neutron (siehe auch Kapitel 1.5), n_n steht für die Neutronendichte und $N(A)$ ist die Häufigkeit des entsprechenden Isotops. Substituiert man die Zeit t mit dem integrierten Neutronenfluss τ

$$d\tau = n_n \cdot v_T \cdot dt, \quad \tau = \int_0^t n_n \cdot v_T \cdot dt \quad (\text{F } 2)$$

so erhält man

$$\frac{dN(A)}{d\tau} = \bar{\sigma}(A-1) \cdot N(A-1) - \bar{\sigma}(A, v) \cdot N(A) \quad (\text{F } 3)$$

$$\bar{\sigma}(A) = \frac{\langle \sigma(A, v) \cdot v \rangle}{v_T}, \quad (\text{F } 4)$$

was im Gleichgewichtszustand auf $\sigma N = \text{konstant}$ führt.

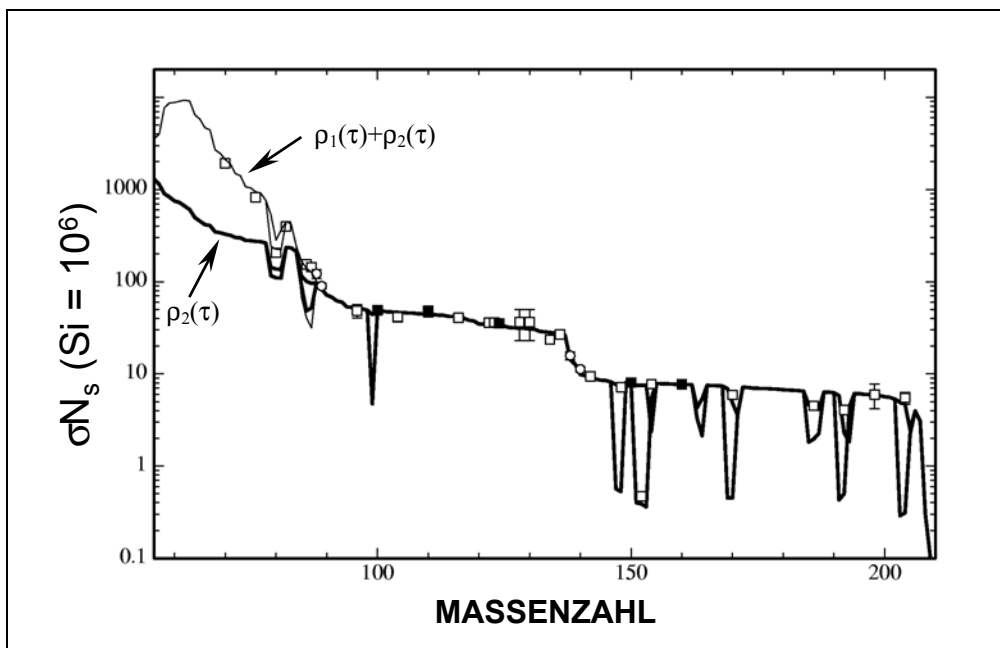


Abbildung 3: Die σN -Kurve im Vergleich mit den empirischen Werten für reine s-Kerne. Man sieht, dass mindestens zwei verschiedene Neutronenbestrahlungen (ρ_1 und ρ_2) benötigt werden, um die als Symbole eingezeichneten empirischen Produkte gut zu beschreiben. Bei den Minima der σN -Kurve handelt es sich um Verzweigungen des Reaktionspfads.

Versuche, die σN -Kurve mit einer einzigen Neutronenbestrahlung, ausgehend von der ^{56}Fe -Saat, zu reproduzieren scheiterten. Vielmehr muss angenommen werden, dass die σN -Kurve entweder eine Überlagerung von vielen Bestrahlungen mit unterschiedlichem τ ist, oder dass es sich um eine kontinuierliche Bestrahlung mit abfallendem integrierten Neutronenfluss

handelt. Der zweite Fall wurde bevorzugt, da man unter der Annahme einer exponentiellen Neutronenbestrahlung der Form

$$\rho(\tau) = \frac{G \cdot N_{56}}{\tau_0} \cdot \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (\text{F } 5)$$

zu einer analytischen Lösung der Differentialgleichung kommt. Der Parameter τ_0 steht für den mittleren integrierten Neutronenfluss und G ist der Bruchteil der Eisenhäufigkeit, N_{56} , der als Saat für den s-Prozess anzusehen ist. Die Lösung ergibt sich dann durch aufsummieren aller Einzellösungen $\sigma \cdot N(\tau)$ mit der Gewichtsfunktion $\rho(\tau)$ zu

$$\sigma_A \cdot N_A = \int_0^{\infty} \rho(\tau) \cdot \sigma \cdot N(\tau) \cdot d\tau = \frac{G \cdot N_{56}}{\tau_0} \cdot \prod_{i=1}^A \left(1 + \frac{1}{\bar{\sigma}(A_i) \cdot \tau_0}\right)^{-1}. \quad (\text{F } 6)$$

Werte für τ_0 und G wurden durch Anpassung der Lösung an die empirischen σN -Werte gewonnen. Die beste Übereinstimmung erhielt man unter der Annahme, dass drei verschiedene Mechanismen mit den entsprechenden exponentiellen Neutronenbestrahlungen ρ_1 , ρ_2 und ρ_3 zur Synthese der s-Kerne beitragen. Man unterscheidet zwischen der Hauptkomponente, der schwachen Komponente und der starken Komponente. Die Hauptkomponente ist für die Produktion der Isotope im Bereich von $A = 88 - 204$ zuständig und zeichnet sich durch einen mittleren integrierten Neutronenfluss von $\tau_0(30 \text{ keV}) = 0.3 \text{ mbarn}^{-1}$ aus, wogegen die schwache Komponente durch $\tau_0(30 \text{ keV}) = 0.06 \text{ mbarn}^{-1}$ charakterisiert ist und nur zur Bildung der leichteren Isotope mit $A < 90$ beiträgt. Schließlich wurde noch eine starke Komponente mit $\tau_0(30 \text{ keV}) = 7.0 \text{ mbarn}^{-1}$ postuliert, um die Häufigkeiten der schwersten Isotope ^{208}Pb und ^{209}Bi zu erklären.

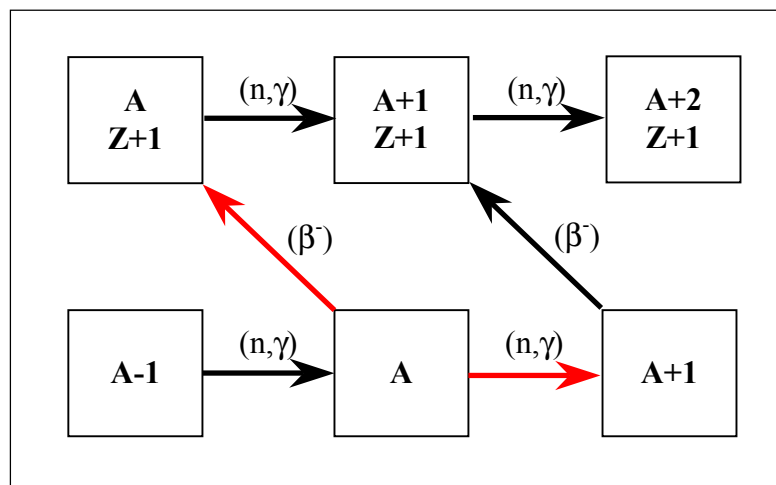


Abbildung 4: Schematische Darstellung einer Verzweigung des s-Prozess-Pfads am Isotop A.

Hinweise über die physikalischen Bedingungen während des s-Prozesses, wie Temperatur und Neutronendichte, können über Verzweigungsanalysen gewonnen werden (Abbildung 4). Wie in Kapitel 1.1 angedeutet, entsteht eine Verzweigung des s-Prozess-Pfads, wenn die β -Zerfallsrate $\lambda_\beta = \ln 2/t_{1/2}$ eines Isotops A vergleichbar mit seiner Neutroneneinfangrate $\lambda_n = n_n \langle \sigma \cdot v \rangle_A$ ist. Das Verzweigungsverhältnis f_β ergibt sich dann zu

$$f_\beta = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n} = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + n_n \cdot \langle \sigma \cdot v \rangle_A}. \quad (\text{F } 7)$$

Dieses Verhältnis kann außerdem direkt aus den σN -Werten der benachbarten Isotope errechnet werden. Für einen β^- -Zerfall ergibt sich z.B.

$$f_\beta = \frac{(\sigma \cdot N)_{A,Z+1}}{(\sigma \cdot N)_{A+2,Z+1}}. \quad (\text{F } 8)$$

Aus Verzweigungsverhältnissen, bei denen die β -Halbwertszeit nicht von der Temperatur abhängt, kann somit nach Gleichung (F7) die Neutronendichte bestimmt werden. Wie von Takahashi und Yokoi [3] gezeigt wurde, ist die β -Zerfallsrate einer Reihe von Verzweigungspunkten stark temperaturabhängig. In diesen Fällen kann aus den Verzweigungsverhältnissen auf die beim s-Prozess herrschende Temperatur geschlossen werden. Durch die Analyse von mehreren Verzweigungen entlang des s-Prozess-Pfad wurde so eine Neutronendichte von $n_n = 4.1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und eine Temperatur von ca. $3.3 \cdot 10^8 \text{ Grad (kT} = 29 \text{ keV)}$ ermittelt [4].

Mit diesem klassischen Modell war man lange Zeit in der Lage, die σN -Kurve der stabilen s-Kerne im Rahmen ihrer Unsicherheiten gut zu erklären. Allerdings wurden in den letzten Jahren mit dem Aufkommen sehr genau vermessener Wirkungsquerschnitte die Defizite dieses Modells immer deutlicher. Seit der Entdeckung presolaren Materials in Form von SiC-Kondensaten in Meteoriten sind die Untersuchungen zum s-Prozess auch nicht mehr ausschließlich auf die solare Häufigkeitsverteilung beschränkt. Vielmehr zeigen die inzwischen sorgfältig bestimmten Isotopenhäufigkeiten dieser Einschlüsse eindeutige s-Prozess-Muster, die sich direkt auf einzelne Sterne zurückführen lassen. Aus diesen Analysen ergeben sich immer mehr Details, die nicht mehr mit dem oben beschriebenen, einfachen Ansatz erklärt werden können. Für eine Beschreibung des s-Prozesses werden deshalb zunehmend detailliertere Sternmodelle, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, herangezogen.

1.3 AGB Sterne als Schauplatz des s-Prozesses

Die Beobachtung des instabilen Elements Tc, zusammen mit der starken Anreicherung von s-Prozess-Elementen an der Oberfläche von roten Riesen beweist, dass im Inneren dieser Sterne s-Prozess-Nukleosynthese stattfindet. Nach dem heutigen Wissen geht man davon aus, dass es zwei Entstehungsorte für den s-Prozess gibt. Die schwache Komponente des s-Prozesses hat ihren Ursprung in der Heliumbrennphase von schweren Sternen ($M > 8M_{\odot}$). Dort ist es heiß genug, um die für den s-Prozess notwendigen Neutronen über die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ zu produzieren. Allerdings ist die Neutronendichte gering und die Brennphase von kurzer Dauer, so dass nur die für die schwache Komponente typischen leichten Kerne mit $A < 90$ produziert werden.

Die Hauptkomponente kann den Spätphasen in leichteren Sternen von $1 - 3 M_{\odot}$ zugeordnet werden. Diese sogenannten TP-AGB Sterne (Thermally pulsing asymptotic giant branch stars) sollen im folgenden näher erläutert werden [5].

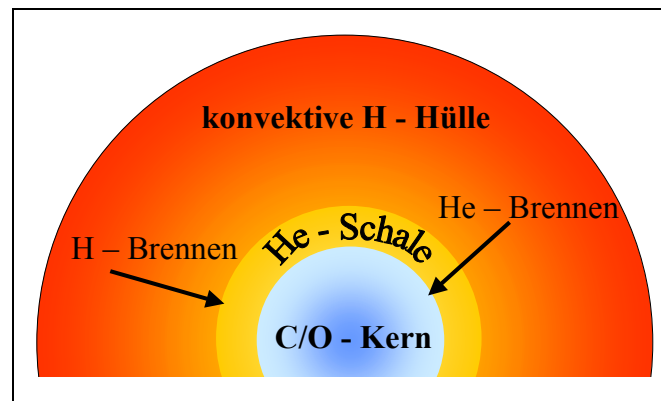


Abbildung 5: Die schalenförmige Struktur eines AGB-Sterns, der aus einem C/O-Kern, einer dünnen He-Schale (nicht maßstäblich) und einer konvektiven Hülle besteht.

AGB-Sterne sind schalenförmig aufgebaut. Wie in Abbildung 5 gezeigt, bestehen sie aus einem C/O-Kern, der von einer sehr dünnen He-Schale umgeben ist, sowie aus einer voll konvektiven Hülle, die im wesentlichen aus 75 % Wasserstoff und 25 % Helium besteht. Am Boden der Hülle sind Dichte und Temperatur ausreichend hoch, um Wasserstoffbrennen zu ermöglichen. Dadurch wird die darunter liegenden He-Schale weiterhin mit Helium angereichert. Ist die Konzentration an Helium hoch genug, so kommt es zum Zünden des He-Brennens, das seinerseits dem Kern wieder C und O zuführt. Durch die beim He-Brennen freigesetzte Energie entsteht ein starker Temperaturanstieg in der He-Schale, die dadurch kurzzeitig konvektiv wird. Der Temperaturanstieg bewirkt auch eine Expansion und Abkühlung der äußeren Hülle, wodurch das Wasserstoffbrennen erlischt. Nachdem der überwiegende Teil an Helium verbrannt wurde, endet das He-Brennen. Der Stern kontrahiert, bis das Wasserstoffbrennen erneut einsetzen kann. Dadurch kommt es zu einem zyklischen Verhalten, bei dem sich H-Brennen und He-Brennen abwechseln.

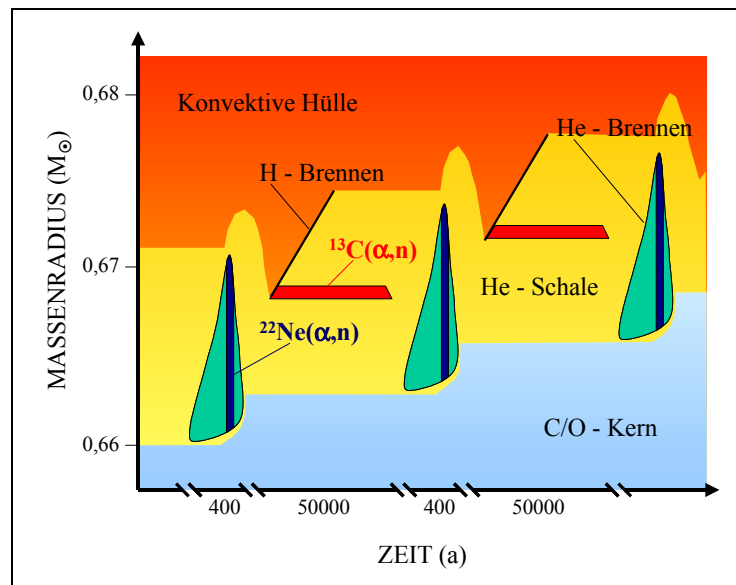


Abbildung 6: Die Abbildung zeigt die Zeitskalen der zyklischen Brennphasen in einem typischen AGB-Stern. Eingezeichnet sind auch die Entstehungsorte der s-Prozess-Elemente und die dazugehörigen Neutronenquellen.

Abbildung 6 zeigt eine schematische Darstellung der zyklischen Brennphasen und ihrer zeitlichen Entwicklung. Dazu wurde der Massenradius über der Zeit aufgetragen. Die Nukleosynthese der schweren Elemente findet in zwei Schritten statt.

Während des Wasserstoffbrennens, das über einen langen Zeitraum von ca. 50000 Jahren abläuft, werden Neutronen über die (α,n) -Reaktion an ^{13}C erzeugt. Für die Bildung von ^{13}C , das zu Beginn des Wasserstoffbrennens über die Sequenz $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^-)^{13}\text{C}$ produziert wird, muss angenommen werden, dass jeweils am Anfang eines Zyklus ein geringer Anteil von Wasserstoff in die He-Schicht gemischt wird. Die gebildete Menge von ^{13}C hängt stark von der Anzahl der eingemischten Protonen ab und ist auf eine sehr dünne Schicht beschränkt. In diesem Zusammenhang ist bislang nicht vollständig geklärt, wie, und in welchem Maße die Protonen von der H-Schale in die He-Schicht gemischt werden. Erst vor kurzem gelang es Herwig et al. [6] diesen Mischungsmechanismus für AGB-Sterne der Masse $M = 3 M_{\odot}$ erstmals quantitativ zu beschreiben. Da die Nukleosynthese nur in einer sehr dünnen Schicht abläuft, stehen viele Neutronen für wenige Saatkerne zur Verfügung. Dies führt zu einer hohen Ausbeute der s-Prozess-Synthese, so dass selbst die schwersten Elemente gebildet werden.

An dieser Stelle soll bemerkt werden, dass die Dauer der Neutronenproduktion mittels $^{13}\text{C}(\alpha,n)$, die in Abbildung 6 als roter Balken erscheint, in erster Linie durch den Querschnitt dieser Reaktion bestimmt wird. Ein großer Querschnitt hat eine kürzere Dauer der Neutronenerzeugung und eine entsprechend große Neutronendichte zur Folge. Umgekehrt, führt ein kleiner Querschnitt zu einer längeren Dauer und einer kleineren Neutronendichte. Wird die Dauer der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Phase sehr lang, so wird das vorhandene ^{13}C teilweise erst im darauffolgenden He-Brennen prozessiert und damit der relative Einfluss dieser Hochtemperaturphase verstärkt. Die jetzt bevorzugte $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Rate entspricht in etwa der in Abbildung 6 skizzierten Situation.

Beim anschließenden He-Brennen kommt es dann im zweiten Schritt in der konvektiven Zone zu einer Durchmischung der angereicherten s-Kerne mit dem übrigen Material. Am Ende des He-Brennens wird es für kurze Zeit heiß genug, um die zweite Neutronenquelle, die $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$ -Reaktion, zu zünden. Der integrierte Neutronenfluss während dieser Phase ist allerdings nicht ausreichend, um in großem Maß neue s-Kerne zu bilden. Wegen der höheren Neutronendichte und Temperatur werden aber die Häufigkeitsmuster der Verzweigungs-isotope stark verändert. Dadurch wird die Signatur der physikalischen Bedingungen während des H-Brennens zerstört. Entsprechend findet die Hauptkomponente des s-Prozesses bei Temperaturen von $0.9 \cdot 10^8$ Grad ($kT = 8$ keV) statt und nicht - wie aufgrund des klassischen Modells angenommen - bei Temperaturen von $3 \cdot 10^8$ Grad ($kT = 25$ keV).

Unmittelbar nach dem He-Brennen, das nur etwa 400 Jahre dauert, kommt es zum sogenannten Third Dredge Up (TDU). Dabei wird wegen der Expansion der konvektiven He-Schale ein Teil der He-Zone in die Hülle gemischt. Auf diese Weise kann frisch synthetisiertes Material an die Oberfläche des Sterns gebracht werden. Durch die starken Sternwinde, die für die AGB-Phase charakteristisch sind, wird das s-Prozess-Material schließlich an das intergalaktische Medium zurückgegeben.

Eine der größten Unsicherheiten dieses Modells liegt in der Neutronenproduktion. Da weder der Erzeugungsmechanismus von ^{13}C verstanden, noch die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Rate genau bekannt ist, sind die Modellrechnungen derzeit noch auf Annahmen über das Neutronenprofil angewiesen. Andererseits gibt es viele Argumente, die für das stellare Modell sprechen. So können z.B. mit diesem Modell viele Isotopenhäufigkeiten wesentlich besser beschrieben werden als mit dem klassischen Ansatz. Auch die Streuung der Isotopenhäufigkeiten, wie man sie bei der Analyse presolarer Kondensate findet, kann auf eindrucksvolle Weise durch Variation der Modellparameter wie Metallizität, Masse der AGB-Sterne oder Anzahl der Zyklen wiedergegeben werden. Auch die Notwendigkeit der starken Komponente, die für die Produktion der Blei- und Wismut-Isotope postuliert werden musste, entfällt. Stattdessen konnte gezeigt werden [7], dass besonders metallarme AGB-Sterne ein hinreichend großes Verhältnis von Neutronen / Saatkernen aufweisen und so selbst Blei und Wismut in ausreichender Menge produzieren. In den folgenden Kapiteln werden einige dieser Argumente ausführlicher diskutiert.

1.4 Neutronenquellen in AGB Sternen – Argumente für $^{13}\text{C}(\alpha,n)$

Prinzipiell kommen als Neutronenquellen für den s-Prozess alle exothermen Reaktionen in Frage, die Neutronen freisetzen. Dies sind insbesondere alle (α,n) -Reaktionen an sogenannten $(2n+1)$ -Kernen wie z.B. ^{13}C , ^{17}O , ^{21}Ne , ^{25}Mg , sowie die Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$, die nur leicht endotherm ist. Für die Effizienz einer Neutronenquelle muss aber auch der Ausgangskern häufig genug vorhanden sein. Deshalb wurden zunächst ^{13}C , ^{17}O , ^{21}Ne und ^{25}Mg ausgeschlossen, da sie nur wenig produziert oder durch konkurrierende Reaktionen wie $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ oder $^{17}\text{O}(p,\alpha)$ vernichtet werden.

^{22}Ne dagegen kann im He-Brennen aus dem sehr häufig vorhandenen ^{14}N über die Sequenz $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ gebildet werden. Dennoch sprechen viele Argumente für $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ als die dominante Neutronenquelle. Andernfalls müssten die AGB-Sterne z.B. eine Anreicherung von ^{25}Mg , bzw. ^{26}Mg aufweisen. Trotz intensiver Bemühungen konnte dieser Effekt aber nicht beobachtet werden.

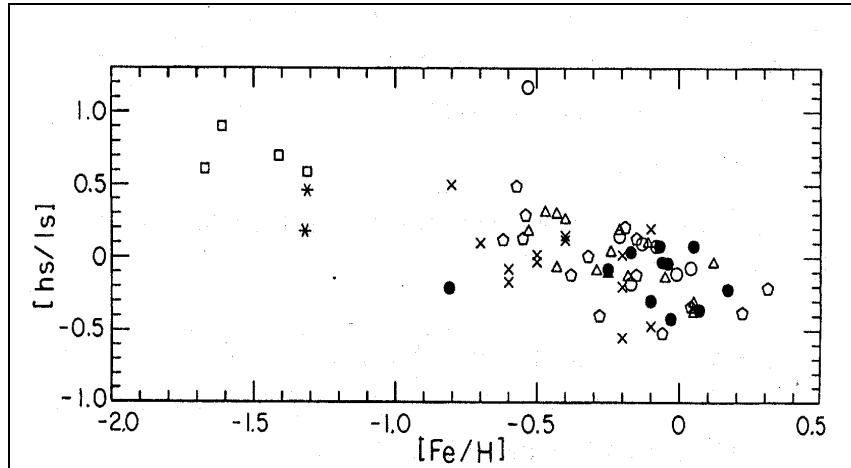


Abbildung 7: Aufgetragen ist das Verhältnis von schweren (hs) zu leichten s- Kernen (ls) über der Metallizität in spektrografischer Notation. Dabei bedeutet $[x] = \log_{10}(x_{\odot}) - \log_{10}(x)$. Ein Ansteigen des Verhältnisses mit abnehmender Metallizität ist klar zu erkennen.

Ein weiteres Argument für $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ kann entwickelt werden, wenn man das Verhältnis der schweren s-Elemente (Ba, La, Ce) zu den leichten s-Elementen (Y, Zr) in Abhängigkeit der Metallizität aufträgt [8] wie es in Abbildung 7 dargestellt ist. Nimmt man an, dass sich während des s-Prozesses ein Gleichgewicht zwischen Reaktionen, die Neutronen erzeugen und Reaktionen die Neutronen konsumieren, einstellt, so kann die Neutronendichte n_n auch in der Form

$$n_n = \frac{\sum_{i,j} N_i \cdot N_j \cdot \langle \sigma \rangle_{i,j}}{\sum_k N_k \cdot \langle \sigma \rangle_{k,n}} \quad (\text{F } 9)$$

geschrieben werden. Im Zähler findet man die Summe aller Reaktionen die Neutronen erzeugen und im Nenner stehen alle Reaktionen, welche Neutronen vernichten können. Dabei ist N die Häufigkeit der entsprechenden Isotope. Unter der vereinfachenden Annahme, dass (α,n) -Reaktionen die Neutronen freisetzen und die Eisensaat Neutronen einfängt, erhält man die Proportionalität

$$n_n \propto \frac{N_{\text{He}} \cdot N_j}{N_{\text{Fe}}} \quad (\text{F } 10)$$

wobei N_j für die Häufigkeit von ^{13}C , bzw. ^{22}Ne steht, je nachdem welche Neutronenquelle man betrachtet. Sowohl ^{22}Ne als auch die Isotope der Eisengruppe werden aus den CNO-Elementen durch Fusionsreaktionen gebildet. Deshalb ist die Häufigkeit von ^{22}Ne

proportional zur Häufigkeit von Eisen ($N_{\text{Ne}} \propto N_{\text{Fe}}$). Entsprechend wird man für die Neutronendichte keine Abhängigkeit von der Metallizität erwarten. Im Falle von $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ als Neutronenquelle wird ^{13}C über Protoneneinfang an ^{12}C gebildet, was seinerseits wiederum durch den triple- α -Prozess aus ^4He entsteht und deshalb nicht von der Metallizität abhängt. Für die Neutronendichte ergibt sich dann aus obiger Gleichung entsprechend

$$n_n \propto \frac{1}{N_{\text{Fe}}} \quad (\text{F 11})$$

und somit eine deutliche Abhängigkeit von der Metallizität. Anschaulich bedeutet dies, dass im Falle von $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ mit abnehmender Metallizität mehr Neutronen pro Eisenkern zur Verfügung stehen und somit mehr schwere s-Prozess-Isotope gebildet werden können, während im Falle von ^{22}Ne mit abnehmender Metallizität auch die Anzahl der Neutronen abnimmt. Damit bleibt das Verhältnis von schweren zu leichten s-Prozess-Elementen unverändert. Die beobachtete Tendenz in Abbildung 7, dass mit abnehmender Metallizität der Anteil der schweren s-Isotope zunimmt, kann somit als weiteres Argument für die Neutronenquelle $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ gewertet werden.

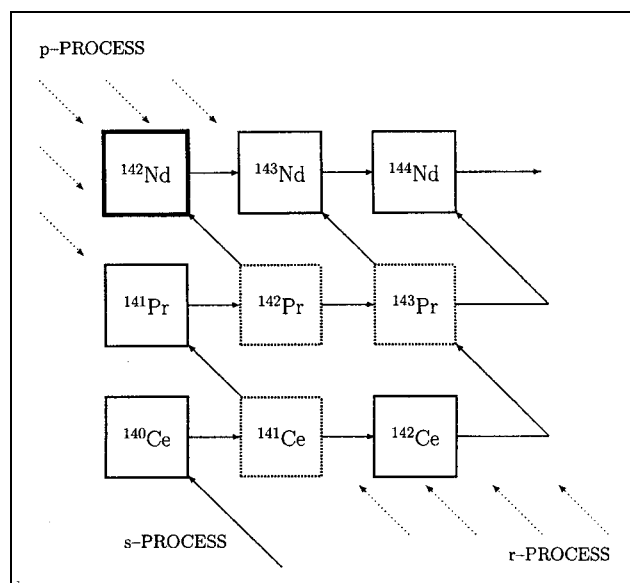


Abbildung 8: Der s-Prozess-Pfad für die Erzeugung von ^{142}Nd verzweigt bei ^{141}Ce und ^{142}Pr .

Für das stellare Modell, in dem beide Neutronenquellen, $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$, mit verschiedenem Gewicht erscheinen, gibt es ebenfalls überzeugende Argumente. Durch genauere Querschnittsmessungen und verbesserte solare Häufigkeiten ist es mittlerweile gelungen, einige Fälle zu identifizieren, bei denen das klassische Modell zu einer signifikanten Überproduktion von bestimmten Isotopen führt, Fälle die somit die Grenzen des klassischen Modells deutlich machen. Ein Beispiel hierfür ist das reine s-Isotop ^{142}Nd , dessen Häufigkeit wie in Abbildung 8 gezeigt, von zwei Verzweigungen bei ^{141}Ce und ^{142}Pr abhängig ist. Da der Verzweigungsfaktor insgesamt nur 5% beträgt, war eine quantitative Analyse lange Zeit durch die zu großen Fehler der Querschnittsmessungen beeinträchtigt. Erst

die exakte Messung der für diese Verzweigung relevanten Querschnitte mit Unsicherheiten von weniger als 2% ermöglichte eine detaillierte Untersuchung [9], deren Ergebnisse in Abbildung 9 dargestellt sind. Versucht man die Region um Nd mit dem klassischen Modell möglichst gut zu beschreiben, so ist es unumgänglich, dass einige Isotope und im besonderen auch ^{142}Nd selbst, signifikant überproduziert werden. Beim stellaren Modell dagegen erhält man eine leichte Unterproduktion von 4%, die sich durch den erwarteten Beitrag aus dem p-Prozess erklärt.

Der Hauptgrund, weshalb die Vorhersagen des stellaren Modells besser mit den Beobachtungen übereinstimmen, liegt in der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von ^{142}Nd , der stark vom allgemein üblichen $1/v$ -Verhalten abweicht. Deshalb kommt es beim klassischen Ansatz, bei dem man eine Temperatur von $kT = 25$ keV voraussetzt, zu einer starken Überproduktion. Im stellaren Modell wird der Hauptanteil von ^{142}Nd bei den für die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Neutronenquelle typischen Temperaturen von $kT = 8$ keV gebildet, wodurch wegen des größeren Querschnitts eine Überproduktion vermieden wird. Dieser Unterschied tritt nur bei einer Abweichung des Einfangquerschnitts vom üblichen $1/v$ -Verhalten zu Tage, da sonst die Größe $\langle\sigma(A,v)\cdot v\rangle$, die in die Berechnungen eingeht, nicht von der Temperatur abhängt.

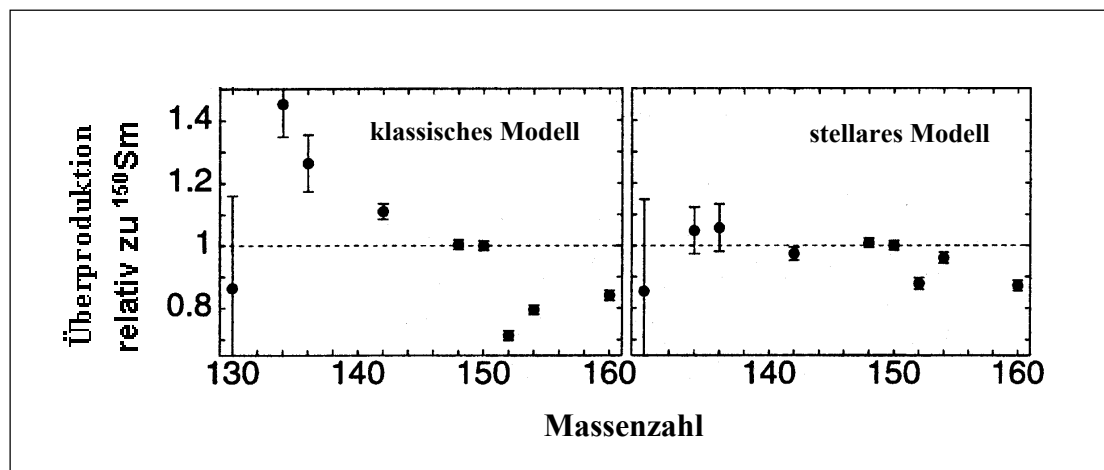


Abbildung 9: Aufgetragen ist die Überproduktion der Häufigkeiten als Funktion der Massenzahl zum einen für das klassische Modell (links) und zum anderen für das stellare Modell (rechts). Man sieht deutlich, dass das stellare Modell die Häufigkeiten wesentlich besser reproduziert als das klassische Modell. Insbesondere wird eine Überproduktion von ^{142}Nd vermieden, die beim klassischen Modell zu unumgänglichen Widersprüchen führt.

Die Stärke des stellaren Modells wird noch deutlicher im Falle von ^{138}Ba . Um eine gute Übereinstimmung zwischen stellaren Modellrechnungen und den gemessenen Ba-Häufigkeiten in presolaren SiC-Kondensaten zu erhalten, verlangten die Rechnungen einen wesentlich höheren Einfangquerschnitt. Tatsächlich wurde dies auch später experimentell bestätigt. Die neuen Werte ergaben einen um 40 % höheren Einfangquerschnitt bei $kT = 10$ keV, während die alten Ergebnisse bei $kT = 25$ keV reproduziert wurden. Diese Beispiele zeigen, dass der s-Prozess in der Tat im Wesentlichen bei tieferen Temperaturen von $kT = 8$ keV mit der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Reaktion als Haupt-Neutronenquelle abläuft.

In den folgenden Kapiteln werden noch einige Begriffe erläutert, die im Zusammenhang mit der astrophysikalischen Fragestellung dieser Arbeit wesentlich sind.

1.5 Grundlagen der Astrophysik - stellare Reaktionsrate, astrophysikalischer S-Faktor und Gamow-Fenster

Die stellare Reaktionsrate r zweier Teilchenarten kann mit der Formel

$$r = N_x \cdot N_y \cdot v \cdot \sigma(v) \quad (\text{F 12})$$

berechnet werden [10]. Dabei sind N_x , N_y die Teilchendichten, v die Relativgeschwindigkeit der Reaktionspartner, und $\sigma(v)$ steht für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion. Im stellaren Gas befinden sich die Teilchen im thermischen Gleichgewicht, weshalb die Beiträge aller vorkommenden Teilchengeschwindigkeiten berücksichtigt werden müssen. Dies geschieht durch Faltung des Produktes $v \cdot \sigma(v)$ mit der entsprechenden Geschwindigkeitsverteilung $\Phi(v)$. Es ergibt sich somit

$$r = N_x \cdot N_y \cdot \langle v \cdot \sigma \rangle \quad (\text{F 13})$$

mit

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty \Phi(v_x) \cdot \Phi(v_y) \cdot v \cdot \sigma(v) \cdot dv_x \cdot dv_y \quad (\text{F 14})$$

Die Geschwindigkeitsverteilung $\Phi(v)$ der Reaktionspartner erfüllt die Normierungsbedingung

$$\int_0^\infty \Phi(v) \cdot dv = 1 \quad (\text{F 15})$$

und kann durch eine Maxwell-Boltzmann Verteilung der Form

$$\Phi(v) = 4 \cdot \pi \cdot v^2 \left(\frac{m}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot T} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{m \cdot v^2}{2 \cdot k \cdot T} \right) \quad (\text{F 16})$$

beschrieben werden, wobei k für die Boltzmannkonstante, m für die Teilchenmasse und T für die Temperatur steht.

Unter Berücksichtigung der Energie im Schwerpunktsystem $E = 1/2 \mu v^2$ erhält man

$$\langle \sigma \cdot v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \cdot \mu} \right)^{1/2} \cdot \frac{1}{(k \cdot T)^{3/2}} \cdot \int_0^\infty \sigma(E) \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T} \right) \cdot dE \quad (\text{F 17})$$

Um die Reaktionsrate zu berechnen, muss man also die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\sigma(E)$ bestimmen. Dies ist aber bei Reaktionen mit geladenen Teilchen,

wie z.B. $^{13}\text{C}(\alpha,n)$, sehr schwierig, da der Wirkungsquerschnitt bei kleinen Energien (unterhalb der Coulomb-Barriere) proportional zur Tunnelwahrscheinlichkeit P ist und somit exponentiell abfällt. Die Tunnelwahrscheinlichkeit P kann für sehr kleine Energien ($E \ll E_c$, $E_c = \text{Coulomb-Barriere}$) näherungsweise durch

$$\sigma \propto P = \exp(-2 \cdot \pi \cdot \eta) \quad (\text{F 18})$$

beschrieben werden, wobei

$$\eta = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{\hbar \cdot v} = \frac{31.29}{2 \cdot \pi} \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot \left(\frac{\mu}{E}\right)^{1/2} \quad (\text{F 19})$$

den Sommerfeld-Parameter bezeichnet.

Oft ist es deshalb schwierig oder sogar unmöglich den Wirkungsquerschnitt bei astrophysikalisch relevanten Energien direkt zu messen, so dass man auf die Extrapolation der bei höheren Energien gemessenen Daten angewiesen ist. Für diese Extrapolation ist es in der Regel vorteilhaft, den Wirkungsquerschnitt als Produkt bekannter, energieabhängiger Terme darzustellen:

$$\sigma = \frac{1}{E} \cdot \exp(-2 \cdot \pi \cdot \eta) \cdot S(E) \quad (\text{F 20})$$

Die $1/E$ -Abhängigkeit stammt von der Proportionalität des Wirkungsquerschnittes zur de Broglie Wellenlänge ($\sigma(E) \propto \pi \cdot \lambda$) und der exponentielle Term erscheint wegen der Proportionalität zur Tunnelwahrscheinlichkeit. Hinzugefügt wurde der sogenannte astrophysikalische S-Faktor $S(E)$, der die nuklearen Effekte berücksichtigen soll. Dieser Faktor variiert nur wenig mit der Energie und eignet sich daher besser für eine Extrapolation (siehe auch Abbildung 10).

Es sollte hier noch erwähnt werden, dass man den Wirkungsquerschnitt zur Bestimmung der Reaktionsrate nicht für alle Energien ermitteln muss, sondern nur für den Bereich, in dem die Reaktionswahrscheinlichkeit am größten ist, dem sogenannten Gamow Fenster. Man erhält diesen Bereich durch Faltung des Wirkungsquerschnitts mit einer Maxwell-Boltzmann Verteilung bei entsprechender stellarer Temperatur. Das Maximum der Reaktionsrate findet sich bei der effektiven mittleren Energie

$$E_0 = 1.22 \cdot (Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot \mu \cdot T_6^2)^{1/3}. \quad (\text{F 21})$$

Für die Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ ergibt sich $E_0 = 189 \text{ keV}$ bei einer für den s-Prozess typischen Temperatur von $T = 90 \text{ MK}$ ($T_6 = 90$, $kT = 8 \text{ keV}$).

1.6 Ziel der Arbeit

Die vorliegende Arbeit zielt auf eine verbesserte Bestimmung der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ - und $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Querschnitte ab. Abbildung 10 zeigt eine Übersicht der bisherigen $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Daten. Keine der Messreihen reicht in den für die Astrophysik relevanten Bereich (graues Band), so dass man auf eine Extrapolation der Messwerte angewiesen ist. Der Verlauf des S-Faktors mit der

Energie ist bei allen Experimenten in guter Übereinstimmung, die Absolutwerte zeigen jedoch deutliche Unterschiede. So sind z.B. die Werte von Kellogg et al. [11] durchschnittlich um einen Faktor zwei kleiner als die Werte der neuesten Messung von Drotleff et al. [12]. Die größte Unsicherheit der Reaktionsrate ist aber auf die Extrapolation zurückzuführen. Die Werte bei den bisher tiefsten gemessenen Energien von Drotleff et al. scheinen einen Anstieg des S-Faktors zu kleineren Energien zu favorisieren, was durch den Einfluss von zwei Resonanzen nahe der Reaktionsschwelle bedingt sein könnte. Allerdings sind die Fehler dieser Datenpunkte so groß, dass sie immer noch mit den beiden extremen Extrapolationen (durchgezogene rote Linien in Abbildung 10) verträglich sind.

Dementsprechend unterscheiden sich auch die berechneten Reaktionsraten. Der bisherige Standardwert von Caughlan und Fowler [13] betrug $2.58 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{Mol/s}$ für eine thermische Energie von $kT = 8 \text{ keV}$. Die neueste Bestimmung der Reaktionsrate stammt von der NACRE-Kollaboration [14] und beruht auf einer Breit-Wigner-Anpassung der Daten von Drotleff et al. [12] unter Berücksichtigung einer $J^\pi = 1/2^+$ Unterschwellenresonanz bei $E_r = -302 \text{ keV}$ mit einer Breite $\Gamma = 124 \pm 12 \text{ keV}$. Der von NACRE empfohlene Wert von $6.99 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{Mol/s}$ ist somit fast um einen Faktor drei größer. Auch Hale [15] erhält mit einer R-Matrix Analyse wesentlich größere Werte, die er ebenfalls auf den Einfluss der beiden $J = 1/2$ Resonanzen nahe der Reaktionsschwelle zurückführt. In den bisherigen Sternmodellen wurde meist der Wert von Denker und Hammer [16] benutzt, der auf den Daten von Drotleff basiert und $4.30 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{Mol/s}$ beträgt.

Diese Arbeit versucht die früheren Normierungsprobleme und Unsicherheiten in der Reaktionsrate durch Messung des $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Querschnitts mit Hilfe einer neuen Technik zu reduzieren. Dazu wurde der Karlsruher $4\pi \text{ BaF}_2$ Detektor [17], der ursprünglich zum Nachweis von γ -Strahlung konzipiert wurde, mit Erfolg auch als Neutronendetektor eingesetzt. Die Resultate und der experimentelle Aufbau dieser Messung werden in Kapitel 3 präsentiert. Zusätzlich sollte auch der doppelt differentielle $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Streuquerschnitt über einen großen Winkel- und Energiebereich verbessert werden (Kapitel 2). Dieser Querschnitt wurde bereits in den 60er Jahren von Barnes et al. [18] im Energiebereich von 2.0 MeV bis 3.5 MeV und von Kerr et al. [19] im Bereich von 3.5 MeV bis 6.5 MeV für vier Winkel gemessen. Leider sind die Daten in beiden Veröffentlichungen lediglich in Diagrammen abgebildet und nicht in tabellarischer Form erhältlich.

Als Verfahren für die abschließende Extrapolation des $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Querschnitts zu den astrophysikalisch relevanten Energien wurde der R-Matrix Formalismus gewählt, der sich besonders gut eignet, wenn der Wirkungsquerschnitt von Resonanzen dominiert wird. Das in Kapitel 4 erläuterte Prinzip der R-Matrix Analyse verdeutlicht, wie mit Hilfe des in dieser Arbeit gemessenen $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Streuquerschnitts Spin und Parität der entsprechenden Resonanzen festgelegt werden können und so eine verlässliche Extrapolation ermöglicht wird.

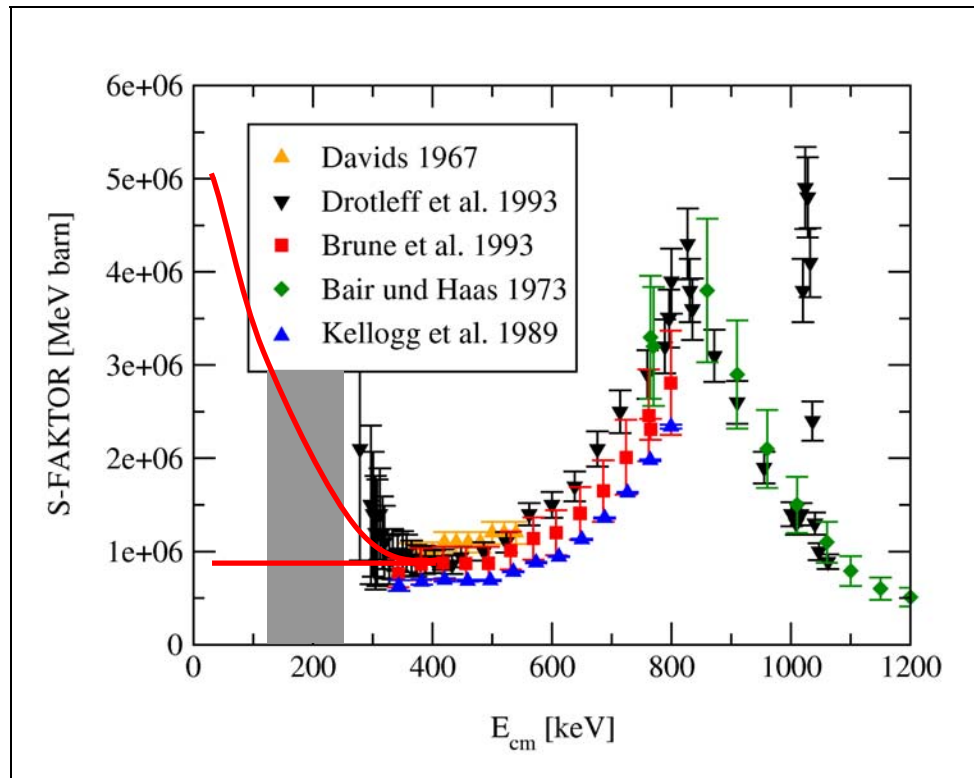


Abbildung 10: Die bisherigen Messungen des S-Faktors der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Reaktion von Davids [20], Drotleff et al. [12], Brune et al. [21], Bair und Haas [22] und Kellogg et al. [11]. Die Diskrepanzen in der Normierung der einzelnen Datensätze sind deutlich zu erkennen. Der für die Astrophysik relevante Bereich ist grau schattiert eingezeichnet. Die roten Linien stellen zwei mögliche Extrapolationen dar. Beide sind wegen der großen Unsicherheiten mit den Datenpunkten bei kleinen Energien verträglich, führen aber zu erheblich unterschiedlichen Reaktionsraten.

Für die Astrophysik ergeben sich folgende Argumente für eine Neubestimmung der stellaren Rate der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Reaktion:

- Die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion ist die dominierende Neutronenquelle für die Hauptkomponente des s-Prozesses. Die stellare Reaktionsrate ist jedoch noch mit großen Unsicherheiten behaftet.
- Eine kleinere Reaktionsrate, als bisher angenommen, würde bedeuten, dass ein Teil des ^{13}C die Zwischenpulsphase überlebt und damit beim anschließenden He-Brennen zu wesentlich höheren Neutronendichten führt. Dies hätte große Auswirkungen auf die vom stellaren Modell berechneten Isotopenhäufigkeiten, mit der Konsequenz, dass die derzeitigen Modelle modifiziert werden müssten.
- Die Neutronendichte und das Neutronenprofil während der Zwischenpulsphase hängt von drei, bisher noch unsicheren, Faktoren ab, dem Mischungsmechanismus von Protonen in die kohlenstoffreiche Zwischenschicht, der Vernichtungsreaktion $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ [14] und der Reaktionsrate von $^{13}\text{C}(\alpha,n)$. Will man realistische Neutronenprofile für s-Prozess Netzwerkrechnungen erhalten, so müssen die Unsicherheiten dieser Faktoren reduziert werden.

2 Experiment I: Der doppelt-differentielle elastische Streuquerschnitt von α -Teilchen an ^{13}C

In diesem Kapitel wird die Messung des differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitts von α -Teilchen an einer ^{13}C -Probe im Energiebereich von 1.5 MeV bis 6.2 MeV beschrieben. Das Experiment wurde in zwei Messkampagnen durchgeführt. Zunächst wurde unter Verwendung eines 10 MV Tandem Beschleunigers der Energiebereich von 2.9 bis 6.2 MeV und anschließend mit Hilfe eines 3.5 MV Van-de-Graaff Beschleunigers der Bereich von 1.5 bis 3.2 MeV vermessen.

2.1 Messungen bei Energien von 2.9 MeV bis 6.2 MeV

Das Experiment wurde am 10 MV Tandem Beschleuniger der Universität von Notre Dame, IN durchgeführt. Der Beschleuniger lieferte zweifach geladene α -Teilchen mit Strömen bis zu 200 nA.

2.1.1 Experimenteller Aufbau

Für die Messungen wurde eine große Streukammer eingesetzt, die mit 29 Si-Halbleiterzählern bestückt war (Abbildung 11). Der Abstand der Zähler zur Probe, die im Zentrum der Kammer angebracht war, betrug 680 mm. Die Detektoren waren auf einem drehbaren Tisch montiert, dessen Position an einer Winkelskala außerhalb der Streukammer abgelesen werden konnte. Die Winkel der Detektoren relativ zur Strahlrichtung wurden mit einem Nivelliergerät vermessen.

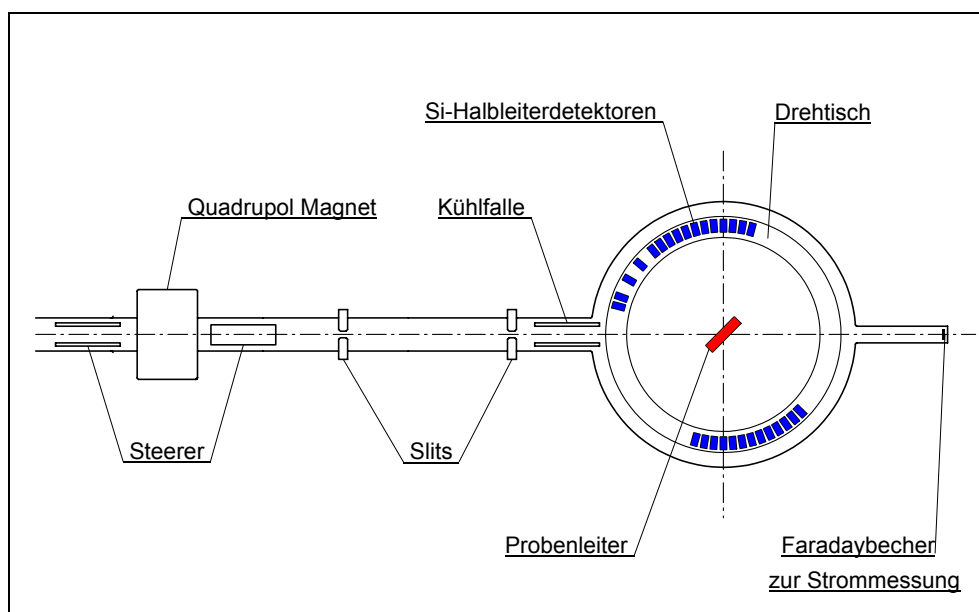


Abbildung 11: Schematischer Aufbau des Experiments zur Bestimmung des elastischen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C . Die Zeichnung ist nicht maßstäblich.

Die 29 Zähler überdeckten einen Winkelbereich von 44° bis 165° wobei 16 Detektoren im Bereich der Rückwärtsstreuung (Abbildung 12) und 13 Detektoren in Vorwärtsrichtung positioniert waren. Die Abbildung 11 zeigt den schematischen Aufbau des Experiments und Tabelle 1 gibt die exakten Winkel aller Detektoren an.

Der Raumwinkel zwischen der Probe und den Halbleiterzählern wurde durch Aluminiumblenden mit einem Durchmesser von 8.9 mm definiert, die vor den Detektoren montiert waren. Lediglich der Detektor bei einem Winkel von 44° in Vorwärtsrichtung hatte eine kleinere Blende mit einem Durchmesser von 5.5 mm. Die Blenden hatten einen Abstand von 630 mm zum Mittelpunkt der Kammer. Die Proben waren auf einer in der Höhe verstellbaren und drehbaren Probenleiter montiert. Der Winkel der Proben relativ zum Strahl betrug 45° . Auf der Leiter konnten 3 Proben, eine Leerprobe und eine Blende mit 4 mm Durchmesser angeordnet werden. Die Lochblende diente zur Positionierung und Fokussierung des Strahls. Nach jeder Energieänderung der α -Teilchen wurde zunächst die Blende in die Messposition gebracht. Mit Hilfe von Quadrupolmagneten und elektrostatischen Steuerelementen konnte der Strahl so optimiert werden, dass der auf der Blende gemessene Strom minimal war. Zudem wurde die Ausdehnung des Strahlflecks auf der Probe durch zwei Slitpaare begrenzt.

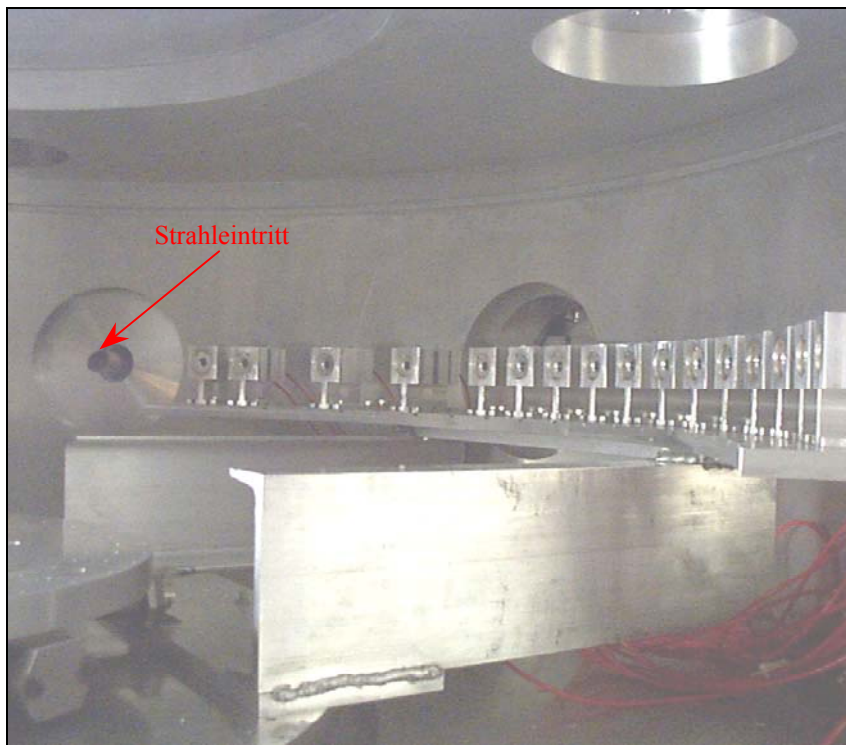


Abbildung 12: Die große Streukammer mit der Anordnung der 16 Si-Detektoren in Rückwärtsrichtung.

Detektor	Winkel im Laborsystem [°]
1	43.9
2	48.9
3	54.0
4	58.9
5	63.9
6	68.9
7	74.0
8	79.0
9	84.0
10	89.0
11	94.0
12	99.0
13	103.9
14	75.8
15	80.8
16	85.8
17	90.8
18	95.8
19	100.8
20	105.8
21	110.8
22	115.8
23	120.8
24	125.8
25	130.8
26	140.8
27	150.8
28	160.8
29	165.9

Tabelle 1: Winkel der Detektoren relativ zur Strahlachse im Laborsystem

Mit dem Faradaybecher am Ausgang der Streukammer konnte der Strom der α -Teilchen gemessen werden. Dabei muss allerdings der effektive Ladungszustand der α -Teilchen nach dem Durchgang durch die sehr dünne Kohlenstoffprobe berücksichtigt werden, der sich aus dem Gleichgewicht zwischen neutralen, einfach positiv geladenen und zweifach positiv geladenen α -Teilchen ergibt. Der effektive Ladungszustand I ist geschwindigkeitsabhängig und kann durch die Formel [23]

$$I = Z \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-v}{k \cdot Z^{0.45}}\right) \right] \quad (\text{F 22})$$

bestimmt werden, wobei $k = 3.6 \cdot 10^8$ cm/s. Z steht für die Ladungszahl und v für die Geschwindigkeit der Teilchen im Laborsystem. Um das Entweichen von Elektronen vom Strahlstopper zu verhindern, war der Faradaybecher zusätzlich mit einer Sekundärelektronenunterdrückung von -200 V ausgestattet.

Der Niederschlag von ^{12}C auf der Probe, der durch das Aufbrechen von Kohlenstoffverbindungen (z.B. Pumpenöl) im Strahl verursacht wird, wurde mit Hilfe einer Kühlfalle am Strahleintritt der Kammer minimiert. Die Messungen haben gezeigt, dass sich auf der Vorder- und Rückseite der Probe gleich viel ^{12}C niederschlägt.

Die verwendeten Proben bestanden aus selbsttragenden ^{13}C Folien mit Dicken zwischen 7.0 und 10.0 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ und einer Anreicherung von 99% . Sie wurden von der Firma ACF-METALS mittels Elektronenstrahlverdampfung hergestellt. Die Folien waren auf einem Glasträger aufgedampft und wurden durch vorsichtiges Eintauchen in ein Wasserbad vom Träger gelöst. Anschließend konnten die auf dem Wasser schwimmenden Folien mit einem Aluminiumrahmen, dessen innerer Durchmesser 8 mm betrug, aufgenommen werden.

Für die Signalverarbeitung wurden zwei Vorverstärkerplatinen mit jeweils 16 Kanälen verwendet. Anschließend wurden jeweils 8 Kanäle in einem Pulsformverstärker weiterverarbeitet und auf ein CAMAC-ADC gegeben. Die Datenerfassung mit dem Rechner erfolgte über einen VME-Kontroller. Die so aufgenommenen Daten wurden Ereignis für Ereignis auf Band aufgezeichnet.

2.1.2 Spektren

Abbildung 13 zeigt Spektren der Si-Detektoren bei 44° und 165° , die bei einer Energie der α -Teilchen von 6.2 MeV aufgenommen wurden. Bei dieser Energie sind die Ereignisse von Streuung an ^{12}C und ^{13}C so deutlich getrennt, dass zur Auswertung der Linien die Kanalhalte direkt summiert werden konnten. Die kleinere Linie bei höheren Kanalzahlen auf der linken Seite von Abbildung 13 stammt von elastischer Streuung an Verunreinigungen der Probe wie Sauerstoff oder Stickstoff. Bei niedrigerer Energie und kleinen Winkeln überlappen die beiden Linien teilweise, so dass zur Bestimmung der Inhalte ein

Anpassungsverfahren notwendig war. Der Niederschlag von ^{12}C auf beiden Seiten der Probe zeigt sich deutlich durch die Doppelstruktur der ^{12}C Ereignisse im rechten Spektrum der Abbildung.

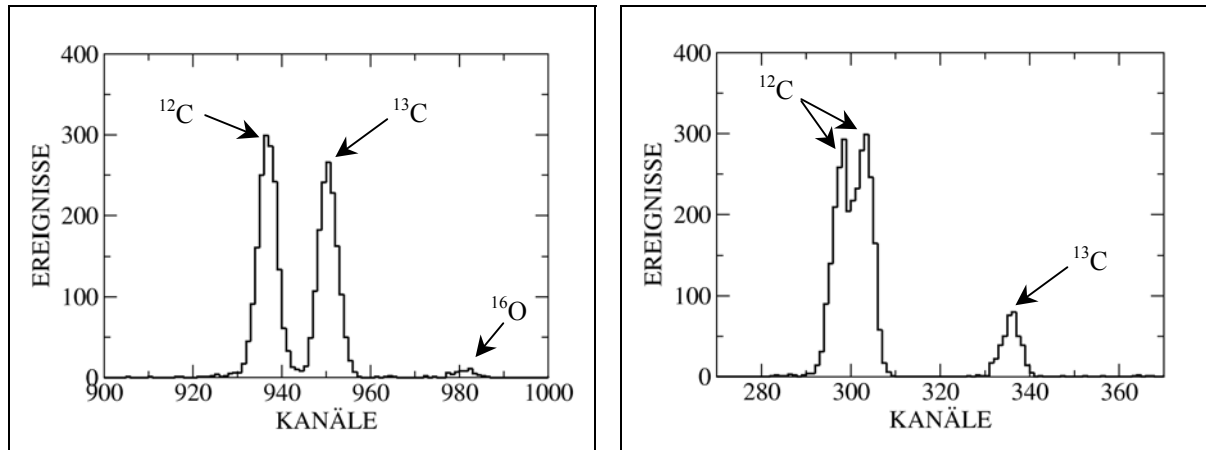


Abbildung 13: Spektren der Si-Detektoren bei 44° (links) und 165° (rechts). Die Energie der α -Teilchen betrug 6.2 MeV im Laborsystem. Obwohl die Proben zu 99% aus ^{13}C bestehen, erscheint die ^{12}C -Komponente stark überhöht, da diese Spektren bei einer Resonanz im $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Querschnitt aufgenommen wurden. Üblicherweise dominieren die Streuereignisse an ^{13}C .

2.1.3 Eichung der Strahlenergie

Die Eichung des Analysiermagneten erfolgte durch Vermessen einer gut bekannten $J^\pi = 4^+$ Resonanz der $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Reaktion mit einer Resonanzenergie von $E_{\text{res}} = 5.2473$ MeV und einer Breite von $\Gamma = 0.5$ keV. Abbildung 14 zeigt die aufgenommene Anregungskurve.

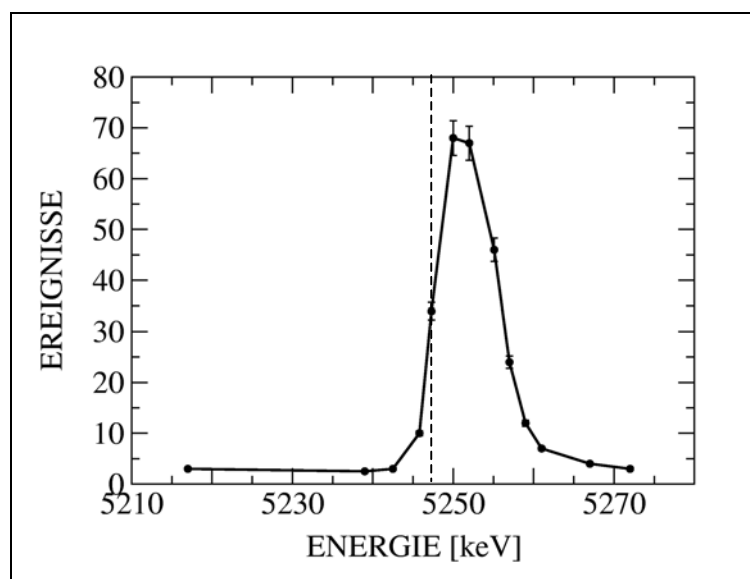


Abbildung 14: Anregungskurve der 0.5 keV breiten Resonanz der $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Reaktion bei 5.2473 MeV, die zur Eichung des Analysiermagneten benutzt wurde.

2.1.4 Auswertung

Die Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erfolgte mit der Formel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z \cdot M_{13C}}{f_1 \cdot N_\alpha \cdot f_2 \cdot \frac{\rho \cdot h}{\sin(\varphi)} \cdot N_A \cdot \Omega}, \quad (\text{F 23})$$

wobei $d\sigma/d\Omega$ der differentielle Wirkungsquerschnitt, Z der Inhalt der ^{13}C -Linie, M_{13C} die Masse des ^{13}C Atoms, N_α die Anzahl der α -Teilchen, $\rho h/\sin(\varphi)$ die Flächenbelegungsichte der Probe (der Term $1/\sin(\varphi)$ berücksichtigt den Winkel der Probe relativ zum Strahl), N_A die Avogadro-Zahl und Ω der Raumwinkel der Detektoren ist.

Der Korrekturfaktor f_1 berücksichtigt die Totzeit des ADC-Systems und f_2 den Ladungszustand der α -Teilchen nach dem Durchgang durch die Probe.

Ein weiterer Korrekturfaktor betrifft den Energieverlust der α -Teilchen, den sie beim Durchgang durch die ^{12}C -Schicht, die sich im Laufe der Messung bildet, erfahren. Deshalb wurden alle Proben mehrfach bei einer Energie von 6.2 MeV vermessen, um so den Zuwachs der ^{12}C -Schicht festzustellen. Abbildung 15 zeigt die gemessene ^{12}C -Menge als Vielfaches des ursprünglichen ^{12}C -Anteils für die beiden Proben, die am längsten dem Strahl ausgesetzt waren, in Abhängigkeit der integrierten Ladung. Man findet, dass die Schichtdicke in guter Näherung linear mit der integrierten Ladung zunimmt.

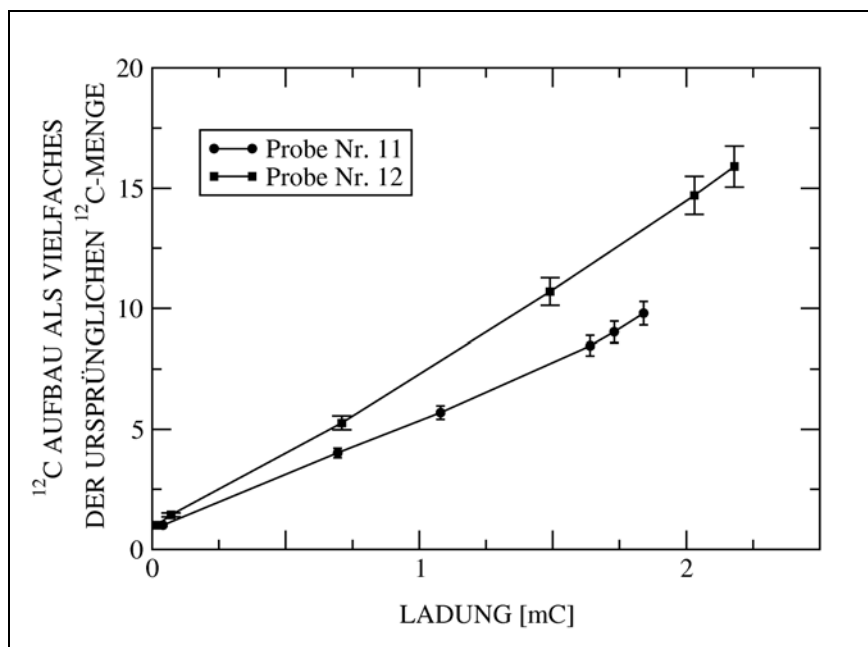


Abbildung 15: Der ^{12}C -Aufbau auf zwei verschiedenen Proben in Abhängigkeit der akkumulierten Ladung.

Das Diagramm zeigt auch, dass die Proben am Ende der Messungen maximal die 16fache ^{12}C -Menge aufweisen. Für eine $10\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Probe bedeutet dies, dass der einprozentige Anteil von ^{12}C am Probenmaterial, der einer Schichtdicke von $0.1\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ entspricht, am Ende der Messung auf $0.8\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (auf beiden Seiten der Probe) zugenommen hat. Bei einem Energieverlust von etwa $1\ \text{keV} / \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [24] ist die resultierende Energiekorrektur von $0.8\ \text{keV}$ bei einer Gesamtprobendicke von $10\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vernachlässigbar.

Die Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß berechnet. Den größten Beitrag zum systematischen Fehler liefert die Flächenbelegungsdichte, da diese nur auf 10 % genau bekannt war. Die Messdauer der einzelnen Messungen wurde so gewählt, dass der statistische Fehler für den Detektor mit der kleinsten Zählrate kleiner als 10 % ist.

Mit Hilfe der in regelmäßigen Abständen bei einer Energie von $6.2\ \text{MeV}$ durchgeführten Referenzmessungen konnten systematische Fehler, wie z.B. der Verlust von Probenmaterial durch Absputtern, ausgeschlossen werden. Diese Messungen dienten auch zur Korrektur bezüglich der unterschiedlichen Probendicken.

2.1.5 Ergebnisse

Abbildung 16 zeigt die Anregungskurve für den Detektor bei 165° im Vergleich mit den Daten von Kerr et al. [19] aus dem Jahre 1967, die für 4 Winkel im Energiebereich von 3.5 bis $6.5\ \text{MeV}$ gemessen wurden. Allerdings sind in tabellarischer Form nur die Resultate für den Winkel von 165° erhältlich.

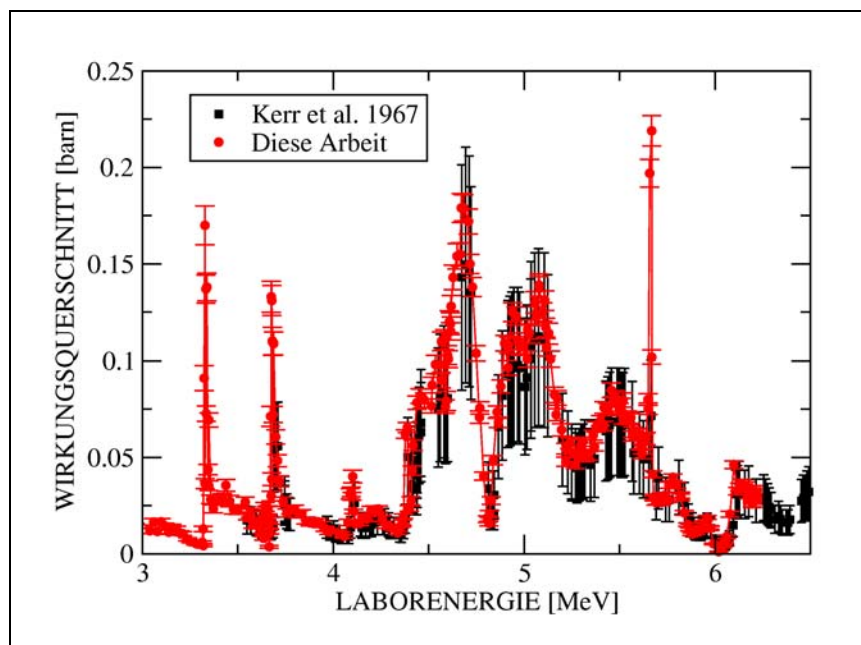


Abbildung 16: Vergleich des in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitts (rot) mit den Daten von Kerr et al. (schwarz) im Energiebereich von $3.0 - 6.5\ \text{MeV}$ und bei einem Winkel von 165° .

Die Abbildung 16 zeigt, dass beide Datensätze gut übereinstimmen. Bei scharfen Resonanzen macht sich die wesentlich bessere Energieauflösung dieser Arbeit deutlich bemerkbar, da die verwendeten Proben um einen Faktor 3 dünner waren.

Insgesamt wurde der doppelt-differentielle elastische Streuquerschnitt im Bereich von 2.9 bis 6.2 MeV bei 275 Energien gemessen. Stellvertretend für die dabei aufgenommenen 275 Winkelverteilungen zeigt Abbildung 17 die Winkelverteilung der $J^\pi = 9/2^+$ Resonanz bei 5.668 MeV.

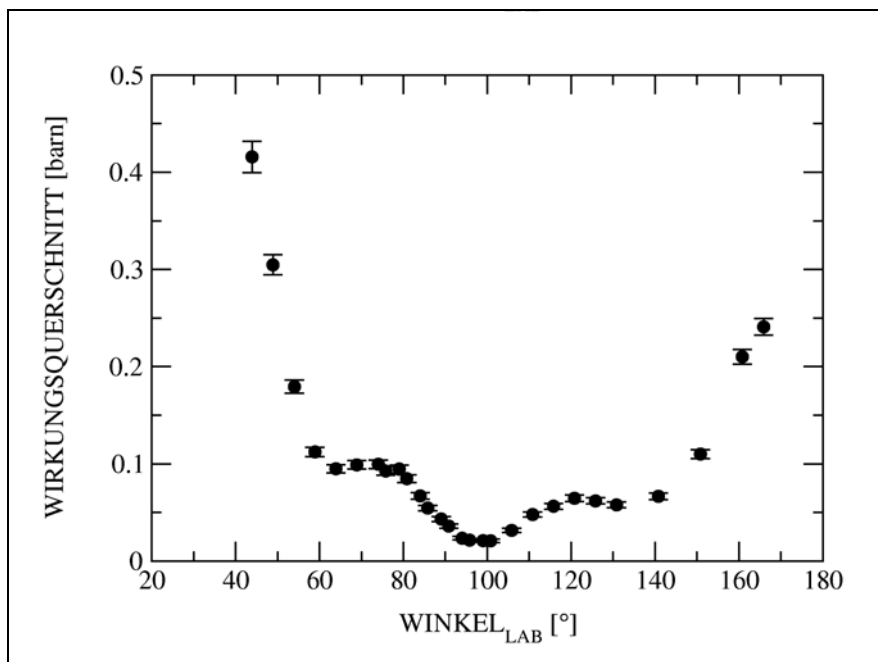


Abbildung 17: Winkelverteilung bei einer Energie der α -Teilchen von 5.668 MeV. Diese Energie entspricht einer $J^\pi = 9/2^+$ Resonanz, für die aufgrund dieser Verteilung Spin und Parität neu zugeordnet werden konnten.

Die restlichen Daten werden in Kapitel 5.4 im Zusammenhang mit der R-Matrix-Analyse diskutiert.

2.2 Messungen bei Energien von 1.5 MeV bis 3 MeV

Analog zu den oben beschriebenen Messungen wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt von α -Teilchen an ^{13}C auch im Energiebereich von 1.5 MeV bis 3 MeV experimentell untersucht. Für diese Energien lieferte der 3.5 MV Van-de-Graaff Beschleuniger der Universität Notre Dame einfach positiv geladene α -Teilchen.

2.2.1 Experimenteller Aufbau

Für dieses Experiment konnte aus technischen Gründen nur eine kleine Streukammer (Abbildung 18) mit 8 Si-Halbleiterdetektoren eingesetzt werden. Die Winkel der Detektoren können aus Tabelle 2 entnommen werden. Der Abstand der Detektoren zu den Proben, die in

einem Winkel von 45 Grad relativ zu Stahlrichtung im Zentrum der Kammer positioniert waren, betrug 113.8 mm. Auch bei diesem Experiment war die Probenleiter mit einer Blende von 4 mm Durchmesser bestückt, die zum Optimieren der Strahlage diente. Weiterhin gab es eine Leerposition mit der sichergestellt wurde, dass keine α -Teilchen am Probenrahmen gestreut wurden, sowie zwei weitere Positionen für die zuvor beschriebenen, angereicherten ^{13}C -Folien.

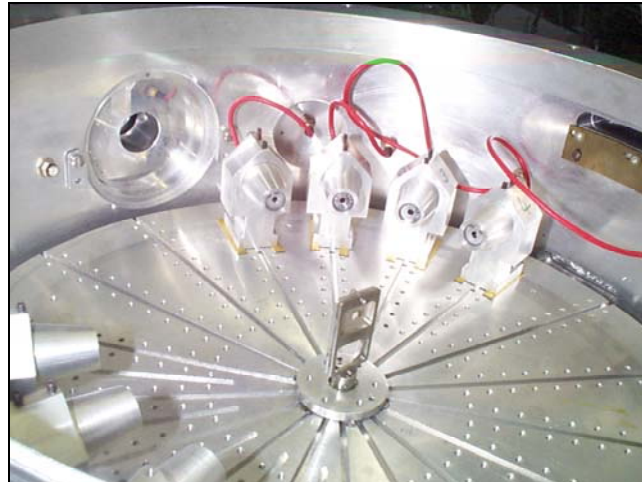


Abbildung 18: Die kleine Streukammer mit den acht Si-Halbleiterdetektoren. Zu sehen ist auch die Probenleiter im Zentrum der Kammer.

Um den unterschiedlichen Zählraten auf Grund der Winkelverteilung der Rutherfordstreuung Rechnung zu tragen, wurden für die Detektoren in Vorwärtsrichtung kleinere Blenden verwendet. Der Durchmesser der Blendenöffnungen ist Tabelle 2 zu entnehmen.

Tabelle 2: Laborwinkel der acht Si-Detektoren und die verwendeten Blendendurchmesser

Detektor	Winkel im Laborsystem [°]	Ø Blende [mm]
1	45.0	0.889
2	65.0	1.803
3	85.0	1.803
4	105.0	3.632
5	105.0	3.734
6	125.0	3.683
7	145.0	3.632
8	165.0	3.683

Die Signale wurden zunächst mit HP-Vorverstärkern und Ortec 572-Verstärkern aufbereitet und anschließend auf einen Phillips-ADC gegeben. Der ADC wurde dann mit Hilfe eines Computers ausgelesen und die Ereignisse wiederum im Ereignis-Modus auf Band geschrieben.

2.2.2 Eichung der Strahlenergie

Die Eichung des Analysiermagneten und damit der Strahlenergie wurde mit Hilfe einer Resonanz der ${}^6\text{Li}(\alpha,\alpha)$ -Reaktion (Breite $\Gamma = 6$ keV, $E_\alpha = 2428.8 \pm 0.5$ keV [25]) durchgeführt.

Zusätzlich wurde die Strahlenergie mit einer Resonanz der ${}^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)$ -Reaktion ($E_\alpha = 1529 \pm 2$ keV, $\Gamma = 1.2$ keV [26]) überprüft. Dazu wurde der Strahlstopper durch eine TiN-Probe ersetzt und die γ -Strahlung mit einem Ge-Detektor im Abstand von 5 cm nachgewiesen. Ausgewertet wurden die beiden stärksten γ -Linien mit Energien von 937.2 und 1080.54 keV.

2.2.3 Spektren

Die Abbildung 19 zeigt gemessene Spektren bei einer Strahlenergie von $E_\alpha = 2.365$ MeV für die Detektoren bei 45° und 165° . Es ist deutlich zu sehen, dass bei den niedrigeren Energien die beiden Linien von elastischer Streuung an ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{13}\text{C}$ teilweise überlappen. Deshalb wurden die Linieninhalte mittels eines Anpassungsverfahrens durch Überlagerung von 3 Gaußkurven ermittelt. Durch den Kohlenstoffniederschlag auf der Vorder- und Rückseite der Probe entsteht wiederum eine Doppellinie für die Streuung von α -Teilchen an ${}^{12}\text{C}$.

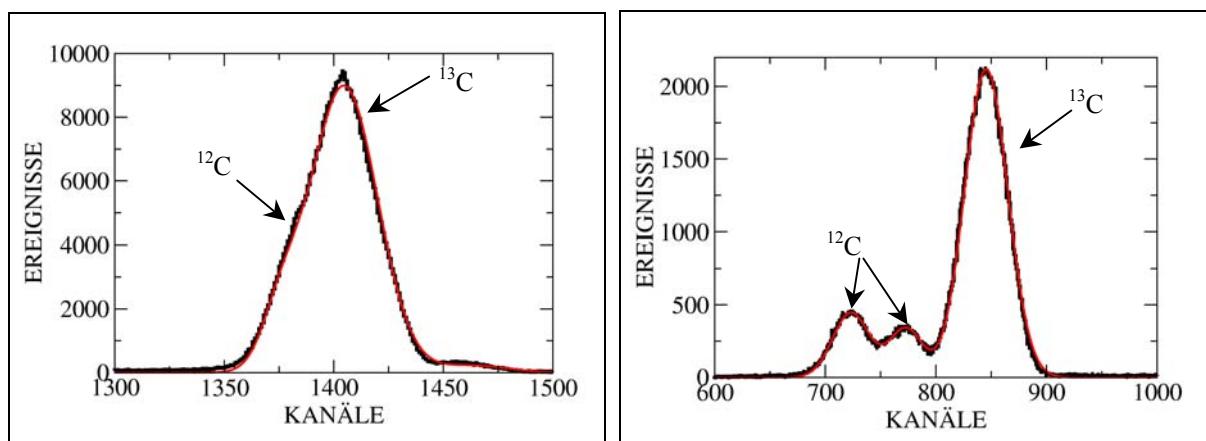


Abbildung 19: Mit den Si-Halbleiterdetektoren gemessene Spektren bei einer Energie der α -Teilchen von 2.365 MeV für Winkel von 45° (links) und 165° (rechts). Die rote Linie zeigt die Anpassung der drei Gaußkurven, die der Streuung am ${}^{13}\text{C}$, sowie am ${}^{12}\text{C}$ -Niederschlag auf beiden Seiten der Probe entsprechen.

Anhand des Spektrums des Detektors bei 45° sieht man auch, dass es bei kleinen Winkeln und mit abnehmender Energie immer schwieriger wird, die Linien aufzulösen. Deshalb konnten die Detektoren in Vorwärtsrichtung nicht bis zur kleinsten Energie von 1.5 MeV ausgewertet werden.

2.2.4 Auswertung und Ergebnisse

Die Auswertung erfolgte auf gleiche Art und Weise wie in Kapitel 2.1.4 beschrieben. Abbildung 23 zeigt die gemessene Anregungskurve für den Detektor bei 165° im Vergleich

mit den bestehenden Daten von Barnes et al. [18], die den Wirkungsquerschnitt im Bereich von 2.0 – 3.5 MeV für vier Winkel vermessen haben. Wiederum ist leider nur der Datensatz für den Winkel von 165° in tabellarischer Form erhältlich.

Die Daten für die restlichen Winkel werden im Kapitel 5 in Zusammenhang mit der R-Matrix Analyse diskutiert. Die Abweichungen bei tiefen Energien in Abbildung 20 können zum Teil auf die Verwendung unterschiedlicher Proben zurückgeführt werden, da Barnes et al. 1967 nur auf 50% angereicherte ^{13}C -Proben zur Verfügung hatten. Bei kleinen Energien war es für Barnes et al. nicht möglich die Linien der am ^{12}C und ^{13}C elastisch gestreuten α -Teilchen zu separieren. Die dadurch notwendige Korrektur musste mit Hilfe des theoretisch berechneten $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Streuquerschnitts durchgeführt werden, was zusätzliche Unsicherheiten und Fehler zur Folge hatte.

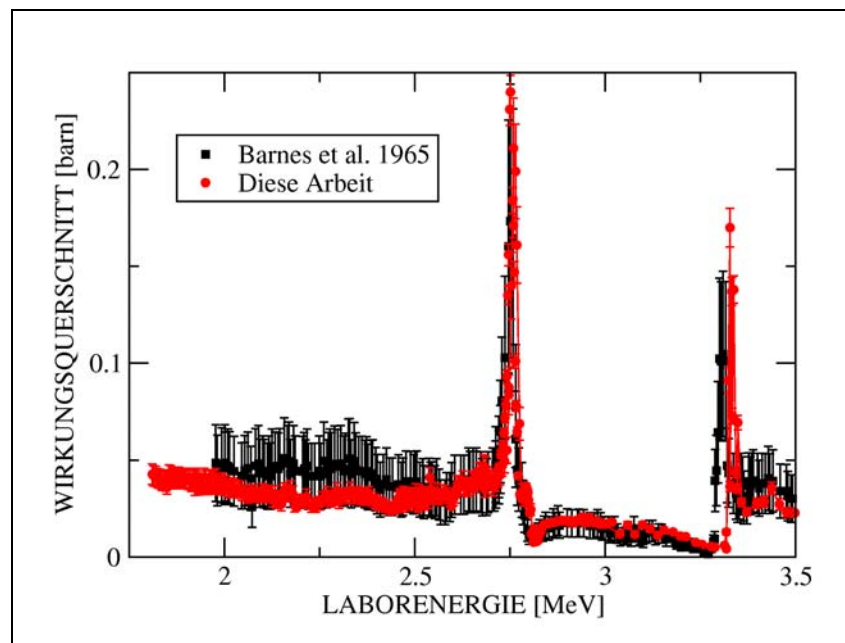


Abbildung 20: Anregungskurve der elastischen Streuung von α -Teilchen an ^{13}C bei einem Winkel von 165° im Vergleich mit den Daten von Barnes et al. [18].

Durch das oben beschriebene Experiment konnten die Daten für den elastischen Streuquerschnitt $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ erheblich verbessert werden. Zum einen gelang es, die Unsicherheiten im Vergleich zu früheren Messungen erheblich zu reduzieren und zum anderen wurde der experimentell untersuchte Bereich wesentlich erweitert. Damit stehen für die in Kapitel 5 diskutierte R-Matrix-Analyse umfangreiche Daten zur Verfügung, die es erlauben die Partialbreiten im α -Kanal, sowie Spins und Paritäten vieler Resonanzen zu überprüfen und so die Verlässlichkeit der R-Matrix-Extrapolation zu verbessern. Zudem ermöglichten die neuen Daten Beiträge von Resonanzen ausserhalb des experimentell erschlossenen Bereichs abzuschätzen. Und nicht zuletzt konnten in dieser Messung aufgrund der sehr guten Auflösung sechs bisher nicht bekannte Resonanzen gefunden und zugeordnet werden.

3 Experiment II: Der $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Querschnitt

Zur Messung des $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Querschnitts wurde der Karlsruher 4π BaF_2 Detektor [17] verwendet. Die Abbildung 21 zeigt den schematischen Aufbau des Detektors, der aus 42 Einzeldetektoren zusammengesetzt ist. Jeder Detektor besteht aus einem 15 cm dicken BaF_2 -Kristall und einem Sekundärelektronenvervielfacher. Die Verwendung von zwei unterschiedlichen Kristallformen [27] erlaubt es, die Kristalle so anzuordnen, dass sie eine geschlossene Kugelschale mit einem Innendurchmesser von 20 cm bilden und somit den gesamten Raumwinkel abdecken. Der Detektor wurde ursprünglich für die Messung sehr genauer (n,γ) -Querschnitte konzipiert. Bei diesen Experimenten treffen die Neutronen, die über die $^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion erzeugt und anschließend kollimiert werden, die Probe im Zentrum des Detektors. Findet Neutroneneinfang statt, so können die vom angeregten Kern emittierten γ -Quanten mit hoher Wahrscheinlichkeit ($> 90\%$) nachgewiesen werden. Als Signatur eines Ereignisses erhält man die Anzahl der angesprochenen Detektoren (Multiplizität) und die Summenenergie, die sich aus der frei werdenden Bindungsenergie der Reaktion ergibt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die BaF_2 -Anordnung zum Neutronendetektor umgebaut. Dazu wurde ein Konverter entwickelt, der mit Hilfe von (n,γ) -Reaktionen die nachzuweisenden Neutronen in γ -Quanten konvertiert, die anschließend mit dem BaF_2 -Detektor nachgewiesen werden. Zur Messung des (α,n) -Querschnitts wurde das Strahlrohr bis ins Zentrum des Detektors verlängert. Am Ende des Strahlrohres befindet sich die vom Konverter umgebene ^{13}C -Probe.

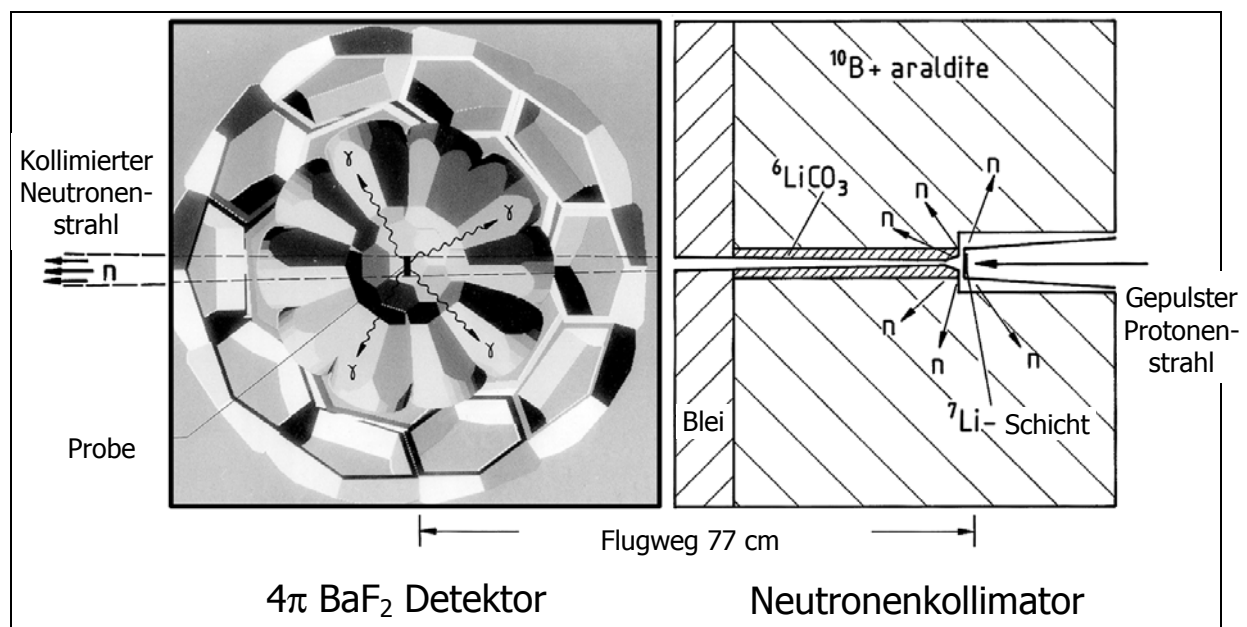


Abbildung 21: Schematischer Aufbau des Karlsruher 4π BaF_2 Detektors zur Messung von Neutroneneinfangquerschnitten. Zur Messung des (α,n) -Querschnitts wurde das Strahlrohr bis ins Zentrum des Detektors verlängert.

3.1 Monte-Carlo-Simulationen zur Optimierung des Detektorsystems

Um die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit des Detektorsystems zu optimieren, wurden detaillierte Monte-Carlo-Simulationen mit dem am CERN entwickelte Programm GEANT [28] durchgeführt. Das Programm war ursprünglich für den Einsatz in der Hochenergiephysik vorgesehen und bricht deshalb die Berechnungen bei einer Teilchenenergie von weniger als 10 keV ab. Für Neutronen ist dies aber nicht akzeptabel, da der Wirkungsquerschnitt von (n,γ) -Reaktionen üblicherweise dem $1/v$ -Gesetz folgt und somit bei kleineren Energien an Gewicht gewinnt. Deshalb wurde für die Simulation von Neutronen zusätzlich die Erweiterung GCALOR [29] eingesetzt, mit der es möglich ist, die Spur eines Neutrons bis zu thermischen Energien zu verfolgen. Allerdings stellte sich heraus, dass für γ -Kaskaden nach Neutroneneinfang an schweren Isotopen oftmals keine experimentellen Daten bezüglich Multiplizität und Einzelenergien zur Verfügung stehen. Da die vom Programm selbst erzeugten Kaskaden nicht die gewünschte Qualität hatten, wurden in diesen Fällen zusätzliche berechnete Kaskaden [30] [31] verwendet.

Um möglichst exakte Simulationsergebnisse zu erhalten, wurden alle geometrischen Details des komplexen Aufbaus berücksichtigt. Dies bedeutet, dass die 42 Detektormodule einschließlich des umgebenden Mediums, den Sekundärelektronenvervielfachern und der mechanischen Halterung der Detektoren detailgetreu modelliert wurden. Die Güte der Simulationsergebnisse wird durch Vergleich mit früheren (n,γ) -Messungen deutlich. Die Abbildung 22 zeigt Spektren einer Messung am ^{197}Au , das oftmals als Standard für (n,γ) -Experimente verwendet wird, zusammen mit dem Ergebnis der Simulationen [32]. Man findet hervorragende Übereinstimmung von Experiment und Simulation für alle Multiplizitäten.

Mit diesem gut funktionierenden Modell konnte dann untersucht werden, ob sich der Detektor auch zum Neutronennachweis eignet. Es stellte sich heraus, dass unter Verwendung eines Paraffin-Cadmium-Konverters, der die Probe im Zentrum des Detektors umgibt, eine totale Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von über 50 % erreicht werden konnte (bei einer simulierten Neutronenenergie von 200 keV). Die optimale Konfiguration bestand aus einer Paraffinkugel mit einem Durchmesser von 20 cm und einem Kadmiumanteil von ca. 3 %. Das Kadmium wurde als feines Pulver in das geschmolzene Paraffin gemischt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit konnte durch den Einsatz von dünnen Kadmiumblechen (0.3 mm Dicke) in den Lücken zwischen den Detektoren noch leicht gesteigert werden. Der nächste Abschnitt zeigt einen Vergleich dieser Simulationsergebnisse mit der experimentell bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit.

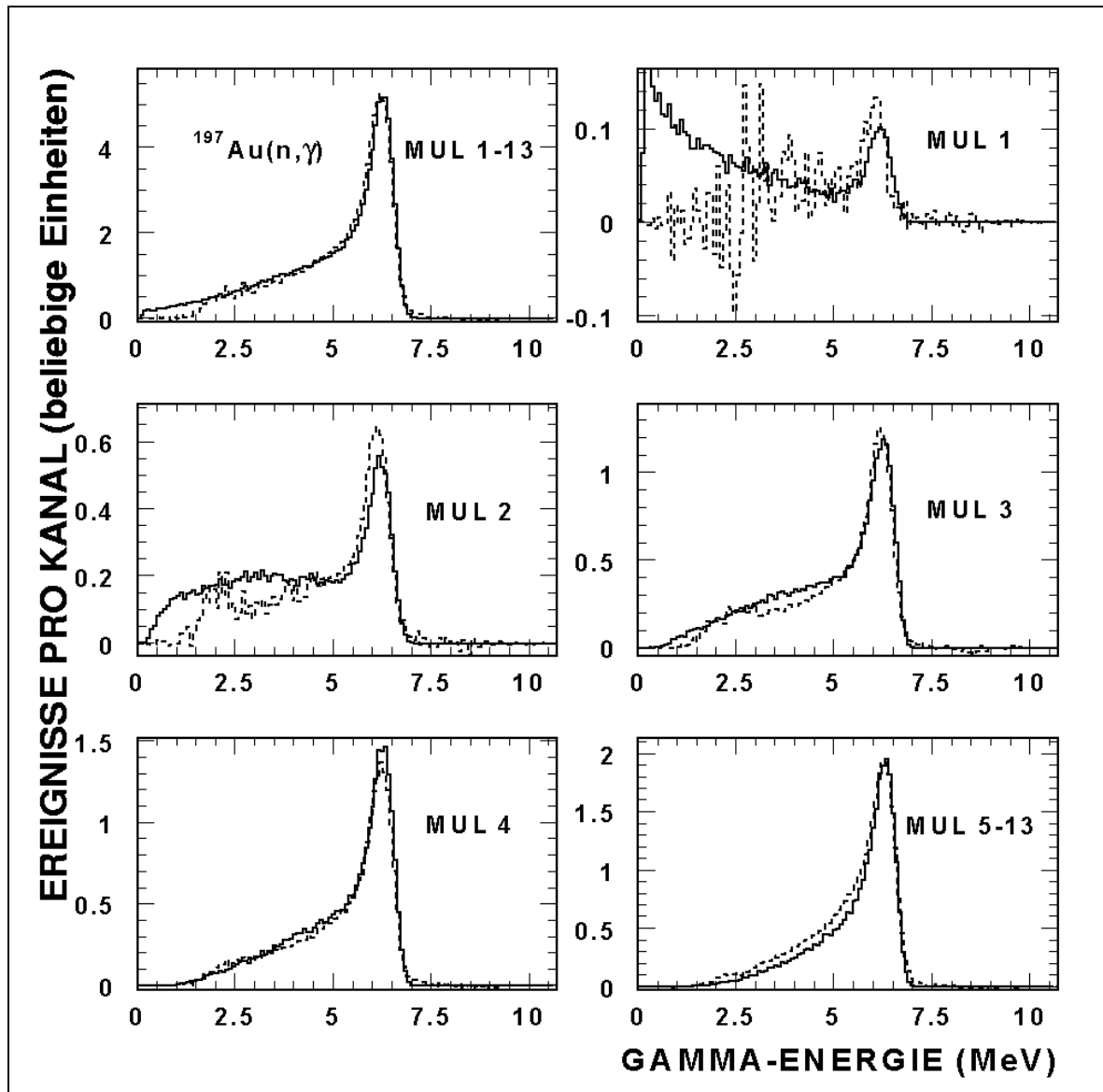


Abbildung 22: Vergleich der Simulation von Einfangereignissen (durchgezogene Linie) an ^{197}Au mit gemessenen Spektren (gestrichelt) für verschiedene Multiplizitäten.

3.2 Experimentelle Bestimmung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit

Die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit des Detektors wurde mit Hilfe der $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ – Reaktion für Neutronenenergien von 135, 935 und 1935 keV experimentell bestimmt. Dazu wurden bei sonst gleichem Versuchsaufbau ^{51}V -Proben mit Dicken von wenigen Nanometern mit Protonen beschossen. Durch Variation der Protonenenergie (Neutronenschwelle bei 1565 keV) konnten Neutronen unterschiedlicher Energie produziert und im Detektor nachgewiesen werden. Anschließend wurde die 320 keV Linie der ^{51}Cr -Aktivität mit einem Germaniumdetektor ausgemessen und so die Anzahl der produzierten Neutronen berechnet.

Die Aktivierung wurde in relativ kurze Intervalle i unterteilt, wobei die akkumulierte Ladung jeweils 1 mC betrug. Für die Auswertung wurde angenommen, dass in jedem Intervall der Protonenstrom und damit die Neutronenproduktion P konstant war. Die Stromschwankungen für die verschiedenen Intervalle wurden durch einen Korrekturfaktor k_i berücksichtigt. Damit ergibt sich am Ende der Aktivierung für die Zahl der pro Zeitintervall i aktivierten Kerne $N_i(t)$

$$N_i(t) = \frac{k_i \cdot P}{\lambda} \left[1 - \exp(-\lambda \cdot t_{b,i}) \right] \exp(-\lambda \cdot (t - t_{e,i})), \quad (\text{F 24})$$

wobei λ für die Zerfallskonstante, $t_{b,i}$ und $t_{e,i}$ für die jeweilige Start- bzw. Endzeit des Aktivierungsintervalls und t für die Zeit steht. Die aktivierten ^{51}Cr -Kerne zerfallen mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 27.702$ Tagen zurück zum ^{51}V . Dabei wird bei $9.92 \pm 0.05 \%$ [33] aller Zerfälle ein γ -Quant mit einer Energie von 320 keV emittiert, welches mit einem Ge-Detektor nachgewiesen werden kann. Für den Linieninhalt Z ergibt sich, abhängig von der Startzeit t_S und der Endzeit t_E der Messperiode,

$$Z = \varepsilon \cdot I_\gamma \cdot \tau \cdot \sum_{i=1}^n (N_i(t_S) - N_i(t_E)). \quad (\text{F 25})$$

Dabei bedeuten I_γ die Linienintensität, τ die Totzeitkorrektur und ε die Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge-Detektors. Letztere wurde mit einer geeichten ^{133}Ba Quelle ermittelt, mit der die Nachweiswahrscheinlichkeit für zwei Energien bei 302.85 keV und 356.02 keV bestimmt wurde. Daraus ergab sich durch lineare Interpolation der Wert für 320 keV zu $\varepsilon = 0.233$. Da die Produktionsrate konstant ist, kann sie aus der Summe in obiger Gleichung ausgeklammert werden, und man erhält

$$P = \frac{Z}{\varepsilon \cdot I_\gamma \cdot \tau \cdot \sum_{i=1}^n \frac{k_i}{\lambda} \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{b,i})) \left[\exp(-\lambda \cdot (t_S - t_{e,i})) - \exp(-\lambda \cdot (t_E - t_{e,i})) \right]} \quad (\text{F 26})$$

und durch Multiplikation mit der Gesamtbestrahlungszeit die Anzahl der produzierten Neutronen. Tabelle 3 zeigt eine Übersicht der Messungen. Die dort berechnete Neutronennachweiswahrscheinlichkeit ist deutlich geringer als die in Kapitel 3.1 erwähnten 50 %. Der Grund dafür ist, dass bei der Auswertung der Ereignisse zusätzliche Schnitte zur Reduktion der Untergrundereignisse angewandt wurden (siehe Kapitel 3.5). Die Totzeitbestimmung erfolgte mit Hilfe eines Pulsers.

Neutronenenergie	135 keV	935 keV	1935 keV
Ereignisse	$1.1463 \cdot 10^7$	$3.0010 \cdot 10^6$	$4.99830 \cdot 10^6$
Anzahl insgesamt erzeugter Neutronen	$4.05 \cdot 10^7$	$1.42 \cdot 10^7$	$3.32 \cdot 10^7$
Nachweiswahrscheinlichkeit (%)	28.3 ± 0.5	21.2 ± 0.4	15.0 ± 0.3
Simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit (GEANT)	27.0	20.0	15.0

Tabelle 3: Gemessene und simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit des modifizierten 4π BaF₂ Detektors für Neutronen im Energiebereich 135 bis 1935 keV.

Abbildung 23 zeigt den Vergleich der experimentell ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeit (rote Quadrate) mit der Simulation (schwarze Rauten) als Funktion der Neutronenenergie. Bei kleinen Energien stellt man eine Abweichung von etwa 8 % fest. Ursache dafür ist der bei dieser Energie ebenfalls offene $^{51}\text{V}(p,\gamma)$ Kanal. Die Summenenergie dieser Reaktion ist nur wenig höher als die Summenenergie der Neutroneneinfangereignisse am Kadmium und produziert daher Untergrundereignisse, die nicht von den wahren Ereignissen zu unterscheiden sind. Berücksichtigt man diesen Beitrag der $^{51}\text{V}(p,\gamma)$ -Reaktion in den Simulationen, so erhält man eine wesentlich bessere Übereinstimmung von Experiment und Simulation (blaue Kreise). Bei den Simulationen wurden die inelastischen Reaktionskanäle $^{51}\text{V}(p,n_1)$ und $^{51}\text{V}(p,n_2)$ ebenfalls berücksichtigt [34].

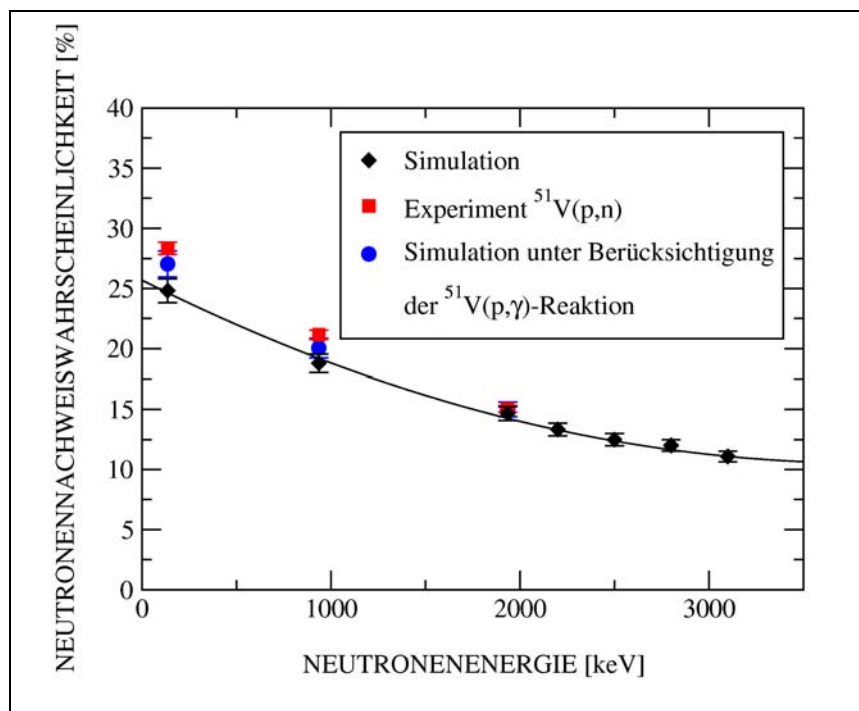


Abbildung 23: Vergleich der simulierten (schwarze Rauten) und der gemessenen (rote Quadrate) Neutronennachweiswahrscheinlichkeit. Die Abweichung bei kleinen Neutronenenergien kann reduziert werden, wenn man bei den Simulationen auch die Untergrundreaktion $^{51}\text{V}(p,\gamma)$ berücksichtigt (blaue Kreise).

Die Simulation wurde dann auch für höhere Energien durchgeführt, da die nachzuweisenden Neutronen aus der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion Energien bis zu 3 MeV haben. Durch Anpassung eines Polynoms zweiten Grades erhält man für die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit ε in Abhängigkeit der Neutronenenergie E_n

$$\varepsilon(E_n) = 1.03 \cdot 10^{-6} \cdot E_n^2 - 0.0079 \cdot E_n + 25.684. \quad (\text{F } 27)$$

Für die Messungen der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit ergab sich ein relativer Fehler von 1.8 %. Der größte Beitrag stammt dabei von der Intensität der ^{133}Ba Eichquelle, die nur auf 1.5 % genau bekannt war. Fehler in der Zeitmessung der Aktivierung tragen zu 0.9 % bei. Die Halbwertszeit von ^{51}Cr ist dagegen mit 27.702 ± 0.004 Tagen sehr gut bekannt, weshalb dieser Fehlerbeitrag vernachlässigt werden kann. Einen Fehler für die Simulationsergebnisse anzugeben ist sehr schwierig. Simulationen von anderen Versuchsaufbauten haben jedoch gezeigt, dass ein Fehler von 4 % realistisch ist.

3.3 Proben

Die Unterlage für die ^{13}C -Proben bestand aus einem wassergekühlten Kupferblock mit Goldbeschichtung. Die Golddicke von 5 μm reicht aus, um das Eindringen der α -Teilchen in das Kupfer zu verhindern. Dadurch werden zusätzliche Untergrundbeiträge, z.B. durch (α,n) -Reaktionen an Verunreinigungen wie Bor, vermieden. Das eigentliche Probenmaterial wurde von der Firma ACF-Metals mittels Elektronenstrahlbedampfung aufgebracht. Die ^{13}C -Schicht war auf 99 % angereichert. Die spezifizierte Dicke von 22 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, gemessen mit einem Quarz-Oszillator, wurde mit Hilfe einer Resonanzanalyse der $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ -Reaktion überprüft. Dazu wurde eine schmale Resonanz ($\Gamma < 0.37$ keV) bei einer Protonenenergie von $E_p = 448.5$ keV verwendet. Diese Reaktion hat den grossen Vorteil, dass die γ -Strahlung ohne zusätzlichen Umbau direkt mit dem BaF_2 Detektor nachgewiesen werden konnte. Abbildung 24 zeigt die Ausbeute in Abhängigkeit der Protonenenergie für eine der insgesamt 15 Proben.

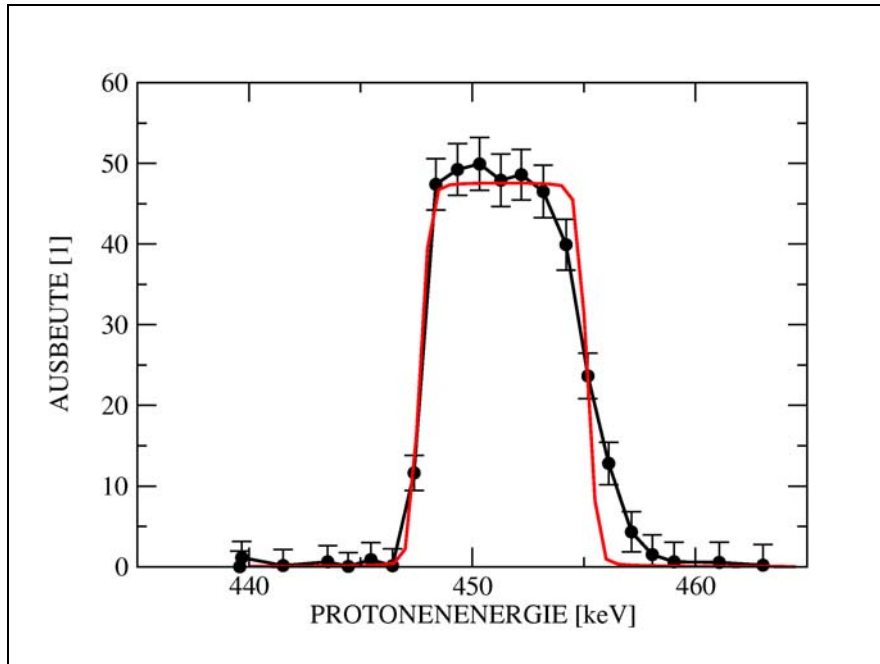


Abbildung 24: Anregungskurve der $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ -Reaktion. Aus der Halbwertsbreite konnte die Flächenbelegungsichte zu $21.3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ bestimmt werden.

Die Probendicke Δ wurde durch eine Anpassung der Funktion

$$Y(E_0) = \int_{E_0 - \Delta}^{E_0} \int_0^{\infty} \frac{\sigma(E')}{\varepsilon(E')} g(E', E) dE' dE \quad (\text{F } 28)$$

ermittelt. Hierbei steht Y für die Ausbeute und E_0 für die Strahlenergie. Das Bremsvermögen $\varepsilon(E)$ ändert sich im relevanten Energiebereich nur wenig und kann deshalb als konstant angenommen werden. Der Wert für das Bremsvermögen wurde gemäß Ziegler [24] auf $7.683 \text{ eV}/(10^{15} \text{ Atome}/\text{cm}^2)$ festgelegt. Für den Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ wurde eine Breit-Wigner Funktion der Form

$$\sigma(E, E_R) = C \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{F } 29)$$

gewählt, wobei die Konstante C ebenfalls angepasst wurde. Die Energieverteilung $g(E, E_0)$ der α -Teilchen im Strahl wurde durch eine Gaußkurve

$$g(E, E_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta_b} \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{2\delta_b^2}\right) \quad (\text{F } 30)$$

mit einer Halbwertsbreite $\Delta_b = 2.355 \cdot \delta_b = 1.0 \text{ keV}$ beschrieben.

Diese Analyse der Anregungskurve ergab eine Probendicke von $(983 \pm 12) \cdot 10^{15} \text{ Atome}/\text{cm}^2$. Dies entspricht $21.2 \pm 0.25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, in guter Übereinstimmung mit dem von der Firma ACF-Metals angegebenen Wert. Man sieht in Abbildung 24, dass die Anstiegsflanke sehr steil ist und gut wiedergegeben wird, während die Trennschicht zwischen Kohlenstoff und Gold verwaschen erscheint, so dass sich dort keine optimale Anpassung ergibt.

Auf diese Weise wurde die Probendicke vor und nach jeder $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Messung bestimmt. Damit standen für alle Einzelmessungen zuverlässige Informationen über den Probenabbau zur Verfügung. Dies ist besonders nach den längeren Messungen bei kleinen α -Teilchenenergien von Bedeutung, für die ein deutlicher Probenabbau festgestellt wurde.

Der Probenhalter wurde so konzipiert, dass man ihn im Vakuum um 180° drehen konnte. Die Rückseite des Probenhalters war bis auf das eigentliche Probenmaterial absolut identisch mit der Vorderseite und diente so als Leerprobe. Somit konnte auf verlässliche Weise der jeweilige Untergrundanteil bestimmt und abgezogen werden.

3.4 Eichung der Strahlenergie

Das Magnetfeld des Analysiermagneten wurde mit Hilfe von Resonanzen der $^7\text{Li}(\alpha,\gamma)^{11}\text{B}$ -Reaktion geeicht. Diese Reaktion eignet sich besonders gut, da sie drei scharfe Resonanzen [35] aufweist, die den gesamten Energiebereich der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Messung abdecken (siehe Tabelle 4).

Resonanzenergie E_{res} [keV]	Resonanzbreite Γ [keV]	J^π	Resonanzstärke $\omega\gamma$ [eV]
401 ± 3	0.00437 ± 0.02 eV	$5/2^-$	0.0088
814 ± 2	0.0018 ± 1.5 eV	$7/2^+$	0.310
953 ± 2	4	$5/2^+$	1.72

Tabelle 4: Zur Eichung der Strahlenergie verwendete Resonanzen der $^7\text{Li}(\alpha,\gamma)$ -Reaktion.

Als Probe diente eine 150 nm dicke, aufgedampfte LiF-Schicht, die an einem Nachbarstrahlrohr montiert war. Dadurch konnte die Energieeichung auf einfache Art und Weise in regelmäßigen Abständen überprüft werden. Da sich der angeregte ^{11}B -Zustand über hochenergetische γ -Quanten (Q-Wert = 8664.6 keV) abregt, wurde in diesem Fall für den γ -Nachweis ein NaJ-Detektor eingesetzt.

3.5 Untergrund

Da der Wirkungsquerschnitt der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion bei tiefen Energien extrem klein ist und deshalb nur mit wenigen Ereignissen pro Stunde gerechnet werden kann, müssen Untergrundereignisse gut verstanden sein und möglichst effektiv unterdrückt werden. Die

Abbildung 25 zeigt die Untergrundrate als Funktion der Summenenergie des 4π BaF₂-Detektors.

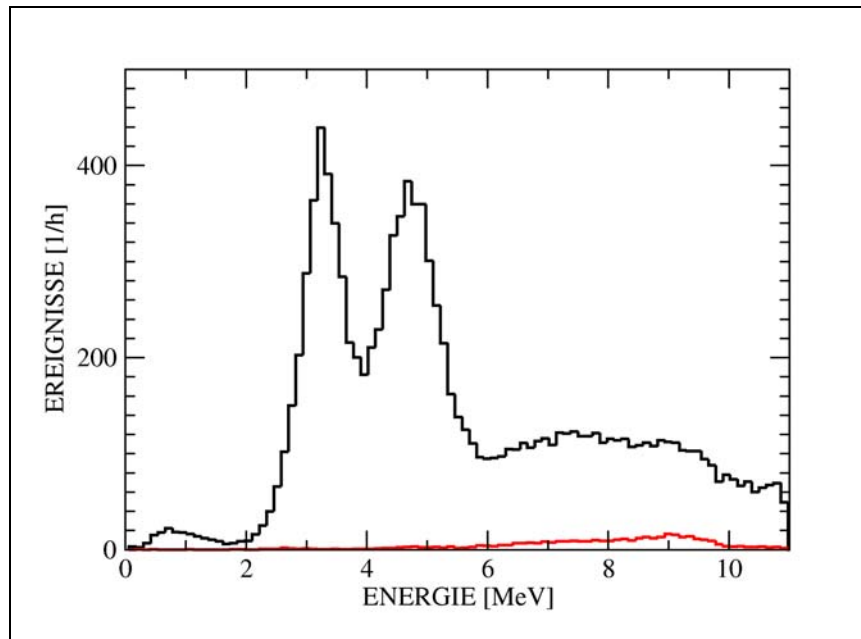


Abbildung 25: Gemessenes Untergrundspektrum vor (schwarz) und nach (rot) Reduktion durch aktive Abschirmung und geeignete Schnitte. Der Untergrund konnte insgesamt um einen Faktor 20 reduziert werden.

Auffällig sind zunächst zwei Linien bei etwa 3 und 5 MeV. Diese stammen von der α -Zerfallskette des ^{226}Ra , das in geringen Spuren als Verunreinigung in den BaF₂-Kristallen zu finden ist. Da es sich aber um α -Teilchen handelt, können diese den Detektor nicht verlassen und werden deshalb fast ausschließlich mit Multiplizität $M = 1$ nachgewiesen.

Bei höheren Energien sieht man eine weitere Komponente, die kaum mit der Energie variiert. Sie stammt überwiegend von Myonen-induzierten Ereignissen der Höhenstrahlung. Dabei erzeugen die Myonen mehrere γ -Quanten, die dann im Detektor Signale auslösen. Myonen selbst deponieren beim Durchgang durch den Szintillator wesentlich mehr Energie und können somit leicht diskriminiert werden.

Durch Verwendung von großen Plastiksintillatoren, die oberhalb und neben dem Detektor angebracht wurden und als aktive Abschirmung dienten, konnte diese Untergrundkomponente um 25% verringert werden. Die Signale der Plastiksintillatoren wurden dabei als Veto für die Datenerfassung eingesetzt.

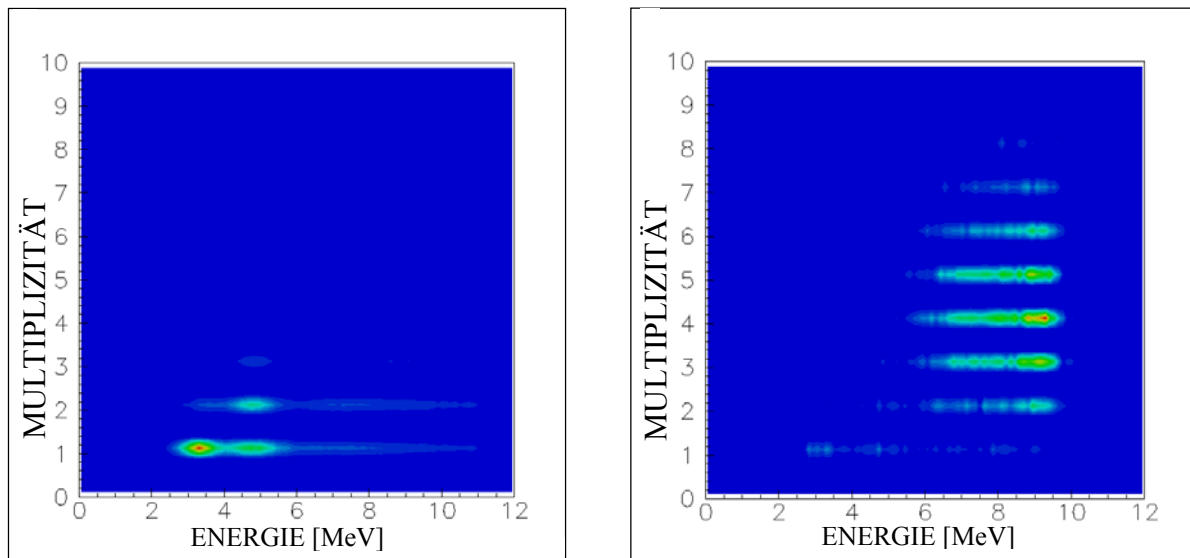


Abbildung 26: In der Abbildung ist die Multiplizität über der Summenenergie für Untergrundereignisse (links) und „wahre“ Ereignisse (rechts) aufgetragen.

Die größte Reduktion wurde aber durch einen geeigneten Schnitt in der Multiplizität der Ereignisse erreicht. In Abbildung 26 wurde die Multiplizität über der Summenenergie aufgetragen. Man kann deutlich erkennen, dass Untergrundereignisse (links) fast ausschließlich Multiplizitäten $M < 4$ aufweisen, während die wahren Ereignisse (rechts) überwiegend Multiplizitäten $M \geq 3$ zeigen. Durch Beschränkung auf Ereignisse mit Multiplizität $M \geq 4$ und den Einsatz der aktiven Abschirmung konnte die Untergrundrate im relevanten Energiebereich zwischen 5 und 10 MeV von 6750 auf 340 h^{-1} reduziert werden. Durch diese Verbesserung der Untergrundrate um einen Faktor 20 verringerte sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für echte Ereignisse um 48 % (siehe Abbildung 27).

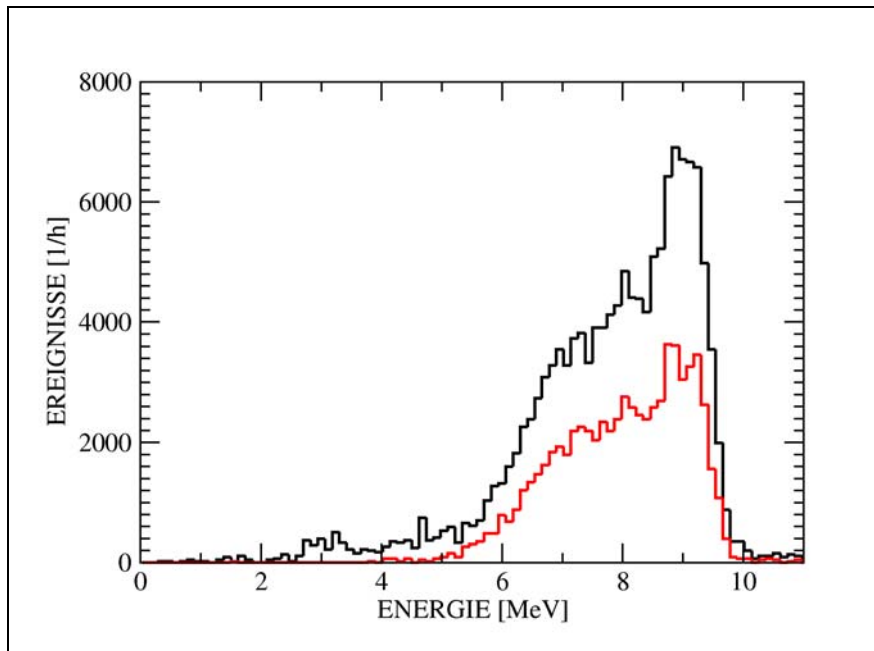


Abbildung 27: Während geeignete Schnitte in der Multiplizität der Ereignisse die Untergrundrate deutlich verringern, haben sie nur geringe Auswirkungen auf Ereignisse, die durch Neutroneneinfang am Kadmium hervorgerufen wurden. Die Abbildung zeigt die Ereignisrate für „wahre“ Ereignisse vor (schwarz) und nach (rot) Anwendung der Untergrunddiskriminierung.

3.6 Auswertung und Ergebnisse

Mit dem oben beschriebenen Versuchsaufbau wurde die Neutronenausbeute der $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ -Reaktion für 14 Energien (siehe Tabelle 5) im Bereich von $E_{\alpha, \text{lab}} = 414 - 900$ keV gemessen. Die Ausbeute pro mC integrierter Ladung $Y(E_{\alpha})$ ergibt sich zu

$$Y(E_{\alpha}) = n \cdot p \cdot \varepsilon(E_{\alpha}) \int_{E_{\alpha} - T(E_L) \cdot x}^{E_{\alpha}} \frac{\sigma(E_L)}{T(E_L)} dE_L, \quad (\text{F 31})$$

wobei n die Anzahl der α -Teilchen für eine Ladung von 1 mC angibt. Die Anreicherung der Probe an ^{13}C wird durch p ausgedrückt, ε steht für die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit, σ für den Wirkungsquerschnitt, T für das Bremsvermögen und x für die Probendicke. Die Ausbeute ergibt sich also durch eine Integration des energieabhängigen Quotienten σ/T über die Probendicke. Deshalb kann der Wirkungsquerschnitt nicht direkt berechnet werden. In dieser Arbeit wurde ein iteratives Verfahren zur Bestimmung des Querschnitts angewandt. Dazu wurde zunächst der Wirkungsquerschnitt gemäß der Formel

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(2 \cdot \pi \cdot \eta) S(E) \quad (\text{F 32})$$

durch den S-Faktor ersetzt. Dieser wiederum kann als Reihenentwicklung

$$S(E) = S(0) \left[1 + \frac{\dot{S}(0)}{S(0)} E + \frac{1}{2} \frac{\ddot{S}(0)}{S(0)} E^2 \dots \right] \quad (\text{F 33})$$

dargestellt werden. In einem ersten Schritt wurde nur der erste Term berücksichtigt, was einem konstanten S-Faktor gleichkommt. Somit kann er aus dem Integral der Gleichung (F54) herausgezogen und für jeden Datenpunkt berechnet werden. An die resultierenden S-Faktoren wurde dann eine quadratische Funktion angepasst, die den groben Verlauf des S-Faktors und damit auch des Wirkungsquerschnitts wiedergibt. In einem zweiten Schritt wurde dann diese Energieabhängigkeit verwendet, um bessere Werte für den S-Faktor zu erhalten. Dieses Verfahren wurde dann wiederholt, bis Konvergenz erreicht war. Die so ermittelten S-Faktoren sind in Abbildung 28 im Vergleich mit den bisher existierenden Daten dargestellt.

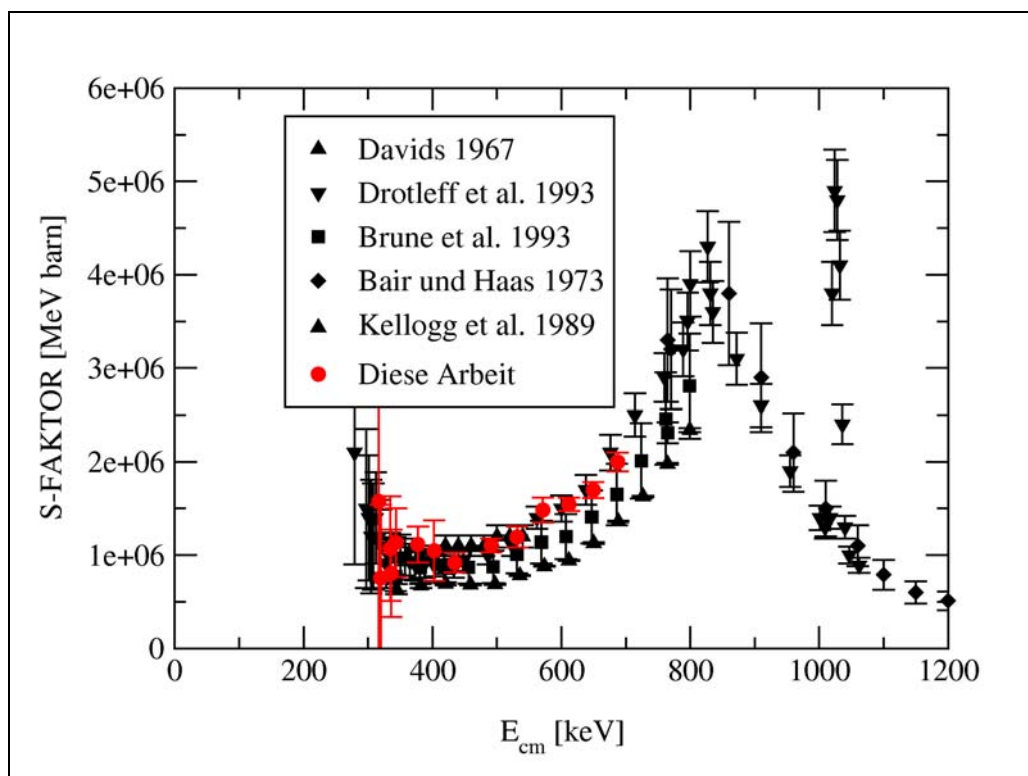


Abbildung 28: Die in dieser Arbeit ermittelten S-Faktoren im Vergleich mit den bestehenden Datensätzen von Davids [20], Drotleff et al. [12], Brune et al. [21], Bair und Haas, [22] sowie Kellogg et al. [11].

Wie bereits in Kapitel 1.6 erläutert, sollte diese Messung primär zur Lösung des Normierungsproblems der bisherigen Datensätze beitragen. Um den absoluten Wirkungsquerschnitt der Reaktion zu bestimmen, ist es erforderlich, die Größen E_a , $\epsilon(E_\alpha)$, p und d sehr genau festzulegen. In den vorangegangenen Kapiteln wurde bereits beschrieben, wie diese Größen bestimmt wurden. Eine große Schwierigkeit bei dieser Art von Messungen ist die Veränderung der Probeneigenschaften im Verlauf der Messung. Um diesen Fehler möglichst gering zu halten, wurde deshalb immer am Anfang und am Ende der Messung die Probe mit der $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ -Reaktion vermessen. Bei den höheren Energien waren die jeweiligen Messreihen relativ kurz, so dass die Proben praktisch keine Veränderungen zeigten. Im Gegensatz dazu ergab sich für die langen Messungen bei tiefen Energien ein deutlicher Probenabbau. Die

Abbildung 29 zeigt die Veränderung der Probe für eine akkumulierte Ladung von 1 C, entsprechend einer Messzeit von ca. 6 h.

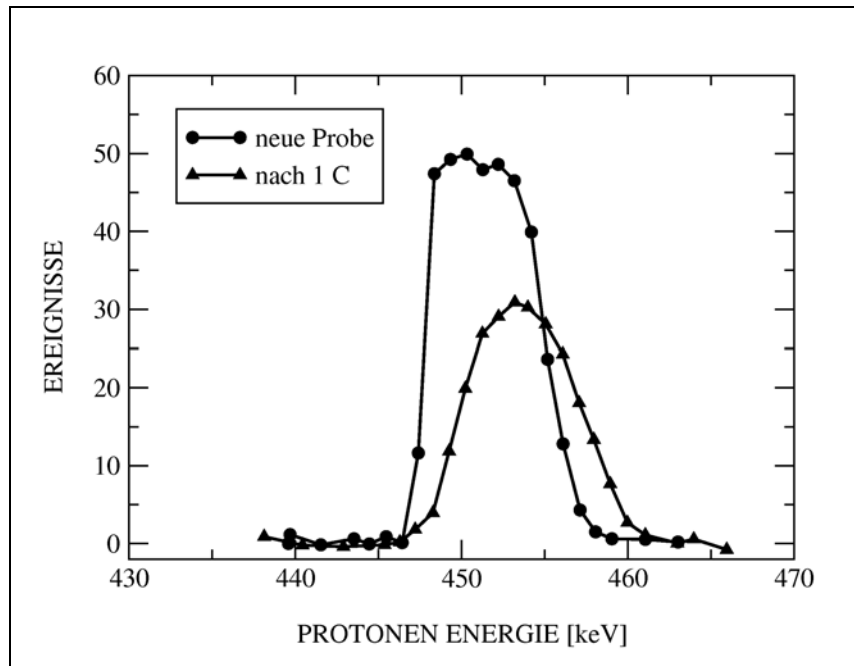


Abbildung 29: Anregungskurven der $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ -Reaktion für eine neue Probe und nach einer integrierten Ladung von einem Coulomb.

Zum einen nimmt die Fläche unter der Anregungskurve ab, was auf einen Verlust von Probenmaterial durch absputtern hindeutet. Zum anderen verschiebt sich die Anstiegsflanke zu höheren Energien. Dies lässt darauf schließen, dass es trotz der eingebauten Kühlfalle zu einem Aufbau von Kohlenstoff gekommen ist. Die Abnahme der Höhe des Resonanz-Plateaus spricht überdies für eine Änderung der Stöchiometrie. Offenbar kommt es zu einer Durchmischung des aufgebauten ^{12}C und des Probenmaterials einerseits und zu einem weicheren Übergang des Probenmaterials und der Goldschicht andererseits. Diese Veränderungen zeigen wie wichtig es ist, die Probe vor und nach längeren Messungen genau zu charakterisieren.

Vor und nach jeder Messung wurde eine zusätzliche Referenzmessung bei 800 keV durchgeführt. Diese Messungen dienten dazu, die Korrekturen bezüglich der Probeneigenschaften unabhängig von der Teilchenenergie zu überprüfen.

Die in Abbildung 28 dargestellten Ergebnisse für die hier ermittelten S-Faktoren sind in der Tabelle 5 im Überblick zusammengestellt. Alle Werte sind bereits auf die Schwerpunktenenergie umgerechnet.

$E_{\alpha,\text{Lab}}$ [keV]	$E_{\alpha,\text{cm}}$ [keV]	Ausbeute [1/mC]	S-Faktor [$10^6 \cdot \text{MeV} \cdot \text{Barn}$]	Stat. Fehler [%]	Sys. Fehler [%]
414.3	316.8	1.10	1.57	126.7	8.8
418.1	319.7	0.84	0.76	102.6	14.5
437.2	334.4	2.41	1.07	44.6	27.7
439.3	335.9	2.01	0.80	41.6	40.3
448.9	343.3	3.41	1.14	22.5	23.2
493.1	377.1	21.4	1.11	4.3	16.8
536.4	402.5	46.1	1.05	3.4	30.8
568.3	434.6	118.9	0.92	1.8	11.2
642.2	491.1	1034	1.11	1.8	6.4
694.7	531.2	3525	1.19	0.9	9.3
746.9	571.2	12169	1.48	0.5	9.0
799.8	611.6	32567	1.55	0.8	4.68
849.1	649.3	76240	1.70	0.2	5.0
898.7	687.2	175813	2.00	0.1	5.0

Tabelle 5: Liste der experimentell bestimmten S-Faktoren und deren Fehler für verschiedene Energien.

Der systematische Fehler, der bei langen Messungen besonders durch die Änderung der Probeneigenschaften dominiert wird, war durch die regelmäßige Bestimmung von Probendicke, Anreicherung und Energieverlust durch Kohlenstoffaufbau vor und nach der Messung gut kontrollierbar. Zur Festlegung wurde konservativ verfahren und die halbe Änderung der Messgröße als systematischer Fehler angenommen.

Die vorliegende Messung zeichnet sich dadurch aus, dass Größen, wie die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit und die Probendicke, experimentell gut definiert wurden. Damit konnte der S-Faktor der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion für Energien von $E_{\text{cm}} > 600$ keV auf 5 % genau festgelegt werden, so dass sich diese Messung in der Tat zur Normierung früherer Ergebnisse eignet. Für kleine Energien von $E_{\text{cm}} < 350$ keV dominiert jedoch, wie in allen früheren Messungen, der statistische Fehler.

4 R-Matrix Theorie

Wie in Kapitel 1 bereits erwähnt, findet die $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ Reaktion bei Temperaturen von 10^8 Kelvin statt, was für diese Reaktion einem Gamow-Fenster von etwa 190 keV entspricht. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion ist bei diesen Energien aufgrund der Coulomb-Barriere so klein ($<10^{-12}$ barn), dass zur Zeit noch keine direkten Messungen möglich sind. Deshalb ist man auf die Extrapolation der bei höheren Energien gemessenen Werte angewiesen, für die sich wegen der starken Resonanzstrukturen die R-Matrix-Analyse besonders gut eignet.

Im folgenden werden die grundlegenden Prinzipien [36] dieser Analyse beschrieben. Vereinfachend soll angenommen werden, dass es sich um s-Wellen Streuung von Teilchen ohne Spin handelt, und dass das Potential $V(r)$ für große Abstände vom Kern ($r > a$) verschwindet. In diesem Fall muss die Wellenfunktion $\Phi(r)$ die radiale Schrödinger-Gleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Phi}{dr^2} + V(r)\Phi = E\Phi \quad (\text{F 34})$$

erfüllen. Negative Energien entsprechen gebundenen Zuständen. Man erhält die Lösungen der Wellenfunktion Φ für diskrete Eigenenergien E_λ , indem man die Schrödinger-Gleichung innerhalb und außerhalb des Potentialtopfes löst und die beiden Lösungen auf dem Potentialrand stetig anpasst. Für positive Energien erhält man keine stationären Lösungen. Beim R-Matrix Formalismus wird dies umgangen, indem man für die Wellenfunktion noch zusätzliche Randbedingungen an einem willkürlichen Radius $r = a$ fordert. Die Schrödinger-Gleichung im Bereich für $r \leq a$ lautet dann:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2X_\lambda}{dr^2} + V(r)X_\lambda = E_\lambda X_\lambda \quad (\text{F 35})$$

und als zusätzliche Randbedingung fordert man, dass die logarithmische Ableitung an der Stelle $r = a$ konstant ist

$$\left(\frac{\frac{dX_\lambda}{dr}}{X_\lambda} \right)_{r=a} = b, \quad (\text{F 36})$$

wobei b zunächst eine willkürliche Konstante darstellt. Die so gewonnenen Lösungen entsprechen im Allgemeinen nicht der eigentlichen Wellenfunktion Φ . Die Lösungen X_λ bilden aber ein vollständiges System orthogonaler Eigenfunktionen und Φ kann nach diesen Funktionen entwickelt werden. Daraus ergibt sich Φ zu

$$\Phi = \sum_{\lambda} A_{\lambda} X_{\lambda} \quad (\text{F 37})$$

mit den Entwicklungskoeffizienten

$$A_\lambda = \int_0^a X_\lambda \Phi \, dr. \quad (\text{F 38})$$

Multipliziert man Gleichung (F22) mit X_λ , Gleichung (F23) mit Φ , so erhält man nach Subtraktion und Integration

$$\frac{\hbar^2}{2m} \int_0^a (\Phi X_\lambda'' - X_\lambda \Phi'') \, dr = (E - E_\lambda) \int_0^a \Phi X_\lambda \, dr. \quad (\text{F 39})$$

Durch partielle Integration ($\int fg'' \, dx = fg' - \int f'g'$) erhält man

$$\frac{\hbar^2}{2m} (\Phi X_\lambda' - X_\lambda \Phi') \Big|_{r=a} = (E - E_\lambda) \int_0^a \Phi X_\lambda \, dr \quad (\text{F 40})$$

oder durch Einsetzen von Gleichung (F26) und (F24)

$$A_\lambda = \frac{\hbar^2}{2m(E_\lambda - E)} X_\lambda(a) (\Phi'(a) + b \cdot \Phi(a)) \quad (\text{F 41})$$

Setzt man die so erhaltenen Koeffizienten A_λ in die Entwicklung (F25) ein, so erhält man als Wellenfunktion

$$\Phi(r) = G(r, a) (\Phi'(a) + b \cdot \Phi(a)) \quad (\text{F 42})$$

wobei die Greensche Funktion

$$G(r, a) = \frac{\hbar^2}{2m} \sum_\lambda \frac{X_\lambda(r) X_\lambda(a)}{E_\lambda - E} \quad (\text{F 43})$$

die Wellenfunktion für alle r mit der Wellenfunktion und ihrer Ableitung an der Stelle $r = a$ verknüpft. Insbesondere ist die Wellenfunktion an der Stelle $r = a$ mit ihrer Ableitung über die R-Funktion ($R = G(a, a)$) durch die Formel

$$\Phi(a) = R \cdot (\Phi'(a) + b \cdot \Phi(a)) \quad (\text{F 44})$$

verknüpft. Definiert man die reduzierten Breiten γ_λ als

$$\gamma_\lambda^2 = \frac{\hbar^2}{2m} [X_\lambda(a)]^2 \quad (\text{F 45})$$

so ergibt sich die R-Funktion zu

$$R = \sum_\lambda \frac{\gamma_\lambda^2}{E_\lambda - E}. \quad (\text{F 46})$$

Das bedeutet, dass die logarithmische Ableitung der Wellenfunktion an der Stelle $r = a$ mit Hilfe der Resonanzparameter γ_λ und E_λ durch die Beziehung

$$\frac{\Phi'(a)}{\Phi(a)} = \frac{1 - bR}{R} \quad (\text{F 47})$$

ausgedrückt werden kann.

Im Außenbereich, für $r > a$, kann die Wellenfunktion Φ durch Linearkombination einer einlaufenden Welle $I = A \cdot e^{-ikr}$ und einer auslaufenden Welle $O = A \cdot e^{ikr}$ beschrieben werden

$$\Phi = I + UO, \quad (\text{F 48})$$

wobei die im allgemeinen komplexe Streufunktion U den Streuquerschnitt definiert. Im Falle reiner s-Wellenstreuung erhält man z.B. den totalen Streuquerschnitt aus der Beziehung

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} |1 - U|^2. \quad (\text{F 49})$$

Berechnet man die logarithmische Ableitung an der Stelle $r = a$ für die Wellenfunktion im Außenbereich und vergleicht diese mit Gleichung (F35), so erhält man

$$U = \frac{I - bIR - I'R}{O - bOR - O'R} \quad (\text{F 50})$$

und damit auch den Streuquerschnitt in Abhängigkeit der Resonanzparameter γ_λ und E_λ . Somit kann ein gemessener Wirkungsquerschnitt durch Anpassen dieser Resonanzparameter beschrieben werden. Besonders gut kann man dies in der Einzustandsnäherung erkennen.

Wählt man die Energie so, dass man nahe an einem Eigenwert E_0 liegt, so dominiert ein einziger Term die Summe in Gleichung (F34) und die R-Funktion kann näherungsweise durch

$$R \approx \frac{\gamma_0^2}{E_0 - E} \quad (\text{F 51})$$

beschrieben werden. In diesem Fall ergibt sich die Streufunktion zu

$$U = e^{-2ka} \left(1 + \frac{i\Gamma_0}{E_0 - b\gamma_0^2 - E - i\frac{\Gamma_0}{2}} \right) \quad (\text{F 52})$$

wobei die totale Breite $\Gamma_0 = 2k\gamma_0^2$ eingeführt wurde. Daraus kann der Wirkungsquerschnitt σ

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{\pi}{k^2} \left| 1 - e^{-2ika} - \frac{e^{-2ika} i\Gamma_0}{E_0 - b\gamma_0^2 - E - i\Gamma_0/2} \right|^2 \\ &= \frac{\pi}{k^2} \cdot \left| 1 - e^{-2ika} \right|^2 - \frac{2\pi \Gamma_0 (E_0 - E) \sin(2ka) + \Gamma_0^2 \sin^2(ka)}{k^2 (E_0 - b\gamma_0^2 - E)^2 + \Gamma_0^2/4} + \frac{\pi \Gamma_0^2}{k^2 (E_0 - b\gamma_0^2 - E)^2 + \Gamma_0^2/4} \end{aligned} \quad (\text{F 53})$$

berechnet werden.

Der erste Term in Gleichung (F53) repräsentiert die Streuung an einer harten Kugel mit Radius a . Der dritte Term der Gleichung steht für die Resonanzstreuung. Setzt man $b = 0$, so erhält man die typische Breit-Wigner Form von Resonanzen. Damit ist auch die Wirkungsweise der in Gleichung (F36) willkürlich gewählten Konstanten b ersichtlich. Sie führt zu einer Verschiebung des Resonanzmaximums von E_0 zu $E_0 - b\gamma_0^2$. Deshalb wird üblicherweise $b = 0$ gesetzt was nach Gleichung 3 das Verschwinden der logarithmischen Ableitung auf dem Potentialrand bedeutet. Der zweite Term in Gleichung (F53) berücksichtigt die Interferenz zwischen Potential- und Resonanzstreuung.

Im obigen Beispiel wurde vereinfachend angenommen, dass das Potential im äußeren Gebiet für $r > a$ verschwindet, aber es wurde keine Aussage über den Wert von a getroffen. Da die im inneren Gebiet wirkende Kernkraft nur kurze Reichweite hat, setzt man für a oft den Kernradius $a = 1.4 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ cm ein, wobei A_1 und A_2 die Massenzahlen der Reaktionspartner sind. Die Annahme eines verschwindenden Potentials im äußeren Gebiet ist ebenfalls nicht sehr realistisch. Generell geht man davon aus, dass für große Abstände nur noch die langreichweitige Coulomb-Kraft wirkt. Man erhält dann die Wellenfunktion für den äußeren Bereich, indem man die Schrödinger-Gleichung mit Coulomb-Potential löst.

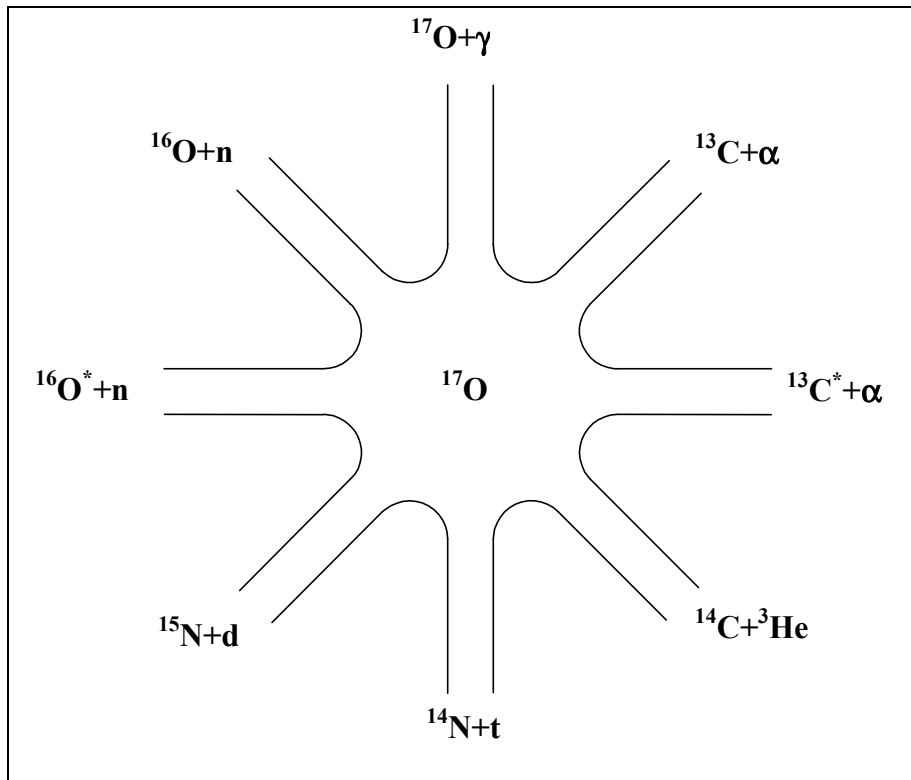


Abbildung 30: Mögliche Zerfallskanäle des ^{17}O Zwischenkerns. Bei niedrigen Energien müssen aber nur die beiden stärksten Kanäle $^{16}\text{O} + n$ und $^{13}\text{C} + \alpha$ berücksichtigt werden.

Im vorliegenden Fall der $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ Reaktion hat man es nicht nur mit einem Paar von Reaktionspartnern zu tun. Vielmehr müssen alle Reaktionskanäle, in die der gebildete Zwischenkern ^{17}O zerfallen kann, berücksichtigt werden (siehe Abbildung 30). Jeder Reaktionskanal kann durch Angabe eines Satzes von Eigenschaften (a , l , s , J , m_J) charakterisiert werden. Dabei spezifiziert a die Reaktionspartner, l den relativen Drehimpuls des Paares, s den Kanalspin, der sich aus der Vektorsumme der Kernspins der Reaktionspartner ergibt ($\vec{s} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$), J den Gesamtdrehimpuls ($\vec{J} = \vec{s} + \vec{l}$) und m_J die z -Komponente des Gesamtdrehimpulses. Dadurch wird aus der oben diskutierten R-Funktion eine R-Matrix, die alle Reaktionskanäle berücksichtigt:

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E}. \quad (\text{F } 54)$$

Im konkreten Fall des ^{17}O Zwischenkerns müssen nur die Teilchenpaare $^{13}\text{C} + \alpha$ ($a = 1$) und $^{16}\text{O} + n$ ($a = 2$) berücksichtigt werden, da alle anderen Paare im betrachteten Energiebereich sehr kleine Wirkungsquerschnitte aufweisen und deshalb vernachlässigt werden können. Abbildung 31 zeigt eine schematische Skizze der R-Matrix für diesen Fall.

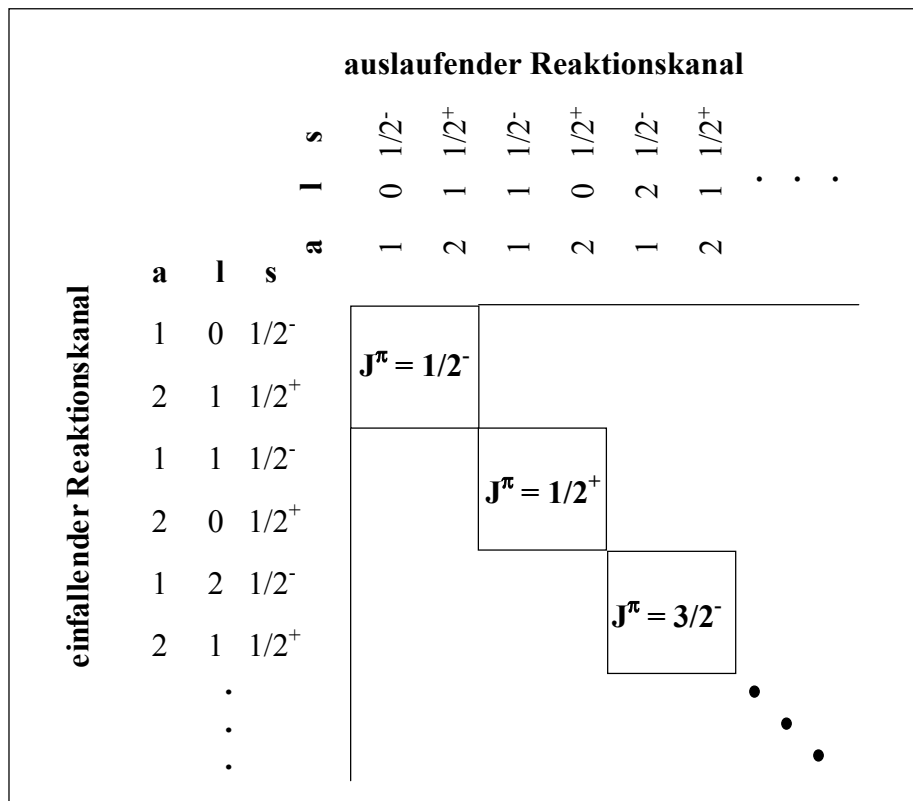


Abbildung 31: Schematische Darstellung der R-Matrix unter Berücksichtigung der beiden Teilchenpaare $^{13}\text{C} + \alpha$ ($a = 1$) und $^{16}\text{O} + n$ ($a = 2$). Weiterhin unterscheiden sich die Kanäle durch ihren Kanalspin s und durch den Gesamtdrehimpuls l .

Beschränkt man sich für den Moment weiterhin auf Resonanzen mit $J^\pi = 1/2^-$, so erhält man die in Abbildung 32 dargestellte 2×2 Untermatrix. Um der Drehimpuls- und Paritätserhaltung gerecht zu werden, bedeutet dies für das $(^{13}\text{C} + \alpha)$ -Paar ($s = 1/2^-$), dass $l = 0$ sein muss. Es findet also s-Wellen-Streuung statt. Für das $(^{16}\text{O} + n)$ -Paar ($s = 1/2^+$) kommt nur ein Drehimpuls von $l = 1$ in Frage und man erhält p-Wellen-Streuung. Der Übersichtlichkeit wegen werden die beiden Reaktionskanäle in Abbildung 32 mit $c = \alpha$ und $c' = n$ bezeichnet.

Die Aufgabe besteht nun darin, die entsprechenden reduzierten $\gamma_{\lambda\alpha}$ und $\gamma_{\lambda n}$ für alle Resonanzen λ an die gemessenen Daten anzupassen. Dazu können Daten aus den Reaktionen $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}$, $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O}(n, \text{tot})$ herangezogen werden. Da zwischen Resonanzen, die im gemessenen Energiebereich liegen und Resonanzen außerhalb dieses Bereiches Interferenzen auftreten, ergeben sich bei einer R-Matrix Analyse auch Beschränkungen für die reduzierten Breiten außerhalb des experimentell untersuchten Bereichs. Dadurch eignet sich diese Analyse zur Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Energiebereich.

Für die $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)^{13}\text{C}$ -Reaktion stehen die detaillierten Daten, die im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurden, zur Verfügung. Durch diese Ergebnisse für den differentiellen elastischen Streuquerschnitt von α -Teilchen an ^{13}C im Energiebereich von 1.5 MeV bis 6.2 MeV (siehe

Kapitel 2) wurde die Basis für eine umfangreiche R-Matrix Analyse erheblich verbessert. Die Ergebnisse der Analyse sind in Kapitel 5 aufgeführt.

$$J^\pi = 1/2^-$$

$$\begin{bmatrix} \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda\alpha}\gamma_{\lambda\alpha}}{E_{\lambda} - E} & \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda\alpha}\gamma_{\lambda n}}{E_{\lambda} - E} \\ \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda n}\gamma_{\lambda\alpha}}{E_{\lambda} - E} & \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda n}\gamma_{\lambda n}}{E_{\lambda} - E} \end{bmatrix}$$

Abbildung 32: Untermatrix für $J^\pi = 1/2^-$ Resonanzen.

Bisher wurde nur aufgezeigt, wie der totale Reaktionsquerschnitt mit Hilfe der R-Matrix berechnet werden kann. Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte sind aber in diesem Zusammenhang sehr wichtig, da Winkelverteilungen zur Bestimmung von Spin und Parität einzelner Resonanzen oft unerlässlich sind. Eine detailliertere mathematische Abhandlung zur Berechnung beliebiger, doppelt-differentieller Wirkungsquerschnitte findet sich im Anhang. Der dort beschriebene R-Matrix Formalismus folgt weitgehend der detaillierten Beschreibung von Lane und Thomas [37].

Zu Beginn dieser Arbeit stand kein allgemein zugängliches R-Matrix-Programm zur Verfügung, das die gleichzeitige Analyse von Reaktionskanälen mit Neutronen und geladenen Teilchen erlaubt hätte. Es bestand die Möglichkeit ein Programm von Los Alamos National Laboratory zu benutzen, der Quelltext blieb aber unzugänglich, so dass die spezifischen experimentellen Gegebenheiten, wie Auflösung und Probendicke, nicht berücksichtigt werden konnten. Deshalb wurde ein eigenes Programm erstellt, das basierend auf dem R-Matrix-Formalismus die Wirkungsquerschnitte für beliebige Zerfallskanäle des Zwischenkerns berechnet und an die gemessenen Daten anpasst. Kürzlich wurde auch das R-Matrix-Programm SAMMY [38], das als Standard für (n, γ)-Analysen gilt, so erweitert, dass die Reaktionskanäle mit geladenen Teilchen, wie in dieser Arbeit benötigt, nun ebenfalls einbezogen werden können. Es zeigte sich, dass dieses Programm sehr flexibel ist und eine Reihe von Vorteilen bietet. Insbesondere ist es bezüglich Geschwindigkeit dem selbst erstellten Programm überlegen und wurde deshalb auch für die abschließende R-Matrix-Analyse (Kapitel 5) verwendet.

5 Ergebnisse der R-Matrix-Analyse

In diesem Abschnitt wird über die R-Matrix Analyse der verschiedenen Reaktionskanäle des Zwischenkerns ^{17}O berichtet. Die Analyse wurde mit Hilfe einer Weiterentwicklung des Computerprogramms SAMMY [38] (SAMMY-M5, Beta-Version) durchgeführt, mit der es erstmalig möglich ist, auch geladene Teilchenkanäle in die Analyse einzubeziehen.

Ziel der Analyse war es, die partiellen α -Breiten, die den (α,n) -Wirkungsquerschnitt bei kleinen Energien von $E_\alpha < 1$ MeV bestimmen, möglichst genau festzulegen. Als Ausgangswerte für Resonanzenergien, Spins, Paritäten und Resonanzbreiten des ^{17}O -Zwischenkerns diente die Kompilation von Tilley und Weller [39], die 1993 erstellt wurde. Weiterhin wurden die im Jahr 2000 aus einer R-Matrix-Analyse für den Neutronenkanal von Sayer et al. [40] hervorgegangenen Änderungen der Resonanzparameter übernommen. Der mit diesen Werten berechnete Wirkungsquerschnitt für die elastische Neutronenstreuung ist naturgemäß in guter Übereinstimmung mit den meisten Datensätzen. Vergleicht man aber den aus diesen Parametern ermittelten Querschnitt mit den $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Daten dieser Arbeit, so werden große Diskrepanzen sichtbar (Abbildung 33). Dies zeigt deutlich die Notwendigkeit, die bisherigen Resonanzparameter mit Hilfe der neuen Daten zu verbessern.

Als Maß für die Güte der Anpassungen wird im folgenden die quadratische Abweichung χ^2 angegeben, die durch den Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n_{\text{ges}}} \frac{(x_i - y_i)^2}{\Delta_i} \cdot \frac{1}{n_{\text{ges}}}$$

berechnet werden kann; x_i und y_i stehen für die experimentellen bzw. berechneten Daten, Δ_i gibt den Fehler der einzelnen Messpunkte an und n_{ges} steht für die Anzahl der Datenpunkte.

Im folgenden wird die R-Matrix-Analyse der einzelnen Reaktionskanäle erläutert. Da die Form der Resonanzen stark von den experimentellen Bedingungen, wie z.B. Flugweg und damit der experimentellen Auflösung abhängen, werden jeweils die wichtigsten Eigenschaften der Experimente in den Tabellen 6-10 zusammengefasst. Details können den SAMMY-Eingabedateien in Anhang B entnommen werden.

5.1 Der totale Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,\text{tot})$

Für den totalen Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,\text{tot})$ stehen umfangreiche Daten zur Verfügung. Für eine R-Matrix Analyse eignen sich besonders Datensätze, die einen großen Energiebereich beschreiben und viele Datenpunkte aufweisen. Die vier in Tabelle 6 gelisteten Datensätze decken den in der Analyse verwendeten Energiebereich von 0.8 keV bis 10 MeV vollständig ab und wurden hinsichtlich ihrer guten Energieauflösung bevorzugt. Der Datensatz von Cierjacks et al. [41], der im Jahr 1968 mit einem Flugweg von 57 m am Zyklotron in Karlsruhe aufgenommen wurde, musste mit einem Faktor 0.95 renormiert werden, um Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Ohkubo et al. [42], Cierjacks et al. [43] und besonders mit dem Datensatz von Fowler et al. [44] zu erzielen. Der zweite

Datensatz von Cierjacks wurde 1980 ebenfalls am Zyklotron in Karlsruhe aufgenommen, allerdings mit einem längeren Flugweg von 200 m. Er überlappt mit den älteren Daten im Energiebereich von 3.1 – 3.2 MeV. Der von Ohkubo untersuchte Bereich ergänzt die anderen Datensätze bis zu sehr kleinen Energien. Diese Messung wurde mit Hilfe eines Linear-Beschleunigers und einem Flugweg von 47 m durchgeführt. Für die R-Matrix-Analyse wurden insgesamt 17118 Datenpunkte im Bereich von 0.8 keV bis 10 MeV verwendet.

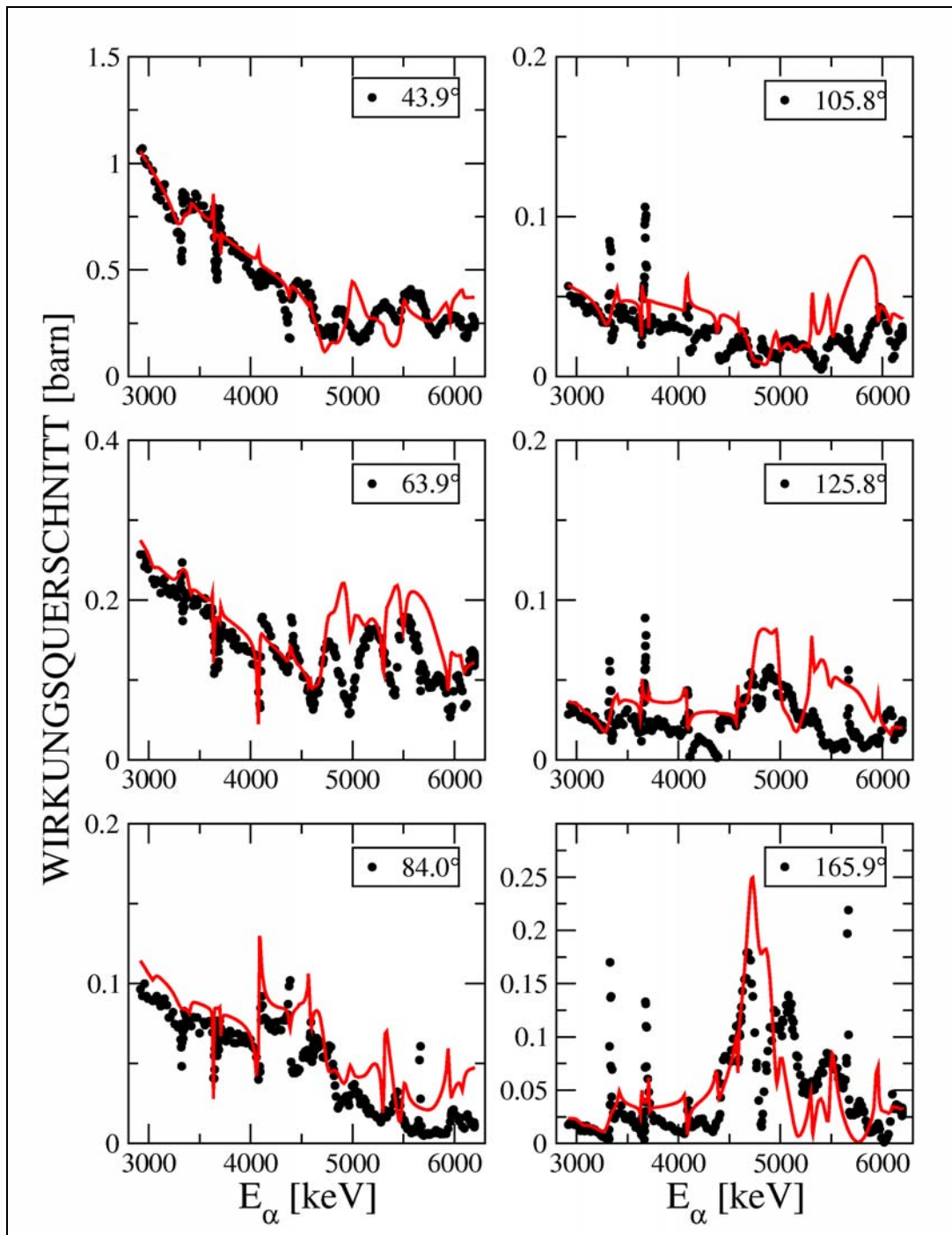


Abbildung 33: Vergleich der in dieser Arbeit gemessenen Daten (schwarze Symbole) des doppelt-differentiellen $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)$ -Querschnitts mit einer R-Matrix-Analyse (rote Linie), die auf den bisher bekannten Resonanzparametern basiert.

Die Abbildung 34 zeigt den Verlauf des $^{16}\text{O}(n,\text{tot})$ -Querschnitts für die ausgewählten Datensätze im Vergleich mit der R-Matrix-Anpassung. Die Werte für die quadratische Abweichung χ^2 in der letzten Spalte von Tabelle 6 zeigen, dass für weite Energiebereiche eine gute Übereinstimmung erzielt werden konnte. Lediglich bei hohen Energien ergeben sich kleine Abweichungen, die auf breite, überlappende Resonanzen mit unbekanntem Spin zurückzuführen sind.

Tabelle 6: Angaben zu den Datensätzen des totalen Wirkungsquerschnitts $^{16}\text{O}(n, \text{tot})$

Autor	Einrichtung Flugweg	Energiebereich in MeV	Probendicke in Atome/barn	Daten- Punkte	Energiebereich für R-Matrix Analyse	χ^2
Cierjacks et al. 1968 [41]	FZK Cyclotron 57.238 m	0.67035- 31.983	0.3292	2737	0.67035- 3.2	4.49
Fowler et al. 1973 [44]	ORNL VdG 41 und 47 m	0.5983- 4.3446	0.488	538	0.5983- 4.3446	5.92
Cierjacks et al. 1980 [43]	FZK Cyclotron 189.25 m	3.1367-32.0	1.201	13533	3.1367-10.0	5.60
Ohkubo 1984 [42]	JAERI LINAC 47.0 m	0.00079- 0.93466	Keine Angabe	310	0.00079- 0.93466	1.81

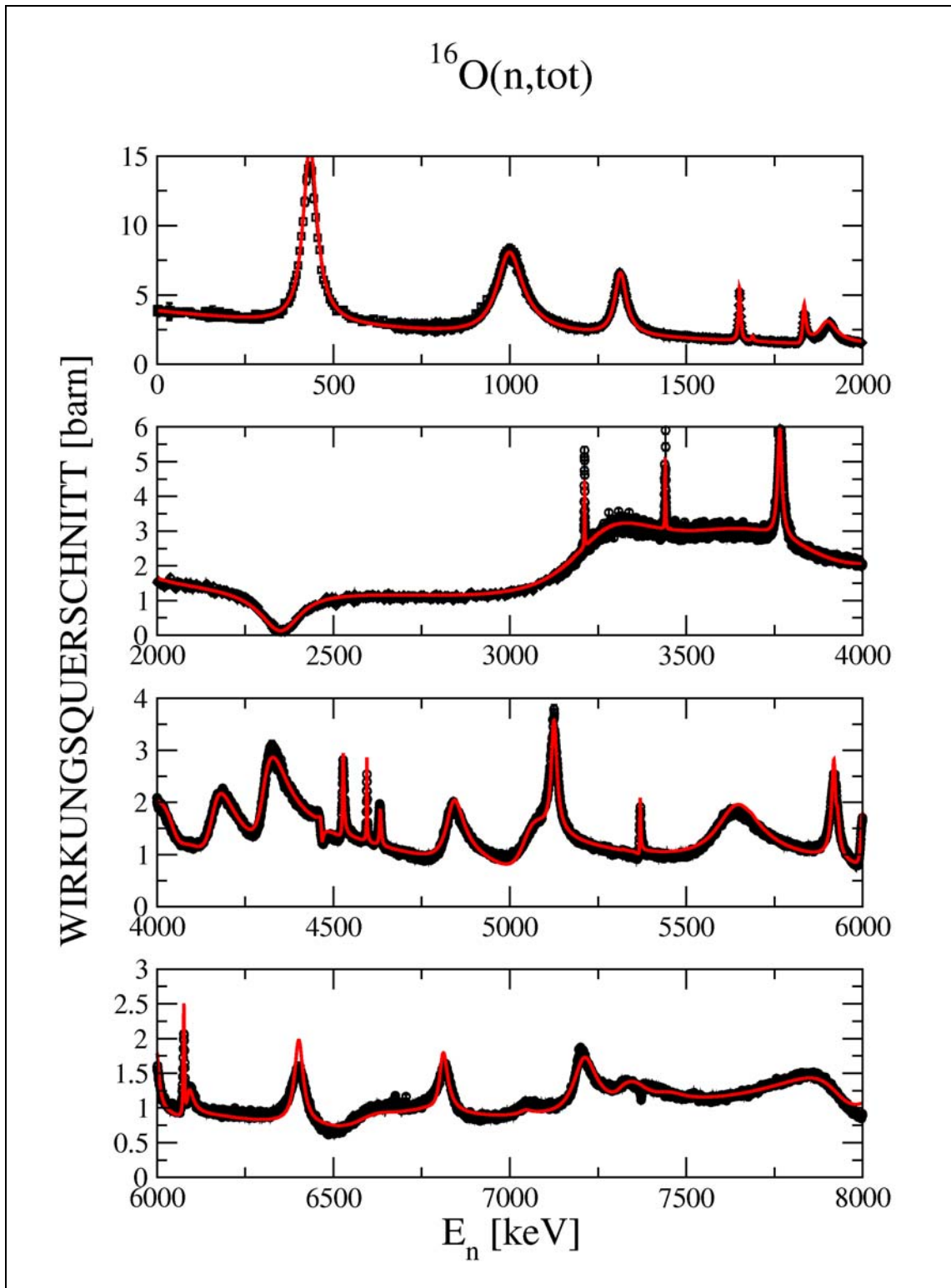


Abbildung 34: Vergleich der renormierten experimentellen Daten für den $^{16}\text{O}(n,\text{tot})$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) im Energiebereich von 790 eV – 8.0 MeV.

5.2 Daten des doppelt-differentiellen Querschnitts der $^{16}\text{O}(n,n)^{16}\text{O}$ -Reaktion

Für den doppelt-differentiellen elastischen Streuquerschnitt $^{16}\text{O}(n,n)$ liegen ebenfalls viele Messungen vor. Für die R-Matrix-Analyse wurden die Datensätze von Lane et al. [45] und von Shouky [46] ausgewählt. Da die Daten von Lane gegenüber den mit besserer Auflösung gemessenen Daten von Shouky eine Energieverschiebung aufweisen, wurden die entsprechenden Energien von Lane durch die Transformation $E = 1.0012 E_0 - 8617.7$ an die Werte von Shouky angepasst. Bei Energien unterhalb 1.6 MeV führen die deutlich größeren Fehler der Daten von Shouky zum Teil zu negativen Querschnitten. Deshalb wurden in diesem Bereich ausschließlich die Daten von Lane genutzt. Abbildung 35 zeigt die Anpassung für die 680 Datenpunkte von Lane. Abbildung 36 und Abbildung 37 zeigt den Vergleich der R-Matrix-Anpassung mit den Daten von Shouky.

Tabelle 7: Zusammenfassung der Datensätze des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $^{16}\text{O}(n,n)^{16}\text{O}$

Autor	Einrichtung Flugweg	Energiebereich in MeV	Probendicke in Atome/barn	Winkel in Grad	Daten- Punkte	χ^2
Lane et al. 1961 [45]	Argonne Elektrostat. Beschl. ~ 1.5 m	0.118 - 1.687	0.00874 0.0198 0.04152	23.2, 40.1, 57.0, 74.2, 94.1, 110.7, 128.5, 144.2	680	13.04
Shouky 1977 [46]	FZK Cyclotron 58 m	0.517-6.17	Keine Angabe	20, 30, 40, 55, 65, 80, 90, 120, 135, 150	8150	7.13

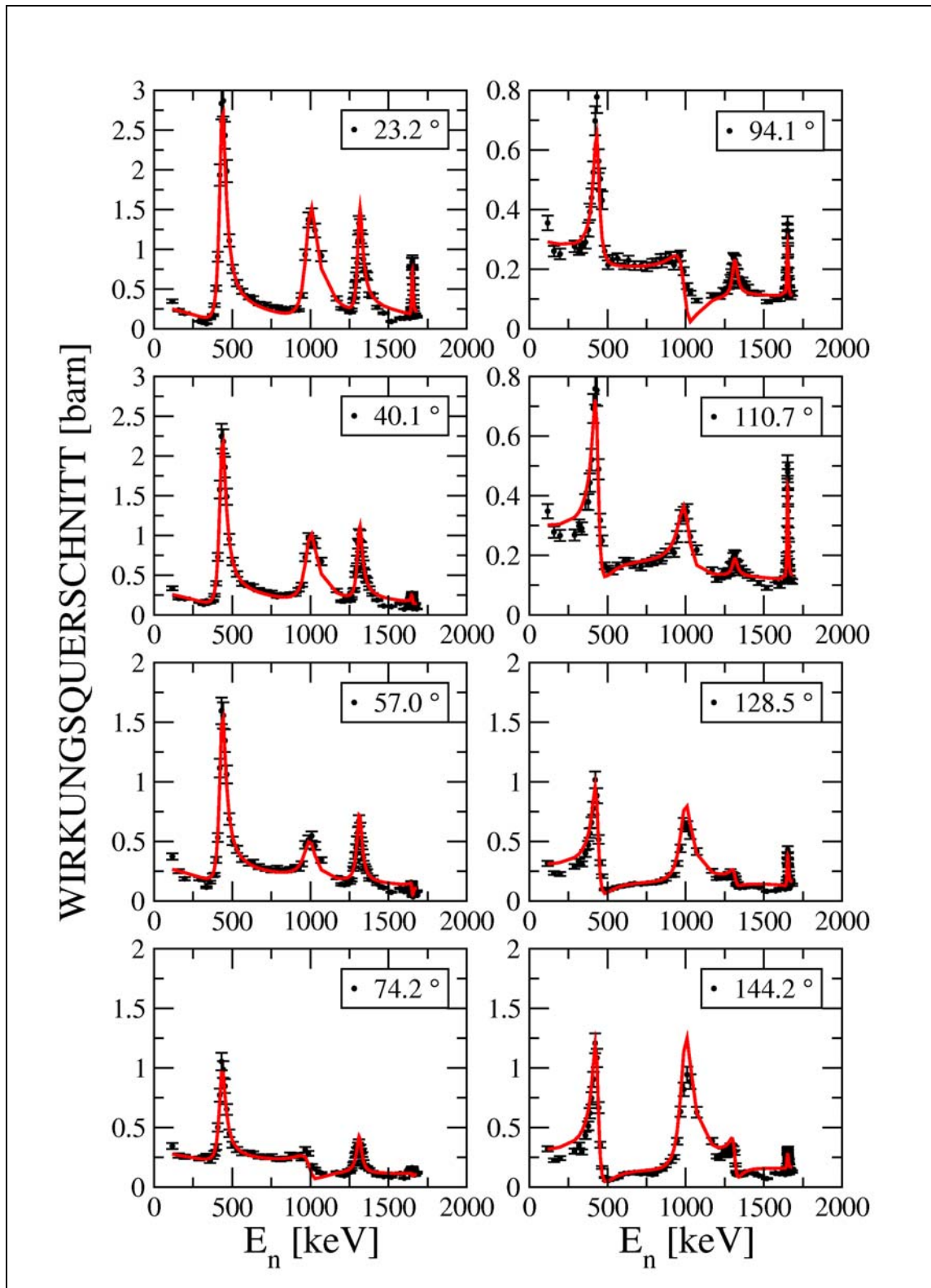


Abbildung 35: Vergleich der Daten von Lane (schwarze Symbole) für den doppelt-differentiellen $^{16}\text{O}(n,n)$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 23.2° bis 144.2° im Energiebereich von $0.12 - 1.67$ MeV.

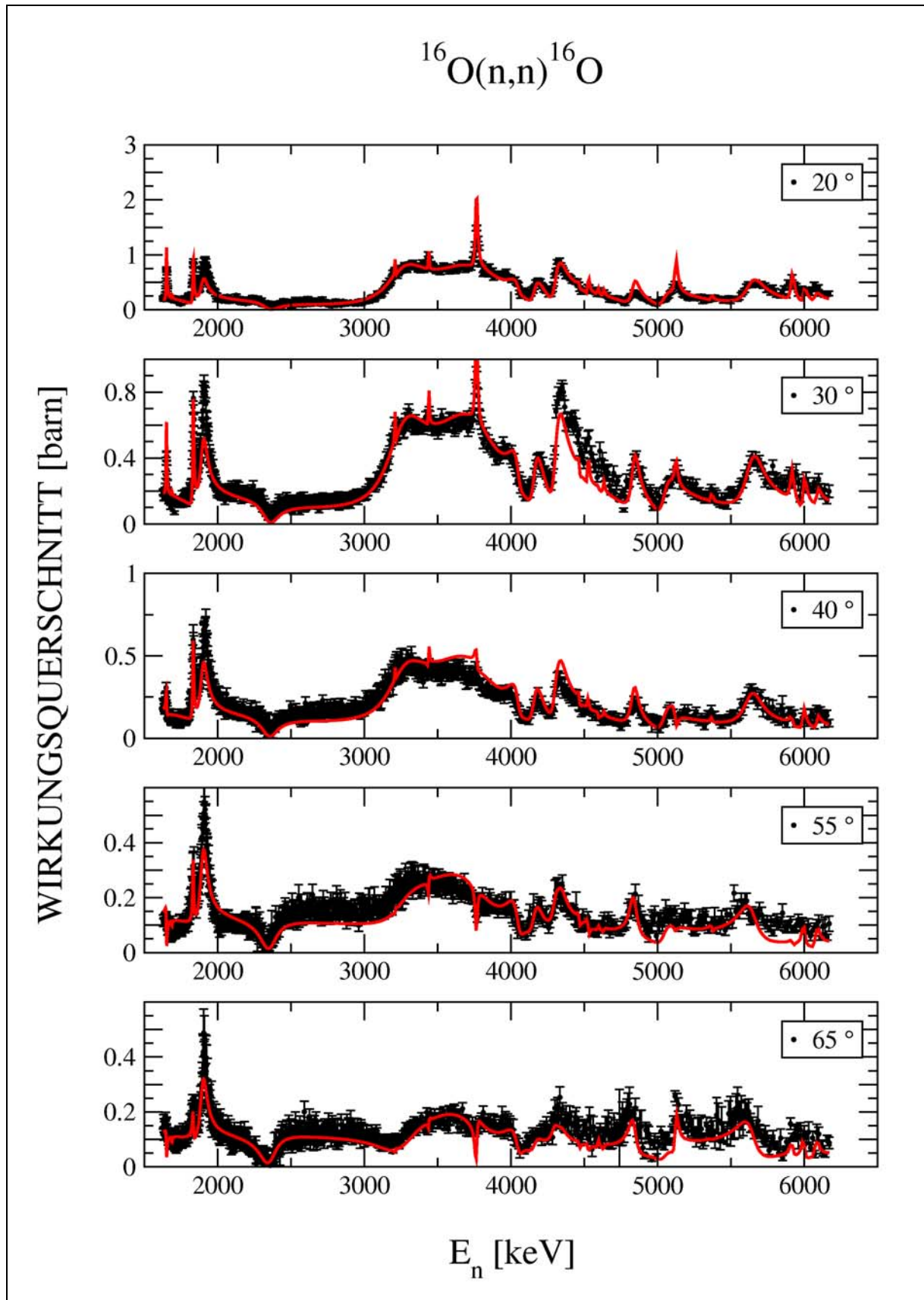


Abbildung 36: Vergleich der Daten von Shouky (schwarze Symbole) für den doppelt-differentiellen $^{16}\text{O}(n,n)$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 20° bis 65° im Energiebereich von 1.6 – 6.2 MeV.

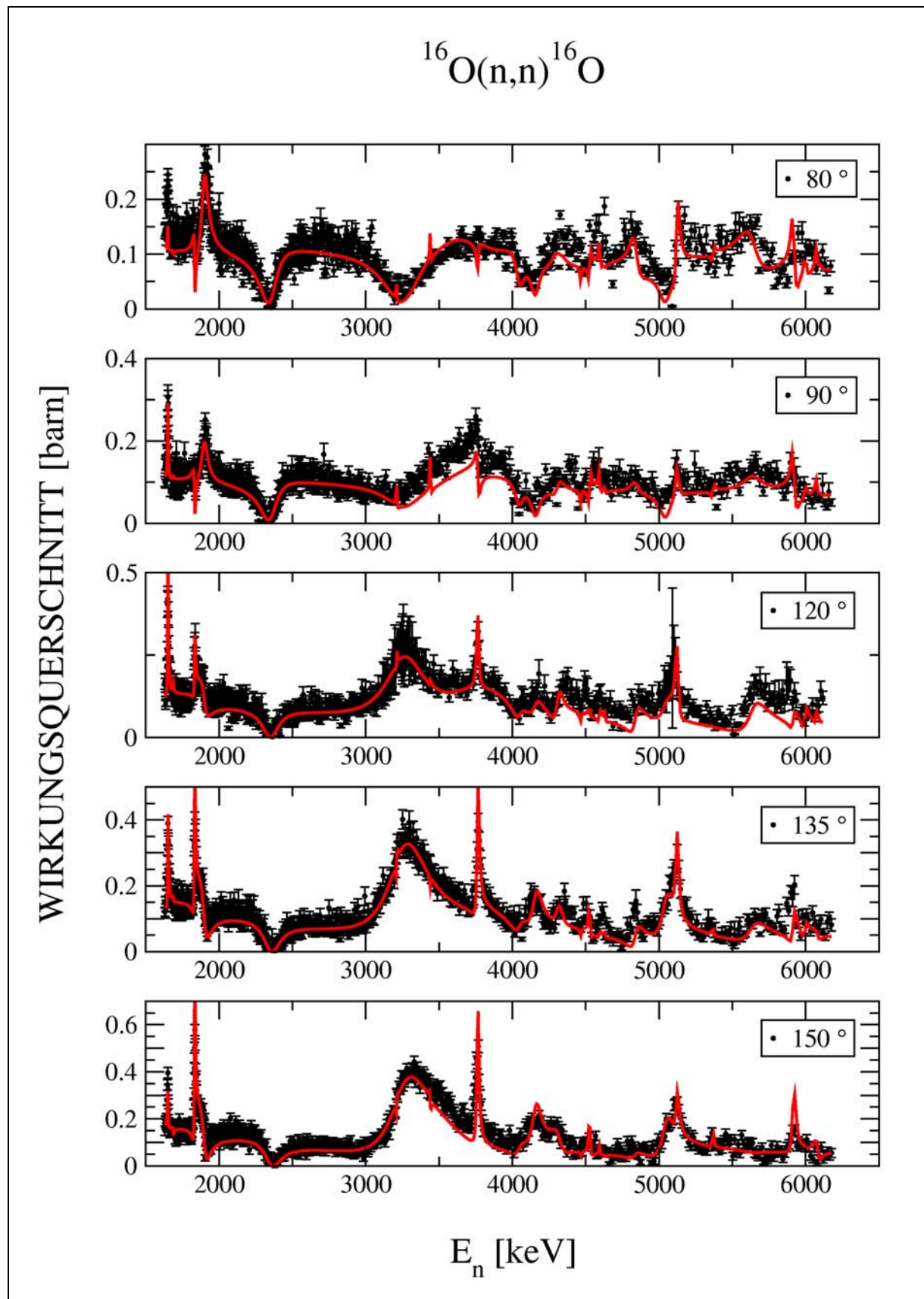


Abbildung 37: Vergleich der Daten (schwarze Symbole) von Shouky für den doppelt-differentiellen $^{16}\text{O}(n,n)^{16}\text{O}$ -Querschnitt mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 80° bis 150° im Energiebereich von 1.6–6.2 MeV.

5.3 Daten der inelastischen Querschnitte $^{16}\text{O}(n,n'\gamma)^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O}(n,\alpha\gamma)^{13}\text{C}$

Die R-Matrix-Analyse hat gezeigt, dass Daten bei höheren Energien durch Einbeziehung der inelastischen Kanäle besser beschrieben werden können. Aus einer Arbeit von Nelson et al. [47] geht hervor, dass der Beitrag zum zweiten Niveau ($J^\pi=3^-$) des ^{16}O -Kerns bei einer Anregungsenergie von 6.129 MeV den inelastischen Kanal dominiert. Die Querschnitte zum ersten angeregten Niveau in ^{16}O ($E_x = 6.0494$ MeV / $J^\pi = 0^+$), bzw. zu den ersten beiden Niveaus in ^{13}C ($E_x = 3.08944$ MeV / $J^\pi = 1/2^+$ und $E_x = 3.6845$ MeV / $J^\pi = 3/2^-$) sind sehr viel kleiner und wurden deshalb vernachlässigt. In Tabelle 8 sind die wesentlichen Daten dieses Experiments zusammen gestellt.

Tabelle 8: Für den inelastischen Streuquerschnitt $^{16}\text{O}(n,n'\gamma)$ steht nur ein Datensatz zur Verfügung.

Autor	Einrichtung Flugweg	Energiebereich in MeV	Winkel in Grad	Daten- Punkte	χ^2
Nelson et al. 2001 [47]	Los Alamos, LAMPF Linear-Beschleuniger 41.451 m	5.03 - 19.98	90, 104, 110, 125, 131, 150, 159	1309	2.95

Die Daten des inelastischen Kanals waren besonders von Vorteil, um Spin und Parität einiger der breiten und überlappenden Resonanzen bei hohen Energien festzulegen. Es wurde versucht die Resonanzparameter bis zu einer Anregungsenergie von 8 MeV zu bestimmen. Die weiteren zur Verfügung stehenden Datenpunkte bei noch höheren Energien wurden nur zur Abschätzung der Beiträge von Hintergrund-Resonanzen genutzt. Abbildung 38 zeigt die R-Matrix-Anpassung zusammen mit den Daten von Nelson.

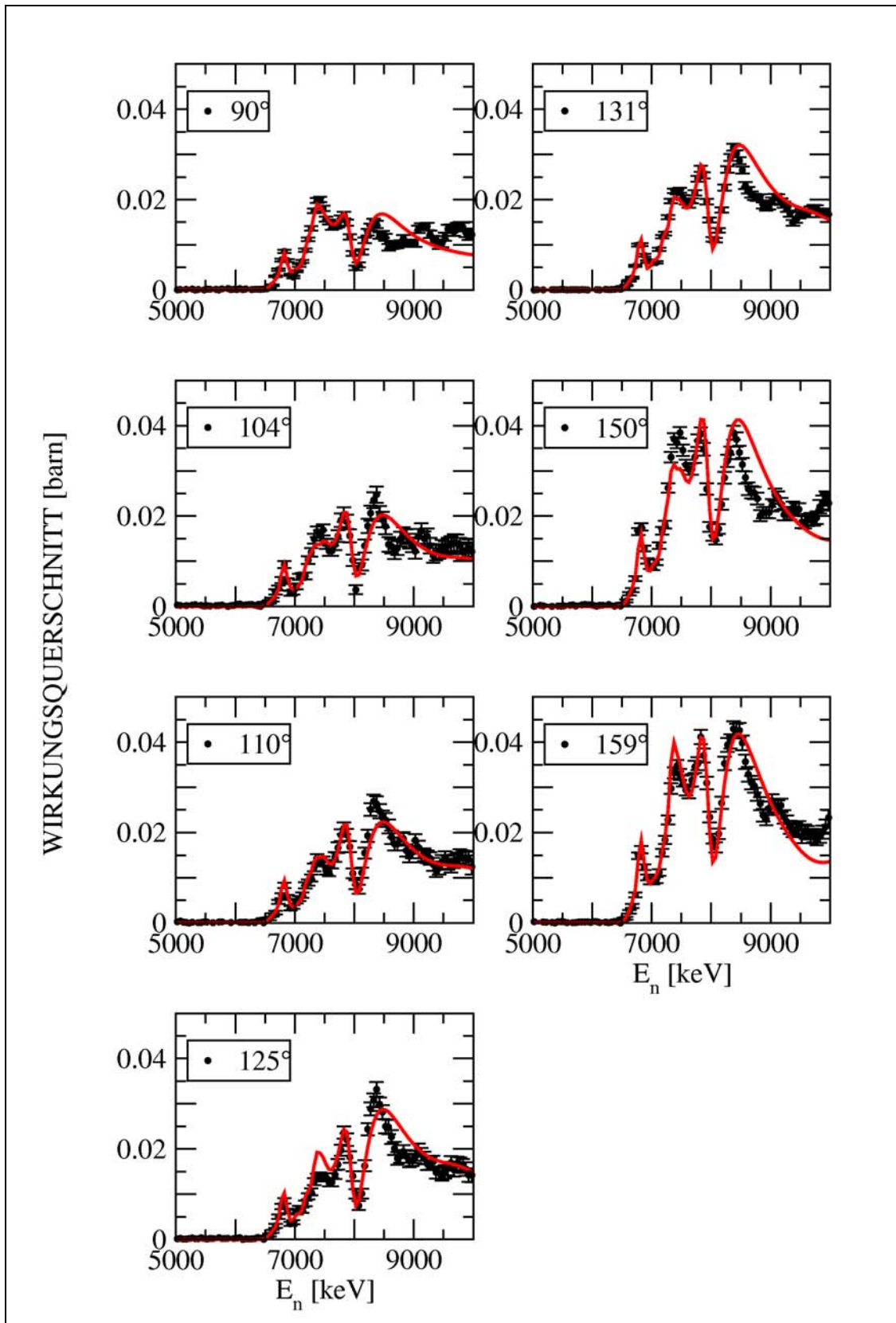


Abbildung 38: Vergleich der Daten (schwarze Symbole) für den inelastischen $^{16}\text{O}(n,n'\gamma)^{16}\text{O}$ -Querschnitt von Nelson et al. [47] mit den Ergebnissen der R-Matrix-Anpassung (rote Linie).

5.4 Daten des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts der $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)^{13}\text{C}$ -Reaktion

Für den elastischen Reaktionskanal standen bisher nur zwei Messungen zur Verfügung. Kerr et al. [19] haben den differentiellen Wirkungsquerschnitt für vier Winkel im Energiebereich von 3.5 bis 6.5 MeV vermessen. Eine zweite Messung von Barnes et al. [18] deckt den Bereich von 2.0 bis 3.5 MeV ab. Für beide Messungen stehen die Daten leider nicht in tabellarischer Form zur Verfügung. Aus den Diagrammen der beiden Veröffentlichungen wurde der Querschnittsverlauf lediglich für einen Winkel abgelesen und in den Datenbanken aufgenommen. Deshalb wurden für die R-Matrix-Analyse ausschließlich die neuen Daten dieser Arbeit berücksichtigt.

Die Abbildung 39 zeigt die experimentellen Ergebnisse der Messung mit der kleinen Streukammer (Kapitel 2.2) im Vergleich mit den Ergebnissen der R-Matrix-Analyse. In den Abbildungen 40-43 sind die Ergebnisse für die Messung mit der großen Streukammer (Kapitel 2.1), die mit 29 Detektoren bestückt war, dargestellt. Ein Vergleich mit Abbildung 33 zeigt deutlich, dass der Wirkungsquerschnitt jetzt durch die R-Matrix-Anpassung wesentlich besser beschrieben werden kann. Dies ist zum Teil auf verbesserte Resonanzbreiten des α -Kanals und auf geänderte Spin-Zuordnungen zurückzuführen. Ein wichtiger Beitrag zur Verbesserung ergab sich auch durch die Bestimmung möglicher Beiträge von Resonanzen außerhalb des direkt untersuchten Energiebereichs.

Tabelle 9: Auflistung der in dieser Arbeit ermittelten Datensätze.

Autor	Einrichtung	Energiebereich in MeV	Winkel in Grad	Daten-Punkte	χ^2
Diese Arbeit	Universität Notre Dame, 10 MV Tandem Beschleuniger	2.9 - 6.2	44, 49, 54, 59, 64, 69, 74, 76, 79, 81, 84, 86, 89, 91, 94, 96, 99, 101, 106, 111, 116, 121, 126, 131, 141, 151, 161, 166	7700	12.31
Diese Arbeit	Universität Notre Dame, 3.5 MV Van-de-Graaff Beschleuniger	1.5 – 3.1	45, 65, 85, 105, 125, 145, 165	2064	1.42

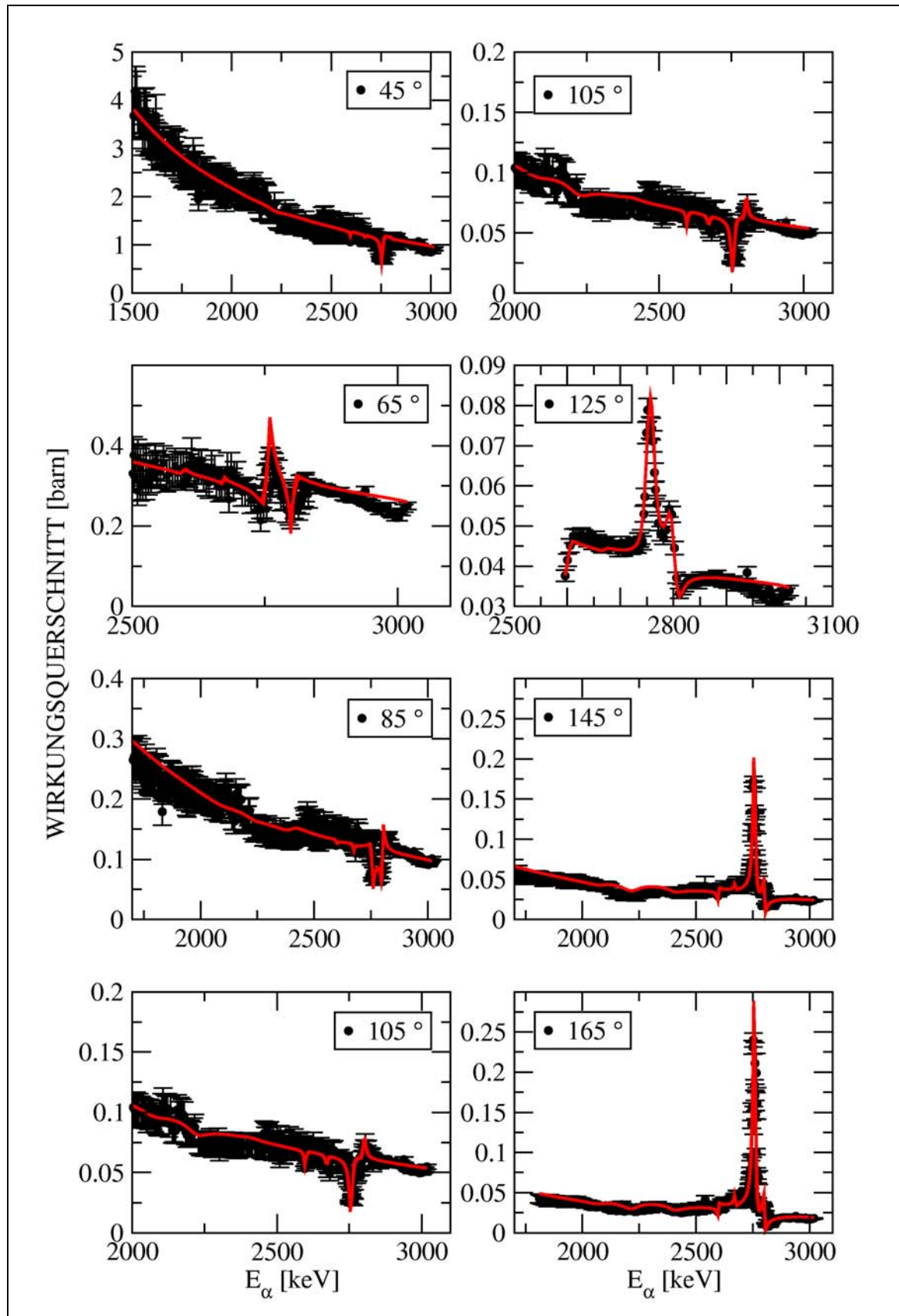


Abbildung 39: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 45.0° bis 165.0° im Energiebereich 1.5 – 3.1 MeV.

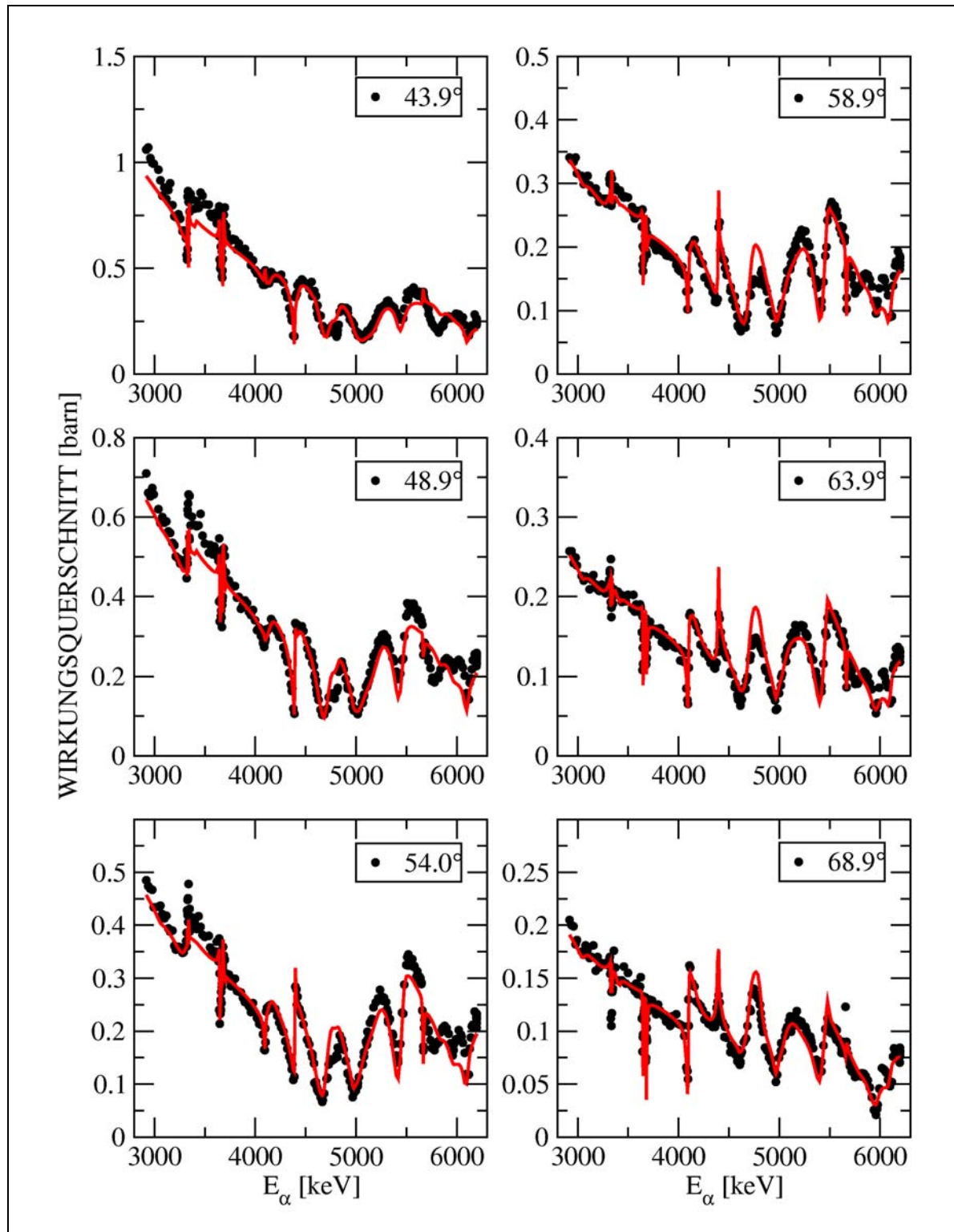


Abbildung 40: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 43.9° bis 68.9° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.

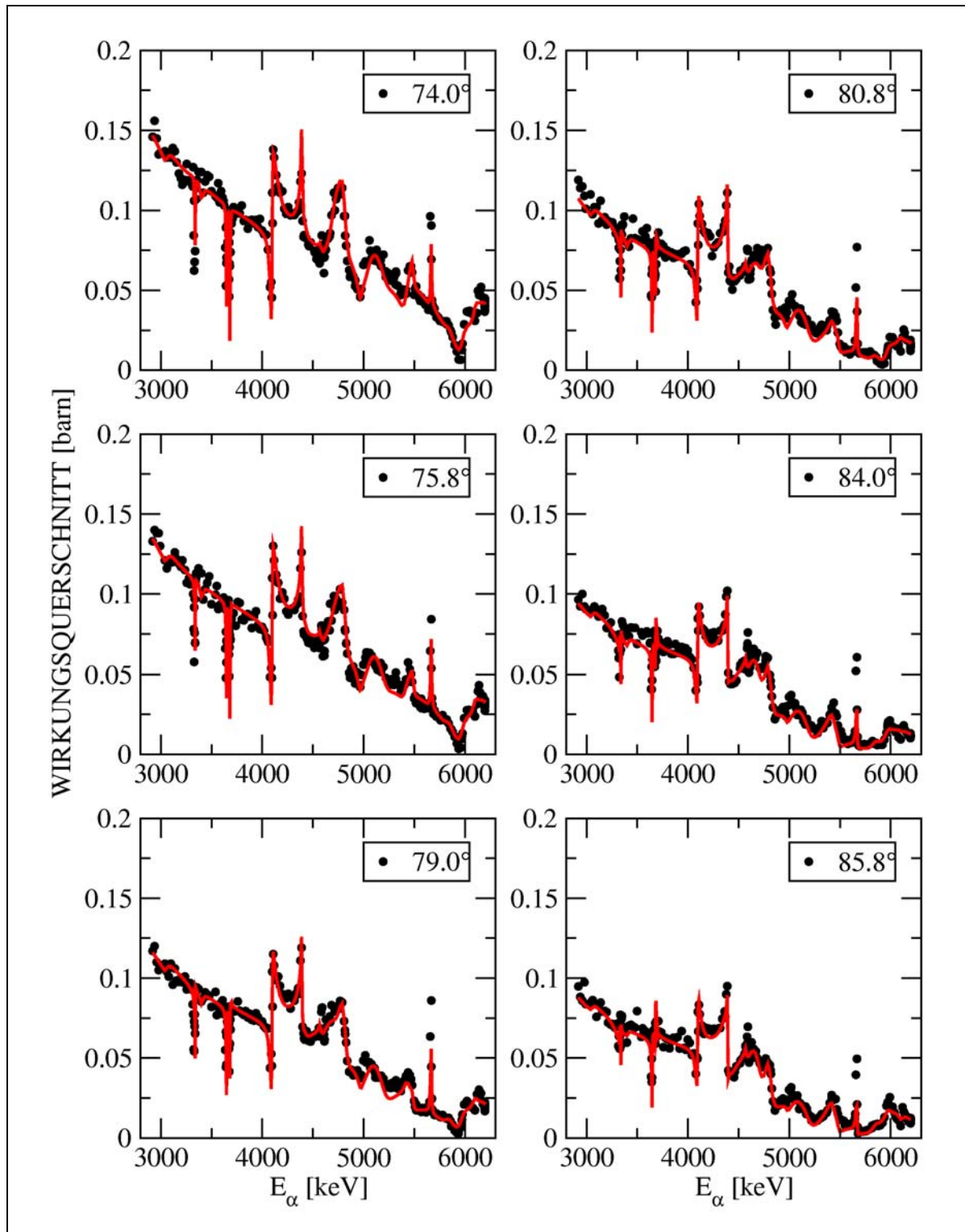


Abbildung 41: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 74.0° bis 85.8° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.

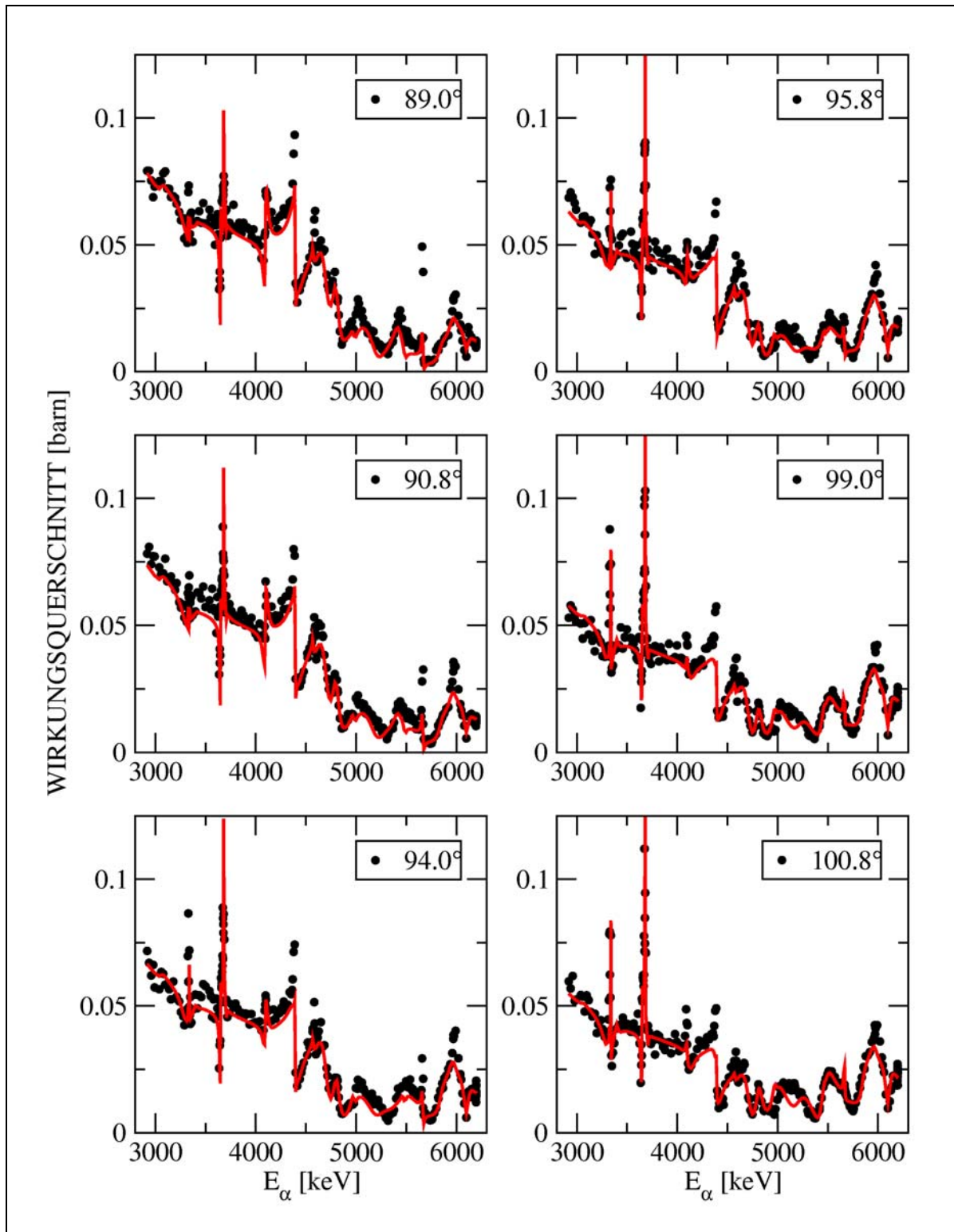


Abbildung 42: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 89.0° bis 100.8° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.

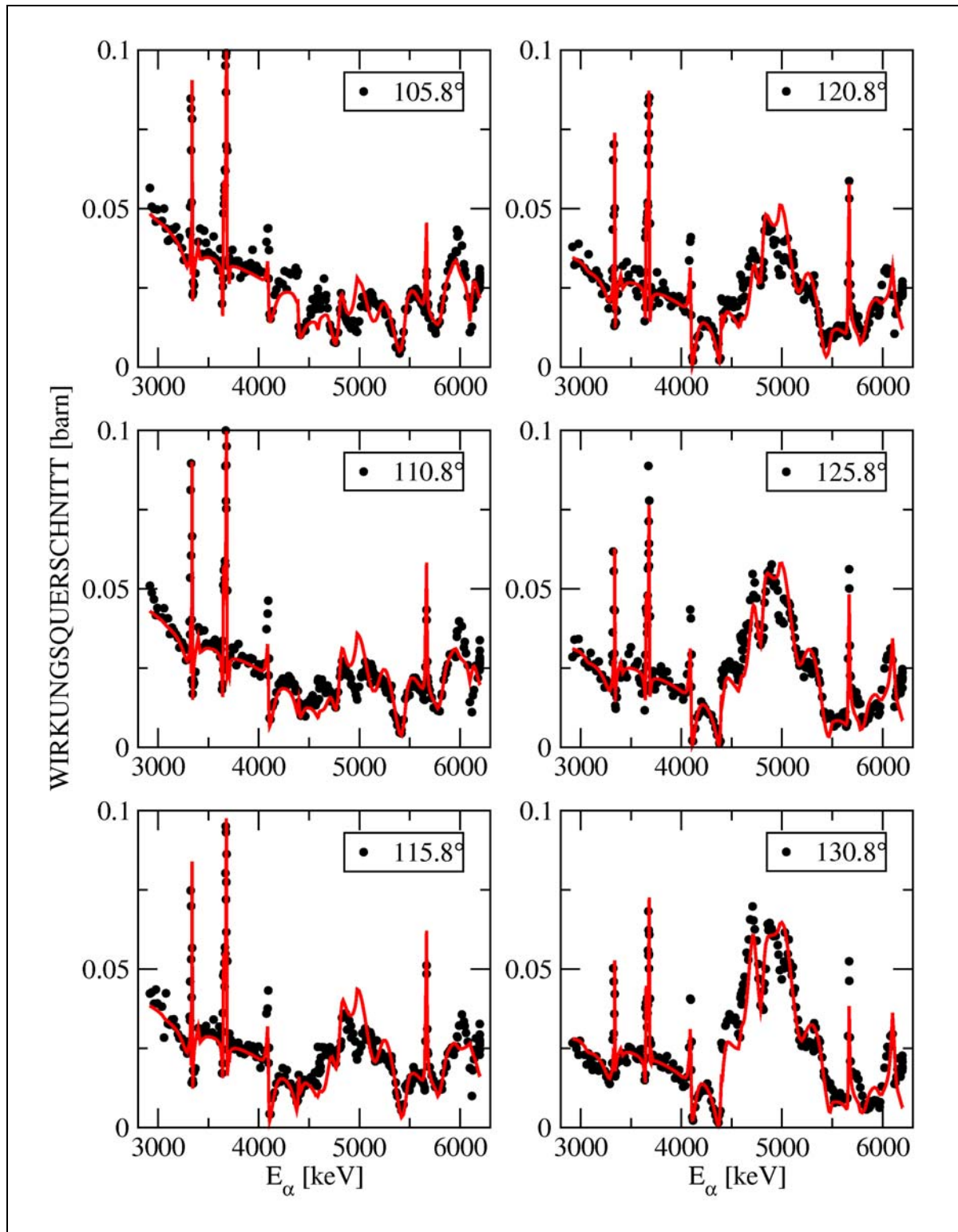


Abbildung 43: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 105.0° bis 130.8° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.

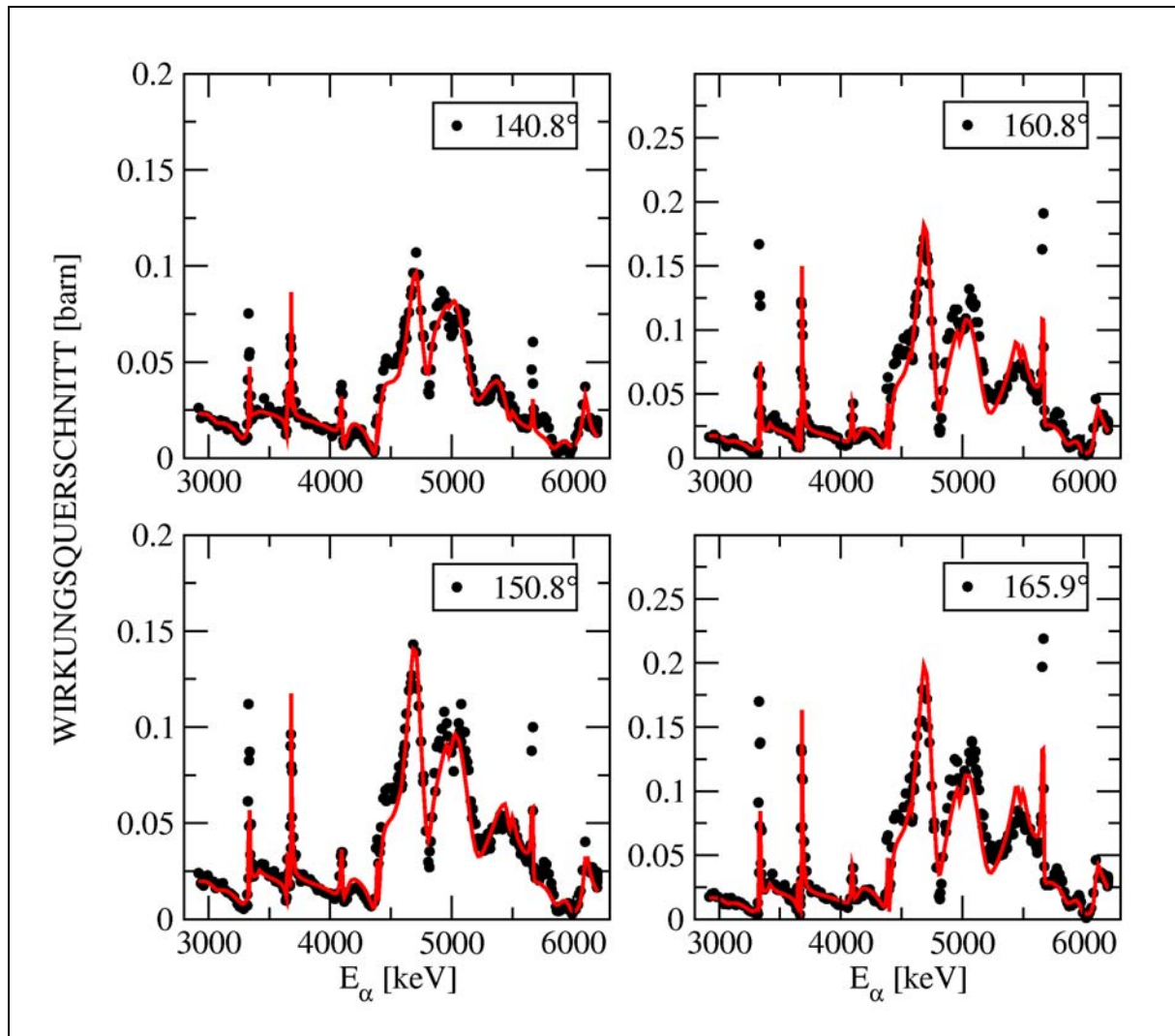


Abbildung 44: Vergleich der experimentellen Daten des doppelt-differentiellen Streuquerschnitts von α -Teilchen an ^{13}C (schwarze Symbole) mit der R-Matrix-Anpassung (rote Linie) für Winkel von 140.8° bis 165.9° im Energiebereich 2.9 – 6.2 MeV.

5.5 Daten zum totalen $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$ - und $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Querschnitt

Ein entscheidender Beitrag zur Bestimmung der Resonanzparameter des α -Kanals, und damit der Reaktionsrate, kommt natürlich von den $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Daten selbst und den Querschnitten der Umkehrreaktion $^{16}\text{O}(n,\alpha)$. Tabelle 10 und Tabelle 11 geben eine Übersicht der Datensätze, die bei der R-Matrix-Analyse berücksichtigt wurden.

Tabelle 10: Datensätze zum totalen $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$ -Querschnitt

Autor	Einrichtung	Energiebereich in MeV	Daten-Punkte	χ^2
Seitz et al. 1955 [48]	Universität Basel, 1 MeV Kaskadengenerator	3.6 – 4.2	25	0.67
Walton et al. 1957 [49]	Universität Wisconsin, Elektrostatischer Generator	3.5 – 4.4	106	1.35
Davis et al. 1963 [50]	Universität Rice, Van-de-Graaff Beschleuniger	5.0 – 8.8	160	1.93

Tabelle 11: Messungen des totalen $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ -Querschnitts

Autor	Einrichtung	Energiebereich in MeV	Daten-Punkte	χ^2
Sekharan et al. 1966 [51]	Atomic Energy Establishment Bombay, Van-de-Graaff Beschleuniger	1.95 – 5.57	155	2.77
Davids 1967 [20]	Kellogg Radiation Laboratory, Elektrostatischer Generator	0.471 - 0.706	10	1.78
Bair und Haas 1972 [22]	Oak Ridge National Laboratory, 5.5 MV Van-de-Graaf Beschleuniger	1.0 – 5.413	73	2.30
Brune et al. 1991[21] / Kellogg et al. 1989 [11]	Caltech, 700 keV Pelletron Beschleuniger	0.656, 0.802 0.448-1.0	13	0.18
Drotleff et al. 1993 [12]	Universität Stuttgart, 4 MV Dynamitron Beschleuniger	0.35 – 1.4	55	0.46
Diese Arbeit	FZK, 3.75 MV Van-de-Graaff Beschleuniger	0.414 – 0.899	14	0.27

Bezüglich der eingangs festgestellten Diskrepanzen in den Ergebnissen der verschiedenen Vorgängerexperimente ist festzustellen, dass der in dieser Arbeit gemessene $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Querschnitt im wesentlichen die Daten von Drotleff et al. [12] bestätigt. Um konsistente Datensätze zu erzeugen wurden deshalb die Daten von Bair und Haas [22] mit einem Faktor von 0.804 und die Daten von Brune et al. [21] mit einem Faktor von 1.20 renormiert. Bei den Daten von Brune handelt es sich um relativ viele Messpunkte im Bereich von zwei

schwachen Resonanzen bei 656 und 802 keV. Allerdings wurden diese Daten auch benutzt, um die älteren Daten von Kellogg et al. [11] zu renormieren.

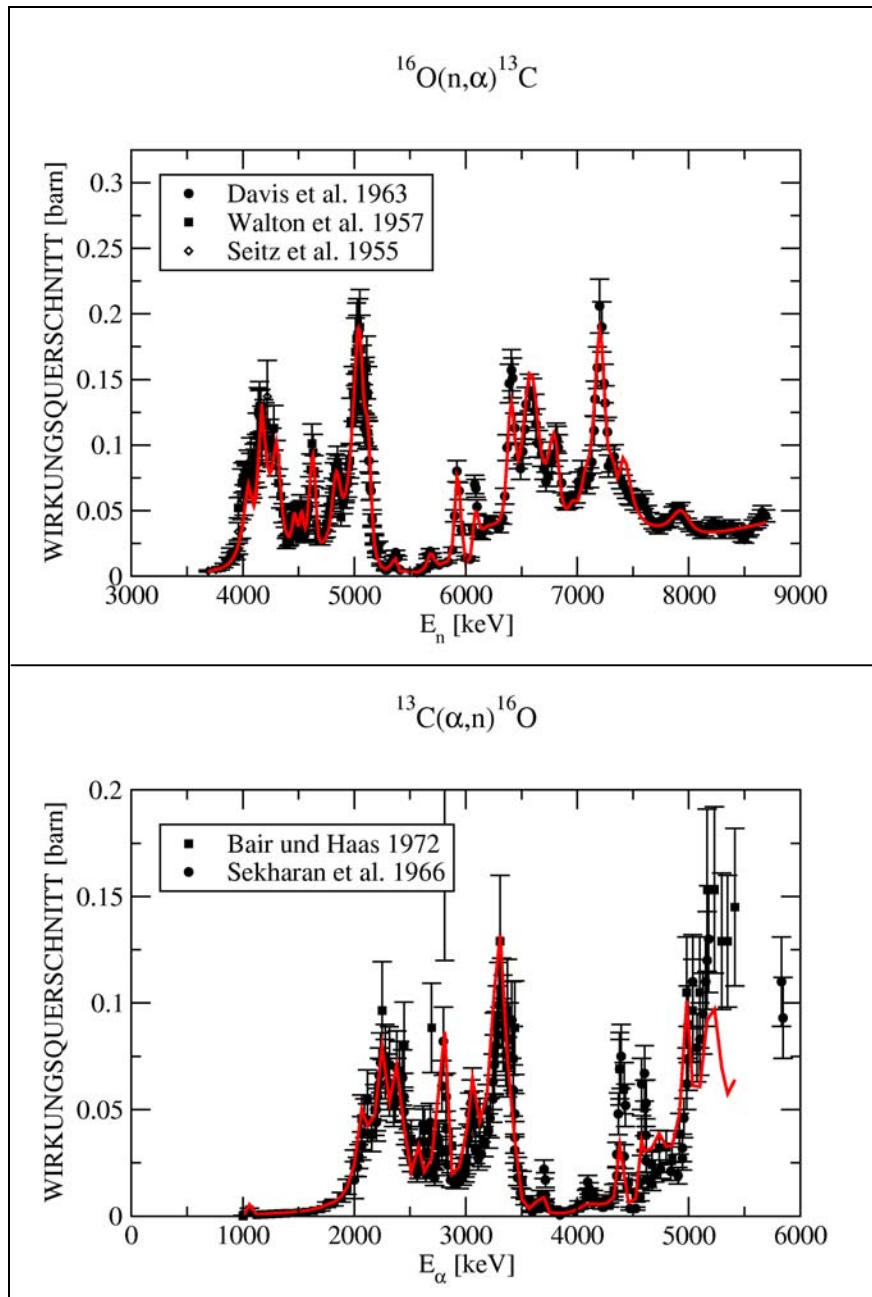


Abbildung 45: Vergleich der experimentellen Werte der $^{16}\text{O}(n,\alpha)$ -Reaktion und der R-Matrix-Anpassung (oben), sowie für die Umkehrreaktion (unten).

In Abbildung 45 ist der Vergleich der R-Matrix-Analyse mit den experimentellen Daten für beide Kanäle und für den kompletten Energiebereich im Überblick dargestellt. Die logarithmische Auftragung in Abbildung 46 zeigt zudem Details des für die Astrophysik wichtigen niederenergetischen Anteils ($E_\alpha < 1$ MeV) und die Lage der für die Extrapolation in den astrophysikalisch relevanten Bereich besonders wichtigen Resonanzen (Kapitel 6). Die quadratische Abweichung χ^2 der einzelnen Datensätze in Tabelle 10 und Tabelle 11 kann bei niedrigen Energien wegen der zum Teil sehr großen Fehlerwerte kleiner als eins annehmen.

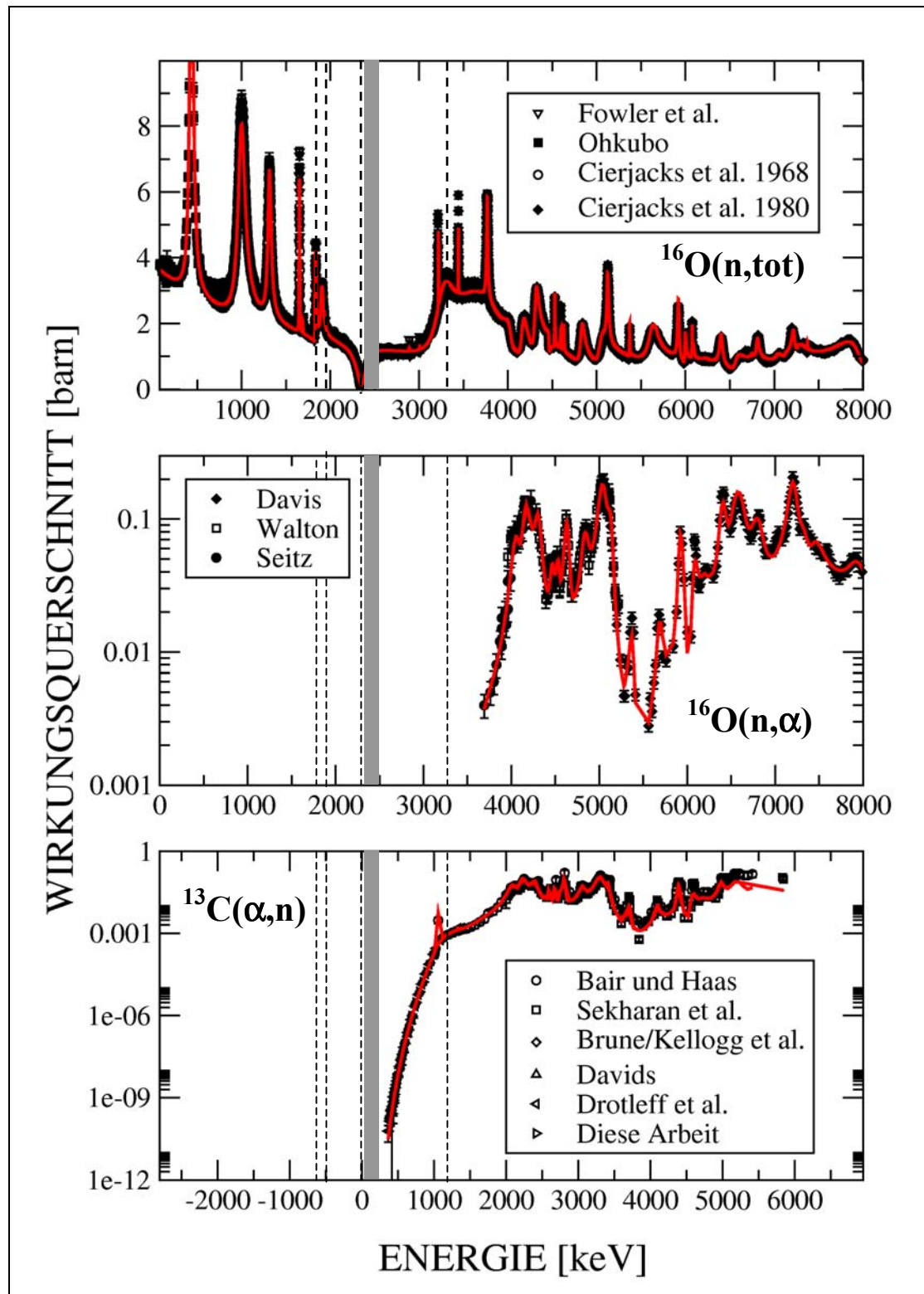


Abbildung 46: Vergleich der R-Matrix-Analyse (rote Linie) mit den experimentellen Daten für verschiedene Reaktionskanäle (schwarze Symbole). Die für die Extrapolation der (α,n) -Daten in den astrophysikalischen Bereich (grau schraffiert) wichtigsten Resonanzen sind durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Man beachte den steilen Abfall des (α,n) -Querschnitts bei niedrigen Energien über mehr als 8 Größenordnungen.

5.6 Zusammenfassung der R-Matrix-Analyse

In Tabelle 12 sind die Resonanzparameter, die aus der R-Matrix-Analyse ermittelt wurden gelistet. Angeführt werden Spin, Parität, Anregungsenergie des Zustands im ^{17}O -Zwischenkern, die Resonanzenergie im Laborsystem, sowie die Partialbreiten der verschiedenen Reaktionskanäle. Für den inelastischen Kanal wird zwischen der Streuung zum ersten und zweiten angeregten Zustand unterschieden ($\Gamma_{n'}$ bzw. $\Gamma_{n''}$). Unterschiede in den Resonanzparametern im Vergleich zu den Arbeiten von Sayer et al. [40] und Tilley und Weller [39] sind in der letzten Spalte vermerkt.

Insgesamt wurden bei der Anpassung 37630 Datenpunkte berücksichtigt. Ein wichtiger Parameter für R-Matrix-Analysen ist der Kanalradius. Die besten Ergebnisse wurden mit Werten von 3.80 und 4.45 fm für den Neutronen-, bzw. den α -Kanal erzielt.

Tabelle 12: Resonanzparameter der R-Matrix Analyse

Nr.	J^π	$E_x (^{17}\text{O})$ [keV]	E_r [keV]	Γ_α [keV]	Γ_n [keV]	$\Gamma_{n'}$ [keV]	$\Gamma_{n''}$ [keV]	Bemerkung
1	5/2+	273.7	-7957.55	-	0.55	-	-	
2	1/2+	1002.6	-7004.45	-	-5846.10	-	-	
3	1/2-	3138.8	-4210.95	-	0.01	-	-	
4	5/2-	3850.4	-6288.12	-	0.01	-	-	
5	3/2-	4550.8	-2364.53	-	-54.92	-	-	
6	3/2+	5083.9	-1667.40	-	-111.16	-	-	
7	9/2-	5225.5	-1482.14	-	0.01	-	-	
8	3/2-	5376.0	-1285.30	3.36E-02	-48.95	-	-	
9	7/2-	5696.6	-866.08	9.67E-06	4.71	-	-	
10	5/2-	5731.2	-820.83	6.33E-09	0.54	-	-	
11	3/2+	5868.3	-641.53	-5.69E-04	10.30	-	-	
12	1/2-	5925.0	-567.49	1.32E-05	-70.31	-	-	
13	1/2+	6379.5	26.85	1.35E-54	195.11	-	-	
14	5/2+	6857.9	652.49	8.35E-07	1.44E-04	-	-	
15	7/2-	6969.1	797.90	8.12E-06	7.91E-05	-	-	
16	5/2-	7164.6	1053.57	0.02	1.34	-	-	
17	3/2+	7249.6	1164.76	0.17	442.51	-	-	
18	5/2-	7379.9	1335.12	1.52E-03	-1.96	-	-	
19	5/2+	7394.2	1353.77	0.08	-0.01	-	-	
20	3/2-	7482.8	1469.67	0.22	851.44	-	-	
21	7/2-	7685.1	1734.24	2.48E-03	-17.69	-	-	
22	1/2+	7967.0	2102.92	5.36	-97.13	-	-	
23	1/2-	7912.0	2030.93	10.73	288.49	-	-	
24	3/2+	8075.2	2244.35	9.27	107.45	-	-	
25	1/2-	8213.9	2425.78	-0.07	90.15	-	-	B
26	3/2-	8188.9	2393.00	5.71	-71.05	-	-	
27	1/2+	8345.8	2598.24	2.24	5.66	-	-	
28	5/2+	8402.2	2672.03	0.69	4.69	-	-	
29	7/2+	8467.9	2757.85	9.78	-0.53	-	-	
30	9/2+	8465.7	2755.05	9.91E-05	-1.19	-	-	Neu

31	5/2-	8501.8	2802.17	4.15	2.43	-	-	-	-
32	3/2-	8681.1	3036.71	3.85	87.79	-	-	-	-
33	9/2-	8903.1	3327.02	-0.65	-2.21E-04	-	-	-	C
34	3/2+	8910.0	3336.04	25.81	-123.52	-	-	-	-
35	9/2-	8912.6	3339.47	-1.61	-3.45E-04	-	-	-	Neu
36	7/2-	8964.5	3407.33	1.75	21.59	-	-	-	-
37	1/2-	9148.1	3647.45	-6.38	-0.34	-	-	-	-
38	9/2-	9168.7	3674.39	-2.32E-04	7.67E-04	-	-	-	-
39	7/2-	9173.9	3681.14	5.42	0.03	-	-	-	A
40	5/2+	9194.2	3707.73	0.27	2.14	-	-	-	-
41	3/2-	9395.3	3970.64	0.45	-280.00	-	-	-	-
42	5/2-	9491.5	4096.45	17.17	0.33	-	-	-	-
43	1/2+	9523.0	4137.65	119.91	-1.29E-04	-	-	-	Neu
44	7/2+	9711.1	4383.66	0.66	16.66	-	-	-	-
45	7/2+	9719.1	4394.07	7.87	-4.06	-	-	-	Neu
46	3/2+	9729.2	4407.30	82.18	1.33	-	-	-	Neu
47	3/2-	9782.0	4476.34	0.17	21.49	-	-	-	-
48	9/2+	9859.3	4577.42	0.34	-2.83	-	-	-	-
49	1/2-	9867.1	4587.56	2.71	-29.59	-	-	-	C
50	7/2+	9964.3	4714.75	-132.99	-1.43	0.01	1.02	-	C
51	1/2+	10042.4	4816.86	-80.88	-3.14E-03	0.01	0.28	-	A,C
52	5/2-	10165.4	4977.67	4.65	31.41	9.61	9.83E-05	-	C
53	5/2+	10205.3	5029.93	431.69	-0.29	0.05	1.43E-03	-	A
54	1/2-	10162.4	4973.82	177.15	11.78	1.94E-04	0.54	-	A
55	3/2+	10358.2	5229.81	147.75	56.01	4.59	0.01	-	C
56	3/2-	10458.3	5360.71	2.04E-03	0.96	37.88	3.12E-03	-	C
57	5/2-	10514.3	5433.95	-82.17	-1.50	28.62	13.82	-	C
58	7/2+	10533.6	5459.16	107.95	-4.67	30.37	0.21	-	A, C
59	5/2-	10555.4	5487.72	-4.27	-30.30	15.88	7.55	-	C
60	9/2+	10691.6	5665.75	-8.66	1.52E-04	2.97	0.03	-	A,C
61	3/2-	10797.4	5804.22	-4.77E-03	15.26	393.80	37.33	-	C
62	1/2+	10833.0	5850.75	55.47	3.82	0.02	64.93	-	Neu
63	5/2-	10924.5	5970.37	23.24	-63.70	9.67	0.11	-	C
64	1/2-	11170.6	6292.17	-194.13	-80.29	64.27	2.17	-	A
65	9/2+	11074.6	6166.66	12.05	21.60	94.78	41.11	-	-
66	1/2-	10917.9	5961.74	593.10	86.60	0.01	167.31	-	-
67	5/2+	11027.0	6104.45	43.01	-2.50	0.02	23.19	-	-
68	9/2-	11174.8	6297.67	-15.10	7.16	1.55E-04	133.60	-	-
69	7/2+	11534.7	6768.36	-9.36	98.92	220.46	7.07	-	-
70	7/2+	12142.2	7562.68	-2.40	714.27	575.13	70136.00	-	-
71	5/2+	12302.1	7771.83	2.45	151.44	67638.00	4925.90	-	-
72	3/2+	14079.5	10096.13	4.21	1.86	17.17	240.39	-	-
73	7/2-	14195.2	10247.44	130.04	-486.19	1.46	686.84	-	-
74	9/2-	14791.7	11027.41	-118.85	3466.80	0.04	6.68	-	-
75	1/2+	13570.5	9430.57	2027.40	53.43	349.63	13816.00	-	-
76	1/2-	13908.3	9872.22	5.95	9136.90	1.33	2.23	-	-
77	3/2-	14427.6	10551.31	1609.10	22230.00	2642.50	226.98	-	-
78	3/2+	15102.1	11433.39	40352.00	333.52	2323.90	16522.00	-	-
79	5/2+	15440.8	11876.27	4.95	-81.70	49.58	19.75	-	-

80	5/2-	15844.4	12404.04	21861.00	-12.30	378.17	5.13	
81	7/2-	16350.2	13065.55	52346.00	490.74	4330.40	0.18	
82	7/2+	16704.1	13528.29	576.24	-520.88	18552.00	4.62	
83	9/2+	17117.8	14069.24	-108.26	-8498.40	519.90	352.83	
84	9/2-	17391.7	14427.42	102.92	46835.00	226.98	7.44	
85	9/2-	18371.9	15709.32	102.65	14726.00	158.08	7.44	

A: Resonanz nicht gelistet in Sayer et al. [40]

B: Resonanz nicht gelistet in Tilley und Weller [39]

C: Spin geändert im Vergleich zu Tilley und Weller [39] oder Sayer et al. [40]

Die eigentlichen Größen, die bei der R-Matrix-Analyse angepasst werden, sind nicht die Partialbreiten Γ , sondern die reduzierten Breiten γ , die durch die Gleichung

$$\Gamma = 2 \cdot P \cdot \gamma^2 \quad (\text{siehe F 78 im Anhang A})$$

miteinander verknüpft sind, wobei P die Penetrabilität darstellt. Negative Vorzeichen für die Resonanzbreiten in Tabelle 12 bedeuten, dass die reduzierte Breite negativ ist und somit zu destruktiver Interferenz führt. Die Anregungsenergie der einzelnen Zustände des Zwischenkerns wurde mit der Beziehung

$$E_x = 66358.92 \text{ keV} + E_r \cdot \frac{A_{13\text{C}}}{A_{13\text{C}} + A_\alpha} \quad \text{F 55}$$

berechnet, wobei E_r die Resonanzenergie ist und A_x für die entsprechenden Massen steht.

Tabelle 13 macht deutlich, dass besonders bei hohen Energien viele Resonanzparameter nicht genau bekannt sind, weil dort die Niveaudichte sehr hoch ist und dadurch mehrere Resonanzen überlappen. Dies erschwert besonders die Spin- und Paritätszuweisung. Durch die gute Auflösung der $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)$ -Daten war es möglich, sechs bisher unbekannte Resonanzen zu identifizieren. Auf der Grundlage der detaillierten R-Matrix-Analyse konnte zudem die Zuordnung von Spins und Paritäten vieler Resonanzen verbessert werden. Resonanzen mit Energien größer als 11 MeV wurden nicht direkt an die Datenpunkte angepasst. Sie sind vielmehr als Hintergrundresonanzen zu verstehen, die stellvertretend für die Beiträge der vielen Resonanzen außerhalb des experimentell erschlossenen Bereichs eingeführt wurden.

5.7 Fehlerbetrachtung

Gemäß Bevington und Robinson [52] ist der Fehler eines Parameters durch die Änderung des Wertes bestimmt, bei dem die quadratische Abweichung sich um eins verschlechtert. Praktisch kann dies verwirklicht werden, indem man ausgehend von der besten Anpassung den Wert des betreffenden Parameters so lange ändert, bis die quadratische Abweichung die gewünschte Abweichung von eins zeigt. Dieses Verfahren kann im Prinzip auf alle Parameter angewandt werden. Die R-Matrix-Analyse zeigt jedoch, dass der Verlauf des S-Faktors im wichtigen Bereich $E_\alpha < 1 \text{ MeV}$ im wesentlichen nur durch zwei Resonanzen erheblich beeinflusst wird. Dies ist zum einen die breite Resonanz bei $E_{\alpha,\text{cm}} = 800 \text{ keV}$ und zum

anderen eine Resonanz knapp oberhalb der Reaktionsschwelle ($E_\alpha = 27$ keV), die außerhalb des experimentell erschlossenen Bereichs liegt. Diese Resonanz ist für den Anstieg des S-Faktors bei kleinen Energien verantwortlich. Geringeren Einfluss hat auch noch eine $J^\pi = 3/2^+$ Resonanz bei $E_\alpha = -641$ keV und eine $J^\pi = 1/2^-$ Resonanz bei $E_\alpha = -567$ keV. Dabei ist zu bemerken, dass die $J^\pi = 3/2^+$ Resonanz stark mit der breiten Resonanz bei $E_{\alpha,cm} = 800$ keV mit gleichem Spin und Parität interferiert und somit die asymmetrische Form dieser Resonanz verursacht.

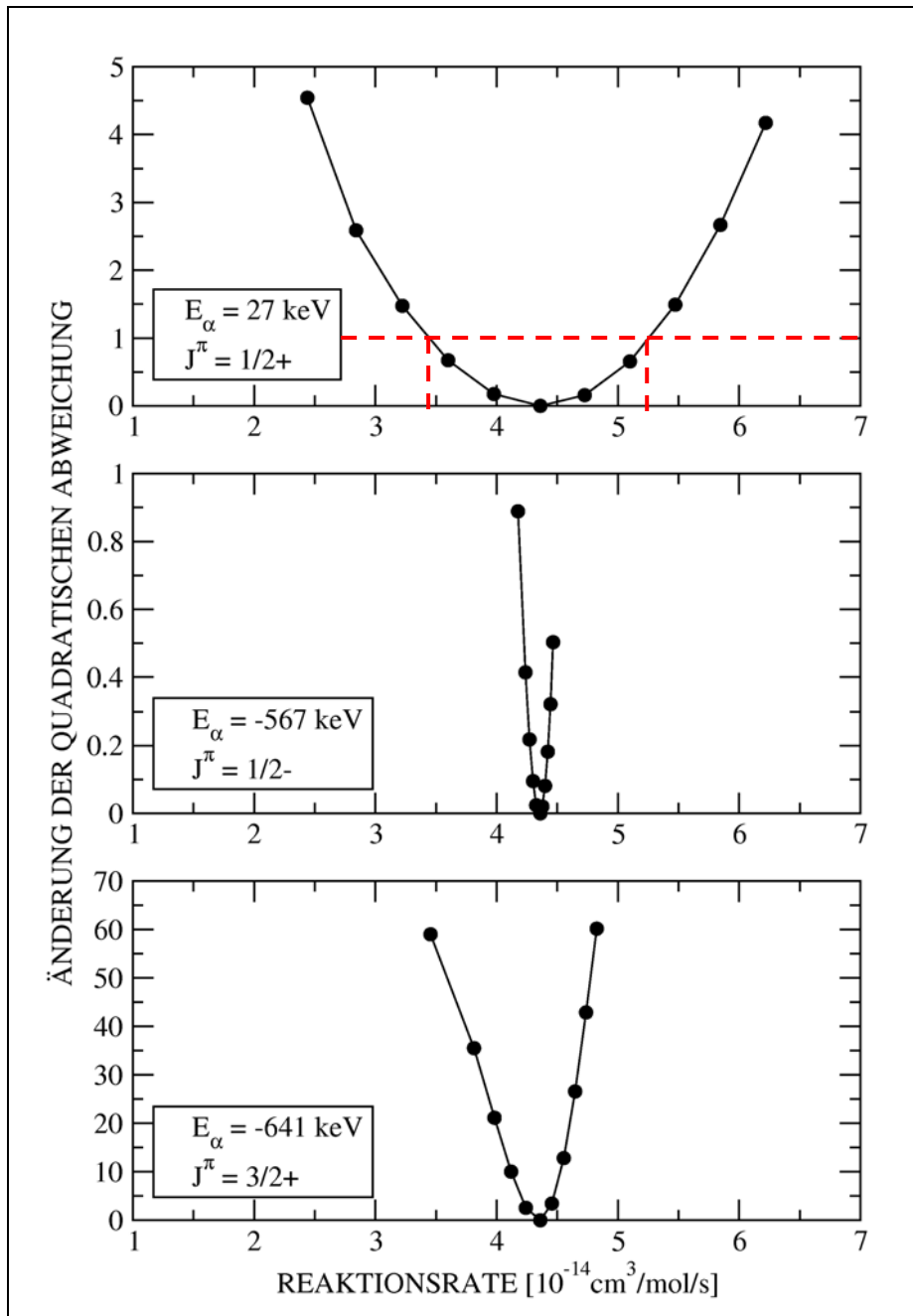


Abbildung 47: Die Auswirkungen der quadratischen Abweichung und der Reaktionsrate bei Änderung der α -Parameter für die wichtigsten Resonanzen außerhalb des untersuchten Energiebereichs. Dabei wurde die Breite des α -Kanals jeweils um 20% des besten Wertes reduziert oder erhöht.

Die Qualität der Extrapolation des S-Faktors hängt entscheidend davon ab, wie gut die Breiten der Resonanzen, die ausserhalb des experimentell erschlossenen Bereichs liegen, durch die R-Matrix-Analyse bestimmt werden können. Von größtem Interesse ist dabei die Auswirkung der Unsicherheiten der Resonanzparameter auf die letztendlich zu bestimmende Reaktionsrate. Um diese Abhängigkeit deutlich zu machen, wurden die Parameter derjenigen Resonanzen, die am meisten zur Reaktionsrate im astrophysikalisch relevanten Energiebereich beitragen, jeweils in 20%-Schritten erhöht, bzw. erniedrigt, und die daraus resultierende neue Reaktionsrate bei einer Energie von $kT = 8$ keV berechnet. Diese Änderungen wurden jeweils in fünf Schritten vorgenommen, so dass die betrachteten Extremwerte zum einen der doppelten Resonanzbreite und zum anderen einer Breite von Null, d.h. einer vollständigen Vernachlässigung der betreffenden Resonanz entsprechen. In Abbildung 47 ist die Änderung der quadratischen Abweichung χ^2 der so erhaltenen Anpassung über der resultierenden Änderung der Reaktionsrate bei $kT = 8$ keV für die wichtigsten Resonanzen aufgetragen. Durch das Ablesen der Ratenänderung, bei einer Verschlechterung der quadratischen Abweichung um eins, kann nun der Fehler der Reaktionsrate direkt bestimmt werden.

Für die $J^\pi = 3/2^+$ Resonanz bei $E_\alpha = -641$ keV erkennt man in Abbildung 47, dass eine kleine Variation der Resonanzbreite sofort zu einer wesentlich schlechteren Anpassung führt, ohne dass sich die Reaktionsrate wesentlich ändert. Dies bedeutet, dass die Resonanz durch die experimentellen Werte sehr gut eingeschränkt wird und sich verbleibende Unsicherheiten in der Resonanzbreite nur wenig auf die Reaktionsrate auswirken. Ein noch deutlicheres Bild ergibt sich für die $J^\pi = 1/2^-$ Resonanz bei $E_\alpha = -567$ keV. Auch hier führt eine Änderung der Resonanzbreite schnell zu einer schlechteren Anpassung, ohne jedoch die Reaktionsrate merklich zu stören. Den größten Einfluß auf die Reaktionsrate hat dagegen die $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz bei $E_\alpha = 27$ keV. Hier sieht man, dass schon eine kleine Variation der Breite die Reaktionsrate erkennbar verändert, obwohl sich die Qualität der Anpassung nur unwesentlich verschlechtert.

Für die Rolle der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Reaktion als Neutronenquelle für den s-Prozess ist jedoch wichtig festzustellen, dass Unsicherheiten der Reaktionsrate in der Größenordnung von einem Faktor zwei in jedem Fall ausgeschlossen werden können. Dies wird beim Betrachten der Extremwerte deutlich. Selbst bei einer vollständigen Vernachlässigung der kritischen Resonanz bei $E_\alpha = 27$ keV ($\Gamma = 0$) ändert sich die Reaktionsrate höchstens um einen Faktor zwei. Da dieser extremen Annahme eine signifikante Änderung der quadratischen Abweichung entgegensteht, ist davon auszugehen, dass der reale S-Faktor sicher oberhalb der grünen Kurve in Abbildung 48 liegen wird. Nach dem oben beschriebenen Verfahren zur Fehlerbestimmung sollte der Wert der Reaktionsrate bei $T_9 = 0.1$ zwischen 3.4 und $5.2 \cdot 10^{-14}$ $\text{cm}^3/\text{mole/s}$ liegen. Die dazu passenden S-Faktoren sind ebenfalls in Abbildung 48 als gestrichelte Kurven eingezeichnet.

6 Diskussion: Astrophysikalische Aspekte

Mit der in Kapitel 4 und im Anhang A beschriebenen R-Matrix-Analyse konnte die Extrapolation des S-Faktors der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion in den Bereich des astrophysikalischen Gamow-Fensters deutlich verbessert werden. Das Ergebnis dieser Extrapolation ist in Abbildung 48 zusammen mit den unterhalb von 1 MeV gemessenen Daten dargestellt.

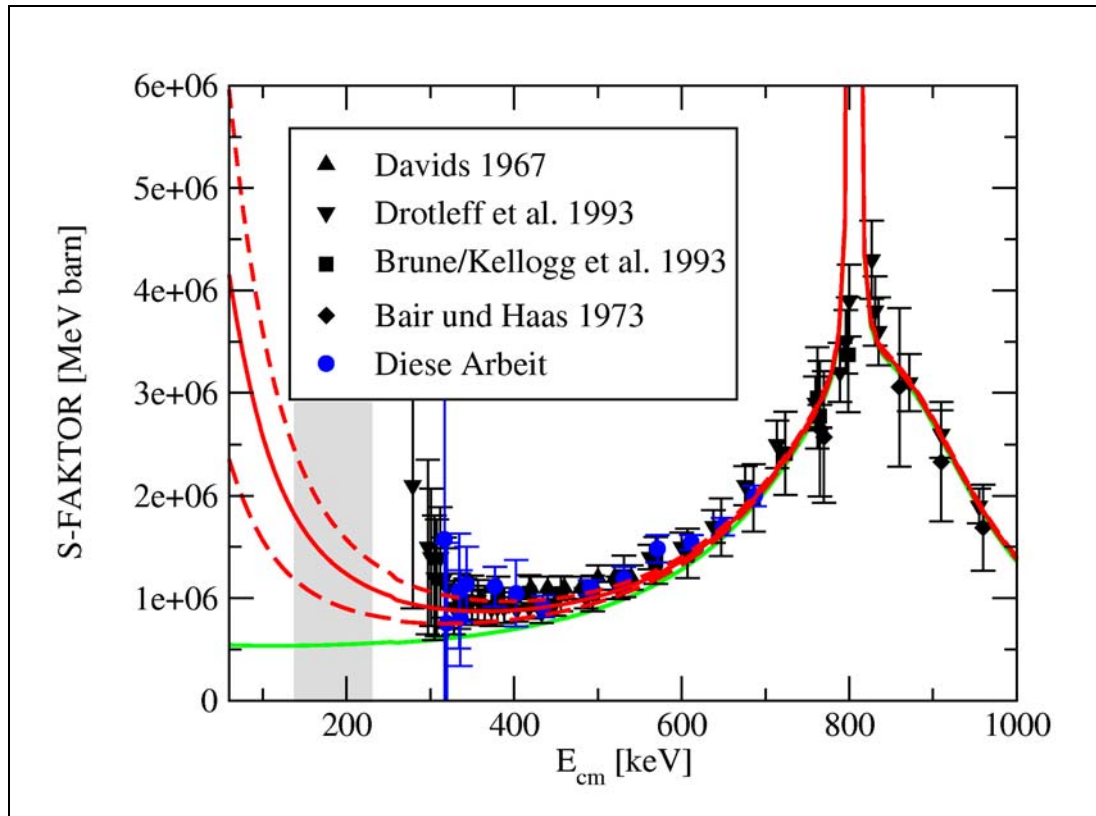


Abbildung 48: Der mit Hilfe der R-Matrix-Anpassung bestimmte Verlauf des S-Faktors mit der Energie. Die durchgezogene rote Linie gibt die beste Anpassung wider. Die gestrichelten roten Linien geben das Fehlerband des S-Faktors an. Die grüne Linie zeigt den Verlauf des S-Faktors ohne Berücksichtigung der $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz knapp oberhalb der Reaktionsschwelle.

Auf der Basis der in dieser Arbeit vorgelegten R-Matrix-Analyse ergibt sich als beste Lösung die in Abbildung 48 als durchgezogene rote Kurve gezeichnete Extrapolation des S-Faktors. Zur direkten Verwendung in Sternmodell-Rechnungen ist es sinnvoll, dieses Ergebnis in eine analytische Gleichung umzusetzen, mit der die Reaktionsrate in Abhängigkeit von der Temperatur berechnet werden kann (siehe auch Tabelle 14 im Anhang C):

$$\begin{aligned}
N_A \langle \sigma \cdot v \rangle = & \frac{6.4437E15}{T_9^{2/3}} \cdot \exp\left(-\frac{31.92304}{T_9^{1/3}} - \left(\frac{T_9}{2.73012}\right)^2\right) \cdot \\
& \left(1.0 - 0.14169 \cdot T_9^{1/3} + 1.29274 \cdot T_9^{2/3} - 0.60692 \cdot T_9\right) + \\
& \frac{346135.6}{T_9^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{8.74794}{T_9}\right) + \frac{2191911.1}{T_9^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{10.35481}{T_9}\right) - \\
& \frac{22926145.6}{T_9^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{14.27315}{T_9}\right) - \frac{471882.0}{T_9^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{10.22009}{T_9}\right)
\end{aligned}$$

Dieses Ergebnis wird in Abbildung 49 mit früheren Extrapolationen verglichen, indem das Verhältnis der neuen Rate und der früheren Raten betrachtet wird. Die oft als Standard herangezogene Rate von Caughlan und Fowler [13] zeigt besonders starke Abweichungen bei kleinen Temperaturen. Diese sind auf den Einfluss der $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz knapp oberhalb der Schwelle zurückzuführen, die in der Kompilation von Caughlan und Fowler nicht berücksichtigt wurde. Besonders wichtig für die Astrophysik ist der Vergleich mit der Rate von Denker und Hammer [16], die derzeit in den Sternmodellrechnungen aktuell verwendet wird. In diesem Fall ergeben sich über den gesamten Temperaturbereich Unterschiede von maximal 20 %. Diese gute Übereinstimmung bedeutet für den s-Prozess, dass die bisher durchgeführten stellaren Rechnungen bezüglich der $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ -Reaktionsrate nur unwesentlich korrigiert werden müssen. Gründe für die geringfügigen Abweichungen bei kleinen Energien können hier nicht diskutiert werden, da aus der Veröffentlichung von Denker und Hammer [16] nicht hervorgeht, auf welche Weise die Reaktionsrate bestimmt wurde. Die dritte Kurve in der Abbildung 49 zeigt den Vergleich mit der Rate aus der NACRE Kompilation [14], die lediglich auf einer Breit-Wigner Anpassung basiert und nur die Daten von Drotleff et al. [12] berücksichtigt. Für die Extrapolation wurde hier die Breite einer fiktiven $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz bei einer Energie von -302 keV angepasst. Aus den starken Diskrepanzen bei kleinen Temperaturen kann man schließen, dass der Einfluß dieser Resonanz offensichtlich überschätzt wurde. Der Versuch eine ähnliche Breite in der R-Matrix-Analyse dieser Arbeit unter Berücksichtigung aller Datensätze zu erzwingen, resultierte in einer wesentlich höheren quadratischen Abweichung. Insbesondere zeigten die (α, n) -Daten bei höheren Energien und die (α, α) -Streudaten eine schlechtere Anpassung. Betrachtet man allerdings nur den (α, n) -Datensatz von Drotleff et al., so wird die Anpassung besser. Daraus ist zu folgern, dass die Berücksichtigung von Interferenzeffekten mit Resonanzen bei höheren Energien und die Einbeziehung aller Reaktionskanäle für die Festlegung der α -Breite der $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz nahe der Reaktionsschwelle besonders wichtig ist.

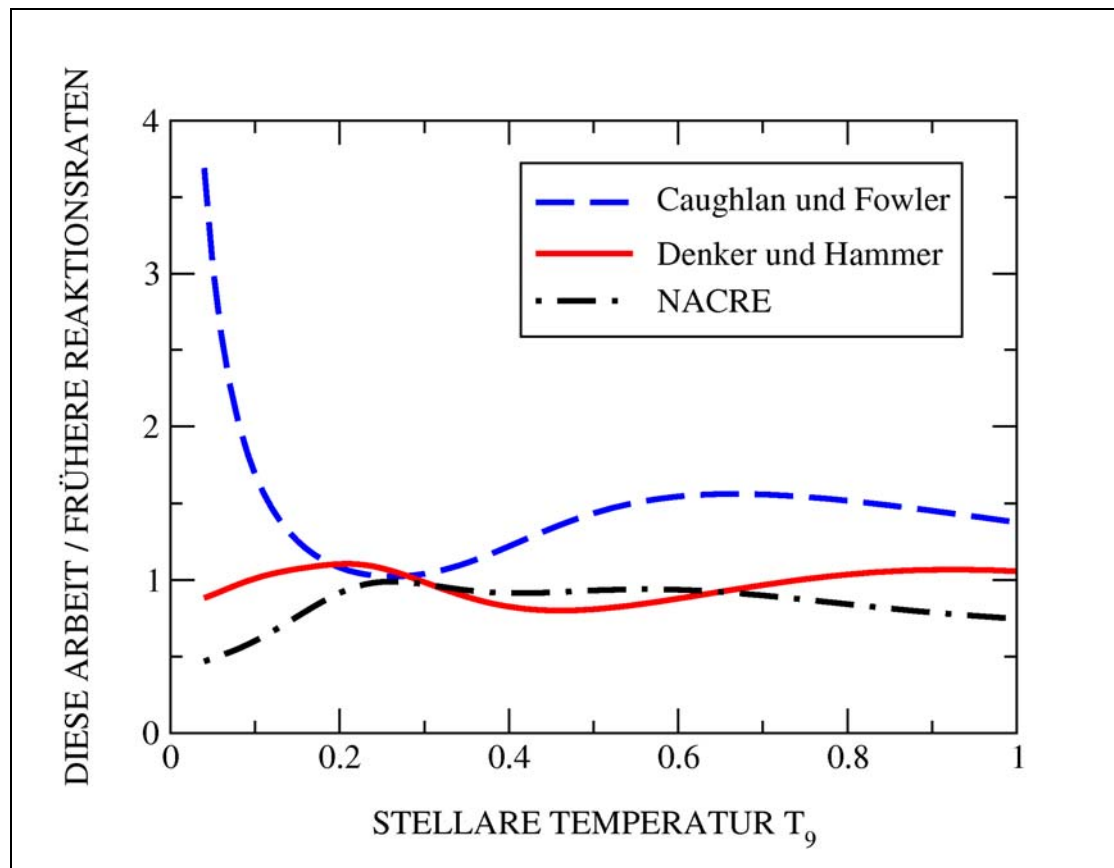


Abbildung 49: Das Verhältnis der in dieser Arbeit bestimmten Reaktionsrate zu früheren Ergebnissen in Abhängigkeit von der Temperatur T_9 ($=10^9$ K). Die rote Linie zeigt den Vergleich der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktionsrate zu Caughlan und Fowler [13], die blaue Linie gibt das Verhältnis zur Rate von Denker und Hammer [16] und die schwarze Linie das Verhältnis zur NACRE-Rate an.

Neben den oben diskutierten früheren Extrapolationen stehen zwei weitere Arbeiten zur Verfügung, die aber keine Zahlenwerte für den S-Faktor, bzw. die Reaktionsrate angeben. Hale [15], dessen Extrapolation ebenfalls auf einer R-Matrix-Analyse beruht, findet einen starken Anstieg des S-Faktors bei kleinen Energien. Er folgert, dass der S-Faktor knapp oberhalb der Schwelle den Wert von Caughlan und Fowler um zwei Größenordnungen übertrifft und führt dieses Verhalten auf die $J = 1/2$ Resonanzen auf beiden Seiten der Reaktionsschwelle zurück. Im Vergleich zu dieser Arbeit musste Hale die gemessenen Querschnitte bei niedrigen Energien mit einem Faktor 1.17 renormieren, um eine gute Anpassung zu bekommen. Aus der entsprechenden Abbildung seiner Veröffentlichung kann ein Wert von $2.5 \cdot 10^6$ MeV·barn für den S-Faktor bei einer Energie von 190 keV (entspricht etwa einer Temperatur von $0.1 \cdot T_9$) entnommen werden. Da dieser Wert etwa doppelt so groß ist, wie der in dieser Arbeit bestimmte S-Faktor, kann in erster Näherung darauf geschlossen werden, dass auch die Reaktionsrate mindestens um denselben Faktor erhöht sein wird.

Descouvemont und Baye [53] führten in ihrer Arbeit eine mikroskopische Analyse durch und erhalten qualitativ ebenfalls einen starken Anstieg des S-Faktors bei kleinen Energien. Auch in diesem Fall wird der Anstieg durch die $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz knapp oberhalb der Schwelle erklärt. Bei einer Energie von 190 keV erhält Descouvemont einen S-Faktor von etwa $2.3 \cdot 10^6$ MeV·barn (ebenfalls aus einer Abbildung der Veröffentlichung abgelesen). D.h. auch in

diesem Fall erwartet man mindestens um einen Faktor zwei grössere Werte für die Reaktionsrate. Tabelle 13 zeigt eine Übersicht aller bisher berichteten Reaktionsraten bei einer Temperatur von $0.1 \cdot T_9$.

Tabelle 13: Zusammenfassung der diskutierten Reaktionsraten ($T = 0.1 \cdot T_9$) und Vergleich mit der Rate dieser Arbeit.

Arbeit	Reaktionsrate bei $0.1 \cdot T_9$ in $10^{-14} \text{ cm}^3/\text{mole/s}$
Descouvemont 1987 [54]	Mindestens 2 mal grösser als diese Arbeit.
Caughlan und Fowler 1988 [13]	2.58
Denker und Hammer 1995 [16]	4.32
Hale 1997 [15]	Mindestens 2 mal grösser als diese Arbeit.
NACRE 1999 [14]	$7.24^{+1.25}_{-4.98}$
Diese Arbeit	$4.36^{+0.94}_{-0.96}$

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass alle Arbeiten einen Anstieg des S-Faktors zu kleinen Energien favorisieren, was auf den Einfluss der kritischen $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz knapp oberhalb der Reaktionsschwelle zurückgeführt wird. Die Auswirkung dieser Resonanz auf den S-Faktor und damit auf die Reaktionsrate bleibt jedoch weiterhin unsicher. Die verschiedenen Verfahren stimmen insofern überein, dass sie eine wesentlich kleinere Reaktionsrate ausschließen, wie sie sich aus einem verschwindenden Einfluss der $J^\pi = 1/2^+$ Resonanz ergeben würde.

Abschließend sollte noch erwähnt werden, dass während der Dauer dieser Arbeit auch der astrophysikalische S-Faktor der $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ Reaktion mit Hilfe einer R-Matrix-Anpassung von Mukhamedzhanov et al. [55] verbessert wurde. Der von Mukhamedzhanov et al. berechnete S-Faktor ist bei Temperaturen von $T_9 < 1$ im Durchschnitt um einen Faktor 1.17 größer als der bisherige Wert. Eine höhere $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ -Rate beeinflusst die Neutronenbilanz beim He-Brennen in doppelter Hinsicht: Die Reduktion der ^{13}C -Häufigkeit führt direkt auf eine geringere Neutronenproduktion, wohingegen der in der $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ -Reaktion gebildete ^{14}N wegen seines großen (n,p)-Querschnitts als Neutronengift wirkt.

Aus dieser Diskussion lassen sich bezüglich der in der Einleitung aufgeworfenen Fragen folgende Aussagen für die Astrophysik treffen:

- Die Unsicherheiten der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion konnten in dieser Arbeit durch sorgfältige Messungen zur Verbesserung der Reaktionsquerschnitte für den (α,n) - und den (α,α) -Kanal und eine umfassende R-Matrix-Analyse aller Reaktionskanäle entscheidend eingeschränkt werden.
- Demnach ist eine um einen Faktor zwei kleinere Reaktionsrate praktisch auszuschließen, zumindest aber sehr unwahrscheinlich. Dieses Ergebnis bestätigt die

derzeitige Rolle der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion als Hauptneutronenquelle für den s-Prozess in thermisch pulsierenden AGB Sternen von 1 – 3 Sonnenmassen. Insbesondere ist dieses Ergebnis mit der Vorstellung einer getrennten Neutronenproduktion (Abbildung 6) über die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ Reaktion (im Verlauf der längeren H-Brennphase) und über die $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)$ Reaktion (während des darauffolgenden, kurzen He-Brennens) voll verträglich.

- Zur direkten Einbindung der Ergebnisse dieser Arbeit in Sternmodellrechnungen wurde eine analytische Formel für die Temperaturabhängigkeit der $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktionsrate angegeben. Auf diese Weise können Neutronendichten und Neutronenprofile bei künftigen Untersuchungen zur stellaren s-Prozess-Synthese verbessert werden.
- Mit den neuen Raten für $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ und $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ stehen jetzt zuverlässige Werte für zwei kritische Kernphysik-Parameter zur Verfügung. Damit kann die Neutronenproduktion in zukünftigen Sternmodellrechnungen für die He-Brennphase in AGB-Sternen soweit verbessert werden, dass die entstehenden s-Häufigkeiten zur Diagnose der Modelle selbst interpretiert werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [2] D. D. Clayton, W. A. Fowler, T. E. Hull, and B. A. Zimmerman, *Ann. Phys.* **12**, 331 (1961).
- [3] K. Takahashi and K. Yokoi, *Atomic Data Nucl. Data Tables* **36**, 375 (1987).
- [4] K. A. Toukan, K. Debus, F. Käppeler, and G. Reffo, *Phys. Rev. C* **51**, 1540 (1995).
- [5] M. Busso, R. Gallino, and G. J. Wasserburg, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **37**, 239 (1999).
- [6] F. Herwig, T. Blöcker, D. Schönberner, and M. E. Eid, *Astron. Astrophys.* **324**, L81 (1997).
- [7] C. Travaglio, R. Gallino, M. Busso, and R. Gratton, *Ap. J.* **459**, 346 (2001).
- [8] G. Wallerstein, I. I. Jr., P. D. Parker, A. M. Boesgaard, G. M. Hale, A. E. Champagne, C. A. Barnes, F. Käppeler, V. V. Smith, et al., *Rev. Mod. Phys.* **69**, 995 (1997).
- [9] C. Arlandini, F. Käppeler, K. Wisshak, R. Gallino, M. Lugaro, M. Busso, and O. Straniero, *Ap. J.* **525**, 886 (1999).
- [10] C. E. Rolfs and W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos* (The University of Chicago Press, Chicago, 1988).
- [11] S. E. Kellogg, R. B. Vogelaar, and R. W. Kavanagh, *Bull. Am. Phys. Soc.* **34**, 1192 (1989).
- [12] H. W. Drotleff, A. Denker, H. Knee, M. Soine, G. Wolf, J. W. Hammer, U. Greife, C. Rolfs, and H.-P. Trautvetter, *Ap. J.* **414**, 735 (1993).
- [13] G. R. Caughlan and W. A. Fowler, *Atomic Data Nucl. Data Tables* **40**, 291 (1988).
- [14] C. Angulo and e. al., *Nucl. Phys. A* **656**, 3 (1999).
- [15] G. M. Hale, *Nucl. Phys. A* **621**, 177c (1997).
- [16] A. Denker and J. W. Hammer, in *Nuclei in the Cosmos '94*, edited by M. a. G. Busso, R. and Raiteri, C.M., New York, 1995), p. 255.
- [17] K. Wisshak, K. Guber, F. Käppeler, J. Krisch, H. Müller, G. Rupp, and F. Voss, *Nucl. Instr. Meth. A* **292**, 595 (1990).
- [18] B. K. Barnes, T. A. Belote, and J. R. Risser, *Phys. Rev.* **140**, B616 (1965).
- [19] G. W. Kerr, J. M. Morris, and J. R. Risser, *Nucl. Phys. A* **110**, 637 (1968).
- [20] C. N. Davids, *Nucl. Phys. A*, 619 (1967).
- [21] C. R. Brune, I. Licot, and R. W. Kavanagh, *Phys. Rev. C* **48**, 3119 (1993).
- [22] J. K. Bair and F. X. Haas, *Phys. Rev. C* **7**, 1356 (1973).
- [23] Y. Baudinet-Robinet, *Nucl. Instr. and Meth.* **190**, 197 (1981).
- [24] J. F. Ziegler, *Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in all Elements*, New York, 1980).
- [25] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* **413**, 1 (1984).
- [26] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* **475**, 1 (1987).
- [27] D. Habs, F. S. Stephens, and R. M. Diamond, report LBL-8945, Lawrence Berkeley Laboratory (1979).
- [28] J. Apostolakis, Report CERN W5013, CERN (1993).
- [29] C. Zeitnitz and T. A. Gabriel, *Nucl. Instr. Meth.* **A349**, 106 (1994).
- [30] M. Uhl and J. Kopecky, in *Nuclei in the Cosmos 1992*, edited by F. Käppeler and K. Wisshak, Bristol, 1993), p. 259.

-
- [31] F. Becvár, P. Cejnar, J. Honzatko, I. Tomandl, F. Gunsing, and S. J. Robinson, in *Measurement, Calculation and Evaluation of Photon Producing Data*, edited by C. a. M. Coceva, A. and Ventura, A., Bologna, 1994), p. 81.
- [32] F. Becvár and M. Krticka, (private Mitteilung, 1999).
- [33] Z. Chunmei, Nucl. Data Sheets **81**, 183 (1997).
- [34] G. Deconninck and J. Royen, Nucl. Instr. and Meth. **75**, 266 (1969).
- [35] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **506**, 1 (1990).
- [36] P. Endt, *Nuclear reactions* (North- Holland Publ. Co., Amsterdam, 1959).
- [37] A. M. Lane and R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).
- [38] N. M. Larson, Report ORNL/TM-9179/R5, Oak Ridge National Laboratory (2000).
- [39] D. Tilley and H. Weller, Nucl. Phys. A **564**, 1 (1993).
- [40] R. O. Sayer, L. C. Leal, N. M. Larson, R. R. Spencer, and R. Q. Wright, Report ORNL/TM-2000/212, Oak Ridge National Laboratory (2000).
- [41] S. W. Cierjacks, P. Forti, D. Kopsch, L. Kropp, J. Nebe, and H. Unseld, Report KFK-1000, Forschungszentrum Karlsruhe (1968).
- [42] M. Ohkubo, in *private Mitteilung an NNDC, BNL*, 1984).
- [43] S. W. Cierjacks, F. Hinterberger, G. Schmalz, D. Erbe, P. V. Rossen, and B. Leugers, Nucl. Instr. and Meth. **169**, 185 (1980).
- [44] J. L. Fowler, C. H. Johnson, and R. M. Feezel, Phys. Rev. C **8**, 545 (1973).
- [45] R. O. Lane, A. S. Langsdorf, J. E. Monahan, and A. J. Elwyn, Ap. J. **12**, 135 (1961).
- [46] I. Shouky, Report KFK-2503, Forschungszentrum Karlsruhe (1977).
- [47] R. O. Nelson, M. B. Chadwick, A. Michaudon, and P. G. Young, Nucl. Sci. Eng. **138**, 105 (2001).
- [48] J. Seitz and P. Huber, Helv. Phys. Acta. **28**, 227 (1955).
- [49] R. B. Walton, J. D. Clement, and F. Boreli, Phys. Rev. **107**, 1065 (1957).
- [50] E. A. Davis, T. W. Bonner, J. D. W. Worley, and R. Bass, Nucl. Phys. **48**, 169 (1963).
- [51] K. K. Sekharan, A. S. Divatia, and M. K. Metha, Phys. Rev. **156**, 1187 (1967).
- [52] P. R. Bevington and D. K. Robinson, *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (McGraw-Hill, New York, 1994).
- [53] P. Descouvemont, Phys. Rev. C **36**, 2006 (1987).
- [54] P. Descouvemont and D. Baye, Nucl. Phys. A **567**, 341 (1994).
- [55] A. M. Mukhamedzhanov, A. Azhari, V. Burjan, C. A. Gagliardi, V. Kroha, A. Sattarov, X. Tang, L. Trache, and R. E. Tribble, Phys. Rev. C **66**, 027602 (2002).
- [56] M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1974).

Anhang A – R-Matrix Theorie

In Kapitel 4 wurde das Prinzip der R-Matrix Analyse unter der vereinfachenden Annahme eines radial-symmetrischen Potentials, das für $r > a$ verschwindet, erläutert. In diesem Anhang wird gezeigt, wie man den R-Matrix Formalismus auf allgemeinere Fälle anwenden kann.

Eine Kernreaktion $a + A \rightarrow b + B$ kann in zwei Schritten beschrieben werden. Zunächst wird durch das Aufeinandertreffen der beiden Reaktionspartner a und A ein Zwischenkern gebildet, wobei die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende kinetische Energie unter vielen Nukleonen geteilt wird. Erst wenn durch statistische Prozesse ein Nukleon, oder eine Gruppe von Nukleonen, genügend Energie hat, den Kern zu verlassen, zerfällt der Zwischenkern in seine Endprodukte b und B . Die verschiedenen Paare, die den Zwischenkern bilden, bzw. die Zerfallspaare, werden als Reaktionskanäle bezeichnet.

Jeder Reaktionskanal kann durch Angabe eines Satzes von Eigenschaften $\{\alpha, l, s, J, m_J\}$ charakterisiert werden. Dabei spezifiziert α die Reaktionspartner, l ist das relative Drehmoment des Paares, s ist der Kanalspin, der sich aus der Vektorsumme der Kernspins der Reaktionspartner ($\vec{s} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2$) ergibt, J ist das totale Drehmoment ($\vec{J} = \vec{s} + \vec{l}$) und m_J ist die z -Komponente des totalen Drehmoments. Den Abstand der Reaktionspartner, bei dem die starke Kernkraft zu wirken beginnt und der Zwischenkern gebildet wird, bezeichnet man als Reaktionsradius a . Als Näherungswert ergibt sich der Reaktionsradius als Abstand der beiden Reaktionspartner, wenn sich die Oberflächen berühren.

Sind die Reaktionspartner bzw. die Reaktionsprodukte weit voneinander entfernt, so bewegen sie sich, abgesehen von der langreichweitigen Coulomb-Kraft, unabhängig voneinander. Im Schwerpunktsystem kann dies durch eine einlaufende bzw. auslaufende Welle beschrieben werden. Das grundlegende Prinzip des R-Matrix-Formalismus besteht also darin, die Reaktion in zwei Gebiete aufzuteilen und dann anschließend die Wellenfunktionen der beiden Gebiete auf dem Rand anzupassen.

Für das äußere Gebiet erhält man die Wellenfunktion durch Lösen der Hamilton-Gleichung

$$H \cdot \Psi = E \cdot \Psi \quad (\text{F 56})$$

wobei der Hamilton-Operator H

$$H = H_0 + H_{\text{coul}} + H_{\alpha 1} + H_{\alpha 2} \quad (\text{F 57})$$

aus vier Termen zusammengesetzt ist. Dabei beschreibt

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2 \cdot M} \nabla_{\mathbf{R}}^2 \quad (\text{F 58})$$

die Schwerpunktsbewegung,

$$H_{\text{coul}} = -\frac{\hbar^2}{2 \cdot M} \nabla_{r_\alpha}^2 + V_{\text{coul}}(r_\alpha) \quad (\text{F 59})$$

steht für die Relativbewegung der beiden Zerfallspartner im Coulomb-Potential V_{coul} und

$$H_{\alpha_1} = (T_{\text{int}})_{\alpha_1} + (V_{\text{int}})_{\alpha_1} \text{ bzw. } H_{\alpha_2} = (T_{\text{int}})_{\alpha_2} + (V_{\text{int}})_{\alpha_2} \quad (\text{F 60})$$

geben die internen Anregungen der beiden Teilchen α_1 und α_2 wieder. Als Lösung dieser Wellengleichung erhält man eine Wellenfunktion Ψ

$$\Psi = \varphi(R) \cdot \chi(r_\alpha) \cdot \Psi_{\alpha_1}(q_{\alpha_1}) \cdot \Psi_{\alpha_2}(q_{\alpha_2}), \quad (\text{F 61})$$

deren einzelne Produkte Lösungen der oben genannten Hamilton-Gleichungen sind. Die beiden Wellenfunktionen für die interne Anregungen der beiden Zerfallspartner können mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten zu einer Funktion der Form

$$\Psi_{asv} = \sum_{i_1+i_2=v} (I_1 I_2 i_1 i_2 | s v) \cdot \Psi_{\alpha_1 I_1 i_1} \cdot \Psi_{\alpha_2 I_2 i_2} \quad (\text{F 62})$$

zusammengefasst werden.

Für die Relativbewegung der Zerfallspaare im Coulomb-Potential erhält man eine Wellenfunktion der Form

$$\chi \propto \frac{u_{\alpha sl}(r_\alpha)}{r_\alpha} \cdot (i^l \cdot Y_m^l(\theta)) \quad (\text{F 63})$$

wobei sich die Kugelfunktionen $Y(\theta)$ als Lösung der winkelabhängigen Gleichung ergeben, während $u_{\alpha sl}$ Lösungen der radialen Schrödinger-Gleichung sind.

Für positive Energien erhält man zwei linear unabhängige Funktionen

$$I_c = (G_c - i \cdot F_c) \cdot \exp(i \cdot \omega_c) \quad (\text{F 64})$$

$$O_c = (G_c + i \cdot F_c) \cdot \exp(-i \cdot \omega_c), \quad (\text{F 65})$$

die einlaufende (I) und auslaufende (O) Wellen beschreiben und in Abhängigkeit der regulären und irregulären Coulomb-Wellenfunktionen F und G ausgedrückt werden können. ω_c ist die Phasenverschiebung aufgrund der Streuung am Coulomb-Potential.

Dadurch ergeben sich die kompletten Wellenfunktionen für das äußere Gebiet zu

$$I_{\alpha slm} = (i^l \cdot Y_m^l) \frac{I_{\alpha l}}{\sqrt{v_\alpha} \cdot r_\alpha} \Psi_{asv} \quad (\text{F 66})$$

$$O_{\alpha slm} = (i^l \cdot Y_m^l) \cdot \frac{O_{\alpha l}}{\sqrt{v_\alpha \cdot r_\alpha}} \cdot \psi_{\alpha sv} \quad (\text{F 67})$$

Lässt man die radiale Lösung außer acht, so kann auch die Oberflächenfunktion

$$\varphi_{\alpha slm} = \frac{1}{r_\alpha} \cdot \psi_{\alpha sv} \cdot (i^l \cdot Y_m^l) \quad (\text{F 68})$$

definiert werden. Diese hat die Eigenschaft, dass sie normiert und orthogonal auf dem Rand ist.

Der innere Bereich wird durch Wellenfunktionen des Zwischenkerns beschrieben. Da diese im allgemeinen sehr komplex und deshalb unbekannt sind, werden sie durch eine Anzahl von Parametern beschrieben, die anschließend durch Anpassung an experimentelle Daten bestimmt werden. Diese Parametrisierung soll im folgenden näher beschrieben werden.

Die Gleichung der Wellenfunktion lässt sich im allgemeinen Fall durch die Hamilton-Gleichung

$$H \cdot \Psi_{Jm} = E \cdot \Psi_{Jm} \quad (\text{F 69})$$

beschreiben. Durch Forderung einer willkürlichen Randbedingung

$$\frac{D_{\lambda c}}{V_{\lambda c}} = B_c \quad (\text{F 70})$$

kann die Wellenfunktion auch im allgemeinen Fall nach dem kompletten Satz von Eigenfunktionen $X_{\lambda Jm}$ entwickelt werden. Dabei gibt die Größe

$$V_c = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 \cdot M_c \cdot a_c}} \cdot u_c(a_c) \quad (\text{F 71})$$

den Wert der Wellenfunktion u_c auf dem Rand und

$$D_c = \sqrt{\frac{\hbar^2 \cdot a_c}{2 \cdot M_c}} \cdot \left(\frac{du_c}{dr_c} \right)_{r_c=a_c} \quad (\text{F 72})$$

gibt den Wert der Ableitung auf dem Rand an. Die Randbedingung fordert also einen willkürlichen Wert B_c für die logarithmische Ableitung auf dem Rand. Die Entwicklung der Wellenfunktion lautet

$$\Psi_{Jm} = \sum_{\lambda} A_{\lambda J} \cdot X_{\lambda Jm} \quad (\text{F 73})$$

mit den Entwicklungskoeffizienten

$$A_\lambda = \int_r X_\lambda^* \Psi dr. \quad (\text{F 74})$$

Durch Anwendung des Greenschen Theorems können die folgenden, fundamentalen R-Matrix-Beziehungen hergeleitet werden [37]:

$$V_{c'} = \sum_c R_{c'c} D_c^0 \quad (\text{F 75})$$

$$\text{mit } R_{c'c} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c'} \cdot \gamma_{\lambda c}}{E_\lambda - E} \text{ und } D_c^0 = D_c - B_c V_c. \quad (\text{F 76})$$

Die reduzierten Breiten, die auch durch das Oberflächenintegral

$$\gamma_{\lambda c} \equiv V_{\lambda c} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 \cdot M_c \cdot a_c}} \cdot \int X_{\lambda JM} dS \quad (\text{F 77})$$

ausgedrückt werden können, stehen als Parameter zur Verfügung und können an die Datenpunkte angepasst werden. Sie sind mit den Resonanzbreiten Γ durch die Beziehung

$$\Gamma_{\lambda c} = 2 \cdot P_c \cdot \gamma_{\lambda c}^2 \quad (\text{F 78})$$

verknüpft.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts erfolgt wiederum über die Reaktionsmatrix U . In allgemeiner Form kann die externe Wellenfunktion als Superposition von einlaufenden und auslaufenden Wellen für jeden Kanal ausgedrückt werden,

$$\Psi = \sum_c (x_c O_c + y_c I_c), \quad (\text{F 79})$$

wobei x_c und y_c für die Amplituden der einlaufenden bzw. auslaufenden Wellen des entsprechenden Kanals c stehen. Die Reaktionsmatrix U gibt dann die Abhängigkeit der Amplituden an:

$$x_{c'} = - \sum_c U_{c'c} y_c \quad (\text{F 80})$$

Gleicht man nun die logarithmische Ableitung dieser externen Wellenfunktion und der internen Wellenfunktion auf dem Rand an, so ergibt sich die Reaktionsmatrix U in Abhängigkeit der R-Matrix zu

$$U^J = \rho^{1/2} \cdot O^{-1} \cdot (1 - R^J \cdot L^0)^{-1} \cdot (1 - R^J \cdot L^0) \cdot I \cdot \rho^{-1/2}, \quad (\text{F 81})$$

mit

$$L^0 = L - B \quad (\text{F 82})$$

$$L^0 = L - B \quad (\text{F 83})$$

$$\rho = k \cdot r \quad (\text{F 84})$$

$$L = S + i \cdot P \quad (\text{F 85})$$

Dabei wird S als „shift“-Faktor und P als „penetration“-Faktor bezeichnet. Die beiden Faktoren können durch die reguläre und irreguläre Lösung der Coulomb-Wellengleichung und ihre Ableitungen ausgedrückt werden. Für positive Energien erhält man

$$S_c^+ = \left[\rho_c \cdot \frac{(F_c \cdot F'_c + G_c \cdot G'_c)}{F_c^2 + G_c^2} \right]_{r_c=a_c} \quad (\text{F 86})$$

$$P_c^+ = \left[\frac{\rho_c}{F_c^2 + G_c^2} \right]_{r_c=a_c} \quad (\text{F 87})$$

und für negative Energien, also Resonanzen unterhalb der Schwelle gilt

$$S_c^- = \left[\frac{\rho_c \cdot W'_c}{W_c} \right]_{r_c=a_c} \quad (\text{F 88})$$

$$P_c^- = 0. \quad (\text{F 89})$$

In der Definition von S^- treten die Whittaker-Funktionen W [56] auf. Mit Ausnahme der R-Matrix handelt es sich bei den Größen in Gleichung (F81) ausschließlich um diagonale Matrizen.

Aus der Reaktionsmatrix U kann schließlich der Wirkungsquerschnitt errechnet werden [37]. Für die Reaktion eines Teilchenpaares a mit dem Spin s in den Endzustand a' und s' erhält man

$$\frac{d\sigma_{as,as'}}{d\Omega_{a'}} = \frac{\pi}{(2s+1)k_a^2} \left[(2s+1) |C_{a'}(\theta_{a'})|^2 \delta_{a's',as} + \frac{1}{\pi} \sum_L B_L(a's',as) P_L(\cos\theta_{a'}) + \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{J,1} (2J+1) 2\text{Re} \left[i T_{a's'l,asl}^J C_{a'}(\theta_{a'}) P_1(\cos\theta_{a'}) \right] \right] \quad (\text{F 90})$$

mit

$$C_a(\theta_a) = \frac{\eta_a}{\sqrt{4\pi}} \frac{\exp\left[-2i\eta_a \log\left(\sin\left(\frac{\theta_a}{2}\right)\right)\right]}{\sin^2\left(\frac{\theta_a}{2}\right)} \quad (\text{F 91})$$

$$B_L(a's', as) = \frac{(-)^{s-s'}}{4} \sum_{J_1 J_2 l_1 l_2 l'_1 l'_2} \bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) \bar{Z}(l'_1 J_1 l'_2 J_2, s'L) (T_{a's'l'_1, asl_1}^{J_1}) (T_{a's'l'_2, asl_2}^{J_2})^* \quad (\text{F 92})$$

$$\bar{Z}(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) = (2l_1 + 1)^{\frac{1}{2}} (2l_2 + 1)^{\frac{1}{2}} (2J_1 + 1)^{\frac{1}{2}} (2J_2 + 1)^{\frac{1}{2}} (l_1 l_2 00 | L0) W(l_1 J_1 l_2 J_2, sL) \quad (\text{F 93})$$

Dabei ist die Transmissionsmatrix T durch die Beziehung

$$T_{a's'l', asl}^J = \exp(2i\omega_{a'l'}) \delta_{a's'l', asl} - U_{a's'l', asl}^J \quad (\text{F 94})$$

mit der Reaktionsmatrix verknüpft.

Der Wirkungsquerschnitt in Gleichung (F90) setzt sich aus drei Termen zusammen. Der erste Term repräsentiert reine Coulomb-Streuung, der zweite steht für die Teilchenreaktion und Resonanzstreuung und beim dritten handelt es sich um einen Interferenz-Term. Um den Wirkungsquerschnitt zwischen zwei Teilchenpaaren zu erhalten, müssen die Beiträge verschiedener Kanalspins aufsummiert werden. Dadurch erhält man

$$\frac{d\sigma_{aa'}}{d\Omega_{a'}} = \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_s \sum_{s'} \frac{1}{(2s + 1)} \frac{d\sigma_{as, a's'}}{d\Omega_{a'}} \quad (\text{F 95})$$

als abschließende Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Anhang B – SAMMY Eingabe Dateien

Im folgenden werden die Eingabe-Dateien der R-Matrix-Analyse, die mit dem Computerprogramm SAMMY durchgeführt wurde, dargestellt. Die Bedeutungen der Zahlen können dem SAMMY-Handbuch entnommen werden[38].

Dateien zum Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,\text{tot})$

Cierjacks et al. 1968 [41]:

```

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha
16O      15.994900  000001.0 1500.E+06 500      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values
do not suppress any intermediate results

      293.0      57.238      0.010      0.0      0.0036      5.0      0.0
      3.80000      0.3292
TOTAL CROSS SECTION
0.00000
1      1      1      3      0.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      0      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      3      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      3      -3.5      0.000      6130000.
2      1      1      3      -0.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      0      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      2      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      4      -3.5      0.000      6130000.
3      1      1      3      -1.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      4      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      2      -3.5      0.000      6130000.
4      1      1      3      1.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      1      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      5      -3.5      0.000      6130000.
5      1      1      3      2.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      5      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      1      -3.5      0.000      6130000.
6      1      1      3      -2.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      0      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      6      -3.5      0.000      6130000.
7      1      1      3      -3.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      6      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      0      -3.5      0.000      6130000.
8      1      1      3      3.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      1      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      7      -3.5      0.000      6130000.
9      1      1      3      4.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      5      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      7      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      1      -3.5      0.000      6130000.
10     1      1      3      -4.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      0      5      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      0      2      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      0      8      -3.5      0.000      6130000.

```

Cierjacks et al. 1980 [43]:

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha, Ch 3 = inelastic
 160 15.994900 000001.0 1500.E+06 500 2

chi squared is wanted

csisrs

cm coulomb excitation energies

cm non coulomb excitation energies

generate odf file automatically

use new spin group format

do not solve bayes equations

print debug information

print theoretical values

print reduced widths

do not suppress any intermediate results

	293.0	189.25	0.025	0.0	0.0007	5.0	0.0				
	3.80000	1.201									
TOTAL CROSS SECTION											
	0.00000										
1	1	3	0.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 3	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 3	-3.5	0.000	6130000.					
2	1	3	-0.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 1	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 0	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 2	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 4	-3.5	0.000	6130000.					
3	1	3	-1.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 1	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 4	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 2	-3.5	0.000	6130000.					
4	1	3	1.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 2	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 1	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 5	-3.5	0.000	6130000.					
5	1	3	2.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 2	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 5	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 1	-3.5	0.000	6130000.					
6	1	3	-2.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 3	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 0	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 6	-3.5	0.000	6130000.					
7	1	3	-3.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 3	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 6	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 0	-3.5	0.000	6130000.					
8	1	3	3.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 4	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 1	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 7	-3.5	0.000	6130000.					
9	1	3	4.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 4	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 5	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 7	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 1	-3.5	0.000	6130000.					
10	1	3	-4.5	1.0	0.0						
1	1	0	0 0 5	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 0 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0 2	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0 8	-3.5	0.000	6130000.					

Fowler et al. 1973 [44]:

```

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha
160      15.994900  000001.0 1500.E+06 500      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values
do not suppress any intermediate results

      293.0      41.0      0.010      0.0      0.001      5.0      0.0
      3.80000      0.3194
TOTAL CROSS SECTION
0.00000
1      1      1      3      0.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      0      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      3      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      3      -3.5      0.000      6130000.
2      1      1      3      -0.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      0      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      2      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      4      -3.5      0.000      6130000.
3      1      1      3      -1.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      4      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      2      -3.5      0.000      6130000.
4      1      1      3      1.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      1      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      5      -3.5      0.000      6130000.
5      1      1      3      2.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      5      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      1      -3.5      0.000      6130000.
6      1      1      3      -2.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      0      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      6      -3.5      0.000      6130000.
7      1      1      3      -3.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      6      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      0      -3.5      0.000      6130000.
8      1      1      3      3.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      1      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      7      -3.5      0.000      6130000.
9      1      1      3      4.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      5      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      7      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      1      -3.5      0.000      6130000.
10     1      1      3      -4.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      5      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      0      2      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      0      8      -3.5      0.000      6130000.

```

Ohkubo 1984 [42]:

```

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha
160      15.994900  000001.0 1500.E+06 500      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values
do not suppress any intermediate results

```

	293.0	47.00	0.010	0.0	0.025	5.0	0.0				
	3.80000	1.0000									
TOTAL CROSS SECTION											
	0.00000										
1	1	3 0.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 0	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 3	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 3	-3.5	0.000	6130000.						
2	1	3 -0.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 1	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 0	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 2	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 4	-3.5	0.000	6130000.						
3	1	3 -1.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 1	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 4	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 2	-3.5	0.000	6130000.						
4	1	3 1.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 2	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 1	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 5	-3.5	0.000	6130000.						
5	1	3 2.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 2	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 5	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 1	-3.5	0.000	6130000.						
6	1	3 -2.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 3	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 0	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 6	-3.5	0.000	6130000.						
7	1	3 -3.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 3	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 6	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 0	-3.5	0.000	6130000.						
8	1	3 3.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 4	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 1	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 7	-3.5	0.000	6130000.						
9	1	3 4.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 4	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 5	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 7	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 1	-3.5	0.000	6130000.						
10	1	3 -4.5	1.0	0.0							
1	1	0 0 5	0.5	0.000	0.000						
2	2 1	6 0 0 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335		4.0026	
3	1	0 0 2	-2.5	0.000	6130000.						
4	1	0 0 8	-3.5	0.000	6130000.						

Dateien zum doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,n)$

Lane et al. 1961 [45]:

```

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha
160      15.994900  000001.0 1500.E+06 3000      2
chi squared is wanted
differential data is in ascii file
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      1.5      0.0001      0.0      0.0002      5.0      0.0
      3.80000      1.000
differential elastic
      8      23.2      40.1      57.0      74.2      94.1      110.7      128.5
      144.2
      1.0
      0.00000
1      1      3      0.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      0      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      3      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      3      -3.5      0.000      6130000.
2      1      3      -0.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      0      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      2      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      4      -3.5      0.000      6130000.
3      1      3      -1.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      4      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      2      -3.5      0.000      6130000.
4      1      3      1.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      1      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      5      -3.5      0.000      6130000.
5      1      3      2.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      5      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      1      -3.5      0.000      6130000.
6      1      3      -2.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      0      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      6      -3.5      0.000      6130000.
7      1      3      -3.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      6      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      0      -3.5      0.000      6130000.
8      1      3      3.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      1      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      7      -3.5      0.000      6130000.
9      1      3      4.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      5      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      7      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      1      -3.5      0.000      6130000.
10     1      3      -4.5      1.0      0.0
      1      1      0      0      5      0.5      0.000      0.000
      2      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      3      1      0      1      2      -2.5      0.000      6130000.
      4      1      0      1      8      -3.5      0.000      6130000.

```


Shouky 1977 [46]:

```

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha
160      15.994900  000001.0 1500.E+06 3000      2
chi squared is wanted
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
differential data is in ascii file
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      58.0      0.0500      0.0      0.0020      5.0      0.0
3.80000      1.000
differential elastic
1      120.0
      1.0
0.00000
1      1      3      0.5      1.0      0.0
1      1      0      0      0      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      3      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      3      -3.5      0.000      6130000.
2      1      3      -0.5      1.0      0.0
1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      0      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      2      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      4      -3.5      0.000      6130000.
3      1      3      -1.5      1.0      0.0
1      1      0      0      1      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      4      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      2      -3.5      0.000      6130000.
4      1      3      1.5      1.0      0.0
1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      1      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      5      -3.5      0.000      6130000.
5      1      3      2.5      1.0      0.0
1      1      0      0      2      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      5      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      1      -3.5      0.000      6130000.
6      1      3      -2.5      1.0      0.0
1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      0      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      6      -3.5      0.000      6130000.
7      1      3      -3.5      1.0      0.0
1      1      0      0      3      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      6      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      0      -3.5      0.000      6130000.
8      1      3      3.5      1.0      0.0
1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      1      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      7      -3.5      0.000      6130000.
9      1      3      4.5      1.0      0.0
1      1      0      0      4      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      5      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      7      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      1      -3.5      0.000      6130000.
10     1      3      -4.5      1.0      0.0
1      1      0      0      5      0.5      0.000      0.000
2      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
3      1      0      1      2      -2.5      0.000      6130000.
4      1      0      1      8      -3.5      0.000      6130000.

```

Dateien zum inelastischen Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,n'\gamma)$

Nelson et al. 2001 [47]:

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha, Ch 3 = inelastic

16O 15.994900 000001.0 1500.E+06 500 2

chi squared is wanted

cm coulomb excitation energies

cm non coulomb excitation energies

differential data is in ascii file

generate odf file automatically

use new spin group format

do not solve bayes equations

print debug information

print theoretical values

USE LABORATORY CROSS SECTIONS

do not suppress any intermediate results

	293.0	41.45	0.025	0.0	0.0080	5.0	0.0				
	3.80000	1.201									
differential reaction											
7	90.0		104.0	110.0	125.0	131.0	150.0	159.0			
	1.0		1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0			
0.00000											
1	1	3	0.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 0	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 3	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 3	-3.5	0.000	6130000.					
2	1	3	-0.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 1	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 0	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 2	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 4	-3.5	0.000	6130000.					
3	1	3	-1.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 1	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 4	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 2	-3.5	0.000	6130000.					
4	1	3	1.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 2	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 1	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 5	-3.5	0.000	6130000.					
5	1	3	2.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 2	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 5	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 1	-3.5	0.000	6130000.					
6	1	3	-2.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 3	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 0	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 6	-3.5	0.000	6130000.					
7	1	3	-3.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 3	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 6	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 0	-3.5	0.000	6130000.					
8	1	3	3.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 4	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 1	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 7	-3.5	0.000	6130000.					
9	1	3	4.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 4	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 5	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 7	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 1	-3.5	0.000	6130000.					
10	1	3	-4.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 5	0.5	0.000	0.000					
2	2	1	6 0 1 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	0 2	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	0 8	-3.5	0.000	6130000.					

Dateien zum doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $^{13}\text{C}(\alpha, n)$

Daten dieser Arbeit bei hohen Energien, gemessen mit der großen Streukammer:

```

Channel 1 = alpha, Ch 2 = neutron
13C      13.00335    2000000.0 5180000.0      2
chi squared is wanted
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
differential data is in ascii file
spin of incident particle is +0.0
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
USE LABORATORY CROSS SECTIONS

      293.0      10.15      0.0001      0.0      0.0001      5.0      0.0
      6.70000      1.000
differential elastic
28      75.8      79.0      80.8      84.0      85.8      89.0      90.8      94.0
      95.8      99.0      100.8      105.8      110.8      115.8      120.8      125.8
      130.8      140.8      150.8      160.8      165.9
      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1
      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1
      0.1      0.1      0.1      0.1      0.1
-0.5
1      1      3      0.5      1.000      -0.5      13C      p1/2      ch.1 is alpha
1      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      0      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      3      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      3      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
2      1      3      -0.5      1.000      -0.5      13C      s1/2
1      2      1      6      0      0      0      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      4      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      3      -1.5      1.000      -0.5      13C      d3/2
1      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      4      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      2      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      3      1.5      1.000      -0.5      13C      p3/2
1      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      5      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
5      1      3      2.5      1.000      -0.5      13C      f5/2
1      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      5      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
6      1      3      -2.5      1.000      -0.5      13C      d5/2
1      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      0      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      6      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
7      1      3      -3.5      1.000      -0.5      13C      g7/2
1      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      6      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      0      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
8      1      3      3.5      1.000      -0.5      13C      f7/2
1      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      7      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
9      1      3      4.5      1.000      -0.5      13C      h9/2
1      2      1      6      0      0      5      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      7      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
10     1      3      -4.5      1.000      -0.5      13C      g9/2
1      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      1      5      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      8      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649

```

 Daten dieser Arbeit bei niedrigen Energien, gemessen mit der kleinen Streukammer:

```

Channel 1 = alpha, Ch 2 = neutron
13C      13.00335  2000000.0 5180000.0      2
chi squared is wanted
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
differential data is in ascii file
spin of incident particle is +0.0
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values
USE LABORATORY CROSS SECTIONS

      293.0    10.15    0.0001    0.0    0.0010    5.0    0.0
6.70000    1.000
differential elastic
8      165.0      45.0      65.0      85.0      105.0      105.0      125.0      145.0
      0.927
      -0.5
1      1      3 0.5 1.000 -0.5      13C  p1/2  ch.1 is alpha
1 2 1 6 0 0 1 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 0 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 3 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 3 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
2      1      3 -0.5 1.000 -0.5      13C  s1/2
1 2 1 6 0 0 0 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 1 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 2 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 4 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3      1      3 -1.5 1.000 -0.5      13C  d3/2
1 2 1 6 0 0 2 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 1 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 4 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 2 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4      1      3 1.5 1.000 -0.5      13C  p3/2
1 2 1 6 0 0 1 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 2 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 1 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 5 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
5      1      3 2.5 1.000 -0.5      13C  f5/2
1 2 1 6 0 0 3 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 2 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 5 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 1 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
6      1      3 -2.5 1.000 -0.5      13C  d5/2
1 2 1 6 0 0 2 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 3 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 0 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 6 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
7      1      3 -3.5 1.000 -0.5      13C  g7/2
1 2 1 6 0 0 4 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 3 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 6 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 0 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
8      1      3 3.5 1.000 -0.5      13C  f7/2
1 2 1 6 0 0 3 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 4 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 1 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 7 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
9      1      3 4.5 1.000 -0.5      13C  h9/2
1 2 1 6 0 0 5 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 4 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 7 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 1 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
10     1      3 -4.5 1.000 -0.5      13C  g9/2
1 2 1 6 0 0 4 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
2 1 1 0 1 5 0.5 0.0      -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 1 0 1 2 -2.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 1 0 1 8 -3.5 0.0      3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649

```

Dateien zum Wirkungsquerschnitt $^{16}\text{O}(n,\alpha)$

Seitz et al. 1955 [48]:

```

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha
160      15.994900  000001.0 1500.E+06 500      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      0.16      0.0012      0.0      0.0009      5.0      0.0
      3.80000      1.000
reaction
0.00000
1      1      1      3      0.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      0      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      3      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      3      -3.5      0.000      6130000.
2      1      1      3      -0.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      1      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      0      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      2      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      4      -3.5      0.000      6130000.
3      1      1      3      -1.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      1      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      4      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      2      -3.5      0.000      6130000.
4      1      1      3      1.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      2      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      1      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      1      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      5      -3.5      0.000      6130000.
5      1      1      3      2.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      2      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      5      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      1      -3.5      0.000      6130000.
6      1      1      3      -2.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      3      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      2      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      0      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      6      -3.5      0.000      6130000.
7      1      1      3      -3.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      3      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      6      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      0      -3.5      0.000      6130000.
8      1      1      3      3.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      4      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      3      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      1      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      7      -3.5      0.000      6130000.
9      1      1      3      4.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      4      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      5      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      7      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      1      -3.5      0.000      6130000.
10     1      1      3      -4.5      1.0      0.0
  1      1      1      0      1      5      0.5      0.000      0.000
  2      2      1      6      0      0      4      -0.5      0.000      2215600.      6.70      6.70      13.00335      4.0026
  3      1      1      0      1      2      -2.5      0.000      6130000.
  4      1      1      0      1      8      -3.5      0.000      6130000.

```

Walton et al. 1957 [49]:

```

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha
160      15.994900  000001.0 1500.E+06 500      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      0.16      0.0012      0.0      0.0009      5.0      0.0
3.80000  1.000
reaction
0.00000
1  1  1  3  0.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  0      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  1      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  3      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  3      -3.5  0.000  6130000.
2  1  3  -0.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  1      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  0      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  2      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  4      -3.5  0.000  6130000.
3  1  3  -1.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  1      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  2      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  4      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  2      -3.5  0.000  6130000.
4  1  3  1.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  2      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  1      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  1      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  5      -3.5  0.000  6130000.
5  1  3  2.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  2      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  3      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  5      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  1      -3.5  0.000  6130000.
6  1  3  -2.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  3      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  2      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  0      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  6      -3.5  0.000  6130000.
7  1  3  -3.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  3      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  4      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  6      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  0      -3.5  0.000  6130000.
8  1  3  3.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  4      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  3      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  1      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  7      -3.5  0.000  6130000.
9  1  3  4.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  4      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  5      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  7      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  1      -3.5  0.000  6130000.
10  1  3  -4.5      1.0  0.0
  1  1  0  1  5      0.5  0.000  0.000
  2  2  1  6  0  0  4      -0.5  0.000  2215600.  6.70  6.70  13.00335  4.0026
  3  1  0  1  2      -2.5  0.000  6130000.
  4  1  0  1  8      -3.5  0.000  6130000.

```

Davis et al. 1963 [50]:

Channel 1 = neutron, Ch 2 = alpha, Ch 3 = inelastic
160 15.994900 000001.0 1500.E+06 500 2

chi squared is wanted

csisrs

do not suppress any intermediate results

cm coulomb excitation energies

cm non coulomb excitation energies

generate odf file automatically

use new spin group format

do not solve bayes equations

print debug information

print theoretical values

	293.0	0.15	0.0010	0.0	0.0001	5.0	0.0				
	3.80000	1.000									
reaction											
	0.00000										
1	1	3	0.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 0	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 3	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 3	-3.5	0.000	6130000.					
2	1	3	-0.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 1	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 0	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 2	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 4	-3.5	0.000	6130000.					
3	1	3	-1.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 1	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 4	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 2	-3.5	0.000	6130000.					
4	1	3	1.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 2	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 1	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 1	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 5	-3.5	0.000	6130000.					
5	1	3	2.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 2	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 5	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 1	-3.5	0.000	6130000.					
6	1	3	-2.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 3	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 2	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 0	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 6	-3.5	0.000	6130000.					
7	1	3	-3.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 3	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 6	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 0	-3.5	0.000	6130000.					
8	1	3	3.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 4	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 3	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 1	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 7	-3.5	0.000	6130000.					
9	1	3	4.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 4	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 5	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 7	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 1	-3.5	0.000	6130000.					
10	1	3	-4.5	1.0	0.0						
1	1	0	1 5	0.5	0.000	0.000					
2	2 1	6 0	0 4	-0.5	0.000	2215600.	6.70	6.70	13.00335	4.0026	
3	1	0	1 2	-2.5	0.000	6130000.					
4	1	0	1 8	-3.5	0.000	6130000.					

Dateien zum Wirkungsquerschnitt $^{13}\text{C}(\alpha,n)$

Drotleff et al. 1993 [12]:

```

Channel 1 = alpha, Ch 2 = neutron
13C      13.00335  2000000.0 5180000.0      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
spin of incident particle is +0.0
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      0.50      0.0040      0.0      0.0001      5.0      0.0
      6.70000      1.000
REACTION CROSS SECTION
-0.5
1 1 3 0.5 1.000 -0.5      13C p1/2 ch.1 is alpha
  2 1 6 0 1 1 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 0 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 3 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 3 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
2 1 3 -0.5 1.000 -0.5      13C s1/2
  1 2 1 6 0 1 0 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 1 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 2 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 4 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
3 1 3 -1.5 1.000 -0.5      13C d3/2
  1 2 1 6 0 1 2 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 1 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 4 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 2 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
4 1 3 1.5 1.000 -0.5      13C p3/2
  1 2 1 6 0 1 1 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 2 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 1 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 5 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
5 1 3 2.5 1.000 -0.5      13C f5/2
  1 2 1 6 0 1 3 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 2 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 5 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 1 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
6 1 3 -2.5 1.000 -0.5      13C d5/2
  1 2 1 6 0 1 2 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 3 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 0 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 6 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
7 1 3 -3.5 1.000 -0.5      13C g7/2
  1 2 1 6 0 1 4 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 3 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 6 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 0 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
8 1 3 3.5 1.000 -0.5      13C f7/2
  1 2 1 6 0 1 3 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 4 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 1 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 7 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
9 1 3 4.5 1.000 -0.5      13C h9/2
  1 2 1 6 0 1 5 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 4 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 7 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 1 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
10 1 3 -4.5 1.000 -0.5      13C g9/2
  1 2 1 6 0 1 4 -0.5 0.0      0 6.70 6.70 13.00335 4.0026
  2 1 0 0 5 0.5 0.0 -2215600. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  3 1 0 1 2 -2.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649
  4 1 0 1 8 -3.5 0.0 3914400. 4.9284.928 15.99490 1.0086649

```


Bair und Haas 1973 [22]:

```

Channel 1 = alpha, Ch 2 = neutron
13C      13.00335   2000000.0 5180000.0      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
spin of incident particle is +0.0
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      0.50      0.0040      0.0      0.0001      5.0      0.0
      6.70000      1.000
REACTION CROSS SECTION
-0.5
1      1      3      0.5      1.000      -0.5      13C      p1/2      ch.1      is alpha
1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      0      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      3      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      3      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
2      1      3      -0.5      1.000      -0.5      13C      s1/2
1      2      1      6      0      1      0      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      4      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      3      -1.5      1.000      -0.5      13C      d3/2
1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      4      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      2      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      3      1.5      1.000      -0.5      13C      p3/2
1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      5      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
5      1      3      2.5      1.000      -0.5      13C      f5/2
1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      5      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
6      1      3      -2.5      1.000      -0.5      13C      d5/2
1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      0      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      6      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
7      1      3      -3.5      1.000      -0.5      13C      g7/2
1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      6      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      0      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
8      1      3      3.5      1.000      -0.5      13C      f7/2
1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      7      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
9      1      3      4.5      1.000      -0.5      13C      h9/2
1      2      1      6      0      1      5      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      7      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
10     1      3      -4.5      1.000      -0.5      13C      g9/2
1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      5      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      8      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649

```

Brune et al. 1993 [21]:

```

Channel 1 = alpha, Ch 2 = neutron
13C      13.00335   2000000.0 5180000.0      2
chi squared is wanted
csisrs
spin of incident particle is +0.0
do not suppress any intermediate results
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      0.50      0.0040      0.0      0.0001      5.0      0.0
      6.70000      1.000
REACTION CROSS SECTION
-0.5
1      1      3      0.5      1.000      -0.5      13C      p1/2      ch.1      is alpha
1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      0      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      3      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      3      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
2      1      3      -0.5      1.000      -0.5      13C      s1/2
1      2      1      6      0      1      0      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      4      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      3      -1.5      1.000      -0.5      13C      d3/2
1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      4      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      2      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      3      1.5      1.000      -0.5      13C      p3/2
1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      5      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
5      1      3      2.5      1.000      -0.5      13C      f5/2
1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      5      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
6      1      3      -2.5      1.000      -0.5      13C      d5/2
1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      0      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      6      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
7      1      3      -3.5      1.000      -0.5      13C      g7/2
1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      6      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      0      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
8      1      3      3.5      1.000      -0.5      13C      f7/2
1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      7      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
9      1      3      4.5      1.000      -0.5      13C      h9/2
1      2      1      6      0      1      5      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      7      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
10     1      3      -4.5      1.000      -0.5      13C      g9/2
1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
2      1      0      0      5      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      0      1      8      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649

```

Davids et al. 1967 [20]:

```

Channel 1 = alpha, Ch 2 = neutron
13C      13.00335   2000000.0 5180000.0      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
spin of incident particle is +0.0
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      0.50      0.0040      0.0      0.0001      5.0      0.0
      6.70000      1.000
REACTION CROSS SECTION
      -0.5
1      1      3      0.5      1.000      -0.5      13C      p1/2      ch.1      is alpha
      1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      0      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      3      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      3      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
2      1      3      -0.5      1.000      -0.5      13C      s1/2
      1      2      1      6      0      1      0      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      4      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      3      -1.5      1.000      -0.5      13C      d3/2
      1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      4      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      2      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      3      1.5      1.000      -0.5      13C      p3/2
      1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      5      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
5      1      3      2.5      1.000      -0.5      13C      f5/2
      1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      5      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
6      1      3      -2.5      1.000      -0.5      13C      d5/2
      1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      0      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      6      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
7      1      3      -3.5      1.000      -0.5      13C      g7/2
      1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      6      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      0      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
8      1      3      3.5      1.000      -0.5      13C      f7/2
      1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      7      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
9      1      3      4.5      1.000      -0.5      13C      h9/2
      1      2      1      6      0      1      5      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      7      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
10     1      3      -4.5      1.000      -0.5      13C      g9/2
      1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      5      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      8      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649

```

Daten dieser Arbeit:

```

Channel 1 = alpha, Ch 2 = neutron
13C      13.00335   2000000.0 5180000.0      2
chi squared is wanted
csisrs
cm coulomb excitation energies
cm non coulomb excitation energies
spin of incident particle is +0.0
do not suppress any intermediate results
generate odf file automatically
use new spin group format
do not solve bayes equations
print debug information
print theoretical values

      293.0      0.50      0.0040      0.0      0.0001      5.0      0.0
      6.70000      1.000
REACTION CROSS SECTION
      -0.5
1      1      3      0.5      1.000      -0.5      13C      p1/2      ch.1      is alpha
      1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      0      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      3      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      3      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
2      1      3      -0.5      1.000      -0.5      13C      s1/2
      1      2      1      6      0      1      0      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      4      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
3      1      3      -1.5      1.000      -0.5      13C      d3/2
      1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      1      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      4      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      2      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
4      1      3      1.5      1.000      -0.5      13C      p3/2
      1      2      1      6      0      1      1      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      5      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
5      1      3      2.5      1.000      -0.5      13C      f5/2
      1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      2      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      5      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
6      1      3      -2.5      1.000      -0.5      13C      d5/2
      1      2      1      6      0      1      2      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      0      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      6      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
7      1      3      -3.5      1.000      -0.5      13C      g7/2
      1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      3      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      6      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      0      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
8      1      3      3.5      1.000      -0.5      13C      f7/2
      1      2      1      6      0      1      3      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      1      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      7      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
9      1      3      4.5      1.000      -0.5      13C      h9/2
      1      2      1      6      0      1      5      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      4      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      7      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      1      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
10     1      3      -4.5      1.000      -0.5      13C      g9/2
      1      2      1      6      0      1      4      -0.5      0.0      0      6.70      6.70      13.00335      4.0026
      2      1      0      0      5      0.5      0.0      -2215600.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      3      1      0      1      2      -2.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649
      4      1      0      1      8      -3.5      0.0      3914400.      4.9284.928      15.99490      1.0086649

```

Anhang C – Die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktionsrate in tabellarischer Form

Tabelle 14 zeigt die in dieser Arbeit bestimmte $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktionsrate in Abhängigkeit von der Temperatur.

Tabelle 14: $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktionsrate in Abhängigkeit von der Temperatur.

Temperatur [10 ⁹ K]	Reaktionsrate [cm ³ /mole/s]	Temperatur [10 ⁹ K]	Reaktionsrate [cm ³ /mole/s]	Temperatur [10 ⁹ K]	Reaktionsrate [cm ³ /mole/s]
0.040	2.355E-24	0.360	5.506E-4	0.680	4.232E0
0.050	1.519E-21	0.370	8.413E-4	0.690	5.019E0
0.060	2.087E-19	0.380	1.269E-3	0.700	5.927E0
0.070	1.058E-17	0.390	1.891E-3	0.710	6.971E0
0.080	2.69E-16	0.400	2.785E-3	0.720	8.165E0
0.090	4.142E-15	0.410	4.057E-3	0.730	9.527E0
0.100	4.362E-14	0.420	5.844E-3	0.740	1.107E1
0.110	3.418E-13	0.430	8.331E-3	0.750	1.283E1
0.120	2.115E-12	0.440	1.176E-2	0.760	1.481E1
0.130	1.08E-11	0.450	1.643E-2	0.770	1.704E1
0.140	4.711E-11	0.460	2.273E-2	0.780	1.954E1
0.150	1.799E-10	0.470	3.117E-2	0.790	2.233E1
0.160	6.137E-10	0.480	4.236E-2	0.800	2.545E1
0.170	1.901E-9	0.490	5.706E-2	0.810	2.893E1
0.180	5.419E-9	0.500	7.62E-2	0.820	3.278E1
0.190	1.436E-8	0.510	1.009E-1	0.830	3.705E1
0.200	3.569E-8	0.520	1.326E-1	0.840	4.177E1
0.210	8.382E-8	0.530	1.729E-1	0.850	4.696E1
0.220	1.872E-7	0.540	2.237E-1	0.860	5.268E1
0.230	3.995E-7	0.550	2.873E-1	0.870	5.895E1
0.240	8.189E-7	0.560	3.664E-1	0.880	6.582E1
0.250	1.618E-6	0.570	4.641E-1	0.890	7.332E1
0.260	3.093E-6	0.580	5.84E-1	0.900	8.151E1
0.270	5.738E-6	0.590	7.301E-1	0.910	9.043E1
0.280	1.036E-5	0.600	9.072E-1	0.920	1.001E2
0.290	1.823E-5	0.610	1.121E0	0.930	1.106E2
0.300	3.136E-5	0.620	1.376E0	0.940	1.22E2
0.310	5.283E-5	0.630	1.681E0	0.950	1.344E2
0.320	8.729E-5	0.640	2.042E0	0.960	1.477E2
0.330	1.417E-4	0.650	2.468E0	0.970	1.621E2
0.340	2.261E-4	0.660	2.968E0	0.980	1.775E2
0.350	3.554E-4	0.670	3.552E0	0.990	1.942E2
				1.000	2.121E2