



universität
wien

DISSERTATION

Titel der Dissertation

„Kernreaktionen der leicht gebundenen Kerne ${}^{6/7}\text{Li}$ mit ${}^{27}\text{Al}$
bei Energien an und unter der Coulombbarriere“

Verfasser

Ing. Mag. Johann Kühntreiber

angestrebter akademischer Grad

Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

Wien, 2012

Studienkennzahl lt. Studienblatt: A 091 411

Dissertationsgebiet lt. Studienblatt: Dr.-Studium der Naturwissenschaften UniStG Physik

Betreuerin / Betreuer: Univ.-Prof. Dr. Peter Hille

Inhaltsangabe

Kernreaktionen mit schwach gebundenen Projektilen wie ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ können sich insofern von solchen mit stark gebundenen unterscheiden, als vor einer vollständigen Fusion der Reaktionspartner („complete fusion“) ein Aufbruch („break-up“) der schwach gebundenen Projektile erfolgen kann.

Complete fusion (CF) der Projektile ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ mit dem Target ${}^{27}\text{Al}$ führt zu den Zwischenkernen ${}^{33}\text{S}$ und ${}^{34}\text{S}$. Die gleichen Zwischenkerne sind über CF der magischen (und daher stark gebundenen) Projektile ${}^{17}\text{O}$ und ${}^{18}\text{O}$ mit dem doppelt magischen Targetkern ${}^{16}\text{O}$ erreichbar. Thomas et al.[1] studierten die Reaktionen ${}^{16,17,18}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ in der Nähe der Coulombbarriere, wobei Anregungsfunktionen für die Produktion charakteristischer prompter γ -Strahlung vieler Restkerne gemessen wurden.

Zum Vergleich wurden in der vorliegenden Arbeit für überlappende Bereiche der Anregungsenergien der Compoundkerne ${}^{33,34}\text{S}$ mit der gleichen experimentellen Methode (ergänzt durch Messung von Aktivierungsquerschnitten) die Reaktionen ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ studiert. Der 3MV Tandem-Beschleuniger VERA der Universität Wien lieferte Li-Strahlen mit Energien zwischen 6 und 13MeV. Der Vergleich mit den Resultaten von Thomas et al. [1] wurde, unter Verwendung von Modellrechnungen, mit den Computer Codes EMPIRE[38], CCFULL[39] und NRV[40] durchgeführt. Der Zerfall des Compoundkerns wurde mit einem in EMPIRE [38] implementierten erweiterten Hauser Feshbach Code gerechnet. Weiters wurde geprüft, ob sich die Anregungsfunktionen von ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ und ${}^{16,17,18}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ durch einfache SBPM's („single-barrier penetration model“) nach der Literatur [57-68] darstellen lassen und ob sich daraus Hinweise auf unterschiedliche Reaktionsmechanismen ergeben.

In Anbetracht der schwachen Bindung von $\alpha+d$ in ${}^6\text{Li}$ und von $\alpha+t$ in ${}^7\text{Li}$, sind speziell Transfer-Reaktionen dieser Cluster-Bruchstücke zu erwarten. Aber auch der Transfer von nur einem Nukleon ist wahrscheinlich. Daneben ist auch der Aufbruch von ${}^{6,7}\text{Li}$ in $\alpha+d$ bzw. $\alpha+t$ im Coulombfeld von ${}^{27}\text{Al}$ sowie Reaktionen dieser Bruchstücke mit dem Targetkern möglich. Diese Reaktionen laufen in Konkurrenz zur Compoundkernbildung durch CF ab. Sie sollten sich daher, als Abweichungen von den nach dem CF-Mechanismus zu erwartenden Wirkungsquerschnitten, mehr oder minder stark bemerkbar machen.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen tatsächlich solche Abweichungen bei der Produktion von Restkernen aus den Reaktionen ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ und weisen auf die Bedeutung von bestimmten Transfer- (und break-up) Reaktionen, besonders unterhalb der Coulombbarriere, hin.

Abstract

Nuclear reactions with weakly bound projectiles like ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ may differ from those with tightly bound ones, since break-up of the weakly bound reaction partners could compete with complete fusion.

Complete fusion (CF) of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ with the target nucleus ${}^{27}\text{Al}$ forms the compound nuclei ${}^{33}\text{S}$ and ${}^{34}\text{S}$. The same compound nuclei can be produced by CF of the magic (and therefore tightly bound) projectiles ${}^{17}\text{O}$ and ${}^{18}\text{O}$ with the double magic target nucleus ${}^{16}\text{O}$. Thomas et al. [1] studied the reactions ${}^{16,17,18}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ near the Coulomb barrier by measuring excitation functions for the production of prompt γ -rays characteristic for many evaporation residues.

In comparison the reactions ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ leading to overlapping regions of excitation energies in the compound nuclei ${}^{33,34}\text{S}$ were studied in the present work by using the same experimental method (complemented by measuring some activation cross sections). Li-beams with energies between 6 and 13 MeV were produced by the 3MV tandem accelerator VERA of the University of Vienna. For the comparison with the results of Thomas et al. [1] model calculations with the computer codes EMPIRE [38], CCFULL[39] and NRV [40] were performed. The decay of the compound nuclei was modelled by using an extended Hauser Feshbach code implemented in EMPIRE [38]. Further it was checked whether the excitation functions for ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ and ${}^{16,17,18}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ can be described by simple single-barrier penetration models (SBPM) as in refs. [57-68] and whether this might give hints concerning the reaction mechanisms. Because of the weak binding of $\alpha + d$ in ${}^6\text{Li}$ and $\alpha + t$ in ${}^7\text{Li}$ especially transfer-reactions of these cluster fragments are to be expected, but transfer of only one nucleon is possible too. Also to be considered is break-up of ${}^{6,7}\text{Li}$ in $\alpha + d$ and $\alpha + t$ respectively in the Coulomb-field of ${}^{27}\text{Al}$ followed by reactions of the fragments with the target nucleus. These reactions compete with compound nucleus formation by CF. Therefore they should be more or less apparent in the measured cross sections by deviations from the values to be expected according to the CF-mechanism.

The present results indeed reveal such deviations of cross sections for the production of residual nuclei in the reactions ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$, indicating the importance of certain transfer- (and break-up) reactions, especially below the Coulomb barrier.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Stand der Forschung	2
1.3 Zielsetzung	9
2 Aufbau des Experiments und Messmethode	12
2.1 Der Beschleuniger	12
2.1.1 Der kernphysikalische γ -Messplatz	13
2.1.2 Die Strommessung	16
2.1.3 Messung der γ -Strahlung	18
2.2 Verwendeter Formelapparat und seine Anwendung	20
2.2.1 Radioaktive Kerne	20
2.2.1.1 Aktivität verzögerter Gammas bei Messbeginn	20
2.2.1.2 Wirkungsquerschnitt für die Aktivierung radioaktiver Kerne	21
2.2.1.3 Wirkungsquerschnitt für die Produktion stabiler Endkerne	22
2.2.1.4 Prompte und verzögerte γ gleichzeitig	23
2.2.1.5 Unsicherheit	25
2.2.2 Berechnung der effektiven Einschussenergie	25
2.2.3 Der „summierte und korrigierte Verzweigungsfaktor“ (β -Faktor)	25
2.3 Besonderheiten der Experimentauswertung	26
2.3.1 Verwendete Auswertungsmethode der Messung	26
2.3.2 Erweiterte Auswertungsmethode der Messung	27
2.3.3 Werte der Parametrisierung	27
2.3.4 Auswahl des Modellcodes für die Berechnung der Restkerne	28
2.3.5 Verwendete einfache Modelle	30
3 Resultate	34
3.1 ${}^7\text{Li}$ auf ${}^{27}\text{Al}$	34
3.1.1 Überblick	34
3.1.1.1 Der Compoundkern ${}^{34}\text{S}$	35
3.1.1.2 Break-up Reaktionen	36
3.1.1.3 Transferreaktionen als pick-up von p oder n nach ${}^7\text{Li}$	38
3.1.1.4 Transferreaktionen von n und p auf ${}^{27}\text{Al}$	38
3.1.1.5 Auswertung der γ -Spektren	39
3.1.2 Vergleich der Reaktionen ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ ohne eigene Modellrechnung	41
3.1.2.1 Allgemeines zum direkten Vergleich	41
3.1.2.2 Vergleich des Zerfalls der CN in die verschiedenen Reaktionskanäle	42
3.1.2.3 Spinverteilung	43
3.1.2.4 ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$: β -Faktoren nach Ref.[1] im Detail	44
3.1.2.5 Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte als Relativmessung	44
3.1.2.5.1 ${}^{32}\text{P}$ ausgewertet über die γ -Linie bei 1677 keV	45
3.1.2.5.2 Unsicherheit der ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ Daten	45
3.1.2.5.3 Wirkungsquerschnitt für „Complete Fusion“ (σ_{CF}) ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	46
3.1.2.5.4 ${}^{33}\text{P}$ ausgewertet über die γ -Linie bei 1432 keV	48
3.1.2.5.5 ${}^{29}\text{Si}$ ausgewertet über die γ -Linie bei 1273 keV	49

3.1.2.5.6	^{26}Mg ausgewertet über die γ -Linie bei 1809 keV	50
3.1.2.6	Weitere modellunabhängige Vergleiche	52
3.1.2.6.1	^{29}Al – Ausgewertet bei 1273 keV (verzögert)	53
3.1.2.6.2	^{28}Al - Ausgewertet bei 1779 keV (verzögert)	54
3.1.2.7	Der Einfluss der β -Faktoren an den Beispielen ^{29}Si und ^{26}Mg	56
3.1.3	Einfache Modellierung der Reaktionen $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$	58
3.1.3.1	Das Proximity-Potential nach I. Dutt (2010) [57]	58
3.1.3.2	Das Modell nach K. Siwek-Wilczynska und J. Wilczynski (2004) [68]	59
3.1.3.3	Modellierung mit „neck“ nach A.K. Mohanty (2010) [62; 63]	60
3.2	^6Li auf ^{27}Al	63
3.2.1	Überblick	63
3.2.1.1	Der Compoundkern ^{33}S	64
3.2.1.2	Break-up und (oder) Transfer Reaktionen	65
3.2.1.3	Transferreaktionen von n und p auf ^{27}Al	66
3.2.1.4	Tansferreaktionen als pick-up von p oder n auf ^6Li	67
3.2.1.5	Auswertung der γ -Spektren	67
3.2.2	Vergleich der Reaktionen $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ ohne eigene Modellrechnung	69
3.2.2.1	Allgemeines zum direkten Vergleich	69
3.2.2.2	Vergleich des Zerfalls der CN in die verschiedenen Reaktionskanäle	70
3.2.2.3	Spinverteilung	70
3.2.2.4	$^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$: β -Faktoren nach Ref.[1] im Detail	72
3.2.2.5	Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte als Relativmessung	72
3.2.2.5.1	^{31}P ausgewertet bei 1266 keV	72
3.2.2.5.2	Wirkungsquerschnitt für „Complete Fusion (σ_{CF})“ $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$	75
3.2.2.5.1	^{28}Si ausgewertet bei 1779 keV	76
3.2.2.5.3	^{25}Mg ausgewertet bei 585 keV	77
3.2.2.6	Weitere modellunabhängige Vergleiche	79
3.2.2.6.1	^{28}Al ausgewertet bei 1779 keV (verzögerte γ)	79
3.2.2.6.2	Der absolute Wirkungsquerschnitt von ^{28}Al	81
3.2.2.7	Der Einfluss der β -Faktoren an den Beispielen ^{31}P und ^{25}Mg	82
3.2.3	Einfache Modellierung der Reaktionen $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$	84
3.2.3.1	Das Proximity-Potential nach I. Dutt (2010) [57]	84
3.2.3.2	Das Modell nach K. Siwek-Wilczynska und J. Wilczynski (2004) [68]	84
3.2.3.3	Modellierung mit „neck“ nach A.K. Mohanty (2010) [62, 63]	85
3.3	Vergleich von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ mit $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$	89
3.3.1	Allgemeines	89
3.3.2.	^{30}P nach dem Annihilationspeak bei 511 keV	89
3.3.3.	^{30}P – Die Anregungsfunktion im Vergleich	94
3.3.4	Direkter Vergleich von $^{6,7}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{16,17,18}\text{O}+^{16}\text{O}$	96
3.3.5	Tabellierte Ergebnisse der Messungen	98
4.	Zusammenfassung und Ausblick	101
5.	Danksagung	102
6.	Literaturverzeichnis	104
Anhang A; B; C Inhaltsverzeichnisse als 1. Blatt im Anhang		
Lebenslauf		

1 Einleitung

1.1 Motivation

Kernreaktionen mit beschleunigten radioaktiven Isotopen eröffnen den Zugang zu neuen noch unerforschten Bereichen der Nuklidkarte (siehe z.B. Geissel et al. (1995) [2]). Radioaktive Kerne sind naturgemäß schwächer gebunden. Es besteht daher Interesse an den charakteristischen Merkmalen von Kernreaktionen mit schwach gebundenen Projektilen und insbesondere an der Frage, wie weit die vollständige Fusion der Reaktionspartner durch einen vorhergehenden Aufbruch des Projektils („break-up“) beeinflusst wird (siehe z.B. Canto et al. (2006) [3]).

Die ebenfalls schwach gebundenen Kerne ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ sind stabil und es ist daher einfach mit Beschleunigern hochenergetische ${}^{6,7}\text{Li}$ Strahlen zu erzeugen. Obwohl Kernreaktionen mit diesen leichten Schwerionen seit Jahrzehnten untersucht werden, gibt es immer noch offene Fragen. Besonders die oben erwähnte Frage, inwieweit der Aufbruch schwach gebundener Projektile ihre „Complete Fusion“ mit den Targetkernen beeinflusst, scheint nicht vollständig geklärt zu sein (Genaueres im Abschnitt „Stand der Forschung“). Für schwere Targetkerne und schwach gebundene Projektile scheint bei hohen Einschussenergien klar zu sein, dass break-up Reaktionen eine wichtige Rolle spielen. Hingegen gibt es für den Bereich der leichten bis mittelschweren Targetkerne in der Literatur eine Reihe von Arbeiten, die sich mit der Problematik CF versus „break-up“ von schwach gebundenen Projektilen auseinandersetzen und zu widersprüchlichen Resultaten kommen (Details im Abschnitt „Stand der Forschung“). In vielen dieser Arbeiten werden Reaktionen in der Nähe der Coulombbarriere (CB) untersucht. Speziell für die Projektile ${}^{6,7}\text{Li}$ finden sich in der Literatur bezüglich ihres break-up Verhaltens unaufgelöste Widersprüche (siehe Abschnitt „Stand der Forschung“), die eine weitere Beschäftigung mit dieser Problematik sinnvoll erscheinen lassen.

Das vorliegende Projekt, die Reaktionen ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ zu untersuchen, wurde durch die Tatsache motiviert, dass von Thomas et al. [1] eine Studie der Reaktionen zwischen den magischen und daher stark gebundenen Kernen ${}^{16,17,18}\text{O}$ vorliegt, die im Falle von CF zu den gleichen Compoundkernen (CN) ${}^{33,34}\text{S}$ führen und somit einen direkten Vergleich ermöglichen, um Unterschiede aufzudecken. Für diesen Vergleich wurde auch die gleiche experimentelle Methode gewählt, nämlich Messungen der Anregungsfunktionen der charakteristischen prompten γ -Strahlung von möglichst vielen Restkernen bei Einschussenergien nahe der CB, die zu den gleichen Anregungsenergien der Compoundkerne (ECN-„energie compound nucleus“) führen, wie im Fall der Reaktionen zwischen den O-Isotopen bei Thomas et al. [1].

1.2 Stand der Forschung

Der hier dargestellte aktuelle Stand der Forschung umfasst auch jüngeres Material als zu Beginn der Arbeit zur Verfügung stand und das daher in die Zielsetzung der Arbeit nicht direkt einfließen konnte. Die eigenen Resultate wurden jedoch in der Zusammenfassung (Abschnitt 4) mit diesen jüngeren Arbeiten aus der Literatur konfrontiert.

Eine kurze Zusammenfassung, wie sie in der Mehrzahl der Fachartikel benutzt werden, ist im Anhang A A-1 zu finden.

Der hier dargestellte Stand der Forschung umfasst Experimente, bei denen die schwach gebundenen Kerne ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ und ${}^9\text{Be}$ auf leichte bis mittelschwere Targetkerne geschossen wurden. Weiters werden einige Arbeiten angeführt, die sich mit der theoretischen Modellierung von Kernreaktionen befassen und deren Methoden dann auch teilweise in dieser Arbeit verwendet wurden (Zusätzlich werden einige andere Arbeiten erwähnt, die das Thema am Rande berühren).

Dasgupta et al. (2004) [4]: Es wurden die Querschnitte für CF und ICF („Incomplete fusion“) der Reaktionen ${}^6,7\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$ und ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ für Energien von 0,9 bis 1,7 mal der CB gemessen. Verglichen mit theoretischen Vorhersagen und mit den Reaktionen stark gebundener Projektile ${}^{18}\text{O} + {}^{198}\text{Pt}$ und ${}^{13}\text{C} + {}^{204}\text{Hg}$, die zu gleichen Compoundkernen führen, wurde eine, dem breakup von ${}^7\text{Li}$ bzw. ${}^9\text{Be}$ zuzuschreibende, Unterdrückung der CF um etwa 30% festgestellt.

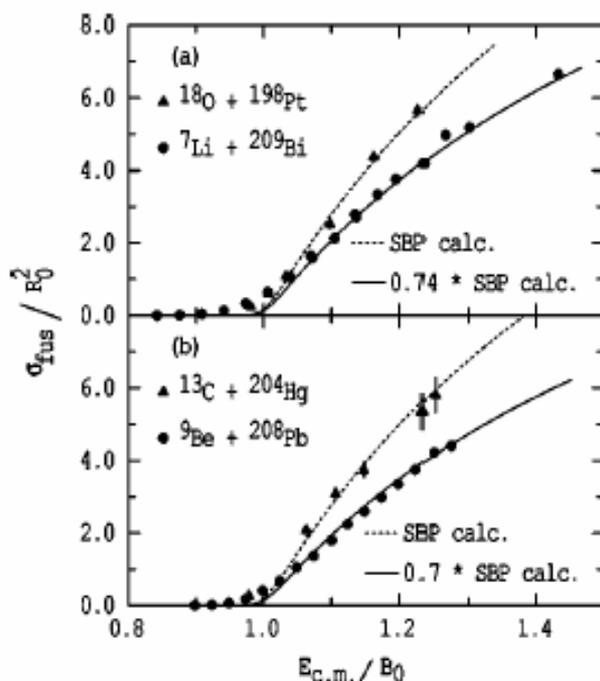


Abb. A.1.1

Die von Dasgupta et al. (2004) [4] stammende Abbildung zeigt auch die Erhöhung von σ_{CF} („Sigma Incomplete fusion“) gegenüber dem Modell bei Energien unterhalb der CB („Coulomb barriere“)
(Die Ergebnisse in Abbildung A.3.53 aus Pkt. 3.2.2.9.3 zeigen ein ähnliches Bild)

Unterhalb der CB wurde eine leichte Anhebung der CF gefunden. Die öfter in der Literatur beschriebene Anhebung der CF unterhalb der CB, könne durch Kopplung an ungebundene

Zustände der schwach gebundenen Projektilkerne erklärt werden. Weiters legen Dasgupta et al. (2004) [4] dar, dass der oft nicht feststellbare Einfluss von break-up Reaktionen auf die CF von ${}^{6,7}\text{Li}$ bei leichten Targetkernen bis $Z \sim 30$ folgendermaßen erklärt werden kann:

Die Unterscheidung von Evaporationsrestkernen und Reaktionsprodukten ausgelöst durch Bruchstücke des Projektils ist bei der Messung meistens nicht möglich. Der unvollständige Fusionsanteil („incomplete fusion“ ICF) kann daher nicht bestimmt werden.

Hinde et al. (2002) [5]: Es wird die Unterdrückung der CF in der Reaktion ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ durch Messung des ${}^9\text{Be}$ -breakup unterhalb der CB untersucht. Die starke Unterdrückung der CF (oberhalb der CB) scheint mit Reaktionen an der Kernoberfläche verbunden zu sein. Es wird eine starke Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Targets vorhergesagt, was die geringe Unterdrückung der CF bei leichten Targets erklärt, die mehrfach beschrieben wurde.

Mukherjee et al. (1999) [6] untersuchten die Reaktionen ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ bei Energien nahe der CB und fanden keine Behinderung der CF. Es wurden die Querschnitte für die Produktion charakteristischer γ -Linien der Evaporationsreste (ER) mit einem Ge-Detektor gemessen (und somit die gleiche Methodik verwendet, wie in der vorliegenden Arbeit). Für die Datenmodellierung wurden IWBC („incoming wave boundary condition“) und ein 1D-BPM („one-dimensional barrier penetration model“) benutzt.

Tripathi et al. (2002) [7] zeigte jedoch, dass die Auffassung des fusionierenden Systems als kohärente Superposition des elastischen Kanals mit break-up-Kanälen, verglichen mit den Vorhersagen des 1D-BPM stets eine Anhebung der CF unterhalb der CB und eine Behinderung darüber ergibt. Der break-up Prozess sollte demnach wie jeder andere nicht-elastische Kanal in einem coupled channel-Ansatz behandelt werden.

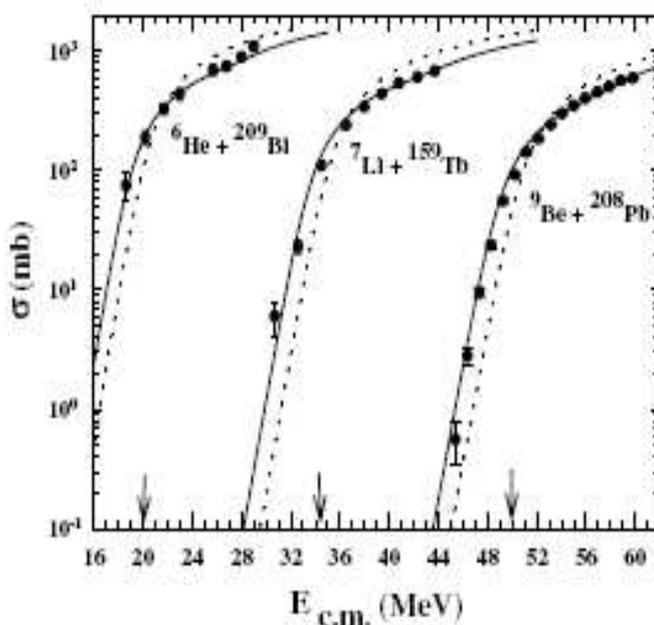


Abb A 1.2 Original Grafik von Ref.[7]

FIG. 4. Der σ_{CF} für die ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ [10], ${}^7\text{Li} + {}^{159}\text{Tb}$ [17], and ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ [9] systeme verglichen mit teiner “coupled channel calculation” (Vollinie) und 1D-BPM Vorhersage (Punktlinie). Die Energieskala wurde geschiftet für ${}^7\text{Li} + {}^{159}\text{Tb}$ 110 MeV_ und ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ 111 MeV_. Die Pfeile zeigen die Coulomb-Barrieren der entsprechenden Systeme

(Literaturhinweise aus Ref.[7])

Figueira et al. (2010) [8]: Studierten die Winkelverteilung der elastischen Streuung von ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ bei Energien von 85% bis 170% der CB. Die Analyse im Rahmen des optischen Modells ergab, dass der Oberflächenterm des Imaginärteils W_s an der CB nicht verschwindet, wie dies für Reaktionen mit fest gebundenen Projektilen, wie ${}^{12}\text{C} + {}^{144}\text{Sm}$ oder ${}^{16}\text{O} + {}^{144}\text{Sm}$, der Fall ist. Der Imaginärteil des optischen Potentials W_s beschreibt summarisch Reaktionen, die mit Absorption an der Kernoberfläche verbunden sind.

Das Verhalten von W_s an und unterhalb der CB erschien außerdem für die Reaktion mit ${}^6\text{Li}$ deutlich verschieden von der mit ${}^7\text{Li}$: Während bei der Reaktion ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ der Imaginärteil W_s mit sinkender Einschussenergie auch unterhalb der CB annähernd konstant bleibt, steigt er im Fall der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ unterhalb der CB zunächst an und sinkt danach auf Null.

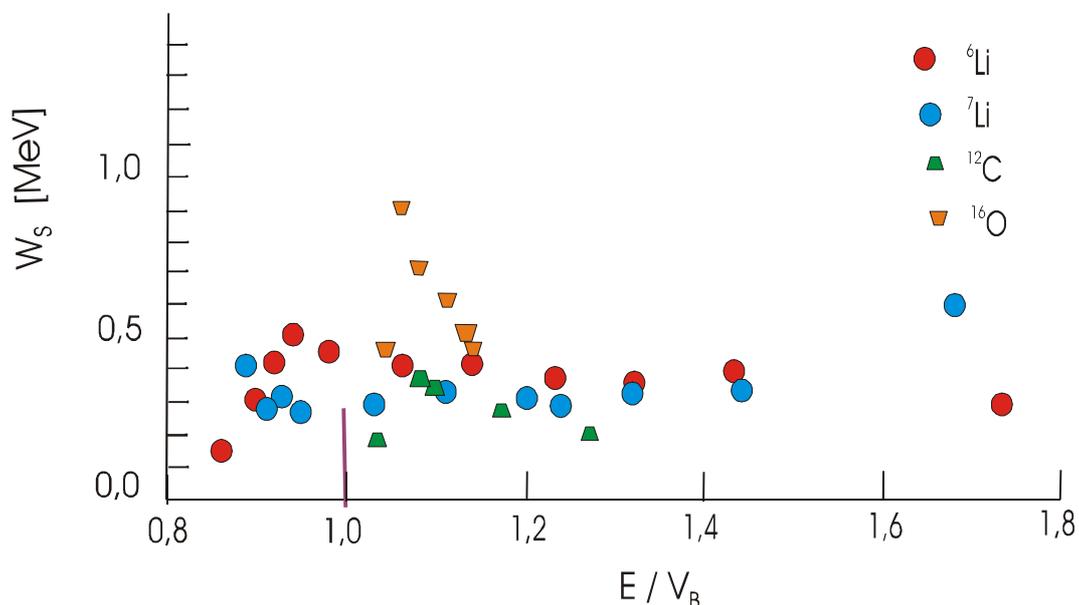


Abb. A 1.3 Aus Original Grafik von Figueira et al. (2010) [8]:

Imaginärteil des optischen Potentials der schwach gebundenen Systeme ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ und ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ als Ergebnis dieser Arbeit und der stark gebundenen Systeme ${}^{12}\text{C} + {}^{144}\text{Sm}$ und ${}^{16}\text{O} + {}^{144}\text{Sm}$ von Ref. [61, 62 aus Rev.[8]] dargestellt als Funktion des Verhältnisses von Energie zu Coulomb-Barriere.

Unterschiede zwischen den beiden Li-Isotopen ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ wurden schon früher auch von **Pakou et al. (2004) [9]** festgestellt: Sie untersuchten die elastische Streuung von ${}^7\text{Li}$ an ${}^{28}\text{Si}$ nahe der CB und verglichen mit ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. Die Analyse ergab deutliche Unterschiede für die Imaginärteile der optischen Potentiale für die beiden Li-Isotope.

Besonders bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang die Aussage: "... *breakup does not seem to be the major process at barrier for none of the two weakly bound nuclei.*" Sowie die abschließende Feststellung:

"A key issue for resolving the subject will be the consideration of the competition between breakup and transfer for the scattering of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ on light and heavy targets. This point has to be explored in detail, both experimentally and theoretically, to interpret the observed differentiations." Ref. [9]

Zwischenbilanz:

In der Umgebung der CB gibt es Unterschiede zwischen Kernreaktionen mit lose gebundenen Projektilen wie ${}^6,7\text{Li}$ und ${}^9\text{Be}$ einerseits und solchen mit fest gebundenen andererseits:

Oberhalb der CB tritt als Folge von **break-up** der lose gebundenen Reaktionspartner eine **Reduktion des Querschnitts für CF** ein, die bei schweren Targets deutlich (ca 30%) ausfällt, während sie für mittelschwere bis leichte Targetkerne kleiner bis unbedeutend zu sein scheint.

Unterhalb der CB wird für Reaktionen mit lose gebundenen Kernen mehrfach eine **Anhebung der CF** beobachtet. Dies wird (zumindest teilweise) damit erklärt, dass das fusionierende System als kohärente Superposition des elastischen Kanals mit break-up-Kanälen aufgefasst werden muss. Die beschriebene Anhebung der CF unterhalb der CB, kann so über eine **Kopplung an ungebundene Zustände** der schwach gebundenen Projektilkerne erklärt werden.

Analysen der **elastischen Streuung von ${}^6,7\text{Li}$ und ${}^9\text{Be}$** an verschiedenen Targets im Rahmen des optischen Modells ergeben, an und unter der CB, charakteristische Unterschiede zur Streuung von fest gebundenen Projektilen: Während bei letzteren der Oberflächenterm des **Imaginärteils des optischen Potentials W_s** mit sinkender Einschussenergie an der CB rasch gegen Null geht, ist dies für die lose gebundenen Projektile nicht der Fall. Dieses Verhalten von W_s weist darauf hin, dass für schwach gebundene Projektile auch unterhalb der CB spezielle Oberflächenreaktionskanäle offen bleiben. Interessant erscheint das deutlich unterschiedliche Verhalten von W_s für die beiden Li-Isotope: Während z.B. bei der Reaktion ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ der Imaginärteil des optischen Potentials W_s mit sinkender Einschussenergie auch unterhalb der CB annähernd konstant bleibt, steigt er im Fall der Reaktion ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ unterhalb der CB zunächst an und sinkt danach auf Null. Dieser Unterschied deutet auf unterschiedliche Reaktionstypen hin.

Frage: **Welche Reaktionen sind das?**

Dazu einige weitere Literatur

Sinha et al. (2008) [10] führten der vorliegenden Arbeit sehr ähnliche Experimente mit ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ durch (ebenfalls auf einem 3MV –Tandembeschleuniger). Sie zogen den Schluss, dass für ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ ein n-Transfer mit möglicher anschließender Fusion mit dem Restkern ${}^6\text{Li}$ für das Ansteigen der Anregungsfunktion unterhalb der CB verantwortlich ist. Es wird ein Widerspruch zu **Pakou et. al. (2004) [9]** ausdrücklich festgestellt und das Bild als unklar bezeichnet.

Shrivastava et al. (2006) [11] finden durch Messungen der α -Partikel für ${}^7\text{Li} + {}^{65}\text{Cu}$ eine Reaktion, bei der zuerst ein n-Transfer auftritt der zu ${}^6\text{Li}$ führt, mit möglichem anschließenden break-up von ${}^6\text{Li}$ zu $d + \alpha$.

Einen indirekten Schluss auf break-up lassen die Messungen mittels γ -Strahlen Methode von ${}^{6,7}\text{Li}$ auf ${}^{59}\text{Co}$ durch **Beck et al. (2003) [12]** zu. Von ihnen wurde unterhalb der CB ein erhöhter Anteil an CF für ${}^6\text{Li}$ gegenüber ${}^7\text{Li}$ beobachtet.

Im Gegensatz dazu werden in folgenden Artikeln break-up Reaktionen nicht bestätigt:

Bei **Padron et al. (2002) [13]** ergaben Flugzeitmessungen („time of flight“ TOF) an Reaktionen der schwach gebundenen Kerne ${}^9\text{Be}$ und ${}^{6,7}\text{Li}$ auf ${}^{27}\text{Al}$ und auf ${}^{64}\text{Zn}$ bei Energien über der CB fast gleiche Anregungsfunktionen für alle drei Projektile. Bei Verwendung gleicher Targets gilt dies aber auch für die stark gebundenen Kerne ${}^{11}\text{B}$ und ${}^{16}\text{O}$. Daher konnte keine Unterdrückung des totalen Fusionsquerschnittes („sigma total fusion“ σ_{TF}) oberhalb der CB festgestellt werden.

γ -spektroskopische Messungen durch **Mukherjee et al. (1999) [6]** von ${}^{6,7}\text{Li}$ auf ${}^{16}\text{O}$ und ebenfalls durch **Mukherjee et al. (1998) [14]** von ${}^{6,7}\text{Li}$ auf ${}^{12,13}\text{C}$ brachten keinen Hinweis auf break-up Reaktionen der schwach gebundenen Kerne. Die Messergebnisse stimmten mit den verwendeten Modellen IWBC und 1D-BPM überein.

Für ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ an und oberhalb der CB finden **Marti et al. (2005) [15]** keinen signifikanten Anteil von break-up zu σ_{CF} , jedoch ein wesentliches Ansteigen von EBU („elastic break-up“).

Für ${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ schreibt **Parkar et al. (2007) [16]**, dass der Fusionsprozess bei allen Energien der Dominante ist und direkte Reaktionen selten vorkommen.

Von **Barbara et al. (2007) [17]** wird dargelegt, dass für ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al}$ im σ_{TF} kein break-up Effekt bei Energien an und unter der CB zu sehen ist.

Auch **Ray et. al (2008) [18]** führen Experimente mit ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{24}\text{Mg}$ (ebenfalls an einem 3MV

Beschleuniger) durch. Durch Vergleiche mit Kernreaktionen stark gebundener Projektilen mit Targets in ähnlichem Massebereich und durch 1D- BPM Berechnungen kommen sie zu dem Schluss, dass bei beiden Systemen break-up keinen Einfluss auf die CF hat.

Ein unklares Bild im Hinblick auf mögliche break-up Reaktionen liefern **Mukherjee et al (2002) [19]**, welche für ${}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ keine Unterdrückung der CF an der CB feststellen, break-up unter der CB aber nicht ausschließen.

Pakou et al. (2000) [9] und **Gomes et al. (2005) [20]** untersuchen die elastische Streuung von ${}^7\text{Li}$ an ${}^{28}\text{Si}$ nahe der CB im Vergleich mit ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. Die Analyse ergab deutliche Unterschiede für die Imaginärteile der optischen Potentiale für die beiden Li-Isotope. Nach [9] ist der break-up Effekt auch stark von der Targetmasse abhängig und nach [20] wird break-up, bei abnehmenden Massen des Reaktions-Systems, immer weniger wahrscheinlich.

Obwohl ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ benachbarte schwach gebundene Kerne sind verhalten sie sich anscheinend bei Kernreaktionen doch verschieden. Dies wird jedenfalls auch von **Lubian et al. (2003) [21]** und **Mateja et al. (1986) [22]** festgestellt.

Bezüglich der theoretischen Modellierung ist folgendes festzustellen:

S. Misticu and H. Esbensen (2007) [52] zeigen, dass die verwendeten Modelle mit einem „sudden potential“ und einem „adiabatic potential“ noch immer zu große Unsicherheiten aufweisen, da sie kernspezifische Eigenschaften wie Bindungsenergie; Nukleonenverteilung usw. nicht berücksichtigen.

H. Esbensen and S. Misticu (2006) [53; 54] sowie **H.Esbensen (2011) [55]** zeigten in Vorträgen, dass ein repulsives Potential (M3Y+repulsion potential) in Verbindung mit gekoppelten Kanälen „Coupled – Channel Calculation“ mit IWBC („Incoming Wave Boundary Condition“) für Energien unter der CB die besten Ergebnisse liefert.

Andererseits beschreibt **I.Dutt (2011) [57]** eine moderne Parametrisierung des Proximity Potentials das gute Ergebnisse im Bereich leichterer bis mittelschwerer Kerne liefert.

W.J. Swiatecki (1979; 1981) [60; 61] stellt die Erweiterung plötzlich einsetzender Potentiale (Woods Saxon; Akyütz-Winther) um einen adiabatischen Anteil vor, welcher von einer halsartigen Übergangsphase („neck-potential“) vor der Fusion von zwei Kernen ausgeht.

Auch A.K. Mohanti (2010) [62; 63] entwickelt dieses „neck-Potential“ weiter und wendet es auch auf 1D-BPM an. Er schreibt jedoch, dass mit „Coupled-Channel“ bessere Ergebnisse als mit 1D-BPM zu erzielen sind.

P.H. Stelson (1988) [64] und **P.H. Stelson et al. (1990) [65]** geben dem „neck“ Formalismus ebenfalls einen bedeutenden Stellenwert. Sie untersuchen die, aus den sequentiellen Übergängen einzelner Nucleonen, sich ergebenden unterschiedlichen Barrieren und zeigen eine Methode die Barrieren der Einzelkanäle durch eine überlagernde Gauß-Funktion anzunähern.

Rowly et al. (1991) [66] und **Rowley (1992) [67]** untersuchen und erweitern die obige Methode von P.H. Stelson et al. [64; 65]

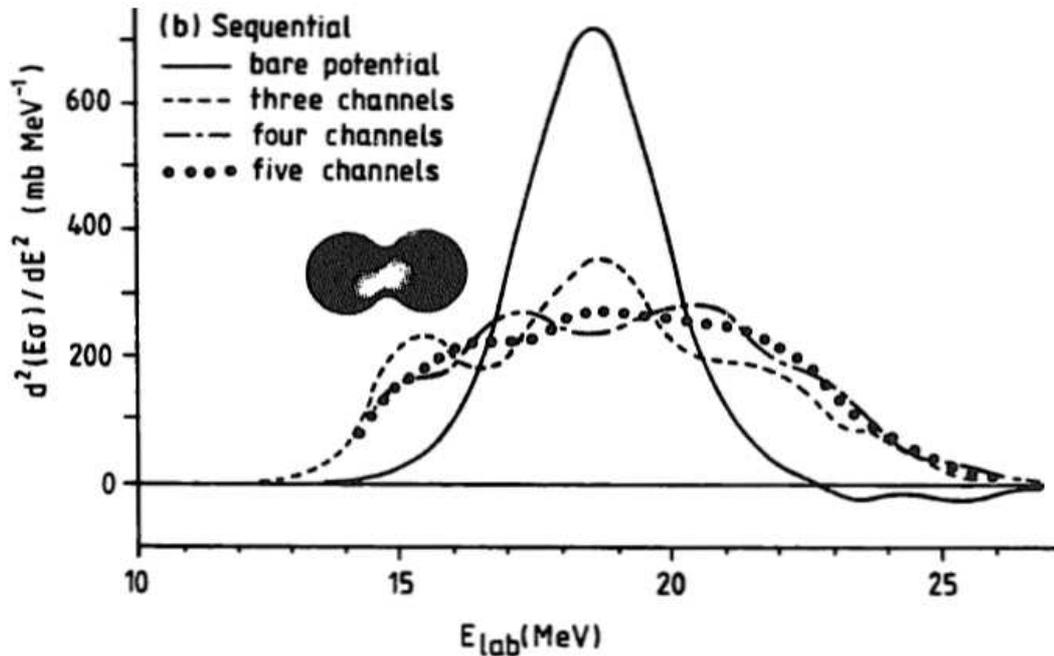


Abb. A.1.4 Dieses Bild wurde der Arbeit von Rowley (1992) [67] entnommen und zeigt die Barrierenverteilung der einzelnen Kanäle. Die Barrierenverteilung beruht auf dem „neck“-Mechanismus

K. Siwek-Wilczyńska and J. Wilczyński (2004) [68] zeigen eine empirische Methode bei der von einer Gauß-Verteilung ausgegangen wird und nach zweimaligem integrieren der Gauß-Funktion und der Wahl von nur zwei Parametern Anregungsfunktionen modelliert werden können.

Als Ergebnis dieser Theorie – Recherche kann gesagt werden, dass die von **H. Esbensen and S. Misiu [52; 53; 54; 55]** gezeigten Ergebnisse in Zukunft in den modernen Computercodes berücksichtigt werden. Insbesondere bei **NRV („NUCLEAR REACTIONS VIDEO PROJECT“)** von **Zagrebaev V., A. Kozhin [40]** wird daran gearbeitet und die theoretischen Grundlagen in den Begleitdokumentationen zur Verfügung gestellt. Die älteren Ansätze bezüglich des Potentials werden jedoch mit modernen Interpretationen ebenfalls verwendet und liefern in Verbindung mit 1D-BPM durchaus brauchbare Ergebnisse.

Die Methoden nach [57] und [60 - 63] werden daher in dieser Arbeit ebenso verwendet wie die Methode von [68].

Computer Codes

Für diese Arbeit wurde vor allem der von der IAEO propagierte Code **EMPIRE (2007) [38]** verwendet, von dem eine Version EMPIRE 2.19 aus 2008 verfügbar ist und dessen Pflege und Weiterentwicklung angekündigt wird.

Dieser Code umfasst eine Reihe von Subcodes verschiedener Autoren, welche zu einem einheitlichen Computerprogramm mit benutzerfreundlicher Bedieneroberfläche zusammengefasst wurden. Zu diesem Code gehören umfangreiche Datenbanken mit deren Werten der Code arbeitet. Obwohl dieser Code offensichtlich sehr gut und sorgfältig betreut wird, wurden im Verlauf dieser Arbeit zwei Fehler entdeckt. Den einen konnte ich beheben. Den anderen musste ich durch Verwendung des Codes **CCFULL (1999)[39]** umgehen. (Die Dokumentation der bugs findet sich im Anhang C - C 1. Eine dementsprechende Nachricht ist an den Ansprechpartner des EMPIRE-Teams gegangen.)

Ein weiterer moderner Code wird von **NRV („NUCLEAR REACTIONS VIDEO PROJECT“)** [40] im Internet angeboten. Dieses Code-System wird laufend erweitert und bietet gute Möglichkeiten. Es wurde ergänzend ebenfalls verwendet. (Zu diesem Code ist zu bemerken, dass diese Arbeit natürlich den aktuellen Entwicklungsstand des Codes zum Zeitpunkt der durchgeführten Berechnungen widerspiegelt. Jeder spätere Einstieg in das System über das Internet bietet seither zusätzliche Möglichkeiten).

1.3 Zielsetzung

Beschießt man den doppelt magischen Kern ^{16}O mit den stark gebundenen Projektilen ^{18}O und ^{17}O , so führt CF zu den Zwischenkernen ^{34}S und ^{33}S . Ein solches Experiment wurde von Thomas et al. [1], mit Einschussenergien an der CB, durchgeführt. Dabei wurden die Anregungsfunktionen vieler, durch den Zerfall des CN entstehender, Restkerne gemessen. Als Messmethode wurde γ -Spektroskopie der charakteristischen prompten γ -Strahlung verwendet.

Die gleichen Zwischenkerne ^{34}S und ^{33}S erreicht man durch CF der schwach gebundenen Projektilkerne ^7Li und ^6Li mit dem Targetkern ^{27}Al . Bei den Reaktionen $^{18/17}\text{O}+^{16}\text{O}$ entstehen gut definierte Evaporaions-Restkerne (ER) aus dem Zerfall des durch CF entstandenen Compoundkerns. Bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ können von den Projektilen, infolge ihrer schwachen Bindung, die Cluster $t+\alpha$ bei ^7Li und $d+\alpha$ bei ^6Li über einen direkt Transfer mit ^{27}Al reagieren, aber auch im Coulomb-Feld aufbrechen und ein Bruchstück anschließend mit ^{27}Al fusionieren („incomplete fusion“ ICF).

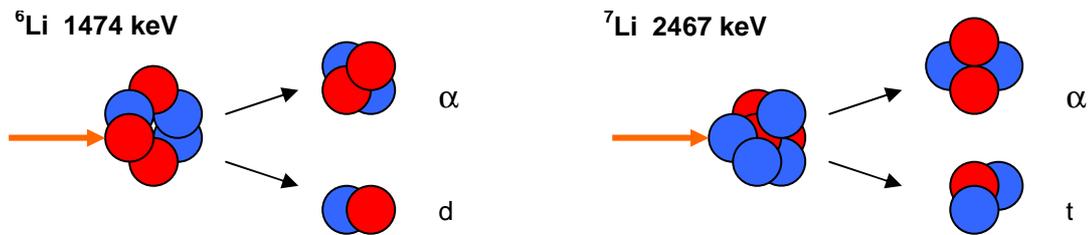


Abb. A 1.5: Bindungsenergie der Cluster von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$

Neben diesen Clusterfusionen sind auch andere Reaktionen zu erwarten, die über den Transfer eines (oder auch einiger) Nukleonen ablaufen. Auch der energetisch besonders begünstigte Transfer eines Protons vom ${}^{27}\text{Al}$ zu ${}^7\text{Li}$, wobei ${}^8\text{Be}$ gebildet wird und als Restkern ${}^{26}\text{Mg}$ zurück bleibt, ist bei ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ zu erwarten. Diese Reaktionen laufen in Konkurrenz zur Compoundkernbildung durch CF ab.

Diese Annahmen über mögliche Reaktionen führten zu der Zielsetzung, einen direkten Vergleich von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit den Resultaten von Thomas et al. [1] und Berechnungen nach dem statistischen Modell durch zu führen. Dabei sollten die Einschussenergien so gewählt werden, dass aus ${}^6,7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18/17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ der gleiche CN mit der gleichen Anregungsenergie („energie compound nucleus“ ECN) entsteht. Für die einzelnen Reaktionskanäle sollten sich dabei Abweichungen, von den nach dem CF-Mechanismus zu erwartenden Wirkungsquerschnitten, mehr oder weniger deutlich bemerkbar machen.

Ein Hauptaugenmerk lag auf der Frage, ob es zu Reaktionen mit überwiegender CN Bildung kommt beziehungsweise ob es auch Hinweise auf Clusteraufbruch in $\alpha + d$ und in $\alpha + t$ gibt und ob sich bei Reaktionen ein Unterschied zwischen den stark gebundenen Projektilen ${}^{16}\text{O}$; ${}^{17}\text{O}$; ${}^{18}\text{O}$ und den schwach gebundenen Projektilen ${}^6\text{Li}$; ${}^7\text{Li}$ feststellen lässt. Aber auch die Fragen, ob es auch zwischen den Isotopen ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ bei ihrer Reaktion mit ${}^{27}\text{Al}$ einen Unterschied gibt und ob es zu einer Anhebung von CF unterhalb der CB kommt, waren von Interesse. Weiters sollte versucht werden diese Fragen nicht nur mit Hilfe komplexer Modellcodes zu untersuchen [38, 39, 40] sondern auch mit einfachen Modellrechnungen [57, 62, 63; 68].

Ausblick : Figueira et al. (2010):

“We believe that the present results.... call for further investigation of the influence played by the break-up channel through the measurement of weakly bound and tightly bound projectiles on different targets, especially at energies well below the Coulomb barrier.”

Es wurde daher folgende Vorgangsweise gewählt:

„Es wird mit Hilfe des für Massenspektrometrie eingerichteten Tandembeschleunigers „VERA“ ein isotopenreiner ${}^6\text{Li}$ bzw. ${}^7\text{Li}$ -Strahl erzeugt und im Energiebereich von 6 bis 13 MeV auf ein ${}^{27}\text{Al}$ -Target geschossen.

Dabei werden in einer „in beam γ -Spektroskopie“ die entstehenden Restkerne über ihre prompte charakteristische γ -Strahlung identifiziert. Nach Abschalten des Strahles wird sofort weiter gemessen, um die aktivierten Kerne zu bestimmen.

Die Intensität und Dauer des Ionenstrahles wird wegen der entstehenden Neutronenemission so begrenzt, dass die genehmigten Strahlenschutz-Grenzwerte nicht überschritten werden.

Es wird ein eigener Messplatz in der beamline des Beschleunigers eingerichtet, der eine permanente Strommessung während der Bestrahlung und einen raschen Wechsel des Targets ermöglicht aber keine Gefährdung der hochpräzisen massenspektroskopischen Messungen am Beschleuniger darstellt.

Für die Auswertung der γ -Spektren wird das hausintern von H. Friedmann entwickelte Programm Wiruk+ [41] verwendet und für die Modellrechnungen der Computer Code EMPIRE 2.19 [38] in das Computersystem des Instituts integriert.

2 Aufbau des Experimentes und Messmethode

2.1 Der Beschleuniger

Der an der Universität Wien verwendete Beschleuniger ist ein „Tandem-Beschleuniger“ der Firma National Electrostatics Corporation (NEC). Den prinzipiellen Aufbau der Anlage zeigt Abbildung 2.1. Inbetriebnahme der Anlage war 1995. Sie wird hauptsächlich für Beschleuniger - Massenspektroskopie („accelerator mass spectrometry“ AMS) verwendet.

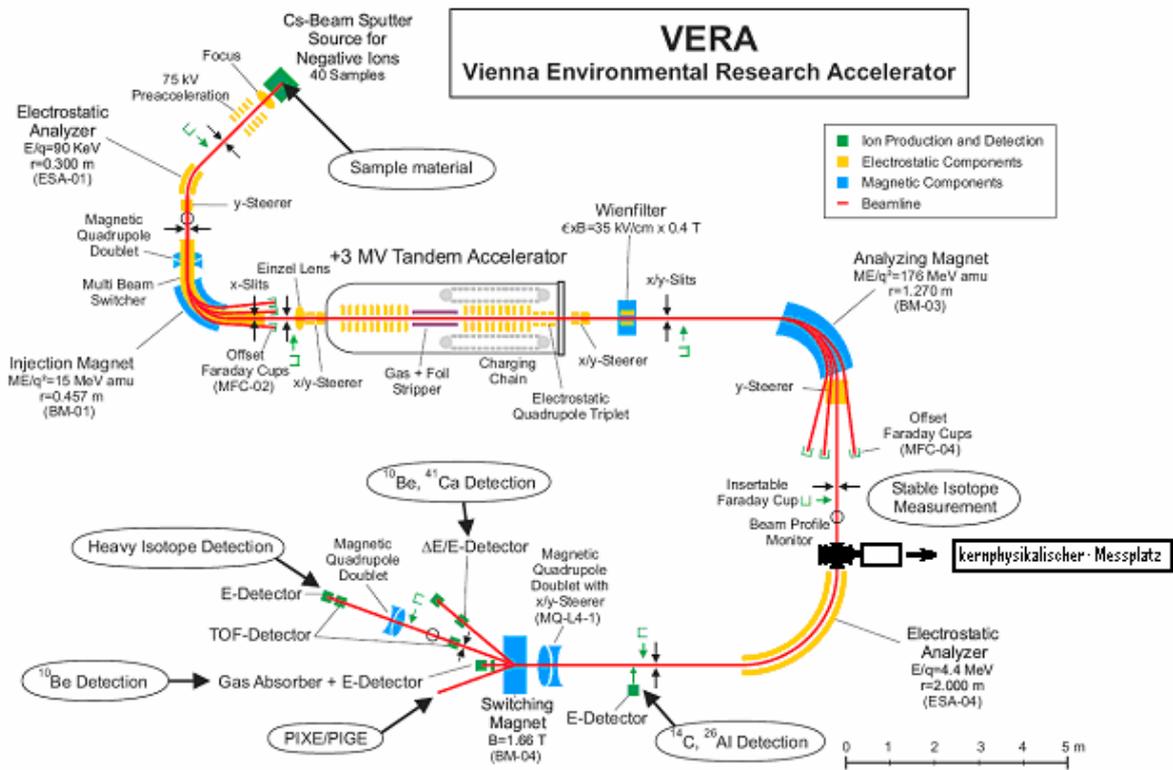


Abb. A 2.1: Schematischer Aufbau des Tandembeschleunigers Kutschera et al.[26]). Der vor dem elektrostatischen Analyser eingerichtete Kernphysik-Messplatz ist in einem Doppel T-Stück untergebracht.

Für die vorliegende Arbeit wurde an der Anlage ein kleiner Zubau angebracht, um mittels Gamma-Spektroskopie Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen zu bestimmen. Dieser Zubau wird noch detaillierter beschrieben. Der Beschleuniger ist in der Lage positive Terminalspannungen bis maximal 3,6 MV (Nennspannung 3 MV) zu erzeugen. Der Strippingprozess (Abstreifen von Elektronen im “Stripper“ des Beschleunigers) ermöglicht die Erzeugung von Li - Ionen mit einer maximalen Ladung von 3+, so dass eine Gesamtenergie der Projektile von etwa 13 MeV (im E_{lab}) erreicht werden kann.

An der im SchemAbbildung A 2.1 gekennzeichneten Stelle wurde in einem Standard-Kreuzstück mit NW 100 die in Abbildung A 2.2 dargestellte Target-Halterung eingebaut.

2.1.1 Der kernphysikalische γ -Messplatz

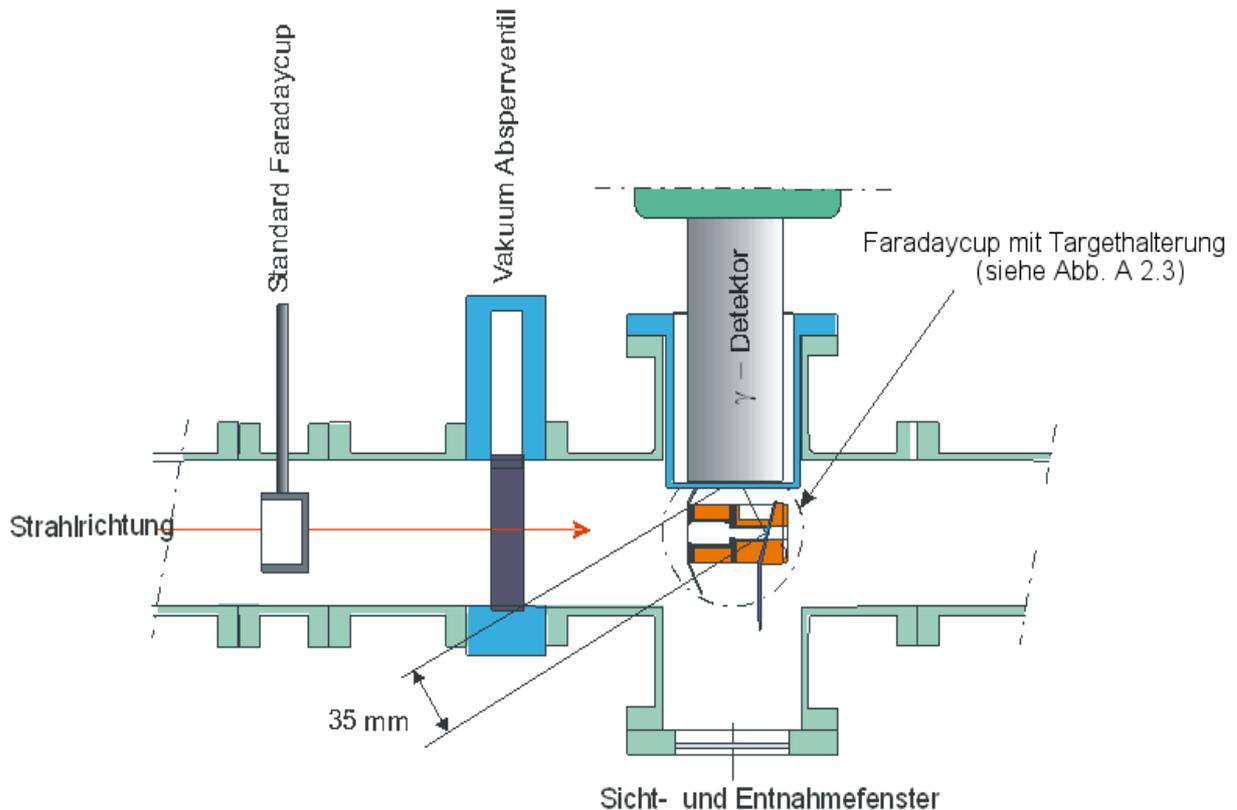


Abb. A 2.2: Schematischer waagrechter Schnitt durch den γ -Messplatz. In der Darstellung sind der fix in die Maschine eingebaute Standard-Faradaycup und das Vakuum-Schiebeventil nur symbolisch eingezeichnet. (Wenn das Entnahmefenster geöffnet wird um an die Proben zu gelangen, muss das Schiebeventil geschlossen sein, damit das Vakuum im übrigen Beschleuniger erhalten bleibt.) Der eigentliche Probenhalter ist im Verhältnis zu seiner Umgebung maßstäblich richtig dargestellt.

Der Messplatz wurde mit Rücksicht auf einen ungestörten Betrieb der massenspektroskopischen Arbeiten möglichst einfach gehalten. In die bestehende Anlage wurden lediglich ein Doppel-T-Stück und ein Vakuum-Sperrventil integriert. In diesem T-Stück wurde ein eigens entwickelter kombinierter Faraday-Cup mit integriertem Targethalter eingebaut und ein Zugang für das Platzieren eines γ -Detektors geschaffen. Einen schematischen waagrechten Schnitt durch diesen Aufbau zeigen Abbildung A 2.2 und A 2.3.

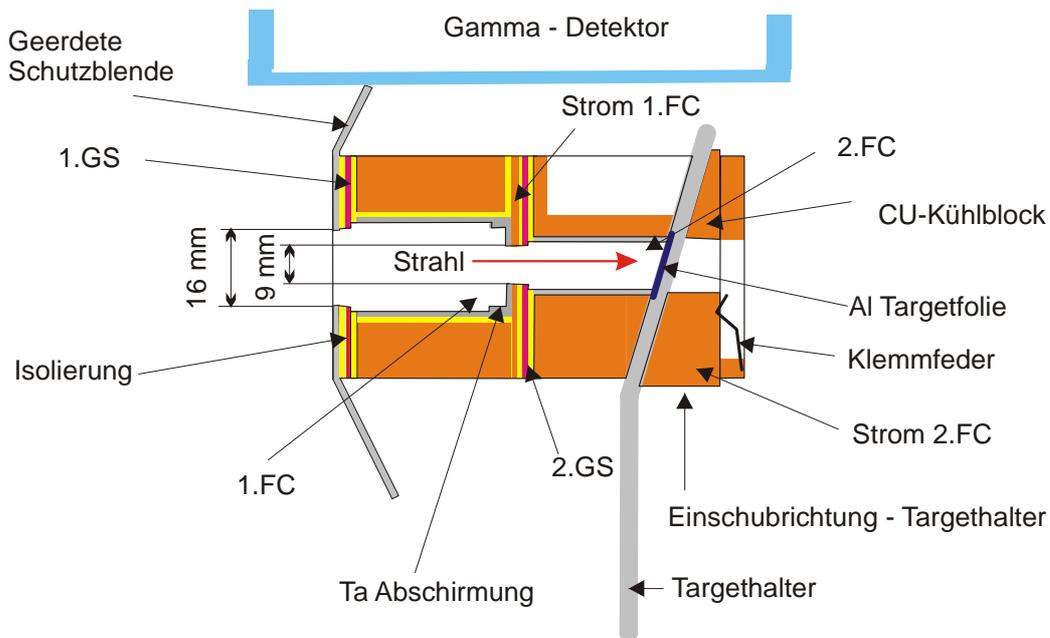


Abb. A 2.3: Detail aus obiger Abbildung A 2.2 . FC bedeutet „Faraday-Cup“. GS heißt „Gegenspannung“. Gelbe Bauteile bestehen aus Teflon. Grau gezeichnete aus Ta. Orange gezeichnete Bauteile sind aus Kupfer. Die rot gezeichneten Gegenspannungs-Platten sind ebenfalls aus Kupfer. Blau ist die aus Edelstahl bestehende Vakuum-Abschirmung des Gamma-Detektors

Der Targethalter dient nicht nur zur Befestigung des Targets, sondern ist für die permanente Strommessung während der Bestrahlung auch als doppelter Faraday-Cup konzipiert. Diese Konstruktion als doppelter Cup hat zwei Gründe:

a.) Das Erleichtern des Strahlteilungs.

Der FC2 soll jenen Strahlstrom messen, der die Kernreaktionen auslöst. Damit dies auch zuverlässig geschieht und kein Anteil des Strahles gemessen wird der gar nicht auf das Target auftrifft, wird der Boden des Cups durch das Target komplett bedeckt und seine Eintrittsöffnung durch eine Blende mit 9mm Durchmesser begrenzt. Diese Blende bildet auch den Boden des FC1, dessen Durchmesser so groß gewählt wurde, dass er sicher den gesamten Strahl aufnehmen kann, auch wenn dieser etwas aufgefächert ist. Um die Geometrie zwischen Detektor und Reaktionszone im Target für alle Messungen gleich zu halten, wurde der Durchmesser des FC2 möglichst klein gehalten. Dies erfordert aber auch eine genaue Positionierung des Strahlstromes. Der doppelte Cup erlaubt dabei folgende Vorgangsweise. Der vom Beschleuniger gelieferte Strom kann am Standard Faradaycup der Maschine vor dem Messaufbau gemessen werden. Wird der Standard-Faradaycup weg geklappt, trifft der

Strahl auf den doppelten Faradaycup. In der ersten Phase des Strahl-tunings wird der Strahl so lange verschoben, bis die Summe der Ströme in beiden Cups dem von der Maschine gelieferten Strom entspricht. Dabei kann zur Kontrolle jederzeit der Standard Faradaycup eingeklappt werden. Auf Grund der Größe des FC1 ist dies relativ leicht zu bewerkstelligen. In Phase 2 des Tunings wird die Strahlposition so lange optimiert, bis ein möglichst großer Anteil des Strahls in den FC2 trifft. Dieses System ist für das Strahl-tuning der Maschine sehr hilfreich und verkürzt die Tuningzeit. Da während des Experiments oft auf andere Energien und Projektil-Ionen umgestellt werden muss, ist es wichtig, dass dieses Tuning möglichst rasch erfolgen kann.

b.) Die Kontrolle der Strommessung während der Bestrahlung

Für die Zuverlässigkeit der Messresultate ist es unbedingt notwendig, dass die gemessenen Ströme über die gesamte Bestrahlungszeit tatsächlich stimmen. Da der Strahlstrom während der Bestrahlung unter Umständen von der justierten Strahlrichtung abweicht, kann der Anteil des Stromes der auf das Target trifft variieren. Stünde nur der FC2 zur Verfügung, könnte nicht gesagt werden ob eine Strahlabweichung oder ein Messfehler vorliegen. Daher ist es hilfreich zu wissen, ob die Gesamtstromstärke gleich bleibt. Die Stromstärke bleibt gleich, wenn die Summe der Ströme aus 1.FC und 2.FC gleich bleibt. Stimmt die so gemessene Gesamtstromstärke mit den Werten der Stromstärke im Standard-Maschinencup beim Strahl-tuning überein, so kann man davon ausgehen, eine zuverlässige Strommessung zu erhalten.

Damit keine, durch den Strahl herausgeschlagene Elektronen die Strommessung verfälschen, sind an den Cups - wie üblich - Gegenspannungsblenden angebracht. Eine ausreichende Gegenspannung ist mit je 100V gegeben. Um eine möglichst geringe Absorption von γ -Quanten zu erzielen, wurde die Materialdicke der Bauteile im Strahlengang der Gammas zwischen Target und Detektor so dünn wie möglich gehalten und das Target um einen Winkel von 20° schräg gestellt.

Die notwendigen Stromleitungen wurden über geeignete vakuumdichte Flanschdurchführungen an der Oberseite des Doppel-T-Stücks herausgeführt. An der dem Strahl zugewandten Vorderseite des Cups befindet sich eine große Tantal-Abdeckblende, welche die Stromleitungen vor Streuung und einem ausweichendem Strahl (vor allem beim Tuning) schützt. Der Targethalter ist mit einem Griffstück versehen, damit er leicht aus seiner Befestigung über das schräge Einsatzstück heraus gezogen werden kann. Seine Lage während der Bestrahlung wird mittels Klemmfeder fixiert. Um das Target zu wechseln, muss die

Targetkammer mittels Vakuum-Absperrschieber von der Beamline getrennt werden, dann kann man das Sicht- und Entnahmefenster öffnen und den Targethalter herausziehen. Da das Volumen der Targetkammer im Doppel T-Stück klein ist, ist nach Wiedereinsetzen eines neuen Targets nur eine kurze Evakuierungszeit notwendig.

Der gesamte Cup besteht im Wesentlichen aus Kupfer. Dieses Material wurde gewählt, weil Kernreaktionen von ${}^6,7\text{Li}$ mit Cu eine, für die zur Verfügung stehenden Energien, zu hohe Coulombbarriere haben und auch weil es für die hauseigene Werkstatt leicht zu beschaffen und zu bearbeiten ist. Im Laufe des Experimentes wurden Bedenken laut, dass eventuell durch Stripping-Reaktionen doch Kernreaktionen an Cu stattfinden. Daher wurden die Cups und der Targethalter mit einer Ta-Abschirmung nachgerüstet.



Abb. 2.4: Das linke Bild zeigt den, auf einem Montageflansch montierten Faraday-Cup-Targethalter. So wird er von oben in das Doppel-T-Stück eingesetzt. Das obere Bild zeigt den Targethalter auf dem keilförmigen Einschubstück montiert.

2.1.2 Die Strommessung

Die für das Experiment verwendeten Li-Ionen-Ströme lagen zwischen 5 und 50 nA.

Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte benötigt man die Gesamtzahl der Projektile, welche während der Bestrahlung auf das Target auftreffen. Dies lässt sich, durch den bekanntem Ladungszustand der Projektil-Ionen, aus der Stromstärke bestimmen.

Da die Stromstärke während der Bestrahlung schwanken kann und unter Umständen der Strom sogar kurzzeitig komplett ausfällt, muss die Stromstärke in kleinen Zeitintervallen ständig mitgeschrieben werden.

Für den Wirkungsquerschnitt stabiler Restkerne benötigt man lediglich die Gesamtzahl der Projektile. Für radioaktive Restkerne muss jedoch der zeitliche Verlauf des Stromes bekannt sein, um den zeitlichen Verlauf von deren Aktivität bestimmen zu können. (siehe Punkt 2.2)

Die Dokumentation des zeitlichen Stromverlaufes wurde auf zwei Arten realisiert, welche bei jeder Bestrahlung gleichzeitig zum Einsatz kamen:

- a.) Ein für das Experiment geschriebenes Scriptfile veranlasst den Steuerungscomputer der Maschine den Strahl Ein- und Auszuschalten und die Werte des Stromes am FC2, welche an das Kontrollpult der Maschine geschickt werden, alle 15 Sekunden in einem Log-File fest zu halten. Zusätzlich werden auch die Stromwerte am Standard-Faradaycup unmittelbar vor und nach der Bestrahlung in das Logfile geschrieben.
- b.) Dasselbe Signal wurde verwendet um in einem SRS (Stanford Research Systems – Modell SR 570) generiertes analoges Stromstärke Signal in einem 16k Canberra 8713 „analogue-to-digital converter (ADC)“ digitalisiert und die digitalisierte Impulshöhe in einem „FAST ComTec MPA-3 multiparameter multichannel analyzer“ mit „real-time-clock option“ gespeichert. Das Auslesen erfolgt, simultan mit der über ein zweites ADC Vielkanal-System gemessenen γ -Strahlung im „ListMode“ alle 0,12 Sekunden und wird als Liste in ein „Listfile“ geschrieben. Zur Auswertung dieser Liste wurde das Programm „Fastlist“ [41] verwendet. „Fastlist“ liefert ein „multi-scaling“ Spektrum in wählbaren Zeitauflösungen, sowohl von den γ -Werten aus dem Detektor als auch von den Stromwerten des Target FC1.

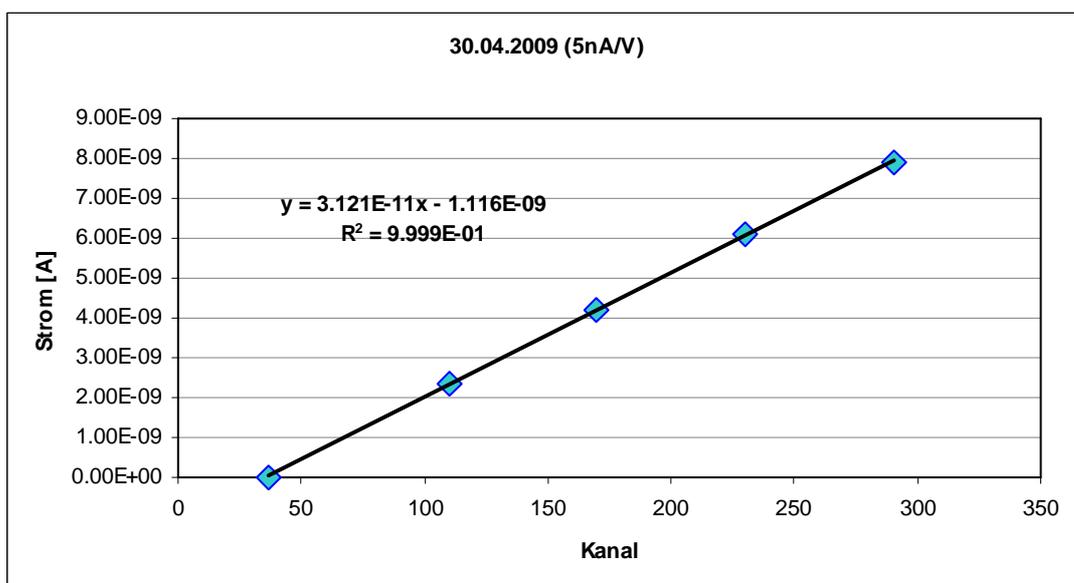


Abb. A 2.5: Beispieldiagramm für die Stromkalibrierung bei einer Einstellung des SRS auf 5nA/V. Die blauen Punkte markieren jenen Kanal, in dem ein ADC-Impuls, welcher der Stromstärke auf der y-Achse entspricht, gespeichert wurde. Die Gerade ist die Regressionsgerade für den linearen Fit.

Da die Strommessung nach dieser Methode ein Spektrum in Kanaldarstellung liefert, musste für die verschiedenen Einstellbereiche des Strommessgerätes SRS eigene Kalibrierungsspektren aufgenommen werden.

Diese Kalibrierungsdaten sind in Tabelle T 2.1 zusammengefasst:

Stromkalibrierung					
SRS Empfindlichkeit: 5 nA/V		SRS Empfindlichkeit: 20 nA/V		SRS Empfindlichkeit: 50 nA/V	
Kanal	Strom (A)	Kanal	Strom (A)	Kanal	Strom (A)
37	0	37	0	37	0
110	2.35E-09	169	1.70E-08	68	9.50E-09
170	4.20E-09	246	2.65E-08	127	2.80E-08
230	6.10E-09	415	4.70E-08	158	3.80E-08
290	7.90E-09	506	6.00E-08	201	5.10E-08
				246	6.60E-08

Tabelle T 2.1: Stromkalibrierungsdaten für die einzelnen Einstellungen des Strommessgerätes SRS

Um eine brauchbare Messgenauigkeit zu erhalten, ist es notwendig die Totzeit des ADC für jene Zeit zu ermitteln, in der auch tatsächlich Strom fließt. Da der ADC auch dann „*livetime*“ signalisiert wenn kein Strom fließt, ist das wahre Verhältnis von *livetime* zu *true-time* nur durch Zuschalten eines Pulsers zu ermitteln. Der verwendete Pulser (ORTEC® Model 419) liefert ein Signal mit 73Hz im γ -Spektrum. In Verbindung mit den zeitlich aufgelösten Stromspektren und den registrierten *live* und *true* - Zeiten des Vielkanal-Programms ist es möglich, die Totzeit in der Messung der prompten γ mit einer Unsicherheit von kleiner 2% zu bestimmen.

2.1.3 Messung der γ -Strahlung

Sowohl die prompte als auch die verzögerte γ -Strahlung wurde direkt an der Beamline mit einem HPGe-Detektor (High Purity Germanium Detector) der Fa. Ortec gemessen. Der Detektor vom Typ GMX20 P4-ST besitzt einen Ge Kristall von 158 cm³ und einer Verunreinigungskonzentration $<10^{-10}$. Er wird mit mit 3500V in Sperrichtung betrieben. Seine Auflösung beträgt 1,9 keV (weitere Angaben siehe Datenblatt im Anhang C-3). Die γ -Ereignisse wurden mit einem FAST ComTec MPA-3 multiparameter multichannel analyzer (ausgestattet mit einer „*real-time-clock*“ Option) gesammelt. Die Stabilität der Elektronik wurde mit einem Pulsgenerator (ORTEC® model 419) überprüft. Die Nachweiswahr-

scheinlichkeit („Efficiency“) des Detektors wurde mit verschiedenen γ Quellen an der Targetposition bestimmt. Der Hintergrund wurde, sowohl mit Strahl ohne Target als auch ohne Strahl, gemessen



Abb. A 2.6: Der verwendete Germaniumdetektor samt Vorverstärker der Fa. Ortec. Ein Datenblatt des Detektors befindet sich in Anhang C-3

Messung der prompten γ -Strahlung

Die gesamte Messzeit betrug pro Messpunkt jeweils 1800 Sekunden. Davon entfielen die ersten 600 Sekunden auf die Messung der prompten Gammas während der Bestrahlung. Dann wurde der Li-Strahl abgeschaltet und ohne Unterbrechung 1200 Sekunden lang die verzögerten Gammas gemessen. Die Totzeit des ADC kam zu über 99% in der Strahlzeit zustande. Aus diesem Grund sind die vom ADC gelieferten Werte für die „livetime“ und „truetime“ nicht verwendbar.

Für die livetime Bestimmung der prompten γ -Messung wurde daher ein Pulser verwendet (ORTEC[®] model 419). (Die, für das Umrechnen der Zahl gemessener γ -counts in die tatsächliche Zahl der emittierten γ -Quanten, erforderliche „truetime“ betrug ebenfalls nicht die vorgesehenen 600 Sekunden, da der Strom nicht so exakt ein- und ausgeschalten werden konnte. Die tatsächliche „truetime“ war aber aus den automatisch mitgeschriebenen Stromstärke-Protokollen festzustellen.)

Messung der verzögerten γ -Strahlung

Auf Grund der niedrigen Zählrate der, nur aus radioaktiven Zerfällen stammenden, γ -Quanten lag die Totzeit im Promille-Bereich der Messzeit und konnte somit vernachlässigt werden. Die Aktivität der beobachteten radioaktiven Kerne ^{28}Al und ^{29}Al zu Messzeitbeginn konnte über das Zerfallsgesetz direkt aus den Messdaten gewonnen werden. Die Aktivität des ebenfalls radioaktiven Kerns ^{30}P wurde aus dem Annihilatonspeak der verzögerten Spektren

abgeleitet. Der Wirkungsquerschnitt war mit Hilfe der zeitlich aufgelösten Strom-Messprotokolle berechenbar. (siehe nächster Abschnitt 2.2)

2.2 Verwendeter Formelapparat und seine Anwendung

Für die Auswertung der γ -Spektren und zur Berechnung der Fusionswirkungsquerschnitte σ_{fus} benötigt man eine Reihe von Formeln, welche den einschlägigen Lehrbüchern entnommen wurden [27, 28, 30]. Hilfreich war auch die Arbeit von Dasgupta et al. [29]. Im Folgenden wird eine Übersicht über die Anwendung im Verlauf dieser Arbeit gegeben.

2.2.1 Radioaktive Kerne

2.2.1.1 Aktivität verzögerter Gammas bei Messbeginn

Zur Bestimmung der Anzahl der unmittelbar nach der Bestrahlung vorhandenen radioaktiven Kerne kann man vorgehen wie folgt:

Man misst, nach dem Abschalten des Strahls, über einen bestimmten Zeitraum die γ -Emissionen und ermittelt die Zahl der γ -Ereignisse [„Counts“], die einer bestimmten γ -Energie zugeordnet werden können („ γ -Peak“). Diese Energie ist für jeweils einen bestimmten Kern charakteristisch. Dadurch kann der Kern identifiziert werden. Aus dem Zerfallsschema des Kerns [31] bekommt man die Häufigkeit, mit der dieses γ -Quant während eines Zerfalls ausgesendet wird. Aus dem Zerfallsgesetz kann man nun die Zahl der vorhandenen Kerne nach der Bestrahlung berechnen:

$$C = \frac{Z}{\varepsilon \cdot H} \cdot \frac{tt}{lt} \quad (1)$$

Z	netto – Peakfläche (Zahl der registrierten γ)
ε	γ -Nachweiswahrscheinlichkeit („Efficiency“)
H	Häufigkeit der registrierten γ pro Zerfall
tt	die wahre Messzeit („truetime“ tt)
lt	Zeit in der das ADC messbereit war („lifetime“ lt)
C	Zahl der während der Messung zerfallenen Kerne

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad N_0 = N + C \quad (2)$$

$$\rightarrow N_0 - C = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot tt} \rightarrow 1 - \frac{C}{N_0} = e^{-\lambda \cdot tt} \rightarrow A_0 = \frac{\lambda \cdot C}{1 - e^{-\lambda \cdot tt}} \quad (3)$$

N_0 Zahl der Kerne bei Messbeginn

N Zahl der noch vorhandenen Kerne bei Ende der Messzeit.

λ Zerfallskonstante

A_0 Aktivität bei Messbeginn (Messbeginn = Bestrahlungsende)

2.2.1.2 Wirkungsquerschnitt für die Aktivierung radioaktiver Endkerne

Da der Beschleuniger keinen konstanten Strom liefert, muss man folgendermaßen vorgehen:
Die Aktivität einer radioaktiven Substanz, die mit veränderlicher Quellstärke $Q(t)$ erzeugt wird, ist zu einem beliebigen Zeitpunkt st gegeben durch

$$A(st) = \lambda \int_0^{st} Q(t) \cdot e^{-\lambda(st-t)} dt \quad (4)$$

Die Quellstärke Q entspricht der Zahl der Wechselwirkungen und ist proportional zum Strahlstrom. Die Zahl der Wechselwirkungen rechnet sich aus dem Wirkungsquerschnitt σ der Flächendicht T_ρ und dem Teilchenstrom $J(t)$ wie folgt:

$$Q = \sigma \cdot J(t) \cdot T_\rho \quad (5)$$

Einsetzen von (5) in (4) liefert

$$A(st) = \lambda \cdot \int_0^{st} \sigma \cdot J(t) \cdot T_\rho \cdot e^{-\lambda(st-t)} dt \quad (6)$$

bzw. umgeformt

$$\rightarrow A(st) = \lambda \cdot \sigma \cdot T_\rho \cdot e^{-\lambda \cdot st} \int_0^{st} J(t) \cdot e^{\lambda \cdot t} dt \quad (7)$$

Da die Aktivität am Ende der Strahlzeit, aus Messungen des radioaktiven Zerfalls, bekannt ist (3), folgt daraus unmittelbar der Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma = \frac{A(st)}{\lambda \cdot T_\rho \cdot e^{-\lambda \cdot st} \int_0^{st} J(t) \cdot e^{\lambda \cdot t} dt} \quad (8)$$

In den Formeln 5 bis 8 bedeuten:

σ	Wirkungsquerschnitt	[cm ²]
Q	Wechselwirkungen (Quellstärke)	[s ⁻¹]
J	Teilchenstrom	[s ⁻¹]
st, t	Strahlzeit	[s]
T_ρ	Flächendichte des Targets	[Atome pro cm ²]

2.2.1.3 Wirkungsquerschnitt für die Produktion stabiler Endkerne

Stabile Kerne können nur aus den Spektren der prompten γ -Emission während der Bestrahlung bestimmt werden. Die Schwierigkeit liegt hier in der Notwendigkeit der Einbeziehung von Ergebnissen aus Modellrechnungen. Die Vorgangsweise ist folgende:

Die γ -counts eines charakteristischen Peaks werden während der gesamten Bestrahlung gemessen und damit die Zahl der gebildeten stabilen Endkerne bestimmt. Die Zahl der Wechselwirkungen, die zur Erzeugung solcher Kerne geführt haben, berechnet sich zu:

$$Q = C = \frac{Z}{\varepsilon \cdot \beta} \cdot \frac{tt}{lt} \quad (9)$$

Die Gleichung ist identisch mit Gleichung (1).

Der Ausdruck β bezeichnet hier die Häufigkeit, mit der diese γ -Energie beim Zerfall des angeregten Kernes vorkommt. Man benötigt zur Bestimmung ein Zerfallsschema des betrachteten Kernes (z.B. NUDAT [32]). Weiters benötigt man Informationen darüber, mit welchem Anteil die einzelnen Anregungsniveaus, aus denen die γ -Quanten abgegeben werden, zum Gesamt-Wirkungsquerschnitt beitragen. Die Schwierigkeit besteht nun darin festzustellen, welche Energieniveaus überhaupt bevölkert sind und wie hoch der Anteil einer charakteristischen γ -Linie in dem gesamten γ -Abregungsspektrum eines bestimmten Restkernes ist. Diesen „branching factor“ genannten Wert kann man nur aus einer Modellrechnung gewinnen. Thomas et al. [1] haben bei ihrer Messung mit O-Isotopen die gleiche Vorgangsweise gewählt. Wie eine solche „branching factor“-Ermittlung vor sich geht wird in Pkt. 2.2.3 gezeigt.

Die Ermittlung des Teilchenstromes J ergibt sich aus der Strommessung über die Strahlzeit. Dabei ist nur darauf zu achten, dass tt und lt des ADC in eine Zeit fallen, in der auch wirklich Strahlstrom vorhanden war. Bei Stromlücken ist entsprechend zu korrigieren.

Der Wirkungsquerschnitt für die Kernreaktion ist dann

$$\sigma = \frac{Q}{J \cdot \varepsilon \cdot \beta \cdot T_p \cdot 10^{-27}} \quad [mb] \quad (10)$$

2.2.1.4 Prompte und verzögerte γ gleichzeitig

Wird durch die Bestrahlung ein radioaktiver ER erzeugt und sein Zerfallsprodukt gleichzeitig, ebenfalls durch die Bestrahlung, auch als ER erzeugt, so liegen die γ -Quanten dieses, auf zwei verschiedene Arten entstandenen Kerns im gleichen Peak. Für den Wirkungsquerschnitt ist aber nur der Anteil γ -Quanten aus der direkten Bestrahlung maßgebend (der ER Anteil). Die aus dem radioaktiven Zerfall stammenden γ -Quanten müssen daher abgezogen werden. In dieser Arbeit gilt dies für $^{28}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Si}$ und $^{29}\text{Al} \rightarrow ^{29}\text{Si}$ (siehe auch die Abbildung A 3.20 und A 3.17). Ist der Wirkungsquerschnitt des radioaktiven Kerns bekannt, so kann man wie folgt vorgehen: Gleichung (3) liefert die Aktivität und damit die vorhandene Teilchenzahl zu jedem beliebigen Zeitpunkt. Kennt man den Stromwert J zum Zeitpunkt t - und damit den Zusammenhang $J(t)$ - so kann man zu jedem beliebigen Zeitpunkt die Aktivität A_t berechnen. Dazu gehen wir von Gleichung (7) aus und schreiben

$$A(st) = \lambda \cdot \sigma \cdot T_p \cdot e^{-\lambda \cdot st} \int_0^{st} J(t) \cdot e^{\lambda t} dt \quad (11)$$

Diese Gleichung liefert die Aktivität am Ende einer beliebigen Zeit st . In dieser Formel ist st die Bestrahlungszeit in Sekunden und $J(t)$ der Teilchenstrom als Funktion der Zeit. In der praktischen Rechnung wird das Integral durch eine Summe ersetzt und die Funktion $J(t)$ durch eine Zahlenreihe von Strommessungen. Durch Summieren aller Aktivitäten nach (11) erhalten wir die Gesamtzahl der Zerfälle innerhalb der Bestrahlungszeit.

$$\sum_{st} A(st) = \sum_{st} \lambda \cdot \sigma \cdot T_p \cdot e^{-\lambda x} \int_0^x J(t) \cdot e^{\lambda t} dt \quad (12)$$

In dieser Formel ist x eine Laufvariable von 0 bis st . Mit Hilfe der Häufigkeit H der γ -Energie aus dem Zerfallsschema des radioaktiven Kerns und der Nachweiswahrscheinlichkeit ε des Messplatzes können wir die Zahl der, aus dem radioaktiven Zerfall stammen γ -Quanten, von der Gesamtzahl der Counts des Peaks abziehen.

$$Z_{\gamma}^{ER} = Z_{\gamma}^{Peak} - \sum_{st} A(t) \cdot H \cdot \varepsilon \quad (13)$$

Diese Vorgangsweise wurde bei ^{28}Al und ^{28}Si für den Peak bei 1779 keV und für ^{29}Al und ^{29}Si für den Peak 1273 verwendet.

Alternativ zu der oben gezeigten Methode kann zum Auftrennen des Peaks auch folgende Fit - Methode verwendet werden:

$$A(t) = \underbrace{C_1 \cdot J(t)}_{\text{prompt } (^{28}\text{Si})} + \underbrace{C_2 \cdot e^{-\lambda st} \cdot \sum_{t=0}^{st} J(t) \cdot e^{\lambda t}}_{\text{verzögert } (^{28}\text{Al})} \quad (14)$$

Das Ergebnis eines solchen Fits für den Peak bei 1779 keV, bestehend aus den γ -Ereignissen von ^{28}Si und ^{28}Al , zeigt Abbildung A 2.7 .

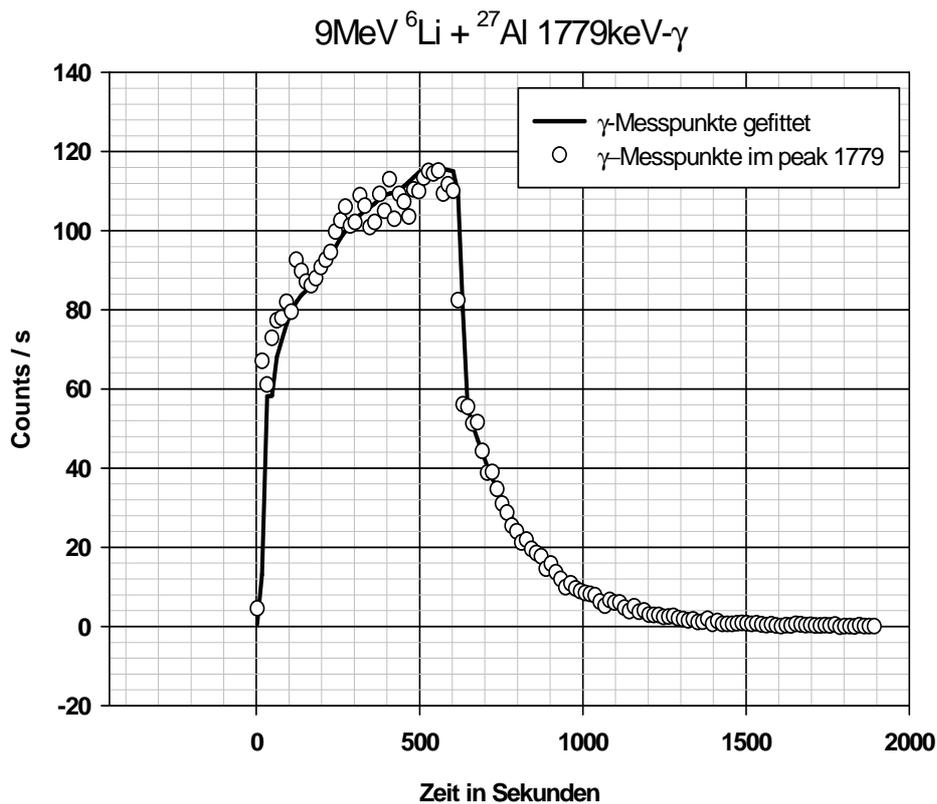


Abb. A 2.7: Fit über die Messpunkte des Peak 1779 keV nach der Fitformel (14).
(Nach einer persönlichen Info von P. Hille [33].)

2.2.1.5 Unsicherheit

Bei der Berechnung der Unsicherheit wurde für die Zählraten die Formel für Einzelmessungen herangezogen.

$$\sigma = \frac{x}{\sqrt{x}} \quad (15)$$

herangezogen und mit einer Unsicherheit von 1σ weiter gearbeitet. Auch das Peakauswerteprogramm WIRUK+ [41] verwendet für die statistische Unsicherheit 1σ . Auf alle anderen Unsicherheiten und deren Verknüpfung wurde das Gaußsche Fehler-Fortpflanzungsgesetz angewandt.

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_n^2} \quad (16)$$

Weitere Details zu den Unsicherheiten befinden sich im Anhang B-15

2.2.2 Berechnung der effektiven Einschußenergie

Bei der Berechnung eines Wirkungsquerschnittes nach Formel (7) oder (9) kommt die Einschußenergie der Projektil- Ionen nicht vor. Jedoch ist die Zahl der gemessenen Wechselwirkungen von der Einschußenergie abhängig. Ein Wirkungsquerschnitt muss daher immer einer bestimmten Einschußenergie zugeordnet werden.

Die durch den Beschleuniger erzielte Ionenenergie E_{\max} kann nicht direkt als Einschußenergie dem ermittelten Wirkungsquerschnitt zugeordnet werden. Man muss, für das Bestimmen der effektiven Einschußenergie, den Energieverlust im Target berücksichtigen.

Wie die effektive Einschußenergie bestimmt werden kann wird im Anhang A-6 gezeigt.

2.2.3 Der „summierte und korrigierte Verzweigungsfaktor“ (β -Faktor)

Der β -Faktor gibt die Häufigkeit an, mit der von einem angeregten Kern γ -Quanten einer bestimmten Energie emittiert werden. Zu seiner Ermittlung benötigt man die Bevölkerung der angeregten Energieniveaus, sowie die Häufigkeit der unterschiedlichen γ -Emissionen mit der jedes einzelne Niveau seine Energie abgibt. Die Bevölkerung der Energieniveaus erhält man aus einer Modellrechnung (z.B. EHF in EMPIRE [38]). Die Häufigkeit der unterschiedlichen γ -Emissionen aus Messdaten (z.B. NUDAT [32]). In dieser Arbeit wurden die β -Faktoren von

Thomas et al. [1] übernommen, um einen Vergleich zwischen $^{17,18}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{6,7}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ auf Basis derselben Modellrechnung zu ermöglichen. Wie die β -Faktoren ermittelt werden ist in Anhang A-7 beschrieben.

2.3 Besonderheiten der Experimentauswertung

Aus den Daten des hier beschriebenen Experiments kann der Wirkungsquerschnitt der kompletten Fusion von Projektil- und Targetkern zu einem Compoundkern nicht direkt bestimmt werden. Die Bestimmung des σ_{CF} wäre nur über die Summierung der einzelnen partiellen Wirkungsquerschnitte der Restkerne möglich. Da mit der verwendeten Messmethode jedoch nicht alle Restkerne bestimmt werden können, ist die direkte Ermittlung des σ_{CF} unmöglich. Die relative Häufigkeitsverteilung der Bevölkerung von Energieniveaus der ER sollte jedoch vom Absolutwert des σ_{CF} unabhängig sein.

2.3.1 Verwendete Auswertungsmethode der Messung

Es wurde ein Vergleich der Anregungsfunktionen der partiellen Wirkungsquerschnitte von $^{6,7}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ mit jenen von $^{18/17}\text{O}+^{16}\text{O}$ durchgeführt. Dabei wurden die σ_{ER} in Relation zu ihrem σ_{CF} gesetzt. Bei $^{17,18}\text{O}+^{16}\text{O}$ geht das, da sowohl σ_{CF} als auch σ_{ER} ermittelt wurden. Bei $^{6,7}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ kann der σ_{CF} nicht direkt ermittelt werden (siehe 2.3). Es wurde daher folgender Weg gewählt:

Da beide Reaktionen den gleichen CN bilden, sollte der Anteil eines Restkerns, der nur aus dem CN entstehen kann, für beide Reaktionen annähernd gleich sein. Kennt man von so einem ER die Relation - σ_{ER}/σ_{CF} - bei einer Reaktion, dann kennt man sie auch bei der anderen. Ein solcher ER, der nur aus dem CN entstehen kann, ist bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ der Kern ^{32}P . Bei $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ der Kern ^{31}P . Bei gleicher Anregungsenergie und Spinverteilung des CN sollte der Zerfall des CN in seine Restkerne, nach dem statistischen Modell, bei beiden Reaktionen gleich sein. Um den Vergleich der beiden Reaktionen möglichst modellunabhängig zu führen, verwendeten wir zunächst die β -Faktoren für $^{18/17}\text{O}+^{16}\text{O}$ von Thomas et al. [1] um die partiellen Wirkungsquerschnitte der eigenen Messung berechnet.

Da die Relation zwischen $\sigma^{32/31}\text{P}$ und σ_{CF} wegen des gleichen CN für $^{18/17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{7/6}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ gleich bleibt, konnten wir ansetzen

$$\frac{\sigma_{partell}^{32P}{}^{18}\text{O}+^{16}\text{O}}{\sigma_{CF}{}^{18}\text{O}+^{16}\text{O}} = \frac{\sigma_{partell}^{32P}{}^7\text{Li}+^{27}\text{Al}}{\sigma_{CF}{}^7\text{Li}+^{27}\text{Al}} \quad (21)$$

und daraus das unbekannte σ_{CF} von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ für alle verwendeten Einschußenergien abschätzen.

Die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte sind für diese Untersuchung nur von untergeordneter Bedeutung. Lediglich die Abweichungen in der Form der Relationsfunktionen von ${}^{18/17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ zu den aus den Messergebnissen stammenden Relationsfunktionen von ${}^{7/6}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$, geben einen Hinweis auf wahrscheinliche break-up Reaktionen.

Bei ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ konnte nur der, mit hoher Häufigkeit vorkommende, ER ${}^{32}\text{P}$ bei 1676 keV und bei ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ nur der ER ${}^{31}\text{P}$ bei 1266 keV ausgewertet werden. Die Auswertung nur eines Peaks ist naturgemäß ungenauer, als wenn der σ_{ER} über mehrere Peaks gemittelt werden kann. Insbesondere der Peak 1266 keV im prompten Spektrum ist durch γ -Quanten, welche aus anderen Reaktionsmechanismen stammen, teilweise überlagert. Ein direktes Übernehmen der Relation (21) liefert eine etwas ungenaue „wackelige“ Anregungsfunktion. Um die Zuverlässigkeit des so ermittelten Anregungsfunktion zu testen wurde mit dem coupled channel Modellcode CCFULL [39] über die „verwackelten“ Werte aus der Relation eine passende Anregungsfunktion von ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ gefittet. Dabei wurden auch die vorhandenen Literaturdaten von [13, 17, 35] mit einbezogen. Es zeigte sich, dass die genannten Einschränkungen zwar bei der Beurteilung berücksichtigt werden müssen, die Ergebnisse jedoch ausreichende Aussagekraft im Bezug auf die Fragestellungen dieser Arbeit haben.

2.3.2 Erweiterte Auswertungsmethode der Messung

Es wurde sowohl bei ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ als auch bei ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$, für einige Restkerne auch der Absolutwert des Wirkungsquerschnittes berechnet. Diese Berechnung wurden sowohl mit den β -Faktoren von Thomas et al. [1] als auch mit selbst ermittelten β -Faktoren durchgeführt. Es sollte damit vor allem die verwendeten β -Faktoren überprüft, aber auch einige absolute Wirkungsquerschnitte gewonnen werden.

2.3.3 Werte der Parametrisierung

CCFULL [39] verwendet für die Berechnung ein Woods–Saxon Potential. Ein Basissatz von Parametern wurde dem Internet-System NRV [40] entlehnt. Es wurden die Parameter für Oberflächenabsorption verwendet. Dies ist für Einschußenergien bis 20 MeV besser, da eine Volumsabsorption erst bei höheren Energien relevant wird.

2.3.4 Auswahl des Modellcodes für die ER Berechnung

Für die Modellierung der Zerfallsverhältnisse eines CN durch eine (Hauser-Feshbach) Rechnung ist die Kenntnis der Niveaudichte jedes Restkerns von entscheidender Bedeutung. Schon geringe Abweichungen der Niveaudichte-Werte führen zu großen Unterschieden in den Ergebnissen der Berechnung von Wirkungsquerschnitten der Restkerne. EMPIRE [38] stellt mehrere Möglichkeiten zur Verfügung, die Niveaudichten der ER zu berechnen, und bietet die Möglichkeit über ein spezielles output-file (Option IOUT = 6) die verwendeten Niveaudichten zu kontrollieren. Rechnungen mit den verschiedenen Möglichkeiten von EMPIRE [38] führten zu dem Ergebnis, dass die beste Modellierung von ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{17,18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ mit der folgenden (im Manual empfohlenen) Option erfolgt.

LEV DEN=3.0 microscopic HF-BCS level densities

(HF-BCS =Hartree-Fock + Bardeen-Cooper-Schrieffer. Bezüglich der Niveaudichte-Optionen siehe EMPIRE Manuell [38] Seite 136 und Seite 169).

Die Option LEVDEN = 3.0 verwendete zur Bestimmung der Niveaudichten eine von **P.Demetriu, S.Goriely [51]** ausgearbeitete Datenbank, welche im EMPIRE Code Paket enthalten ist. Diese Option benötigt keine Parametereingaben und liefert dennoch für den in dieser Arbeit untersuchten Bereich der Nuklidkarte die besten Ergebnisse.

Die Unterschiede der Niveaudichte-Funktionen sind in Abbildung A 2.8 am Beispiel von ${}^{34}\text{S}$ und ${}^{26}\text{Mg}$ aus ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ dargestellt. Die blauen und grünen Symbole zeigen die in den Datenbanken Nudat [32] und Rip12 (aus EMPIRE [38]) angeführten Niveaus. Die grüne Volllinien-Kurve basiert auf der Datenbank nach [51] die ebenfalls in EMPIRE [38] enthalten ist (siehe Manuell Seite 43). Die rote Punktcurve stellt das Ergebnis der HF-BCS Rechnung dar, welche auf der Datenbank nach Kurve 4 basiert (Kurve 1 und 4 sind praktisch identisch).

Die dünn gezeichneten roten Kurven (2 und 4 in der Legende) sind alternative Möglichkeiten einer Berechnung der Niveaudichte-Funktion. Dabei wird die in EMPIRE [38] implementierte Datenbank Rip12¹ verwendet.

¹ **RIPL-2 Reference Input Parameter Library** T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, G. Zhigang, S. Goriely, M. Herman, A.V. Ignatyuk, S. Kailas, A. Koning, P. Oblozinsky, V. Plujko and P. Young. *Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2*. IAEA-TECDOC-1506 (IAEA, Vienna, 2006). Available online at <http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>

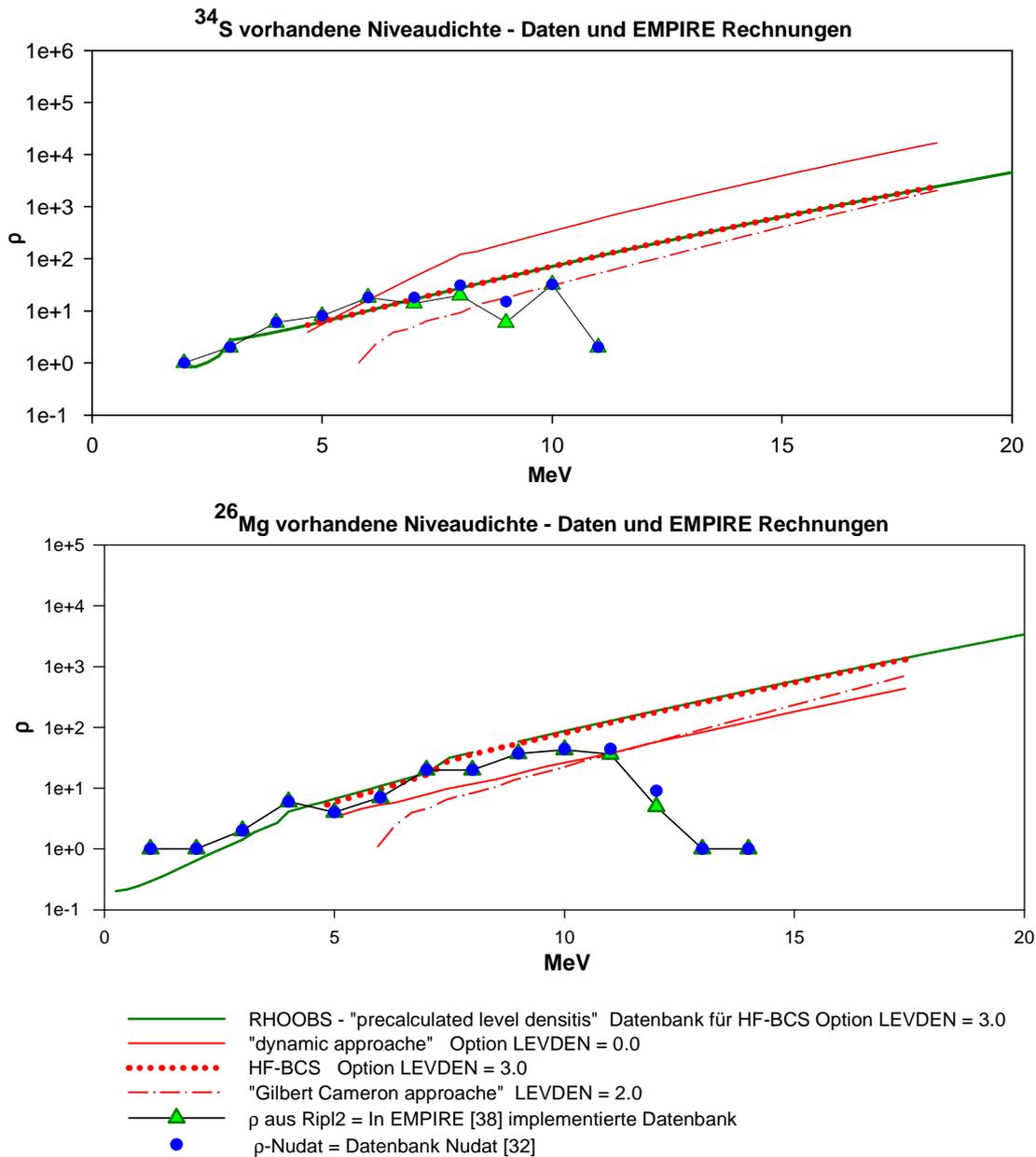


Abb. A 2.8 Zwei Beispiele wie EMPIRE [38] intern die Niveaudichte der ER behandelt.

Abbildung A 2.8 zeigt, dass die Zahlenwerte der Niveaudichte nach den Datenbanken Nudat [32] und Rip12 [aus 38] mit steigender Anregungsenergie des Kerns abnehmen. Der Grund ist nicht physikalischer Natur sondern liegt darin, dass bei höheren Energien nicht alle Niveaus bekannt sind. Für die Standard-Option LEVDEN = 0.0 muss vom Benutzer des Codes die Zahl der verwendeten Niveaus abgeschätzt werden (siehe EMPIRE [38] Manual Seite 179). Im vorliegenden Fall führte die Modellrechnung mit den Optionen LEVDEN = 0.0 und LEVDEN = 2.0 zu keinem zufrieden stellenden Ergebnis, da es nicht gelungen ist für $^{6,7}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17,18}\text{O}+^{27}\text{Al}$ bei gleicher Parametrisierung auch gleiche Ergebnisse zu erzielen. OPTION LEVDEN = 3.0 jedoch leistet dies.

(Der Code NRV [40] (Entwicklungsstand 02. 2011) verwendet für die Niveaudichten einen Gilber-Cameron Ansatz. Er liefert jedoch keine zufrieden stellenden Ergebnisse für die hier untersuchten Kernreaktionen und das Ergebnis seiner Niveaudichte-Berechnung lässt sich vom Benutzer des Codes nicht überprüfen. Er wurde daher für die Modellierung der Zerfallsreihen nicht verwendet.)

2.3.5 Verwendete einfache Modelle

In den folgenden Abschnitten 3.1; und 3.2 werden direkte Vergleiche zwischen den σ_{CF} gezogen und in Abschnitt 3.3 in einer reduzierten Darstellung gezeigt. Zur Bestimmung der maximalen Barrierenhöhen E_0 (CB) und deren Position R_0 wurde ein Proximity-Potential nach I. Dutt (2011) [57] verwendet (siehe Abbildung A 2.11). Weiters wurden zwei Modellierungen der Daten vorgenommen:

Die erste Datenmodellierung erfolgt nach K. Siwek-Wilczynska und J. Wilczynski (2004) [68] mit dem DBF (“diffused-barrier formula”) Modell.

$$\sigma_{fus} = \pi R_\sigma^2 \frac{w}{E\sqrt{2\pi}} \left[X\sqrt{\pi} (1 + erf X) + e^{-X^2} \right] \quad \text{mit} \quad X = \frac{E - E_0}{\sqrt{2w}} \quad (22)$$

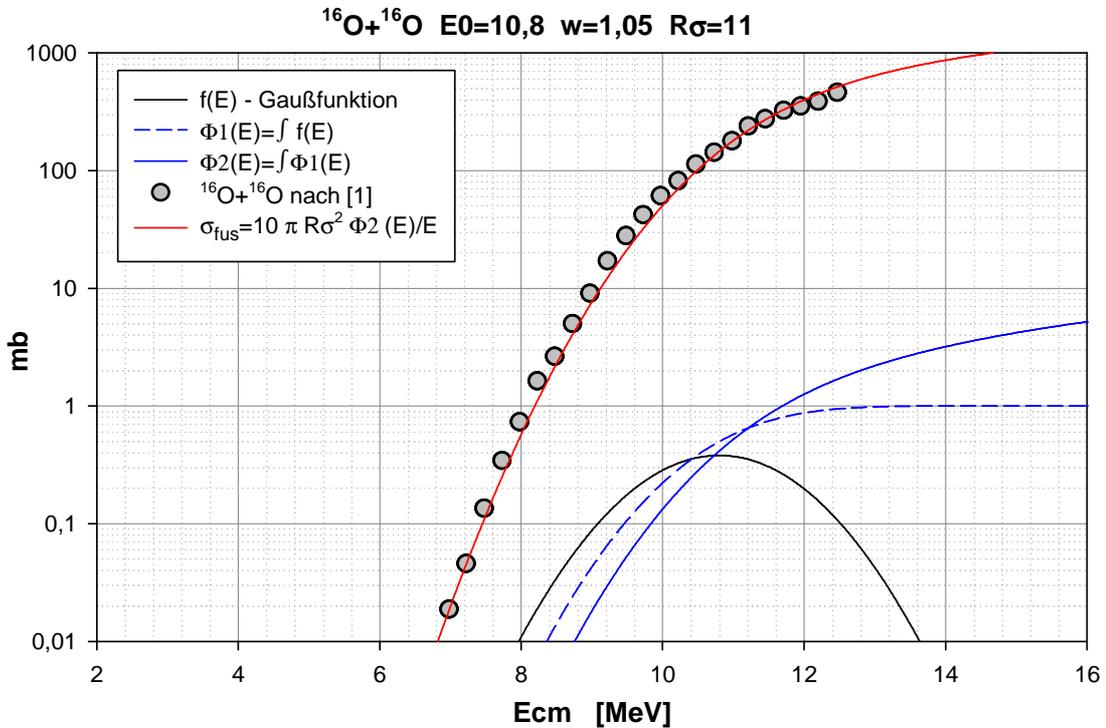


Abb. A 2.9 Die Abbildung zeigt am Beispiel von $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, wie sich σ_{fus} durch 2 maliges integrieren einer Gaußfunktion bestimmen lässt. Die Gleichung der roten Kurve ist – bis auf den Faktor 10 der die Einheit mb festlegt – mit Gleichung (22) mathematisch identisch.

$\operatorname{erf} X$ ist das Gauß'sche Fehlerintegral mit dem Argument X . R_σ ist annähernd die Position der Barriere R_0 . Für die Modellierung der Daten sind im Wesentlichen nur die Parameter w und R_σ notwendig. E_0 kann aus einem Potential bestimmt werden. Der Zusammenhang mit der, die Barrierenbreite bestimmenden Gaußfunktion ist aus Abbildung A 2.9 ersichtlich.

Die zweite Modellierung erfolgt nach A.K.Mohanty [62, 63) als SBPM („single barrier penetration model“) mit Übergangshals zwischen Projektil und Target („neck-potential“) sowie unterschiedlichen Transmissionskoeffizienten.

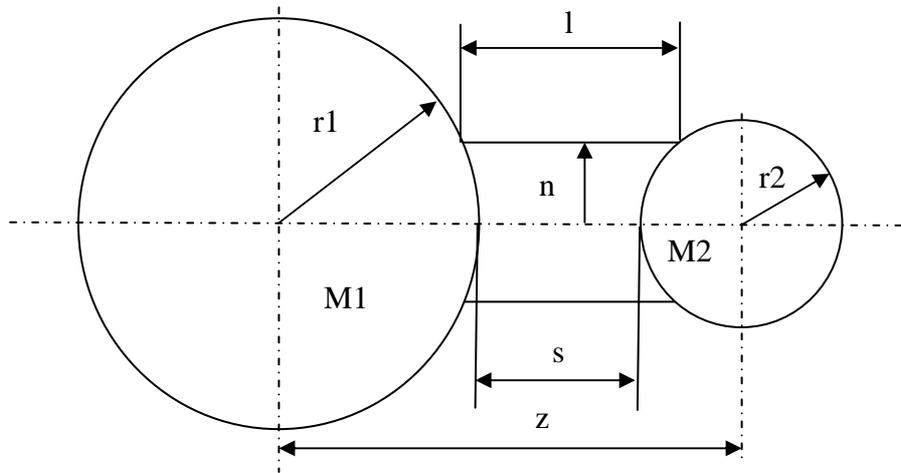


Abb. A 2.10 Makroskopische Interpretation der Annäherung zweier Kerne wobei sich kurzzeitig ein zylindrischer Übergangsbereich („neck“) ausbildet. Das Modell wurde von W. J. Swiatecki (1979) [60; 61] eingeführt und von A.K. Mohanty (2010) [62; 63] überarbeitet.

Das von A.K.Mohanty als „adiabatisches Potential“ bezeichnete Potential lautet:

$$V_{ad}(r, \bar{n}) = V_N(r) + V_C(r) + V_{neck}(r, \bar{n}) \quad (23)$$

wobei der V_{neck} Anteil sich darstellt als:

$$V_{neck}(r, n) = 2\pi\gamma \left(n \cdot s - n^2 + \frac{n^3}{2\bar{R}} \right) \quad (24)$$

Per Definition ist $s = r - (Ra - \bar{R}/2)$ wobei \bar{R} der reduzierte Radius und Ra ein wählbarer Parameter ist. Ra liegt zwischen der CB und dem Minimum der Potentialtasche. (Nach [63] werden die besten Ergebnisse erzielt, wenn Ra nahe der CB liegt.). Der Parameter γ ist der

Koeffizient der Oberflächenspannung. Der „neck“ Radius ist n und die „neck“ Länge ist s (siehe Abbildung A.2.10). Nach der Substitution $\rho = \frac{s}{(2\bar{R})}$ und $\nu = \frac{n}{(2\bar{R})}$ schreibt man:

$$V_{neck}(\rho, \nu) = 8\pi\gamma\bar{R}^2(\rho\nu - \nu^2 + \nu^3) \quad (25)$$

Dieses „neck-potential“ hat ein Minimum bei $\bar{\nu} = \frac{1 + \sqrt{1 - 3\rho}}{3}$

Das effektive Potential nach [60 - 63] lautet somit:

$$V_{eff}(r, \bar{n}) = V_{ad}(r, \bar{n}) + V_Z(r) \quad (26)$$

wobei $V_Z(r)$ den Zentrifugalterm darstellt.

Der Fusions-Wirkungsquerschnitt (σ_{CF}) wird geschrieben als:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}(E) \quad (27)$$

mit μ = reduzierte Masse, $T_{\ell}(E)$ = Barrieren-Durchdringungs-Wahrscheinlichkeit (Transmissionskoeffizient), E = Schwerpunktennergie des Systems.

Der Ausdruck

$$T_{\ell}(E) = \left[1 + e^{2S_{\ell}} \right]^{-1} \quad \text{mit} \quad S_{\ell} = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{V_{eff_{\ell}}(r) - E} dr \quad (28)$$

ist der Transmissionskoeffizient in WKB-Näherung (WKB = Wentzel, Kramers, Brillouin).

In der Hill-Wheeler Näherung [58] schreibt sich der Transmissionskoeffizient als

$$T_{\ell}(E) = \left[1 + e^{\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E_0_{\ell} - E)} \right]^{-1} \quad (29)$$

wobei E_0_{ℓ} die Drehimpuls abhängige Barrierenhöhe darstellt. (E_0_0 = Coulombbarriere). Nach [62;63] wurde für $E < E_0$ Formel (28) und für $E > E_0$ Formel (29) gewählt.

Nachdem das zu verwendende nukleare Potential nach [62; 63] frei wählbar ist, wurde ein Proximity-Potential in moderner Parametrisierung nach I. Dutt (2011) [52] verwendet. Dieses Potential ist in Abbildung A.2.11a ohne V_{neck} und in A.2.11b mit V_{neck} dargestellt.

Die Formeln 30a bis 30e zeigen die Zusammensetzung des adiabatischen effektiven Potentials.

Nuklearterm $V_n(r) = 4\pi\bar{R}\gamma b\Phi\left(\frac{r-C_p-C_t}{b}\right)$ MeV (30a)

Coulombterm $V_c(r) = 1.44\frac{Z_p \cdot Z_t}{r}$ MeV (30b)

Zentrifugalterm $V_z(r) = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R_B^2}$ MeV (30c)

effektives Potential $V_{eff}(r) = V_n(r) + V_c(r) + V_z(r)$ MeV (30d)

effektives adiabatisches Potential $V_{effad}(r) = V_n(r) + V_c(r) + V_z(r) + V_{neck}(r)$ MeV (30e)

Proximity-Potential ohne und mit „neck“ – Erweiterung (für ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$)

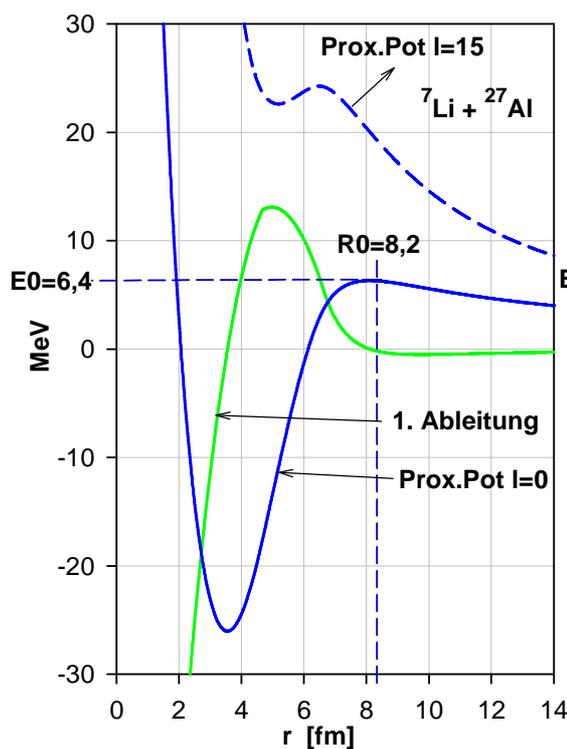


Abb. A 2.11a Proximity-Potential nach I. Dutt [57]. Die grüne Kurve seine 1. Ableitung

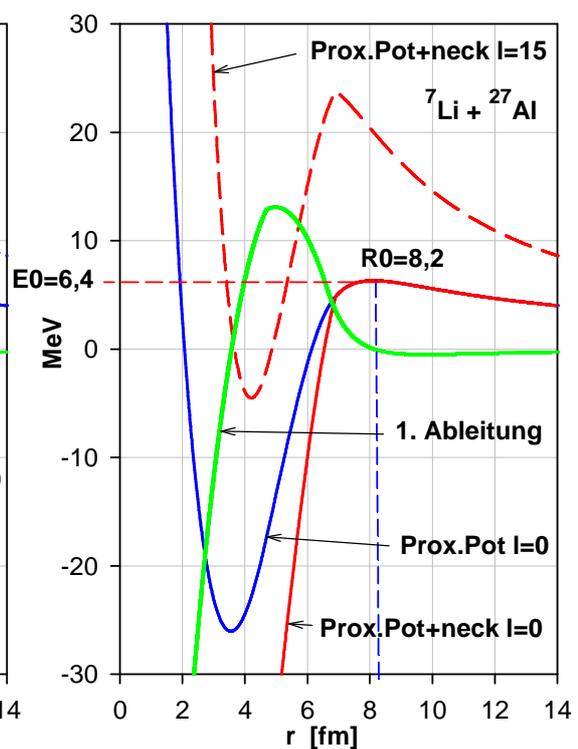


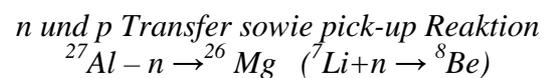
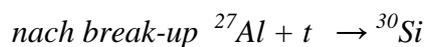
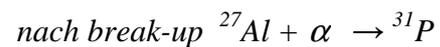
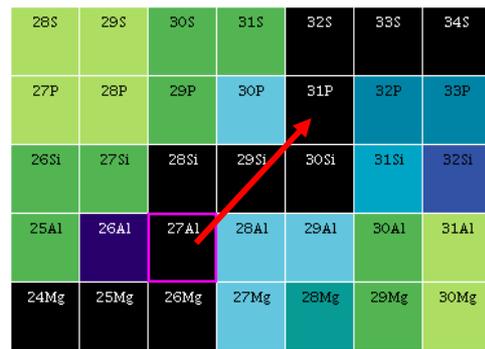
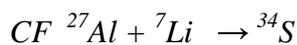
Abb. A 2.11b Proximity-Potential nach [57] mit „neck“ nach [62, 63] Die grüne Kurve ist die 1. Ableitung des Potentials ohne „neck“.

3 Resultate

Untersucht wurde die charakteristische prompte und verzögerte γ -Strahlung der Endkerne von Kernreaktionen, welche durch den Beschuss von ^{27}Al mit ^6Li bzw. ^7Li auftreten. Die Auswertung der γ -Spektren gestaltete sich relativ schwierig, da fast alle relevanten γ -Linien („Peaks“) als Misch- oder Doppelpeak vorliegen. (Details siehe Anhang A-8)

3.1 ^7Li auf ^{27}Al

3.1.1 Überblick



Farbcode der Nuklidkarte nach NuDat [32]. Farben sind Halbwertszeit-Bereiche in Sekunden



Abb. A 3.1 Einige mögliche Reaktionen beim Beschuss von ^{27}Al mit ^7Li

Gemessen wurde bei acht Einschußenergien von 6 bis 13 MeV, in Schritten von 1 MeV. Diese Angaben beziehen sich auf die, vom Beschleuniger auf die Projektileilchen, übertragene Energie im Laborsystem (E_{lab}). Die Umrechnung dieser Werte in eine „Effektive Einschußenergie“ in E_{lab} wird im Anhang A-6 gezeigt. Bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ liegen jedoch nur 6 Energieschritte im Bereich gleicher CN - Anregungsenergie mit $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ vor. Daher konnten

auch nur diese 6 Energiewerte verglichen werden. In Tabelle T 3.1 sind die Zahlenwerte der verwendeten Projektilenergien sowie der diesen zugeordneten effektiven Einschußenergien in E_{lab} und der effektiven Einschußenergien in E_{cm} aufgelistet. Der ${}^7\text{Li}$ -Strahl hatte, auf Grund seiner massenspektrometrischen Erzeugung, eine nahezu 100% Reinheit, sodass keine Verfälschung der Messung durch Fremdionen vorkam. Das Target bestand aus einer 2 μ dicken ${}^{27}\text{Al}$ Folie mit einer Reinheit von 99,9%.

(Weitere Angaben zu den Unsicherheiten siehe Anhang B-15)

Projektilenergie durch Beschleuniger [MeV]	effektive Energie im Target in E_{lab} [MeV]	Schwerpunktsenergie E_{cm} [MeV]
13.0 0	12,7 1	10.0 9
12.0 0	11,7 0	9.2 9
11.0 0	10,6 8	8.4 8
10.0 0	9,6 6	7.6 7
9.0 0	8,6 4	6.8 6
8.0 0	7,6 2	6.0 5
7.0 0	6,5 9	5.2 3
6.0 0	5,5 6	4.4 2

Tabelle T 3.1 Projektilenergien (Nennwert ohne Unsicherheit) von ${}^7\text{Li}$. Der Energieverlust im Target wurde nach Ziegler [37] und der im Anhang A-6 beschriebenen Methode ermittelt. Genauigkeit der Beschleunigerspannung und Spannungsschwankungen liegen unter 2 kV

3.1.1.1 Der Compoundkern ${}^{34}\text{S}$

Wie oben beschrieben und in Abbildung A 3.1 dargestellt, führt der Beschuss von ${}^{27}\text{Al}$ mit ${}^7\text{Li}$ zu dem Compoundkern ${}^{34}\text{S}$ („compound nucleus“ CN). Der durch die Fusionsreaktion entstehende Compoundkern ${}^{34}\text{S}$ ist hoch angeregt. Er gibt seine Anregungsenergie vorerst überwiegend durch Abdampfen von Nukleonen und α -Teilchen ab. Durch den Abdampfprozess entstehen weitere Zwischenkerne, die auch wieder Nukleonen und α -Teilchen abdampfen können. Diese Prozesse setzen sich so lange fort, bis ein Restkern („evaporation rest“ ER) übrig bleibt, dessen Anregungsenergie so gering ist, dass sich kein weiteres Teilchen mehr aus dem Kern lösen kann und er die restliche Anregungsenergie nur mehr durch γ -Emission abgibt. Das Verfahren zum Auffinden und Analysieren der ER durch Auswertung der durch diese γ -Emission erzeugten γ -Spektren wurde in Abschnitt 2 bereits beschrieben. Anhang B-1 gibt einen Überblick über jene Kerne und ihre Anregungsenergie die nach dem statistischen Modell (EMPIRE - Code [38]), durch den Zerfall des CN ${}^{34}\text{S}$ entstehen.

Jede ER bildende Kernreaktion hat eine eigene Energiebilanz (Q-Wert). Jene ER deren Entstehung aus einem CN energetisch möglich ist, sind in Tabelle T 3.2 aufgelistet.

Die Berechnung ihrer Q-Werte wurde mit dem Q-Wert-Rechnern von NNDC [42] (<http://www.nndc.bnl.gov/qcalc> - Brookhaven) und T-2 Nuclear Information Service Los Alamos <http://t2.lanl.gov/> [48] durchgeführt.

Kernreaktionen	+Q-Werte (keV)	Kernreaktionen	-Q-Werte (keV)	Schwelle (keV)
$^{34}\text{S}+\gamma$	27643.27	$^{30}\text{Si}+\text{p}+\text{t}$	-94.366	118.905
$^{30}\text{Si}+\alpha$	19719.494	$^{30}\text{Si}+\text{n}+3\text{He}$	-858.121	1081.265
$^{33}\text{P}+\text{p}$	16760.0	$^{28}\text{Al}+\text{d}+\alpha$	-998.714	1258.417
$^{33}\text{S}+\text{n}$	16226.16	$^{31}\text{P}+2\text{n}+\text{p}$	-1279.237	1611.886
$^{29}\text{Si}+\text{n}+\alpha$	9110.297	$^{22}\text{Ne}+3\alpha$	-1538.55	1938.631
$^{26}\text{Mg}+2\alpha$	9076.232	$^{31}\text{Si}+\text{n}+2\text{p}$	-1988.77	2505.924
$^{32}\text{P}+\text{d}$	8880.979	$^{25}\text{Mg}+\text{n}+2\alpha$	-2016.84	2541.294
$^{32}\text{S}+2\text{n}$	7584.546	$^{27}\text{Al}+\text{t}+\alpha$	-2467,05	3108,56
$^{32}\text{Si}+2\text{p}$	7214.447	$^{28}\text{Al}+\text{n}+\text{p}+\alpha$	-3223.28	4061.453
$^{31}\text{P}+\text{t}$	7202.562	$^{30}\text{Si}+2\text{d}$	-4127.033	5200.217
$^{32}\text{P}+\text{n}+\text{p}$	6656.414	$^{28}\text{Mg}+2\text{p}+\alpha$	-4272.73	5383.81
$^{29}\text{Al}+\text{p}+\alpha$	6212.92	$^{27}\text{Mg}+3\text{He}+\alpha$	-5057.997	6373.266
$^{31}\text{Si}+^3\text{He}$	5729.273	$^{25}\text{Na}+\text{p}+2\alpha$	-5069.5	6387.76
$^{31}\text{P}+\text{n}+\text{d}$	945.329	$^{30}\text{P}+\text{n}+\text{t}$	-5109.065	6437.614
$^{28}\text{Si}+2\text{n}+\alpha$	636.73	$^{30}\text{Si}+\text{n}+\text{p}+\text{d}$	-6351.599	8003.253
$^{31}\text{Si}+\text{p}+\text{d}$	235.796	$^{31}\text{S}+3\text{n}$	-7457.82	9397.13
		$^{29}\text{Si}+\text{d}+\text{t}$	-8478.998	10683.855
		$^{30}\text{Si}+2\text{n}+2\text{p}$	-8576.164	10806.289
		$^{30}\text{Al}+\text{p}+^3\text{He}$	-8636.3	10882.0
		$^{31}\text{Al}+3\text{p}$	-9201.8	11594.6
		$^{24}\text{Mg}+2\text{n}+2\alpha$	-9347.416	11778.095

Tab. T 3.2 Liste aller Q-Werte der energetisch möglichen Kernreaktionen von $^7\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ bei der im Experiment höchsten Einschußenergie von 13 MeV.

3.1.1.2 Break-up und (oder) Transfer Reaktionen

Da diese Arbeit dazu beitragen soll, Hinweise auf den Aufbruch von ^7Li in seine Clusterbruchstücke α und t zu liefern, werden in Tabelle T 3.3 auch jene Kerne aufgelistet, welche möglicherweise aus den Reaktionen $^{27}\text{Al}(\alpha,\gamma)^{31}\text{P}$ und $^{27}\text{Al}(\text{t},\gamma)^{30}\text{Si}$ entstehen. Für die Abschätzung der Einschußenergie der Cluster in den ^{27}Al Kern wurde in erster Näherung Folgendes angenommen: Die Einschußenergie von ^7Li in E_{lab} wird um die Schwellenenergie für den Aufbruch reduziert und die verbleibende Energie als „Energie pro Nukleon“ auf die

Bruchstücke aufgeteilt. Für eine grobe Abschätzung sind die so ermittelten Einschußenergien ausreichend. Sie stehen in Tabelle T 3.3. (Berechnungen der für die Bruchstücke möglichen Energiebereiche findet sich bei Pfeiffer et al. [43] und Anhang B-11).

Restenergie der ${}^7\text{Li}$ Clusterbruchstücke t und α (Aufbruchenergie 2,467 MeV)			
Projektilenergie [MeV]	E von t [MeV]	E von α [MeV]	$\langle E \rangle$ von α [MeV] nach [43]
12,7 1	4.3 9	5.8 5	5.5 4
11,7 0	3.9 6	5.2 8	4.9 7
10,6 8	3.5 2	4.6 9	4.3 9
9,6 6	3.0 8	4.1 1	3.8 2
8,6 4	2.6 5	3.5 3	3.1 9
7,6 2	2.2 1	2.9 4	2.6 2
6,5 9	1.7 7	2.3 6	2.0 5
5,5 6	1.3 3	1.7 7	1.4 8

Tab. T 3.3 Die für eine Fusion mit ${}^{27}\text{Al}$ zur Verfügung stehenden Restenergien der Clusterbruchstücke t und α

In Tabelle T 3.4 sind die Q-Werte möglicher Clusterbruchstück-Reaktionen bei 13 MeV Projektilenergie von ${}^7\text{Li}$ aufgelistet. Mit dem statistischen Modellcode EMPIRE [38] können

Mögliche Reaktionen nach Aufbruch von ${}^7\text{Li}$ (Q-Werte in keV)			
${}^{27}\text{Al}+\text{t}$	Q -Wert	${}^{27}\text{Al}+\alpha$	Q-Wert
${}^{30}\text{Si}+\text{v}$	22186.082	${}^{31}\text{P}+\text{v}$	9669.14
${}^{29}\text{Si}+\text{n}$	11576.875	${}^{30}\text{Si}+\text{p}$	2372.22
${}^{26}\text{Mg}+\alpha$	11542.812	${}^{27}\text{Al}+\alpha$	0.0 0.0
${}^{29}\text{Al}+\text{p}$	8679.5 1.2	${}^{30}\text{P}+\text{n}$	-2642.48
${}^{28}\text{Si}+2\text{n}$	3103.312		
${}^{28}\text{Al}+\text{d}$	1467.8672		
${}^{22}\text{Ne}+2\alpha$	928.031		
${}^{25}\text{Mg}+\text{n}+\alpha$	449.741		
${}^{27}\text{Al}+\text{t}$	0.0 0.0		
${}^{28}\text{Al}+\text{n}+\text{p}$	-756.699		
${}^{28}\text{Mg}+2\text{p}$	-1806.15		
${}^{27}\text{Mg}+3\text{He}$	-2591.416		
${}^{25}\text{Na}+\text{p}+\alpha$	-2602.92		

Tabelle T 3.4 Q-Werte möglicher Clusterbruchstück-Reaktionen bei 13 MeV Projektilenergie. Berechnet mit Q-Wert Rechnern aus <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/> NNDC Brookhaven [42] und T-2 Nuclear Information Service Los Alamos <http://t2.lanl.gov/> [48]

die durch Clusterbruchstück-Fusion entstehenden Compoundkerne ^{31}P und ^{30}Si sowie die nach den Abdampfungsprozessen übrig bleibenden Restkerne abgeschätzt werden.

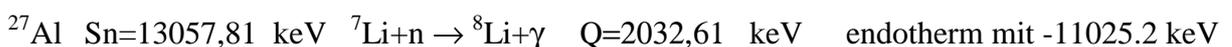
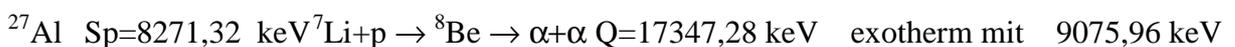
Mögliche Restkerne nach einer Fusion von ^{27}Al mit Clusterbruchstücken t und α. (Gerechnet mit EMPIRE [38])					
$^{27}\text{Al}+t$ 4,51 MeV E_{lab}	Schwelle [MeV]	mb	$^{27}\text{Al}+\alpha$ 6,02 MeV E_{lab}	Schwelle [MeV]	mb
$^{30}\text{Si}+\gamma$	0	0,043	$^{31}\text{P}+\gamma$	0	0,13
$^{29}\text{Si}+n$	0	92,81	$^{30}\text{P}+n$	3035	97,76
$^{28}\text{Si}+2n$	0	744,92	$^{30}\text{Si}+p$	0	214,96
$^{29}\text{Al}+p$	0	71,53	$^{27}\text{Al}+\alpha$	0	142,91
$^{28}\text{Al}+p+n$	0	49,29			
$^{26}\text{Mg}+\alpha$	0	107,43			

Tabelle T 3.5 Die in der Tabelle angeführten möglichen Restkerne nach einer Fusion der, aus einem ^7Li Aufbruch entstehenden, Clusterbruchstücke mit ^{27}Al gemäß einer Modellrechnung mit EMPIRE [38]

Die hohen Wirkungsquerschnitte einzelner Kerne bilden einen Hinweis darauf, dass diese nach einer Aufbruch-Reaktion bevorzugt entstehen können. Tatsächlich zeigen die ER ^{28}Si ; ^{28}Al und ^{26}Mg , speziell bei niedrigen Energien, einen weit höheren Wirkungsquerschnitt als die Modellrechnung für eine Compoundreaktion $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ vorhersagt. Die (historisch bedeutende) Reaktion $^{27}\text{Al}(\alpha,n)^{30}\text{P}$ wird in Pkt. 3.2.3 noch eingehend behandelt. ^{30}Si konnte nicht direkt gemessen werden, jedoch wird in Verbindung mit ^{30}P noch auf diesen Kern eingegangen.

3.1.1.3 Transferreaktionen als pick-up von p oder n nach ^7Li

Das Überspringen eines Nukleons von ^{27}Al auf ^7Li stellt sich in der Energiebilanz so dar:



Ein p - pick-up Transfer wäre daher möglich. Ein n - pick-up nicht.

3.1.1.4 Transferreaktionen von n und p auf ^{27}Al

Der Transfer von jeweils einem Proton oder Neutron von ^7Li nach ^{27}Al ist ebenfalls eine mögliche Reaktion.

n und p Transfer (Q-Werte in keV)			
	Q-Wert		Q-Wert
$^{27}\text{Al}+n$	25	$^{27}\text{Al}+p$	1609

Tabelle T 3.6 Positive Q-Werte möglicher n und p Transfer-Reaktionen von ^7Li nach ^{27}Al . Berechnet mit den Q-Wert Rechnern von Ref. [42] und [48]

3.1.1.5 Auswertung der γ -Spektren

Die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte für die ER erfolgt durch Auswertung der gemessenen γ -Peaks und des zugehörigen Gesamtstromes. Die Methode wurde in Pkt 2.1.2 und 2.1.3 bereits beschrieben. Abbildung A 3.2 zeigt beispielhaft ein bei 13 MeV Projektilenergie erzeugtes, durch unmittelbare Abregung der Restkerne noch während der Bestrahlung entstehendes, sogenanntes „promptes“ γ -Spektrum. (Das entspricht einer effektiven Einschußenergie von 12.71 MeV in E_{lab} bzw. 10,09 in E_{cm} .)

Die Bestrahlungszeit für die prompten γ -Spektren betrug ~600 Sekunden (die genaue Zeit wurde protokolliert). Zeit und Stromstärke wurden, im Hinblick auf eine geringe Neutronendosis, möglichst klein gewählt. Die prompten γ -Spektren aller Energien befinden sich im Anhang B-3 und B-4.

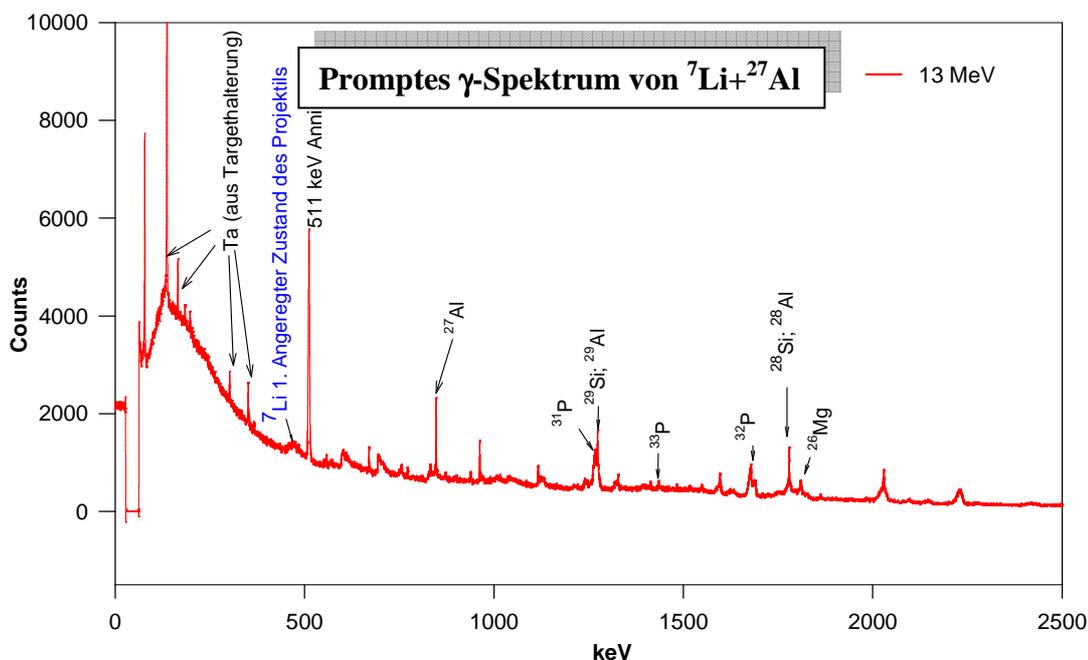


Abb. A 3.2 Promptes γ -Spektrum von $^7\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ bei 13 MeV Projektilenergie mit relevanten Peaks

Nach dem Abschalten des Ionenstrahles wurde ohne Unterbrechung weiter gemessen. Die Messzeit für diese so genannten „verzögerten Spekten“ betrug 1200 Sekunden. Ein solches Spektrum ist in Abbildung A 3.3 dargestellt. Die verzögerten γ -Spektren aller Energien befinden sich im Anhang B-7 und B-8. Die in diesen Spekten interessierenden Peaks („peak of interest“) stammen vom radioaktiven Zerfall der Kerne ^{28}Al und ^{29}Al . Der 511 keV Annihilations-Peak beinhaltet auch ^{30}P . Nach dem statistischen Modell sollte ^{30}P aus einer Compound-Reaktion nicht entstehen. Die Auswertung des 511 keV Peak wird in Pkt 3.2.3. gezeigt und die mögliche Entstehungsart von ^{30}P diskutiert. Alle anderen Peaks stammen aus dem Hintergrund. Die Peaks der charakteristischen γ -Strahlen aus den verzögerten Spekten sind leicht auswertbar und liefern auch die zuverlässigsten Daten für die Berechnung der partiellen Querschnitte für die Bildung der zugehörigen Restkerne (Endkerne)¹. Bei $^7\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ ist auch zu beachten, dass nach EMPIRE [38] ^{28}Al nur mit einem winzigen Querschnitt entstehen sollte, so dass der Peak von ^{28}Al nach dem statistischen Modell gar nicht zu sehen sein dürfte.

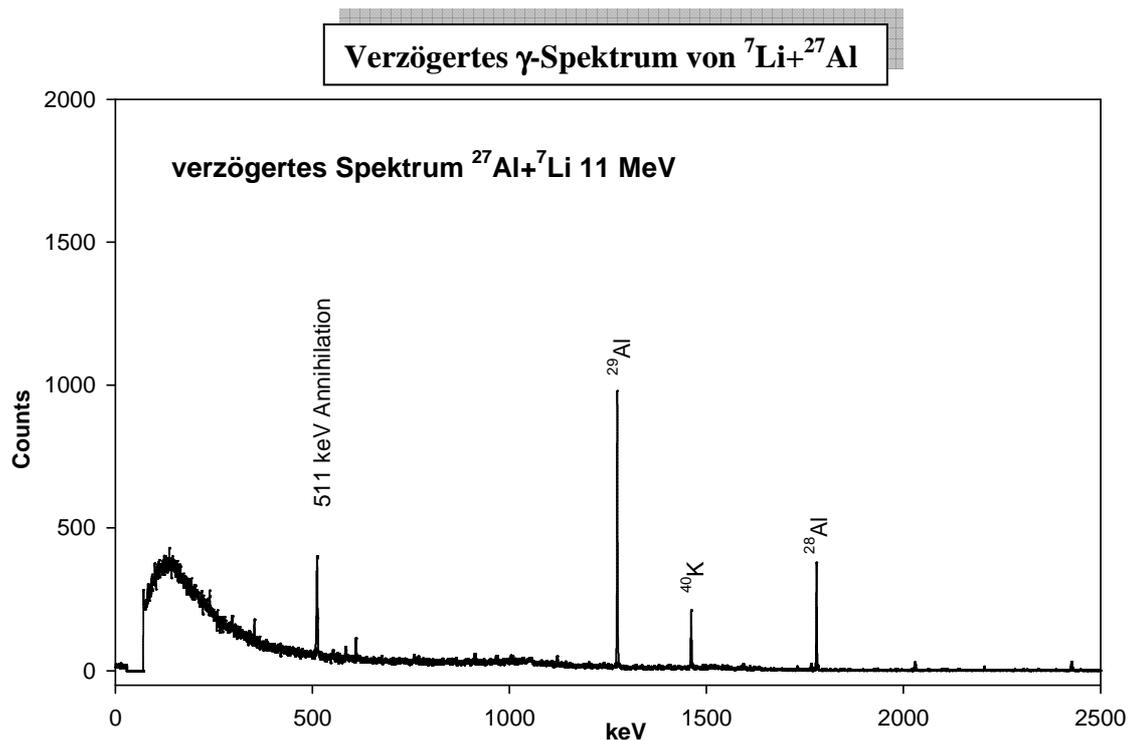


Abb. A 3.3 γ -Spektrum nach Abschalten des ^7Li Ionenstrahls. Die Projektilenergie betrug 13 MeV, die Messzeit 1200 Sekunden. Die interessierenden Peaks sind ^{28}Al und ^{29}Al zuzuordnen. Die übrigen Peaks stammen aus dem Hintergrund.

Die meisten Peaks des prompten Spektrums können, wie schon oben erwähnt, nicht ausgewertet werden, da eine Mischung aus Peaks mit unbekanntem Anteilen an Transfer-

¹ Es müssen keine ER sein !

Reaktionen nicht aufgetrennt werden kann. Die Abbildungen A 3.2; A 3.3 und folgende Liste geben eine Übersicht über die verwendeten Peaks und die Art ihrer Auswertung.

^{33}P	aus promptem Spektrum	Mischpeak um 1431 keV direkt – unsicher
^{32}P	aus promptem Spektrum	Doppelpeak um 1676 keV aufgeteilt mit MathCad
^{30}P	aus dem 511 keV Annihilationspeak des verzögerten Spektrums	
^{29}Si	aus promptem Spektrum	Peak 1273 keV nach Abzug von ^{29}Al aus Zerfall
^{26}Mg	aus promptem Spektrum	Peak 1809 keV direkt
^{29}Al	aus verzögertem Spektrum	Peak bei 1273 keV direkt
^{28}Al	aus verzögertem Spektrum	Peak bei 1779 keV direkt
(^{28}Si)	es existiert kein β -Faktor von Thomas et al. [1])	

3.1.2 Vergleich der Reaktionen $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ mit $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ ohne eigene Modellrechnung

3.1.2.1 Allgemeines zum direkten Vergleich

In diesem Abschnitt werden die zum gleichen CN führenden Reaktionen $^7\text{Li} + ^{27}\text{Al} \rightarrow ^{34}\text{S}$ und $^{18}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{34}\text{S}$ einander gegenübergestellt.

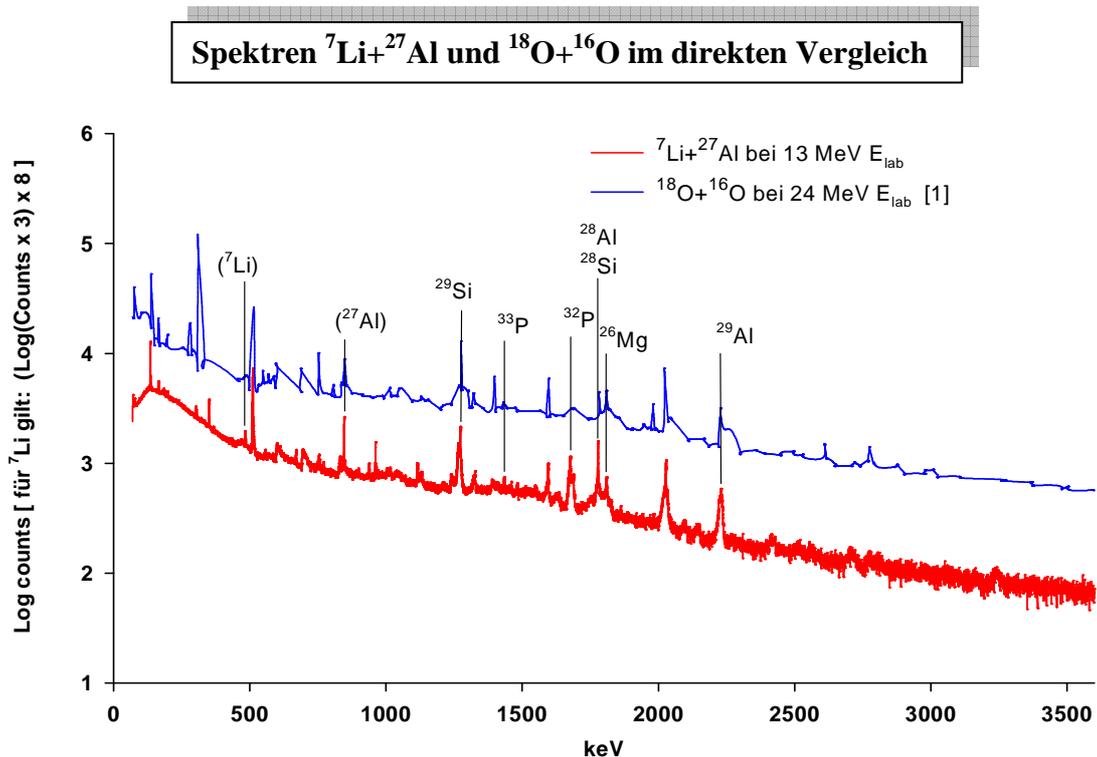


Abb. A 3.4 Spektrum $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ bei 13 MeV Projektilenergie. Das Spektrum von $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ wurde aus [1] digitalisiert. (Peaks in () konnten nicht ausgewertet werden.)

Der angestrebte direkte Vergleich der beiden Compound-Reaktionen war nur für wenige Restkerne möglich. Es konnten nur die in Abbildung. A 3.4 benannten Kerne verglichen

werden. Bei den übrigen Peaks standen entweder keine β -Werte von [1] zur Verfügung oder die Peaks aus den eigenen Messungen konnten nicht genau genug ausgewertet werden, da sie zu sehr aus einer Mischung verschiedener γ -Emissionen bestehen. Alle Daten der Sauerstoffreaktion $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ stammen von Thomas et al. [1]. Vergleichbare andere Daten konnten in den internationalen Datenbanken nicht gefunden werden. Für den kompletten Fusionsquerschnitt (σ_{CF}) steht in der Datenbank des NRV [40] ein Datensatz mit Unsicherheitsangaben zur Verfügung, der ebenfalls von [1] stammt. Die σ_{ER} mussten aus den Graphen der gedruckten Publikation digitalisiert werden. In diesen Graphen sind jedoch nur undeutliche Fehlerbalken zu sehen. Es gibt daher keine guten Angaben über die Unsicherheit der σ_{ER} -Messwerte. Aus diesem Grund muss bei den vergleichenden Darstellungen der Messergebnisse zwischen $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ (bzw. zwischen $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$), bei den Sauerstoffdaten auf eine Angabe der Unsicherheiten verzichtet werden.

3.1.2.2 Vergleich des Zerfalls der CN in die verschiedenen Reaktionskanäle

Für die in Pkt 3.1.1.5 genannten ER soll ihr Zerfall aus dem CN verglichen werden. Dies geschieht am besten indem man ihre Relation zu CF vergleicht (siehe Pkt. 2.3.1). Für Kerne die aus den prompten Spektren analysierbar sind (Abbildung A.3.32) wurden die β -Faktoren von [1] verwendet. Für ^{28}Al , ^{29}Al und ^{30}P wurden die verzögerten Spektren ausgewertet. Um die Messdaten von [1] mit den eigenen Messdaten direkt vergleichen zu können, wurden sie auf gleiche Anregungsenergie des CN umgerechnet.

$E_{\text{lab}} ^7\text{Li}$ [MeV]	$E_{\text{cm}} ^7\text{Li}$ [MeV]	ECN [MeV]	$E_{\text{cm}} ^{18}\text{O}$ [MeV]
	+27,64 MeV Q-Wert →	↓	← +21,41 MeV Q-Wert
10.68	8.48	36.12	11.79
9.66	7.67	35.31	10.90
8.64	6.86	34.50	10.08
7.62	6.05	33.69	9.43
6.59	5.23	32.87	8.46
5.56	4.42	32.06	7.65

Tabelle T 3.7 In Spalte 1 steht die effektive Einschussenergien von ^7Li . In der rechten Spalte stehen die, aus der ECN rückgerechneten E_{cm} der $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ Reaktion.

Tabelle T 3.7 zeigt, dass ein Bereich gleicher ECN nur für 6 Energiemesspunkte gegeben ist. Es konnten daher nur diese 6 Messpunkte verglichen werden.

3.1.2.3 Spinverteilung

Die, aus beiden Reaktionen entstehenden, CN besitzen die gleiche Anregungsenergie und eine sehr ähnliche, aber doch ein wenig unterschiedliche, Spinverteilung (Abbildung A 3.5).

Relative Spinverteilung für ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}\rightarrow{}^{34}\text{S}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}\rightarrow{}^{34}\text{S}$ bei gleicher ECN nach EMPIRE [38]. (6 bis 13 MeV Projektilenergie von ${}^7\text{Li}$)

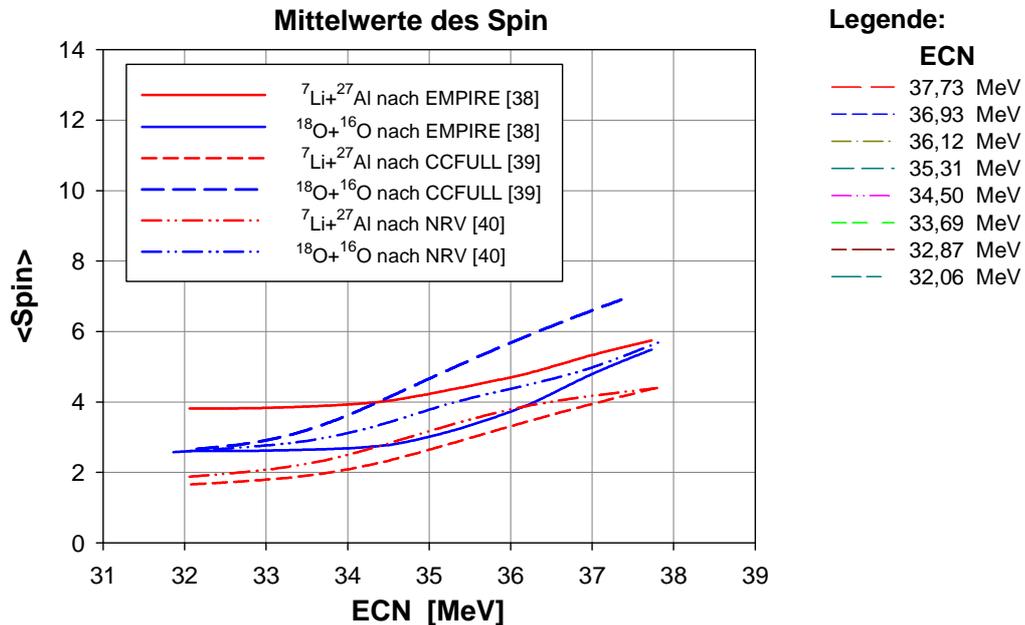
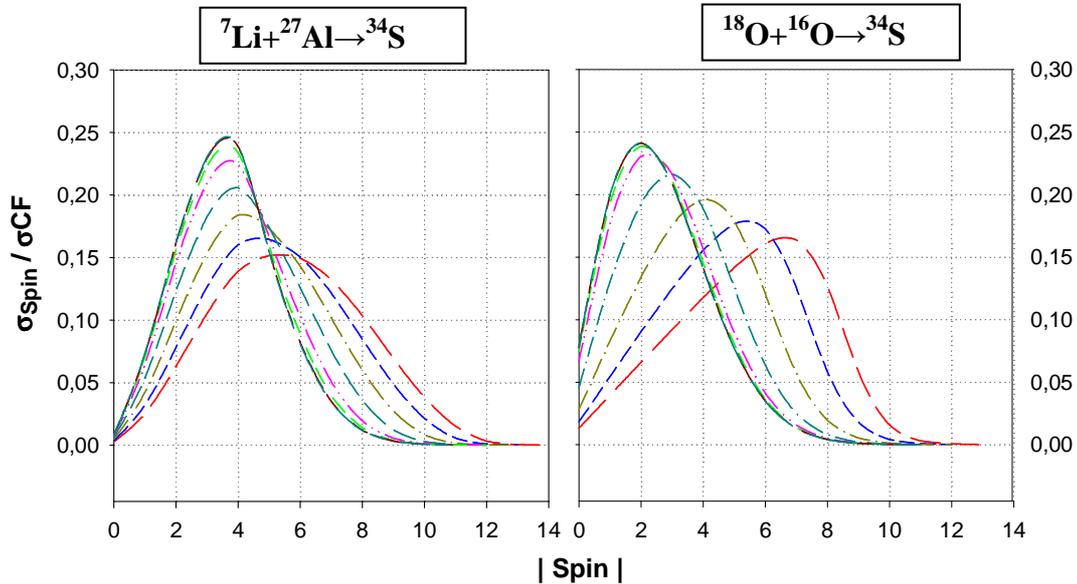


Abb. A 3.5 Die oberen Bilder zeigen die Spinverteilung von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ nach EMPIRE [38]. Das untere Bild den Mittelwert des Spins nach Empire [38]; CCFULL [39] und NRV [40].

Sie unterscheiden sich auch in ihrer Paritätsverteilung. Es wurden Modellrechnungen mit EMPIRE [38] durchgeführt, um zu klären wie sich die σ_{ER}/σ_{CF} nach der Theorie unterscheiden. Dabei zeigt sich, dass beide CN nahezu gleich zerfallen (siehe Anhang A-5). Tabellen der Spindaten befindet sich im Anhang B-12.

3.1.2.4 ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$: Die β -Faktoren nach Ref.[1] im Detail

Im ersten Schritt der Auswertung eigener Messdaten wurden die summierten Aufteilungsfaktoren („branching factors“ BF), in der Publikation von Thomas et al. [1] kurz „ β -Faktor“ genannt, aus deren Publikation übernommen.² Durch diese Methode konnte ein Vergleich der Sauerstoffreaktionen mit den Ergebnissen des hier dargestellten Lithium-Experiments, ohne Beeinflussung durch eine unterschiedliche Modellrechnung, durchgeführt werden.³ Dazu mussten die Graphen der β -Faktoren aus der Publikation digitalisiert werden. Danach konnten die β -Faktoren jener Einschußenergien interpoliert werden welche für ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ verwendet wurden. Die so erhaltenen β -Faktoren für die Auswertung der eigenen Messungen sind in Tabelle T 3.8 aufgelistet.

ECN	${}^{33}\text{P}$ 1431 keV	${}^{32}\text{P}$ 1676 keV	${}^{29}\text{Si}$ 1273 keV	${}^{26}\text{Mg}$ 1809 keV
36,20	0.2113	0.2238	0.2677	0.7331
35,31	0.2142	0.1977	0.2795	0.7023
34,50	0.2126	0.1699	0.2916	0.6579
33,69	0.2130	0.1499	0.2968	0.5986
32,87	0.2150	0.1434	0.3015	0.5321
32,06	0.2161	0.1349	0.3014	0.4503

Tabelle T 3.8: β -Faktoren charakteristischer γ -Linien verschiedener ER für die Reaktion ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ nach [1] in Abhängigkeit von ECN

3.1.2.5 Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte als Relativmessung

Um die partiellen Wirkungsquerschnitte trotz unterschiedlicher Absolutwerte (in mb) vergleichen zu können, werden sie im Folgenden auf ihren σCF normiert. Die Methode wurde in Abschnitt 2.3 bereits beschrieben. Wie bereits in Pkt. 2.3.1 dargelegt, kann der σCF von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit der verwendeten Methode nicht gemessen werden. Er wurde daher indirekt über das Verhältnis $\sigma^{32}\text{P}/\sigma\text{CF}$ bestimmt. Dabei wurde angenommen, dass dieses Verhältnis bei beidem Reaktionen, ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$, gleich ist. Die Kontrollrechnung mit EMPIRE [38] zeigt, dass diese Annahme ausreichend genau erfüllt wird (siehe Anhang A-5).

² Diese Werte beinhalten auch die Koinzidenz-Korrekturen.

³ Ein Nachteil der Methode liegt darin, dass die unterschiedlichen Messgeometrien der beiden Experimente nicht berücksichtigt werden.

3.1.2.5.1 ^{32}P – ausgewertet über die γ Linie bei 1677 keV

Dieser Kern wurde zur Berechnung des σ_{CF} von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ verwendet. Der σ_{ER} von ^{32}P kann aus dem Peak der γ -Energie 1677 keV gewonnen werden. Allerdings ist dieser Peak Teil eines Doppelpeaks und an seiner niederenergetischen Seite mit ^{30}Si gemischt. Da, insbesondere bei höheren Einschußenergien, auch eine Doppler-Verbreiterung auftritt, ist dieser Peak nur schwer auswertbar. Eine größere Unsicherheit muss deshalb in Kauf genommen werden. Die Auftrennung erfolgte nach der in Anhang A A-8 beschriebenen Methode.

29S 187 MS €: 100.00% ep: 47.00%	30S 1.178 S €: 100.00%	31S 2.572 S €: 100.00%	32S STABLE 95.02%	33S STABLE 0.75%	34S STABLE 4.21%
28P 270.3 MS €: 100.00% ep: 1.3E-3%	29P 4.142 S €: 100.00%	30P 2.498 M €: 100.00%	31P STABLE 100%	32P 14.262 D β^- : 100.00%	33P 25.341 M β^- : 100.00%
27Si 4.16 S €: 100.00%	28Si STABLE 92.230%	29Si STABLE 4.683%	30Si STABLE 3.087%	31Si 157.3 M β^- : 100.00%	32Si 153 Y β^- : 100.00%
26Al 7.17E+5 Y €: 100.00%	27Al STABLE 100%	28Al 2.2414 M β^- : 100.00%	29Al 6.56 M β^- : 100.00%	30Al 3.60 S β^- : 100.00%	31Al 644 MS β^- : 100.00%
25Mg STABLE 10.00%	26Mg STABLE 11.01%	27Mg 9.458 M β^- : 100.00%	28Mg 20.915 H β^- : 100.00%	29Mg 1.30 S β^- : 100.00%	30Mg 335 MS β^- : 100.00%

$$^{27}\text{Al}(^7\text{Li,pn})^{32}\text{P} \quad Q = 6,656 \quad \text{MeV}$$

$$^{27}\text{Al}(^7\text{Li,np})^{32}\text{P} \quad Q = 6,656 \quad \text{MeV}$$

$$^{27}\text{Al}(^7\text{Li,d})^{32}\text{P} \quad Q = 8,881 \quad \text{MeV}$$

Abb. 3.6 Wege zum Restkern ^{32}P

3.1.2.5.2 Unsicherheiten der $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ Daten:

In der Publikation von Thomas et al. [1] müssen die in den Graphen nur teilweise erkennbaren Fehlerbalken abgeschätzt werden. Für die partiellen Wirkungsquerschnitte stehen andere Angaben nicht zur Verfügung. Für σ_{CF} von [1] existieren in [40] tabellierte Messwerte mit Unsicherheitsangaben. Die Unsicherheiten von σ_{CF} und $\sigma^{32}\text{P}$ bei der Ermittlung der Unsicherheit des Verhältnisses von $\sigma^{32}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$ wurde für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ als unkorreliert angenommen. Abbildung A 3.7 zeigt das Verhältnis der Messdaten nach [1] im Vergleich zu Rechnungen mit EMPIRE [38]. Auf Grund einer nur ungenau möglichen Fehlerabschätzung der digitalisierten $\sigma^{32}\text{P}$ Werte sind die Fehlerbalken relativ groß. Die Datenpunkte der höchsten Energien liegen dennoch so weit unterhalb der theoretischen Werte, dass diese nicht mehr innerhalb der Fehlerbalken liegen. Dieses Faktum kann verschiedene Ursachen haben. Entweder es findet speziell in diesem Energiebereich eine Unterdrückung des $\sigma^{32}\text{P}$ statt den die Theorie nicht nachbilden kann oder der σ_{CF} , der auch von Thomas et al. [1] mit ihrer Methoden nicht direkt gemessen werden konnte, wurde in diesem Bereich um ~20% zu hoch

eingeschätzt. Der Grund dafür könnte in zu hohen Werten von ^{26}Mg liegen (siehe Anhang A-9).

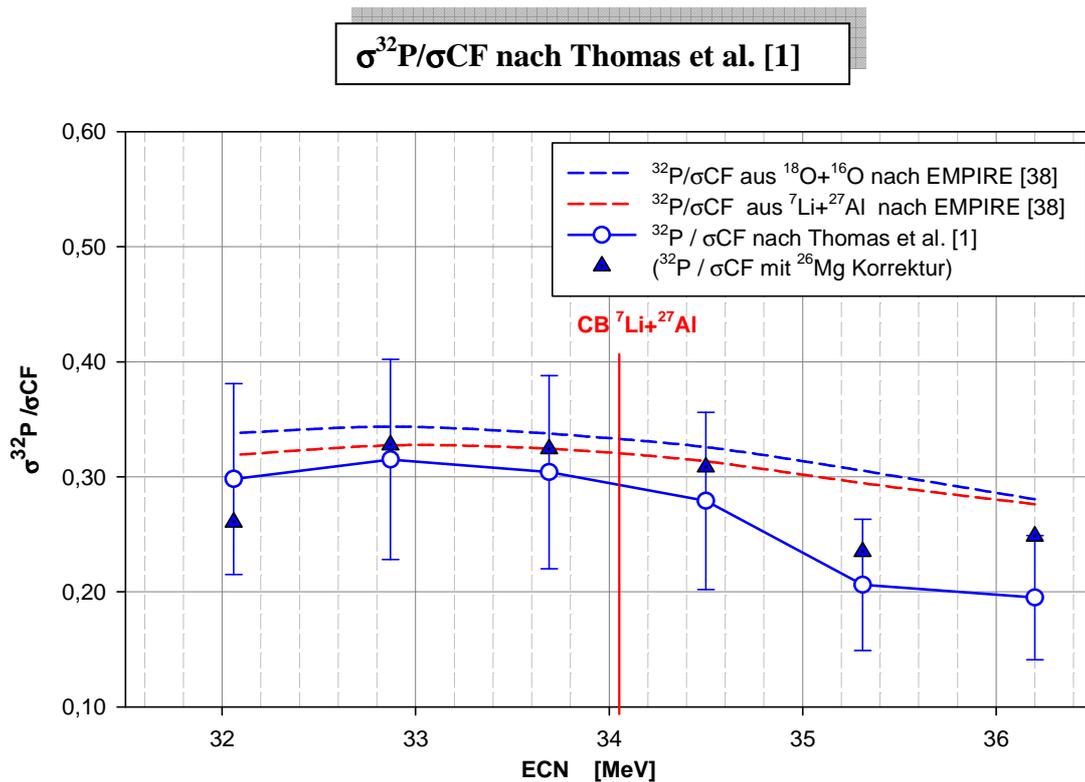


Abb. A 3.7 Die blaue Linie mit Symbolen zeigt die interpolierten Messpunkte von ^{32}P nach Thomas et al. [1]. Die blau strichlierte Linie markiert das mit EMPIRE [38] gerechnete Ergebnis von $\sigma^{32}\text{P}/\sigma\text{CF}$ nach $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$. Die rote Linie jenes von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$. Die blauen Dreiecke zeigen $\sigma^{32}\text{P}/\sigma\text{CF}$ nach [1] mit korrigiertem σCF (siehe Anhang A-9).

Der σCF für $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ wurde zwar aus dem Verhältnis von $\sigma^{32}\text{P}$ zu σCF von $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ gewonnen, aber da nur ein Vergleich der relativen σ partiell beider Reaktionen interessiert, kann ein etwaiger Fehler im Verhältnis von σ partiell zu σCF bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ ignoriert werden, weil er bei σ partiell zu σCF nach $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ sich gleich darstellt.

3.1.2.5.3 Sigma Complete Fusion (σCF) von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$

Der σCF von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ konnte nicht direkt gemessen werden. Er wurde aus $\sigma^{32}\text{P}$ bestimmt. Dabei wurde vorausgesetzt, dass ^{32}P bei beiden Reaktionen, $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$, aus dem Zerfall des $\text{CN } ^{34}\text{S}$ stammt. Um zu überprüfen, ob der so bestimmte σCF von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$, trotz der Unsicherheiten von $\sigma^{32}\text{P}$ aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ und den Fehler-Abschätzungen des Peaks für ^{32}P bei 1677 keV, realistisch ist, wurde eine Modellrechnung mit CCFULL [39] ausgeführt und mit dieser auch ein Anschluss der eigenen Daten zu anderen externen Daten [35] hergestellt. Das Ergebnis liefert ein zufriedenstellendes Bild (siehe Abbildung A.3.8 mit der über ECN

und E_{lab} aufgetragen Anregungsfunktion von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$).

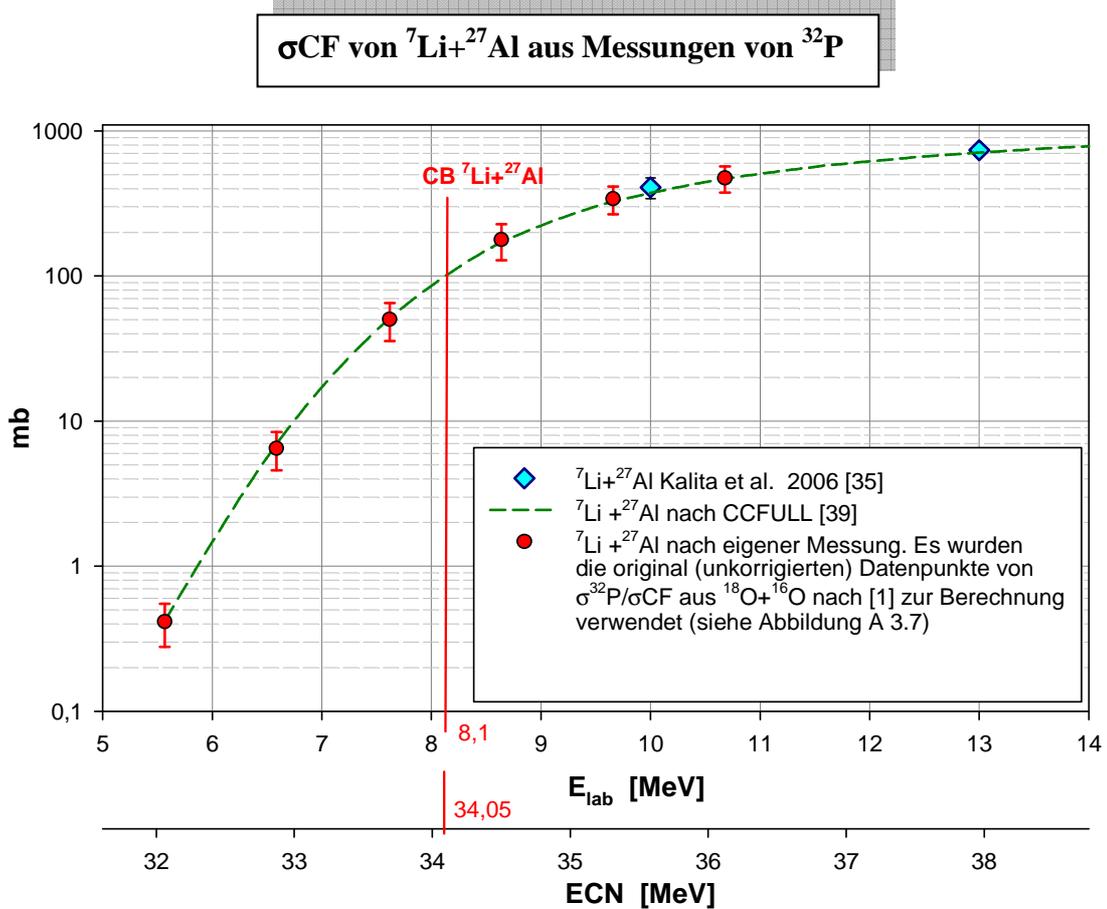


Abb. A 3.8 Die roten Datenpunkte wurden nach $\sigma^{32}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$ aus den Messwerten dieser Arbeit ermittelt. Die grüne Kurve erhält man mit CCFULL [39]. Die blauen Vierecksymbole sind Messergebnisse von [35]. Die Fehlergrenzen basieren teilweise auf einer Abschätzung einzelner Unsicherheitsfaktoren. Die CB wurde aus einem Proximity-Potential gewonnen (siehe Pkt.3.1.3.1).

${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$					
eigene Messung			Kalita et al. [35]		
Elab [MeV]	σ_{CF} [mb] gerechnet nach [1]	\pm	Elab [MeV]	σ_{CF} [mb]	\pm
5.57	0.5	0.1	10	415	67
6.59	7.9	1.5	13	708	28
7.62	57.9	10.7	16	871	37
8.64	197.17	37.0	19	964	46
9.66	361.9	63.4	24	1074	69
10.68	501.9	90.9			

Tabelle T 3.9 Werte von σ_{CF} nach der eigenen Messung von ${}^{32}\text{P}$ +Daten von ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ (Vorgangswise siehe Text). Die externen Daten stammen von Kalita et al. [35].

In Tabelle T 3.10 sind die für CCFULL [39] verwendeten Parameterwerte aufgelistet. Diese Daten wurden von NRV übernommen. R0 und A0 wurden im NRV-Code [40] optimiert.

AP	ZP	AT	ZT		RP	IVBROTP	RT	IVBROTT		E2T	BETA2T	BETA4T	NROTT		VO	RO	AO		RMAX	DR
7	3	27	13		1.22	0	1.22	10		1	-0.448	0.239	2		50	1.1	0.58		16	0.1

Tabelle T 3.10 Parametrisierung von CCFULL [39] mit den Defaultwerten nach NRV [40] unter Verwendung eines WS surface Potential. R0 und A0 in Anpassung an Daten von [35]. Eine Liste der Bezeichnungen befindet sich im Anhang A. A-1).

3.1.2.5.4 ^{33}P – ausgewertet über die γ Linie bei 1432 keV

Die Compound-Reaktion hat einen Q-Wert von 16760 keV. Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Restkerns ^{33}P kann aus dem Peak der γ -Energie 1432 keV gewonnen werden. Der Peak ist in den aufgenommenen Spektren nur schwer zu definieren. Weiters ist zu bemerken, dass bei Hintergrundmessungen ohne Al Target bei 1432 keV ein kleiner Peak zu erkennen ist, der offenbar von Kernreaktionen des ^7Li Strahles mit den Messplatzmaterialien stammt. Am Wahrscheinlichsten ist eine durch Neutronen hervorgerufene Anregung des 1. Energieniveaus von ^{52}Cr , welches im Nirosta-Material der Beamline reichlich vorhanden ist. Der Effekt konnte für die eigentliche Messung nur abgeschätzt werden, da eine Neutronenproduktion mit Al Target anders verläuft als ohne Target. Daraus ergibt sich eine große Unsicherheit. Bei der kleinsten Einschußenergie von 6MeV war eine sinnvolle Abgrenzung des ^{33}P im Spektrum nicht mehr möglich. Dieser Messpunkt wurde daher nicht berücksichtigt.

29S 187 MS ε: 100.00% φ: 47.00%	30S 1.178 S ε: 100.00%	31S 2.572 S ε: 100.00%	32S STABLE 95.02%	33S STABLE 0.75%	34S STABLE 4.21%
28P 270.3 MS ε: 100.00% φ: 1.5E-3%	29P 4.142 S ε: 100.00%	30P 2.498 M ε: 100.00%	31P STABLE 100%	32P 14.262 D β-: 100.00%	33P 25.34 D β-: 100.00%
27Si 4.16 S ε: 100.00%	28Si STABLE 92.230%	29Si STABLE 4.683%	30Si STABLE 3.067%	31Si 157.3 M β-: 100.00%	32Si 153 Y β-: 100.00%
26Al 7.17E+5 Y ε: 100.00%	27Al STABLE 100%	28Al 2.2414 M β-: 100.00%	29Al 6.56 M β-: 100.00%	30Al 3.60 S β-: 100.00%	31Al 644 MS β-: 100.00%
25Mg STABLE 10.00%	26Mg STABLE 11.01%	27Mg 9.458 M β-: 100.00%	28Mg 20.915 H β-: 100.00%	29Mg 1.30 S β-: 100.00%	30Mg 335 MS β-: 100.00%

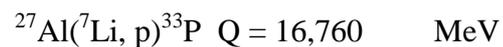


Abb. A 3.9 ^{33}P entsteht aus dem CN ^{34}S durch Abdampfen eines Protons

Es ist festzustellen, dass die Messung mit der Datenreihe nach [1] und den Modellrechnungen, in der Tendenz recht gut übereinstimmt. Der ER ^{33}P sollte daher, sowohl bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ als auch bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$, aus dem CN ^{34}S stammen.

$\sigma^{33}\text{P}$ normiert auf σCF

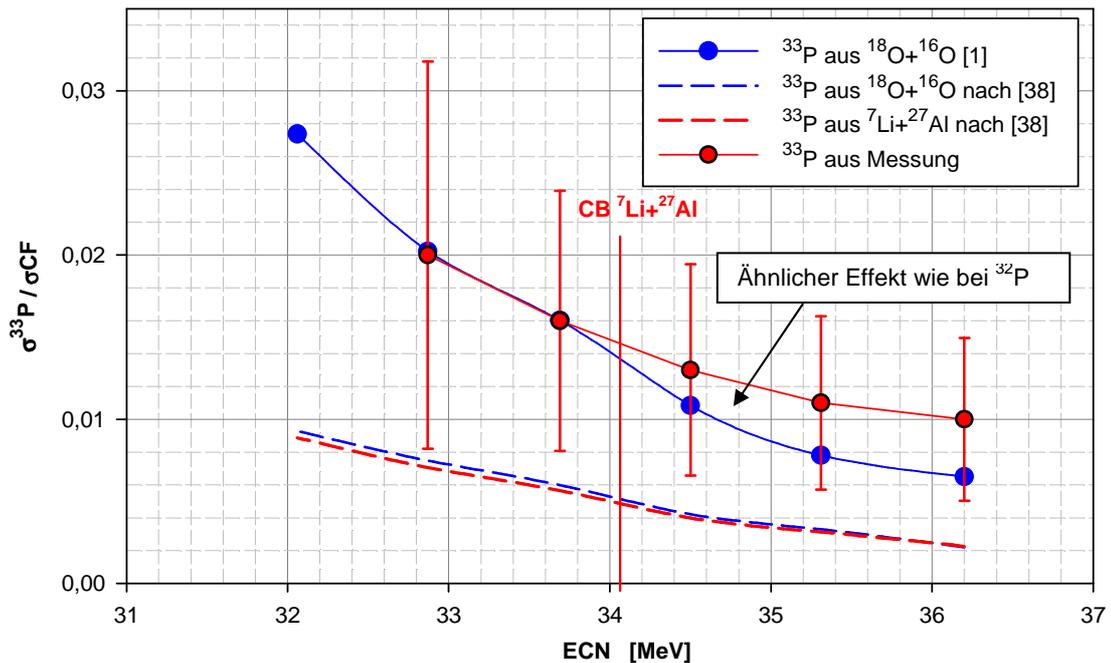


Abb. A 3.10 Die roten Datenpunkte sind die Messwerte dieser Arbeit. Die blauen zeigen ^{33}P aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$. Die strichlierten Linien sind das Ergebnis der Modellrechnungen

3.1.2.5.5 ^{29}Si – ausgewertet über die γ Linie bei 1273 keV

Der Wirkungsquerschnitt des Restkerns ^{29}Si kann aus dem Peak der γ -Energie 1273 keV gewonnen werden. Es ist jedoch zu beachten, dass der aus dem radioaktiven Zerfall von ^{29}Al stammende Anteil an γ -Counts abgezogen werden muss. Die Abbildung A 3.12 zeigt die Relation $\sigma\text{ER}/\sigma\text{CF}$ des ER ^{29}Si , der bei $^{7}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nicht nur aus dem CN sondern auch durch die break-up bzw. transfer Reaktionen $^{27}\text{Al}(t,n)^{29}\text{Al}$ entstehen kann.

^{29}Si 187 MS $\epsilon: 100.00\%$ ep: 47.00%	^{30}Si 1.178 S $\epsilon: 100.00\%$	^{31}Si 2.572 S $\epsilon: 100.00\%$	^{32}Si STABLE 95.02%	^{33}Si STABLE 0.75%	^{34}Si STABLE 4.21%
^{28}P 270.3 MS $\epsilon: 100.00\%$ ep: 1.5E-5%	^{29}P 4.142 S $\epsilon: 100.00\%$	^{30}P 2.498 M $\epsilon: 100.00\%$	^{31}P STABLE 100%	^{32}P 14.262 P $\beta: 100.00\%$	^{33}P 25.34 D $\beta: 100.00\%$
^{27}Si 4.16 S $\epsilon: 100.00\%$	^{28}Si STABLE 92.230%	^{29}Si STABLE 4.682%	^{30}Si STABLE 3.067%	^{31}Si 157.3 M $\beta: 100.00\%$	^{32}Si 153 Y $\beta: 100.00\%$
^{26}Al 7.17E+5 Y $\epsilon: 100.00\%$	^{27}Al STABLE 100%	^{28}Al 2.2414 M $\beta: 100.00\%$	^{29}Al 6.56 M $\beta: 100.00\%$	^{30}Al 3.60 S $\beta: 100.00\%$	^{31}Al 644 MS $\beta: 100.00\%$
^{25}Mg STABLE 10.00%	^{26}Mg STABLE 11.01%	^{27}Mg 9.458 M $\beta: 100.00\%$	^{28}Mg 20.915 H $\beta: 100.00\%$	^{29}Mg 1.30 S $\beta: 100.00\%$	^{30}Mg 335 MS $\beta: 100.00\%$

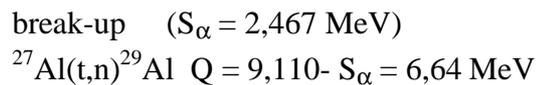
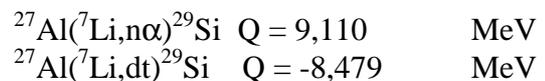


Abb. A 3.11 Wege zum Restkern ^{29}Si

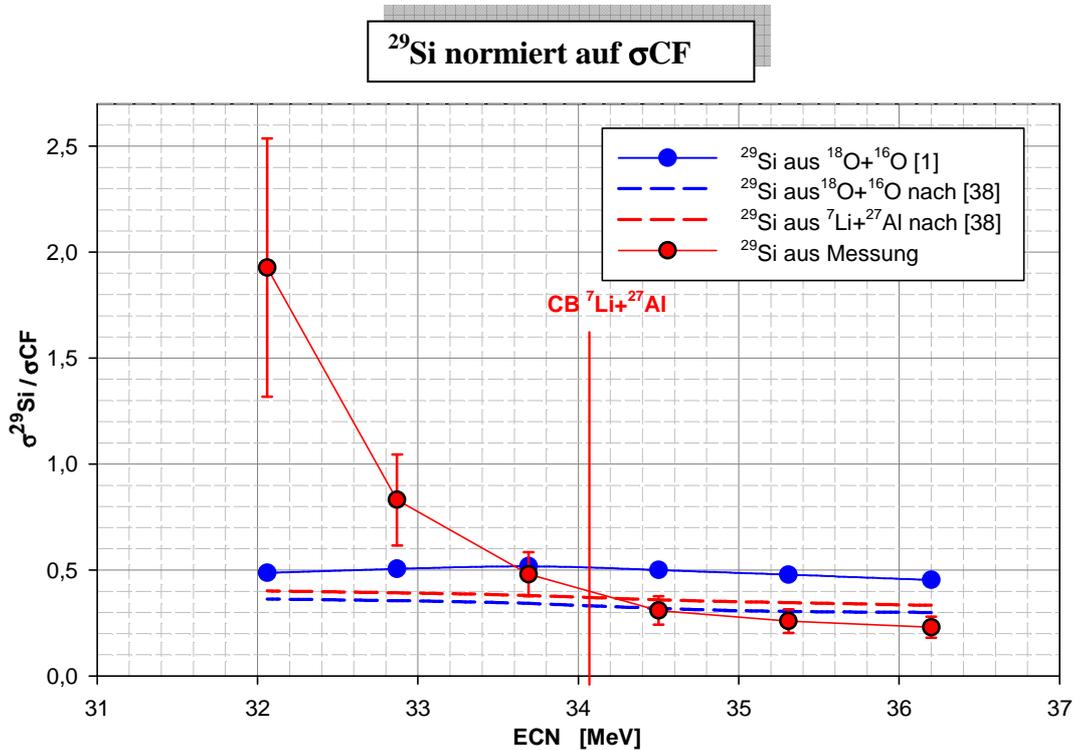


Abb. A 3.12 Die roten Datenpunkte sind die Messwerte dieser Arbeit. Die blauen zeigen ^{29}Si aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$. Die strichlierten Linien sind das Ergebnis der Modellrechnungen

Die beiden Kurven von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und von $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ verhalten sich bis ca. 33,5 MeV ECN ähnlich, unterhalb $\sim 33,5$ MeV jedoch sehr unterschiedlich. Während bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ unter 33,5 MeV der Anteil von ^{29}Si gleich bleibt, nimmt er bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ stark zu. Dies ist ein Hinweis auf einen Cluster Aufbruch von ^7Li , da dieser Effekt aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(t,n)^{29}\text{Si}$ stammen kann. Energetisch ausgeschlossen scheinen α, pn ; α, np und α, d Prozesse während ein d-Transfer (Q Wert = 5746 MeV) noch energetisch möglich wäre.

3.1.2.5.6 ^{26}Mg – ausgewertet über die γ -Linie bei 1809 keV

^{29}Si 187 MS $\epsilon: 100.00\%$ $\epsilon p: 47.00\%$	^{30}Si 1.178 S $\epsilon: 100.00\%$	^{31}Si 2.572 S $\epsilon: 100.00\%$	^{32}Si STABLE 95.02%	^{33}Si STABLE 0.75%	^{34}Si STABLE 4.21%
^{28}P 270.3 MS $\epsilon: 100.00\%$ $\epsilon p: 1.3E-3\%$	^{29}P 4.142 S $\epsilon: 100.00\%$	^{30}P 2.498 M $\epsilon: 100.00\%$	^{31}P STABLE 100%	^{32}P 14.262 D $\beta: 100.00\%$	^{33}P 25.34 D $\beta: 100.00\%$
^{27}Si 4.16 S $\epsilon: 100.00\%$	^{28}Si STABLE 92.230%	^{29}Si STABLE 4.683%	^{30}Si STABLE 3.087%	^{31}Si 157.3 M $\beta: 100.00\%$	^{32}Si 153 Y $\beta: 100.00\%$
^{26}Al 7.17E+5 Y $\epsilon: 100.00\%$	^{27}Al STABLE 100%	^{28}Al 2.2414 M $\beta: 100.00\%$	^{29}Al 8.56 M $\beta: 100.00\%$	^{30}Al 3.60 S $\beta: 100.00\%$	^{31}Al 644 MS $\beta: 100.00\%$
^{25}Mg STABLE 10.00%	^{26}Mg STABLE 11.91%	^{27}Mg 9.458 M $\beta: 100.00\%$	^{28}Mg 20.915 H $\beta: 100.00\%$	^{29}Mg 1.30 S $\beta: 100.00\%$	^{30}Mg 335 MS $\beta: 100.00\%$

$$^{27}\text{Al}(^7\text{Li}, 2\alpha)^{26}\text{Mg} \quad Q = 9,076 \quad \text{MeV}$$

$$\text{break-up} \quad (S_\alpha = 2,467 \text{ MeV})$$

$$^{27}\text{Al}(t, \alpha)^{26}\text{Mg} \quad Q = 11,543 - S_\alpha = 9,076 \quad \text{MeV}$$

oder

$$\text{pick-up} \quad ^{27}\text{Al}(^7\text{Li}, ^8\text{Be})^{26}\text{Mg} \quad Q = 8,984 \quad \text{MeV}$$

$$\downarrow \quad Q = -0,092 \quad \text{MeV}$$

$$2\alpha \quad Q = 8,892 \quad \text{MeV}$$

Abb. A 3.13 Wege zum Restkern ^{26}Mg aus einer Compound-, break-up oder pick-up Reaktion

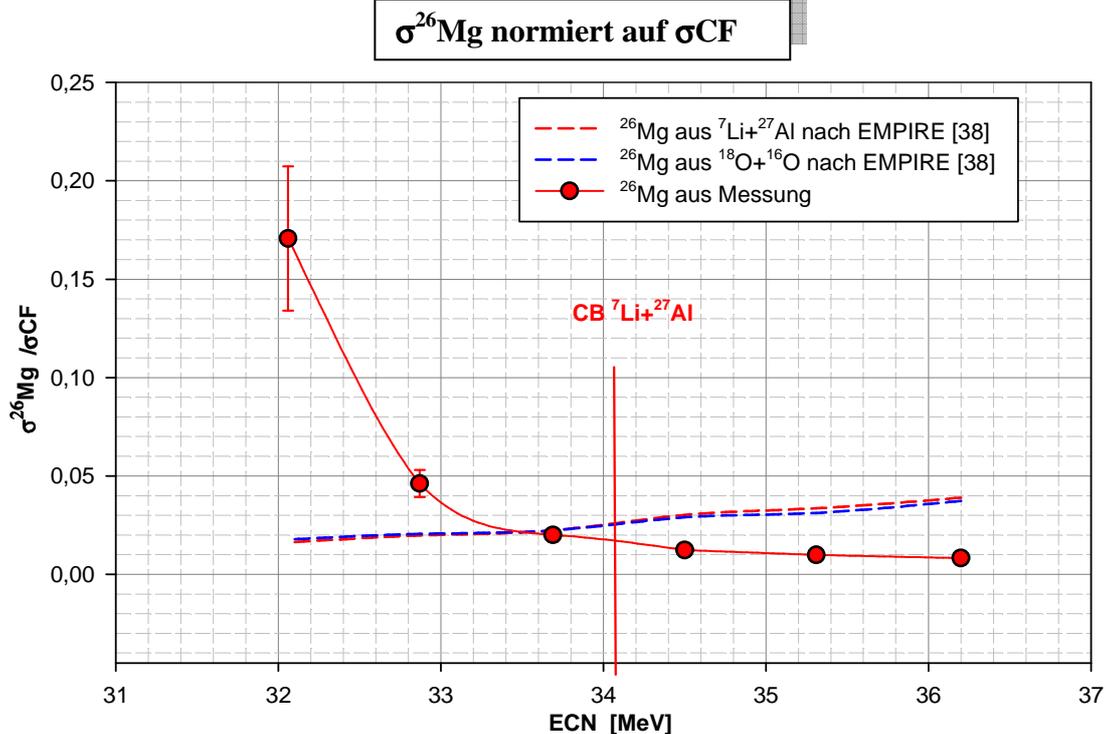


Abb. A 3.14 Die roten Datenpunkte sind die Messwerte dieser Arbeit. Ein direkter Vergleich mit $\sigma^{26}\text{Mg}$ aus ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ konnte, wegen der im Anhang A-9 beschriebenen Problematik, nicht gemacht werden. Die strichlierten Kurven sind das Ergebnis der Modellrechnung nach [38].

Der Wirkungsquerschnitt für den Restkern ${}^{26}\text{Mg}$ kann aus dem Peak der γ -Energie 1809 keV gewonnen werden. Dieser Peak ist unvermischt und gut auswertbar. Abbildung A 3.14 zeigt einen anderen Verlauf der gemessenen relativen Anregungsfunktionen von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ als die relativen Anregungsfunktionen von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ nach dem statistischen Modell von EMPIRE [38]. Bei den für $\sigma^{26}\text{Mg}$ publizierten Daten von [1] wurde ein Problem festgestellt. Eine genaue Beschreibung findet sich im Anhang A-9.

Obwohl die Unsicherheit bei den untersten Energien sehr groß ist, kann keine Übereinstimmung zwischen ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ konstruiert werden. Sowohl in der Tendenz als auch relativ zum σCF nimmt der Unterschied bei niedrigen Energien stark zu. Auch hier zeigt sich, dass bei ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ der Anteil von $\sigma^{26}\text{Mg}$ gegenüber dem σCF immer stärker ansteigt. Während der Anteil am σCF an der CB $\sim 1\%$ beträgt, steigt er unterhalb der CB auf bis zu $\sim 15\%$ an. Für $\sigma^{26}\text{Mg}$ aus ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ ist zu erkennen, dass sein Anteil am σCF kontinuierlich abnimmt. Auch die Rechnungen nach dem statistischen Modell mit EMPIRE [38] zeigen, sowohl für ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ als auch für ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$, eine kontinuierliche Abnahme der Relation $\sigma^{26}\text{Mg}/\sigma\text{CF}$. Die Schlussfolgerung aus Abbildung A 3.14 kann nur sein, dass bei der Entstehung von ${}^{26}\text{Mg}$ aus ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ unterhalb der CB andere Mechanismen als der Compound-Mechanismus die dominierende Rolle spielen.

3.1.2.6 Weitere modellunabhängige Vergleiche

Eine weitere Möglichkeit Vergleiche zwischen ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ zu ziehen, ohne den β -Faktor aus eigenen Modellrechnungen zu verwenden, stellt die Auswertung der verzögerten γ -Spektren dar. Abbildung A 3.15 zeigt ein solches Spektrum für ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ bei 13 MeV Projektilenergie (effektiven Einschußenergie 12,71 MeV in E_{lab} nach Tabelle T 3.1). Die durch Aktivierung gewonnenen Peaks für ${}^{29}\text{Al}$ und ${}^{28}\text{Al}$ können gut ausgewertet werden. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die aktivierten Kerne erfolgt nach der in Abschnitt 2.2.1.2 beschriebenen Methode.

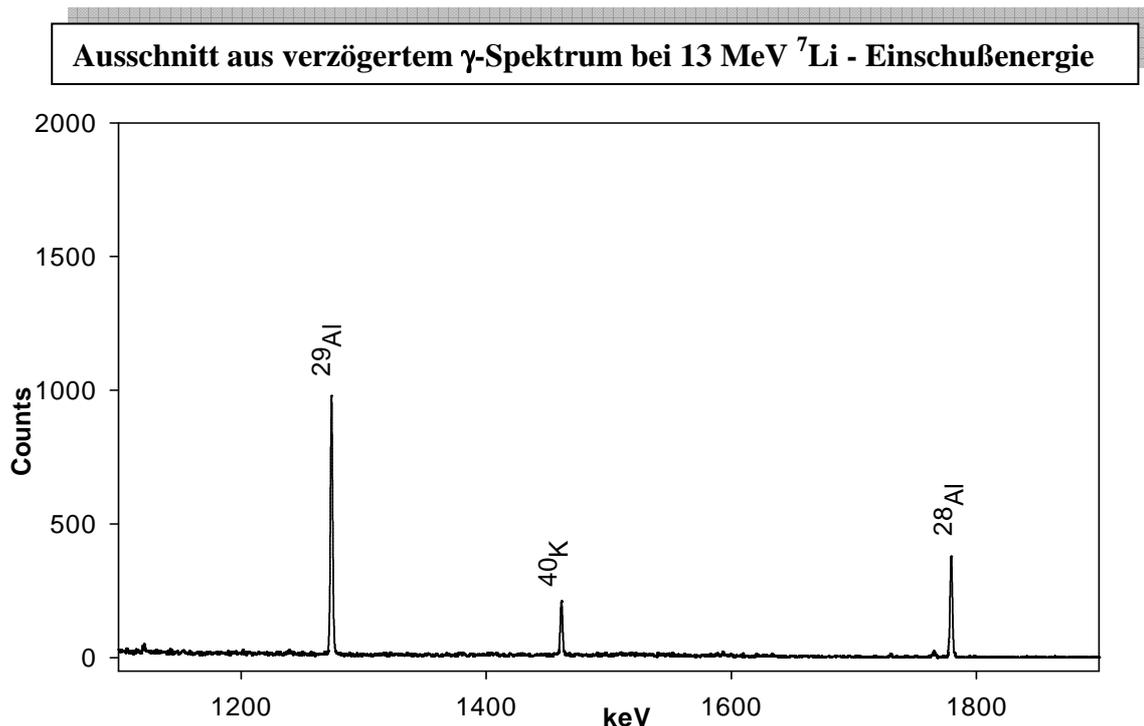


Abb. A 3.15 Das γ -Spektrum wurde sofort nach Abschalten des ${}^7\text{Li}$ Strahles von 13 MeV aufgenommen. Messdauer 1200 Sekunden

Besonders auffällig ist, im Vergleich zu ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$, der Peak von ${}^{28}\text{Al}$ mit einer γ -Energie von 1779 keV, der bei den Experimenten von Thomas et al. [1] gar nicht erwähnt wurde. Eine Kontrollrechnung mit NRV [40] und EMPIRE [38] liefert für ${}^{28}\text{Al}$ nur extrem kleine Wirkungsquerschnitte. Bemerkenswert ist auch der stark ausgeprägte Peak von ${}^{29}\text{Al}$ bei 1273 keV. Für beide Kerne - ${}^{29}\text{Al}$ und ${}^{28}\text{Al}$ - kann der Wirkungsquerschnitt mit guter Genauigkeit bestimmt werden, denn beide Peaks sind frei von Beimengung anderer γ -Emissionen. Auch der Hintergrund ist mit dem Auswerteprogramm Wiruk+ von H. Friedmann [41] gut abtrennbar.

3.1.2.6.1 ^{29}Al – ausgewertet über die γ Linie bei 1273 keV (verzögerte γ)

^{29}S 187 MS $\epsilon: 100.00\%$ $\beta: 47.00\%$	^{30}S 1.178 S $\epsilon: 100.00\%$	^{31}S 2.572 S $\epsilon: 100.00\%$	^{32}S STABLE 95.02%	^{33}S STABLE 0.75%	^{34}S STABLE 4.21%
^{28}P 270.3 MS $\epsilon: 100.00\%$ $\beta: 1.3E-3\%$	^{29}P 4.142 S $\epsilon: 100.00\%$	^{30}P 2.498 M $\epsilon: 100.00\%$	^{31}P STABLE 100%	^{32}P 14.262 D $\beta: 100.00\%$	^{33}P 25.374 D $\beta: 100.00\%$
^{27}Si 4.16 S $\epsilon: 100.00\%$	^{28}Si STABLE 92.230%	^{29}Si STABLE 4.683%	^{30}Si STABLE 3.087%	^{31}Si 157.3 M $\beta: 100.00\%$	^{32}Si 153 Y $\beta: 100.00\%$
^{26}Al 7.17E+5 Y $\epsilon: 100.00\%$	^{27}Al STABLE 100%	^{28}Al 2.2414 M $\beta: 100.00\%$	^{29}Al 6.56 M $\beta: 100.00\%$	^{30}Al 3.60 S $\beta: 100.00\%$	^{31}Al 644 MS $\beta: 100.00\%$
^{25}Mg STABLE 10.00%	^{26}Mg STABLE 11.01%	^{27}Mg 9.458 M $\beta: 100.00\%$	^{28}Mg 20.915 H $\beta: 100.00\%$	^{29}Mg 1.30 S $\beta: 100.00\%$	^{30}Mg 335 MS $\beta: 100.00\%$

$$^{27}\text{Al}(^7\text{Li},\alpha\alpha)^{29}\text{Al} \quad Q = 6,213 \quad \text{MeV}$$

$$^{27}\text{Al}(^7\text{Li},\alpha p)^{29}\text{Al} \quad Q = 6,213 \quad \text{MeV}$$

$$\text{break-up} \quad (S_\alpha = 2,467 \text{ MeV})$$

$$^{27}\text{Al}(t,p)^{29}\text{Al} \quad Q = 8,679 - S_\alpha = 6,212 \text{ MeV}$$

Andere Entstehungsvarianten sind vom Q-Wert her auszuschließen

Abb. A 3.16 Wege zum Restkern ^{29}Al aus einer compound- oder break-up Reaktion.

Dieser radioaktive Kern hat eine Halbwertszeit von 6,56 min und zerfällt zu ^{29}Si (siehe Abbildung A 3.17). Der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Restkerns ^{29}Al wird am besten aus den verzögerten Spektren ermittelt, welche die charakteristischen γ -Energien des radioaktiven Zerfalls zeigen. Der ausgewertete Peak im verzögerten Spektrum liegt bei 1273 keV. Seine Häufigkeit pro Zerfall 90,6% (siehe Abbildung A 3.17). Die untenstehende Abbildung A 3.18 zeigt wiederum das Verhältnis von $\sigma^{29}\text{Al}$ zu σ_{CF} . Für ^{29}Al aus $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nimmt dieser Wert bei niedrigen Energien deutlich zu, wohingegen die Vergleichsreaktion ^{29}Al aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ stetig absinkt. Die Kontrollrechnungen mit EMPIRE [38] stimmen mit den Daten ^{29}Al aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ von [1] sehr gut überein. Am deutlichsten wird das unterschiedliche Verhalten unterhalb der CB. Dies deutet auf eine break-up oder direkte Reaktion mit t-Transfer hin. Der Graph von ^{29}Al aus $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ zeigt eindeutig ein anderes Verhalten als jener aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$.

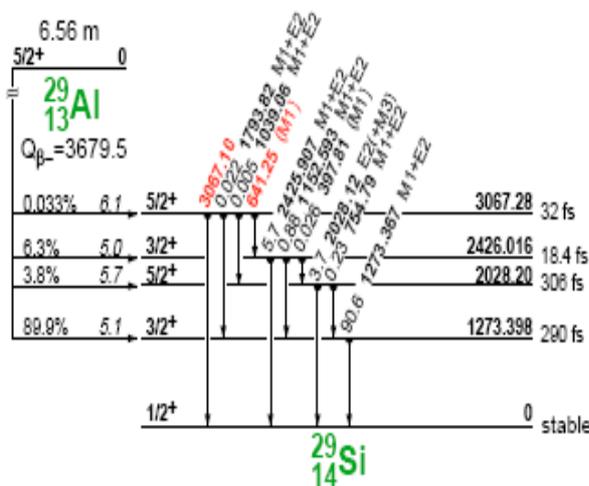


Abb. A 3.17 Zerfallsschema von ^{29}Al aus Table of Isotops [31]

$\sigma^{29}\text{Al}$ normiert auf σ_{CF}

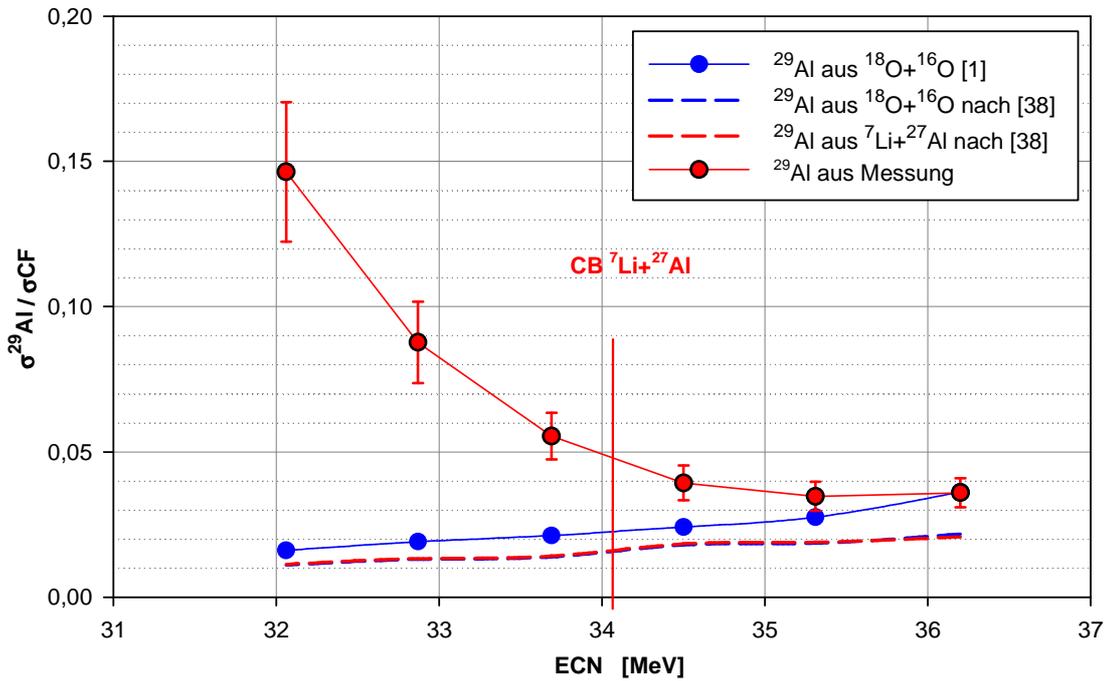
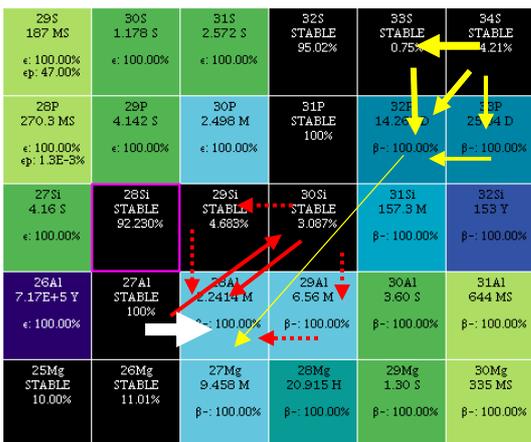


Abb. 3.18 Die roten Datenpunkte sind die Messwerte dieser Arbeit. Die blauen zeigen ^{29}Al aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$. Die strichlierten Linien sind das Ergebnis der Modellrechnungen

Daraus folgt, dass ^{29}Si bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ offenbar von einer Compound-Reaktion stammt, während ^{29}Si aus $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ auch durch andere Reaktionsmechanismen gebildet wird.

3.1.2.6.2 ^{28}Al – ausgewertet über die γ -Linie bei 1779 keV (verzögerte γ)



$^{27}\text{Al}(^7\text{Li},d\alpha)^{28}\text{Al}$ $Q = -0,999$ MeV

$^{27}\text{Al}(^7\text{Li},np\alpha)^{28}\text{Al}$ $Q = -3,223$ MeV

break-up ($S_\alpha = 2,467$ MeV)

$^{27}\text{Al}(t,d)^{28}\text{Al}$ $Q = 1,468 - S_\alpha = -0,999$ MeV

n-Transfer ($S_n = 7,250$ MeV)

$^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ $Q = 7,225 - S_n = 0,025$ MeV

Abb. 3.19 Mögliche Entstehung des Restkerns ^{28}Al aus dem Compoundkern ^{34}S , aus break-up oder aus direkten Transfer-Reaktionen.

Der radioaktive Restkern ^{28}Al zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,24 min. zu ^{28}Si . Der Wirkungsquerschnitt wird am besten aus den verzögerten Spektren, welche die charakteristischen γ -Energien des radioaktiven Zerfalls zeigen, ermittelt. Der Peak im verzögerten Spektrum liegt bei 1779 keV. Seine Häufigkeit beträgt 100%. Er kann sehr gut ausgewertet werden und ist nicht mit anderen γ -Ereignissen gemischt, so dass der Wirkungsquerschnitt mit guter Genauigkeit ermittelt werden kann.

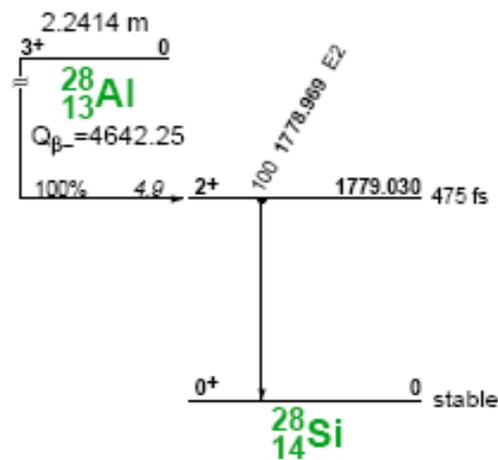


Abb. A 3.20 Zerfallsschema von ^{28}Al aus Table of Isotops [31]

Dieser Kern hat vier mögliche Entstehungsvarianten. Es sind CN-Reaktionen ebenso möglich wie break-up-Reaktionen oder ein n-Transfer. CN-Reaktionen liefern laut EMPIRE [38] nur bei höheren Einschussenergien merkbare Beiträge. Aber auch für diese Beiträge sind, nach der statistischen Modellrechnung, die Wirkungsquerschnitte für das Entstehen von ^{28}Al aus dem CN so klein, dass diese Reaktionen in den Spektren gar nicht sichtbar sein sollten. Eine Reaktion $^{27}\text{Al}(t,np/pn)^{28}\text{Al}$ - etwa nach break-up - ist auf Grund des negativen Q-Wertes ebenfalls unwahrscheinlich.

Abbildung A 3.21 zeigt das Verhalten von $\sigma^{28}\text{Al}$ gegenüber dem σ_{CF} von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$. Für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ existieren keine Messdaten. Als Ersatz wurden Modellrechnungen durchgeführt. Die Modellrechnung nach EMPIRE [38] liefert für $\sigma^{28}\text{Al}$ aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ extrem kleine Werte. Die Modellrechnung nach NRV [40] liefert für ^{28}Al aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ überhaupt keine Werte. Damit verhält sich der Querschnitt für die Erzeugung von ^{28}Al eindeutig nicht nach dem statistischen Modell. Setzt man voraus, dass das statistische Modell die Entstehung von ^{28}Al nach $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ annähernd richtig wiedergibt, so lässt das Ergebnis nur den Schluss zu, dass ^{28}Al aus einem n-Transfer und/oder einer break-up Reaktionen entsteht.

σ²⁸Al normiert auf σCF

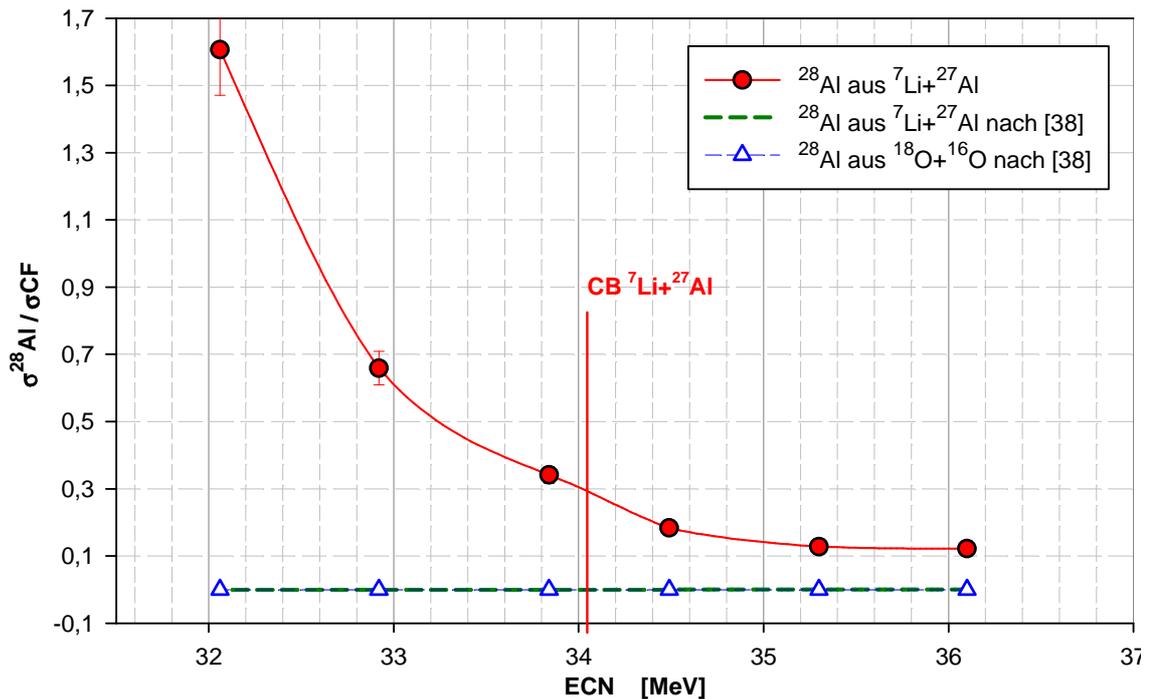


Abb. A 3.21 Die blaue Linie gilt für ²⁸Al aus der Vergleichsreaktion ¹⁸O+¹⁶O. Dafür gibt es bei Thomas et al. [1] keine Daten. Die als Ersatz gerechneten Querschnitte laut EMPIRE [38] sind sehr klein. Die roten Punkte repräsentieren die Messungen dieser Arbeit.

3.1.2.7 Der Einfluss der β-Faktoren an den Beispielen ²⁹Si und ²⁶Mg

Die β-Faktoren werden aus Zerfallsschemata und aus Modellenrechnungen für die Niveaubevölkerung bestimmt. Sowohl die verwendeten Messwerte als auch die Modelle unterliegen gewissen Unsicherheiten. Um einen annähernd modellunabhängigen Vergleich zwischen ⁷Li+²⁷Al und ¹⁸O+¹⁶O zu ermöglichen, wurden in den vorherigen Abschnitten die β-Faktoren von Thomas et al. [1] übernommen.

Da im Zuge dieser Arbeit aber auch Auswertungen von γ-Linien unter Verwendung theoretischer Modelle vorgenommen wurden, sollen hier die Unterschiede zwischen den übernommenen und selbst ermittelten β-Faktoren an Hand von Beispielen aufgezeigt werden. Die β-Faktoren wurden, nach der von EMPIRE [38] berechneten Bevölkerung der Energieniveaus und den in NUDAT [32] publizierten Häufigkeiten von γ-Abregungen der Energieniveaus, ermittelt. Um bei der Vielzahl der notwendigen Einzelrechnungen Fehler möglichst auszuschließen, wurde ein Computercode in Form eines Excel - Add In entwickelt. Dieser Code garantiert die völlige Gleichbehandlung aller Restkerne und ist im Anhang C-2 dokumentiert. Die β-Faktoren der Beispielkerne sind in Tabelle T 3. 11 aufgelistet.

Abbildung A 3.22 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse bei Verwendung der β -Werte nach [1] und eigenen Rechnungen für ^{29}Si . Zwischen den beiden Auswertungsvarianten gibt es; wie auf Grund der nahezu gleichen β -Faktoren zu erwarten ist, keinen relevanten Unterschied.

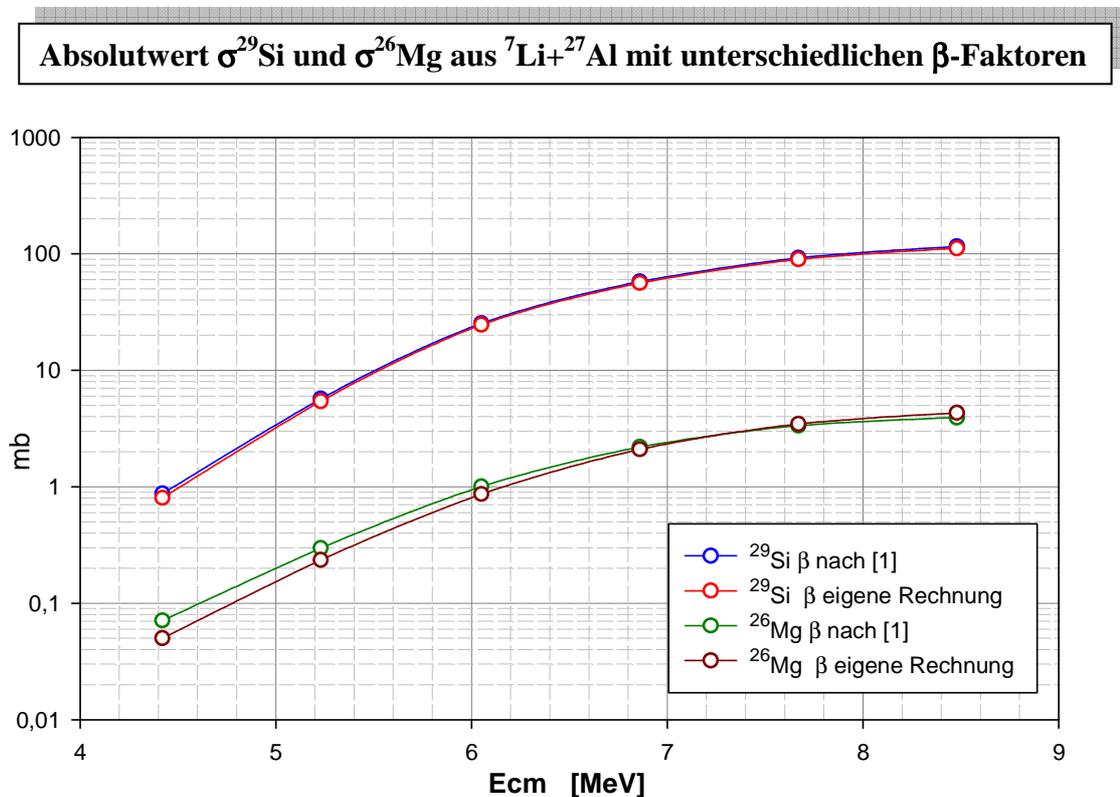


Abb. A 3.22 Absolutwerte von $\sigma^{29}\text{Si}$ und $\sigma^{26}\text{Mg}$ im Vergleich. Berechnet mit den β -Faktoren von Thomas et al.[1] und aus Modellrechnungen mit EMPIRE [38] und der Datenbank NUDAT [32]

Allerdings ist zu bemerken, dass eine so gute Übereinstimmung nicht immer erzielt werden konnte. Obwohl die Übereinstimmung der β -Faktoren von ^{26}Mg zwischen Thomas et al. [1] und den eigenen doch schlechter ist als bei ^{29}Si , ist dies für die Schlussfolgerungen offensichtlich ohne Bedeutung. Der Graph in Abbildung A 3.22 zeigt, dass das Verhalten der Anregungsfunktion qualitativ gleich ist.

		$E_{\text{lab effektiv}} [\text{MeV}]$							
γ -Energie		12.71	11.7	10.68	9.66	8.64	7.62	6.59	5.56
^{29}Si β nach [1]	1273 keV	0.262	0.263	0.268	0.280	0.292	0.297	0.302	0.301
^{29}Si β berechnet	1273 keV	0.256	0.267	0.279	0.289	0.302	0.308	0.317	0.329
^{26}Mg β nach [1]	1809 keV	0.775	0.759	0.733	0.702	0.658	0.599	0.532	0.450
^{26}Mg β berechnet	1809 keV	0.621	0.641	0.663	0.674	0.684	0.691	0.670	0.640

Tab. T 3.11 β -Faktoren von ^{29}Si und ^{26}Mg nach [1] und der eigenen Rechnung im Vergleich

Zusammenfassend kann Folgendes festgehalten werden:

Da der Einfluss der β -Faktoren auf die Absolutwerte partieller Wirkungsquerschnitte, die aus γ -Spektren gewonnen werden, groß ist, müssen diese möglichst genau bekannt sein. Ihr Einfluss auf die Absolutwerte ist groß. Zur Ermittlung der β -Faktoren muss man die Besetzung der Energieniveaus der ER kennen. Bei der hier vorliegenden Methode erhält man diese Besetzung nur aus einer Modellrechnung. Der Vergleich der eigenen Rechnungen mit den Resultaten von Thomas et al. [1] zeigt jedoch eine recht gute Übereinstimmung. Die in den Abschnitten 3.1.2.5 und 3.1.2.6 diskutierten Effekte werden durch die etwas unterschiedlichen β -Faktoren nicht aufgehoben und bleiben für die Analyse der Reaktionsmechanismen relevant.

3.1.3 Einfache Modellierung der Reaktionen ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$

3.1.3.1 Das Proximity-Potential nach I. Dutt (2010) [57]

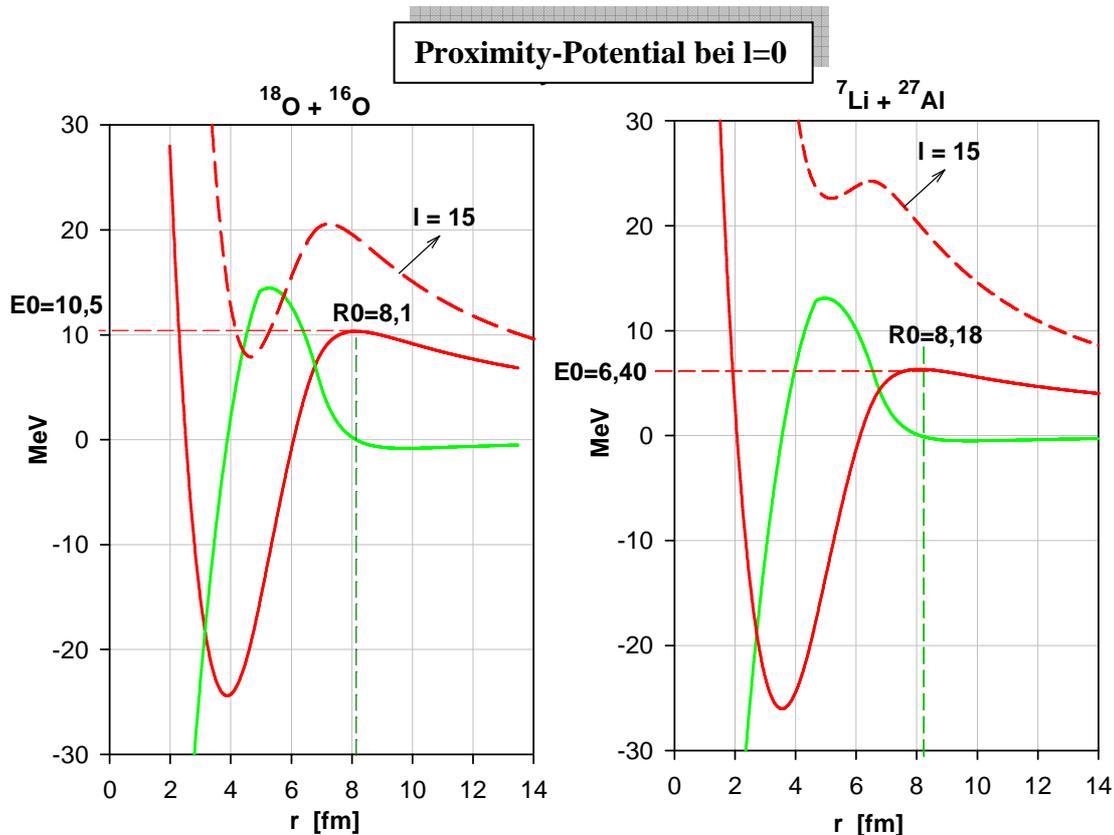


Abb. A.3.23 Die rote Kurve zeigt das effektive Potential. Die grüne Kurve seine 1. Ableitung. Die rote strichlierte Kurve ist das Potential bei $\ell=15$. Aus der Grafik können die CB's ($E_{0_{l=0}}$) und die Barrierenradien abgelesen werden.

Für beide Kernreaktionen zeigt die Berechnung, dass der Transmissionskoeffizient für $l > 15$ unter 10^{-3} absinkt und höhere l daher vernachlässigt werden können. Der Wert E_0 entspricht nach Definition der Coulomb-Barriere. (Er wurde in die gezeigten Grafiken eingezeichnet.)

3.1.3.2 Das Modell nach K. Siwek-Wilczynska und J. Wilczynski (2004) [68]

Mit den aus Abbildung A.3.23 gewonnenen Werten von E_0 können die σ_{CF} Daten von [1] für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ und die, aus eigenen Messungen gewonnenen, σ_{CF} für $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nach Gleichung (22) theoretisch modelliert werden (siehe DBF (“*diffused-barrier formula*”) in Pkt. 2.3.5). Das Modell beruht auf der 2 maligen Integration einer Gauß-Funktion. E_0 kann dem Proximity-Potential nach [57] entnommen werden, wobei die Halbwertsbreite der Funktion „ w “ und die Position „ $R\sigma$ “ freie Parameter sind. ($R\sigma$ liegt in der Nähe von R_0). Dieses einfache Modell gibt den Verlauf der Anregungsfunktionen gut wieder. Bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ kann die Struktur von σ_{CF} im oberen Energiebereich nicht dargestellt werden.

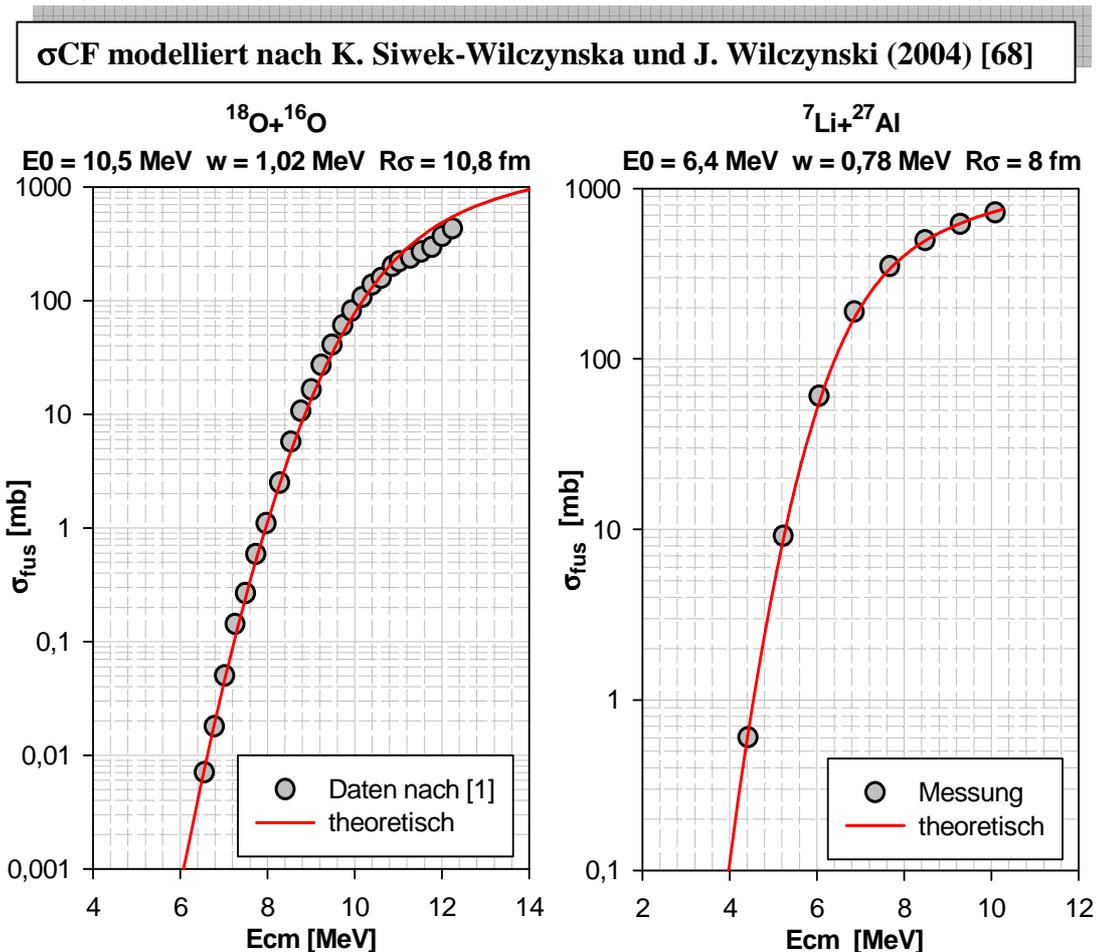


Abb. A.3.24 Die roten Kurven sind das Ergebnis der Modellrechnung nach [68]. Die Datenpunkte für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ stammen von [1], jene von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ wurden aus der eigenen Messungen des partiellen Wirkungsquerschnittes von ^{32}P gewonnen.

3.1.3.3 Modellierung mit „neck“ nach A.K. Mohanty (2010) [62; 63]

Wie bereits in Pkt. 2.3.5 erwähnt, wurde das Modell von W.J. Swiatecki (1979) [60; 61] eingeführt. In dieser Arbeit wird die von A.K. Mohanty (2010) [62; 63] überarbeitete Version verwendet. Nach [62; 63] kann das zu verwendende Basispotential frei gewählt werden. Es wurde daher das gleiche Proximity-Potential wie im vorherigen Pkt. 3.1.3.1.1 verwendet und mit einem „neck potential“ erweitert (siehe Abb. A.3.25). Das Effektive Potential lautet somit

$$V_{ad}(r, \bar{n}) = V_N(r) + V_C(r) + V_Z(r) + V_{neck}(r, \bar{n}) \quad (\text{ident 23})$$

Proximity-Potential mit „neck“ Erweiterung

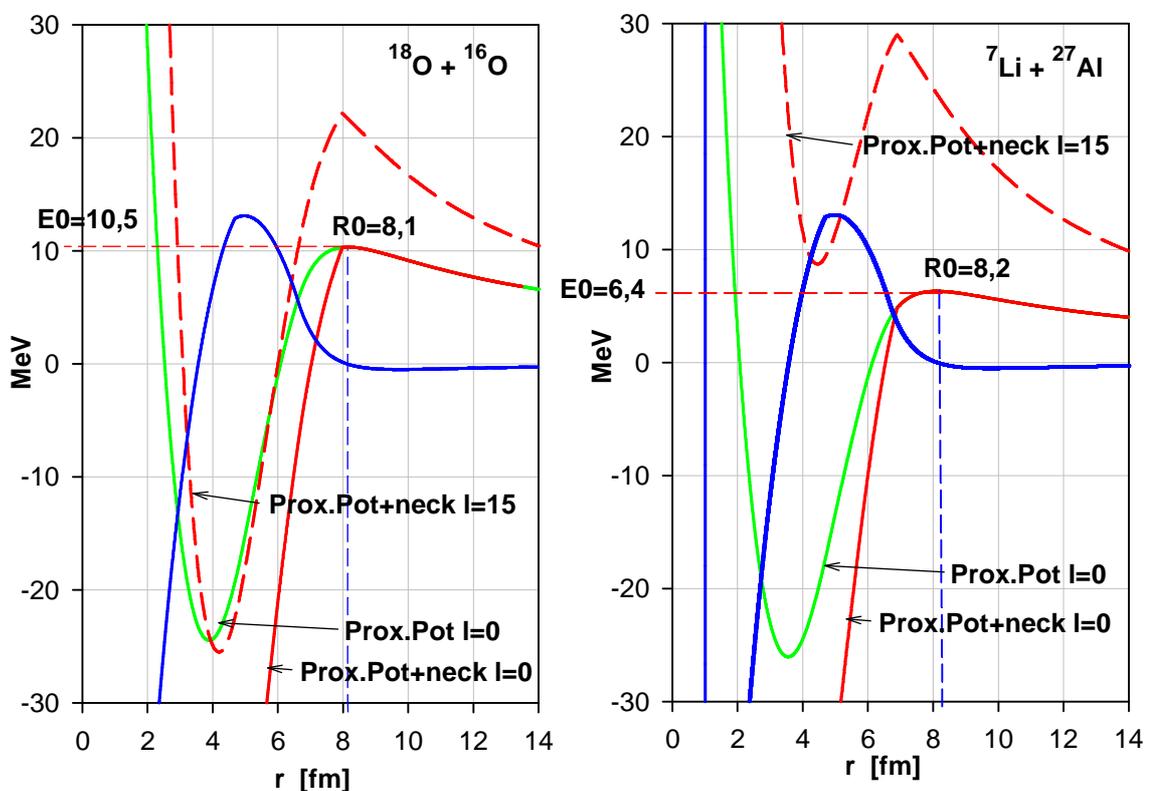


Abb. A.3.25 Die rote Kurve zeigt das effektive Potential mit „neck“ Erweiterung. Die grüne Kurve das Potential ohne „neck“ Erweiterung. Die blaue Kurve seine 1. Ableitung (ohne „neck“). Rot - strichliert ist das effektive Potential mit „neck“ Erweiterung bei $l=15$.

Der für das „neck – potential“ erforderliche Radiusparameter R_a (siehe Abbildung A 3.26) ist ein frei wählbarer Parameter in den Grenzen $R_1 + R_2 < R_a < R_0$ (siehe Pkt. 2.3.5).

Anregungsfunktionen $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ mit „neck – potential“ [63]

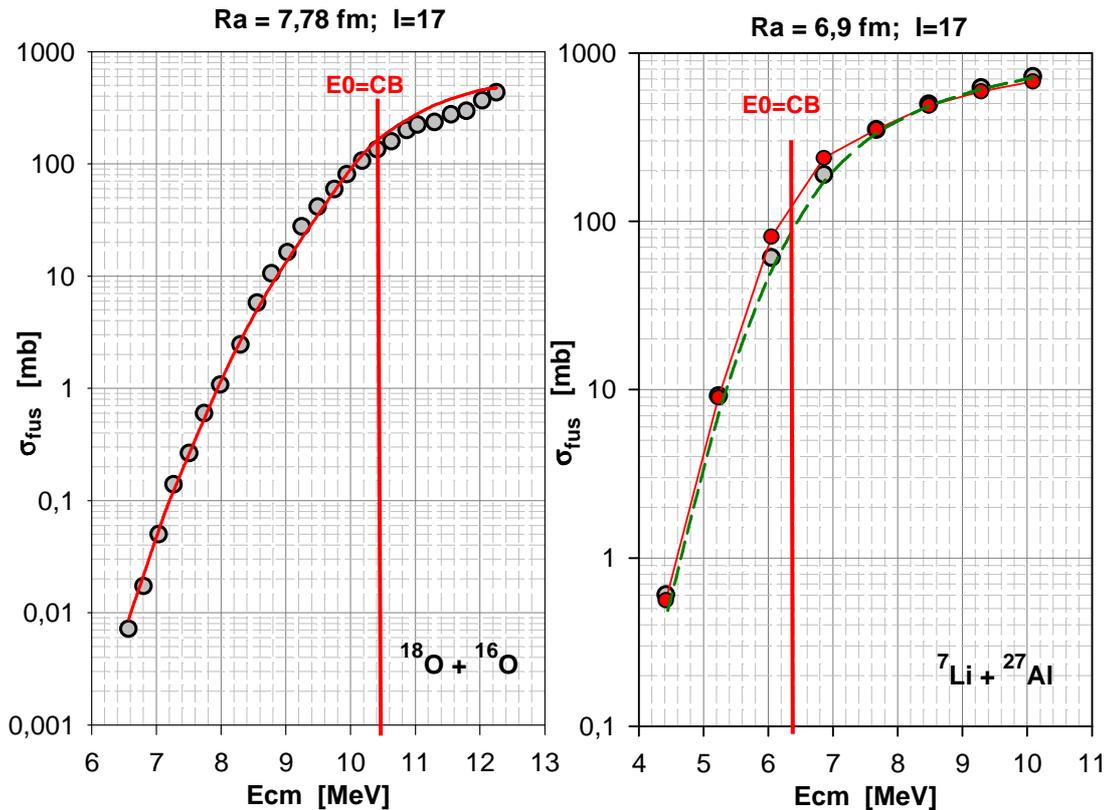


Abb. A 3.26 Die roten Kurven sind das Ergebnis der Modellrechnung nach [63]. Die grün strichlierte Kurve ist die Anregungsfunktion von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nach CCFULL [39], wie sie in Pkt. 3.1.2.6 gezeigt wurde. Die Datenpunkte für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ stammen von [1], jene von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ wurden aus der eigenen Messung des partiellen Wirkungsquerschnittes von ^{32}P gewonnen.

Die in Abb. A.3.26 dargestellten σ_{CF} wurden nach der Formel

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}(E) \quad (\text{ident 27})$$

berechnet, wobei der Transmissionskoeffizient für $E > E_0$ nach Hill-Wheeler [58] und für $E < E_0$ nach der WKB-Näherung (nach A.K. Mohanty [63]) berechnet wurde (siehe auch Pkt. 2.3.5). Es zeigt sich, dass auch dieses „adiabatische Modell“ eine recht gute Näherung an die Messdaten von $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ liefert, auch wenn hier die Absenkung des σ_{CF} bei den höheren Energien nicht dargestellt werden kann. Für $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ ist das „adiabatische Modell“ weniger gut. Vor allem der Übergang vom Energiebereich über der CB zu jenem unter der CB wird nicht gut dargestellt. Auch liefert die in [62; 63] vorgenommene Untersuchung der Reaktionen von ^6Li ; ^9Be ; ^8He und ^4He mit den schweren Targetkernen ^{209}Bi ; ^{208}Pb ; ^{197}Au und ^{144}Sm bessere Ergebnisse als die hier gezeigte Modellierung von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$. Allerdings ist zu

bemerken, dass bei der hier gezeigten Modellierung praktisch nur der Parameter R angepasst wurde, während bei [62; 63] noch ein Radiusfaktor ΔR im Potential und ein Unterdrückungs-Faktor f bei der σ_{CF} Berechnung angegeben werden. Wie A.K. Mohanty in [63] selbst schreibt, kann sein Ansatz durch die Verwendung von coupled channel noch verbessert werden.

Eine bessere Modellierung von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ ist durch CCFULL [39] gegeben. (Die Parametrisierung ist bereits in Tabelle T 3.10 festgehalten).

Einen anderen Ansatz als A.K. Mohanty [62, 63] verfolgen H. Esbensen and S. Misicu [52; 53; 54; 55]. Sie gehen von einem „diabatischen“ Prozess aus (siehe Abbildung 3.27) und erweitern das effektive Potential mit einem repulsiven Term, der die Inkompressibilität der Kernmaterie beschreibt. Beide Ansätze versuchen die Behinderung von CF weit unterhalb der CB zu modellieren. So beschreibt Esbensen in [55] Seite 6 das M3Y-Potential mit einem, das Potential verbreiternden, repulsiven Term für ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$. Wie in Anhang A-9 gezeigt, lässt sich ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ jedoch bis ~30% unter der CB noch mit einem optischen Potential ohne repulsiven Term beschreiben.

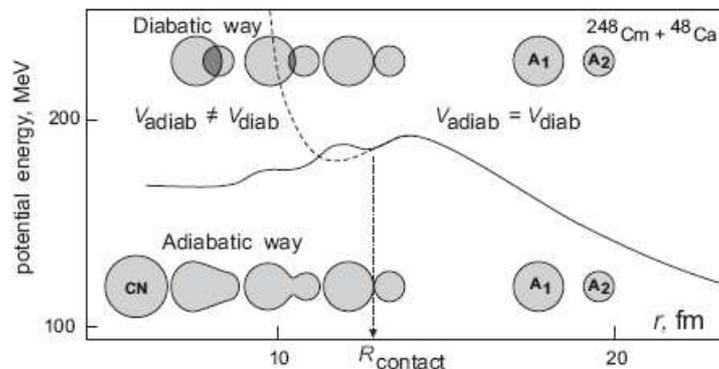


Abb. A 3.27 Diabatische und adiabatische Fusionsprozesse. Entnommen der Dokumentation des NRV („NUCLEAR REACTIONS VIDEO PROJECT“) [40]

3.2 ${}^6\text{Li}$ auf ${}^{27}\text{Al}$

3.2.1 Überblick

Gemessen wurde bei acht Einschußenergien von 6 bis 13 MeV, in Schritten von 1 MeV. Bezüglich der Rahmenbedingungen wie Einschußenergie; Target; Unsicherheiten usw. gilt das in Pkt. 3.1.1 für ${}^7\text{Li}$ bereits Beschriebene.

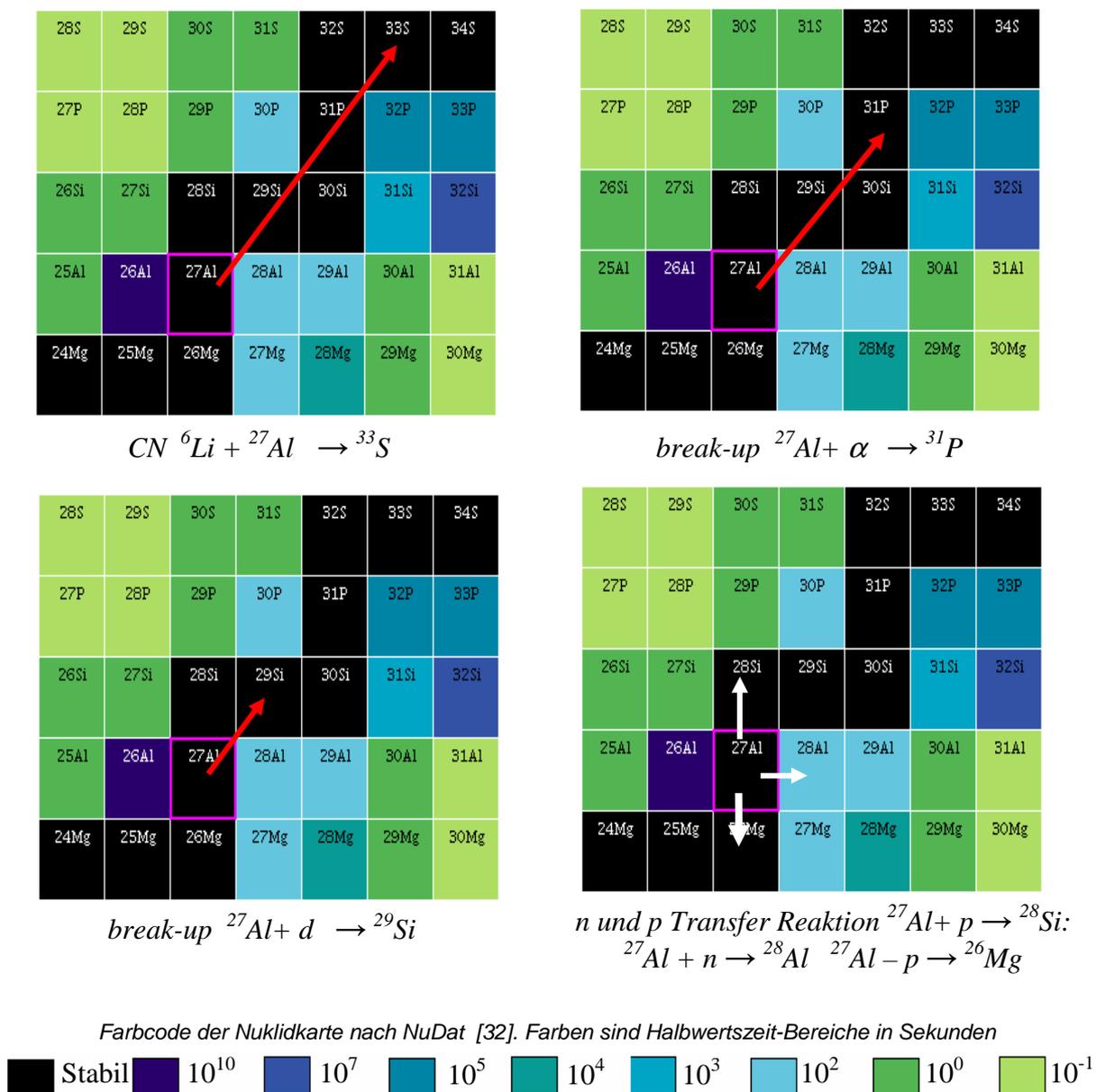


Abb. A 3.28 Mögliche Fusionsreaktionen beim Beschuss von ${}^{27}\text{Al}$ mit ${}^6\text{Li}$.

Die Zahlenwerte der durch den Beschleuniger erzielten kinetischen Projektilenergie, sowie der „effektiven Einschußenergie“ im Laborsystem (E_{lab}) und Schwerpunktsystem (E_{cm}), sind in Tabelle T 3.13 aufgelistet.

Projektilenergie durch Beschleuniger [MeV]	effektive Energie im Target in E_{lab} [MeV]	Schwerpunktsenergie in E_{cm} [MeV]
13,0 0	12,7 4	10,1 2
12,0 0	11,7 2	9,3 1
11,0 0	10,7 1	8,5 0
10,0 0	9,6 9	7,7 0
9,0 0	8,7 6	6,8 9
8,0 0	7,6 5	6,0 7
7,0 0	6,6 2	5,2 6
6,0 0	5,5 9	4,4 4

Tab. T 3.13 Projektilenergien von ${}^6\text{Li}$. Der Energieverlust im Target wurde nach Ziegler [37] ermittelt. Die Methode wurde in Abschnitt 2.2.2 gezeigt.

3.2.1.1 Der Compoundkern ${}^{33}\text{S}$

Kernreaktionen	+Q-Werte (keV)	Kernreaktionen	-Q-Werte (keV)	Schwelle (keV)
${}^{33}\text{S}+\gamma$	23476.129	${}^{31}\text{S}+2n$	-207.85	254.19
${}^{29}\text{Si}+\alpha$	16360.266	${}^{30}\text{Si}+n+2p$	-1326.195	1621.848
${}^{32}\text{S}+n$	14834.516	${}^{27}\text{Al}+d+\alpha$	-1474.33	1803,01
${}^{32}\text{P}+p$	13906.383	${}^{24}\text{Mg}+n+2\alpha$	-2097.446	2565.036 44
${}^{31}\text{P}+d$	8195.298	${}^{29}\text{Si}+p+t$	-3453.595	4223.514
${}^{28}\text{Si}+n+\alpha$	7886.699	${}^{30}\text{P}+n+d$	-4116.329	5033.994
${}^{30}\text{Si}+3\text{He}$	6391.848	${}^{29}\text{Si}+n+3\text{He}$	-4217.35	5157.535
${}^3\text{P}+n+p$	5970.732	${}^{26}\text{Mg}+3\text{He}+\alpha$	-4251.414	5199.193
${}^{31}\text{Si}+2p$	5261.199	${}^{21}\text{Ne}+3\alpha$	-4652.837	5690.106
${}^{25}\text{Mg}+2\alpha$	5233.129	${}^{27}\text{Mg}+2p+\alpha$	-5526.071	6758.013
${}^{28}\text{Al}+p+\alpha$	4026.69	${}^{30}\text{P}+2n+p$	-6340.895	7754.488
${}^{30}\text{P}+t$	2140.903	${}^{24}\text{Na}+p+2\alpha$	-6830.554	8353.308
${}^{30}\text{Si}+p+d$	898.37	${}^{29}\text{Al}+p+3\text{He}$	-7114.73	8700.83
		${}^{29}\text{Si}+2d$	-7486.262	9155.194
		${}^{26}\text{Al}+t+\alpha$	-8274.278	10118.886
		${}^{30}\text{Al}+3p$	-9104.4	11134.0
		${}^{29}\text{P}+n+t$	-9178.361	11224.519
		${}^{27}\text{Si}+2n+\alpha$	-9293.114	11364.854
		${}^{28}\text{Si}+d+t$	-9702.596	11865.621
		${}^{29}\text{Si}+n+p+d$	-9710.827	11875.688
		${}^{26}\text{Mg}+p+d+\alpha$	-9744.892	11917.347

Tabelle T 3.14 Q-Werte energetisch möglicher Kernreaktionen von ${}^6\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$, bei der im Experiment höchsten Projektilenergie von 13 MeV. Berechnet mit den Q-Wert Rechnern aus [42] und [48]

Wie in Abbildung A 3.28 dargestellt, führt der Beschuss von ^{27}Al mit ^6Li zu dem CN ^{33}S . Die energetisch möglichen Reaktionsprodukte aus diesem CN sind in Tabelle T 3.14 aufgelistet. Die Berechnung der Q-Werte wurde mit den Q-Werte-Rechnern von NNDC [42] und T-2 Nuclear Information Service Los Alamos [48] durchgeführt. Wie ein durch Fusionsreaktion entstehender Compoundkern zerfällt wurde für ^{34}S aus $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ bereits beschrieben. Blatt B-2 im Anhang B gibt einen Überblick über jene Kerne und ihre Anregungsenergie, welche gemäß des EMPIRE-Codes [38] aus dem Zerfall des CN ^{33}S entstehen.

3.2.1.2 Break-up und (oder) Transfer Reaktionen

Wie bereits in Abschnitt 3.1.1.2 für $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ beschrieben, soll auch für $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nach Hinweisen auf die Clusterbruchstück-Reaktionen gesucht werden. Zur Bestimmung der Einschußenergie der Clusterbruchstücke in den ^{27}Al -Kern wurden die gleichen Annahmen wie in Abschnitt 3.1.1.2 für $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ getroffen. In Tabelle T 3.15 sind Abschätzungen für die Energien der Cluster-Bruchstücke d und α nach einem Aufbruch von ^6Li aufgelistet. Diese Energien stehen als Einschußenergien der Bruchstücke für die Reaktionen $^{27}\text{Al}+d$ und $^{27}\text{Al}+\alpha$ zur Verfügung. (Genauere Berechnung der möglichen Energie-Bereiche für die Cluster-Bruchstücke siehe Pfeiffer et al. [43] und Anhang B-11).

Restenergie der ^6Li Clusterbruchstücke d und α (Aufbruchenergie 1,474 MeV)			
$E_{\text{lab}}^{\text{effektiv}}$ [MeV]	E von d [MeV]	E von α [MeV]	$\langle E \rangle$ von α [MeV] nach [43]
12,7 4	3,7 6	7,5 1	7,2 5
11,7 2	3,4 2	6,8 3	6,5 8
10,7 1	3,0 8	6,1 6	5,9 1
9,6 9	2,7 4	5,4 8	5,2 5
8,7 6	2,4 3	4,8 6	4,5 8
7,6 5	2,0 6	4,1 2	3,9 1
6,6 2	1,7 2	3,4 3	3,1 8
5,5 9	1,3 7	2,7 5	2,5 1

Tabelle T 3.15 Abschätzung der für eine Fusionsreaktion der Clusterbruchstücke zur Verfügung stehenden Restenergien nach einem Aufbruch

In Tabelle T 3.16 sind die Q-Werte möglicher Clusterbruchstück-Reaktionen von ^6Li bei 13 MeV Projektilenergie aufgelistet. Die statistischen Modellcodes EMPIRE [38] und NRV [40] liefern die durch Fusion entstehenden Compoundkerne ^{29}Si nach $d+^{27}\text{Al}$ und ^{31}P nach $\alpha+^{27}\text{Al}$ sowie die nach Abdampfungsprozessen übrig bleibenden ER. Die Tabelle T 3.17 zeigt das Ergebnis einer solchen Modellrechnung mit EMPIRE [38].

Energetisch mögliche Reaktionsprodukte nach Clusteraufbruch von ${}^6\text{Li}$ Q-Werte in keV)			
${}^{27}\text{Al}+d$	Q-Wert	${}^{27}\text{Al}+\alpha$	Q-Wert
${}^{29}\text{Si}+\gamma$	17834.11	${}^{31}\text{P}+\gamma$	9669.14
${}^{28}\text{Si}+n$	9360.55	${}^{30}\text{Si}+p$	2372.22
${}^{25}\text{Mg}+\alpha$	6706.97	${}^{27}\text{Al}+\alpha$	0
${}^{28}\text{Al}+p$	5500.534	${}^{30}\text{P}+n$	-2642.48
${}^{27}\text{Al}+d$	0		
${}^{24}\text{Mg}+n+\alpha$	-623.602		
${}^{26}\text{Mg}+3\text{He}$	-2777.572		

Tabelle T 3.16 Q-Werte möglicher Clusterbruchstück - Reaktionen.
Berechnet mit den Q-Wert Rechnern aus [42] und [48]

Mögliche Restkerne nach Clusterbruchstück-Fusionen. Berechnet mit EMPIRE [38] bei 13 MeV Projektilenergie von ${}^6\text{Li}$			
$d + {}^{27}\text{Al}$	mb	$\alpha + {}^{27}\text{Al}$	mb
${}^{29}\text{Si}$	0.019	${}^{31}\text{P}$	0.36
${}^{28}\text{Si}$	300.8	${}^{30}\text{P}$	263.18
${}^{28}\text{Al}$	233	${}^{30}\text{Si}$	375.56
${}^{27}\text{Al}$	14.54	${}^{27}\text{Al}$	170.64
${}^{25}\text{Mg}$	300		
${}^{24}\text{Mg}$	7.92		

Tabelle T 3.17 Mögliche Restkerne nach einer Fusion der aus einem ${}^6\text{Li}$ Aufbruch entstehenden Clusterbruchstücke α und d mit ${}^{27}\text{Al}$. (Nach einer Rechnung mit EMPIRE [38])

Die hohen theoretischen Wirkungsquerschnitte einzelner ER geben einen Hinweis, dass diese nach einer Aufbruch-Reaktion bevorzugt entstehen. Tatsächlich zeigen die ER ${}^{28}\text{Si}$; ${}^{28}\text{Al}$; ${}^{25}\text{Mg}$ bei niedrigen Einschußenergien von ${}^6\text{Li}$ auf ${}^{27}\text{Al}$ einen weit höheren Wirkungsquerschnitt als die statistische Modellrechnung für CF vorhersagt. (Die historisch bedeutende Reaktion ${}^{27}\text{Al}(\alpha,n){}^{30}\text{P}$ wird in Pkt. 3.2.3 noch eingehend behandelt.) ${}^{30}\text{Si}$ konnte nicht direkt gemessen werden, jedoch wird in Verbindung mit ${}^{30}\text{P}$ im Pkt. 3.3 auch auf diesen Kern eingegangen.

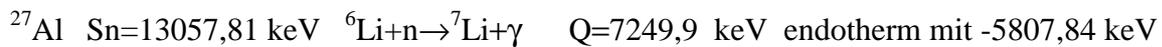
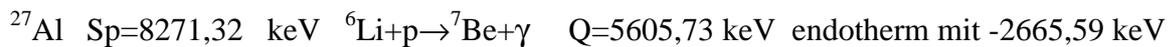
3.2.1.3 Transferreaktionen n und p von ${}^6\text{Li}$ auf ${}^{27}\text{Al}$

Q-Werte von n und p Transfer [keV]			
	Q-Wert		Q-Wert
${}^{27}\text{Al}+n$	2061,7	${}^{27}\text{Al}+p$	6996.7

Tabelle T 3.18 Q-Werte möglicher n und p Transfer-Reaktionen von ${}^6\text{Li}$ nach ${}^{27}\text{Al}$.
Berechnet mit den Q-Wert Rechnern aus [42] und [48]

3.2.1.4 Transferreaktionen als pick-up von p oder n auf ${}^6\text{Li}$

Das Überspringen eines Nukleons von ${}^{27}\text{Al}$ auf ${}^6\text{Li}$ stellt sich in der Energiebilanz so dar:



Sowohl p als auch n pick-up Transfer wären möglich, sind aber wegen ihres stark negativen Q-Wertes nicht wahrscheinlich.

3.2.1.5 Auswertung der γ -Spektren

Die Ermittlung der σ_{ER} erfolgt durch Auswertung der γ -Peaks und der Messung des zugehörigen Gesamtstromes. Die Methode wurde in Pkt 2.1.2 und 2.1.3 2 bereits beschrieben. Abbildung A 3.20 zeigt das bei 13 MeV Projektilenergie entstehende „prompte γ -Spektrum“. Die 13 MeV Projektilenergie entsprechen bei ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ einer effektiven Einschußenergie von 12,74 MeV in E_{lab} (das sind 10,12 MeV in E_{cm}). Die prompten γ -Spektren von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ für alle Einschußenergien finden sich im Anhang B-5; B-6.

Der Peak bei 1779 keV, der eine Mischung aus prompten ${}^{28}\text{Si}$ γ -Quanten und solchen aus dem Zerfall von ${}^{28}\text{Al}$ beinhaltet, konnte aufgetrennt werden, da ${}^{28}\text{Al}$ sich sehr gut aus den verzögerten Spektren bestimmen lässt.

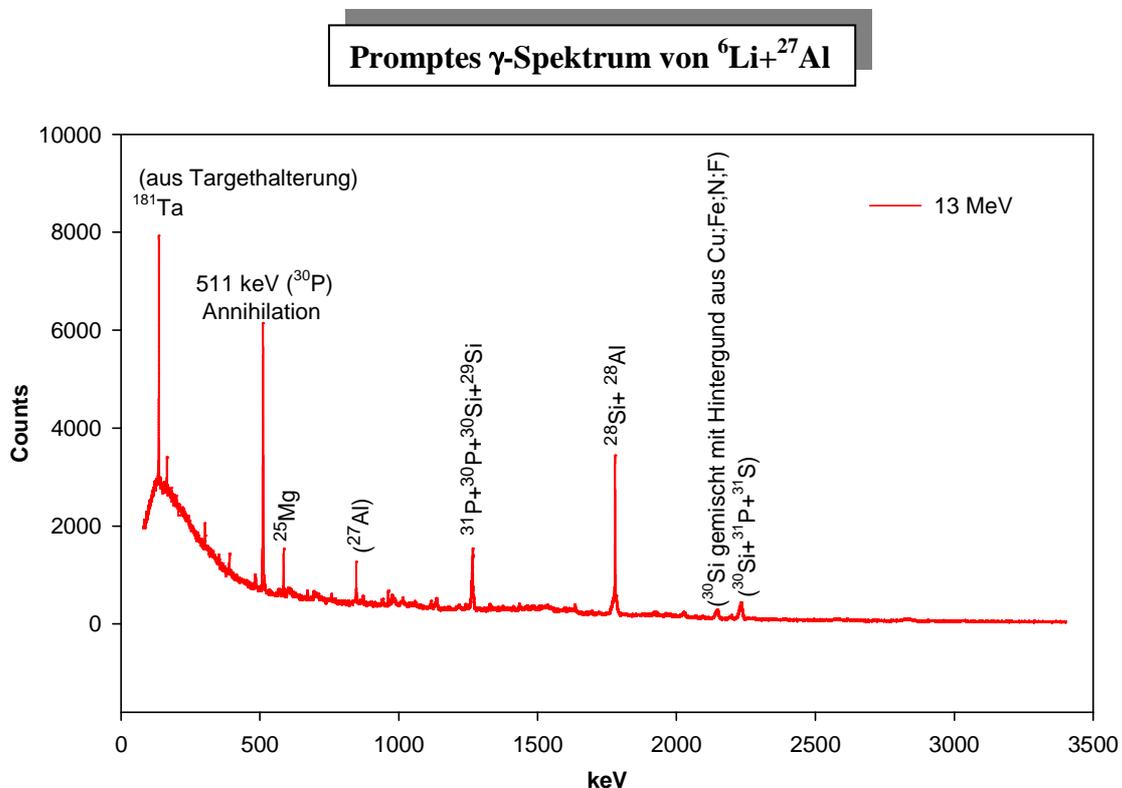


Abb. A 3.20 Promptes γ -Spektrum bei 13 MeV Projektilenergie. Die Überlagerung wichtiger Peaks ist in der Grafik erkennbar.

Der für die Bestimmung von σ_{CF} nach der Reaktion ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ wichtigste Peak bei 1266 keV beinhaltet hauptsächlich γ -Quanten aus der Abregung von ${}^{31}\text{P}$. Die übrigen Beimengungen können abgeschätzt werden (siehe Pkt. 3.2.2.4.2 und Anhang A-8). Bei anderen Peaks von ${}^{31}\text{P}$ (2028,7 keV; 2233,6 keV) war eine Auftrennung nicht möglich.

Nach Abschalten des Ionenstrahles wurde wieder 1200 Sekunden weiter gemessen. Ein solches "verzögertes Spektrum" zeigt Abbildung A 3.30 für 13MeV Projektilenergie. Der Peak bei 1779 keV für ${}^{28}\text{Al}$ liefert die zuverlässigsten Daten für die Berechnung von $\sigma^{28}\text{Al}$. Über den Annihilationspeak bei 511 keV konnte eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes für die Bildung von ${}^{30}\text{P}$ vorgenommen werden (siehe Pkt 3.3).

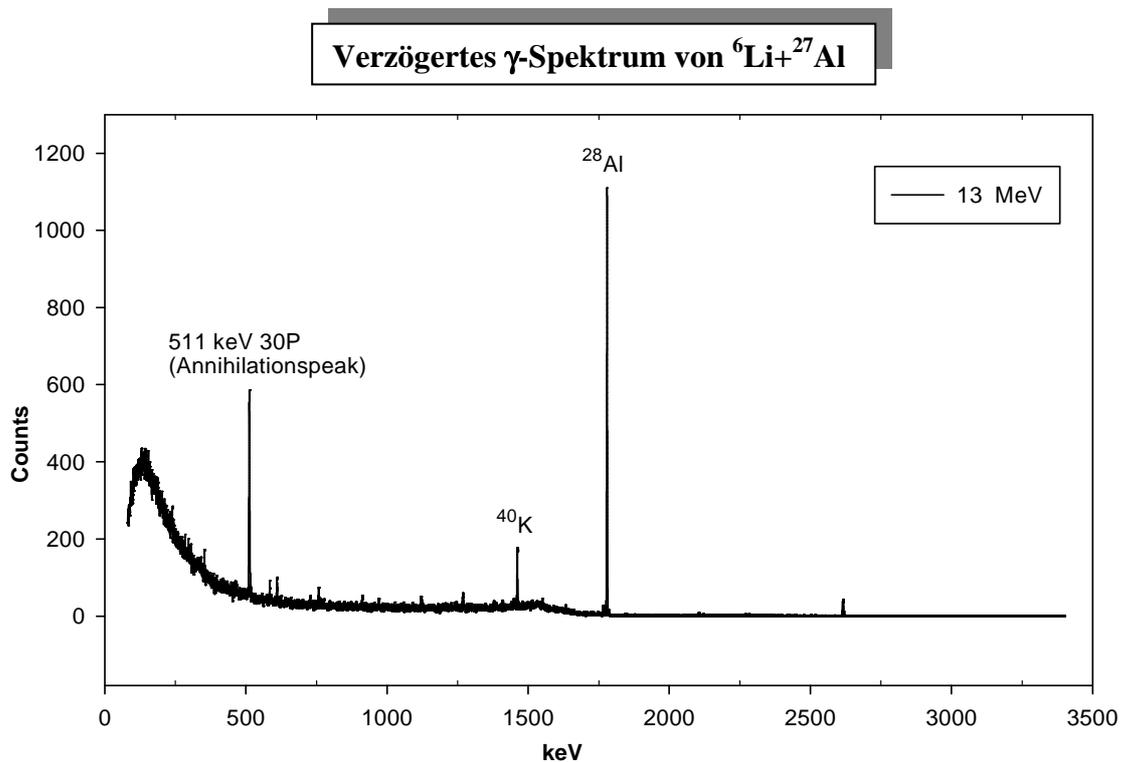


Abb. A 3.30 γ -Spektrum von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ bei 13 MeV Projektilenergie nach Abschaltung des Ionenstrahls. Es gibt nur den Peak von ${}^{28}\text{Al}$ (1779 keV) und den Annihilationspeak (511 keV). Der Rest ist Hintergrund.

Die folgende Liste gibt über die ausgewerteten Peaks, ihre Zuordnung zu verschiedenen Restkernen und die Art ihrer Auswertung, Auskunft.

${}^{31}\text{P}$	aus promptem Spektrum	Peak bei 1266 keV direkt nach Korrektur
${}^{30}\text{P}$	aus verzögertem Spektrum	Annihilationspeak 511 keV
${}^{28}\text{Si}$	aus promptem Spektrum	Peak bei 1779 keV nach Abzug von ${}^{28}\text{Al}$ aus Zerfall
${}^{28}\text{Al}$	aus verzögertem Spektrum	Peak bei 1779 keV direkt
${}^{25}\text{Mg}$	aus promptem Spektrum	Peak bei 585 keV direkt

3.2.2 Vergleich der Reaktionen ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ ohne eigene Modellrechnung

3.2.2.1 Allgemeines zum direkten Vergleich

In diesem Abschnitt werden die zum gleichen CN führenden Reaktionen ${}^6\text{Li} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{33}\text{S}$ und ${}^{17}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{33}\text{S}$ besprochen. Die ${}^6\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ -Daten sind die Ergebnisse der Messungen dieser Arbeit. Die Messdaten der Sauerstoffreaktionen stammen von Thomas et al. [1]. Bezüglich der Möglichkeiten der Auswertung über die gleichen β -Faktoren und die Problematik der Unsicherheiten gelten die in Pkt. 3.1.2.1 für ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ bereits beschriebenen Bedingungen. Es konnten nur die in Abbildung A 3.31 benannten ER verglichen werden.

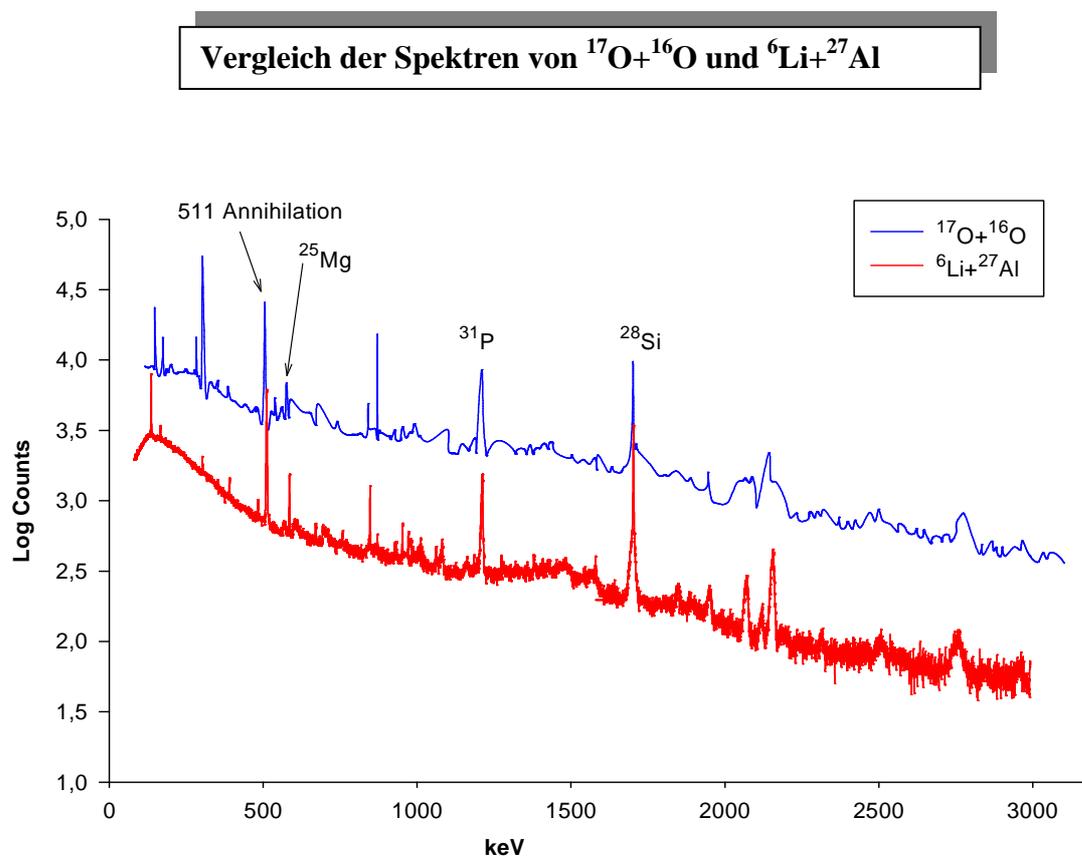


Abb. A 3.31 Vergleich der Spektren von ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ und ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ bei den jeweils höchsten Einschüßenergien. Das blaue Spektrum wurde aus der Publikation von [1] digitalisiert.

Um einen anschaulichen Vergleich zu ermöglichen wurden in Abbildung A 3.31 das digitalisierte Spektrum von Thomas et al. [1] und das eigene gemessene Spektrum gemeinsam in einer Grafik halblogarithmisch dargestellt. Durch das Digitalisieren des ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ Spektrums gingen viele Informationen verloren. Für genauere Informationen sei auf die Originalarbeit von [1] verwiesen. Man sieht jedoch, dass beide Spektren nicht deckungsgleich sind.

Weiters ist festzustellen, dass bei der Auswertung des $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ Spektrums durch [1] zur Auftrennung von Mischpeaks auch die Theorie herangezogen wurde, was bei dieser Arbeit nicht möglich war, da der Anteil an Nicht-Compound-Reaktionen eine unbekannte Größe darstellte.

3.2.2.2 Vergleich des Zerfalls der CN in die verschiedenen Reaktionskanäle

Für die in Pkt. 3.2.1.5 genannten ER soll ihr Zerfall aus dem CN verglichen werden. Dies geschieht am besten indem man ihre Relation zu CF vergleicht (siehe Pkt. 2.3.1). Für Kerne die aus den prompten Spektren analysierbar sind (Abbildung A.3.31) wurden die β -Faktoren von [1] verwendet. Für ^{28}Al und ^{30}P wurden die verzögerten Spektren ausgewertet. Um die Messdaten von Thomas et al. [1] mit den eigenen Messdaten direkt vergleichen zu können, wurden sie auf gleiche Anregungsenergie des CN umgerechnet. Die Vorgangsweise entspricht der von $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$. Tabelle T 3.19 zeigt, dass ein Bereich gleicher ECN nur für 7 Energiemesspunkte gegeben ist. Es wurden daher nur diese 7 Messpunkte verglichen.

$E_{\text{lab}} \text{ } ^6\text{Li}$ [MeV]	$E_{\text{cm}} \text{ } ^6\text{Li}$ [MeV]	ECN [MeV]	$E_{\text{cm}} \text{ } ^{17}\text{O}$ [MeV]
	+23,48 MeV Q-Wert \rightarrow	\downarrow	\leftarrow +21,04 MeV Q-Wert
11,72	9,31	32,79	11,75
10,71	8,50	31,98	10,94
9,69	7,70	31,18	10,14
8,67	6,89	30,37	9,33
7,65	6,07	29,55	8,51
6,62	5,26	28,74	7,70
5,59	4,44	27,92	6,88

Tabelle T 3.19 In Spalte 1 steht die nach Pkt 2.2.2 ermittelten effektive Einschußenergien von ^6Li . Um die CN ^{33}S von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ vergleichen zu können, muss die E_{cm} von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ aus der gemeinsamen ECN rückgerechnet werden.

3.2.2.3 Spinverteilung

Wie Modellrechnung mit EMPIRE [38] zeigt, besitzen die CN aus $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ bei gleicher Anregungsenergie eine sehr ähnliche, aber doch ein wenig unterschiedliche, Spinverteilung. Wie bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ unterscheiden sie sich auch in ihrer Paritätsverteilung. Auch bei $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ hat das, laut einer durchgeführten Modellrechnung mit EMPIRE [38], keinen wesentlichen Einfluss auf ihre Zerfallsart (siehe Anhang A-5). Abbildung A 3.32 zeigt die mit Ref. [38; 39; 40] errechneten Spinverteilungen für beide Reaktionen.

Relative Spinverteilung für ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}\rightarrow{}^{33}\text{S}$ und ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}\rightarrow{}^{33}\text{S}$ bei gleicher ECN nach EMPIRE [38].
(6 bis 13 MeV Projektilenergie von ${}^6\text{Li}$)

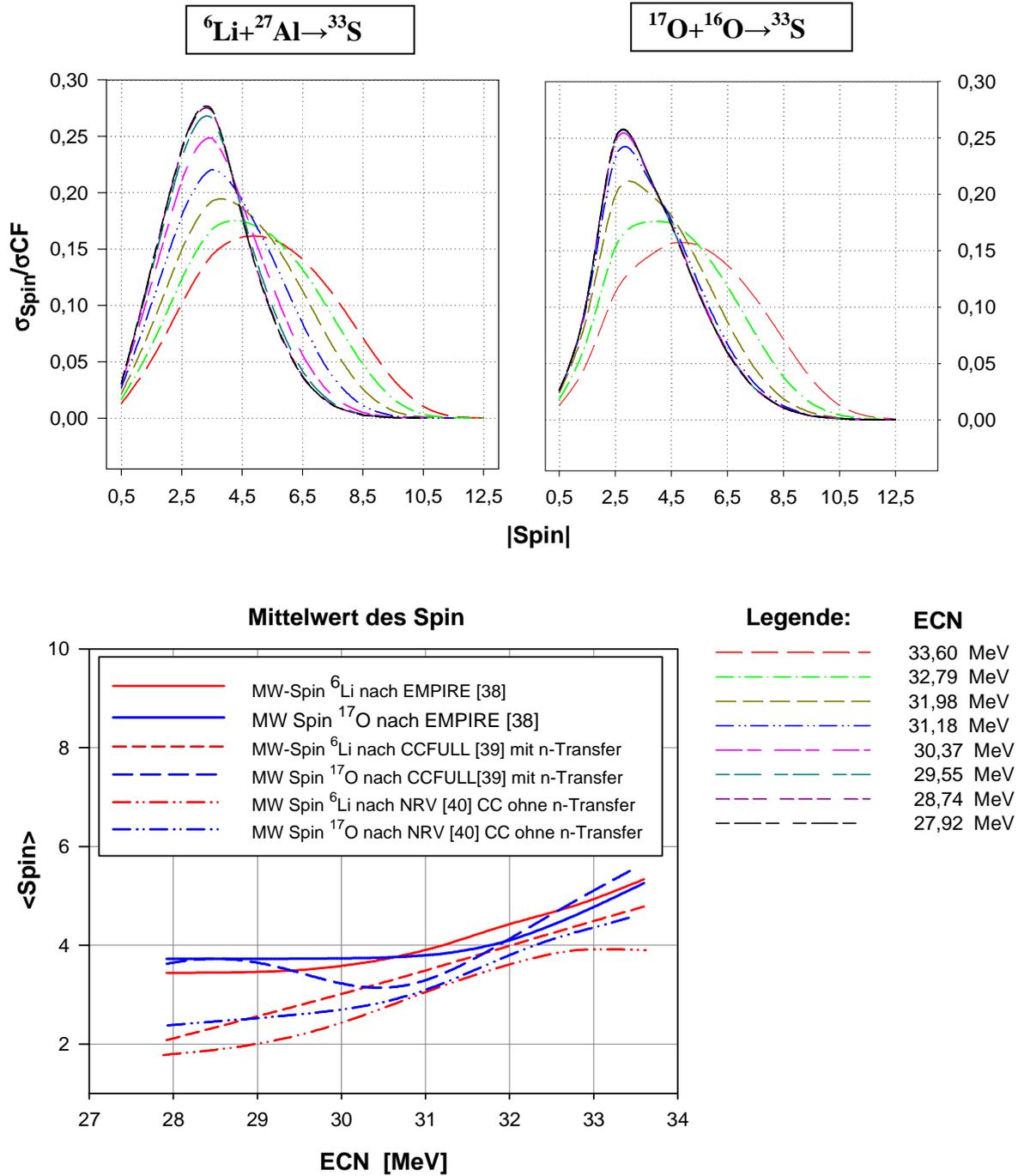


Abb. A 3.32 Die oberen Bilder zeigen die Spinverteilung von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ nach EMPIRE [38]. Das untere Bild den Mittelwert des Spins nach Empire [38]; CCFULL [39] und NRV [40].

Der Mittelwert der Spins nach [38] zeigt nur geringe Unterschiede. Ebenso der Mittelwert nach [40]. Sowohl die ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ als auch die ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ σ_{CF} Daten können jedoch nur von

CCFULL [39] mit n-Transfer zufrieden stellend modelliert werden. Dieser n-Transfer bewirkt eine deutliche Änderung der Spinverteilung, welche auch ihre Auswirkungen auf die β -Faktoren haben muss. Darauf könnten die Probleme bei Interpretation der $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ Daten bei niedrigen Energien (z.B. $\sigma^{26}\text{Mg}$) zurück zu führen sein. (Tabellen der Spindaten befindet sich im Anhang B-12

3.2.2.4 $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$: Die β – Faktoren ohne eigene Modellrechnung nach Ref.[1] im Detail

Wie bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ wurden im ersten Schritt der Auswertung eigener Messdaten die summierten Aufteilungsfaktoren („branching factors“ BF), aus der Publikation von Thomas et al. [1] übernommen. Diese Werte beinhalten auch die Koinzidenz-Korrekturen. In der praktische Durchführung mussten die β – Faktoren allerdings aus einer Grafik der Publikation heraus digitalisiert werden. Die Ungenauigkeit des Digitalisierens muss nicht berücksichtigt werden, da für die ER aus beiden Reaktionen dieselben β -Faktoren verwendet wurden. Die verwendeten β -Faktoren sind in Tabelle T 3.20 aufgelistet.

ECN	^{25}Mg 585 keV	^{28}Si 1779 keV	^{31}P 1266 keV
32,79	0.1233	0.8184	0.4619
31,98	0,1465	0,8082	0,4580
31,18	0,1685	0,7951	0,4529
30,37	0,1774	0,7773	0,4493
29,55	0,1727	0,7596	0,4428
28,74	0,1554	0,7286	0,4351
27,92	0,1245	0,7021	0,4258

Tabelle T 3.20 Werte der relevanten β -Faktoren. Für $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ wurde auf die ECN von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ umgerechnet.

3.2.2.5 Vergleich der partiellen Wirkungsquerschnitte als Relativmessung

Wie bereits für $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ gezeigt, kann auch der σCF von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ mit der verwendeten Methode nicht gemessen werden. Um die partiellen Wirkungsquerschnitte vergleichen zu können, werden sie wieder auf ihren σCF normiert. Dieser wurde indirekt über das Verhältnis $\sigma^{31}\text{P}/\sigma\text{CF}$ bestimmt. Dabei wurde angenommen, dass dieses Verhältnis bei beidem Reaktionen, $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$, gleich ist. Die Kontrollrechnung mit EMPIRE [38] zeigt, dass diese Annahme ausreichend genau erfüllt wird (siehe Anhang A-5).

3.2.2.5.1 ^{31}P – ausgewertet über die γ -Linie bei 1266 keV

^{29}S 187 MS ϵ : 100.00% ep: 47.00%	^{30}S 1.178 S ϵ : 100.00%	^{31}S 2.572 S ϵ : 100.00%	^{32}S STABLE 95.02%	^{33}S STABLE 0.75%	^{34}S STABLE 4.21%
^{28}P 270.3 MS ϵ : 100.00% ep: 1.3E-3%	^{29}P 4.142 S ϵ : 100.00%	^{30}P 2.498 M ϵ : 100.00%	^{31}P STABLE 100%	^{32}P 14.262 D β^- : 100.00%	^{33}P 25.34 D β^- : 100.00%
^{27}Si 4.16 S ϵ : 100.00%	^{28}Si STABLE 92.220%	^{29}Si STABLE 4.663%	^{30}Si STABLE 3.087%	^{31}Si 157.3 M β^- : 100.00%	^{32}Si 153 Y β^- : 100.00%
^{26}Al 7.17E+5 Y ϵ : 100.00%	^{27}Al STABLE 100%	^{28}Al 2.2414 M β^- : 100.00%	^{29}Al 6.56 M β^- : 100.00%	^{30}Al 3.60 S β^- : 100.00%	^{31}Al 644 MS β^- : 100.00%
^{25}Mg STABLE 10.00%	^{26}Mg STABLE 11.01%	^{27}Mg 9.458 M β^- : 100.00%	^{28}Mg 20.915 H β^- : 100.00%	^{29}Mg 1.30 S β^- : 100.00%	^{30}Mg 335 MS β^- : 100.00%

$$^{27}\text{Al}(^6\text{Li},\text{np})^{31}\text{P} \quad Q = 5,971 \quad \text{MeV}$$

$$^{27}\text{Al}(^6\text{Li},\text{pn})^{31}\text{P} \quad Q = 5,971 \quad \text{MeV}$$

$$^{27}\text{Al}(^6\text{Li},\text{d})^{31}\text{P} \quad Q = 8,195 \quad \text{MeV}$$

$$\text{break-up} \quad (S_\alpha = 1,474 \text{ MeV})$$

$$^{27}\text{Al}(\alpha,\gamma)^{31}\text{P} \quad Q = 9,669 - S_\alpha = 8,195 \quad \text{MeV}$$

Abb. A 3.33 Wege zum Restkern ^{31}P

Die Auswertung der 1266 keV-Linie von ^{31}P kann bei $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nicht direkt erfolgen, da bei ~ 1263 keV eine Art „Schulter“ zu beobachten ist (siehe Bild. A 3.37). Diese sollte von ^{30}Si und ^{30}P stammen.

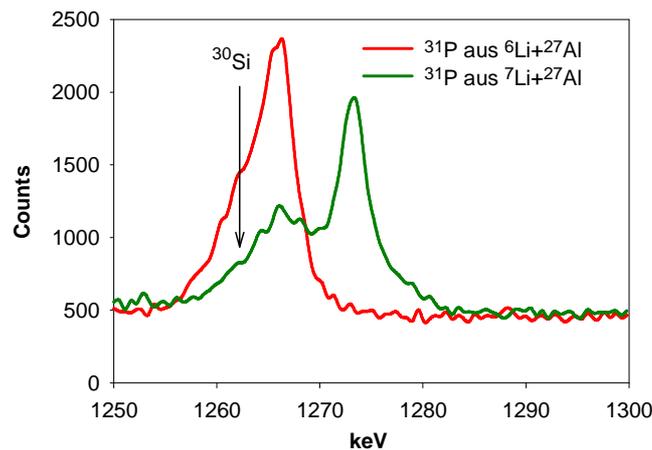


Abb. A 3.34 Ausschnitt aus den Spektren von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ bei 12 MeV E_{lab} . (Eine Abtrennung des Peaks ^{31}P erfolgte nach der Methode aus Anhang A-8.)

Nach dem statistischen Modell sollte der Querschnittsanteil von ^{30}Si und ^{30}P in den Spektren bei dieser Energie gar nicht zu sehen sein. (Der häufigste Peak von ^{30}Si liegt bei 2235 keV. Dieser Peak ist aber so stark gemischt, dass er nicht auswertbar ist.) Bei einem Clusteraufbruch mit α -Transfer müssen bei höheren Energien aus dem Compoundkern ^{31}P auch Nukleonen abdampfen. Die in Abbildung A 3.34 gezeigte „Schulter“ könnte daher indirekt auf einen α -Transfer und damit auf die Reaktionen $^{27}\text{Al}(\alpha,\text{n})^{30}\text{P}$ und $^{27}\text{Al}(\alpha,\text{p})^{30}\text{Si}$ hindeuten. In Pkt. 3.3.2 wird diese Möglichkeit anhand des Annihilationspeaks in den verzögerten Spektren noch eingehend untersucht.

$\sigma [^{27}\text{Al}(^6\text{Li,np})+^{27}\text{Al}(^6\text{Li,pn})+^{27}\text{Al}(^6\text{Li,d})]$ über CN ist sehr groß. Etwaige direkte Reaktionen – insbesondere $^{27}\text{Al}(\alpha,\gamma)$ – sollten daher keine große Rolle spielen.

Die Unsicherheiten von σ_{CF} und $\sigma^{31}\text{P}$ nach $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ wurden für das Verhältnisses von $\sigma^{31}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$ als unkorreliert angenommen. Weil die Unsicherheit von ^{31}P nach $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ nur sehr grob abgeschätzt werden kann, ergibt sich eine relativ große abgeschätzte Unsicherheit welche in den Fehlerbalken von Abbildung A 3.35 ihren Niederschlag findet.

σ_{CF} von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ konnte mit der hier verwendeten Methode nicht direkt gemessen werden und wurde daher indirekt über das Verhältnis $\sigma^{31}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$ bestimmt. ($\sigma^{31}\text{P}$ hat wegen der Beimengungen im Peak eine größere Unsicherheit.) Dabei wurde angenommen, dass ^{31}P sowohl bei $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ als auch bei $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ aus dem Zerfall des CN ^{33}S stammt. Weiters wurde in den ersten Überlegungen zu dieser Arbeit angenommen, dass die Reaktion $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ im Wesentlichen eine Compound-Reaktion sein sollte. Die Anregungsfunktion für CF von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ zeigt jedoch bei niedrigen Energien ein Verhalten, welches nahe legt, dass ein n-Transfer eine Rolle spielt (siehe dazu auch die Abbildungen A 3.50 aus Pkt. 3.2.3.3).

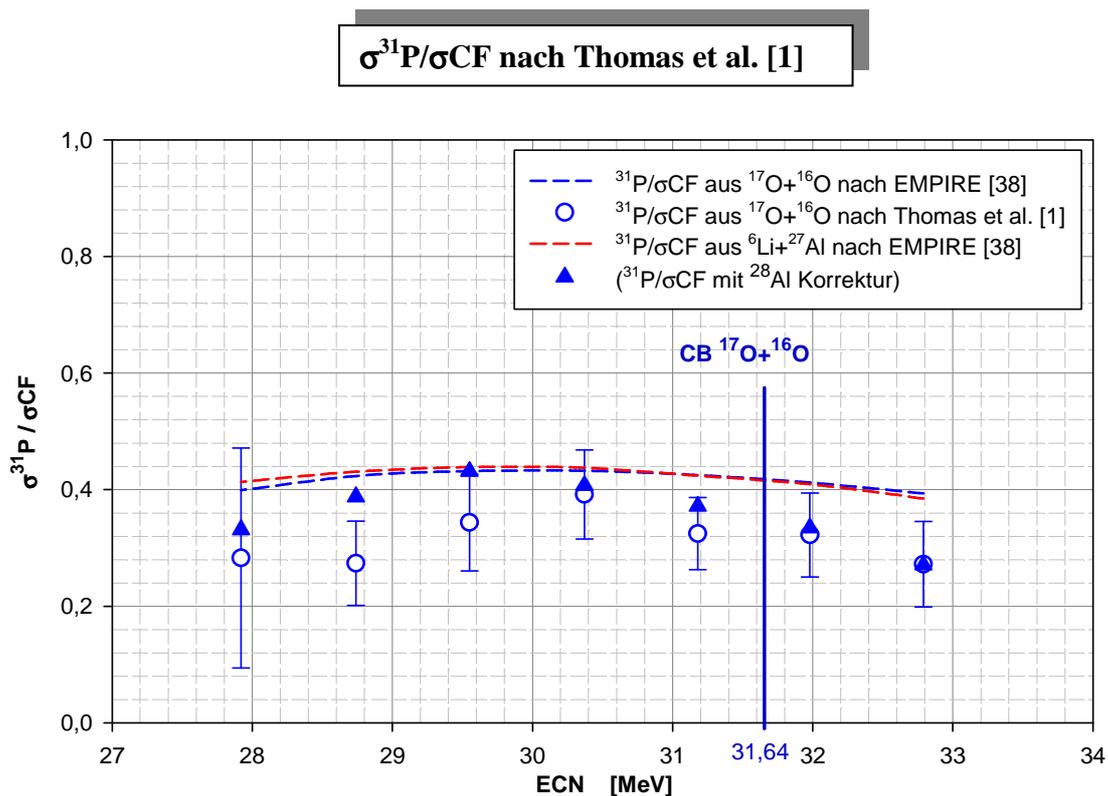


Abb. A 3.35 Die blauen Symbole zeigt die Relation von $\sigma^{31}\text{P}$ zu σ_{CF} nach [1]. Die rote und die blaue Kurve zeigen die gleiche Relation für $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nach einer Modellrechnung mit EMPIRE [38]. Die blauen Dreiecke zeigen ein korrigiertes $\sigma^{31}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$. (Siehe dazu untenstehenden Text und Anhang A-10)

(Allerdings besteht auch die Möglichkeit, dass bei dem partiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma^{28}\text{Al}$ eine andere Reaktion auftritt, wodurch der ER ^{28}Al nicht nur aus dem CN stammen würde. Da σ_{CF} von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ durch Summierung der partiellen Wirkungsquerschnitte ermittelt wurde, ist σ_{CF} von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ möglicherweise um diesen Effekt verfälscht. Eine ausführliche Darstellung befindet sich im Anhang A-10.)

Für die untersuchte Reaktion $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ war jedoch der bei niedrigen Energien auftretende Unterschied zwischen einer Compound-Reaktion und anderen Reaktionsmechanismen von Interesse. Dieser Unterschied sollte durch den Vergleich der relativen σ_{ER} aus der Compound-Reaktion von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und den gemischten Reaktionen von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ deutlich gemacht werden. Die folgenden Untersuchungen zeigen, auch wenn die in Anhang A-10 dargestellten Annahmen bezüglich des Wirkungsquerschnittes von ^{28}Al nach $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ zutreffen, bleiben die qualitativen Aussagen zu den gezeigten Wirkungsquerschnitten der ER's ^{31}P ; ^{28}Si , ^{25}Mg und ^{28}Al nach $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ bestehen.

3.2.2.5.2 *Sigma Complete Fusion (σ_{CF}) von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$*

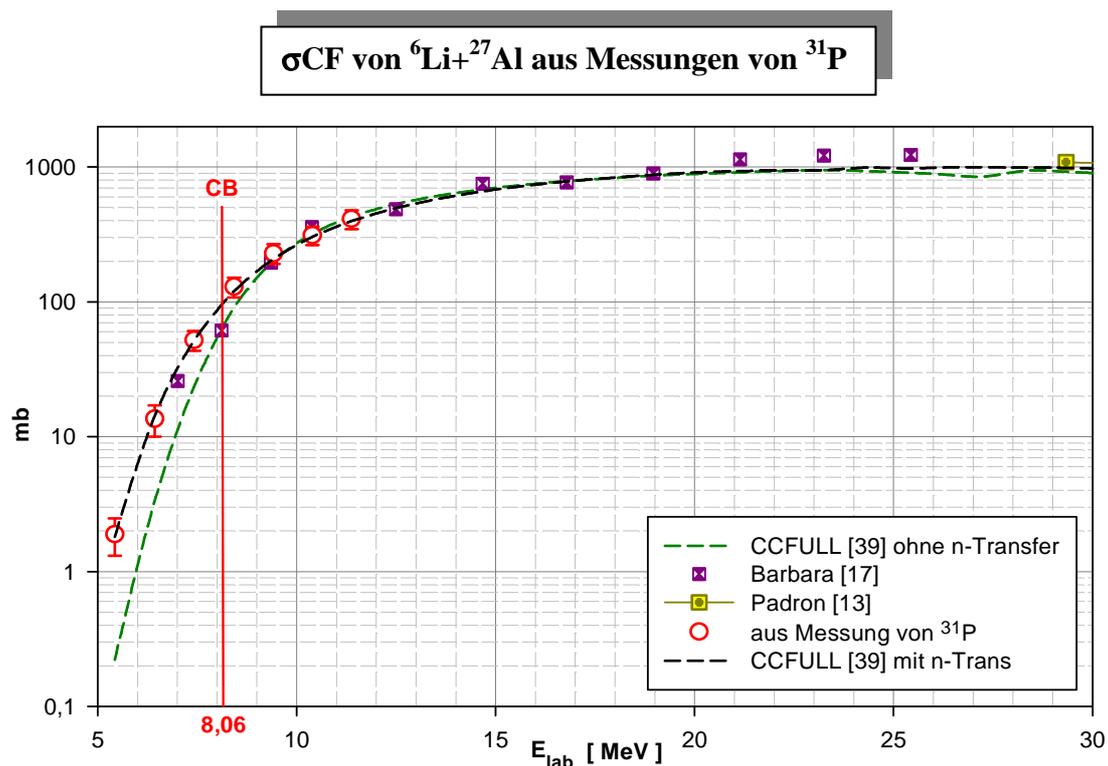


Abb. A 3.36 Die quadratischen Symbole sind Messdaten von Barbara et al. [17] bzw. von Padron et al. [13]. Die roten Symbole stellen die aus $\sigma^{31}\text{P}$ hochgerechneten σ_{CF} -Werte der eigenen Messungen dar. (Es wurden die Originaldaten von Ref. [1] für σ_{CF} aus $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ verwendet. siehe Anhang A-10). Die schwarze Kurve wurde für $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ von CCFULL [39] mit einem gekoppelten n-Transfer berechnet, die grüne Kurve ohne diesen n-Transfer.

Um den aus der Relation $\sigma^{31}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$ gewonnenen σ_{CF} von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ zu überprüfen, wurde mit dem Code CCFULL [39] eine Modellrechnung durchgeführt und diese mit bekannten Literaturdaten und den eigenen Messergebnissen verglichen (siehe Abbildung A 3.36). Tatsächlich zeigt das Modell, dass bei niedrigen Energien die Anregungsfunktion von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ durch die Coupled Channel Rechnung von CCFULL [39] nur unter Mitnahme eines n-Transfers dargestellt werden kann (schwarze Kurve). (Dies gilt auch für die fiktiven Datenpunkte nach der in Anhang A-10 gezeigten Korrektur des $\sigma^{28}\text{Al}$ aus ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$). Ohne n-Transfer ergeben sich bei niedrigen Energien bedeutend kleinere σ_{CF} . Bei Energien über der CB gehen die Kurven beider Modellrechnungen ineinander über und stimmen auch mit den eigenen Messdaten und den Literaturdaten überein.

In Tabelle 3.21 sind die für CCFULL [39] verwendeten Parameterwerte aufgelistet.

AP	ZP	AT	ZT	RP	IVBROTP	RT	IVBROTT	E2T	BETA2T	BETA4T	NROTT	NTRANS	QTRANS	FTR	VO	RO	AO
6	3	27	13	1.22	0	1.16	-1	1	-0.448	0.239	2	1	2.062	0.8	50	1.2	0.59
6	3	27	13	1.22	0	1.16	-1	1	-0.448	0.239	2	0	0	0	50	1.05	0.55

Tabelle T 3.21 Parametrisierung von CCFULL [39] unter Verwendung eines Woods-Saxon „surface potential“. 1. Reihe mit n-Transfer. 2. Reihe ohne n-Transfer. Die Parameter stammen aus den Default-Werten von NRV [40]. R0 und A0 wurden optimiert. (Parametererklärung in Anhang A. A-1).

3.2.2.5.3 ${}^{28}\text{Si}$ –ausgewertet über die γ -Linie bei 1779 keV

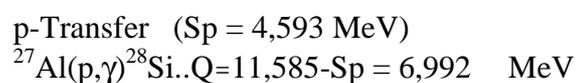
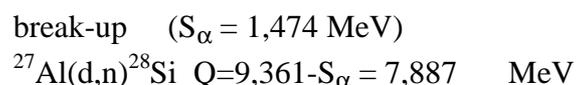
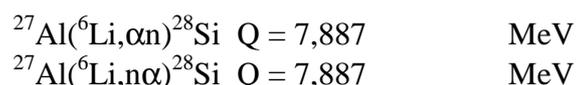
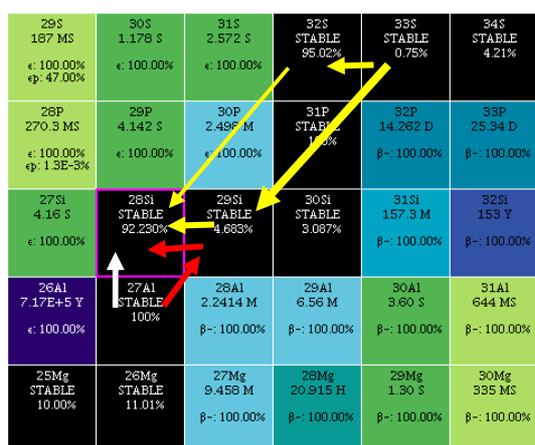


Abb. A 3.37 Wege zum Restkern ${}^{28}\text{Si}$

Ausgewertet wurde der Peak bei 1779 keV. Dieser Peak ist in den prompten Spektren gut ausgeprägt. Er beinhaltet jedoch auch aus dem radioaktiven Zerfall von ${}^{28}\text{Al}$ stammende γ -Quanten. Da der Wirkungsquerschnitt von ${}^{28}\text{Al}$ aus den verzögerten Spektren gewonnen werden kann, war es möglich die Zahl der von ${}^{28}\text{Al}$ stammenden γ -Quanten zu berechnen und

aus dem Peak der prompten Spektren abzuziehen (siehe Abschnitt 2.2.1.4).

Der Mechanismus der ^{28}Si Produktion ist zwischen $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ offenbar sehr unterschiedlich (siehe Abbildung A 3.37). Sowohl die Relations-Funktion von $\sigma^{28}\text{Si}/\sigma\text{CF}$ aus $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ als auch jene der theoretischen EMPIRE-Werte legen den Schluss nahe, dass der Anstieg von ^{28}Si bei $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nicht aus Compound-Reaktionen kommen kann. Welcher Art die Reaktionen sind, lässt sich aus den Daten nicht ablesen. DABER jener Anteil von ^{28}Si , der aus dem Zerfall von ^{28}Al stammt, bei der Auswertung des Peaks, bereits abgezogen wurde, kann der Einfluss des n-Transfers von ^{27}Al zu ^{28}Al ausgeschlossen werden. Der große Anstieg von $\sigma^{28}\text{Si}/\sigma\text{CF}$ (auf Werte über 1) lässt nur den indirekten Schluss zu, dass die break-up Reaktion $^{27}\text{Al}(d,n), ^{28}\text{Si}$ und/oder der p-Transfer $^{27}\text{Al}+p \rightarrow ^{28}\text{Si}$ bei niedrigen Energien die vorherrschenden Reaktionen sind.

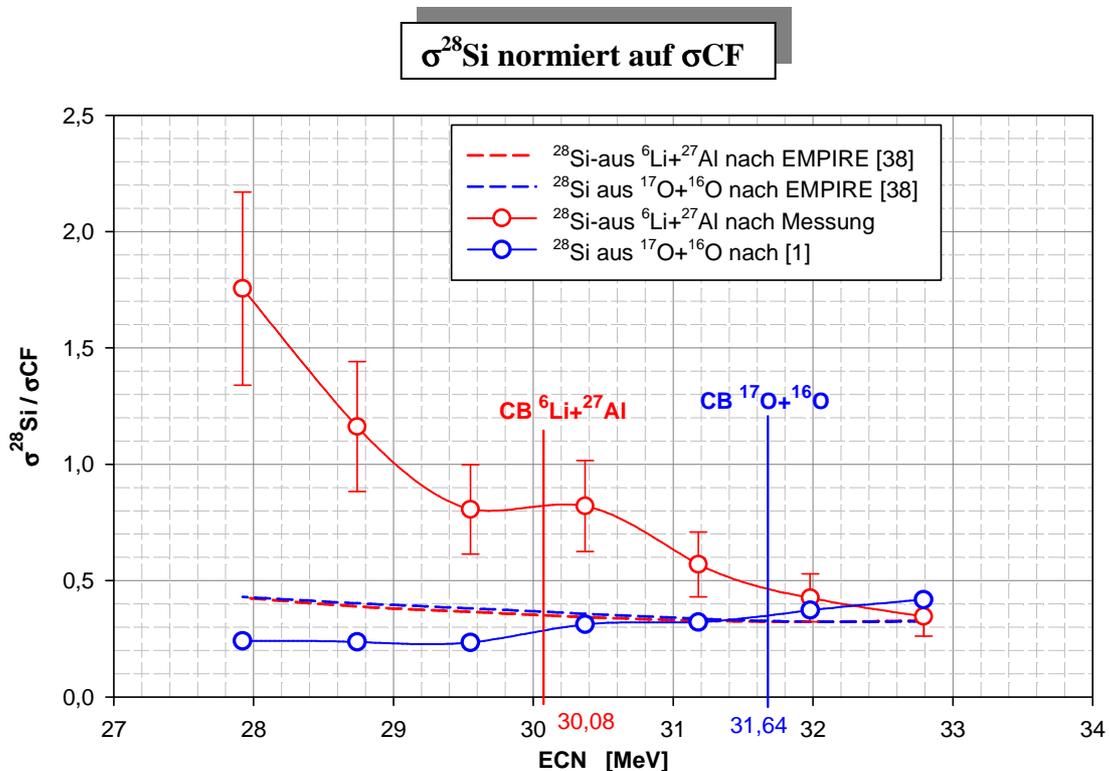


Abb. A 3.38 Die blauen Symbole zeigen die Relation $\sigma^{28}\text{Si}/\sigma\text{CF}$ nach [1]. Die roten Symbole zeigen die Relation zwischen den eigenen Messdaten und dem σCF der aus der Relation von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ gewonnen wurde. Die strichlierten Kurven zeigen die Relationen $\sigma^{28}\text{Si}/\sigma\text{CF}$ beider Reaktionen, bei denen alle Werte mit EMPIRE [38] gerechnet wurden.

3.2.2.5.4 ^{25}Mg – ausgewertet über die γ -Linie bei 585 keV

Ausgewertet wurde der Peak bei 585 keV. Der Peak ist in den prompten Spektren zwar klein, jedoch klar und unvermischt. Er lässt sich daher gut auswerten. Abbildung A 3.40 zeigt das Ergebnis der Messung von ^{25}Mg aus $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ im Vergleich mit $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$.

29S 187 MS ε: 100.00% φ: 47.00%	30S 1.176 S ε: 100.00%	31S 2.572 S ε: 100.00%	32S STABLE 95.02%	33S STABLE 97.5%	34S STABLE 4.21%
26P 270.3 MS ε: 100.00% φ: 1.3E-3%	29P 4.142 S ε: 100.00%	30P 2.498 M ε: 100.00%	31P STABLE 100%	32P 14.262 D β-: 100.00%	33P 25.34 D β-: 100.00%
27Si 4.16 S ε: 100.00%	28Si STABLE 92.230%	29Si STABLE 4.683%	30Si STABLE 9.087%	31Si 157.3 M β-: 100.00%	32Si 153 Y β-: 100.00%
26Al 7.17E+5 Y ε: 100.00%	27Al STABLE 100%	28Al 2.2414 M β-: 100.00%	29Al 6.56 M β-: 100.00%	30Al 3.60 S β-: 100.00%	31Al 644 MS β-: 100.00%
25Mg STABLE 10.00%	26Mg STABLE 11.01%	27Mg 9.456 M β-: 100.00%	28Mg 20.915 H β-: 100.00%	29Mg 1.30 S β-: 100.00%	30Mg 335 MS β-: 100.00%

$$^{27}\text{Al}(^6\text{Li},2\alpha)^{25}\text{Mg} \quad Q = 5,233 \quad \text{MeV}$$

break-up ($S_\alpha = 1,474 \text{ MeV}$)

$$^{27}\text{Al}(d,\alpha)^{25}\text{Mg} \quad Q=17,834- S_\alpha = 16,360 \quad \text{MeV}$$

Abb. A 3.39 Wege zum Restkern ^{25}Mg

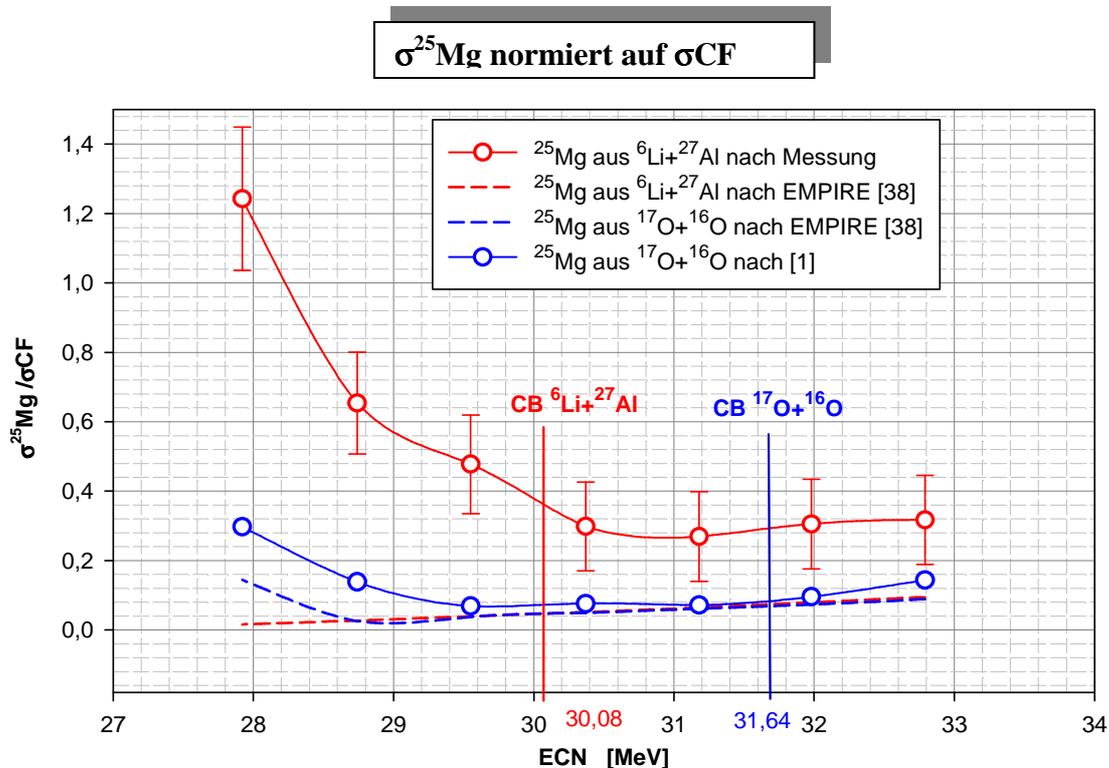


Abb. A 3.40 Die blauen Symbole zeigen die Relation $\sigma^{25}\text{Mg}/\sigma\text{CF}$ nach [1]. Die roten Symbole zeigen die Relation zwischen den eigenen Messdaten und dem σCF der aus der Relation von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ gewonnen wurde. Die strichlierten Kurven zeigen die Relationen $\sigma^{25}\text{Mg}/\sigma\text{CF}$ beider Reaktionen, bei denen alle Werte mit EMPIRE [38] gerechnet wurden.

(Beide wieder in relativer Darstellung $\sigma\text{ER}/\sigma\text{CF}$). Die rote Kurve zeigt die eigenen Messwerte, die blaue Kurve jene aus $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ nach [1]. Die strichlierten Kurven zeigen beide Relationen, wobei alle Werte nach dem statistischen Modell mit EMPIRE [38] gerechnet wurden. Man sieht, dass die rote Kurve zu den kleineren Einschußenergien hin stärker ansteigt als die blaue Kurve aus der Vergleichsreaktion und den theoretischen Vorhersagen nach EMPIRE [38]. Während der ER ^{25}Mg bei $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$, nach der Grafik zu schließen, im

Wesentlichen aus einer Compound-Reaktion kommt, sind für ^{25}Mg aus $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ bei Energien unterhalb der CB offenbar andere Reaktionsmechanismen dominant.

Oberhalb der CB sind die Werte für ^{25}Mg aus $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ etwa um einen Faktor 3 höher als die Vergleichsreaktion und die theoretische Vorhersage. Der Kurvenverlauf entspricht aber jener der Compound-Reaktion. Die großen Unsicherheiten lassen jedoch keinen eindeutigen Schluss darüber zu, ob hier nur eine Compound-Reaktion vorliegt, oder ob zusätzlich auch noch wesentliche break-up oder Transfer-Reaktionen vorliegen. Bei Energien unterhalb der CB kann jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgegangen werden, dass die Anlagerung eines Deuteron (break-up oder Transfer) an ^{27}Al zu ^{29}Si führt und dann durch α -Abdampfung ^{25}Mg entsteht.

3.2.2.6 Weitere modellunabhängige Vergleiche

Da bei den verzögerten Spektren zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes keine β -Faktoren nötig sind, kann bei $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ auch der ER ^{28}Al direkt mit dem Kern ^{28}Al nach $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ verglichen werden. Abbildung A 3.41 zeigt den klar definierten Peak aus dem verzögerten Spektrum nach 13MeV Einschußenergie.

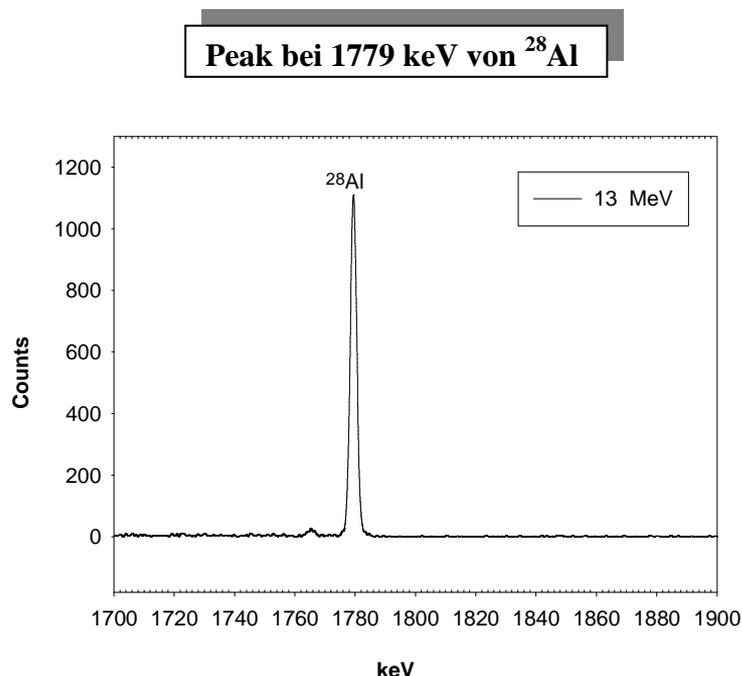


Abb. 3.41 Das Spektrum wurde sofort nach abschalten des ^6Li -Strahles aufgenommen und zeigt den auswertbaren Peak von ^{28}Al bei 1779 keV. Die Messdauer betrug 1200 Sekunden.

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes der aktivierten Kerne muss der radioaktive Zerfall während der Bestrahlung berücksichtigt werden (Siehe Abschnitt 2.2.1).

3.2.2.6.1 ^{28}Al – ausgewertet über die γ -Linie bei 1779 keV (verzögerte γ)

^{29}S 187 MS $\epsilon: 100.00\%$ $\epsilon\beta: 47.00\%$	^{30}S 1.176 S $\epsilon: 100.00\%$	^{31}S 2.572 S $\epsilon: 100.00\%$	^{32}S STABLE 95.02%	^{33}S STABLE 0.75%	^{34}S STABLE 4.21%
^{28}P 270.3 MS $\epsilon: 100.00\%$ $\epsilon\beta: 1.3E-3\%$	^{29}P 4.142 S $\epsilon: 100.00\%$	^{30}P 2.498 M $\epsilon: 100.00\%$	^{31}P STABLE 100%	^{32}P 14.262 M $\beta: 100.00\%$	^{33}P 25.34 D $\beta: 100.00\%$
^{27}Si 4.16 S $\epsilon: 100.00\%$	^{28}Si STABLE 92.230%	^{29}Si STABLE 4.683 M	^{30}Si STABLE 3.087%	^{31}Si 157.3 M $\beta: 100.00\%$	^{32}Si 153 Y $\beta: 100.00\%$
^{26}Al 7.17E+5 Y $\epsilon: 100.00\%$	^{27}Al STABLE 100%	^{28}Al 2.2414 M $\beta: 100.00\%$	^{29}Al 6.56 M $\beta: 100.00\%$	^{30}Al 3.60 S $\beta: 100.00\%$	^{31}Al 644 MS $\beta: 100.00\%$
^{25}Mg STABLE 10.00%	^{26}Mg STABLE 11.01%	^{27}Mg 9.458 M $\beta: 100.00\%$	^{28}Mg 20.915 H $\beta: 100.00\%$	^{29}Mg 1.30 S $\beta: 100.00\%$	^{30}Mg 335 MS $\beta: 100.00\%$

$$^{27}\text{Al}(6\text{Li},\alpha\text{p})^{28}\text{Al} \quad Q = 4,027 \quad \text{MeV}$$

$$^{27}\text{Al}(6\text{Li},\text{p}\alpha)^{28}\text{Al} \quad Q = 4,027 \quad \text{MeV}$$

break-up ($S_\alpha = 1,474 \text{ MeV}$)

$$^{27}\text{Al}(\text{d},\text{p})^{28}\text{Al} \quad Q = 5,501 - S_\alpha = 4,027 \quad \text{MeV}$$

n-Transfer ($S_n = 5,665 \text{ MeV}$)

$$^{27}\text{Al}(\text{n},\gamma)^{28}\text{Al} \quad Q = 7,725 - S_n = 2,06 \quad \text{MeV}$$

Abb. A 3.42 Wege zum Restkern ^{28}Al

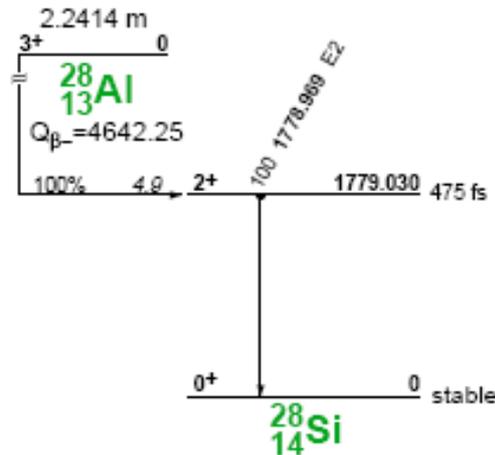


Abb. A 3.43 Zerfallsschema von ^{28}Al aus Table of Isotops [31]

Die Auswertung des unverfälschten Peaks bei 1779 keV aus den verzögerten Spektren stellt die beste Methode zur Ermittlung des partiellen Wirkungsquerschnittes für ^{28}Al dar. Es wurde wieder die Relation zwischen $\sigma^{28}\text{Al}$ und dem σCF hergestellt. Das Ergebnis ist in Abbildung A 3.44 dargestellt. Für den starken Anstieg der Relationskurve von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ gegenüber der theoretischen Vorhersage kann sowohl ein n-Transfer (die Separationsenergie von n aus ^6Li beträgt 5665 keV), als auch eine break-up oder Transfer-Reaktion $^{27}\text{Al}(\text{d},\text{n})$ verantwortlich gemacht werden. Die hohen Werte der Relation $\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ in der Grafik stützen die Annahme, dass bei kleineren Einschußenergien die break-up und Transfer-Reaktionen gegenüber der Compound-Reaktion zunehmend dominant werden. Der partielle Wirkungsquerschnitt von ^{28}Al aus $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ zeigt ein Verhalten, welches mit dem statistischen

Modell einer CN-Reaktion nicht erklärt werden kann. Er konnte für den Vergleich mit $\sigma^{28}\text{Al}$ aus ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ daher nicht verwendet werden. (Bezüglich der $\sigma^{28}\text{Al}$ Problematik und der eventuell notwendigen Korrektur siehe Anhang A-10.)

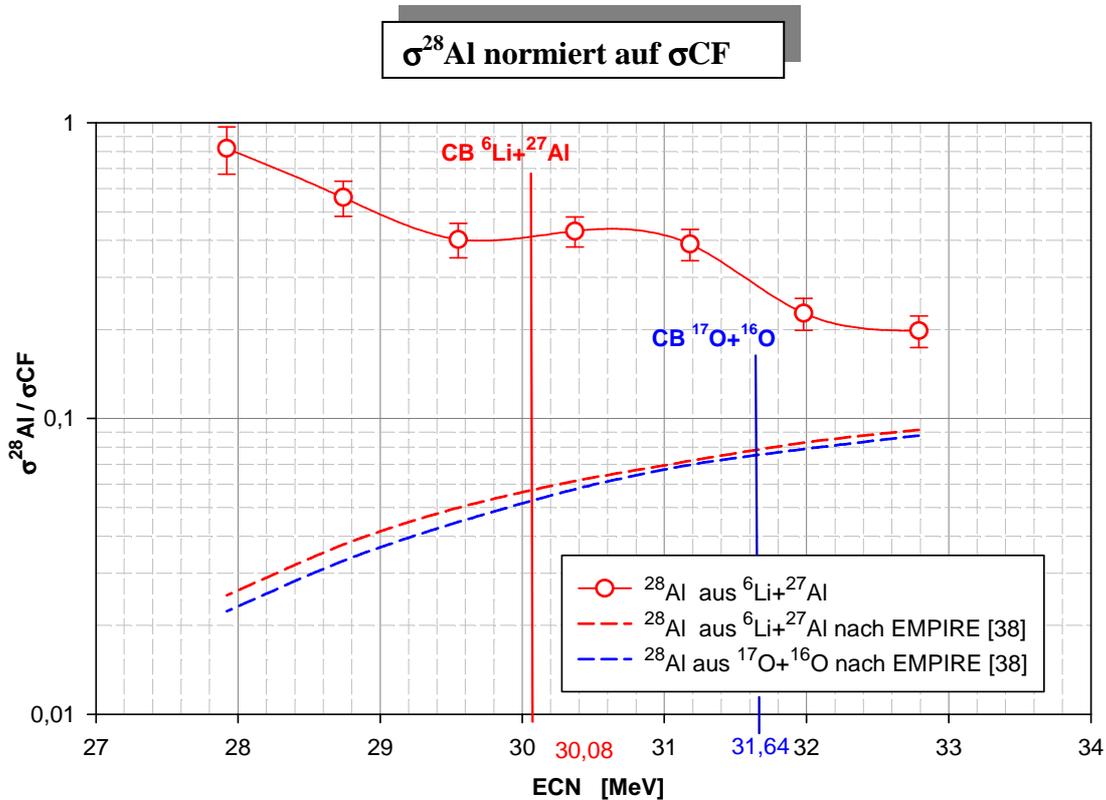


Abb. A 3.44 Die roten Symbole zeigen die Relation zwischen den eigenen Messdaten und dem σCF , der aus der Relation von ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ gewonnen wurde. Die strichlierten Kurven zeigen die Relationen $\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ beider Reaktionen, bei denen alle Werte mit EMPIRE [38] gerechnet wurden.

3.2.2.6.2 Der absolute Wirkungsquerschnitt von ${}^{28}\text{Al}$

Die Auswertung der verzögerten Spektren gibt die besten Werte für den Wirkungsquerschnitt, die in dieser Arbeit möglich sind. Dies deshalb, weil für seine Bestimmung die β -Faktoren aus der Theorie nicht verwendet werden müssen. Abbildung A 3.45 zeigt den Graph der Anregungsfunktion von ${}^{28}\text{Al}$. Die Berechnung erfolgt unter Berücksichtigung einer veränderlichen Quellstärke und des radioaktiven Zerfalls (siehe Abschnitt 2). Die Abweichung der gemessenen Anregungsfunktion von jener nach der statistischen Modellrechnung, bei den niedrigsten Einschußenergien unter der CB, zeigt sich auch hier wieder deutlich.

Anregungsfunktion von ^{28}Al aus $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$

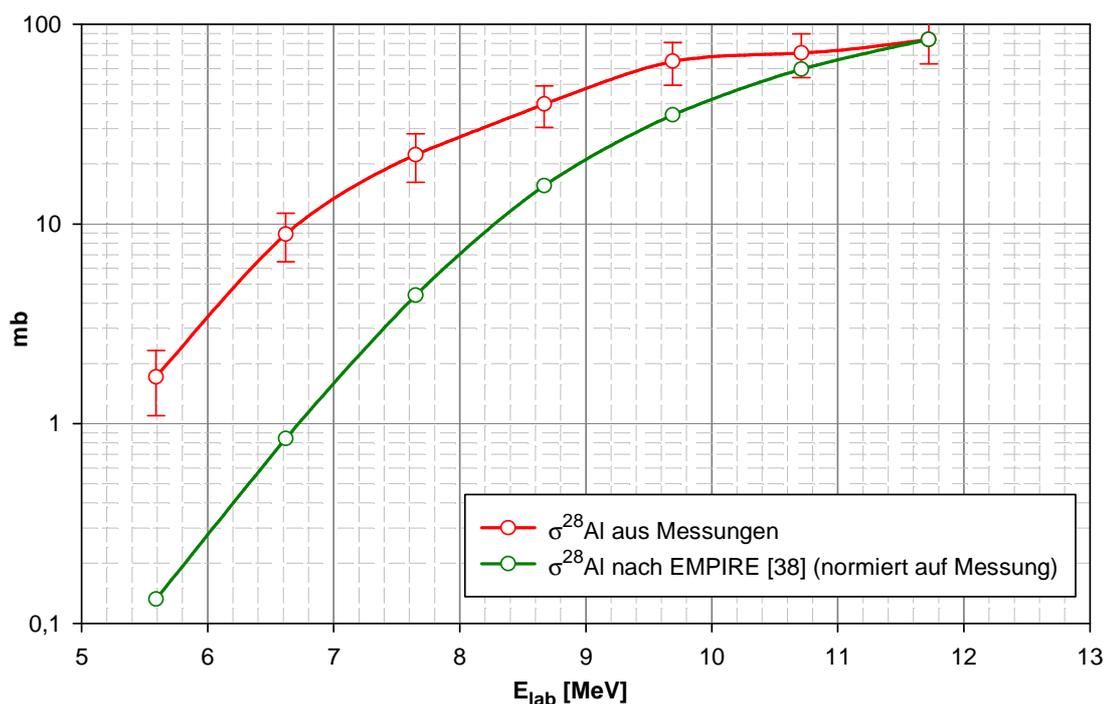


Abb. A 3.45 Die rote Kurve zeigt die Anregungsfunktion von ^{28}Al nach den eigenen Messungen. Die grüne Kurve ist die mit EMPIRE [38] gerechnete Anregungsfunktion. Sie wurde auf den höchsten Wert der Messung normiert.

3.2.2.7 Der Einfluss der β -Faktoren an den Beispielen ^{31}P und ^{25}Mg

Um einen modellunabhängigen Vergleich zwischen $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ zu ermöglichen, wurden in den vorherigen Abschnitten die β -Faktoren von Thomas et al. [1] übernommen. Da die β -Faktoren von großer Bedeutung für die partiellen Wirkungsquerschnitte sind, sollen in diesem Abschnitt der Unterschied zwischen übernommenen und selbst ermittelten β -Faktoren an Hand von Beispielen gezeigt werden.

In Tabelle T 3.22 sind die β -Faktoren von [1] und die selbst ermittelten β -Faktoren aufgelistet. Die eigene Berechnung der β -Faktoren erfolgte mittels Computer nach einem für alle ER gleichen Algorithmus. Während bei ^{31}P der geringe Unterschied leicht durch das Digitalisieren der β -Faktoren von [1] zu erklären ist, bleibt der größere Unterschied bei ^{25}Mg unverstanden. Das Beispiel zeigt in Abbildung A 3.46 die Absolutwerte von ^{31}P und von ^{25}Mg , einmal über die β -Faktoren von Thomas et al. [1] und einmal mit den selbst berechneten β -Faktoren ermittelt. Die Übereinstimmung der beiden Kurven von ^{31}P ist überaus gut. Dies ist das Beispiel mit dem kleinsten Unterschied bei den β -Faktoren. Allerdings ist zu bemerken, dass eine so gute Übereinstimmung möglicherweise auch nur zufällig erzielt wurde, da die Unsicherheiten nicht bestimmt werden konnten.

Absolutwert $\sigma^{31}\text{P}$ und $\sigma^{25}\text{Mg}$ aus ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit unterschiedlichen β -Faktoren

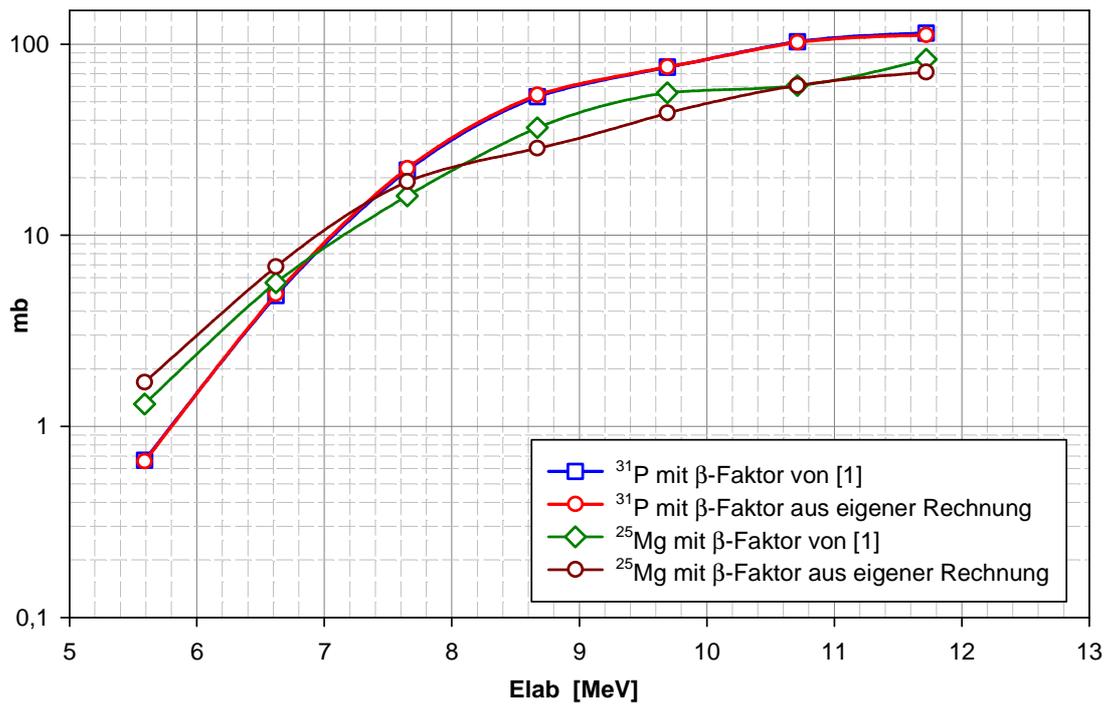


Abb. A 3.46 Absolutwerte von $\sigma^{31}\text{P}$ und $\sigma^{25}\text{Mg}$ im Vergleich. Berechnet mit den β -Faktoren von Thomas et al. [1] und jenen nach eigener Rechnung.

Die Übereinstimmung der Kurven von ${}^{25}\text{Mg}$ ist weniger gut. Die starke Abhängigkeit der partiellen Wirkungsquerschnitte von den β -Faktoren wird hier besonders deutlich.

Elab effektiv [MeV]	10,71	9,69	8,67	7,65	6,62	7,62	5,59
${}^{31}\text{P}$ β nach [1]	0.462	0.458	0.453	0.449	0.443	0.435	0.426
${}^{31}\text{P}$ β berechnet	0.473	0.462	0.452	0.441	0.432	0.428	0.432
${}^{25}\text{Mg}$ β nach [1]	0.123	0.145	0.162	0.168	0.166	0.150	0.119
${}^{25}\text{Mg}$ β berechnet	0.227	0.228	0.229	0.228	0.217	0.195	0.164

Tab. T 3.22 β -Faktoren von [1] im Vergleich mit den β -Faktoren nach eigener Rechnung

Bei $\sigma^{25}\text{Mg}$ steigt der Unterschied zwischen den übernommenen und den berechneten β -Faktoren und damit der Unterschied bei $\sigma^{25}\text{Mg}$ bis zu einem Faktor ~ 2 . Dies ist das Beispiel mit dem größten Unterschied bei den β -Faktoren. Beide Beispiele zeigen jedoch: Obwohl die β -Faktoren bei der Ermittlung der partiellen Wirkungsquerschnitte einen großen Einfluss auf das Ergebnis ausüben, wirken sich die Unterschiede nicht entscheidend auf die Tendenz der Anregungsfunktionen aus. Die in den Abschnitten 3.2.2.5 und 3.2.2.6 gezeigte Analyse der Reaktionsmechanismen bleibt auch bei unterschiedlichen β -Faktoren gültig.

3.2.3 Einfache Modellierung der Reaktionen ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$

3.2.3.1 Das Proximity-Potential nach I. Dutt (2010) [57]

Bei ${}^6\text{Li}$ verschwindet die Potentialtasche für $\ell=13$. Bei ${}^{17}\text{O}$ zeigt sich, dass der Transmissionskoeffizient für $\ell > 17$ unter 10^{-3} absinkt und höhere ℓ daher vernachlässigt werden können.

(Die aus dem Potential ermittelten Werte für E_0 wurden in die Modellrechnung von [68] eingesetzt und erwiesen sich als korrekt. Der Wert von E_0 bei $\ell=0$ wurde als Coulombbarriere in den Grafiken verwendet.)

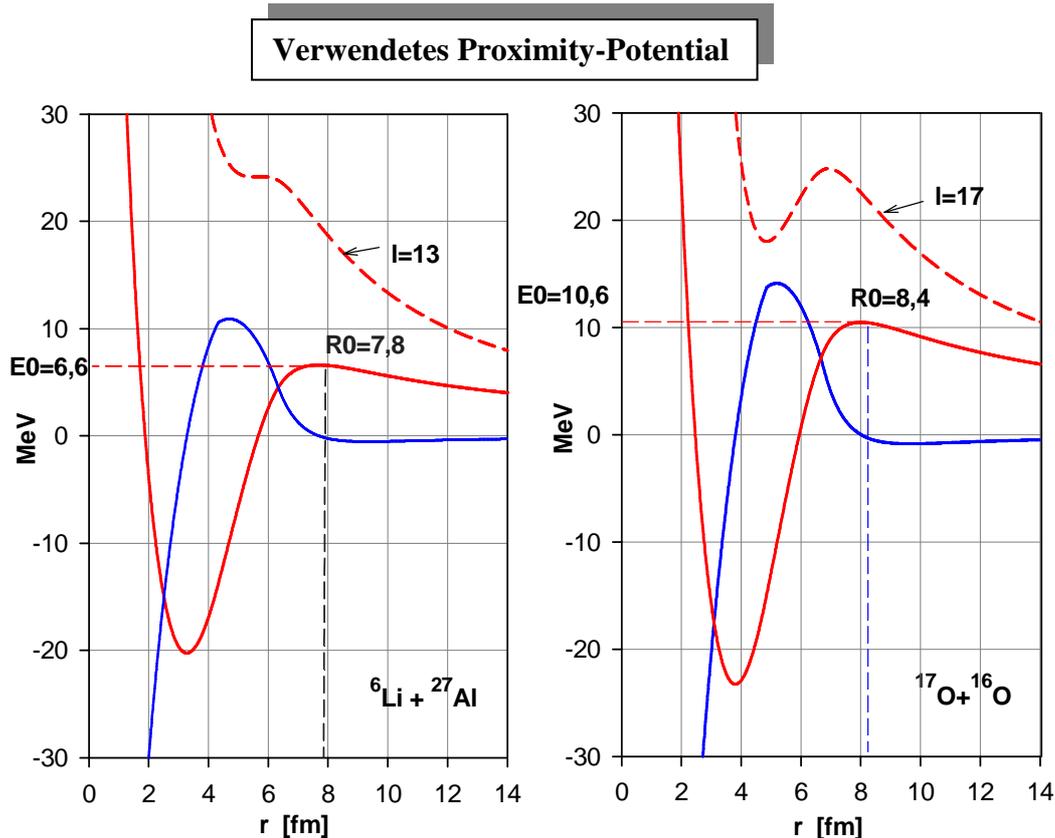


Abb. A 3.47 Die rote Kurve zeigt das effektive Potential bei $\ell=0$. Die blaue Kurve seine 1. Ableitung, Die rote strichlierte Kurve ist das Potential bei l_{max} .

3.2.3.2 Das DBF-Modell nach K. Siwek-Wilczynska und J. Wilczynski (2004) [68]

Mit den aus Abbildung A 3.47 gewonnenen Werten von $E_0=CB$ können die σ_{CF} Daten von [1] für ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ und die, aus eigenen Messungen gewonnene, σ_{CF} für ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ nach Gleichung

$$\sigma_{fus} = \pi R_\sigma^2 \frac{w}{E\sqrt{2\pi}} \left[X\sqrt{\pi} (1 + \text{erf } X) + e^{-X^2} \right] \quad \text{mit} \quad X = \frac{E - E_0}{\sqrt{2}w} \quad (\text{ident 22})$$

theoretisch modelliert werden (siehe DBF (“diffused-barrier formula”) in Pkt. 2.3.5).

Dieses einfache Modell gibt den Verlauf der Anregungsfunktionen von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ gut wieder. Lediglich bei $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ gibt es geringe Abweichungen im oberen Energiebereich. Allerdings ist zu beachten, dass das Modell an die gemessenen Datenpunkte durch die Wahl der freien Parameter w und $R\sigma$ angepasst wurde. $R\sigma$ wurde in der Nähe von R_0 aus dem Proximity-Potential (Abbildung A 3.47) gewählt. (In Abbildung A 3.52 werden die Möglichkeiten der Anpassung an völlig unterschiedliche Anregungsfunktionen und die damit verbundenen möglichen Fehlschlüsse noch explizit gezeigt.)

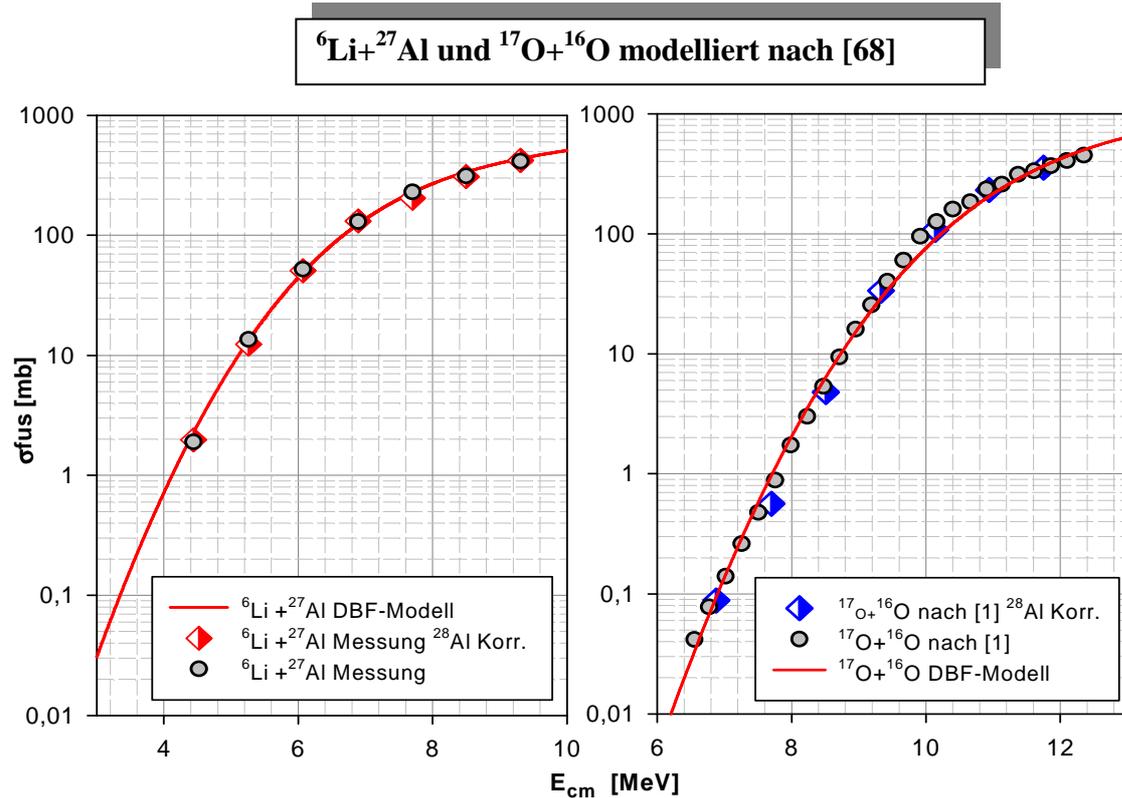


Abb. A 3.48 Die roten Kurven sind das Ergebnis der Modellrechnung nach [68]. Die Datenpunkte für $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ stammen von [1], jene von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ wurden aus der eigenen Messung des partiellen Wirkungsquerschnittes von ^{31}P gewonnen

3.2.3.3 Modellierung mit „neck“ nach A.K. Mohanty (2010) [62, 63]

Da nach [62, 63] die Wahl des Basispotential freigestellt ist, wurde wieder das Proximity-Potential nach [57] verwendet. Wie bereits in Pkt. 2.3.5 dargelegt, wurde das effektive Potential um ein „neck“ Potential erweitert und lautet somit.

$$V_{ad}(r, \vec{n}) = V_N(r) + V_C(r) + V_Z(r) + V_{neck}(r, \vec{n}) \quad (\text{ident 30e})$$

Die in Abb. A 3.50 und A 3.51 dargestellten σ_{CF} wurden nach der Formel

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) T_{\ell}(E) \quad (\text{ident 27})$$

berechnet, wobei der Transmissionskoeffizient für $E > E_0$ nach Hill-Wheeler [58] und für $E < E_0$ nach der WKB-Näherung (G. Wentzel, H. A. Kramers und L. Brillouin) [62, 63] berechnet wurde. In Abbildung A 3.49 zeigt die rote Kurve das effektive Potential mit „neck“ Erweiterung. Die grüne Kurve das Potential ohne „neck“ Erweiterung. Die blaue Kurve seine 1. Ableitung (ohne „neck“). Rot - strichliert ist das effektive Potential mit „neck“ bei $l=17$.

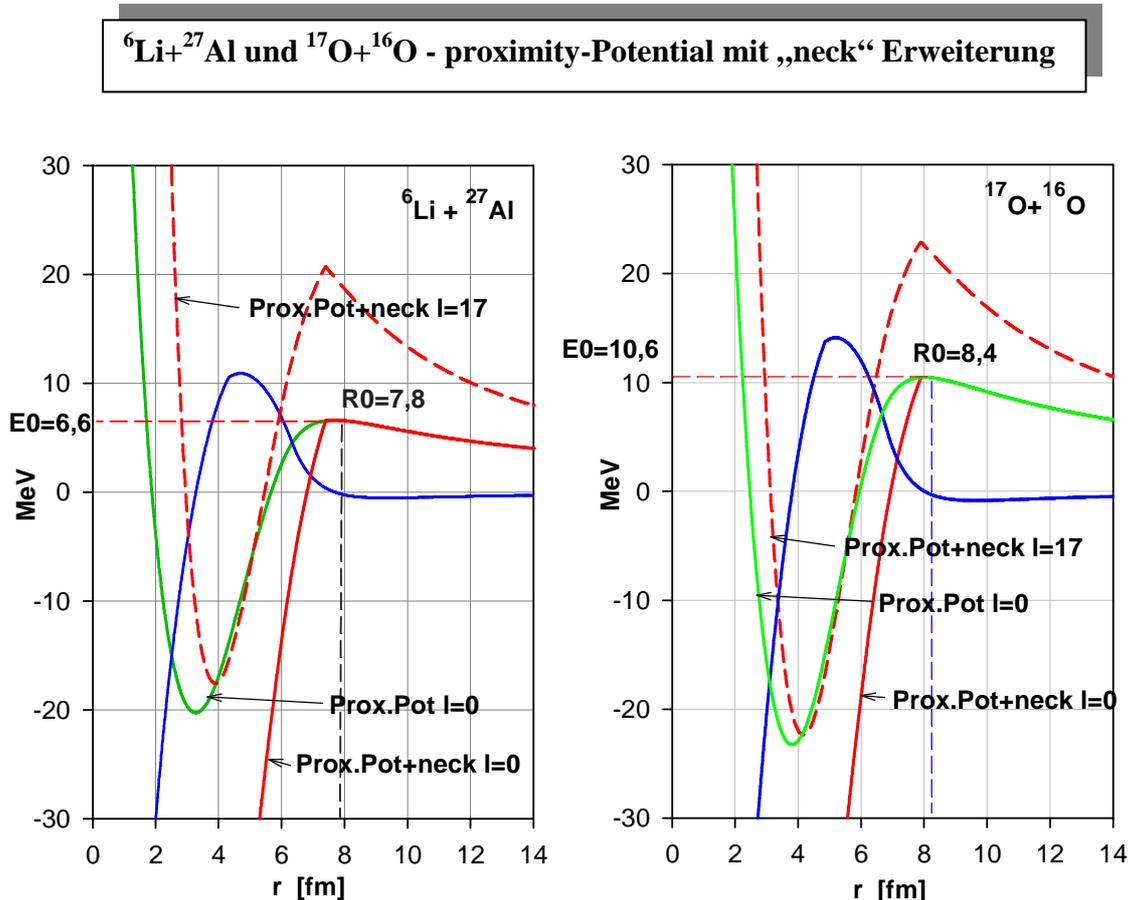


Abb. A 3.49 Proximity-Potential mit und ohne neck-Erweiterung

Abbildung A 3.50 stellt die ${}^{17}\text{O} + {}^{16}\text{O}$ Daten einer Modellrechnung ohne n-Transfer nach CCFULL [39] und dem „neck-model“ von [62, 63] gegenüber. Zu erkennen ist, dass beide Modelle ähnliche Ergebnisse liefern, aber die Messdaten bei niedrigen Einschussenergien nicht wiedergeben können. Auch in Abbildung A 3.51 wird deutlich, dass sich das DBF-Modell gut an die Messdaten anpassen lässt, jedoch eine exaktere Coupled Channel Rechnung mit CCFULL, ohne zusätzliche Kopplung an einen n-Transfer, den Wirkungsquerschnitt bei niedrigen Energien erheblich unterschätzt.

Anregungsfunktion von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ nach CCFULL [39] und neck-Potential

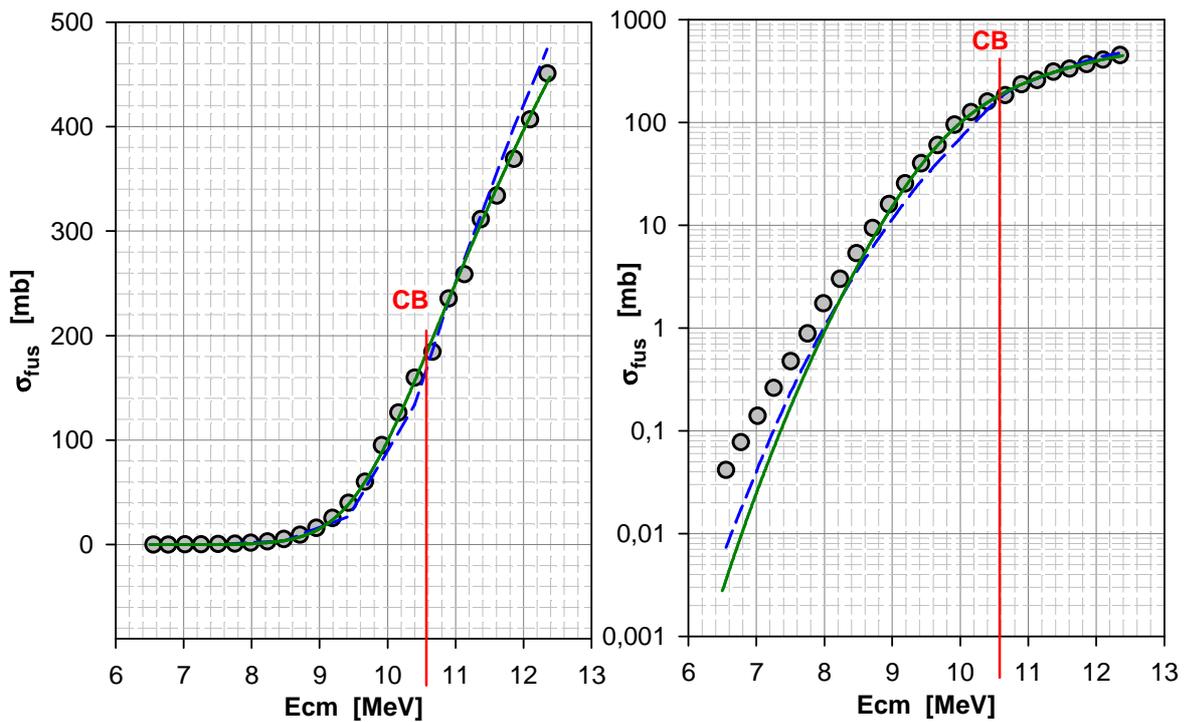


Abb. A 3.50 Die Datenpunkte stammen von [1]. Blau strichliert ist die Modellrechnung nach [62, 63]. Grün ist das Ergebnis von CCFULL [39] ohne n -Transfer.

Anregungsfunktion von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nach CCFULL [39] und DBF-Modell nach [68]

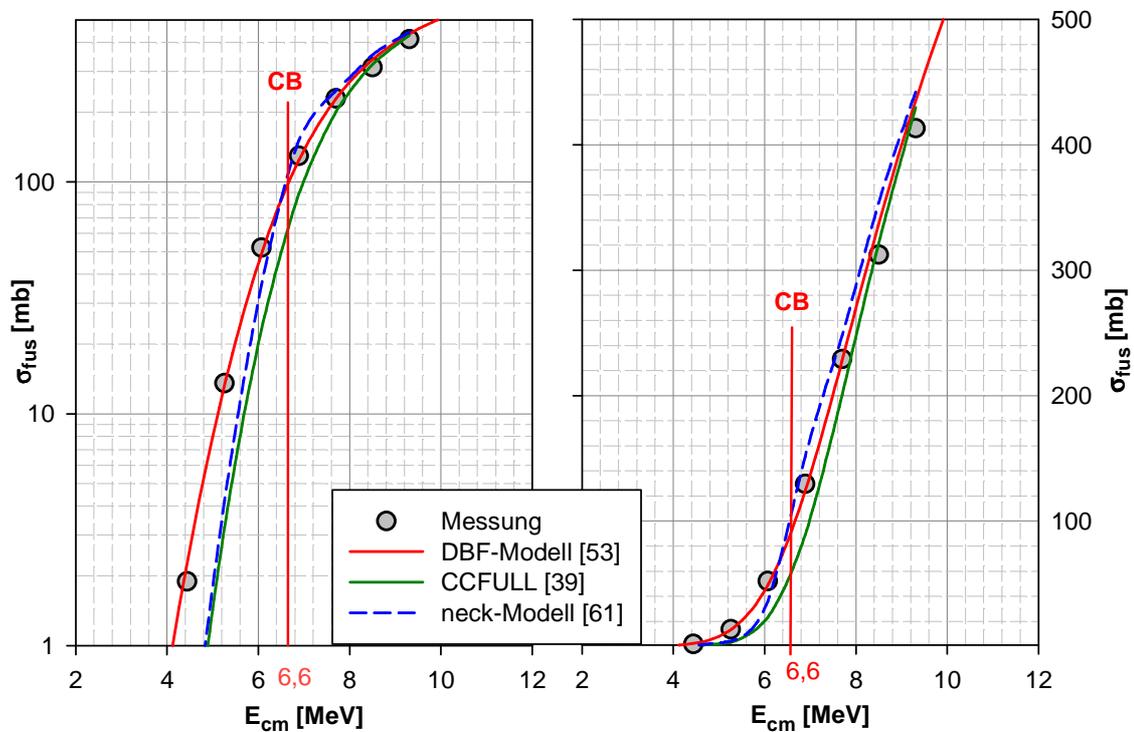


Abb. A 3.51 Die Datenpunkte wurden aus den eigenen Messungen gewonnen. Die rote Kurve zeigt das „DBF-Modell“ nach [68]. Die grüne Kurve das Ergebnis von CCFULL [39] ohne n -Transfer. Die Coulombbarriere $CB = E_{00}$ (siehe Abb 3.39) ist rot markiert

Dieses Resultat stimmt mit Ergebnissen aus der Literatur überein, welche bei schwach gebundenen Kernen einen Anstieg der CF unterhalb der CB feststellen, der durch eine einfache Theorie nicht wiedergegeben werden kann (z.B. Tripathi et al. [7]; Dasgupta et al. [4]; Figueira et al. [8] u.a.).

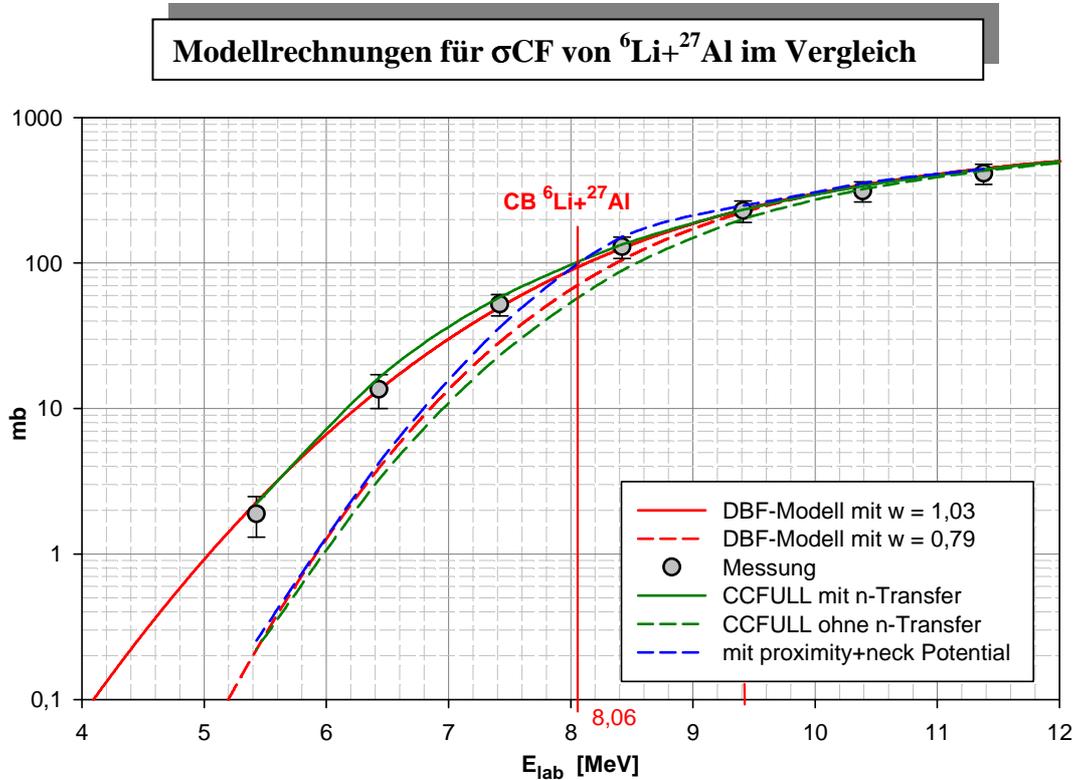


Abb. A 3.52 Die roten Kurve zeigt das DBF-Modell in verschiedener Parametrisierung. Das Ergebnis nach dem „neck-model“ ist durch die blaue Kurve dargestellt. Die grün strichlierte Kurve zeigt die Werte nach CCFULL [39] ohne n-Transfer, die grüne Volllinie die Werte nach CCFULL [39] mit n-Transfer

Abbildung A 3.52 stellt die Ergebnisse der verwendeten Modellrechnungen einander gegenüber. Man erkennt, dass die einfachen Modelle unterhalb der CB versagen und nur die Coupled Channel Rechnung mit gekoppeltem n-Transfer die ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ Daten bei niedrigen Energien wiedergeben kann. Die Anpassungen nach dem DBF-Modell [68] können dagegen als Methode gesehen werden, bei der zwar in den Parametern E_0 ; w und R_0 die Physik der gekoppelten Kanäle summarisch enthalten ist, die aber in erster Linie zum Fitten bereits gemessener Daten herangezogen werden kann. Im Unterschied zu ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ legt die Modellrechnung für ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit dem adiabatischen Modell („neck model“) den Schluss nahe, dass es nicht nur zu keiner Behinderung von CF unter der CB kommt, sondern - im Gegenteil - zu einem Anstieg.

Der Unterschied zwischen ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ Projektilen könnte an der wesentlich geringeren Bindungsenergie von ${}^6\text{Li}$ liegen.

3.3 Vergleich von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$

3.3.1 Allgemeines

Der Aufbruch (break-up) von ${}^7\text{Li}$ in $t+\alpha$ erfordert 2,467 MeV. Jener von ${}^6\text{Li}$ in $d+\alpha$ 1,474 MeV. Bei gleicher Einschubenergie besitzt das α -Teilchen aus ${}^6\text{Li}$ nach dem Aufbruch eine größere Energie als jenes aus ${}^7\text{Li}$. Ob es zu einem break-up, mit anschließender ${}^{27}\text{Al}(\alpha,n){}^{30}\text{P}$ Reaktion kommt und ob die Wahrscheinlichkeit für ${}^7\text{Li}$ und ${}^6\text{Li}$ unterschiedlich ist, soll im Folgenden untersucht werden.

Historischer Einschub

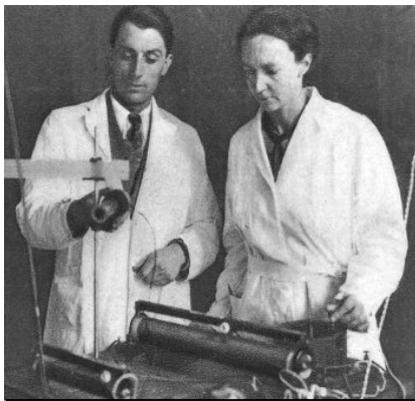
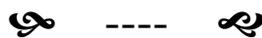


Bild: Library of Congress

Die Reaktion ${}^{27}\text{Al}(\alpha,n){}^{30}\text{P}$, mit natürlichen α -Strahlern erzeugt, war eine der ersten künstlich erzeugten Kernreaktionen. Für die Entdeckung der künstlichen Radioaktivität erhielten I. Curie und F. Joliot 1935 den Nobelpreis für Chemie. Es waren dies die Reaktionen ${}^{10}\text{B}(\alpha,n){}^{13}\text{N}$; ${}^{24}\text{Mg}(\alpha,n){}^{27}\text{Si}$ und ${}^{27}\text{Al}(\alpha,n){}^{30}\text{P}$, welche mit einem α -strahlenden Polonium-Präparat erzeugt wurden. (J. Joliot and I. Curie [49]).

Die geringe Energie natürlicher α -Strahlen bietet ausreichend Motivation bei einem Aufbruch (α -Transfer) von ${}^6/7\text{Li}$ das Auftreten einer ${}^{27}\text{Al}(\alpha,n){}^{30}\text{P}$ Reaktion anzunehmen und danach zu suchen.



3.3.2 ${}^{30}\text{P}$ aus dem Annihilationspeak bei 511 keV

Nach der statistischen Modellrechnung mit EMPIRE [38] sollte der ER ${}^{30}\text{P}$ nach ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ so gut wie gar nicht entstehen. Nach ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ beträgt der Wirkungsquerschnitt für die Entstehung von ${}^{30}\text{P}$ aus dem CN lediglich ca. 1 mb (bei einer Einschubenergie von 12,7 MeV). Bei einem so kleinen Wirkungsquerschnitt wäre in den aufgenommenen γ -Spektren ${}^{30}\text{P}$ kaum zu sehen.

Eine Möglichkeit für die Erzeugung von ${}^{30}\text{P}$ besteht jedoch über die Reaktion ${}^{27}\text{Al}(\alpha,n){}^{30}\text{P}$. Wie untenstehende Tabelle T 3.16 zeigt, kann beim β^+ Zerfall von ${}^{30}\text{P}$ zu ${}^{30}\text{Si}$ in unseren γ -Spektren nur der Annihilationspeak bei 511 keV als sichtbarer Peak erwartet werden. Es wurde daher versucht, in den verzögerten Spektren, über den Annihilationspeak bei

511 keV, einen Hinweis auf diese break-up Reaktion zu finden.

Im verzögerten Spektrum von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ repräsentieren die deutlichen Peaks die Kerne ${}^{29}\text{Al}$ (1273 keV) und ${}^{28}\text{Al}$ (1779 keV). Der Annihilationspeak ist ebenfalls ausgeprägt. Alle übrigen Peaks kommen von der natürlichen Hintergrundstrahlung. (siehe Abbildung A 3.3)
 Wie aus Tabelle T 3.16 ersichtlich beträgt die γ -Häufigkeit im Peak bei 511 keV beim Zerfall von ${}^{30}\text{P}$ zu ${}^{30}\text{Si}$ 199,7% . Das bedeutet etwa zwei 511 keV Photonen pro Zerfall.

Gamma and X-ray radiation:		
Energy		Intensity
(keV)		(%)
XR α 2	1.739	0.00214 % 22
XR α 1	1.74	0.0043 % 4
XR β 1	1.836	7.3E-5 % 8
XR β 3	1.836	3.7E-5 % 4
Annihil.	511.0	199.710 %
	1263.13 3	8.1E-4 % 8
	1534.12 4	1.00E-4 % 20
	1552.36 4	0.0034 % 3
	2235.23 2	0.059 % 3
	3498.33 5	7.5E-4 % 10
	3769.22 5	8.0E-5 % 10

Tab. T 3.23 Röntgen und γ -Strahlung von ${}^{30}\text{P}$ (aus der Datenbank NUDAT [32])

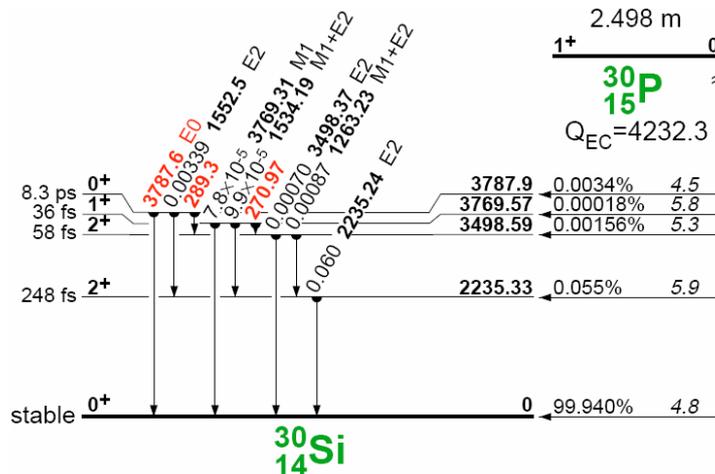


Abb. A 3.54 Zerfallsschema von ${}^{30}\text{P}$ [31]

Im Annihilationspeak sind alle erzeugten β^+ Strahler enthalten. Die Modellrechnung mit EMPIRE [38] zeigt jedoch, dass andere β^+ Strahler (als ${}^{30}\text{P}$) nur mit kleinen Wirkungsquerschnitten gebildet werden. Weiters finden sich im Annihilationspeak die, durch den Paarbildungseffekt hochenergetischer γ -Emissionen anderer ER entstandenen, Positronen-

Annihilationen in der Umgebung des Detektors (siehe Abbildung A 3.57). Nachdem der Paarbildungseffekt der 1273 keV und 1779 keV γ -Quanten weniger als 1% der Wechselwirkungen ausmacht und von diesen 511 keV γ -Quanten – nach Abschätzung – wiederum nur ~70% in den Detektor gelangen, kann der dadurch entstandene Anteil am Annihilationspeak vernachlässigt werden. Eine Hintergrundmessung liefert bei 511 keV ebenfalls nur eine sehr kleine Zahl an γ -Ereignissen.

Wenn der Annihilationspeak bei 511 keV aus dem in Abbildung A 3.55 dargestellten Zerfall von ^{30}P stammt, dann sollte ein zeitlich aufgelöstes verzögertes Spektrum für den 511 keV Peak eine Zerfallskurve mit der Zerfallskonstante von ^{30}P zeigen, welche den Hintergrund überlagert. Bei den Messungen von $^{6,7}\text{Li}+^{27}\text{Al}$ muss aber Folgendes beachtet werden:

Auf der Al-Targetfolie befindet sich eine ~0,1 μm dicke Schicht aus Aluminiumoxyd (Al_2O_3).
Für ^7Li gilt:

Beim Beschuss der Folie mit ^7Li kommt es zur Reaktion $^{16}\text{O}(^7\text{Li},n\alpha)^{18}\text{F}$ mit einem Q-Wert von -1898,8 keV. ^{18}F ist ein β^+ Strahler. Weiters ist die break-up Reaktion $^{16}\text{O}(t,n)^{18}\text{F}$ mit einem Q-Wert von 1267,8 keV möglich. Die übrigen β^+ Strahler in diesem Bereich der Nuklidkarte können wegen ihres hohen Q-Wertes nicht entstehen. ^{18}F hat eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 109,7$ m und bildet somit einen Teil des Hintergrundes im 511 keV Peak. Eine Leerwertmessung ergibt, dass der natürliche Hintergrund im 511 keV Peak vernachlässigbar klein ist. Abbildung A 3.55 zeigt für $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ in den verzögerten Spektren einen 511 keV Annihilationspeak, der mit einer kombinierten Zerfallskurve von ^{30}P und ^{18}F angefitet werden kann.

$$Z_{511}(t) = Z_{^{30}\text{P}} \cdot e^{-\lambda(^{30}\text{P})t} + Z_{^{18}\text{F}} \cdot e^{-\lambda(^{18}\text{F})t} \quad (21)$$

Für ^6Li gilt:

Beim Beschuss der Folie mit ^6Li kommt es zur Reaktion $^{16}\text{O}(^6\text{Li},\alpha)^{18}\text{F}$ mit einem Q-Wert von 6051,2 keV. Weiters ist die break-up Reaktion $^{16}\text{O}(d,\gamma)^{18}\text{F}$ mit einem Q-Wert von 7525 keV und die break-up Reaktion $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$ mit einem Q-Wert von -1624,3 keV möglich. ^{17}F ist ein β^+ Strahler mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 64,8$ s. Er ist somit im 511 keV Peak zu sehen. In Abbildung A 3.56 ist zu sehen, dass der Annihilationspeak bei 511 keV in den verzögerten Spektren von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ durch eine Kombination der Zerfallskurven von ^{30}P ; ^{18}F und ^{17}F angefitet werden kann.

$$Z_{511}(t) = Z_{^{30}\text{P}} \cdot e^{-\lambda(^{30}\text{P})t} + Z_{^{18}\text{F}} \cdot e^{-\lambda(^{18}\text{F})t} + Z_{^{17}\text{F}} \cdot e^{-\lambda(^{17}\text{F})t} \quad (22)$$

Für ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ weist die Modellrechnung außerdem einen geringen Anteil für eine ${}^{30}\text{P}$ Produktion nach der Compoundreaktion aus (1,11 mb bei 12,7 keV E_{lab}).

Zerfallskurven des Annihilationspeak aus den verzögerten Spektren von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$

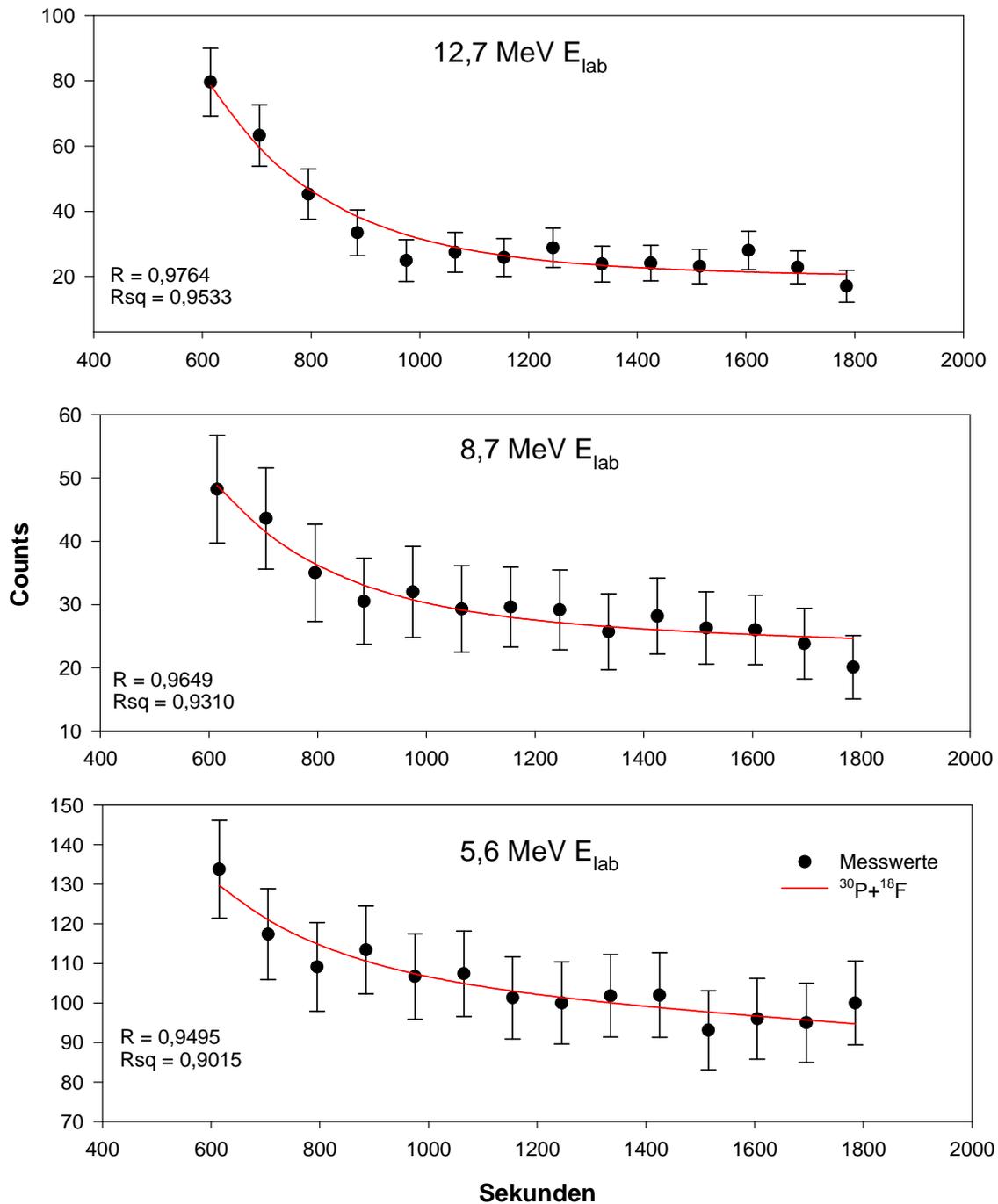


Abb. A 3.55 Drei Zerfallskurven des 511 keV Peak aus den verzögerten Spektren von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$. In der linken Ecke der Grafiken sind die stat. Korrelationswerte zwischen Messdaten und dem Fit nach Formel (21) angegeben.

Zerfallskurven des Annihilationspeak aus den verzögerten Spektren von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$

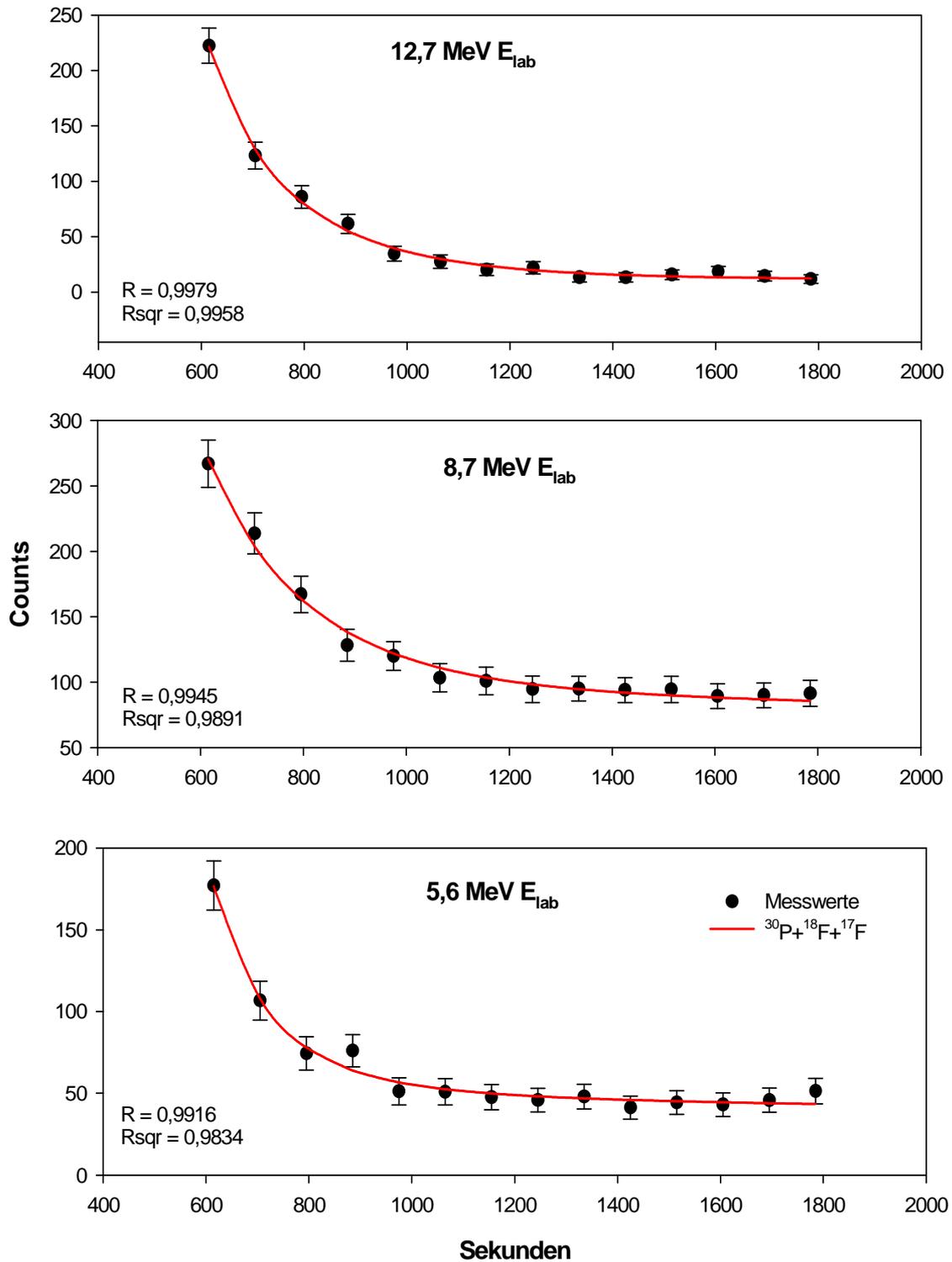


Abb. A 3.56 Drei Zerfallskurven des 511 keV Peak aus den verzögerten Spektren von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$. In der linken Ecke der Grafiken sind die stat. Korrelationswerte zwischen Messdaten und dem Fit nach Formel (22) angegeben.

Der aus Formel (22) gewonnene Wert von $Z_0^{30\text{P}}$ bildet die Grundlage für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte der im folgenden Abschnitt gezeigten Anregungsfunktion von ${}^{30}\text{P}$.

3.3.3 ^{30}P - Die Anregungsfunktionen im Vergleich

Wie oben gezeigt, lassen sich die Zählraten für die Annihilations γ -Linie von ^{30}P durch eine Zerlegung des Annihilationspeak der verzögerten Spektren gewinnen. Zusätzlich zu den Annahmen, welche bereits zur Gewinnung der Zählraten getroffen werden mussten, ist für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte noch eine weitere Abschätzung notwendig. Diese betrifft die Efficiency der 511 keV γ -Quanten aus der Vernichtungsstrahlung der Positronen:

Von den aus dem Target abgestrahlten Positronen werden 50% unmittelbar hinter dem Target im Targethalter annihiliert, d.h. praktisch am Ort des Targets. Von den beiden unter 180° abgestrahlten γ -Quanten kann immer nur eines in den Detektor gelangen. Es kann daher für 50% der Zählrate die gemessene Efficiency für 511 keV angesetzt werden. Die anderen 50% der Positronen annihilieren irgendwo in der Umgebung (siehe dazu Abbildung A 3.57). Auch bei dieser Annihilation kann immer nur ein γ -Quant in den Detektor gelangen, aber ihre Efficiency ist unterschiedlich und wird im Allgemeinen geringer sein als jene für die γ -Quanten aus dem Targetbereich. Es wurde daher für γ -Quanten, die nicht aus der unmittelbaren Umgebung des Targets kommen, eine Efficiency von 70% der gemessenen Efficiency für 511 keV γ -Quanten angenommen.

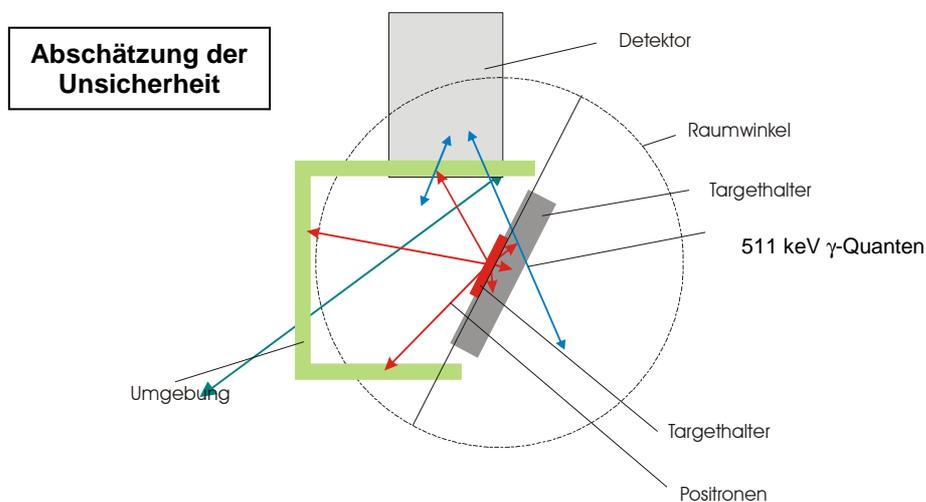


Abb. A.3.57 Vereinfachte Darstellung über den Weg der, nach Positronen Annihilation entstehenden, 511 keV γ -Quanten in den Detektor. (Der einfachste Weg die Efficiency zu bestimmen, wäre ein β^+ Präparat gewesen. Für die Positionierung an der Targetposition stand ein passendes Präparat jedoch nicht zur Verfügung.)

Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem Zerfall von ^{30}P zu ^{30}Si ein 511 keV γ -Quant erzeugt wird, beträgt 199,71%. Damit lässt sich eine Abschätzung der Wirkungsquerschnitte und Anregungsfunktionen von $^{27}\text{Al}(a,n)^{30}\text{P}$ aus $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ berechnen.

$$N_{^{30}\text{P}}^{\beta^+} = \frac{Z_{^{30}\text{P}}^{511\gamma}}{\varepsilon(E) \cdot 1,9971} \cdot \frac{2}{1,7} \quad (23)$$

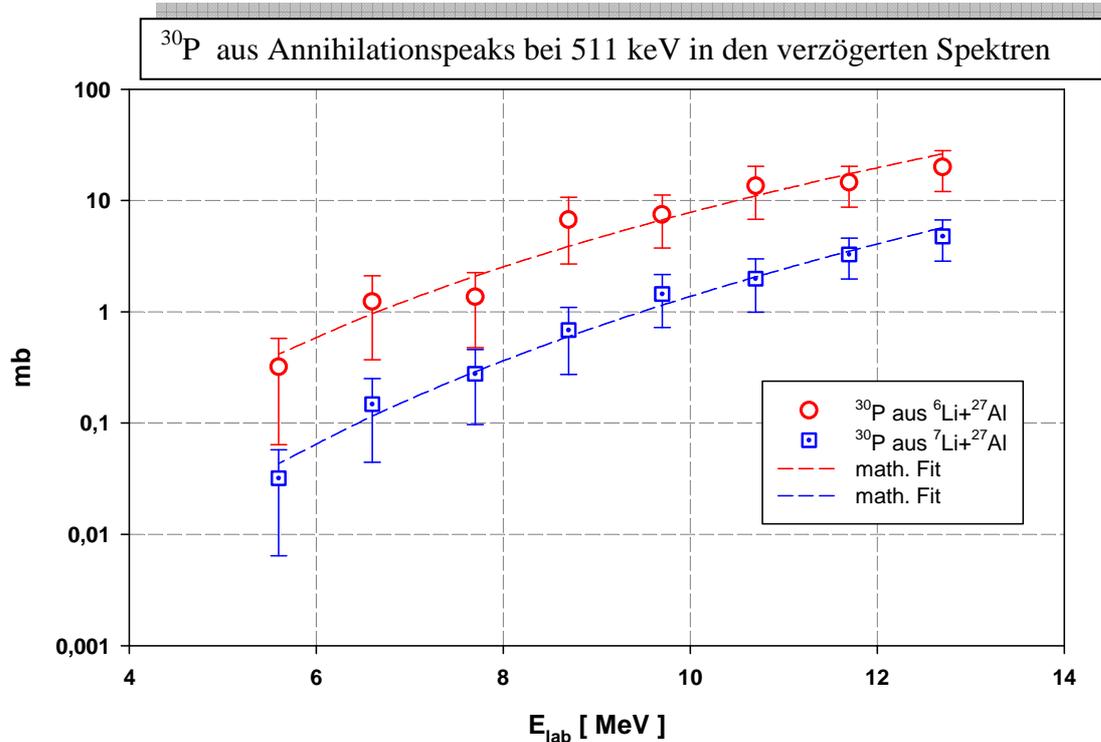


Abb. A 3.58 Die Anregungsfunktionen von ^{30}P aus $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ im Vergleich. Die Fehlerbalken beinhalten auch eine Abschätzung die Unsicherheit der durch das beschriebene Fitverfahren ermittelten Zählraten für ^{30}P

Wir können daher feststellen, dass es sowohl bei $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ als auch bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ offenbar zu einer break-up und/oder Transfer-Reaktion mit einem α -Transfer von $^6/7\text{Li}$ zu ^{27}Al kommt, wobei diese Reaktion bei ^6Li weit häufiger auftritt als bei ^7Li . Dies ist auf Grund der um ~ 1 MeV geringeren Bindungsenergie der Clusterbruchstücke von ^6Li gegenüber jener von ^7Li auch nicht überraschend. Mit steigender Einschussenergie nimmt die ^{30}P Produktion bei beiden Reaktionen zu.

Setzt man für die Einschussenergie der α -Teilchen die mittlere Energie der α nach [43] ein und reduziert man diese fiktive Einschussenergie um die jeweilige Aufbruchsenergie, so verhalten sich beide Li - Isotope etwa gleich.

In Abbildung A.3.59 werden beide Reaktionen als reine α,n Reaktionen dargestellt. Dabei wurde für die α -Energie der Mittelwert der break-up Reaktion nach [43] verwendet (siehe Abbildung A 3.59)

$$E_{Li6} \frac{4}{6} - 1,474 = E\alpha_{Li6} = E\alpha_{Li7} = E_{Li7} \frac{4}{7} - 2,467 \quad (24)$$

Die ^6Li und ^7Li -Daten lassen sich durch dieselbe Kurve darstellen! Die strichlierte Kurve in der Abbildung A 3.59 ist ein mathematischer Fit der so bearbeiteten Messdaten. Man sieht,

dass die Kurve mit den Messdaten nach [47] und der Rechnung mit EMPIRE [38] nicht übereinstimmen. Besonders auffällig ist, dass bei den gemessenen Reaktionen eine $^{27}\text{Al}+\alpha$ Fusion unterhalb der Schwellenergie stattfinden würde. Bei einem Aufbruch zeigt die Einschußenergien der α -Teilchen jedoch eine Verteilung. Diese Verteilung kann nach Pfeiffer et al. [43] berechnet werden und liefert eine Erklärung für das Verhalten der Querschnitte in Abbildung A 3.60. (siehe dazu untenstehende Abbildung A 3.59 und Anhang B-B11.)

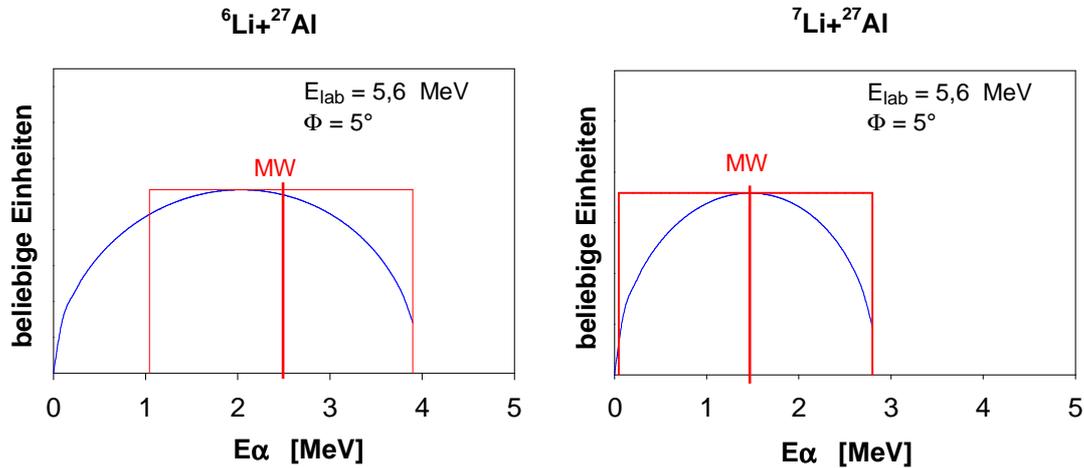


Abb. 3.59 Berechnung der α -Energie nach Pfeiffer [43]. Die rote Box repräsentiert E_{\min} und E_{\max} bei einer break-up Reaktion durch Anregung des Li Projektils. Die blaue Kurve zeigt die Form des Phasen-Raum-Faktors nach Formel 4 aus [43] und gilt, wenn ein rein statistisches direktes Aufbrechen der Li-Kerne angenommen wird. (Details in [43])

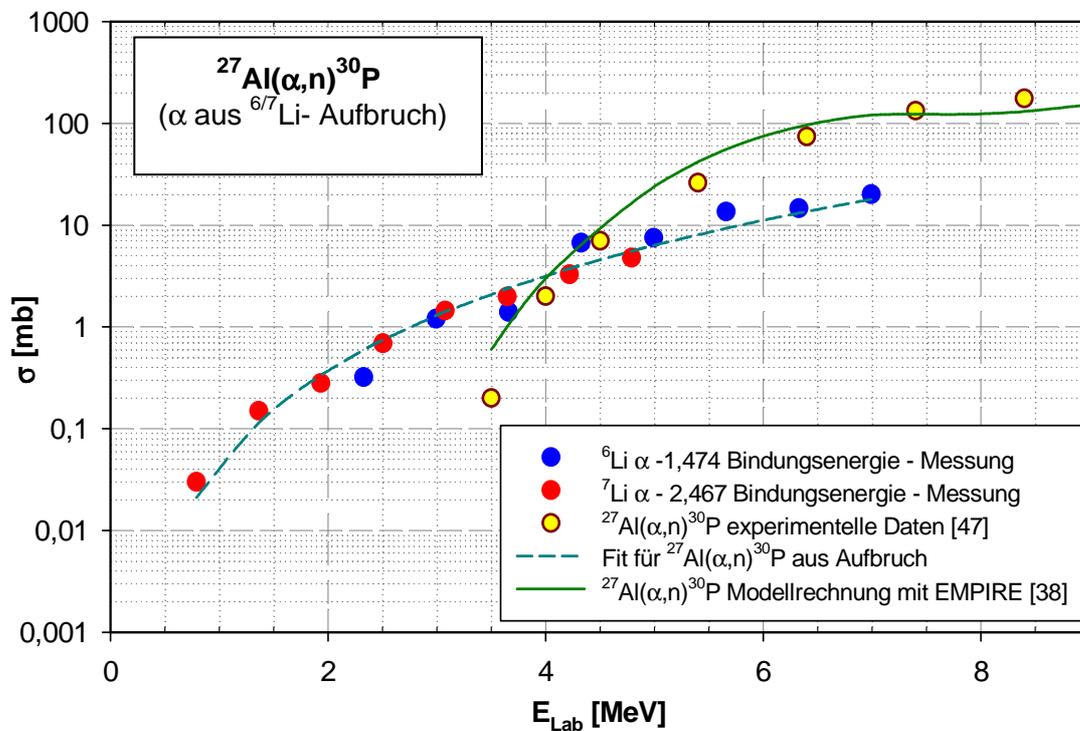


Abb. A 3.60 Darstellung der gemessenen Anregungsfunktionen von ${}^{27}\text{Al}({}^{6/7}\text{Li}, n){}^{30}\text{P}+a$ Transferreaktionen als reine α, n Reaktion. Im Vergleich dazu eine Modellrechnung mit EMPIRE [38] und Messwerten von [47].

Zu beachten ist auch, dass die Daten der Reaktion $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$ von [47] aus dem direkten Einschuß von α -Teilchen stammen und die Modellrechnung nach EMPIRE [38] eine Compound-Reaktion nach CF von $^{27}\text{Al} + \alpha$ modelliert. Der unmittelbare Vergleich ist daher nicht aussagekräftig. Sowohl bei der Messung von [47] als auch bei der Rechnung mit [38] liegen definierte Einschußenergien vor. Im gegenständlichen Experiment ist das aber für die α -Teilchen nicht der Fall.

3.3.4 Direkter Vergleich von $^{6/7}\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ und $^{16/17/18}\text{O} + ^{16}\text{O}$

Aus bekannten vereinfachten Formel für den σ_{CF} lässt sich die Reduktion der Einheiten in der grafischen Darstellung der Daten ableiten.

$$\sigma_r(E) = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{E_0}{E}\right) \rightarrow \frac{\sigma_r(E)}{\pi R_0^2} \propto \frac{E_0}{E} \quad \text{für } E_0 \gg E \quad (25)$$

Diese Reduktion ermöglicht einen direkten Vergleich unterschiedlicher Kernreaktionen.

Nachstehende Abbildung A 3.61 zeigt einen solchen Vergleich zwischen den in dieser Arbeit untersuchten Kernreaktionen.

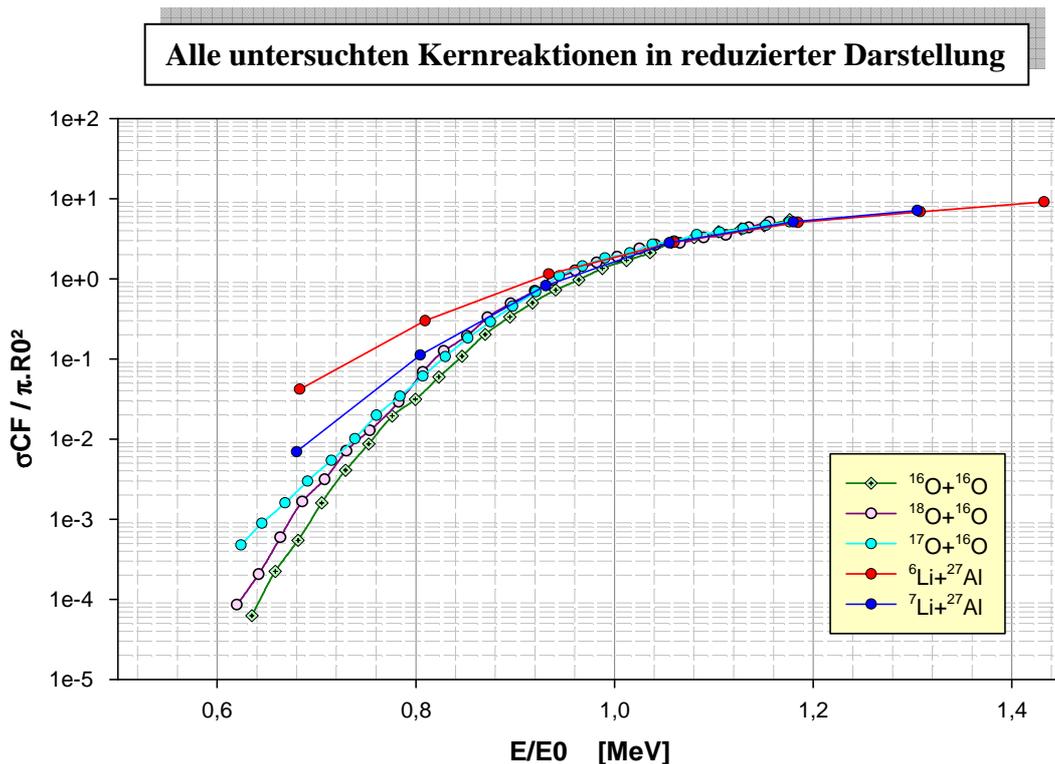


Abb. A 3.60 Darstellung der gemessenen Anregungsfunktionen von $^{6/7}\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ und $^{16/17/18}\text{O} + ^{16}\text{O}$ nach [1] in einer reduzierten Darstellung.

Die Werte für $E_0 = E_{0|l=0} = \text{CB}$ und R_0 wurden über das verwendete Proximity-Potential gewonnen. E_0 ist der exakte Wert nach dem Potential. R_0 nach dem Potential wurde um weniger als 1 fm variiert. Die Abbildung A 3.60 zeigt einen deutlich stärkeren Abfall der Anregungsfunktion bei den

Reaktionen von stärker gebundenen Systemen. Während das am schwächsten gebundene System ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ unter der CB noch relativ hohe σ_{CF} aufweist, sinken die σ_{CF} des am stärksten gebundenen Systems ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ auf Werte die um 2-Größenordnungen kleiner sind.

(Im DBF (“*diffused-barrier formula*”) Modell nach [68] steckt dieser Effekt im Parameter w)

3.3.5 Tabellierte Ergebnisse der Messungen

In nachstehender Tabelle sind die Zahlenwerte der durchgeführten Messungen und ihre, aus der Publikation von Thomas et al. [1] stammenden Vergleichswerte zusammengefasst.

Darüber hinaus gehende Daten und Zwischenergebnisse befinden sich im Anhang.

Fortsetzung nächste Seite

Zusammenstellung aller betrachteten absoluten und relativen Wirkungsquerschnitte

${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$					${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$			${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$					${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$		
ECN MeV	σ mb	$\Delta\sigma$ mb	σ relativ	$\Delta\sigma$ relativ	σ mb	σ relativ	β	ECN MeV	σ mb	$\Delta\sigma$ mb	σ relativ	$\Delta\sigma$ relativ	σ mb	σ relativ	β
${}^{33}\text{P}$															
37.7	7.3	0.23					0.200								
36.9	6.1	0.19					0.207								
36.2	4.6	0.14	0.009	0.002	1.8434	0.018	0.211								
35.3	4.1	0.13	0.012	0.002	1.5483	0.017	0.214								
34.1	2.29	0.07	0.012	0.002	1.0270	0.015	0.213								
33.7	0.87	0.03	0.014	0.003	0.4561	0.009	0.213								
32.9	0.26	0.01	0.028	0.005	0.0875	0.007	0.215								
32.1	0.06	0.002	0.104	0.021	0.0125	0.005	0.216								
${}^{32}\text{P}$															
37.7	119	13					0.261								
36.9	96	11					0.245								
36.2	92	10.5	0.195	0.032	57	0.195	0.224								
35.3	70	8.0	0.206	0.033	40	0.206	0.198								
34.1	51	5.8	0.279	0.045	27	0.279	0.170								
33.7	15.8	1.80	0.304	0.049	8.9	0.304	0.150								
32.9	2.14	0.28	0.315	0.059	1.33	0.315	0.143								
32.1	0.13	0.02	0.299	0.066	0.12	0.299	0.135								
${}^{31}\text{P}$ 1266 keV															
33.6	124	20.8					0.461								
32.8	110	18.5	0.289				0.462	102	0.289						
32.0	94	15.9	0.329				0.458	78	0.329						
31.2	69	11.6	0.345				0.453	42	0.345						
30.4	50	8.4	0.400				0.449	13.8	0.400						
29.6	20	3.4	0.361				0.443	2.17	0.361						
28.7	4.3	0.93	0.276				0.435	0.23	0.276						
27.9	0.58	0.18	0.281				0.426	0.03	0.281						
${}^{30}\text{P}$ 511 keV															
33.6	20	4.0													
32.8	14.6	2.9						4.399	0.012						
32.0	13.6	2.7						2.139	0.009						
31.2	7.5	1.50						0.615	0.005						
30.4	6.7	1.35						0.112	0.004						
29.6	1.37	0.275						0.014	0.003						
28.7	1.24	0.25						0.001	0.002						
27.9	0.32	0.06						0.000	0.000						
${}^{29}\text{Si}$ 1273 keV															
37.7							0.262								
36.9							0.263								
36.2	109	23	0.230	0.049	128	0.313	0.268								
35.3	88	191	0.259	0.056	95	0.420	0.280								
34.1	55	12	0.309	0.067	475	0.473	0.292								
33.7	24	5.2	0.480	0.104	14.75	0.404	0.297								
32.9	5.4	1.40	0.831	0.215	2.19	0.403	0.302								
32.1	0.79	0.25	1.927	0.610	0.22	0.358	0.301								
${}^{28}\text{Si}$ 1779 keV															
33.6	144	35					0.8258								
32.8	136	33	0.346	0.084			0.8184	137	0.405						
32.0	124	30	0.426	0.103			0.8061	87	0.378						
31.2	123	30	0.569	0.139			0.7917	39	0.340						
30.4	105	25	0.820	0.195			0.7733	12.0	0.359						
29.6	42	10	0.806	0.192			0.7533	1.70	0.279						
28.7	15.8	3.8	1.162	0.279			0.7286	0.18	0.225						
27.9	3.30	0.78	1.755	0.415			0.7021	0.02	0.225						

${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$					${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$			${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$					${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$		
ECN MeV	σ	$\Delta\sigma$	σ relativ	$\Delta\sigma$ relativ	σ	σ relativ	β	ECN MeV	σ	$\Delta\sigma$	σ relativ	$\Delta\sigma$ relativ	σ	σ relativ	β
${}^{29}\text{Al}$ 1273 keV verzögert															
37.7	26	3.8					0.378								
36.9	20	3.0					0.358								
36.2	17	2.5	0.082	0.005	10	0.010	0.331								
35.3	11.8	1.7	0.078	0.005	5.5	0.016	0.300								
34.1	7.0	1.01	0.086	0.006	2.29	0.019	0.266								
33.7	2.77	0.40	0.106	0.008	0.60	0.020	0.231								
32.9	0.57	0.09	0.143	0.014	0.08	0.023	0.191								
32.1	0.06	0.01	0.217	0.024	0.01	0.029	0.147								
${}^{28}\text{Al}$ 1779 keV verzögert								${}^{28}\text{Al}$ 1779 keV verzögert							
37.7	76	6.0						33.6	93	11					
36.9	63	5.5						32.8	78	9.5	0.198	0.024	26	0.073	
36.2	61	5.0	0.122	0.010				32.0	66	8.2	0.227	0.028	14.6	0.061	
35.3	45	3.60	0.128	0.010				31.2	84	10.1	0.389	0.047	7.71	0.062	
34.1	35	2.70	0.183	0.014				30.4	55	6.5	0.430	0.050	3.53	0.102	
33.7	21	1.50	0.341	0.025				29.6	21	2.82	0.403	0.054	1.15	0.192	
32.9	6.0	0.46	0.659	0.050				28.7	7.6	1.03	0.559	0.076	0.26	0.324	
32.1	0.96	0.08	1.606	0.136				27.9	1.54	0.28	0.819	0.149	0.09	0.841	
${}^{26}\text{Mg}$ 1808 keV															
37.7	5.9	0.65					0.775								
36.9	5.5	0.61					0.759								
36.2	3.9	0.43	0.008	0.0009	57.458	0.019	0.733								
35.3	3.35	0.37	0.010	0.0011	22.267	0.032	0.702								
34.1	2.20	0.24	0.012	0.0013	7.080	0.044	0.658								
33.7	1.00	0.11	0.020	0.0022	1.364	0.060	0.599								
32.9	0.30	0.03	0.046	0.0046	0.168	0.095	0.532								
32.1	0.07	0.01	0.171	0.0244	0.013	0.160	0.450								
								${}^{25}\text{Mg}$ 585 keV							
								33.6	108	16.1					0.116
								32.8	83	12.6	0.212	0.035	46	0.13	0.123
								32.0	61	9.15	0.208	0.035	21	0.09	0.145
								31.2	56	8.3	0.257	0.042	8.84	0.07	0.162
								30.4	37	5.4	0.286	0.051	2.87	0.08	0.168
								29.6	16.1	2.44	0.307	0.0561	0.48	0.08	0.166
								28.7	5.6	0.84	0.415	0.093	0.11	0.13	0.150
								27.9	1.31	0.21	0.696	0.228	0.031	0.29	0.119
CF								CF							
	mb	Δ mb	Δ relativ		mb	Δ relativ			mb	Δ mb	Δ relativ		mb	Δ relativ	
37.7								33.6							
36.9								32.8	393	66	0.17		353	0.11	
36.2	473	54			359			32.0	291	49	0.17		239	0.10	
35.3	340	39			235			31.2	216	36	0.17		123	0.11	
34.1	178	20			117			30.4	128	21.7	0.17		34.5	0.10	
33.7	50	5.7			31.1			29.6	52.1	8.8	0.17		6.0	0.09	
32.9	6.5	0.86			5.21			28.7	13.6	3.6	0.26		0.80	0.16	
32.1	0.41	0.07			0.71			27.9	1.88	0.59	0.31		0.11	0.47	

Tabelle T 3.24 Zusammenstellung der gemessenen absoluten und relativen Wirkungsquerschnitte von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ sowie der absoluten und relativen Wirkungsquerschnitte von ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ nach [1]. Die β -Faktoren stammen ebenfalls von [1].

4 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurden die Kernreaktionen ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al} (\rightarrow {}^{33}\text{S})$ und ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al} (\rightarrow {}^{34}\text{S})$ untersucht. Gemessen wurden die prompten und verzögerten γ -Spektren der Reaktions-Endprodukte bei Einschußenergien von 6 bis 13 MeV in Schritten von 1 MeV. Beide Reaktionen wurden mit den zu den gleichen Compoundkernen führenden Reaktionen ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{33}\text{S}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{34}\text{S}$ nach Ref. [1] verglichen. Da der Querschnitt für vollständige Fusion σ_{CF} mit dieser Methode nicht direkt gemessen werden konnte, wurde der von ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ indirekt aus dem Verhältnis $\sigma^{31}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$ von ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ und $\sigma^{32}\text{P}/\sigma_{\text{CF}}$ von ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ erschlossen. Der Vergleich zwischen den Lithium- und den Sauerstoffreaktionen erfolgte über die relativen Wirkungsquerschnitte ($\sigma_{\text{ER}}/\sigma_{\text{CF}}$) der entstehenden Restkerne. Durch diesen Vergleich sollte der Unterschied von Kernreaktionen mit stark gebundenen Projektilen zu jenen mit schwach gebundenen Projektilen sichtbar gemacht werden. Von großem Interesse war dabei auch die Frage, ob es bei schwach gebundenen Projektilen zu einem merkbaren Anstieg von CF unterhalb der CB kommt, welcher in der Literatur mehrfach beschrieben wird (z.B. [4], [8]).

Das Experiment lieferte folgende Resultate:

Sowohl ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ als auch ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ zeigen bei niedrigen Einschußenergien unterhalb der CB Abweichungen vom Compound-Prozess. Die Messungen ergaben, dass diejenigen Restkerne, die auch durch Fusion mit einem Cluster-Bruchstück von ${}^{6/7}\text{Li}$ entstehen können, mit größerer Häufigkeit gebildet werden, als das statistische Modell vorhersagt. Auch ein Vergleich mit den zu gleichen Compoundkernen führenden Reaktionen der stark gebundenen Kerne ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ zeigt dieses Ergebnis.¹ Dies weist darauf hin, dass bei ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ entweder direkte Transfer-Reaktionen oder break-up Reaktionen von Bedeutung sind. Zwischen Transfer- und break-up Reaktionen konnte mit der verwendeten Messmethode nicht unterschieden werden. Beide genannten Möglichkeiten sollen nach [4, 5, 7] zu einer Unterdrückung der CF von ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ oberhalb der CB führen. Dies konnte für die knapp über der CB durchgeführten Messungen nicht festgestellt werden. Dies stimmt mit [6, 13, 14, 15, 16, 17,) überein, wo ebenfalls keine Unterdrückung von CF an der CB festgestellt wurde. Nach [9] ist der break-up Effekt stark von der Targetmasse abhängig und [20] stellen fest, dass bei abnehmenden Massen des Reaktions-Systems eine break-up Reaktion immer unwahrscheinlicher wird. (Hinweis: Dieser Unterschied dürfte hauptsächlich auf die

^{118/17} $\text{O}+{}^{16}\text{O}$ sollten wegen ihrer starken Bindung primär einen CN bilden. Allerdings deuten die Daten von [1] für ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ darauf hin, dass auch bei dieser Reaktion möglicherweise noch andere Reaktionsmechanismen als der Compound-Mechanismus von Bedeutung sind (siehe auch Anhang A A-10). Dennoch gilt auch für ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$, dass die möglicherweise durch break-up oder direkt-Transfer entstehenden Restkerne weit häufiger gebildet werden als ihre Gegenstücke aus der Reaktion ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$.

unterschiedliche Bindungsenergie der α in ${}^6\text{Li}$ bzw. ${}^7\text{Li}$ zurück zu führen sein!) Auch konnte festgestellt werden, dass die Kernreaktionen ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ sich durchaus unterschiedlich verhalten. Dies wird auch durch [8, 21, 22] ausdrücklich festgestellt.

Bei ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ weisen die gemessenen ER ${}^{33}\text{P}$ und ${}^{32}\text{P}$ darauf hin, dass sich die Kerne der Zerfallskaskade von ${}^{34}\text{S}$ bis einschließlich ${}^{32}\text{Si}$ weitgehend nach dem statistischen Modell verhalten. Unterhalb der CB gewinnen, für Kerne leichter als ${}^{31}\text{P}$, zusätzlich Reaktionsmechanismen verstärkt an Bedeutung. Die indirekt ermittelte Anregungsfunktion von CF zeigt keine signifikante Anhebung des CF unterhalb der CB gegenüber einer coupled channel Modellrechnung mit CCFULL [39], bei der keine zusätzlichen Transferkanäle berücksichtigt wurden.

Bei ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ verhält sich der ER ${}^{31}\text{P}$ nach dem statistischen Modell, während jene Endkerne welche auch durch eine Cluster-Bruchstückfusion entstehen können, verstärkt gebildet werden. Die durchgeführten Modellrechnungen mit CCFULL [39] zeigen, dass eine Modellierung der Anregungsfunktion von CF ohne Berücksichtigung von Transfer- Kanälen nicht gelingt. Mit einem zusätzlichen n-Transfer Kanal ist dies aber möglich . Dieser Umstand, sowie auch der Vergleich mit dem adiabatischen Modell („neck model“) nach [62, 63], bestärken die Annahme, dass es zu einer merklichen Erhöhung der CF unterhalb der CB kommt. Das würde die Erkenntnisse von [4, 7, 9] u. a. bestätigen. Auch der von [9, 21, 22] festgestellte Unterschied zwischen ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ Reaktionen wird dadurch bestätigt. Auch die Anregungsfunktion der CF von ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ kann von CCFULL [39] mit einem n-Transfer nachgebildet werden. Dies scheint auf Grund des Leuchtneutrons in ${}^{17}\text{O}$ auch verständlich. Allerdings muss auf die im Anhang A-10 dargestellte Problematik verwiesen werden

Ausblick

Das Studium von Kernreaktionen mit leicht gebundenen Reaktionspartnern, insbesondere unterhalb der Coulombbarriere, ist nach wie vor ein lohnendes Ziel der Forschung. Interessante Aufschlüsse versprechen Experimente bei denen Reaktionen fest gebundener Reaktionspartner mit Reaktionen schwach gebundener Reaktionspartner, welche bei vollständige Fusion (CF) den gleichen Compoundkern bilden, unter denselben experimentellen Bedingungen verglichen werden. Wünschenswert wären mehr experimentelle Daten bei niedrigen Einschussenergien, insbesondere mehr präzise Daten über die Evaporations-Restkerne (ER).

5. Danksagung

Es ist sicher im Universitätsbetrieb nicht alltäglich, dass jemand im 51ten Lebensjahr ein Physikstudium beginnt und es im 66sten mit einer Dissertation abschließt. Umso mehr muss ich, der ich dieses getan habe, nicht nur den glücklichen Umständen danken, die zu diesem Ergebnis geführt haben, sondern im besonderen Maße – und dies ist keine Phrase, sondern das Wort „besonderen“ ist in der vollen Kraft seiner Bedeutung zu verstehen – jenen Personen, welche mir den Vorsatz zu dieser Arbeit überhaupt erst realistisch erscheinen ließen und ohne deren Hilfe die Bewältigung der Aufgabe praktisch unmöglich gewesen wäre.

Ohne eine Wertung durch die Reihenfolge vornehmen zu wollen, gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Peter Hille und meiner Gattin im gleichen Maße.

Herr Prof. Hille hat mich bei der Dissertation und bei der Diplomarbeit betreut. Er hat sich um ein passendes Dissertationsthema für mich gekümmert und er hat, Jahre über seine Pensionierung hinaus, mich mit großer Anteilnahme betreut und unterstützt, sodass eine nahezu freundschaftliche Atmosphäre entstehen konnte. Dies war von größter psychologischer Wichtigkeit, denn nur unter diesen menschlichen Rahmenbedingungen konnte ich die Kraft aufbringen, auch in persönlich schwierigen Zeiten die Arbeit weiter zu verfolgen. Bei einem jüngeren Professor und in einer kalten Atmosphäre wäre ich sicher gescheitert.

Eine besondere Danksagung widme ich auch meiner Frau. Es bedarf sicher einer übergroßen Portion Geduld, Verständnis und Liebe mit einem Mann verheiratet zu sein, der nach 30 Ehejahren sich einbildet etwas tun zu wollen, wo sich alle Freunde und Verwandten nur vielsagend an die Stirn tippen. Für sie bedeutete ein Studium schließlich nur Verzicht. Verzicht auf Freizeitgestaltung, Verzicht auf mehr Hilfe bei der täglichen Arbeit und auch Verzicht auf Geld, denn studieren ist eine brotlose Beschäftigung und ich hätte in dieser Zeit sicher mehr in die Familienkasse füllen können. Ein besonders schwerer Verzicht war aber sicher auch ein Verlust an Gemeinsamkeiten, denn in die Welt akademischer Bildung konnte sie mir nicht mehr folgen. Einer musste sich natürlich um den Alltag kümmern.

Diese beiden Personen waren der Schlüssel für den Erfolg dieser Arbeit und kein Superlativ kann die Größe des Dankes beschreiben, zu dem ich mich ihnen gegenüber verpflichtet fühle.

Des Weiteren gilt mein Dank aber auch unserem ehemaligen Institutsleiter Herrn Prof. Walter Kutschera. Seine Entscheidung war es, dem Ersuchen von Herrn Prof. Hille nachzukommen und mir für 3 Jahre (die letzten Jahre vor meiner Pensionierung) eine bezahlte Stelle als

wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut zu bewilligen, obwohl ich natürlich mit Sicherheit kein Jungwissenschaftler mit guten Karrierechancen in Wissenschaft oder Industrie mehr werden konnte. So gesehen stellte ich für ihn eher eine Belastung dar, welche dem System nichts nützt und die er als Verantwortlicher für die Geldmittel, nicht leicht rechtfertigen konnte. Für mich war diese Anstellung aber eine überaus wichtige Voraussetzung die notwendige Zeit und Konzentration für die Arbeit aufzubringen.

Nicht zuletzt gilt mein Dank aber auch allen Kollegen und Mitarbeitern des Institutes, welche mich nicht als einen skurrilen Außenseiter, sondern als einen der ihren betrachtet und behandelt haben.

Ihnen allen meinen aufrichtigen Dank.

6 Literaturverzeichnis

- [1] **Thomas J., Y.T. Chen, S. Hinds, D. Meredith and M. Olson:** *Sub-barriere fusion of oxygen isotopes: A more complete picture.* Physical Review C, Vol. 33, No.5 (1986) 1679-1689.
- [2] **Geissel H., Münzenberger and K. Riisager:** *Secondary Exotic Nuclear Beams.* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 163-203.
- [3] **Canto L.F., P.R.S. Gomes, R. Donangelo and M.S. Hussein:** *Fusion and breakup of weakly bound nuclei.* Phys.Rep. 424 (2006) 1-111.
- [4] **Dasgupta M., P. R. S Gomes, J. Hinde, S. B. Moraes, R.M. Anjos, A.C. Berriman, R. D. Butt, N. Carlin, J. Lubian, C.R. Morton, J.O. Newton and A. Szanto de Toledo:** *Effect of breakup on the fusion of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^9\text{Be}$ with heavy nuclei.* Physical Review C 70, 024606 (2004) 1-20.
- [5] **Hinde D.J., M. Dasgupta, B.R. Fulton, C.R. Morton, R.J. Wooliscroft, A.C. Berriman and K. Hagino:** *Fusion Suppression and Sub-Barrier Breakup of Weakly Bound Nuclei.* Physical Review Letters, Vol. 89, No. 27. (2002) 1-4.
- [6] **Mukherjee A., U. Datta Pramanik, S. Chattopadhyay, M. Saha Sarkar, A. Goswami, P. Basu, R. Bhattacharya, A. Chatterjee, B. Dasmahapatra:** *Investigation of ${}^6\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ and ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ reactions at low energies.* Nuclear Physics A 645 (1999), pp. (1999) 13-30.
- [7] **Tripathi V., A. Navin, K. Mahata, K. Ramachandran, A. Chatterjee and S. Kailas:** *Angular Momentum and Cross Sections for Fusion with Weakly Bound Nuclei: Breakup, a Coherent Effect.* Physical Review Letters, Vol. 88, No.17 (2002) 1-4.
- [8] **Figueira J.M., J.O. Fernandez Niello, A. Arazi, O.A. Capurro, P. Carnelli, L. Fimiani, G.V. Marti (2010):** *Energy dependence of the optical potential of weakly and tightly bound nuclei as projectiles on a medium-mass target.* Physical Review C 81, 024613 (2010) 1-7.
- [9] **Pakou A., N. Alamanos, G. Doukelis, A. Gillibert, G. Kalyva, M. Kokkoris, E. Kossionides, A. Lagoyannis, A. Musumarra, C. Papachristodoulou, N. Patronis, G. Perdikakis, D. Pierroutsakou, E.C. Pollacco and K. Rusek:** *Elastic scattering of ${}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ at near-barrier energies.* Physical Review C 69, 054602 (2004) 1-7.
- [10] **Sinha M., H. Majumdar, P. Basu, Roy Subinit, R. Bhattacharya, M. Biswas, M. K. Pradhan, and S. Kailas (2008):** *Sub-barrier fusion excitation for the system ${}^7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$.* Physical Review C 78, 027601 (2008) 1-3.
- [11] **Shrivastava A., Navina†, N. Keeley, K. Mahata, K. Ramachandran, V. Nanal, V.V. Parkar, A. Chatterjee and S. Kailas (2006):** *Evidence for transfer followed by breakup in ${}^7\text{Li} + {}^{65}\text{Cu}$.* Phys.Lett. B633 (2006) 463-468.
- [12] **Beck C., F.A. Souza, N. Rowley, S.J. Sanders, N. Aissaoui, E. E. Alonso, P. Bednarczyk, N. Carlin, S. Courtin, A. Diaz-Torres, A. Dummer, F. Haas, A. Hachem, K. Hagino†, F. Hoellinger, R.V.F. Janssens, N. Kintz, R. Liguori Neto, E. Martin, M.M. Moura, M.G. Munhoz, P. Papka, M. Rousseau, A. Sanchez i Zafra, O. Stezowski, A.A. Suaide, E.M. Szanto, A. Szanto de Toledo, S. Szilner, and J. Takahashi:** *Near-barrier fusion of weakly bound ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ nuclei with ${}^{59}\text{Co}$.* Physical Review C 67, 054602 (2003) 1-5.

- [13] **Padron I., P.R.S. Gomes, R.M. Anjos, J. Lubian, C. Muri, J.J.S. Alves, G.V. Marti, M. Ramirez, A.J. Pacheco, O.A. Capurro, J.O. Fernandez Niello, J.E. Testoni, D. Abriola, and M.R. Spinella:** *Fusion of stable weakly bound nuclei with ^{27}Al and ^{64}Zn .* Physical Review C 66, 044608 (2002) 1-6. ISBN 3-519-33021-0.
- [14] **Mukherjee A., U. Datta Pramanik, S. Chattopadhyay, M. Saha Sarkar, A. Goswami, P. Basu, R. Bhattacharya, M.L. Chatterjee, B. Dasmahapatra:** *Fusion cross sections for $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$ and $^6\text{Li} + ^{13}\text{C}$ reactions at low energies.* Nuclear Physics A 635 (1998), 305-324.
- [15] **Marti G.V., P.R.S. Gomes, M.D. Rodriguez, J.O. Fernandez Niello, O.A. Capurro, A.J. Pacheco, J.E. Testoni, M. Ramirez, A. Arazi, I. Padron, R.M. Anjos, J. Lubian and E. Crema:** *Fusion, reaction, and breakup cross sections of ^9Be on a light mass target.* Physical Review C, Vol. 71, 027602 (2005) 1-4.
- [16] **Parkar V.V., K. Mahata1, S. Santra, S. Kailas, A. Shrivastava, K. Ramachandran, A. Chatterjee, V. Jha, P. Singh:** *Fusion cross sections for $^7\text{Li} + ^{12}\text{C}$ system at near barrier energies.* Science Direct, Nuclear Physics A 792, (2007) 187–200.
- [17] **Barbara de E., G.V. Marti, A. Arazi, O.A. Capurro, J.O. Fernandez Niello, J.M. Figueira, A.J. Pacheco, M. Ramirez, M.D. Rodriguez, J.E. Testoni, M. Verruno, I. Padron, P.R.S. Gomes and E. Crema:** *Fusion cross sections $^{6,7}\text{Li} + ^{27}\text{Al}$, $^9\text{Be} + ^{27}\text{Al}$ systems.* American Institute of Physics 978-0-7354-0388-8/07.189-193 (2007) 189-193.
- [18] **Ray M., Mukherjee, A., Pradhan, M.K., Ritesh Kshetri, Saha Sarkar, M., Palit, R., Majumdar, I., Joshi, P.K., Jain, H.C. and Dasmahapatra, B. :** *Fusion cross sections for $^{6,7}\text{Li} + ^{24}\text{Mg}$ reactions at energies below and above the barrier.* Physical Review C 78, 064617 1-13 (2008) 1-13.
- [19] **Mukherjee A., M. Dasgupta, D.J. Hinde, H. Timmers, R.D. Butt, P.R.S. Gomes:** *Absence of fusion suppression due to breakup in the $^{12}\text{C} + ^7\text{Li}$ reaction.* Physics Letters B 526 (2002), 295-300.
- [20] **Gomes P.R.S., I. Padron, J.O. Fernandez Niello, G.V. Marti, M.D. Rodriguez, O.A. Capurro, A.J. Pacheco, J.E. Testoni, A. Arazi, J. Lubian, R.M. Anjos, L.C. Chamon, E. Crema and M.S. Hussein:** *Fusion, break-up and elastic scattering of weakly bound nuclei.* Institute of Physics Publishing, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 31 (2005) 1669-1673.
- [21] **Lubian J., P.R.S. Gomes, R.M. Anjos, I. Padron, C. Muri, S.B. Moraes, J.J.S. Alves, A.M.M. Maciel, R. Liguori Neto, N. Added, G.V. Marti, A.J. Pacheco, O.A. Capurro, J.O. Fernandez Niello, J.E. Testoni, D. Abriola, M.R. Spinella:** *Influence of the Break-up on the Fusion and Scattering Processes.* Brazilian Journal of Physics, Vol. 33, No. 2. (2003) ohne Seitenangabe.
- [22] **Mateja J.F., A.D. Frawley, L.C. Dennis, K. Sartor:** *Comparison of ^6Li - and ^7Li -induced fusion cross sections on ^{16}O .* Physical Review C, Vol. 33, No. 5. (1986) 1649-1654.
- [23] **Pietro Di A., P. Figuera, F. Amorini, C. Angulo, G. Cardella, S. Cherubini, T. Davinson, D. Leanza, J. Lu, H. Mahmud, M. Milin, A. Musumarra, A. Ninane, M Papa, M.G. Pellegriti, R. Raabed, F. Rizzo, C. Ruiz, A.C. Shotter, N. Soic, S. Tudisco, L. Weissmann:** *Reactions induced by the halo nucleus ^6He at energies around the Coloumb barrier.* Physical Review C 69, 044613 (2004)1-9.
- [24] **Dasgupta M., J. Hinde, K. Hagino, S.B. Moraes, P.R.S. Gomes, R.M. Anjos, R.D. Butt, A.C. Berriman, N. Carlin, C.R. Morton, J.O. Newton, and A. Szanto de Toledo:** *Fusion and breakup in the reactions of ^6Li and ^7Li nuclei with ^{209}Bi .* Physical Review C 66, 041602(R) (2002).1-4.

- [25] **Signorini C., A. Edifizi, M. Mazzocco, M. Lunardon, D. Fabris, A. Vitturi, P. Scopel, F. Soramel, L. Stroe, G. Prete, E. Fioretto, M. Cinausero, M. Trotta, A. Brondi, R. Moro, G. La Rana, E. Vardaci, A. Ordine, G. Inglima, M. La Commara, D. Pierroutsakou, M. Romoli, M. Sandoli, A. Diaz-Torres, I.J. Thompson, Z.H. Liu:** *Exclusive breakup of ^6Li by ^{208}Pb at Coulomb barrier energies.* Physical Review C 67, 044607 (2003).1-9.
- [26] **W. Kutschera., P. Collon, H. Friedmann, R. Golser, P. Hille, A. Priller, W. Rom, P. Steier, S. Tagesen, A. Wallner, E. Wild, G. Winkler,** *VERA: A new AMS facility in Vienna.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 123, (1997) 47-50.
- [27] **Mayer-Kuckuk T., (1984):** *Kernphysik.* B.G. Teubner, Stuttgart.
- [28] **Nörenberg, W.** “*BASIC CONCEPTS IN THE DESCRIPTION OF COLLISIONS BETWEEN HEAVY NUCLEI*” Heavy Ion Collision, Volume 2 North Holland Publishing Company 1980 3-43.
- [29] **Dasgupta M., D.J. Hind, N. Rowley, A.M. Stefanini:** *MEASURING BARRIERS TO FUSION:* Annu. Rev. Nucl. Part. Sci 48: 401-6 (1998).
- [30] **Musiol G., J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger (1988):** *Kern- und Elementarteilchenphysik.* VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin, ISBN 3-527-26886-3.
- [31] **Firestone R. B., V.S. Shirley, Editor: C.M. Baglin, J. Zipkin, CD-ROM Editor S.Y. Chu.** *Table of Isotops* Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California.
- [32] **NuDat 2.6** <http://www.nndc.bnl.gov>
Database Manager: Mike Herman, NNDC, Brookhaven National Laboratory
Web and Programming: B. Pritychenko, A.A. Sonzogni, NNDC, Brookhaven National Laboratory
Data Source: CSEWG and NEA-WPEC
- [33] **Hille P.:** Persönliche Information.
- [34] **Winkler G.:** Persönliche Information – Datenauswertung.
- [35] **Kalita K., S. Verma, R. Singh, J.J. Das, A. Jhingan, N. Madhavan, S. Nath, T. Varughese, P. Sugathan, V.V. Parkar, K. Mahata, K. Ramachandran, A. Shrivastava, A. Chatterjee, S. Kailas, S. Barua, P. Basu, H. Majumdar, M. Sinha, R. Bhattacharya, A.K. Sinha:** *Elastic scattering and fusion cross sections for ^7Be , ^7Li + ^{27}Al systems.* Physical Review C 73, 024609 (2006)1-7.
- [36] **Törnström P.:** Persönliche Information
- [37] **Ziegler J. F., Biersack J. P.,** SRIM-2003 - the stopping and range of ions in matter. program package, <http://www.srim.org/>, (2003).
- [38] **Herman M., R. Capote, B.V. Carlson, P. Oblozinsky, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, V. Zerkin,** “*EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation*”, Nucl. Data Sheets, 108 (2007) 2655-2715.
- [39] **Hagino K., N. Rowley, A.T. Truppa, (1999):** *A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions.* Computer Physics Communications 123 (1999) 143–152.
- [40] **Zagrebaev V., A. Kozhin:** *NUCLEAR REACTIONS VIDEO PROJECT (Knowledge Base on Low Energy Nuclear Physics)* <http://nrv.jinr.ru/nrv/>
Dokumentationen: <http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/>
- [41] **Friedmann H.:** *WIRUK+ und FASTLIST Auswerteprogramme*, persönliche Information.

- [42] **NNDC Brookhaven** <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>
- [43] **Pfeiffer K.O., E. Speth, K. Bethge:** *Break-up of ^6Li and ^7Li on tin and nickel nuclei.* Nuclear Physics A206, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, (1972) 545-557.
- [44] **Figueira J.M., D. Abriola, J.O. Fernandez Niello, A. Arazi, O.A. Capurro, E. de Barbara, G.V. Marti, D. Martinez Heimann, A.J. Pacheco, J.E. Testoni, I. Padron, P.R.S. Gomes, J. Lubian:** *Absence of the threshold anomaly in the elastic scattering of the weakly bound projectile ^7Li on ^{27}Al .* Physical Review C 73, 054603 (2006) 1-8.
- [45] **Mukherjee A. and B. Dasmahapatra:** *Breakup vs fusion inhibition of Li-induced reactions at low energies.* Physical Review C, Vol. 63, No. 017604. (2000) 1-4, DOI: 10.1103/PhysRevC.63.017604.
- [46] **Pakou A., N. Alamanos, A. Gillibert, M. Kokkoris, E. Kossionides, A. Lagoyannis, N.G. Nicolis, C. Papachristodoulou, D. Patiris, D. Pierroutsakou, E.C. Pollacco, and K. Rusek:** *α -Particle Production in the Reaction $^6\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ at Near-Barrier Energies.* Physical Review Letters, Vol. 90, No. 20. (2003).1-4.
- [47] **D.S.Flynn, K.K.Sekharan, B.A.Hiller, H.Laumer, J.L.Weil, and F.Gabbard,** *Cross section and reaction rates for $^{23}\text{Na}(p,n)^{23}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$, $^{27}\text{Al}(\alpha,n)^{30}\text{P}$ $^{29}\text{Si}(\alpha,n)^{32}\text{S}$ and $^{30}\text{Si}(\alpha,n)^{33}\text{S}$,* Physical Review C Volume 18 Number 4 October 1978
- [48] **T-2 Nuclear Information Service Los Alamos** <http://t2.lanl.gov/>
- [49] **F.Joliot and I.Curie,** *Artificial Production of a new Kind of Radio-Element,* Nature February 10, 1934 P201
- [50] **Tamaki Watanabea, Yoshihiro Oi, Mitsumasa Taki, Katsuya Kawasaki, Makoto Yoshida,** *Evaluation of peak-to-total ratio for germanium detectors.* Applied Radiation and Isotopes 50 (1999) 1057-1061.
- [51] **P.Demetriu, S.Goriely** *Microscopic nuclear level densities for practical applications,* Nuclear Physics A 695 (2001) 95-108
- [52] **Ş. Mişicu and H. Esbensen,** *Signature of shallow potentials in deep sub-barrier fusion reactions* Phys. Rev. C 75, 034606 (2007) [14 pages]
- [53] **Ş. Mişicu and H. Esbensen,** *Hindrance of heavy-ion fusion due to nuclear incompressibility,* Phys.Rev.Lett. 96 (2006) 112701
Linked PDF (2008) <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0602064>
- [54] **H. Esbensen, and Ş. Mişicu** *Effects of Nuclear Incompressibility on Heavy-ion Fusion* Vortrag: www.orau.org/fission/presentations/esbensen.pdf
- [55] **H.Esbensen,** *Fusion Reactions at very low energies,* INT-11-2d program, Aug. 8 to Sept. 2, 2011 Argonne National Laboratory
- [56] **W.D.Myers and W.J.Swiatecki,** *Nucleus-nucleus proximity potential and superheavy nuclei,* Physical Review C, Volume 62, 04461 (2000)
- [57] **I. Dutt,** *The role of various parameters used in proximity potential in heavy-ion fusion reactions: New extension,* PRAMANA _ journal of physics Vol. 76, No. 6 June 2011 pp 921-931
- [58] **D.L.Hill and J.A.Wheeler,** *Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena* Physical Review Volume 69 Number 5 March 1,1953
- [59] **C.Y.Wong,** *Interaction Barrier in Charged-Particle Nuclear Reactions:* Physical Review Letters, Volume 31 Number 12 17. September 1973

- [60] **W.J.Swiatecki** *Three Lectures on Macroscopic Aspects of Nuclear Dynamics*
Presented at the International School of Nuclear Physics, "Ettore Majorana" Center for Scientific Culture held at Erice-Trapani, Sicily, 26 March to 6 April 1979
- [61] **W.J.Swiatecki**. *The Dynamics of Nuclear Coalescence or Reseparation*, Physica Scripta. Vol. 24, 1 13-1 22, 1981
- [62] **A.K.Mohanty**, *A hybrid model for fusion at deep sub-barrier energies*,
[arXiv:0706.0303v2](https://arxiv.org/abs/0706.0303v2) [nucl-th]
- [63] **A.K.Mohanty**, *An One Dimensional Adiabatic Model for Fusion Involving Loosely Bound and Halo Nuclei with Heavy Targets*,
[arXiv:1011.4895v1](https://arxiv.org/abs/1011.4895v1) [nucl-th]
- [64] **P.H.Stelson**, *Neutron flow between nuclei as the principal enhancement mechanism in heavy ion subbarrier fusion*, Physical Letters B Volume 205 Number 2,3 April 1988
- [65] **P.H. Stelson, H. J. Kim, M. Beckerman, D. Shapira, and R. L. Robinson** *Fusion cross sections for $^{40,50}\text{Ti} + ^{90}\text{Zr}$, ^{93}Nb and some systematics of heavy-ion fusion at barrier and subbarrier energie*, Physical Review C, Volume 41 Number 4 April 1990
- [66] **N. Rowley, G.R. Satchler and P.H. Stelson**, *On the "distribution of barriers" interpretation of heavy-ion fusion*. Physical Letters B Volume 254 Number 1,2 17. January 1991
- [67] **N.Rowely**, *Sub-barrier fusion: Probing reaction dynamics with barrier distributions*, Nuclear Physics A538 (1992) 205c-220c North-Holland, Amsterdam
- [68] **K. Siwek-Wilczyńska and J. Wilczyński**, *Empirical nucleus-nucleus potential deduced from fusion excitation functions* Physical Review C 69, 024611 (2004).

Folgende Daten für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ sind aus der Datenbank von NRV [40]

- [69] **A. Kuronen, J. Keinonen, P. Tikkanen**, [Physical Review, C 35 \(1987\) 591](#)
- [70] **J. J. Kolata, R. M. Freeman, F. Haas et al.**, [Physical Review, C 19 \(1979\) 2237](#)
- [71] **G. Hulke, C. Rolfs, H. P. Trautvetter**, [Zeitschrift für Physik, A 297 \(1980\) 161](#)
- [72] **V. K. C. Cheng, A. Little, H. C. Yuen et al.**, [Nuclear Physics, A 322 \(1979\) 168](#)
- [73] **S. -C. Wu, C. A. Barnes**, [Nuclear Physics, A 422 \(1984\) 373](#)

„Ich habe mich bemüht, sämtliche Inhaber der Bildrechte ausfindig zu machen und ihre Zustimmung zur Verwendung der Bilder in dieser Arbeit eingeholt. Sollte dennoch eine Urheberrechtsverletzung bekannt werden, ersuche ich um Meldung bei mir.“

Inhalt Anhang A	
A-1	Abkürzungsverzeichnis
A-2	Verwendete Formelzeichen
A-3	Abbildungsverzeichnis
A-4	Tabellenverzeichnis
A-5	Vergleich σ_{ER}/σ_{CF} EMPIRE
A-6	Bestimmen der effektiven Einschußenergie
A-7	Berechnung der β -Faktoren
A-8	Methode der Peaktrennung
A-9	Problematik von ^{26}Mg und ^{32}P aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$
A-10	Problematik $\sigma^{28}\text{Al}$ und σ_{CF} aus $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$

RP(RT) Projektil(Target) Radiusparameter) fm
 IVIBROTP innere Bewegungsart (Rotation-Vibration) Projektil *
 IVIBROTT innere Bewegungsart (Rotation-Vibration) Target *
 * -1 = „inert“; beide -1 = kein coupled channel
 * 0 = Vibration; 1 = Rotation

Gilt für Target wenn IVIBROTT = 0: (Details siehe[39])

OMEGAT Anregungsenergie des „single phonon state“ MeV
 BETAT Deformationsparameter
 LAMBDAT Multipolarität
 NPHONONT maximale Phononezahl

Gilt für Target wenn IVIBROTT = 1: (Details siehe[39])

E2T Anregungsenergie des 1. 2+ Zustandes MeV
 BETA2T Quadrapole Deformationsparameter
 BETA4T Hexadecapole Deformationsparameter
 NROTT Levelanzahl

Für 2. Vibrationsmodus im Target gibt es die Parameter

OMEGAT2, BETAT2, LAMBDAT2, NPHONONT2 *

*Bedeutung wie Parameter ohne „2“ Endung.

Für Transfer Kopplung:

NTRANS Transfer-Kanal(1=„ja“ 0 = „nein“)
 QTRANS Q-Wert des Transfers MeV
 FTR Kopplungsstärke

Potentialparameter:

V0 Potentialtiefe (Woods Saxon) MeV
 R0 Radiusparameter fm
 A0 Hautdickeparameter fm

Energie im Ecm: MeV

EMIN Energie von
 EMAX Energie bis
 DE Schrittweite

Die komplette Erklärung der Parameter steht in [39]

Verwendete Formelzeichen aus Abschnitt 2.0	
Z	netto – Peakfläche
ϵ	Nachweiswahrscheinlichkeit des Meßplatzes für γ -Quanten
β	Häufigkeit des Peaks in der γ -Kaskade (β -Faktor)
t	Zeit
ts	Strahlzeit
tt	„truetime“ - die wahre Messzeit
lt	„lifetime“ – Zeit in der das ADC messbereit war
C	Zahl der zerfallenen Kerne
N0	Zahl der Kerne bei Messbeginn
N	Zahl der noch vorhandenen Kerne bei Ende der Messzeit.
λ	Zerfallskonstante
Q(t)	Wechselwirkungen als Funktion der Zeit
st	Zeitpunkt
A	Aktivität
J	Strom
T_p	Flächendichte des Target
σ	Wirkungsquerschnitt
β	Verzweigungsfaktor („branching-factor“ BF)
Z_x	Zahl der Counts im Peak
c	Konstante
x	Messwert
f	Funktion von Messwerten
δ	partielle Ableitung
C_x	indizierte Konstante
ϑ	Zeit als Funktionsvariable
E	Energie
R	Parameter der Barrierenposition in [68]
w	Parameter in [68]
V	Potential in [63]
Ra	Radius der „neck Barriere“ in [63]
\bar{R}	Reduzierter Kernradius in [63]
γ	Koeffizient der Oberflächenspannung. in [63]
ℓ	Drehimpuls in [63]
T_ℓ	Barrieren-Durchdringungs-Wahrscheinlichkeit in [63]
μ	reduzierte Masse in [63]

Details der Formelzeichen für die verwendeten einfachen Modelle in Abschnitt 2.3.5 siehe die Referenzen [57, 62, 63, 68].

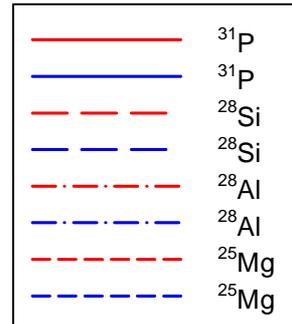
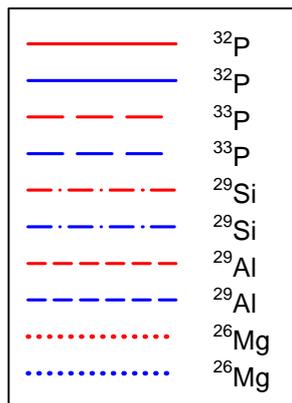
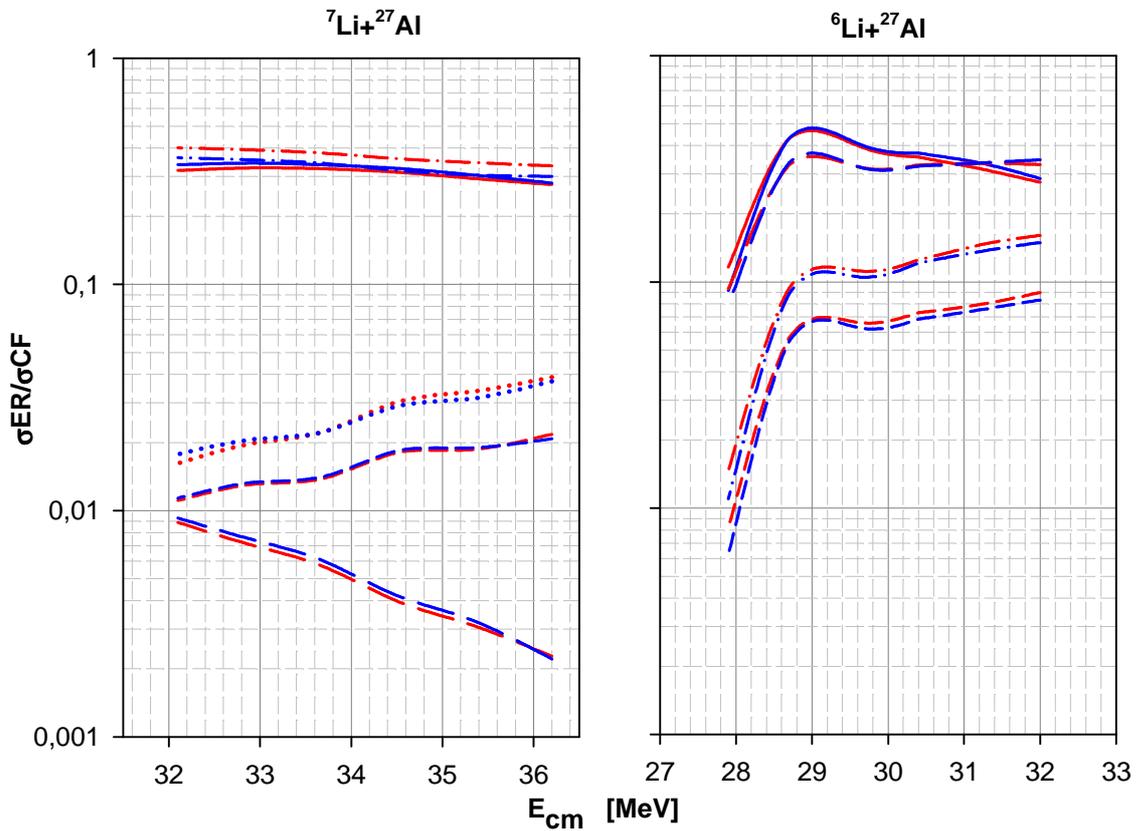
Abbildungsverzeichnis		Seite
A 1.1	Nach Dasgupta et al [4]	2
A 1.2	Nach Tripathi et al. [7]	3
A 1.3	Nach Figueira et al. [8]	4
A 1.4	Nach Rowly [67]	8
A 1.5	Bindungsenergie der Li Cluster	10
A 2.1	VERA-Beschleuniger	12
A 2.2	Messplatz - Schema	13
A 2.3	Targethalterung	14
A 2.4	Foto der Messeinrichtung	16
A 2.5	Diagramm Stromkalibrierung	17
A 2.6	Foto Ortec-Detektor	18
A 2.7	Messdaten Fit bei 1779 keV	24
A 2.8	Niveaudicht Funktion	29
A 2.9	Datenfit nach Gauß-Funktion	30
A 2.10	„neck“ Übergangsbereich	31
A 2.11	Proximity Potential nach [57] und „neck“ Erweiterung [62, 63]	33
A 3.1	Mögliche Fusionsreaktionen ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	34
A 3.2	allgemeines promptes γ -Spektrum ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	39
A 3.3	allgemeines verzögertes γ -Spektrum ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	40
A 3.4	Spektrenvergleich ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	41
A 3.5	Spinverteilung ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	43
A 3.6	${}^{32}\text{P}$ Wege zum Restkern	45
A 3.7	$\sigma_{32\text{P}}/\sigma_{\text{CF}}$ nach Thomas et al. [1]	46
A 3.8	σ_{CF} von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ aus Messung von ${}^{32}\text{P}$	47
A 3.9	${}^{33}\text{P}$ Weg zum Restkern	48
A 3.10	${}^{33}\text{P}$ Vergleiche ${}^7\text{Li}$ mit ${}^{18}\text{O}$	49
A 3.11	${}^{29}\text{Si}$ Wege zum Restkern	49
A 3.12	${}^{29}\text{Si}$ Vergleiche ${}^7\text{Li}$ mit ${}^{18}\text{O}$	50
A 3.13	${}^{26}\text{Mg}$ Wege zum Restkern	50
A 3.14	${}^{26}\text{M}$ Vergleiche ${}^7\text{Li}$ mit ${}^{18}\text{O}$	51
A 3.15	Ausschnitt aus verzögertem Spektrum ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	52
A 3.16	${}^{29}\text{Al}$ Wege zum Restkern	53
A 3.17	${}^{29}\text{Al}$ Zerfallsschema	53
A 3.18	${}^{29}\text{Al}$ Vergleiche ${}^7\text{Li}$ mit ${}^{18}\text{O}$	54
A 3.19	${}^{28}\text{Al}$ Wege zum Restkern	54
A 3.20	${}^{28}\text{Al}$ Zerfallsschema	55
A 3.21	${}^{28}\text{Al}$ Vergleiche ${}^7\text{Li}$ mit ${}^{18}\text{O}$	56
A 3.22	${}^{29}\text{Si}$ und ${}^{26}\text{Mg}$ im Vergleich der Absolutwerte	57
A 3.23	Proximity-Potential nach I. Dutt [57]	58
A 3.24	σ_{CF} nach K. Siwek-Wilczynska und J. Wilczynski (2004) [68]	59
A 3.25	Proximity-Potential mit neck Erweiterung	60
A 3.26	Anregungsfunktionen mit „neck“ Potential	61
A 3.27	<i>diabatische und adiabatische Fusionsprozess</i>	62

A 3.28	Mögliche Fusionsreaktionen ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	63
A 3.29	allgemeines promptes γ -Spektrum ${}^6\text{Li}+$	67
A 3.30	allgemeines verzögertes γ -Spektrum ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	68
A 3.31	Spektrenvergleich ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ mit ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	69
A 3.32	Spinverteilung ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	71
A 3.33	${}^{31}\text{P}$ Wege zum Restkern	73
A 3.34	Der Peak 1266 mit „Schulter“	73
A 3.35	Relation $\sigma^{31}\text{P}/\sigma\text{CF}$ von ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	74
A 3.36	σCF von ${}^6\text{Li}$ nach CCFULL	75
A 3.37	Wege zum Restkern ${}^{28}\text{Si}$	76
A 3.38	$\sigma^{28}\text{Si}$ normiert auf σCF	77
A 3.39	Wege zum Restkern ${}^{25}\text{Mg}$	78
A 3.40	$\sigma^{25}\text{Mg}$ normiert auf σCF	78
A 3.41	Der Peak 1779 keV im verzögertem Spektrum	79
A 3.42	Wege zum Restkern ${}^{28}\text{Al}$	80
A 3.43	Zerfallsschema ${}^{28}\text{Al}$	80
A 3.44	$\sigma^{28}\text{Al}$ normiert auf σCF	81
A 3.45	${}^{28}\text{Al}$ absoluter Wirkungsquerschnitt	82
A 3.46	${}^{31}\text{P}$ und ${}^{25}\text{Mg}$ - Absolutwerte mit 2 β -Faktoren	83
A 3.47	Proximity-Potential nach [57]	84
A 3.48	$\sigma^{6}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und $\sigma^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ modelliert nach DFB [53]	85
A 3.49	$\sigma^{6}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und $\sigma^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ „neck-Potential“ nach [62, 63]	86
A 3.50	${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ im simplen Modell	87
A 3.51	${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ nach CCFULL [39] und DBF-Modell nach [68]	87
A 3.52	Modellrechnungen für σCF von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ im Vergleich	88
A 3.54	Zerfallsschema von ${}^{30}\text{P}$	94
A 3.55	Zerfallskurven von ${}^{30}\text{P}+{}^{18}\text{F}$ aus ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	96
A 3.56	Zerfallskurven von ${}^{30}\text{P}+{}^{18}\text{F}+{}^{17}\text{F}$ aus ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	97
A 3.57	Darstellung der Positronen Annihilation	98
A 3.58	Anregungsfunktionen von ${}^{30}\text{P}$ aus ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	99
A 3.59	Reduzierte Anregungsfunktionen von ${}^{30}\text{P}$ aus ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	100
A 3.60	Reduzierte Anregungsfunktionen von ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{16/17/18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	101

Tabellenverzeichnis		Seite
T 2.1	Stromkalibrierung	18
T 3.1	Projektilenergien von ${}^7\text{Li}$	35
T 3.2	Q-Werte ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	36
T 3.3	Clusterbruchstück-Energien aus ${}^7\text{Li}$	37
T 3.4	Q-Werte der Clusterbruchstück-Reaktionen nach ${}^7\text{Li}$	37
T 3.5	σ_{ER} der Clusterbruchstück-Reaktionen aus ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ nach Modell	38
T 3.6	Q-Werte von Transfer Reaktionen	39
T 3.7	ECN Ermittlung für ${}^{34}\text{S}$ aus ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	42
T 3.8	relevante β -Faktoren für ${}^7\text{Li}$ nach Thomas	44
T 3.9	σ_{CF} von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	47
T 3.10	CCFULL Parameterwerte	48
T 3.11	β -Faktoren von ${}^{29}\text{Si}$ und ${}^{26}\text{Mg}$ nach [1] und der eigenen Rechnung im Vergleich	57
T 3.12	entfällt	
T 3.13	effektive Projektilenergie ${}^6\text{Li}$	64
T 3.14	Q-Werte energetisch möglicher Kernreaktionen von ${}^6\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$	64
T 3.15	Clusterbruchstück-Energien aus ${}^6\text{Li}$	65
T 3.16	Q-Werte der Clusterbruchstück-Reaktionen nach ${}^6\text{Li}$	66
T 3.17	σ_{ER} der Clusterbruchstück-Reaktionen aus ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ nach Modell	66
T 3.18	Q-Werte von n und p Transferreaktionen aus ${}^6\text{Li}$	66
T 3.19	ECN Ermittlung und Interpolation von ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$	70
T 3.20	β -Faktoren nach [1]	72
T 3.21	Parameterwerte von CCFULL	76
T 3.22	β -Faktoren nach [1] im Vergleich mit eigener Berechnung	83
T 3.23	Röntgen und γ -Strahlung von ${}^{30}\text{P}$	90
T 3.24	Tabellierte Ergebnisse der Messungen	99

σ_{ER}/σ_{CF} Vergleich nach EMPIRE [38]

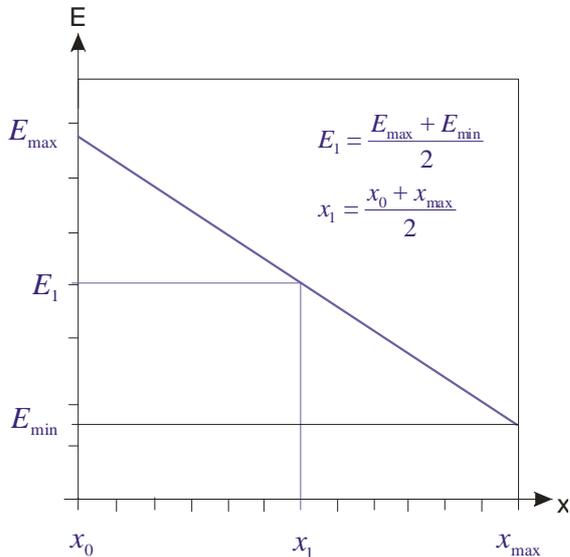
Um zu prüfen ob die Unterschiede bei Drehimpuls und Parität der CN aus ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und ${}^{17/18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ vernachlässigbar sind, wurden vorab Modellrechnungen mit EMPIRE [38] durchgeführt. Die untenstehende Abbildung zeigt, dass die Unterschiede gering sind und keinen entscheidenden Einfluss auf das Ergebnis dieser Arbeit haben sollten.



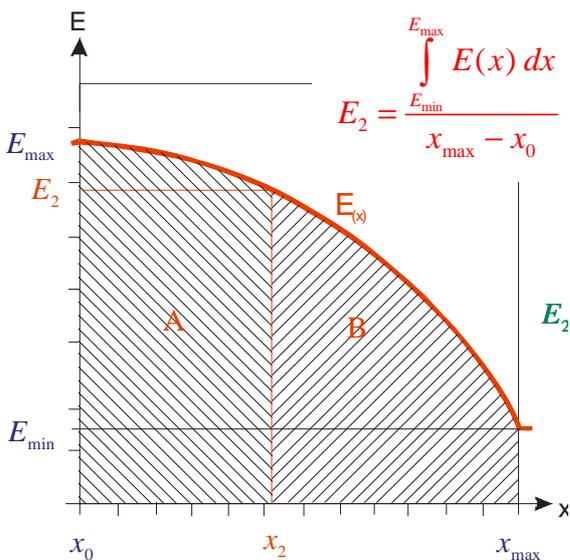
rote Linien ${}^{6/7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ - blaue Linien ${}^{17/18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$

Bestimmung der effektiven Einschußenergie

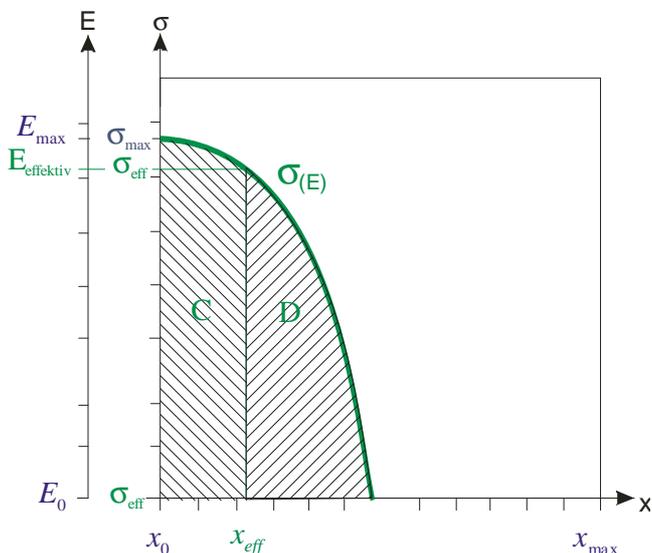
Die durch den Beschleuniger erzielte Ionenenergie E_{\max} kann nicht direkt als Einschußenergie dem ermittelten Wirkungsquerschnitt zugeordnet werden. Man muss, für die Bestimmung der effektiven Einschußenergie, den Energieverlust im Target berücksichtigen.



Die Projektile werden in der Targetmaterie abgebremst. Sie verlieren dabei ihre kinetische Energie. Der Wirkungsquerschnitt ist jedoch energieabhängig. In einer ersten Näherung kann man annehmen, dass der gemessene Wirkungsquerschnitt für die mittlere Energie zwischen (kinetischer) Eintritts- und Austrittsenergie gilt.



Der Energieverlust der Projektile pro Weglängeinheit (die Stopping Power) ist nicht - wie in der ersten Annahme gezeigt - über die gesamte Targetdicke gleich, sondern nimmt mit fallender Energie zu. Der Energieabfall folgt einer Funktion $E(x)$ (siehe nebenstehende Abbildung). Die effektive Einschußenergie erhält man in zweiter Näherung nach dem Mittelwertsatz des Integrals aus der Funktion $E(x)$. (Bei dem, in dieser Arbeit verwendeten, 2μ dicken Target ist der Bereich über dem Bragg-Maximum nicht relevant).



Auch wenn die Projektile noch eine relativ hohe kinetische Energie besitzen, können die Wirkungsquerschnitte für CF und ICF bereits gegen Null gehen. Dies kann schon innerhalb des Targets passieren. Für die Ermittlung der tatsächlichen effektiven Einschußenergie benötigt man die Funktion $\sigma(E)$

Abbildung A-6-1

Der aus einer Messung stammende Wert von σ ist das Integral von $\sigma(x)$ über die Targetdicke. Nach dem Mittelwertsatz der Integralrechnung ergibt sich der Wert x_{effektiv} dem, durch die Funktion $E(x)$, die Energie E_{effektiv} zugeordnet ist. Man sieht aus **Abbildung A-6-1**, dass weder der einfache Mittelwert von Eintritts- und Austritts-Energie E_1 , noch die Energie E_2 aus dem Mittelwertsatz der Integralrechnung für das Integral der Energieabfallfunktion $E(x)$ die richtige Einschußenergie liefert. Während man die Funktion $E(x)$ aus Daten über die Abbremsung geladener Teilchen in Materie („stopping power“) ermitteln kann (z.B. [37]), ist die Funktion $\sigma(x)$ vorerst nicht bekannt. Zu ihrer Ermittlung gehen wir folgendermaßen vor:

Wir verwenden dazu den Näherungswert E_2 (siehe **Abbildung A-6-1**) als Einschußenergie und führen eine Messreihe mit verschiedenen Projektilenergien ($E_{p_{\text{max}}}$) durch. Wir können damit energieabhängige partielle Wirkungsquerschnitte σ_{ER} ermitteln. Durch summieren aller σ_{ER} einer Einschußenergie erhält man σ_{CF} dieser Energie¹. Durch fitten der σ_{CF} Datenpunkte (z.B. mit SigmaPlot) erhält man einen mathematischen Ausdruck $\sigma_{\text{CF}}(E)$ für die Energieabhängigkeit des CF. Nun wird zwischen Eintritts- und Austrittsenergie der Ionen im Target integriert und der Mittelwert nach dem Mittelwertsatz gebildet. Dies ist näherungsweise der Wert von σ_{CF} bei einer bestimmten Projektilenergie $E_{p_{\text{max}}}$. Über die Funktion $\sigma_{\text{CF}}(E)$ erhalten wir die zugeordnete Energie E_{effektiv} an der Stelle x_{effektiv} aus **Abbildung A-6-1**.

Um zu der Funktion $E(x)$ und damit auch zur Austrittsenergie der Ionen aus dem Target zu gelangen, wurde eine „Schichtenzerlegung“ des Targets vorgenommen. Wie dabei vorgegangen wurde soll im Folgenden für ${}^7\text{Li}$ am konkreten Wert von 6 MeV Beschleuniger-Ionenenergie gezeigt werden :

Das Target wird in acht gleiche Schichten von 0,25 μm unterteilt und jene Energie nach [37] ermittelt, mit der die ${}^7\text{Li}$ -Ionen die Schicht verlassen. Diese Austrittsenergie ist gleich der Eintrittsenergie in die nächste Schicht, usw. Als für die jeweilige Schicht geltende Einschußenergie wird näherungsweise der Mittelwert zwischen Eintritts- und Austritts-Energie gewählt (siehe **Abbildung A-6-2**) und damit jede einzelne Schicht als quasi „dünnes Target“ angenommen. Wir erhalten eine Reihe von Datenpunkten der Funktion $E(x)$ und können die Funktion über eine Potenzreihe darstellen. Somit kennen wir die Ein- und Austrittsenergie der Ionen für dieses Target und können auch eine angenäherte mittlere Energie für den 1. Iterationsschritt bestimmen.

Aus den γ -Messungen bei verschiedenen Einschußenergien erhalten wir Datenpunkte für

¹ In gegenständlicher Arbeit wurde σ_{CF} auf andere Weise bestimmt. Siehe dazu Pkt. 2.3.1 im Haupttext

σ_{CF} . Die so ermittelten Datenpunkte lassen sich über eine Potenzreihe als Funktion $\sigma(E)$ darstellen.

Der Abfall der Ionenenergie im Target als $E(x)$ und der Abfall des Wirkungsquerschnittes bei sinkender Einschussenergie als Anregungsfunktion $\sigma(E)$ bzw. $\sigma(E(x))$ sind in Abbildung A-6-2 dargestellt. Die Funktionen $E(x)$ und $\sigma(E)$ können durch eine Ersatzfunktion an die ermittelten Datenpunkte angefügt werden. Mit dem Programm SigmaPlot ist dies mit sehr hoher Genauigkeit möglich und der entstehende Fehler kann in der Fehlerrechnung berücksichtigt werden. Damit lässt sich für $\sigma(E)$ der E-Wert nach dem Mittelwertsatz der Integralrechnung bestimmen und damit auch die effektive Einschussenergie.

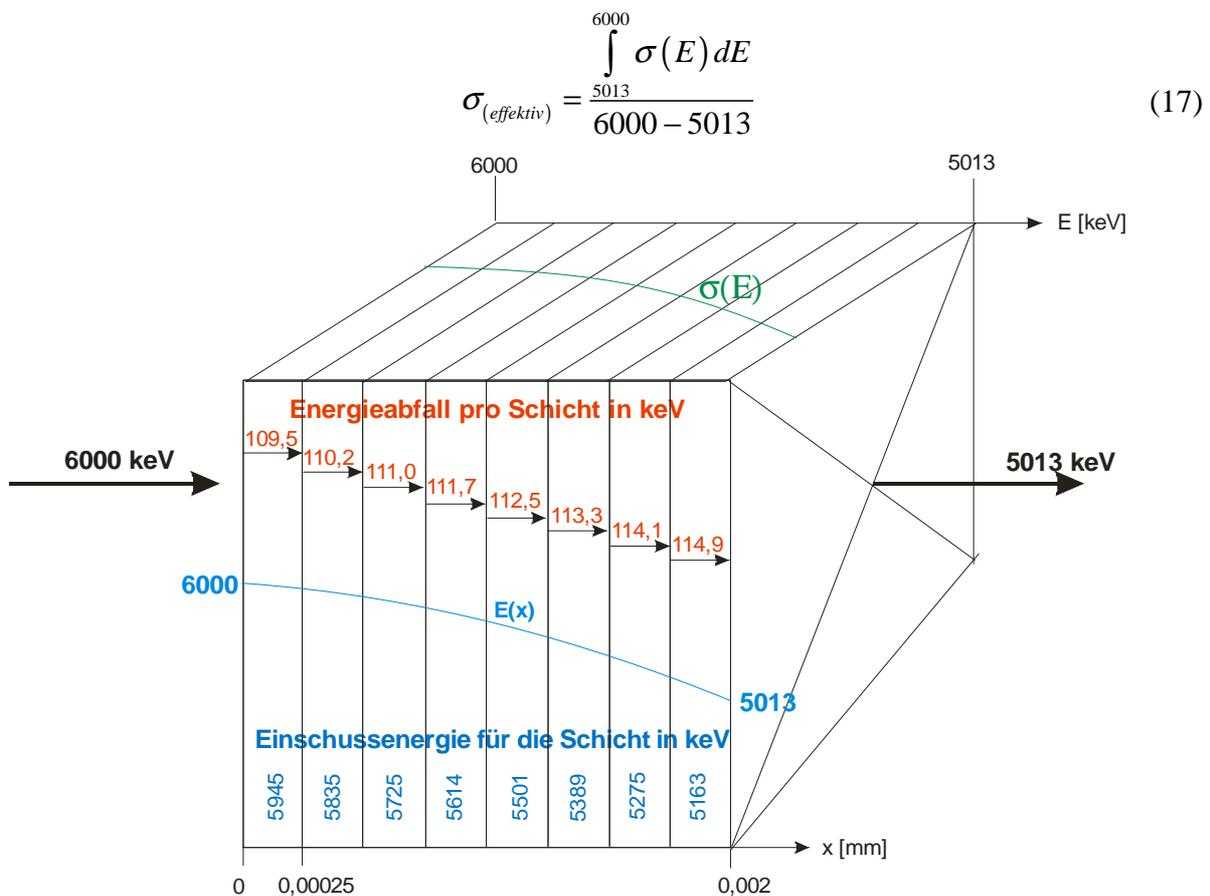


Abbildung A-6-2 Der Block stellt das verwendete 2μ dicke ^{27}Al -Target und seine Schichtaufteilung dar. Die mittels [37] berechneten Energiewerte sind in die jeweilige Targetschicht eingetragen. Die Darstellung ist nur illustrativ und kein Diagramm.

Berechnung der β -Faktoren („branching-factor“)

Um die Ermittlung des Verzweigungsfaktor („branching factor“ BF) zu beschreiben beginnen wir mit

$$C = \frac{P}{\varepsilon \cdot \beta} \cdot \frac{tt}{lt} \quad (18)$$

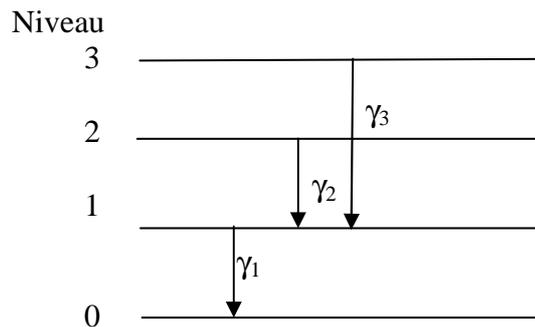
Der Faktor β im Nenner wird im Folgenden, in Übereinstimmung mit der Vergleichsarbeit von Thomas et al. [1], als „ β -Faktor“ bezeichnet. Der β -Faktor gibt die Häufigkeit an, mit der von einem angeregten Kern γ -Quanten einer bestimmten Energie emittiert werden. Zu seiner Ermittlung benötigt man die Bevölkerung der angeregten Energieniveaus, sowie die Häufigkeit der unterschiedlichen γ -Emission mit der jedes einzelne Niveau seine Energie abgibt. Ersteres erhält man aus einer Modellrechnung (z.B. EHF in EMPIRE [38]), Letzteres aus Messdaten (z.B. NUDAT [32]).

Die Modellrechnung liefert die Bevölkerung der Energieniveaus nach der Abregung des Kerns aus dem Kontinuum. Durch weitere Abregung der diskreten Niveaus werden aber die tiefer liegenden Niveaus zusätzlich gefüttert. Es müssen also für eine konkret zu betrachtende γ -Emission, die Häufigkeiten aller γ -Emission höherer Niveaus hinzugezählt werden, die zum Niveau der betrachteten γ -Emission führen. Den so erhaltenen „ β -Faktor nennen wir, in Übereinstimmung mit [1], den „summing and branching factor β “.

Der „summing and branching factor β kann, so wie er im vorherigen Absatz beschrieben wurde, zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes nicht direkt verwendet werden, er muss noch korrigiert werden. Dabei werden zwei Effekte korrigiert:

- a.) Aus den Energieniveaus unterhalb des betrachteten Niveaus können γ -Quanten der gerade ablaufenden Kaskade ebenfalls in Koinzidenz registriert werden und zufällig einen Summenpeak ergeben, der genau der Energie des betrachteten γ -Quants entspricht. Dies bewirkt ein „Hineinstreuen“ von „falschen Quanten“ in den betrachteten „full energie Peak“. Diese Koinzidenzen müssen daher von der gemessenen Zählrate abgerechnet werden.
- b.) Im Detektor können, nahezu gleichzeitig mit der Registrierung der vollen Energie eines γ -Quants, auch andere γ -Quanten der gerade laufenden γ -Zerfallskaskade in Koinzidenz registriert werden. Diese Summenregistrierung bewirkt ein „Herausstreuen“ von Quanten aus dem betrachteten „full energie Peak“. Solche Koinzidenzen müssen daher zur gemessenen Zählrate hinzu gerechnet werden.

Während die Koinzidenzen nach Pkt. a nur von jenen γ -Quanten gebildet werden, welche ihre volle Energie im Detektor abgeben und daher leicht zu identifizieren sind, ist die Situation bei Pkt. b weit komplizierter. Hier können beliebige γ -Quanten, welche Compton- und Paarbildungseffekte auslösen, in Koinzidenz zu einem, mit seiner vollen Energie registrierten γ -Quant detektiert werden. Diese Koinzidenzkorrektur wurde, mit Hilfe der publizierten Daten von T.Watanabe et al. [47], durchgeführt und soll hier beispielhaft, an Hand von 2 zusätzlich in Koinzidenz registrierten γ -Emissionen, dargestellt werden.



$$Z_{\gamma}^P = \varepsilon_{\gamma}^P (1 - \varepsilon_{\gamma_2}^T + \varepsilon_{\gamma_3}^T) N_0 \quad (19)$$

$Z_{\gamma_1}^P$ Zahl der Counts von γ_1 im Peak

N_0 Gesamtzahl der aus dem Niveau emittierten γ_1 -Quanten der Peak-Energie

$\varepsilon_{\gamma_1}^P$ Efficiency des Messplatzes für die betrachtete Peak-Energie

$\varepsilon_{\gamma_2}^T$ Efficiency der 1. „hineinstreuenden“ Koinzidenz – Quanten.

$\varepsilon_{\gamma_3}^T$ Totale Efficiency der 2. „hinausstreuenden“ Koinzidenz - Quanten

Die Werte der „totalen Efficiency“ können nach Watanabe et al. [47] näherungsweise wie folgt ermittelt werden:

$$P = \frac{\varepsilon_P}{\varepsilon_t} + a \left(\frac{V}{A} \right) + \frac{b \left(\frac{V}{A} \right)^2}{2} \quad (20)$$

Die Symbole in (20) sind aus [47] übernommen und bedeuten:

P.....“peak-to-total“ Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten

$\varepsilon_P/\varepsilon_t$gerechnete “peak-to-total ratio for single process” nach [47] Seite 1059 Tabelle2.

a(E); b(E)...Parameter a und b abhängig von der γ -Energie, nach [47] Seite 1060 Tabelle 3

V.....Detektorvolumen (verwendeter Detektor 158,4 cm³)

A.....Detektoroberfläche (verwendeter Detektor 121,3 cm²)

Die in [47] Tabelle 2 angegebenen detektorspezifischen Werte von ϵ_P/ϵ_t wurden auf die Werte des in dieser Arbeit verwendeten Detektors interpoliert und gefittet.

(siehe Abbildung A 2.10)

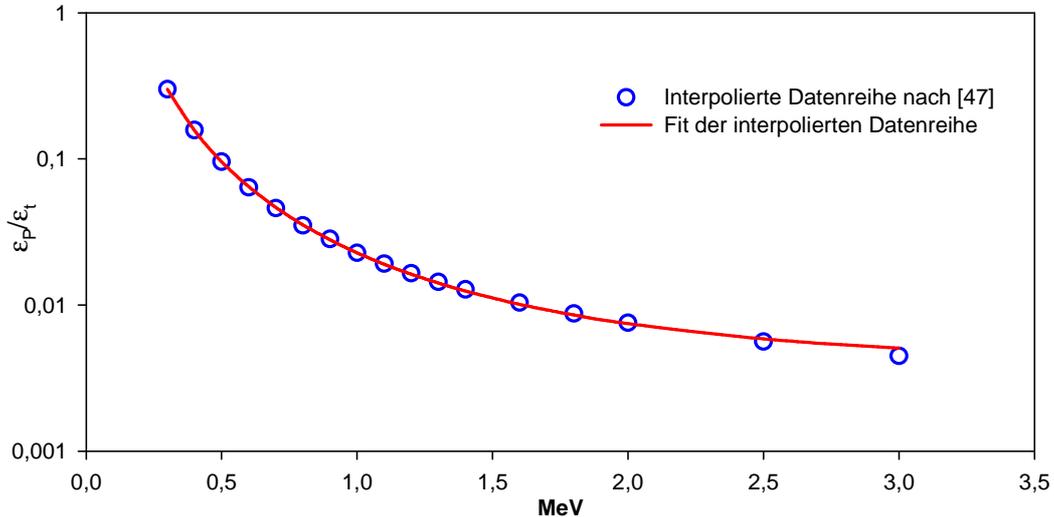


Abb. A 2.10 Interpolierte Daten nach [47] und der, in der eigenen Rechnung verwendete Fit

Die nächste Abbildung A 2.11 zeigt die Parameter a(E) und b(E) nach [47] und den daraus abgeleiteten Fit.

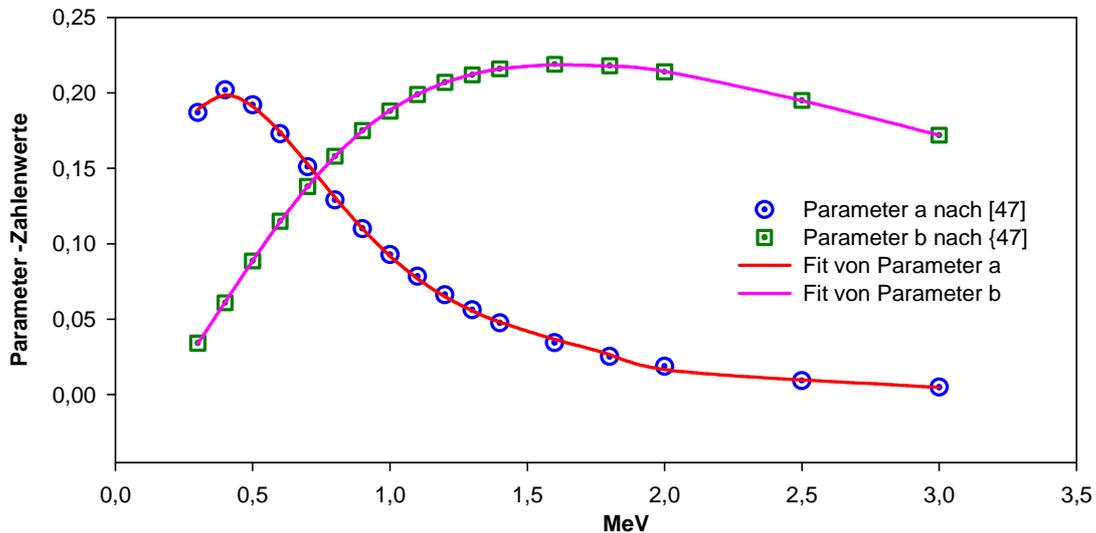


Abb. A 2.11 Daten nach [47] und die, in der eigenen Rechnung verwendeten Fits

Mit den Daten des verwendeten Detektors kann das “peak-to-total“ Verhältnis P nach Gleichung (20) berechnet werden. Das Ergebnis zeigt Abbildung A 2.12.

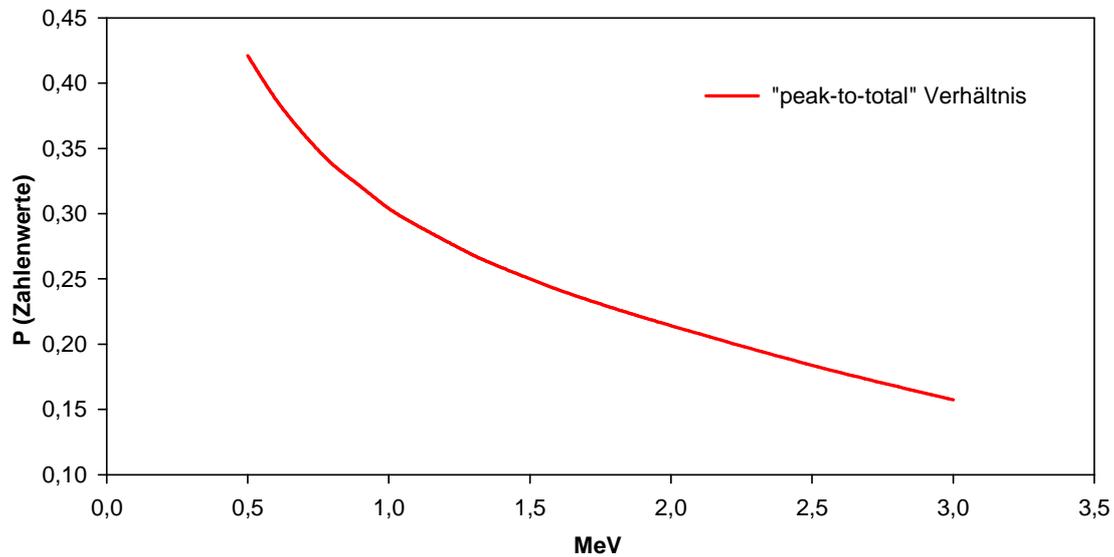


Abb. A 2.12 „peak-to-total“ Verhältnis. Berechnet mit Gleichung (20) nach [47].

Durch Umformen von Gleichung (20) und unter Verwendung der gemessenen Peak-Efficiency kann die totale Nachweiswahrscheinlichkeit („total efficiency“ $\epsilon^T = \epsilon^P P$ aus [19]) berechnet werden. Das Ergebnis zeigt Abbildung A 2.13.

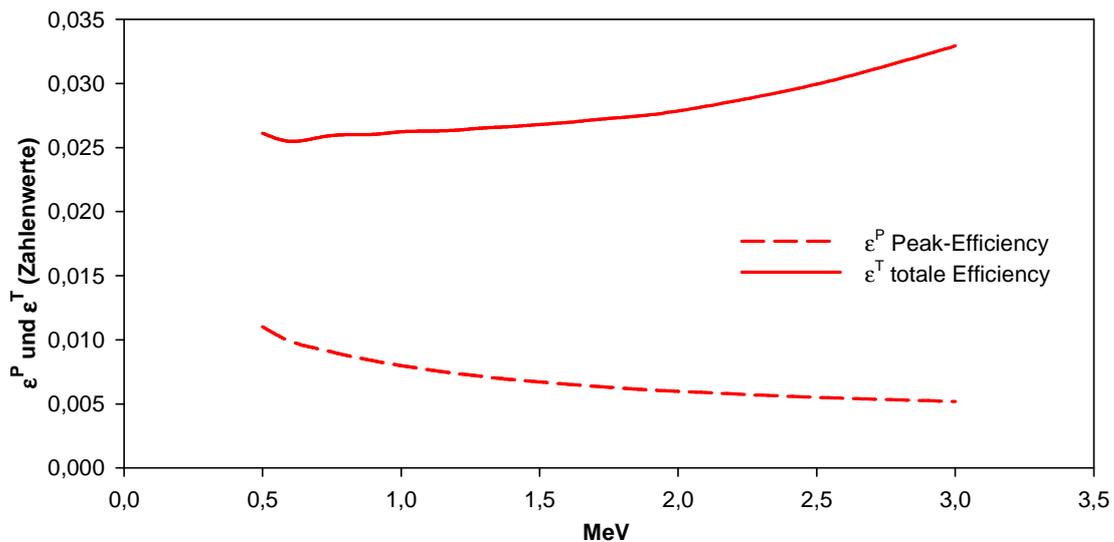
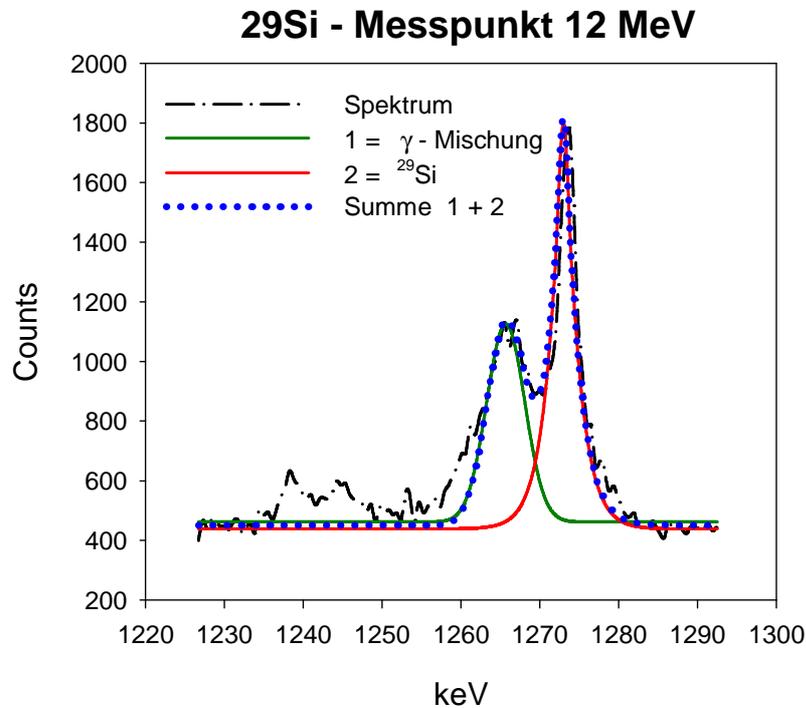


Abb. A 2.13 ϵ^T und ϵ^P . Der Wert ϵ^T ist aus Gleichung (20) von [47] berechnet

Die gesamte Korrekturrechnung wurde in den Computer-Code zur Ermittlung der β -Faktoren integriert. Angaben zu diesem Code befinden sich im Anhang C C-2.

Methode der Peaktrennung

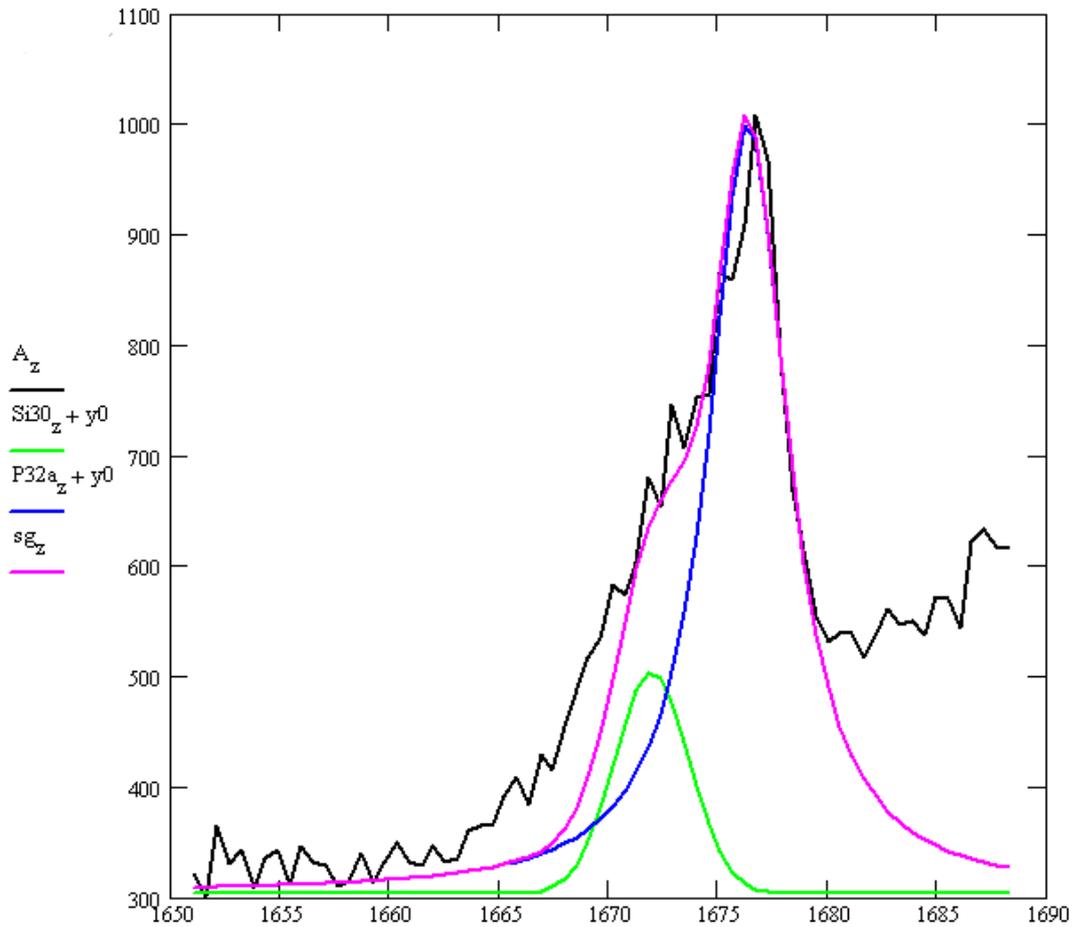
^{29}Si bei 1273 keV und ^{31}P bei 1266 keV (und Andere)



Die Einzelpeaks werden angefitet. Dann werden ihre Counts-Werte etwas korrigiert, bis ihre Summe eine möglichst gute Übereinstimmung mit dem Spektrumprofil ergibt. Diese Art der Peaktrennung kann mit SigPlot durchgeführt werden.

Der Fehler der Peakfläche kann bei diesem Verfahren nur geschätzt werden. Auf Grund des starken Einflusses anderer γ -Emissionen scheinen automatische Verfahren über Peakanalyse-Programme jedoch nicht sinnvoll. Die so gewonnen gefitteten Peaks wurden mit dem Programm Wiruk+ [41] ausgewertet. Zu dem, durch dieses Programm ermittelten statistischen Unsicherheiten wurde noch ein, auf Schätzung beruhender, Unsicherheitsanteil hinzu gerechnet.

Beispiel der Peaktrennung von ^{32}P bei 1676 keV aus $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ bei 11 MeV im Elab



Die Auftrennung des Peaks erfolgte nach dieser grafischen Methode, da eine Auftrennung, nach den, sich aus der Theorie ergebenden Häufigkeiten der einzelnen ER, nicht möglich ist. Eine, nach theoretischer Häufigkeit, durchgeführte Trennung verwenden Thomas et al. [1]. Allerdings ist dafür die Entstehung der ER aus einem CN notwendig. Dies ist aber bei $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nicht gegeben, da die ER ^{30}Si und ^{28}Al auch aus Direktreaktionen und break-up entstehen können.

Problematik von $\sigma^{26}\text{Mg}/\sigma\text{CF}$ und von $\sigma^{32}\text{P}$ bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$

Die $\sigma^{26}\text{Mg}$ Problematik

Der Wirkungsquerschnitt für die Entstehung von ^{26}Mg in der angegebenen Größe (hellblaue Kurve) erscheint merkwürdig. Insbesondere der Relationswert bei der höchsten Energie ist 5 mal höher als von EMPIRE [38] vorhergesagt, Auch entspricht die Form der Kurve in keiner Weise der Modellrechnung. Eine direkte Rückfrage bei den Autoren konnte bei der 25 Jahre alten Arbeit von [1] nicht durchgeführt werden. Dies bedingte zusätzliche Überlegungen zu den Daten von ^{26}Mg aus $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$.

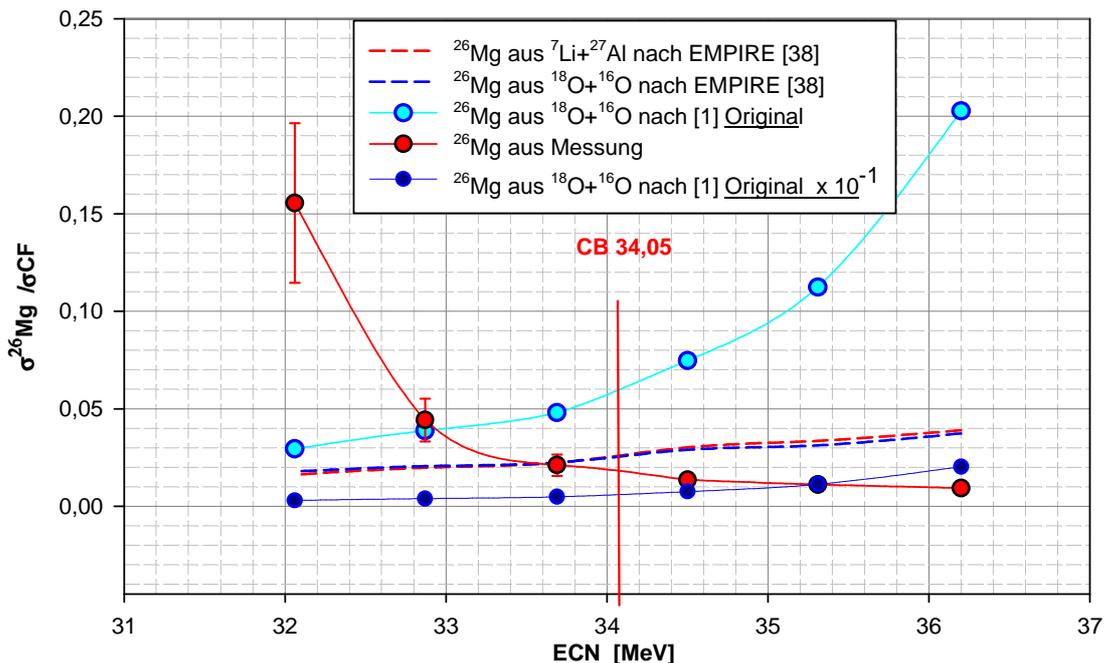


Abb. A A-9.1 $\sigma^{26}\text{Mg}$ mit einer korrigierten Version von $\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ nach Ref. [1]

In der Publikation von [1] sind bei manchen Kurven Multiplikationsfaktoren angegeben ($\times 10$, $\times 100$; $\div 10$; $\div 100$). Bei ^{26}Mg fehlt eine solche Angabe. Rechnet man die Daten jedoch mit einem Faktor 10^{-1} ergibt sich die dunkelblaue Kurve. Diese liegt zwar etwas tiefer als die Modellrechnung, stimmt aber sonst mit dieser gut überein.

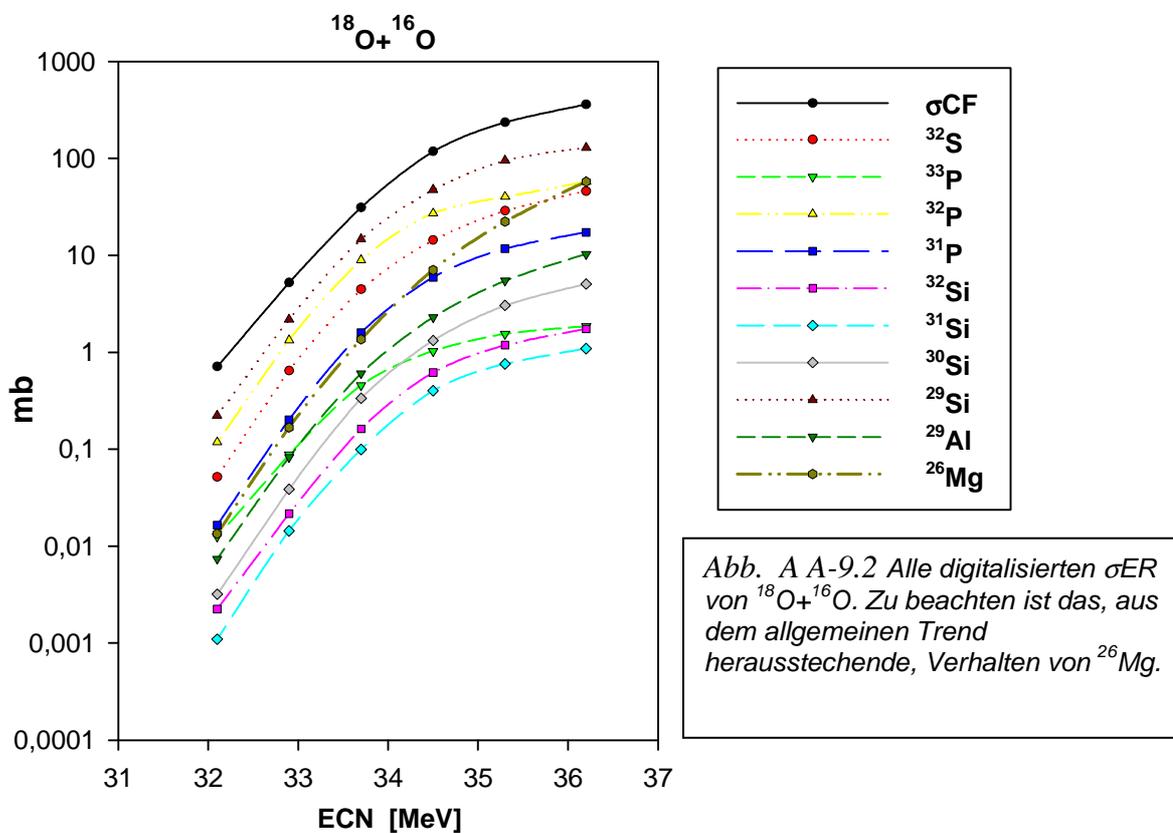
Auch wenn man die durch das Digitalisieren hervorgerufenen Ungenauigkeiten berücksichtigt, scheint die Summe der σER zu hoch. Jedenfalls ist sie teilweise um 10% höher als der publizierte σCF . Da nicht alle σER bei der Summierung berücksichtigt werden können, sollte die Summe der σER ein wenig kleiner sein als σCF , darf den σCF jedoch keinesfalls übersteigen. Das kann aber bedeuten, dass zumindest ein partieller Wirkungsquerschnitt anders war, als im Diagramm dargestellt. In Verdacht ist dabei $\sigma^{26}\text{Mg}$. Eine Möglichkeit wäre ein Druckfehler des im Graphenbild von $\sigma^{26}\text{Mg}$ angegebenen Multiplikationsfaktors.

Ecm 18O	$\sigma_{\text{fus-NRV}}$	^{32}S	^{33}P	^{32}P	^{31}P	^{32}Si	^{31}Si	^{30}Si	^{29}Si	^{29}Al	^{26}Mg	Summe	% zu hoch
11.69	303	46	1.84	59	17	1.74	1.09	5.1	129	10.3	57	328	8.4
10.89	206	29	1.55	42	11.7	1.18	0.76	3.04	95	5.5	22	212	2.7
10.08	99	14	1.03	27	5.9	0.62	0.40	1.32	47	2.29	7.1	108	9.5
9.43	30	4.44	0.46	9.0	1.59	0.16	0.10	0.33	14.7	0.60	1.36	33	10.6
8.51	4.8	0.64	0.088	1.50	0.20	0.022	0.014	0.038	2.19	0.083	0.17	4.9	4.0
7.65	0.48	0.052	0.013	0.14	0.017	0.002	0.001	0.003	0.22	0.007	0.013	0.47	-1.2

Tabelle der Original-Daten von Thomas et al. [1]

Ecm 18O	$\sigma_{\text{fus-NRV}}$	^{32}S	^{33}P	^{32}P	^{31}P	^{32}Si	^{31}Si	^{30}Si	^{29}Si	^{29}Al	^{26}Mg	Summe	% zu hoch
11.69	303	46	1.84	59	17	1.74	1.09	5.1	129	10.3	6	277	-8.7
10.89	206	29	1.55	42	11.7	1.18	0.76	3.04	95	5.5	2	192	-7.0
10.08	99	14	1.03	27	5.9	0.62	0.40	1.32	47	2.29	0.7	102	3.0
9.43	30	4.44	0.46	9.0	1.59	0.16	0.10	0.33	14.7	0.60	0.14	32	6.5
8.51	4.8	0.64	0.088	1.50	0.20	0.022	0.014	0.038	2.19	0.083	0.02	4.8	0.9
7.65	0.48	0.052	0.013	0.14	0.017	0.002	0.001	0.003	0.22	0.007	0.001	0.46	-3.7

Tabelle beinhaltet den korrigierten Wert von ^{26}Mg und die daraus resultierende Summenänderung der partiellen Wirkungsquerschnitte.



Die $\sigma^{32}\text{P}/\sigma\text{CF}$ Problematik

Das Verhältnis $\sigma^{32}\text{P}/\sigma\text{CF}$ liegt, wie in Abbildung A 3.7 (S 46) gezeigt, bei den hohen Energien zu niedrig und auch außerhalb der Unsicherheitsgrenzen. Geht man von der Annahme aus, dass bei $\sigma^{26}\text{Mg}$ tatsächlich ein Fehler in der oben beschriebenen Art vorliegt und das sich dieser Fehler auch beim Summieren der σER zum σCF auswirkt, dann kann man σCF von $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ um diese Größe korrigieren und erhält so für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ ein σCF welches für alle Messpunkte innerhalb der Unsicherheitsgrenzen liegt. Diese korrigierten Werte sind in der Abbildung A 3.7 zusätzlich eingezeichnet.

Ein weiterer Ansatz die Differenz zwischen dem statistischen Modell nach EMPIRE [38] und den Daten nach Ref. [1] für $\sigma^{32}\text{P}/\sigma\text{CF}$ zu erklären liegt bei den Daten von σCF .

Für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ existieren keine anderen Messungen mit denen die Daten verglichen werden könnten. Es gibt jedoch Messdaten verschiedener Autoren für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ welche im gleichen Energiebereich ausgeführt wurden, wie die Messungen von Thomas et al. [1] für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$. Diese zusätzlichen Messungen stammen von [69 -73].

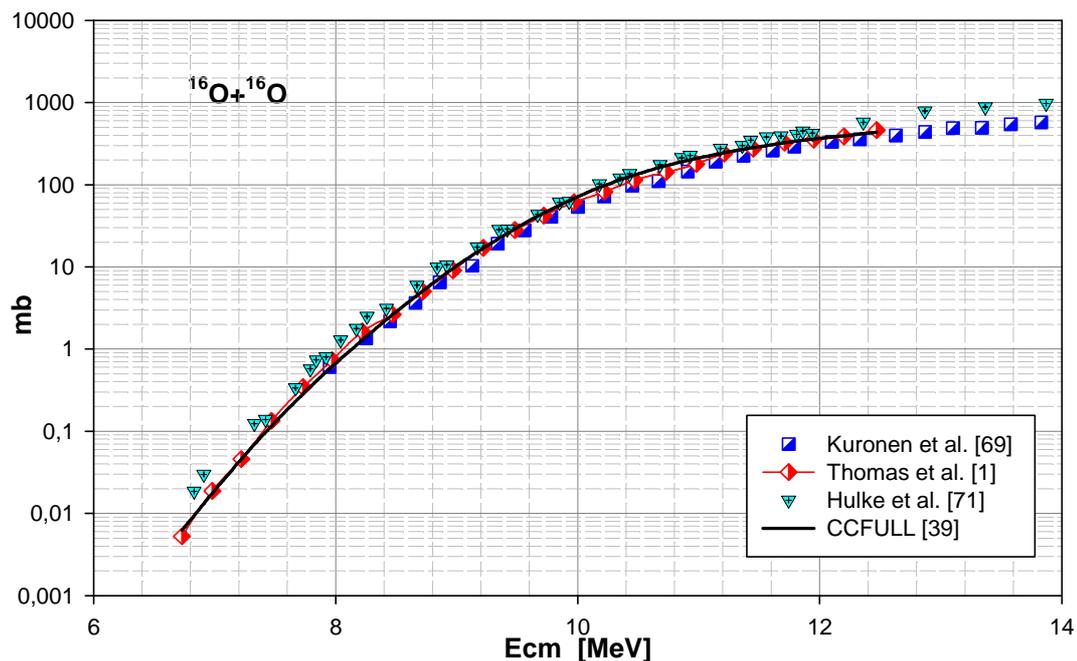


Abb A A-9.3 Messdaten verschiedener Autoren [1, 69-73] für σCF von $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$

Diese Datensätze stimmen bis auf die Daten von Ref. [70] und Rf.[72] mit dem Datensatz von Ref. [1] gut überein und lassen sich auch mit CCFULL [39] ohne n-Transfer modellieren. Setzt man für alle Datensätze ähnliche Unsicherheitsgrenzen voraus, so stimmen sie im Energiebereich 10-13 MeV innerhalb dieser Grenzen nicht überein (siehe Abbildung A-9.4).

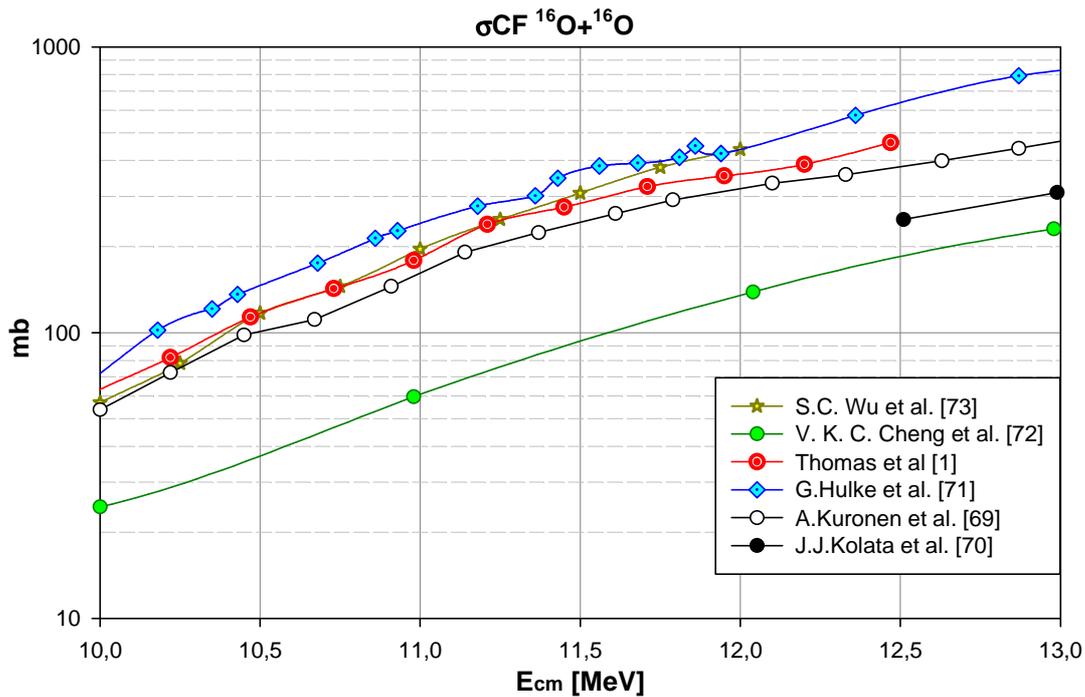


Abb A A-9.4 Ausschnitt aus den Messdaten verschiedener Autoren [1, 69-73] für σ_{CF} von $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ im problematischen Bereich von 10-13 MeV

Bei Thomas et al. [1] wird die Unsicherheit von σ_{CF} für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ mit $\sim\pm 5\%$ für den Peak bei hohen Energien und ein Systematischer Fehler von $\sim\pm 5\%$ angegeben. Beide zusammen sind nicht groß genug um die Differenz zum theoretischen Modell für $\sigma^{32}\text{P}/\sigma_{CF}$ zu erklären. Die Unterschiede sind größer als der Unsicherheitsbereich der für $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ angegeben ist. Auf Grund des Vergleiches mit anderen Messergebnissen erscheint es daher durchaus möglich, dass die wahre Unsicherheit doch ein wenig größer, oder zu höheren Werten hin verschoben ist. Dadurch würden sich auch die Relationswerte von ^{32}P in Abbildung A 3.7 für die beiden höchsten Energien etwas verschieben.

Da aber dieses Problem für die Aussagen dieser Arbeit nicht von ausschlaggebender Bedeutung ist, wurden keine weiteren Konsequenzen gezogen und die Originaldaten von Thomas et al. [1] verwendet.

Problematik von σ_{CF} und von $\sigma^{28}Al$ bei $^{17}O+^{16}O$

Die σ_{CF} Problematik

Die Anregungsfunktion von $^{17}O + ^{16}O$ kann bei Energien von unter 8 MeV im E_{cm} durch eine Coupled-Channel-Rechnung nicht wiedergegeben werden. Ein simples one-dimensional barrier model liefert scheinbar bessere, aber keine zufrieden stellenden Ergebnisse. Auch ist bekannt, dass ein einfaches Modell Kernreaktionen unterhalb der CB nur unzureichend nachbildet. Für $^{17}O+^{16}O$ und auch für $^{18}O+^{16}O$ existieren keine weiteren Datensätze, die zum Vergleich herangezogen werden könnten. Sehr wohl aber für $^{16}O+^{16}O$. Dabei zeigt sich, dass ein Coupled-Channel Rechnung (CCFULL [39]; NRV [40]), auch ohne Kopplung an zusätzliche Transfer-Kanäle, diese Kernreaktion gut wiedergibt (siehe Abbildung A A-10.1).

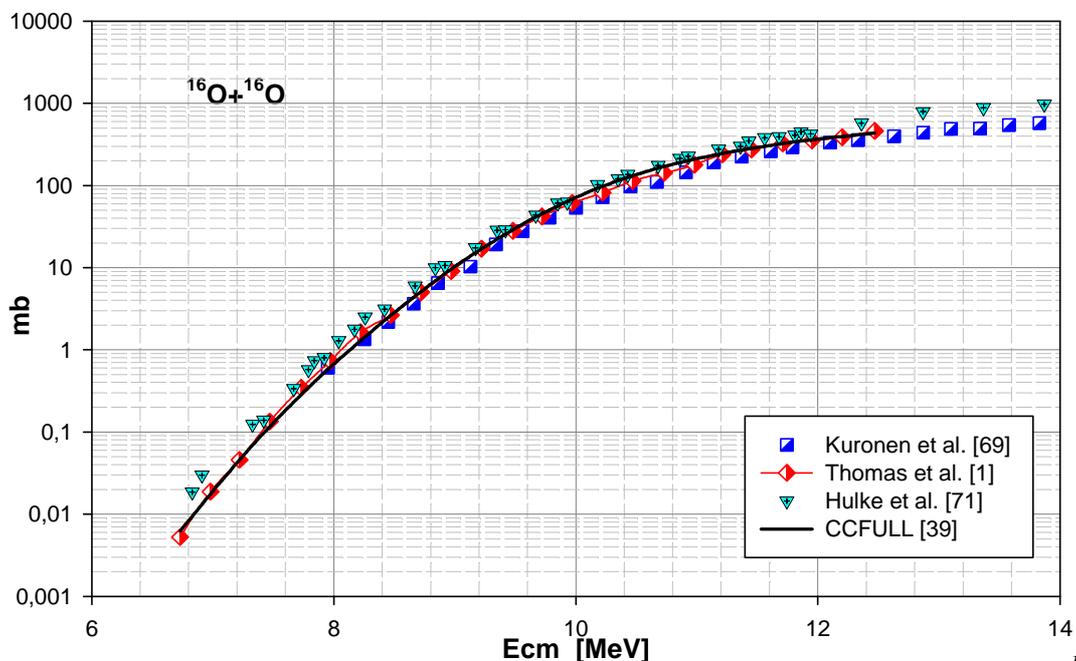


Abb. A-10.1 (ident A-9.3) Die Grafik zeigt die Messdaten verschiedener Autoren von $^{16}O+^{16}O$. Die schwarze Kurve ist das Ergebnis einer Modellrechnung mit CCFULL ohne einen zusätzlichen Transferkanal. (NRV liefert ein identes Ergebnis).

AP	ZP	AT	ZT		RP	IVBROTP	RT	IVBROTT		E2T	BETA2T	BETA4T	NROTT		VO	RO	AO		RMAX	DR
16	8	16	8		1.22	0	1.22	-1		3-	6,917	0.364	2		50	1.2	0.6		16	0.1

Tab T A-10.1: Parametrisierung von CCFULL [39] unter Verwendung eines WS surface Potential. Eine Liste der Bezeichnungen befindet sich im Anhang A. A-1).

Bei einer Reaktion der doppelt magischen Kerne $^{16}O+^{16}O$ kann am ehesten angenommen werden, dass es sich um eine reine Compound-Reaktion handelt. Es wird daher in dieser Arbeit davon

ausgegangen, dass der Coupled Channel Code CCFULL [39] Compound-Reaktionen sehr gut wiedergibt, zusätzliche Transfer- und break-up Reaktionen und auch Koheränzeffekte, bei denen der CF unterhalb der CB angehoben wird, aber ohne die Option „zusätzlicher n-Transfer“ nicht darstellen kann (siehe **Dasgupta et al. (2004)** [4] **Tripathi et al. (2002)** [7]). Daraus resultiert die Abweichung der Modellrechnung von den Messdaten. Der Effekt ist bei $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ deutlich zu sehen. Bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ ist dieser Effekt zwar ebenfalls zu sehen, aber bedeutend schwächer, sodass in erster Näherung für die Vergleiche mit $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nur eine Compound-Reaktion angenommen wurde. (siehe Abbildung A A-10.2)

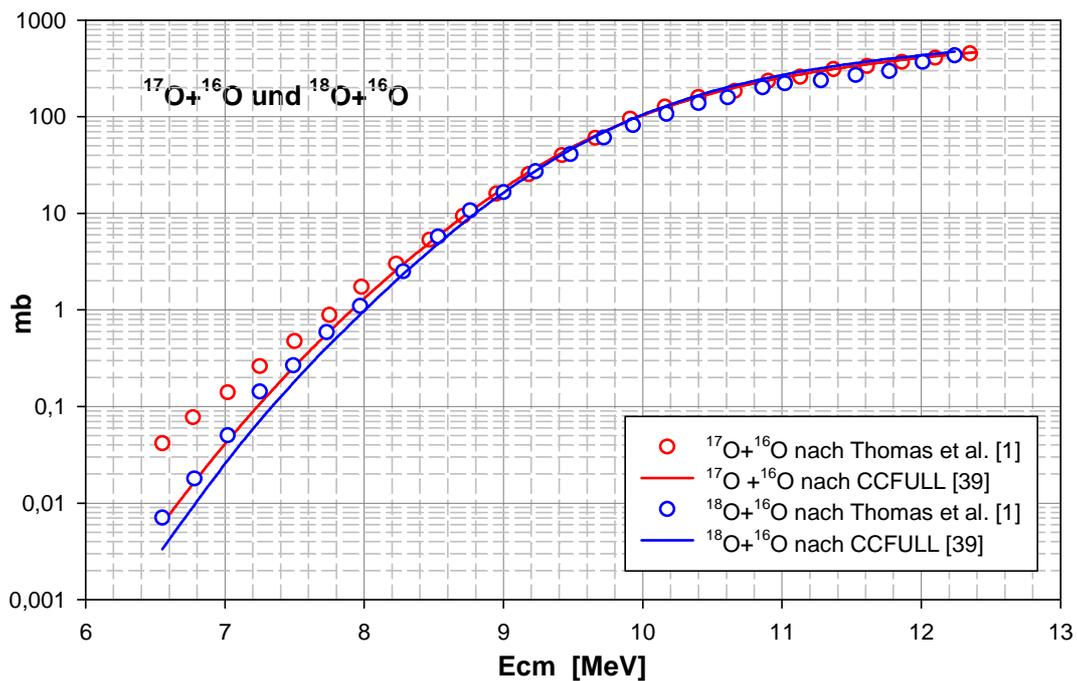


Abb. A-10.2 Die Grafik zeigt die Messdaten von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ im Vergleich zu einer Modellrechnung mit CCFULL ohne einen zusätzlichen Transferkanal. (NRV liefert ein identes Ergebnis).

	AP	ZP	AT	ZT		RP	IVBROTP	RT	IVBROTT		E2T	BETA2T	BETA4T	NROTT		VO	RO	AO
^{17}O	17	8	16	8		1.22	0	1.22	-1		3-	6,917	0.364	2		50	1.2	0.6
^{18}O	18	8	16	8		1.22	0	1.22	-1		3-	6,917	0.364	2		50	1.2	0.6

Tabelle T A-10.2 Parametrisierung von CCFULL [39] unter Verwendung eines WS surface Potential. Eine Liste der Bezeichnungen befindet sich im Anhang A. A-1).

Für diese Arbeit ist jedoch der Unterschied zwischen einer Compound-Reaktion und anderen Reaktionsmechanismen von Interesse, speziell bei niedrigen Energien unterhalb der CB.

Bei den Vergleichen der σ_{ER} nach $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ mit jenen von $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$ wurde daher für die ER der

Sauerstoffreaktion ihr überwiegendes Entstehen aus dem CN angenommen. (siehe dazu auch den Anhang A A-9 über die ^{26}Mg Problematik bei $^{18}\text{O}+^{16}\text{O}$).

Für $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ kann die Entstehung der ER nur aus dem CN jedoch so nicht mehr angenommen werden. Bereits die Summierung der σ_{ER} nach [1] in Tabelle T A-10.2 zeigt dies auf.

^{17}O				^{16}O			
Ecm MeV	σ_{CF} nach [1] (mb)	Summe σ_{ER} nach [1] (mb)	Summe σ_{ER} in % von σ_{CF}	Ecm MeV	σ_{CF} nach [1] (mb)	Summe σ_{ER} nach [1] (mb)	Summe σ_{ER} in % von σ_{CF}
11.75	353	379	107	11.95	353	338	96
10.94	239	240	100	10.98	179	169	95
10.14	123	105	85	10.22	82	75	92
9.33	34	32	94	9.48	28	25	92
8.51	6.01	5.79	96	8.48	2.64	2.35	89
7.7	0.8	0.9	112	7.48	0.13	0.12	86
6.88	0.11	0.19	176				

Tab. T A-10.3 Werte des σ_{CF} von $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ von Thomas et al. [1] im Vergleich

Es wurde daher der Vergleich zwischen den partiellen Querschnitten der Reaktionen $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ nur insofern gezogen, als das schwach gebundene Projektil ^6Li noch leichter zu Aufbruch-Reaktionen neigen sollte als das stärker gebundene ^{17}O . Daher müsste sich aus dem Vergleich der beiden Reaktionen eine gewisse Vorstellung über das Verhalten von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ herleiten lassen.

Das $\sigma^{28}\text{Al}$ Problem und seine Auswirkung auf σ_{CF} bei $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$

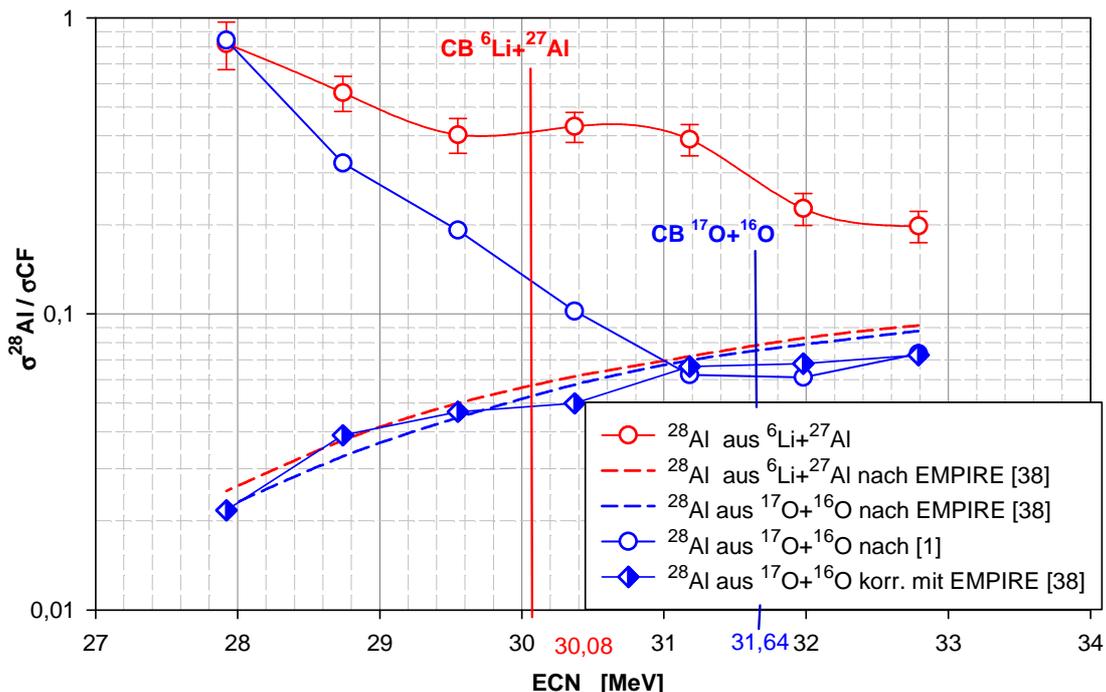


Abb. A A-10.3 $\sigma^{28}\text{Al} / \sigma_{\text{CF}}$ von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ und $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ im Vergleich

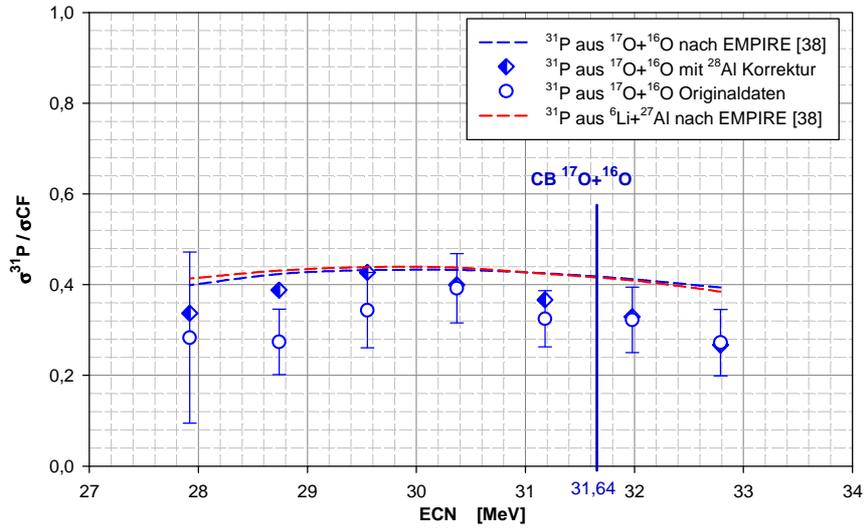
Das in Abbildung A-10.3 gezeigte Verhältnis von $\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ aus $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ stimmt mit der statistischen Modellrechnung nach EMPIRE [38] unterhalb der CB nicht überein. Die starke Zunahme des $\sigma^{28}\text{Al}$ Anteiles am σCF scheint physikalisch nicht verständlich. Nimmt man die theoretischen Werte des Verhältnisses $\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ aus EMPIRE [38] für den Zerfall des $\text{CN } ^{33}\text{S}$ nach $^{17}\text{O}+^{16}\text{O}$ und normiert man dieses Verhältnis auf die Daten von $\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ nach Ref. [1] oberhalb der CB so ergibt sich die mit den blauen Rauten dargestellte Datenreihe. Dies hat Rückwirkungen auf den, durch summieren ermittelten σCF . (Siehe untenstehende Tabellen T A-10.4 und T A-10.5 und Kopie von Abbildung A 3.35).

σCF original	$\sigma^{28}\text{Al}$ original	$\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ original	$\sigma^{28}\text{Al}/\sigma\text{CF}$ EMPIRE	$\sigma^{28}\text{Al} / (\sigma\text{CF} \times 1,2)$	$\sigma^{28}\text{Al}$ korrigiert	σCF neu summiert
353	26	0.073	0.0875	0.073	26	354
239	15	0.061	0.0787	0.066	16	231
1240	7.7	0.062	0.0697	0.058	7.2	108
35	3.53	0.102	0.0577	0.048	1.57	33
6.01	1.15	0.192	0.0446	0.037	0.19	4.79
0.8	0.26	0.324	0.033	0.027	0.0154	0.569

Tab. T A-10.4 Rechenschritte zur Korrektur der $\sigma^{28}\text{Al}$ und σCF Daten aus $^{17}\text{O}+^{18}\text{O}$ von [1]

$\sigma\text{CF}_{\text{orig}}$	$\sigma^{31}\text{P}$	$\sigma^{28}\text{Al}_{\text{orig}}$	$\sigma\text{CF}_{\text{korr}}$	$\sigma^{31}\text{P}$	$\sigma^{28}\text{Al}_{\text{korr}}$	$\sigma\text{CF}_{\text{korr}}/\sigma\text{CF}_{\text{orig}}$	$\sigma^{28}\text{Al}_{\text{korr}}/\sigma^{28}\text{Al}_{\text{orig}}$
353	96	26	354	96	26	1	0.99
239	77	15	231	77	16	0.97	1.07
123	40	7.7	108	40	7.2	0.87	0.93
34	14	3.53	33	14	1.7	0.96	0.47
6.01	2.06	1.15	4.79	2.06	0.22	0.8	0.19
0.8	0.22	0.26	0.57	0.22	0.02	0.71	0.08
0.11	0.03	0.09	0.09	0.03	0	0.85	0.02
				ratio	ratio		
	0.2722	0.0734		0.2712	0.0726		
	0.3225	0.0611		0.3342	0.068		
	0.3248	0.0623		0.3717	0.0664		
	0.3919	0.1022		0.4071	0.0499		
	0.3436	0.1921		0.4315	0.0467		
	0.274	0.3236		0.388	0.0389		
	0.283	0.8407		0.3315	0.0217		

Tab. T A-10.5 Auflistung der Originaldaten von [1] und der Daten die sich aus der Korrektur von $\sigma^{28}\text{Al}$ nach EMPIRE [38] und einer Summierung aller σER ergeben.



Kopie von Abbildung A 3.35 Die Grafik zeigt $\sigma^{31}P/\sigma_{CF}$

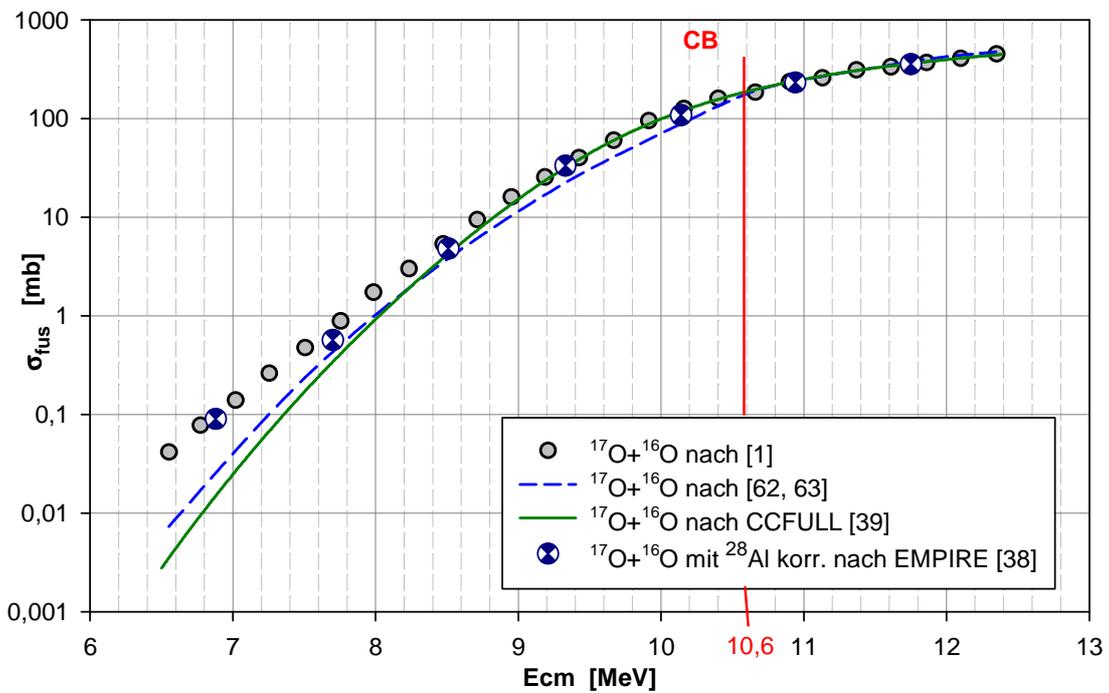


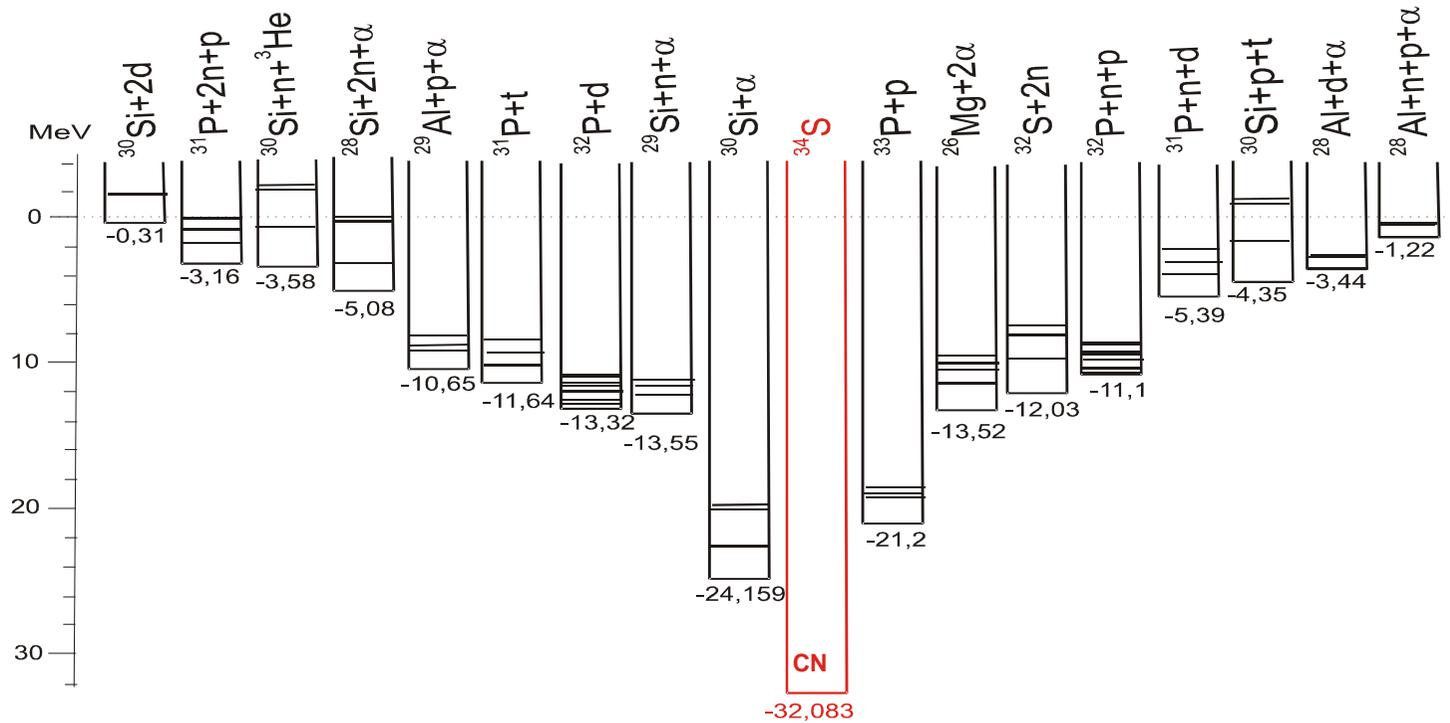
Abb. A A-10.4 Anregungsfunktion von $^{17}O+^{16}O$ nach der Korrektur von $\sigma^{28}Al$ (siehe Text).

Während die $\sigma^{28}Al$ Korrektur für das Verhältnis $\sigma^{31}P/\sigma_{CF}$ wegen der Änderungen von σ_{CF} bei niedrigen Energien zu einer deutlichen Verbesserung führt, bleibt die Anregungsfunktion von $^{17}O+^{16}O$ ohne zusätzlichen Transferkanal von CCFULL [39] bei den niedrigsten Energien nicht darstellbar. Da die $\sigma^{28}Al$ Korrektur eine rein spekulative Annahme ist wurden in der Arbeit für die Anregungsfunktion die Originaldaten aus der Datenbank von NRV [40] verwendet.

Inhalt Anhang B	
B 1	Schema Anregungsenergien ${}^7\text{Li}$
B 2	Schema Anregungsenergien ${}^6\text{Li}$
B 3	Spektren 13-10 MeV ${}^7\text{Li}$ prompt
B 4	Spektren 9-6 MeV ${}^7\text{Li}$ prompt
B 5	Spektren 13-10 MeV ${}^6\text{Li}$ prompt
B 6	Spektren 9-6 MeV ${}^6\text{Li}$ prompt
B 7	Spektren 13-10 MeV ${}^7\text{Li}$ verzögert
B 8	Spektren 9-6 MeV ${}^7\text{Li}$ verzögert
B 9	Spektren 13-10 MeV ${}^6\text{Li}$ verzögert
B 10	Spektren 9-6 MeV ${}^6\text{Li}$ verzögert
B 11	alpha-Energie-nach Pfeiffer [43]
B 12	Spinverteilung – ${}^6/7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ versus ${}^{17/18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$
B 13	Wirkungsquerschnitte EMPIRE ${}^7\text{Li}$
B 14	Wirkungsquerschnitte EMPIRE ${}^6\text{Li}$
B 15	Unsicherheiten

Anregung des Compoundkerns von ${}^7\text{Li}$

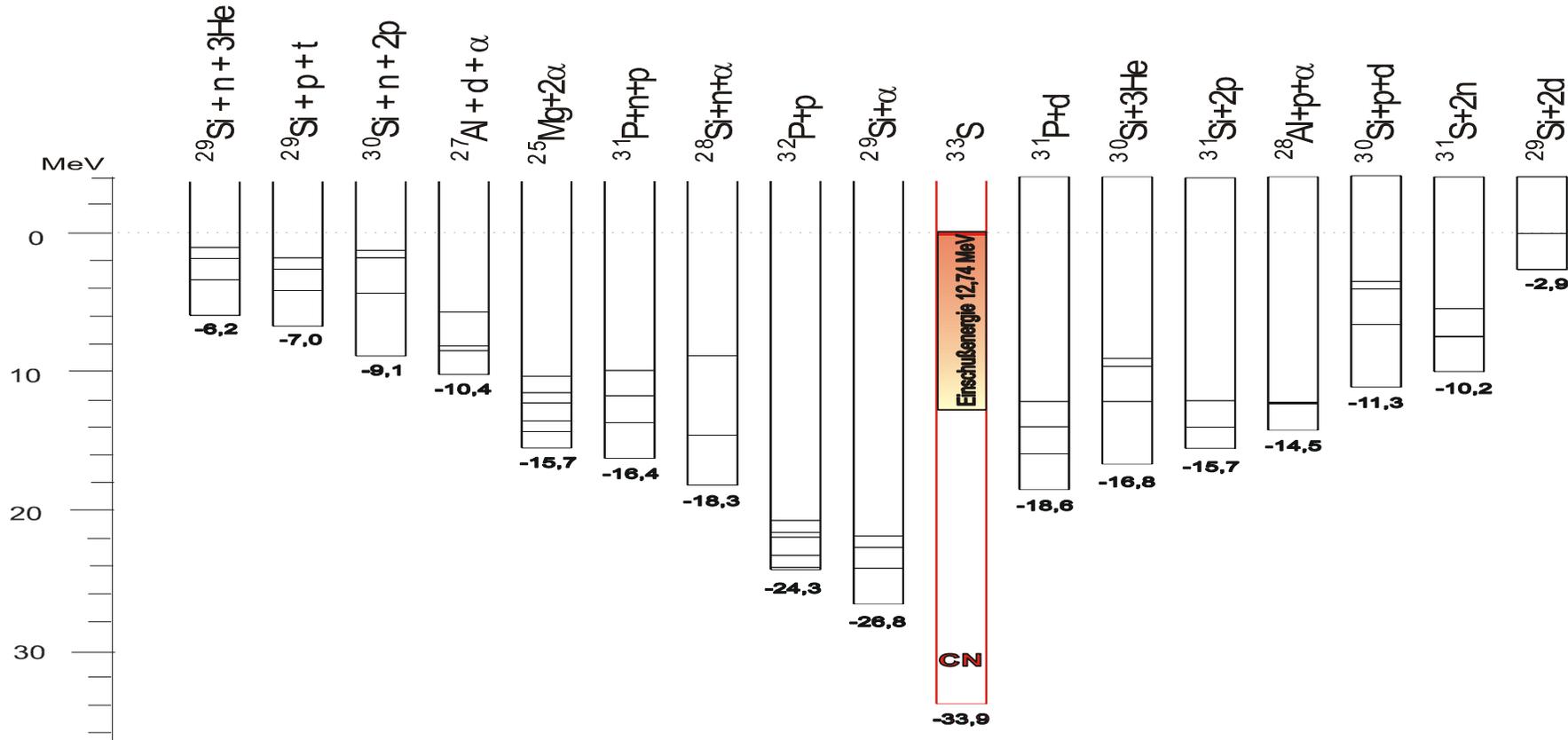
Der aus der Fusion von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ entstehende Compoundkern besitzt eine hohe Anregungsenergie. Sie besteht aus der Einschussenergie und der Reaktionsenergie (Q-Wert) im „center of mass“ System (cm-System).



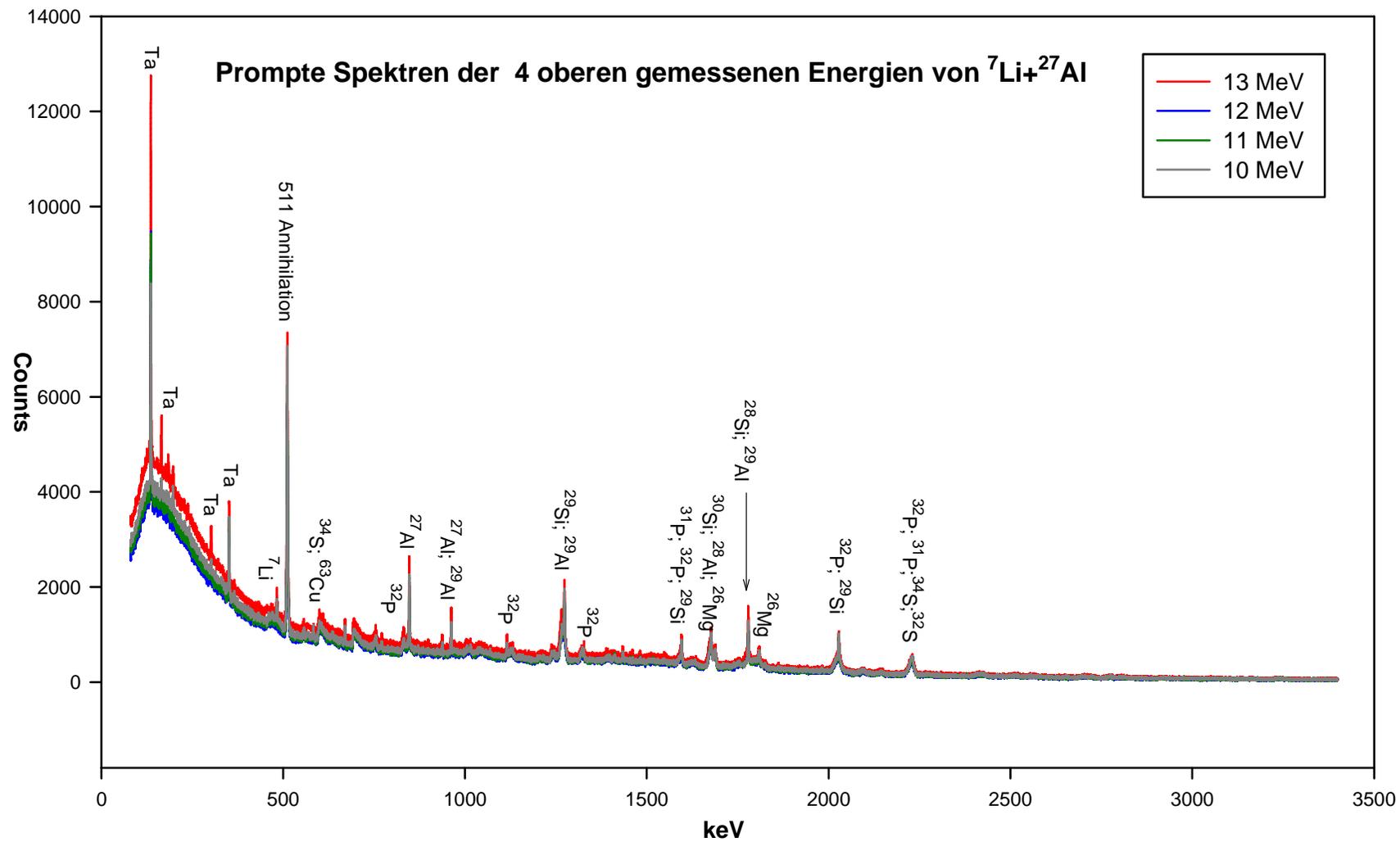
Restkerne nach dem CN ${}^{34}\text{S}$ bei der kleinsten Einschussenergie von $E_{\text{cm}} 4,45\text{MeV}$. Die Grafik zeigt ihre maximale Anregung und die Zahl der Energieniveaus, welche nach den Spektren als bevölkert angenommen werden können.

Anregung des Compoundkerns von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ und der Restkerne

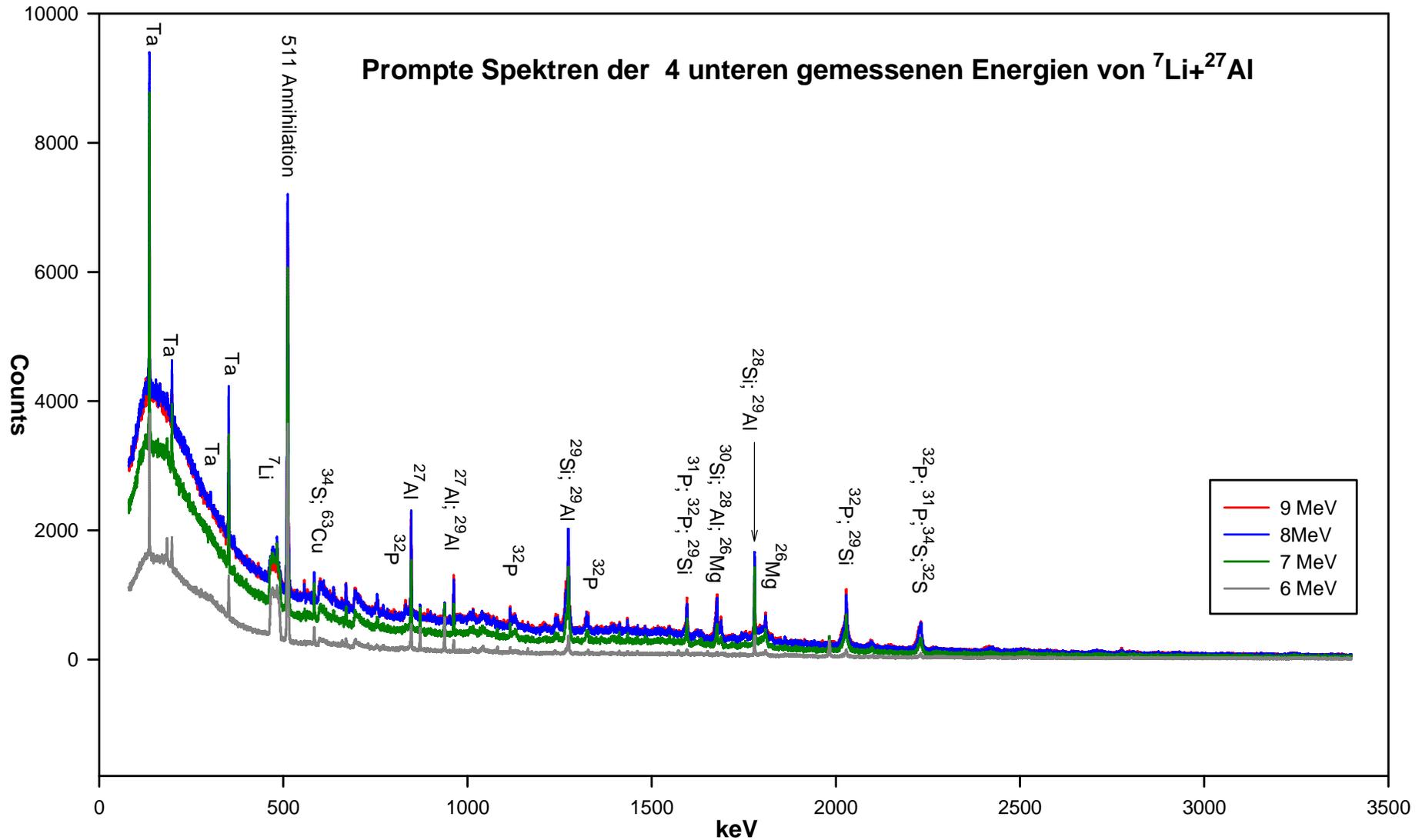
Der aus der Fusion von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ entstehende Compoundkern besitzt eine hohe Anregungsenergie. Sie besteht aus der Einschussenergie und der Reaktionsenergie (Q-Wert) im „center of mass“ System (cm-System).



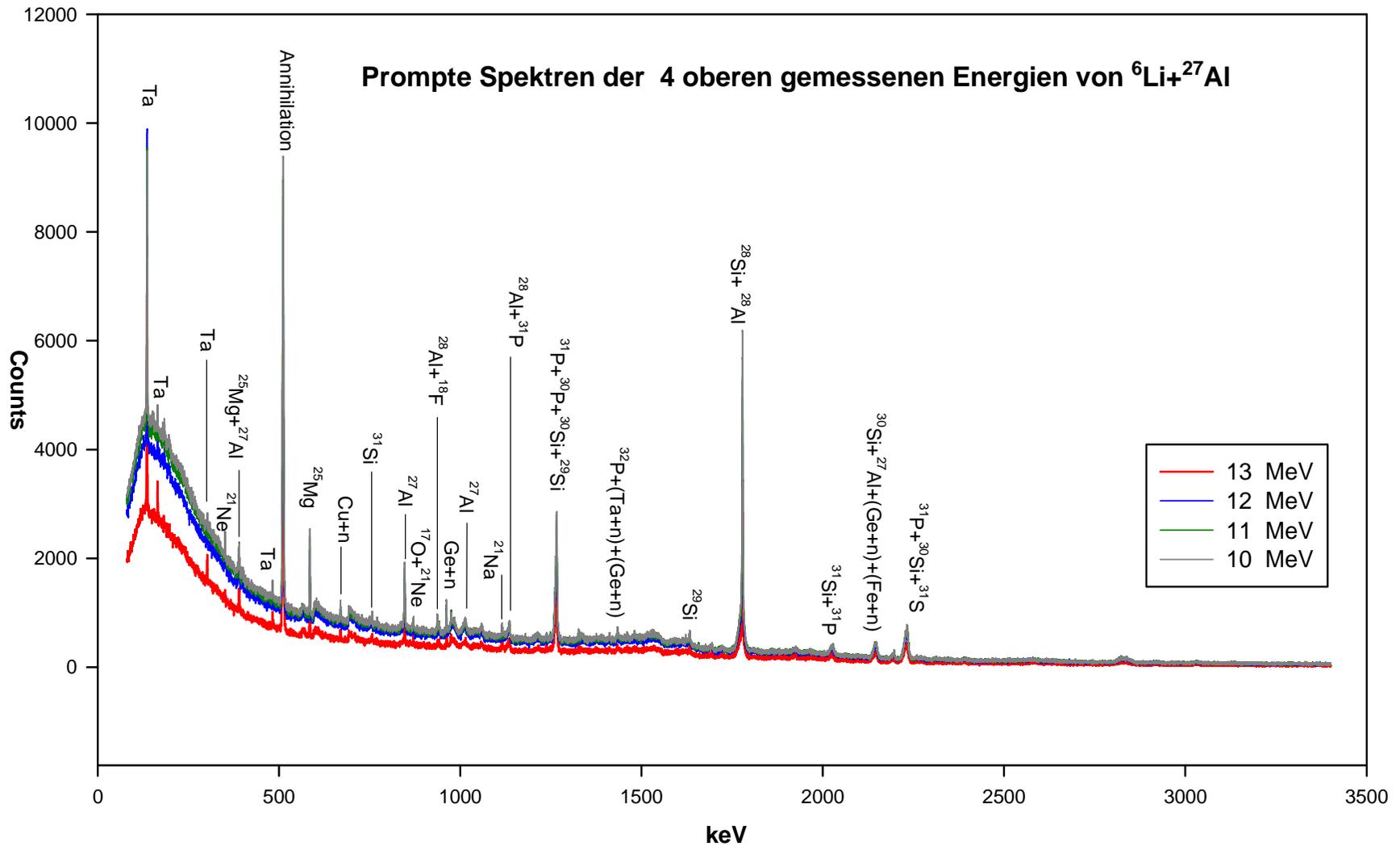
CN und Restkerne nach ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ bei einer effektiven Einschussenergie von 12,74 MeV. Die Grafik zeigt ihre maximale Anregung und die Zahl der Energieniveaus, welche nach den Spektren als bevölkert angenommen werden können.



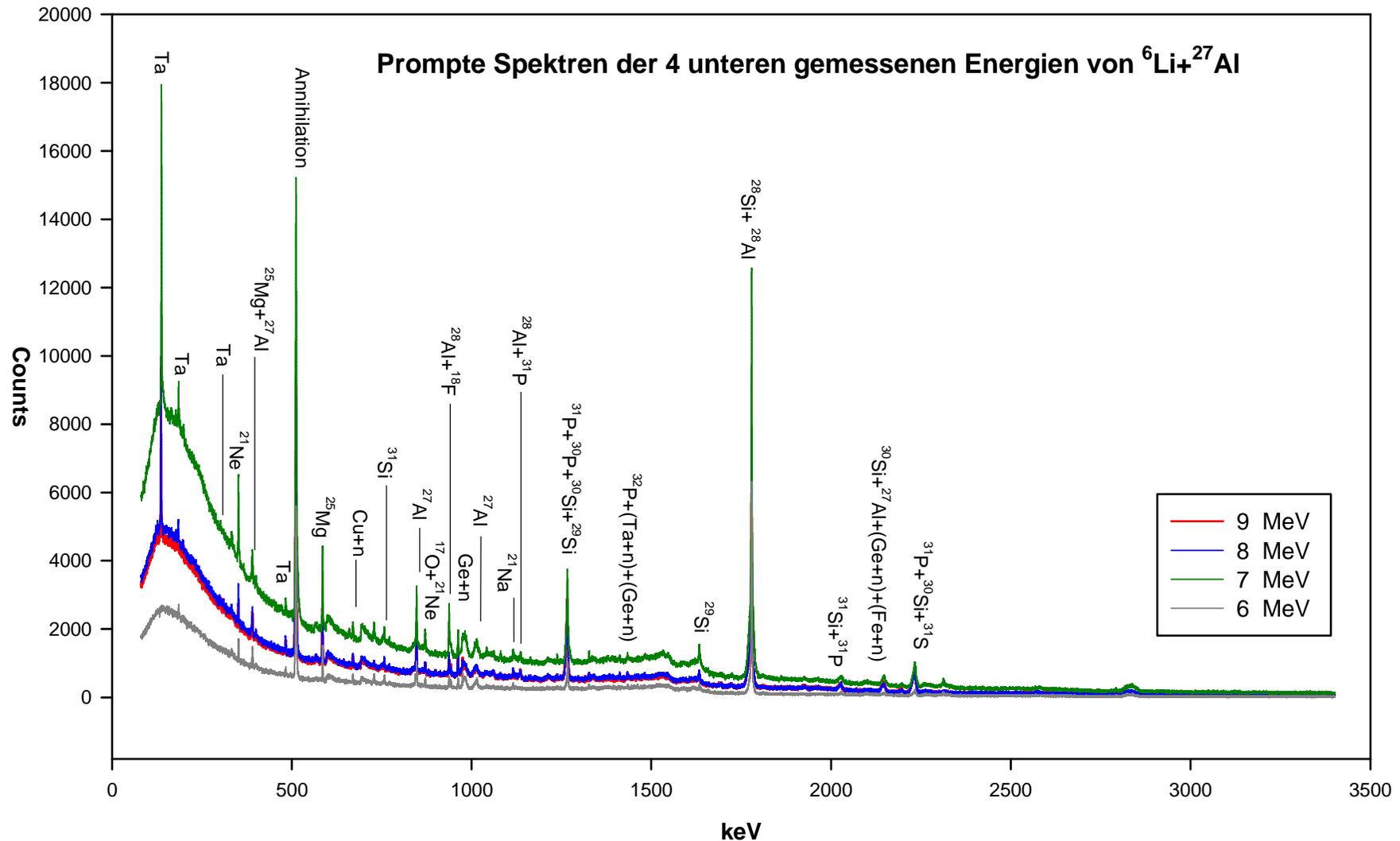
Spektren von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$. Die Position der Spektren ergibt sich aus den Projektil - Strömen. Zusätzliche Peaks stammen aus Reaktionen von ${}^7\text{Li}$ mit der Oxydhaut von Aluminium und von Neutronenreaktionen mit dem Umgebungsmaterial (Cu und Fe) sowie Detektormaterial Ge.



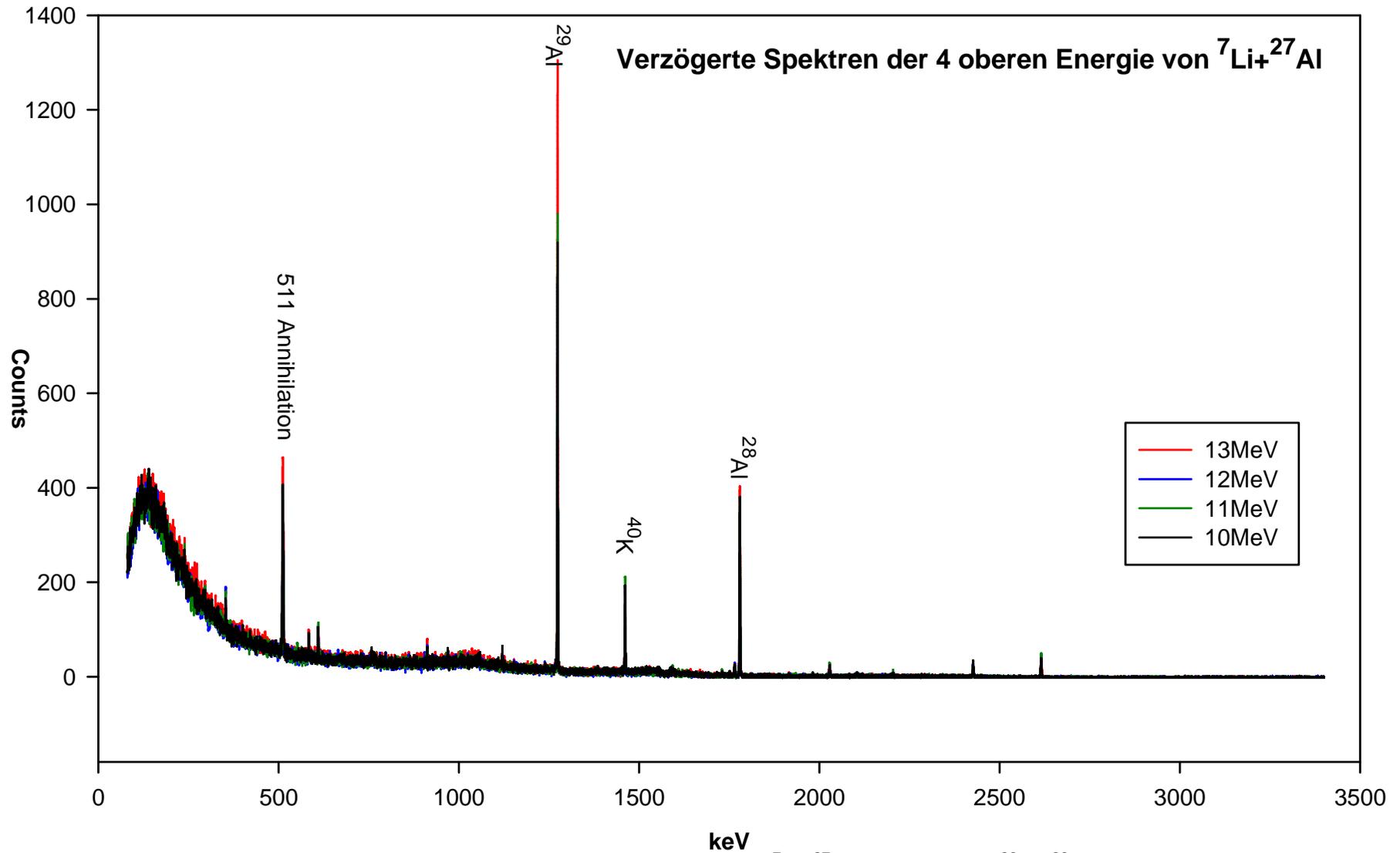
Spektren von ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$. Die Position der Spektren ergibt sich aus den Projektil - Strömen. Zusätzliche Peaks stammen aus Reaktionen von ${}^7\text{Li}$ mit der Oxydhaut von Aluminium und von Neutronenreaktionen mit dem Umgebungsmaterial (Cu und Fe) sowie Detektormaterial Ge.



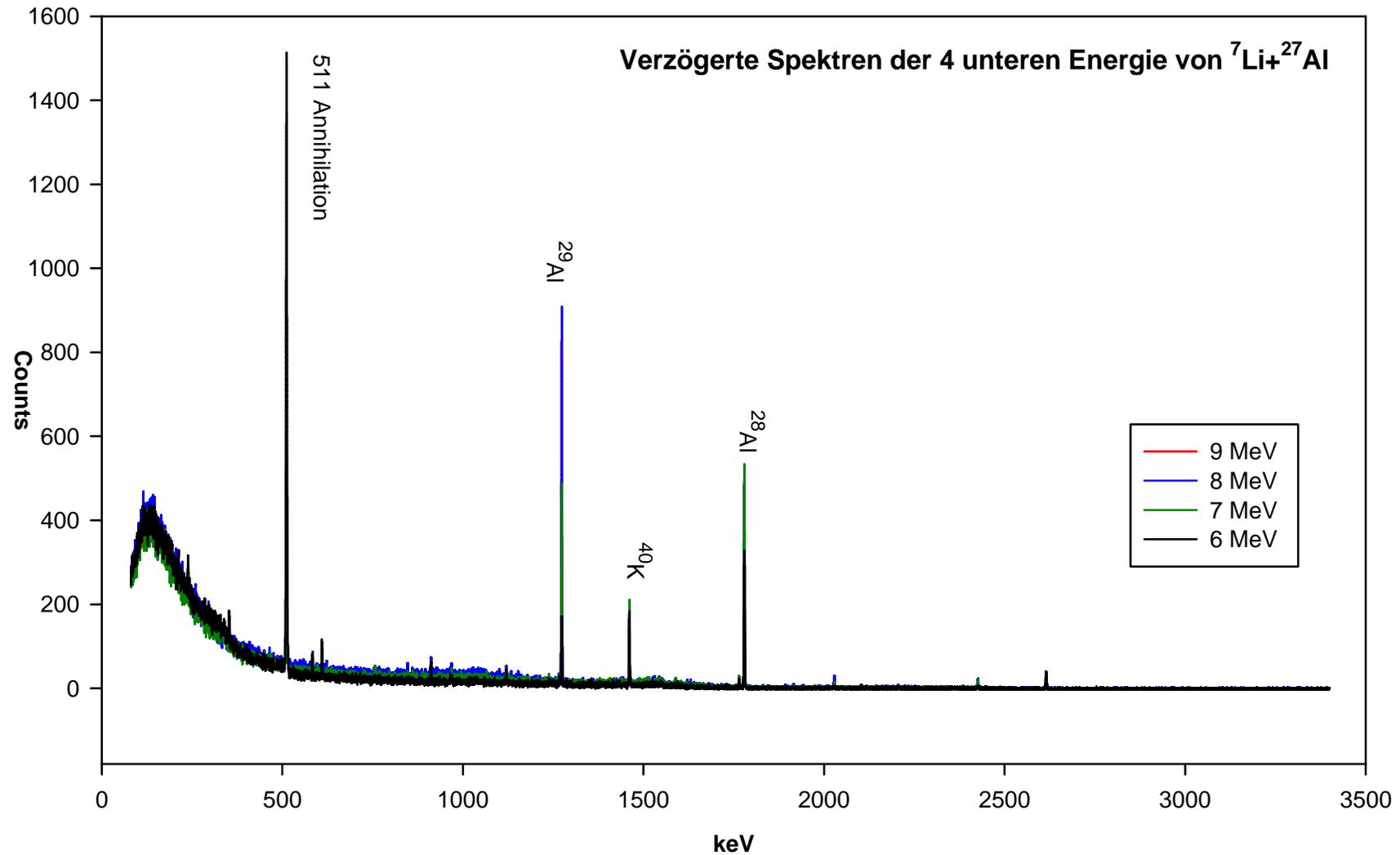
Prompte Spektren von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$. Die Position der Spektren ergibt sich aus den Projektil - Strömen. Zusätzliche Peaks stammen aus Reaktionen von ${}^6\text{Li}$ mit der Oxydhaut von Aluminium und von Neutronenreaktionen mit dem Umgebungsmaterial (Cu, Fe, Cr) sowie dem Detektormaterial Ge.



Prompte Spektren von ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$. Die Position der Spektren ergibt sich aus den Projektil - Strömen. Zusätzliche Peaks stammen aus Reaktionen von ${}^6\text{Li}$ mit der Oxydhaut von Aluminium und von Neutronenreaktionen mit dem Umgebungsmaterial (Cu ,Fe, Cr) sowie dem Detektormaterial Ge.

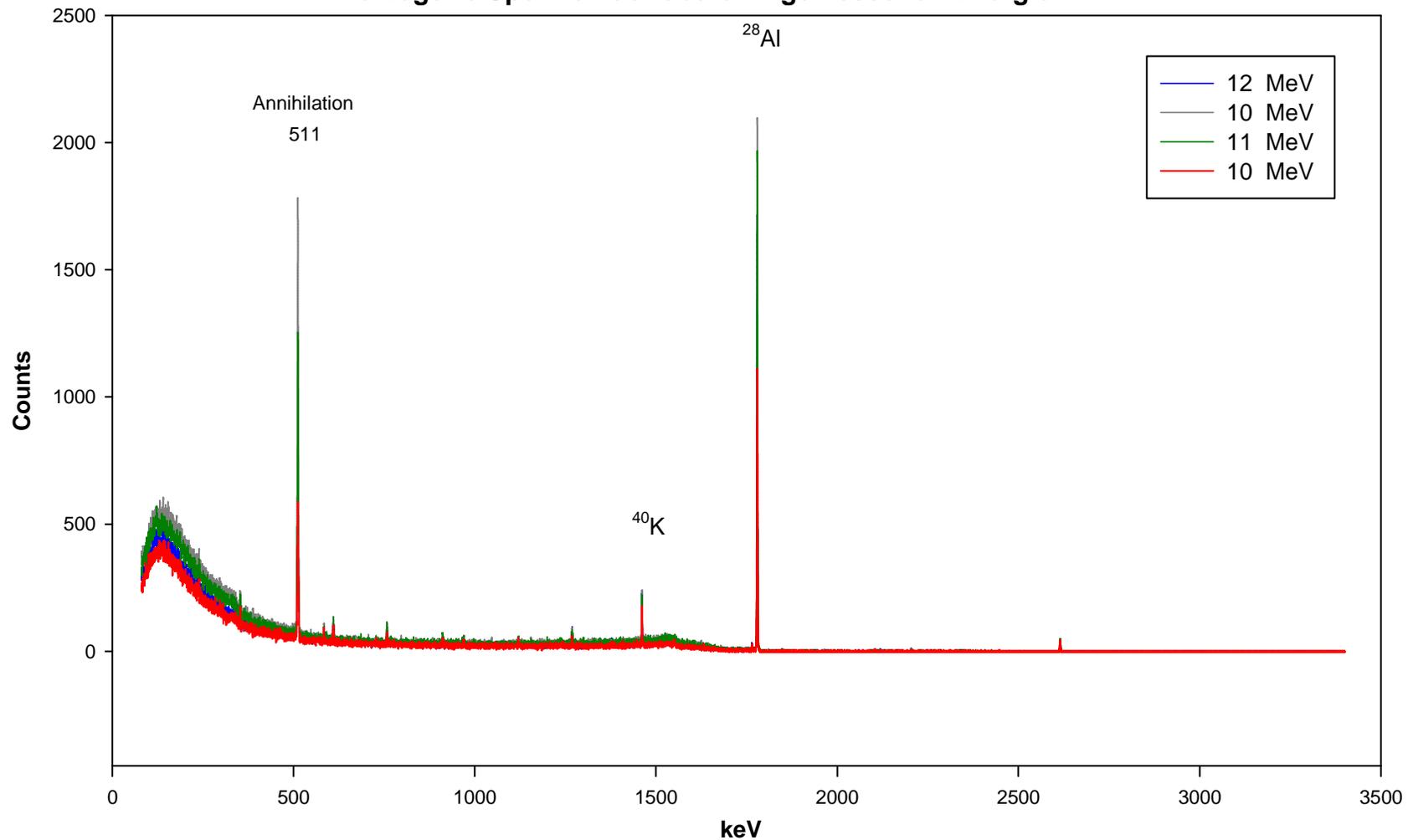


Die Position der Spektren ergibt sich aus den Projektile - Strömen. Aus ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ stammen nur ${}^{28}\text{Al}$, ${}^{29}\text{Al}$ und der Annihilationspeak.
 Alle übrigen Peaks (zB. ${}^{40}\text{K}$) kommen aus dem natürlichen Hintergrund



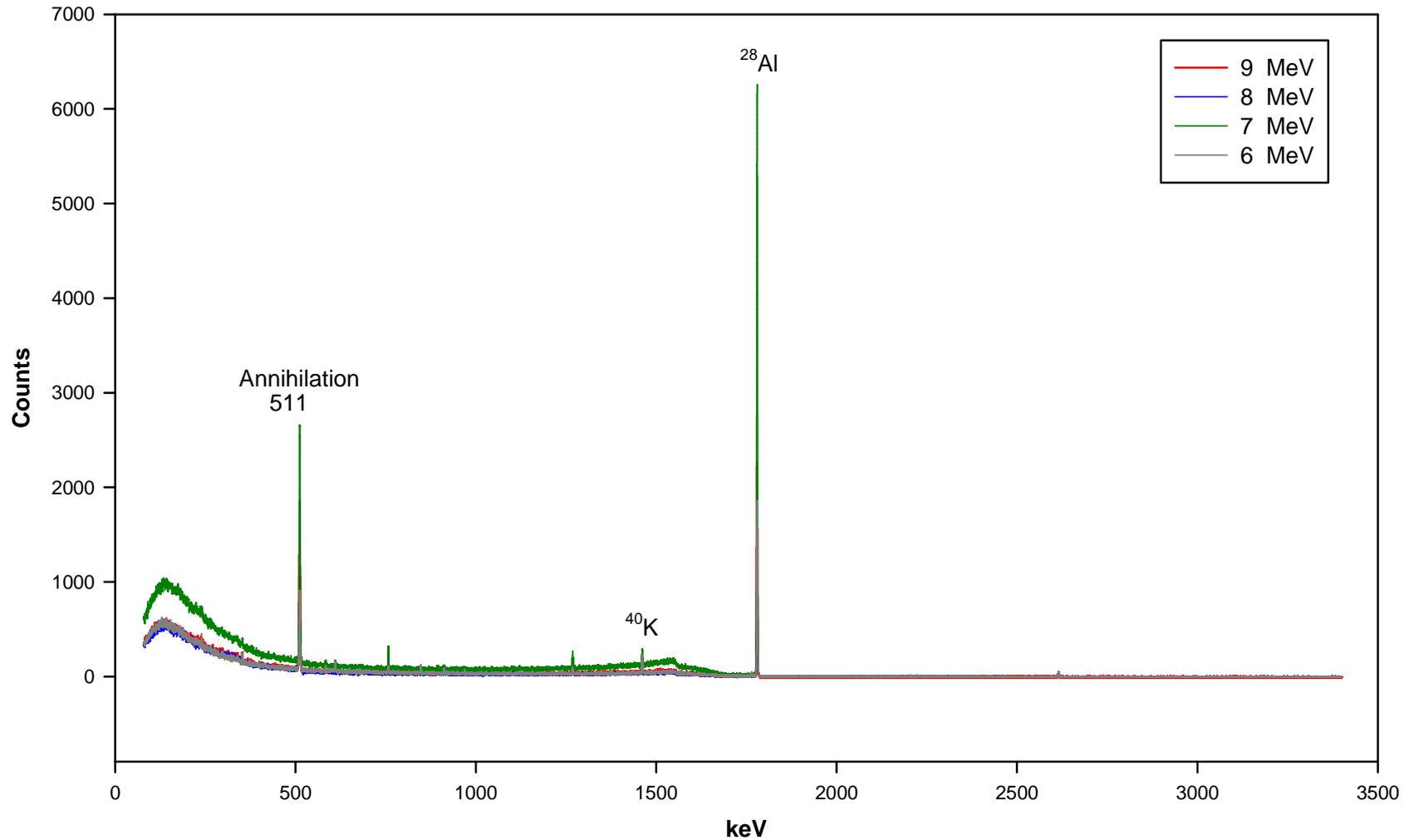
Die Position der Spektren ergibt sich aus den Projektil - Strömen.
 Aus ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ stammen nur ${}^{28}\text{Al}$, ${}^{29}\text{Al}$ und der Annihilationspeak. Alle übrigen Peaks (zB. ${}^{40}\text{K}$) kommen aus dem natürlichen Hintergrund

Verzögerte Spektren der oberen 4 gemessenen Energien



Verzögerte Spektren (Aktivierungsspektren) von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$. Die Höhe der Spektren ergibt sich aus den Projektil - Strömen. Zusätzliche Peaks, wie zB. ^{40}K , stammen aus dem natürlichen Hintergrund. Der Annihilationspeak bei 511 keV stammt überwiegend von ^{30}P

Verzögerte Spektren der unteren 4 gemessenen Energien



Verzögerte Spektren (Aktivierungsspektren) von $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$. Die Höhe der Spektren ergibt sich aus den Projektil - Strömen. Zusätzliche Peaks, wie zB. ^{40}K , stammen aus dem natürlichen Hintergrund. Der Annihilationspeak bei 511 keV stammt überwiegend von ^{30}P

Berechnung der α -Energie nach Pfeiffer [43] am Beispiel ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$

E_{\max} und E_{\min} von α Bruchstücken aus ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ nach Pfeiffer [43]

$y := 0..7$ Vektorindex

$m\alpha := 4$	Masse des α - Teilchens	Energie ${}^6\text{Li}$ (Elab)
$mu := 6$	Masse des angeregten ${}^6\text{Li}$	$E_{Li} := \begin{bmatrix} 12.7 \\ 11.7 \\ 10.7 \\ 9.7 \\ 8.7 \\ 7.7 \\ 6.6 \\ 5.6 \end{bmatrix}$
$mt := mu - m\alpha$		
$E_b := 1.474$	Aufbruchsenergie von ${}^6\text{Li}$	
$Lev1 := 2.186$	1. Energieniveau	
$QD := Lev1 - E_b$	Anregungsenergie ${}^6\text{Li}$ minus Aufbruchsenergie	
$E_{u_y} := E_{Li_y} - Lev1$		

Energie in MeV

minimale α -Energie

maximale α -Energie

$\sin \theta_{\max}$

$$E_{\alpha mi} := \left(\sqrt{\frac{m\alpha}{mu} \cdot E_u} - \sqrt{\frac{mt}{mu} \cdot QD} \right)^2$$

$$E_{\alpha ma} := \left(\sqrt{\frac{m\alpha}{mu} \cdot E_u} + \sqrt{\frac{mt}{mu} \cdot QD} \right)^2$$

$$s\theta := \sqrt{\frac{mt \cdot QD}{m\alpha \cdot E_u}}$$

$$E_{\alpha mi} = \begin{bmatrix} 4.667 \\ 4.126 \\ 3.592 \\ 3.066 \\ 2.55 \\ 2.045 \\ 1.509 \\ 1.043 \end{bmatrix}$$

$$E_{\alpha ma} = \begin{bmatrix} 9.826 \\ 9.034 \\ 8.235 \\ 7.427 \\ 6.61 \\ 5.781 \\ 4.851 \\ 3.983 \end{bmatrix}$$

$$\frac{s\theta}{\text{Grad}} = \begin{bmatrix} 10.543 \\ 11.083 \\ 11.716 \\ 12.471 \\ 13.394 \\ 14.558 \\ 16.272 \\ 18.502 \end{bmatrix}$$

mittlere α -Energie nach [43]

mittlere α -Energie nach Massenanteil

$$\frac{E_{\alpha ma} + E_{\alpha mi}}{2} = \begin{bmatrix} 7.247 \\ 6.58 \\ 5.913 \\ 5.247 \\ 4.58 \\ 3.913 \\ 3.18 \\ 2.513 \end{bmatrix}$$

$$E_{n_y} := (E_{Li_y} - E_b) \cdot \frac{4}{6}$$

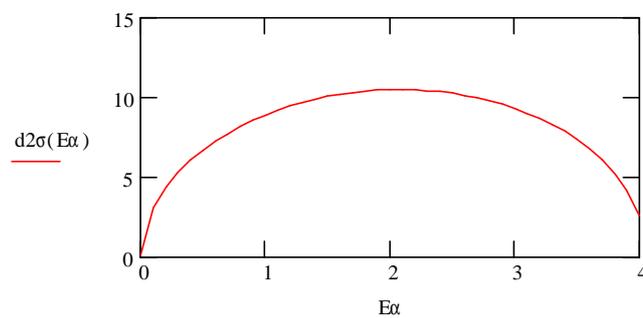
$$E_n = \begin{bmatrix} 7.484 \\ 6.817 \\ 6.151 \\ 5.484 \\ 4.817 \\ 4.151 \\ 3.417 \\ 2.751 \end{bmatrix}$$

Energieverteilung bei direkten Reaktionen

$$mT := 27 \quad mLi := mu \quad Q := Eb \quad E\alpha := 0, 0.1 .. 8$$

$$A := ELi_{\gamma} \cdot (mT - m\alpha) - Q \cdot (mLi + mT - m\alpha) \quad B := -(mT + mLi) \quad C := 2 \cdot \sqrt{mLi \cdot m\alpha} \cdot ELi_{\gamma} \cdot \cos(5 \text{ Grad})$$

$$d2\sigma(E\alpha) := \left(A \cdot E\alpha + B \cdot E\alpha^2 + C \cdot E\alpha^{\frac{3}{2}} \right)^{\frac{1}{2}}$$



Achtung :

Die Originalformel in [43] lautet $A := ELi_{\gamma} \cdot (mT - m\alpha) + Q \cdot (mLi + mT - m\alpha)$. Die in [43] publizierten

Grafiken 1 u. 2 stimmen jedoch nur unter Verwendung von $A := ELi_{\gamma} \cdot (mT - m\alpha) - Q \cdot (mLi + mT - m\alpha)$

Tabellen zur relativen Spinverteilung

relative Spinverteilung ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$								
	13 MeV	12 MeV	11 MeV	10 MeV	9 MeV	8 MeV	7 MeV	6 MeV
0	0.01320	0.01818	0.02798	0.04565	0.06611	0.07452	0.07768	0.07815
1	0.03958	0.05443	0.08293	0.13028	0.17674	0.19312	0.19887	0.19971
2	0.06589	0.09019	0.13401	0.19307	0.23051	0.23883	0.24116	0.24148
3	0.09204	0.12464	0.17560	0.21629	0.21656	0.21141	0.20919	0.20884
4	0.11767	0.15553	0.19616	0.18903	0.15681	0.14559	0.14178	0.14122
5	0.14178	0.17657	0.17875	0.12603	0.08972	0.08058	0.07770	0.07729
6	0.16085	0.17258	0.12087	0.06376	0.04136	0.03652	0.03503	0.03482
7	0.16356	0.12590	0.05718	0.02517	0.01564	0.01371	0.01312	0.01304
8	0.12695	0.05883	0.01972	0.00803	0.00492	0.00430	0.00411	0.00409
9	0.05875	0.01807	0.00534	0.00213	0.00129	0.00113	0.00108	0.00107
10	0.01600	0.00417	0.00119	0.00047	0.00029	0.00025	0.00024	0.00024
11	0.00314	0.00079	0.00022	0.00009	0.00005	0.00005	0.00004	0.00004
12	0.00050	0.00012	0.00004					
13	0.00007							

relative Spinverteilung ${}^{18}\text{O}+{}^{16}\text{O}$								
	13 MeV	12 MeV	11 MeV	10 MeV	9 MeV	8 MeV	7 MeV	6 MeV
0	0.002817	0.003588	0.004789	0.006156	0.007254	0.007673	0.007818	0.007837
1	0.025317	0.032067	0.042090	0.053832	0.064866	0.070207	0.072750	0.073171
2	0.062887	0.078159	0.099031	0.122960	0.145518	0.156165	0.161010	0.161787
3	0.105091	0.126344	0.153364	0.182467	0.209713	0.223008	0.229167	0.230172
4	0.138991	0.160241	0.183891	0.205937	0.224807	0.234318	0.239158	0.239983
5	0.151655	0.164512	0.173339	0.174343	0.166978	0.160123	0.155961	0.155211
6	0.149546	0.150589	0.143385	0.126259	0.103139	0.089553	0.082735	0.081596
7	0.132355	0.122006	0.102022	0.076141	0.051205	0.040082	0.035337	0.034595
8	0.103870	0.085106	0.060351	0.036109	0.019518	0.014062	0.012027	0.011722
9	0.069828	0.049202	0.027502	0.012334	0.005571	0.003838	0.003237	0.003149
10	0.038502	0.021450	0.008401	0.002903	0.001204	0.000816	0.000685	0.000666
11	0.015370	0.005776	0.001600	0.000495	0.000201	0.000135	0.000114	0.000110
12	0.003360	0.000870	0.000213	0.000064	0.000026	0.000018		
13	0.000382	0.000090	0.000022					
14	0.000030							

relative Spinverteilung ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$								
	13 MeV	12 MeV	11 MeV	10 MeV	9 MeV	8 MeV	7 MeV	6 MeV
0.5	8.5051	9.0948	9.2607	7.9211	4.6225	1.63457	0.41537	0.096928
1.5	33.897	35.824	35.523	30.055	18.3174	6.9106	1.81116	0.42591
2.5	66.738	68.34	64.947	53.11	32.2	12.2426	3.2184	0.75733
3.5	95.065	92.996	83.899	65.365	38.109	14.1673	3.6999	0.86943
4.5	105.792	97.137	81.41	57.458	29.321	9.7729	2.4435	0.56826
5.5	104.668	89.946	69.033	42.399	18.1735	5.3243	1.26919	0.29193
6.5	92.927	73.513	49.421	25.053	8.7047	2.24289	0.51391	0.117206
7.5	72.828	50.405	27.964	11.0394	3.06495	0.71826	0.160769	0.036494
8.5	47.054	26.754	11.3401	3.3015	0.7777	0.174211	0.0386217	0.008751
9.5	22.8558	9.6375	2.82224	0.65744	0.145211	0.0320839	0.0070938	0.00160645
10.5	6.9118	1.87518	0.430477	0.09362	0.0203805	0.00449013	0.00099218	0.00022467
11.5	0.97416	0.212974	0.0463322	0.0099635	0	0	0	0
12.5	0.0813834	0.017238	0	0	0	0	0	0

relative Spinverteilung ${}^{17}\text{O}+{}^{16}\text{O}$								
	13 MeV	12 MeV	11 MeV	10 MeV	9 MeV	8 MeV	7 MeV	6 MeV
0.5	4.0807	3.7875	2.3788	0.81827	0.189974	0.038908	0.0080037	0.00162679
1.5	16.1973	14.7356	9.1766	3.2729	0.77736	0.160123	0.032975	0.0067036
2.5	35.824	31.591	19.6903	7.3224	1.77951	0.36863	0.075998	0.0154529
3.5	44.952	36.148	20.33	6.9924	1.64649	0.33858	0.069704	0.0141693
4.5	49.729	36.077	17.9824	5.5891	1.26416	0.257556	0.052931	0.0107564
5.5	49.042	31.86	13.6197	3.7601	0.81602	0.164761	0.033803	0.0068672
6.5	43.557	24.5419	8.6327	2.11909	0.44447	0.089118	0.0182606	0.0037087
7.5	34.336	15.7711	4.4569	0.99738	0.204568	0.040836	0.0083606	0.00169783
8.5	22.7781	7.9414	1.85586	0.392893	0.07964	0.0158619	0.00324631	0.00065918
9.5	11.5523	3.02575	0.63068	0.130169	0.0262534	0.0052241	0.00106896	0.00021705
10.5	4.116	0.89588	0.178087	0.0364216	0.0073328	0.00145869	0.00029845	6.0599E-05
11.5	1.06535	0.215864	0.0422851	0.0086251	0.00173562	0.00034522	7.0632E-05	1.4342E-05
12.5	0.218733	0.0434848	0.0084875	0.00173014	0.0003481	6.9237E-05	1.4166E-05	2.8763E-06

B-13 Ergebnisse EMPIRE [38]

Start time: 14:40.38 (19-09-2011)

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 10.7 MeV

Projectile binding energy 27.643 MeV
=====

Compound nucleus energy 36.12 MeV

Decaying nucleus 34-S

production cross section 2.56E-05 mb

emission cross section:

γ 4.75E-02 mb

n 259.1 mb

p 67.955 mb

He 124.05 mb

Decaying nucleus 33-S

production cross section 1.652 mb

emission cross section:

γ 4.56E+00 mb

n 72.641 mb

p 92.925 mb

He 91.878 mb

Decaying nucleus 32-S

production cross section 44.408 mb

emission cross section:

γ 83.955 mb

n 7.62E-04 mb

p 11.584 mb

He 1.66E+01 mb

Decaying nucleus 31-S

production cross section 7.62E-04 mb

emission cross section:

γ 0 mb

n 0 mb

p 0 mb

Decaying nucleus 33-P

production cross section 1.0245 mb

emission cross section:

γ 3.1145 mb

n 59.728 mb

p 2.9371 mb

He 4.26E+00 mb

Decaying nucleus 32-P

production cross section 124.63 mb

emission cross section:

γ 354.01 mb

n 27.556 mb

p 0.45867 mb

He 4.18E-03 mb

7 Decaying nucleus 31-P

production cross section 39.14 mb

emission cross section:

γ 14.176 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

9 Decaying nucleus 32-Si

production cross section 2.6343 mb

emission cross section:

γ 5.637 mb

n 0.30271 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 31-Si

production cross section 0.76138 mb

emission cross section:

γ 7.46E-02 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 30-Si

production cross section 2.1811 mb

emission cross section:

γ 7.9889 mb

n 98.777 mb

p 5.5515 mb

He 17.54 mb

Decaying nucleus 29-Si

production cross section 150.61 mb

emission cross section:

γ 319.67 mb

n 40.033 mb

p 1.65E-03 mb

He 4.70E-04 mb

Decaying nucleus 28-Si

production cross section 56.681 mb

emission cross section:

γ 17.566 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 29-Al

production cross section 9.8134 mb

emission cross section:

γ 11.649 mb

n 1.72E-03 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 28-Al

production cross section 7.55E-03 mb

emission cross section:

γ 1.62E-03 mb

n 0.00E+00 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 26-Mg

production cross section 17.539 mb

emission cross section:

γ 39.277 mb

n 8.07E-04 mb

p 0 mb

He 0 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 9.66 MeV
 =====

Compound nucleus energy 35.31 MeV

Decaying nucleus 34-S

production cross section 2.76E-05 mb

emission cross section:

γ 3.24E-02 mb

n 174.88 mb

p 45.317 mb

He 80.775 mb

Decaying nucleus 33-S

production cross section 1.4323 mb

emission cross section:

γ 3.8078 mb

n 52.679 mb

p 6.32E+01 mb

He 5.76E+01 mb

Decaying nucleus 32-S

production cross section 36.527 mb

emission cross section:

γ 6.66E+01 mb

n 0 mb

p 7.4351 mb

He 8.717 mb

Decaying nucleus 33-P

production cross section 88.645 mb

emission cross section:

γ 236.77 mb

n 15.126 mb

p 0.1802 mb

He 2.35E-04 mb

Decaying nucleus 31-P

production cross section 22.561 mb

emission cross section:

γ 5.5673 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 32-Si

production cross section 1.4661 mb

emission cross section:

γ 2.8165 mb

n 8.82E-02 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 31-Si

production cross section 0.26837 mb

emission cross section:

γ 1.42E-02 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 30-Si

production cross section 1.6821 mb

emission cross section:

γ 6.0503 mb

n 65.489 mb

p 3.5245 mb

He 10.077 mb

Decaying nucleus 29-Si

production cross section 104.14 mb

emission cross section:

γ 207.95 mb

n 18.916 mb

p 4.29E-05 mb

He 6.73E-06 mb

Decaying nucleus 28-Si

production cross section 27.633 mb

emission cross section:

γ 6.0434 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 29-Al

1production cross section 5.5828 mb

emission cross section:

γ 5.8875 mb

n 4.19E-05 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 28-Al

production cross section 3.19E-04 mb

emission cross section:

γ 4.84E-05 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 26-Mg

production cross section 10.077 mb

emission cross section:

γ 20.374 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 8.64 MeV
 =====

Compound nucleus energy 34.50 MeV

Decaying nucleus 34-S

production cross section 2.14E-05 mb

emission cross section:

γ 1.62E-02 mb

n 86.912 mb

p 22.189 mb

He 39.107 mb

Decaying nucleus 33-S
production cross section 0.97207 mb
emission cross section:

γ 2.5145 mb
n 27.637 mb
p 31.445 mb
He 26.855 mb

Decaying nucleus 32-S
production cross section 21.365 mb
emission cross section:

γ 37.589 mb
n 0 mb
p 2.6192 mb
He 3.6522 mb

Decaying nucleus 33-P
production cross section 0.59119 mb
emission cross section:

γ 1.6194 mb
n 19.905 mb
p 0.74371 mb
He 9.48E-01 mb

Decaying nucleus 32-P
production cross section 46.455 mb
emission cross section:

γ 116.05 mb
n 4.8655 mb
p 2.93E-02 mb
He 1.48E-07 mb

Decaying nucleus 31-P
production cross section 7.48E+00 mb
emission cross section:

γ 1.1313 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 30-P
production cross section 0 mb
emission cross section:

γ 0 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 32-Si
production cross section 0.72704 mb
emission cross section:

γ 1.2504 mb
n 1.67E-02 mb
p 0.00E+00 mb
He 0.00E+00 mb

Decaying nucleus 31-Si
production cross section 4.60E-02 mb
emission cross section:

γ 1.12E-03 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 30-Si
production cross section 1.0454 mb
emission cross section:

γ 3.6558 mb
n 31.871 mb
p 1.7199 mb
He 4.4695 mb

Decaying nucleus 29-Si
production cross section 53.268 mb
emission cross section:

γ 99.56 mb
n 5.4575 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 28-Si
production cross section 9.1097 mb
emission cross section:

γ 1.0351 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 27-Si
production cross section 0 mb
emission cross section:

γ 0 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 29-Al
production cross section 2.668 mb
emission cross section:

γ 2.4496 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 28-Al
production cross section 1.48E-07 mb
emission cross section:

γ 3.62E-08 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

Decaying nucleus 26-Mg
production cross section 4.4693 mb
emission cross section:

γ 8.1279 mb
n 0 mb
p 0 mb
He 0 mb

=====
 Reaction 7Li+27Al at incident energy 7,62 MeV
 =====
 Compound nucleus energy 33.69 MeV

Decaying nucleus 34-S
 production cross section 1.01E-05 mb
 emission cross section:
 γ 5.13E-03 mb
 n 27.507 mb
 p 6.8771 mb
 He 12.247 mb

Decaying nucleus 33-S
 production cross section 0.39543 mb
 emission cross section:
 γ 1.0059 mb
 n 9.0232 mb
 p 9.8365 mb
 He 8.2514 mb

Decaying nucleus 32-S
 production cross section 7.5572 mb
 emission cross section:
 γ 1.27E+01 mb
 n 0 mb
 p 5.64E-01 mb
 He 0.90224 mb

Decaying nucleus 33-P
 production cross section 0.26374 mb
 emission cross section:
 γ 0.71018 mb
 n 6.2264 mb
 p 0.17431 mb
 He 0.21247 mb

Decaying nucleus 32-P
 production cross section 15.127 mb
 emission cross section:
 γ 36.19 mb
 n 0.9338 mb
 p 1.89E-03 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 31-P
 production cross section 1.4975 mb
 emission cross section:
 γ 0.14913 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 32-Si
 production cross section 0.17319 mb
 emission cross section:
 γ 0.25989 mb
 n 1.11E-03 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 31-Si
 production cross section 3.00E-03 mb
 emission cross section:
 γ 2.67E-05 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 30-Si
 production cross section 0.41206 mb
 emission cross section:
 γ 1.4323 mb
 n 10.362 mb
 p 0.43357 mb
 He 1.0393 mb

Decaying nucleus 29-Si
 production cross section 17.721 mb
 emission cross section:
 γ 31.316 mb
 n 0.89169 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 28-Si
 production cross section 1.7939 mb
 emission cross section:
 γ 0.10327 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 29-Al
 production cross section 0.64604 mb
 emission cross section:
 γ 0.49305 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 26-Mg
 production cross section 1.0393 mb
 emission cross section:
 γ 1.6321 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

=====
 Reaction 7Li+ 27Al at incident energy 6.59 MeV
 =====
 Compound nucleus energy 32.87 MeV

Decaying nucleus 34-S
 production cross section 3.36E-06 mb
 emission cross section:
 γ 1.17E-03 mb
 n 6.306 mb
 p 1.5363 mb
 He 2.8082 mb

Decaying nucleus 33-S
 production cross section 0.12162 mb
 emission cross section:
 γ 0.3067 mb
 n 2.1339 mb
 p 2.179 mb
 He 1.8714 mb

Decaying nucleus 32-S
 production cross section 1.9139 mb
 emission cross section:

γ 3.0908 mb
 n 0 mb
 p 7.88E-02 mb
 He 0.14122 mb

Decaying nucleus 31-S
 production cross section 0 mb
 emission cross section:

γ 0 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 33-P
 production cross section 7.52E-02 mb
 emission cross section:

γ 0.20045 mb
 n 1.3801 mb
 p 3.60E-02 mb
 He 4.49E-02 mb

Decaying nucleus 32-P
 production cross section 3.486 mb
 emission cross section:

γ 7.9095 mb
 n 7.31E-02 mb
 p 2.31E-05 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 31-P
 production cross section 0.15187 mb
 emission cross section:

γ 5.38E-03 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 32-Si
 production cross section 3.60E-02 mb
 emission cross section:

γ 4.65E-02 mb
 n 3.32E-05 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 30-Si
 production cross section 0.1228 mb
 emission cross section:

γ 0.42269 mb
 n 2.381 mb
 p 9.40E-02 mb
 He 0.21036 mb

Decaying nucleus 29-Si
 production cross section 4.1825 mb
 emission cross section:

γ 6.8171 mb
 n 6.99E-02 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 28-Si
 production cross section 0.2111 mb
 emission cross section:

γ 3.88E-03 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 29-Al
 production cross section 0.13884 mb
 emission cross section:

γ 8.66E-02 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

Decaying nucleus 26-Mg
 production cross section 0.21035 mb
 emission cross section:

γ 0.28401 mb
 n 0 mb
 p 0 mb
 He 0 mb

=====
Reaction 7Li+27Al at incident energy 5.56 MeV
 =====

Compound nucleus energy 32.056 MeV

Decaying nucleus 34-S
 production cross section 3.33E-02 mb
 emission cross section:

g 2.45E-04 mb
 n 1.34E+00 mb
 p 0.31615 mb
 He 0.59713 mb

Decaying nucleus 33-S
 production cross section 3.33E-02 mb
 emission cross section:

γ 8.38E-02 mb
 n 4.62E-01 mb
 p 0.44004 mb
 He 0.40099 mb

Decaying nucleus 32-S
 production cross section 0.43602 mb
 emission cross section:

γ 0.66553 mb
 n 0 mb
 p 7.94E-03 mb
 He 1.79E-02 mb

Decaying nucleus 33-P
 production cross section 2.00E-02 mb
 emission cross section:

γ 5.36E-02 mb
 n 0.28193 mb
 p 6.35E-03 mb
 He 7.88E-03 mb

Decaying nucleus 32-P

production cross section 7.17E-01 mb

emission cross section:

 γ 1.5332 mb

n 4.97E-03 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 31-P

production cross section 1.29E-02 mb

emission cross section:

 γ 5.14E-05 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 32-Si

production cross section 6.35E-03 mb

emission cross section:

 γ 6.79E-03 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 30-Si

production cross section 3.70E-02 mb

emission cross section:

 γ 0.12555 mb

n 0.50674 mb

p 1.70E-02 mb

He 3.63E-02 mb

Decaying nucleus 29-Si

emission cross section:

 γ 1.35E+00 mb

n 3.74E-03 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 28-Si

production cross section 2.16E-02 mb

emission cross section:

 γ 6.90E-05 mb

n 0 mb

p 0.00E+00 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 29-Al

production cross section 2.49E-02 mb

emission cross section:

 γ 1.21E-02 mb

n 0 mb

p 0 mb

He 0 mb

Decaying nucleus 26-Mg

production cross section 3.63E-02 mb

emission cross section:

 γ 4.01E-02 mb

n 0 mb

p 0.00E+00 mb

He 0 mb

B-14 Ergebnisse EMPIRE [38]

Start time: 14:50.20 (19-09-2011)

=====
Reaction ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 10.4 MeV
Projectile binding energy 23.475 MeV
=====

Compound nucleus energy 33.893 MeV

Decaying nucleus 33-S

production cross section 0.104744E-03 mb

emission cross section:

γ 0.23287E-01 mb

n 271.53 mb

p 106.44 mb

He 280.30 mb

Decaying nucleus 32S

production cross section 1.87069 mb

emission cross section:

γ 6.1304 mb

n 13.017 mb

p 203.56 mb

He 53.082 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 11.5923 mb

emission cross section:

γ 26.238 mb

n 0.0000 mb

p 1.4251 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 7.14088 mb

emission cross section:

γ 35.937 mb

n 81.620 mb

p 11.838 mb

He 5.8429 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 237.858 mb

emission cross section:

γ 746.44 mb

n 0.25295 mb

p 45.609 mb

He 1.4577 mb

Decaying nucleus 30P

production cross section 1.67802 mb

emission cross section:

γ 0.22593 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 31Si

production cross section 9.58390 mb

emission cross section:

γ 23.836 mb

n 2.2541 mb

p 0.0000 mb

He 0.10316E-08 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 47.8629 mb

emission cross section:

γ cross section 14.854 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 8.10065 mb

emission cross section:

γ 39.639 mb

n 142.17 mb

p 58.424 mb

He 71.609 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 193.882 mb

emission cross section:

γ 331.83 mb

n 0.0000 mb

p 0.91705 mb

He 0.45093 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 64.0073 mb

emission cross section:

γ 99.101 mb

n 0.25858 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 27Al

production cross section 2.63337 mb

emission cross section:

γ 0.24331E-01 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 71.4638 mb
 emission cross section:
 γ 96.789 mb
 n 0.14307 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 24Mg

production cross section 0.594000 mb
 emission cross section:
 γ 0.19358E-01 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ at incident energy 11,7 MeV
 =====

COMPOUND NUCLEUS ENERGY 33.059 MeV

Decaying nucleus 33S

production cross section 0.142655E-03 mb
 emission cross section:
 γ 0.20745E-01 mb
 n 233.96 mb
 p 93.488 mb
 He 228.28 mb

Decaying nucleus 32S

cross section 2.11126 mb
 emission cross section:
 γ 6.6708 mb
 n 10.006 mb
 p 173.37 mb
 He 48.471 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 9.41776 mb
 emission cross section:
 γ 18.910 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.58803 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 7.01846 mb
 emission cross section:
 γ 33.921 mb
 n 70.991 mb
 p 10.318 mb
 He 5.1603 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 213.939 mb
 emission cross section:
 γ 614.04 mb
 n 0.63207E-01 mb
 p 30.065 mb
 He 0.29234 mb

Decaying nucleus 30P

production cross section 0.651236 mb
 emission cross section:
 γ 0.29943E-01 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 31Si

production cross section 8.76156 mb
 emission cross section:
 γ 19.217 mb
 n 1.5564 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 31.6218 mb
 emission cross section:
 γ 6.5562 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 7.58720 mb
 emission cross section:
 γ 0.0000 mb
 n 122.51 mb
 p 45.695 mb
 He 52.488 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 170.776 mb
 emission cross section:
 γ 269.66 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.14915 mb
 He 0.59485E-01 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 50.8158 mb
 emission cross section:
 γ 73.100 mb
 n 0.38675E-01 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 27Al

production cross section 0.480168 mb
 emission cross section:
 γ 0.16120E-02 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 52.4754 mb
 emission cross section:
 γ 63.451 mb
 n 0.11995E-01 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 24Mg

production cross section 0.714808E-01 mb
 emission cross section:
 γ 0.26889E-03 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 10,7 MeV
 =====

Compound nucleus energy 32.233 MeV

Decaying nucleus 33S

production cross section 0.183072E-03 mb
 emission cross section:
 γ 0.17146E-01 mb
 n 186.86 mb
 p 76.215 mb
 He 173.01 mb

Decaying nucleus 32S

production cross section 2.02083 mb
 emission cross section:
 γ 6.2472 mb
 n 7.0479 mb
 p 136.72 mb
 He 41.070 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 6.89639 mb
 emission cross section:
 γ 11.908 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.15153 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 6.37383 mb
 emission cross section:
 γ 29.261 mb
 n 58.158 mb
 p 7.8571 mb
 He 3.8256 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 178.516 mb
 emission cross section:
 γ 466.30 mb
 n 0.52669E-02 mb
 p 16.326 mb
 He 0.24440E-01 mb

Decaying nucleus 30P

production cross section 0.156792 mb
 emission cross section:
 γ 0.99839E-03 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 31Si

production cross section 6.95531 mb
 emission cross section:
 γ 12.978 mb
 n 0.90167 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 17.2278 mb
 emission cross section:
 γ 2.4359 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 6.60745 mb
 emission cross section:
 γ 31.067 mb
 n 99.705 mb
 p 32.272 mb
 He 34.424 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 140.758 mb
 emission cross section:
 γ 206.26 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.56335E-02 mb
 He 0.11092E-01 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 36.0938 mb
 emission cross section:
 γ 48.160 mb
 n 0.32464E-02 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 27Al

production cross section 0.333203E-01 mb
 emission cross section:
 γ 0.28485E-04 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 34.4225 mb
 emission cross section:
 γ 36.557 mb
 n 0.91330E-03 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 24Mg

production cross section 0.120055E-01 mb
 emission cross section:
 γ 0.15828E-05 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 9,7 MeV
 =====

Compound nucleus energy 31.399 MeV

Decaying nucleus 33S

production cross section 0.205215E-03 mb

emission cross section:

γ 0.12298E-01 mb

n 128.83 mb

p 53.769 mb

He 113.86 mb

Decaying nucleus 32S

production cross section 1.84389 mb

emission cross section:

γ 5.5159 mb

n 4.1136 mb

p 92.545 mb

He 30.323 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 4.11103 mb

emission cross section:

γ 5.8196 mb

n 0.0000 mb

p 0.25656E-02 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 5.12312 mb

emission cross section:

γ 21.980 mb

n 41.788 mb

p 4.7249 mb

He 2.1326 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 125.551 mb

emission cross section:

γ 297.97 mb

n 0.0000 mb

p 8.7816 mb

He 0.60726E-03 mb

Decaying nucleus 30P

production cross section 0.256563E-02 mb

emission cross section:

γ 0.0000 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 31Si

production cross section 4.36911 mb

emission cross section:

γ 6.6468 mb

n 0.35577 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 9.13733 mb

emission cross section:

γ 0.55620 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 5.16582 mb

emission cross section:

γ 23.637 mb

n 70.599 mb

p 19.166 mb

He 18.924 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 100.920 mb

emission cross section:

γ 137.20 mb

n 0.0000 mb

p 0.19920E-03 mb

He 0.96481E-03 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 21.2987 mb

emission cross section:

γ 26.270 mb

n 0.82799E-04 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 27Al

production cross section 0.889261E-03 mb

emission cross section:

γ 0.0000 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 18.9240 mb

emission cross section:

γ 17.299 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 24Mg

production cross section 0.964814E-03 mb

emission cross section:

γ 0.0000 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 8,7 MeV
 =====

Compound nucleus energy 30.565 MeV

Decaying nucleus 33S

production cross section 0.170648E-03 mb

emission cross section:

γ 0.67456E-02 mb
 n 67.241 mb
 p 28.879 mb
 He 57.330 mb

Decaying nucleus 32S

production cross section 1.19691 mb

emission cross section:

γ 3.5151 mb
 n 1.8637 mb
 p 47.122 mb
 He 17.057 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 1.86373 mb

emission cross section:

γ 2.1053 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 3.06449 mb

emission cross section:

γ 12.512 mb
 n 22.500 mb
 p 2.3322 mb
 He 0.98193 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 67.1903 mb

emission cross section:

γ 143.56 mb
 n 0.0000 mb
 p 2.4319 mb
 He 0.14914E-05 mb

Decaying nucleus 30P

production cross section 2.24186 mb

emission cross section:

γ 2.7849 mb
 n 0.90296E-01 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 2.52222 mb

emission cross section:

γ 0.40380E-01 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 3.06386 mb

emission cross section:

γ 13.632 mb
 n 37.969 mb
 p 8.4481 mb
 He 7.8492 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 55.0259 mb

emission cross section:

γ 68.920 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.12036E-04 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 9.42999 mb

emission cross section:

γ 10.626 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 27Al

production cross section 0.149138E-05 mb

emission cross section:

γ 0.0000 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 7.84918 mb

emission cross section:

γ 6.0731 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 24Mg

production cross section 0.120360E-04 mb

emission cross section:

γ 0.0000 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 7,7 MeV
 =====

Compound nucleus energy 29.730 MeV

Decaying nucleus 33S

production cross section 0.909548E-04 mb

emission cross section:

γ 0.24945E-02 mb
 n 23.335 mb
 p 10.405 mb
 He 19.482 mb

Decaying nucleus 32S

production cross section 0.550456 mb
 emission cross section:
 γ 1.5763 mb
 n 0.53536 mb
 p 15.759 mb
 He 6.4908 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 0.535362 mb
 emission cross section:
 γ 0.47791 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 1.35689 mb
 emission cross section:
 γ 5.3116 mb
 n 7.9525 mb
 p 0.79241 mb
 He 0.30271 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 23.3378 mb
 emission cross section:
 γ 45.009 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.37324 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 31Si

production cross section 0.784104 mb
 emission cross section:
 γ 0.80476 mb
 n 0.83081E-02 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 0.381544 mb
 emission cross section:
 γ 0.28453E-03 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 1.28609 mb
 emission cross section:
 g 0.0000 mb
 n 13.772 mb
 p 2.3529 mb
 He 2.0712 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 20.2624 mb
 emission cross section:
 γ 23.386 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 2.65565 mb
 emission cross section:
 γ 2.6778 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 2.07124 mb
 emission cross section:
 γ 1.3171 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ at incident energy 6,6 MeV
 =====

Compound nucleus energy 28.888 MeV

Decaying nucleus 33S

production cross section 0.347571E-04 mb
 emission cross section:
 γ 0.68263E-03 mb
 n 5.9249 mb
 p 2.7600 mb
 He 4.8933 mb

Decaying nucleus 32S

production cross section 0.186525 mb
 emission cross section:
 γ 0.53146 mb
 n 0.11149 mb
 p 3.7940 mb
 He 1.8328 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 0.111492 mb
 emission cross section:
 γ 0.82841E-01 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 0.425002 mb
 emission cross section:
 γ 1.6404 mb
 n 2.0793 mb
 p 0.19247 mb
 He 0.63242E-01 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 5.84699 mb
 emission cross section:
 γ 10.133 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.26283E-01 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 31Si

production cross section 0.192028 mb

emission cross section:

γ 0.16207 mb
 n 0.44595E-03 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 0.267290E-01 mb

emission cross section:

γ 0.0000 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 0.412543 mb

emission cross section:

γ 1.7441 mb
 n 3.6735 mb
 p 0.44477 mb
 He 0.36246 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 5.50633 mb

emission cross section

γ 5.8462 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 0.508008 mb

emission cross section b

γ 0.44155 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 0.362457 mb

emission cross section

γ 0.17970 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

=====
Reaction ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ at incident energy 5,6 MeV
 =====

Compound nucleus energy 28.046 MeV

Decaying nucleus 33S

production cross section 0.120802E-04 mb

emission cross section:

γ 0.17210E-03 mb
 n 1.3738 mb
 p 0.67176 mb
 He 1.1284 mb

Decaying nucleus 32S

production cross section 0.565737E-01 mb

emission cross section:

γ 0.16037 mb
 n 0.20125E-01 mb
 p 0.82345 mb
 He 0.47362 mb

Decaying nucleus 31S

production cross section 0.201248E-01 mb

emission cross section:

γ 0.11992E-01 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 32P

production cross section 0.129556 mb

emission cross section:

γ 0.49127 mb
 n 0.49156 mb
 p 0.40491E-01 mb
 He 0.10151E-01 mb

Decaying nucleus 31P

production cross section 1.31409 mb

emission cross section:

γ 2.0262 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.92562E-03 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 31Si

production cross section 0.404828E-01 mb

emission cross section:

γ 0.27284E-01 mb
 n 0.81866E-05 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 30Si

production cross section 0.933804E-03 mb

emission cross section:

γ 0.0000 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 29Si

production cross section 0.126632 mb

emission cross section:

γ 0.51580 mb
 n 0.88150 mb
 p 0.69934E-01 mb
 He 0.50306E-01 mb

Decaying nucleus 28Si

production cross section 1.35513 mb

emission cross section:

γ 1.3146 mb
 n 0.0000 mb
 p 0.0000 mb
 He 0.0000 mb

Decaying nucleus 28Al

production cross section 0.800852E-01 mb

emission cross section:

γ 0.58247E-01 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Decaying nucleus 25Mg

production cross section 0.503057E-01 mb

emission cross section:

γ 0.17950E-01 mb

n 0.0000 mb

p 0.0000 mb

He 0.0000 mb

Unsicherheiten

Das Target

Für die ^{27}Al -Folie wird vom Hersteller Good Fellows eine Reinheit von 99,9% garantiert. Kernreaktionen an den 0,1% Fremdatomen können daher als vernachlässigbarer Hintergrund angesehen werden. Bezüglich der Foliendicke werden Abweichungen innerhalb von $\pm 20\%$ garantiert. Dies ist ein ziemlich hoher Wert, der die Fehlergrenzen der Messung nachhaltig beeinflusst. Daher wurden gemeinsam mit P. Törnström [36] Messungen der Flächenbelegung an Folien der gleichen Produktionscharge durchgeführt, die eine Dickenabweichung kleiner 1% ergaben. Dieser Wert muss jedoch nach einer Abschätzung vergrößert werden. Als Unsicherheit der Targetdicke wurden letztlich 5% angenommen. Bei der Ermittlung des Abbremseseffektes der Projektile im Target, wurde das Programm SRIM von Ziegler und Biersack [37] verwendet. (Dieses Programm verwenden auch Pietro et al. [23]. Sie stellten eine Unsicherheit von $\sim 3\%$ fest.)

Die Strommessung

Die Strommessung wurde, wie schon im Pkt. 2.1.2 beschrieben, über einen Vielkanal durchgeführt und in einem „list-mode“ aufgezeichnet. Dadurch konnte der mittlere Stromwert von kleinen Zeitabschnitten bestimmt werden. Für diese als Einzelmessung anzusehenden $J/\Delta t$ ist der Fehler vernachlässigbar klein. Für die gesamte prompte γ -Messung beträgt er maximal den Stromwert innerhalb eines $\Delta t = 5$ Sek. Das sind 5 Sek. innerhalb derer der Ein- und Ausschaltzeitpunkt des Strahls unbestimmt bleibt. (siehe Zeitmessung).

Die Zeitmessung

Das Ein- und Ausschalten des Stromes erfolgte über eine Mechanik und dauerte etwas länger. Wann der Strom da und wieder weg war, kann nicht genau gesagt werden. Sicher ist, dass die Schaltung innerhalb eines $\Delta t = 5$ Sek. erfolgte (siehe Strommessung). Als Ungenauigkeit wurde daher $1 \Delta t$ angenommen.

Die Efficiency

In der Messapparatur wurde, am Ort des zu bestrahlenden Targets, von einem Kalibrierungspräparat ^{152}Eu ein γ -Spektrum aufgenommen. Dieses wurde mit dem Programm WirukPlus [41] ausgewertet, wobei das Programm für den interessierenden Peak („peak of interest“) eine statistische Unsicherheit von 1σ ausgibt.

Die durch diese Messung bestimmten Datenpunkte der „relativen Efficiency“ wurden mit dem Statistikprogramm SigmaPlot sowohl an den Punkten der Schätzwerte, als auch an den oberen und unteren Grenzen gefittet. Die prozentuelle Abweichung Fitts der der Grenzwerte vom Fitt der Schätzwerte wurde ermittelt und die so erhaltenen oberen und unteren Grenzwerte der relativen Efficiency noch um die von SigmaPlot ausgeworfenen Unsicherheiten der Fitts erweitert. Dieses Verfahren liefert eine Funktion für die relative Efficiency und ihre Unsicherheiten.

Die Messung des Norm-Präparates ^{60}Co erfolgte am Ort des Targets und die Auswertung mit WirukPlus [41]. Der Fehler der absoluten Efficiency wurde mittels des Fehler- Fortpflanzungsgesetzes bestimmt.

Die Peakflächen

Der statistische Fehler der Peakflächen wird vom Auswerteprogramm WIRUK+[41] mit 1σ Genauigkeit berechnet. Bei den verzögerten Spektren wurde dieser Wert verwendet. Bei den prompten Spektren, an denen die Position und Peakbreite im Spektrum abgeschätzt werden muss, wurde eine maximale und minimale Peakbreite angenommen und beide Werte als Maximum- und Minimum-Peakflächen ausgewertet.

Die Sauerstoffdaten nach Thomas et al. [1]

Die partiellen Wirkungsquerschnitte sowie die β -Faktoren mussten aus der gedruckten Publikation digitalisiert werden. Eine Anfrage an die Autoren um die Original-Messdaten war nicht möglich. Unsicherheiten sind aus den gedruckten Graphen praktisch nicht abzulesen. Die Unsicherheiten konnten daher nur abgeschätzt werden, wobei nicht nur die Unsicherheiten der Messdaten abgeschätzt werden musste, sondern auch die Unsicherheiten durch das digitalisieren.

Für σ_{CF} stehen Daten aus der Datenbank von NRV [40] mit Unsicherheitsangaben zur Verfügung. Allerdings wurden auch diese Daten (nach einer Information auf der Downloadseite) durch digitalisieren gewonnen. Diese Unsicherheitsangaben wurden aber als verbindlich angesehen und in der Fehlerrechnung verwendet.

Inhalt Anhang C	
C 1	Probleme mit EMPIRE
C 2	Add In Code zur Berechnung der β -Faktoren
C 3	Datenblatt des γ -Detektors

Probleme mit EMPIRE

In der Version EMPIRE 2.19 werden in machen Fällen die Q-Werte von Kernreaktionen nicht richtig berechnet. Dadurch erfolgt auch keine richtige Aufteilung des σ_{CF} in die partiellen Querschnitte der Restkerne durch den EHF („enhanced hauser feshbach“)

Es konnten zwei Ursachen festgestellt werden:

1. Wenn Target und Projektilkern gleiche Ladungszahl haben, springt der Code nach dem Abarbeiten einer Ladungszahl aus seiner Arbeitsschleife, weil er glaubt diese Zahl bereits verarbeitet zu haben.
2. Bei ^{16}O ; ^{17}O und ^{18}O sind in der internen Datenbank RIPL 2, für den experimentellen Massenüberschuss dieser beiden Kerne, die Vorzeichen falsch gesetzt.

Zumindest für die vorliegende Arbeit konnte Abhilfe geschaffen werden.

Bei Problem 1 wurde eine Codezeile eingefügt, welche das Programm zwingt die Massenzahl des Projektilkerns in die dafür vorgesehene Variable zu schreiben.

Bei Problem 2 wurde der Wert in der Datenbank von + auf - korrigiert.

Zur Kontrolle wurde im Code der Print-Ausgabe eine zusätzliche Anweisung zum Ausdrucken der Q-Werte eingefügt.

Beide Fehler waren sehr klein und sehr spezifisch für die verwendeten Sauerstoffdaten. Scheinbar ist der Fehler dadurch bis jetzt nicht bemerkt worden. Ob bei anderen Problemstellungen noch ähnliche kleine Fehler vorkommen, kann hier nicht gesagt werden. Eine Nachricht an den Code-Administrator ergab, dass eine neue Version in Kürze zur Verfügung stehen wird.

Aktuelles Datum 25.3.2011

Excel-Makro-Code für β -Faktoren

The screenshot shows a VBA UserForm titled "UserForm2" with a blue title bar and a close button. The form is set against a dotted grid background. It contains the following elements:

- Instructions: "Nudat File kopieren und ab Zelle B1 einfügen. Nach einfügen des Nudat-files, alle Zeilen bis einschließlich Grundzustand löschen. 1. Zeile muß leer sein 2. Zeile - Beginn der Daten mit Level 1"
- Buttons: "Formatieren der Nudat Daten zur weiteren Verarbeitung", "gemessene Efficiency und Peak to Total", "Primärlevel suchen", "Kaskaden suchen", "Beta - Kalkulation"
- Input fields: "78.05" (Peakenergie), "Energie des Primärlevel", "Levelnumme", "Peakposition", "Levelanfang", "Levelende", "Kaskadenzahl", "maximale", "Korrekturfaktor epstot" (value: 1)
- Output sections: "Beta - ohne Korrektur", "Beta - mit", "Beta - Originalwerte" (with values 13, 12, 11, 10, 9, 8, 7, 6 below)

Dieses Makro benötigt zu seiner Funktion ein angepasstes Excel-Formular, sowie die Niveaubevölkerung der einzelnen Restkerne. Die Niveaubevölkerungsdaten basiert auf den Ergebnissen der Modellrechnung mit EMPIRE [38]. Sie werden aus dem *.lst File der EMPIRE Ergebnisse übernommen und durch das Makro programmgerrecht formatiert. Weiters müssen die Daten der γ -Abregungskaskade von Nudat [32] in das Excel-Formular eingefügt werden. (Als WEB-Seite in der Formatierung des Jahres 2011).

Das Programmpaket umfasst viele Seiten Programm-Code und ist in der gegenwärtigen Ausführung nur vom Autor zu bedienen. An einer allgemein benutzbaren Form wird gearbeitet.

Datenblatt des γ -Detektors

QUALITY ASSURANCE DATA SHEET GMX SERIES GAMMA-X HPGE (HIGH-PURITY GERMANIUM) COAXIAL PHOTON DETECTOR SYSTEM

MODEL AND SERIAL NUMBERS

Detector Model No. GMX 20P4-ST
 Cryostat Configuration Pop Top
 Dewar Model -
 Preamplifier Model A 257N
 Preamplifier S/N 6219687
 H.V. Filter Model 138 EMI
 H.V. Filter S/N 6212550
 Smart-1-N -

IMPORTANT REFERENCE DATA

Ship Date 1-25-07
 Serial No. 47-TN12238A
 When calling Customer Service, always
 reference this Detector Serial No.

Dewar Capacity - Static Holding Time - Detector Cool-Down Time -

DIMENSIONS

Detector Diameter 52.2 mm
 Detector Length 74.0 mm
 End Cap to Detector 3 mm

ABSORBING LAYERS

Beryllium 0.50 mm
 Aluminum - mm
 Inactive Germanium - 0.3 μ m

Recommended Operating Bias, NEGATIVE 3500 V

PERFORMANCE SPECIFICATIONS*

	Warranted	Measured	Amplifier Time Constant
Resolution (FWHM) at 1.33 MeV, ^{60}Co	<u>1.90</u> keV	<u>1.82</u> keV	<u>6</u> μ s
Peak-to-Compton Ratio, ^{60}Co	<u>48.1</u>	<u>50.1</u>	<u>6</u> μ s
Relative Efficiency at 1.33 MeV, ^{60}Co	<u>20</u> %	<u>25.1</u> %	<u>6</u> μ s
Peak Shape (FWTM/FWHM), ^{60}Co	<u>1.9</u>	<u>1.81</u>	<u>6</u> μ s
Peak Shape (FWFM/FWHM), ^{60}Co		<u>2.43</u>	<u>6</u> μ s
Resolution (FWHM) at 5.9 keV, ^{55}Fe	<u>-</u> eV	<u>876</u> eV	<u>6</u> μ s

*Measured at a nominal rate of 1000 counts/s unless otherwise specified.

Other: Capacule SCA # 7930
Cryo Pmod 4-7 # 9172

Data Certified by: Carol DePorter Date: 1-25-07

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Johann Kührtreiber
Geburtsdaten: 2.10.1946 in Wien

Schulbildung

1952 – 1960 Volks- und Hauptschule

Berufsausbildung

1960 – 1964 Ausbildung zum Werkzeugmacher
Abschluss mit Facharbeiterprüfung

Militärdienst

1966 – 1968 zeitverpflichteter Soldat

2. Bildungsweg

1972 – 1978 HTL-Abendschule für Maschinenbau
Matura

Berufslaufbahn

1968 – 1974 Werkzeugmacher
1974 – 1977 Betriebsmittelkonstrukteur
1977 – 1996 Planung und Fertigung von Maschinen und Werkzeugen
als selbständiger Unternehmer
1996 – 2005 Freiberufliche Tätigkeit als Techniker
2005 – 2008 wissenschaftlicher Mitarbeiter UNI-Wien
2008 Pension

Studium

1996 – 2005 Physik-Diplomstudium Schwerpunkt Isotopenforschung
2005 – 2012 Physik-Doktoratsstudium Schwerpunkt Kernphysik
"

Wissenschaftliche Tätigkeit

Seit 2006 Betreuer im Kernphysikalischen Praktikum
2 Semester als Vortragender für Rechenübungen zur
Kernphysik
Seminare und Vorträge in der Erwachsenenbildung