

HZDR-095

**WASSERSTOFFBRENNEN IN DER SONNE:
DIE $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ -REAKTION
UND DIE RADIOFREQUENZ-IONENQUELLE
FÜR DEN FELSENKELLER-BESCHLEUNIGER**

Stefan Reinicke

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-095 · ISSN 2191-8708

**WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE**

hZDR



**HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF**

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-095

Stefan Reinicke

**WASSERSTOFFBRENNEN IN DER SONNE:
DIE $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ -REAKTION UND DIE
RADIOFREQUENZ-IONENQUELLE
FÜR DEN FELSENKELLER-BESCHLEUNIGER**

HZDR

 **HELMHOLTZ**
| ZENTRUM DRESDEN
| ROSSENDORF

Druckausgabe: ISSN 2191-8708

Elektronische Ausgabe: ISSN 2191-8716

Die elektronische Ausgabe erscheint unter Creative Commons License (CC BY 4.0):

<https://www.hzdr.de/publications/Publ-28218>

<urn:nbn:de:bsz:d120-qucosa2-325523>

Die vorliegende Arbeit wurde sowohl als Dissertation am Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden sowie als Wissenschaftlich-Technischer Bericht des Helmholtz-Zentrum Dresden – Rossendorf mit der Berichtsnummer **HZDR-095** veröffentlicht.

2018

Herausgegeben vom

Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf

Bautzner Landstraße 400

01328 Dresden

Germany

**Wasserstoffbrennen in der Sonne: Die
 $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ -Reaktion und die
Radiofrequenz-Ionenquelle für den
Felsenkeller-Beschleuniger**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt
der Fakultät Physik
der Technischen Universität Dresden

von
Dipl.-Phys. Stefan Reinicke
geboren am 12. 02. 1988 in Merseburg

Eingereicht am 31. 07. 2018
Verteidigt am 02. 11. 2018

Diese Dissertation wurde von April 2014 bis Juli 2018 am Institut für Strahlenphysik des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf und am Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden angefertigt.

1. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber
Technische Universität Dresden
2. Gutachter: PD Dr. Daniel Bemmerer
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
3. Gutachter: Prof. Dr. René Reifarth
Goethe-Universität Frankfurt am Main

Kurzdarstellung

Die Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ bestimmt die Rate des Bethe-Weizsäcker-Zyklus in der anfänglichen Entwicklungsphase von Sternen und am äußeren Rand der Sonne. Eine genaue Kenntnis der Reaktionsrate ist somit für die Entwicklung von stellaren Modellen erforderlich. Über das Verhältnis der Raten von den Protoneneinfangreaktionen von ^{12}C und ^{13}C kann außerdem das entsprechende Isotopenverhältnis in Sternen bestimmt werden. Eine Revision der Rate von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ könnte damit einen unerwartet hohen Isotopenanteil von ^{13}C erklären, der in verschiedenen Meteoriteneinschlüssen gemessen wurde und mit den existierenden stellaren Modellen nicht hinreichend in Konsistenz gebracht werden kann.

Für den S-Faktor der Reaktion existieren im Energiebereich unterhalb von 190 keV nur Messdaten aus den 1950er Jahren. Bei der Untersuchung von ähnlichen Reaktionen des Wasserstoffbrennens wurden die mit der verwendeten Messtechnik erlangten Messdaten durch moderne Experimente teilweise um einen Faktor zwei oder höher revidiert.

Ziel der gegenwärtigen Arbeit war das Messen von S-Faktor-Werten in einem weiten Energiebereich von 130 keV bis 450 keV zur Überprüfung der alten Messdaten und um eine zukünftige präzisere Extrapolation zu astrophysikalisch relevanten Energien hin zu ermöglichen. Dabei wurde eine Messung in inverser Kinematik, eine Methode, für die bisher keine publizierten Daten zu der Reaktion existieren, am HZDR 3 MV Tandetron-Beschleuniger durchgeführt mit TiH_2 -Proben, die mit $^{12}\text{C}^{2+}$ -Ionen bestrahlt wurden. Die Reaktion wurde mittels Gammaspektrometrie ausgewertet und die Proben durch die NRRA-Methode charakterisiert.

Die neuen Messdaten sind im Energiebereich von 130 keV bis 170 keV im Mittel etwa 20 % höher als die Werte eines existierenden Fits an die bestehenden Messdaten, im Rahmen der Messunsicherheiten aber mit diesen konsistent. Im Energiebereich der Resonanz oberhalb von 420 keV wurde eine Diskrepanz zu den alten Messwerten festgestellt. Die neuen Werte liegen in diesem Bereich systematisch bis zu 50 % unterhalb der alten Messwerte.

Als weiteres Ziel dieser Arbeit wurde mithilfe von ionenoptischen Simulationen mit SIMION 8.1 ein elektrostatischer Deflektor und eine Einzellinse für eine Radiofrequenz-Ionenquelle entwickelt, die im Inneren des Hochspannungsterminals des Felsenkeller-Beschleunigers eingesetzt werden soll. Durch die Erkenntnisse der Simulationen konnte ein Deflektor gebaut und getestet werden, der unter den Bedingungen auf dem Beschleuniger-Terminal funktionsfähig ist und zusammen mit der Ionenquelle einen intensiven Strahl von Wasserstoff oder Helium in die Beschleunigungsstrecke umlenken kann. Die Simulationen sagen Strahlverluste von maximal 10 % für Wasserstoff und 1.5 % für Helium voraus, womit, basierend auf den Messungen an einem Vakuumteststand und den Angaben des Herstellers der Ionenquelle, Strahlströme von 80 μA für $^4\text{He}^+$ und über 100 μA für Protonen nach Verlassen des Beschleunigers zu erwarten sind. Der Untertage-Beschleuniger am Felsenkeller und die Radiofrequenz-Ionenquelle können zu einer weiteren Messung der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ mit besserer Statistik und einem zu niedrigeren Energien erweiterten Messbereich verwendet werden.

Abstract

The reaction $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ determines the rate of the Bethe-Weizsäcker cycle in the initial development phase of stars and near the surface of the Sun. An exact knowledge of the reaction rate is thus required for the development of precise stellar models. In addition, the ratio of the rates of the proton capture reactions of ^{12}C and ^{13}C is used to determine the corresponding isotopic ratio in stars. A revision of the rate of $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ might help to explain an unexpectedly high isotopic abundance of ^{13}C , which was measured in presolar grains and cannot be sufficiently explained with the existing stellar models.

For the S-factor of $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ in an energy range below 190 keV, the only existing data were measured in the 1950s. For similar reactions of hydrogen burning, data obtained with these measuring techniques were revised by a factor of two or higher by modern experiments.

The aim of the present thesis was to measure S-factor data in a wide energy range from 130 keV to 450 keV in order to verify the old data and to allow a more precise extrapolation towards astrophysically relevant energies in the future. A measurement in inverse kinematics, a method for which no published data on the reaction exist, was performed at the HZDR 3 MV Tandetron accelerator with a $^{12}\text{C}^{2+}$ ion beam and the use of TiH_2 targets. Gamma spectroscopy was used to measure the yield and the targets were characterized with nuclear resonant reaction analysis (NRRA).

In the energy range from 130 keV to 170 keV, the new values are on average about 20 % higher than the values of a recent fit to the old data, but they are consistent within uncertainties. In the energy range of the resonance above 420 keV, a discrepancy to the old data was found. The new values in this region are up to 50 % lower than the values from previous measurements.

Another goal of this work was the development of an electrostatic deflector and an einzel lens for a radio frequency ion source inside the high voltage terminal of the Felsenkeller accelerator. For this purpose, ion-optics simulations with SIMION 8.1 were performed, which lead to a design choice for the deflector allowing the transmission of intensive beams through the accelerator. The simulation predicts beam losses of less than 10 % for hydrogen and less than 1.5 % for helium, which based on measurements with a vacuum test chamber leads to expected beam currents of 80 μA for $^4\text{He}^+$ at the exit of the acceleration tube. According to the data sheet of the radio frequency ion source, proton beams of more than 100 μA are to be expected.

The Felsenkeller underground accelerator and its radio frequency ion source can be used to perform further measurements of the reaction $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ with improved statistical uncertainties and an extension of the energy region towards lower energies.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Bethe-Weizsäcker-Zyklus, Gamow-Fenster, S-Faktor und Untergrundabschirmung	1
1.2. Zielsetzung	4
1.3. Struktur der Dissertation	5
2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$	6
2.1. Motivation	6
2.2. Vorhandene Messdaten	7
2.2.1. Vorangegangene Experimente zu $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$	7
2.2.2. Extrapolationen der Messdaten	11
2.2.3. Ziele für das gegenwärtige Experiment	12
3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$	14
3.1. Proben	14
3.2. Beschleuniger und Strahlgang zur Probe	15
3.2.1. Beschleunigungsstrecke	15
3.2.2. Probenkammer	17
3.3. Detektor	18
3.4. Abschirmung des natürlichen Untergrunds	20
3.5. Messelektronik	21
3.5.1. Datenerfassung	21
3.5.2. Myonenveto	22
3.5.3. Messung der Ladung	23
4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$	24
4.1. Unterdrückungsspannung für Sekundärelektronen	24
4.2. Übersicht der Messungen	26
4.2.1. Untergrundmessungen	27
4.2.2. Messungen mit Wasserstoffproben	27
4.3. Gammastreuspektren	31
4.4. Untersuchungen der Proben	35
4.4.1. Wasserstofftiefenprofile	35
4.4.2. Auswirkung der Bestrahlung	37

Inhaltsverzeichnis

5. Auswertung	43
5.1. Energiekalibrierung	43
5.2. Winkelabhängigkeit und Geometriekoeffizienten	45
5.3. Nachweiseffizienz	48
5.4. Einfluss der Probenzusammensetzung	50
5.4.1. Bremsvermögen der Ionen in den Atomen der Probe	50
5.4.2. Bestimmung des Wasserstoffgehalts	52
5.5. Auswertung der Spektren	55
5.5.1. Position des Peaks und Dopplerkorrektur	55
5.5.2. Anzahl der Reaktionsereignisse	57
5.6. Reaktionsausbeute	61
5.6.1. Gemessene Reaktionsausbeute	61
5.6.2. Erwartete Reaktionsausbeute	62
5.7. Effektive Energie	65
5.8. S-Faktoren	70
6. Diskussion	78
6.1. Betrachtung der Messunsicherheiten	78
6.2. Diskussion der Messergebnisse	81
6.3. Ausblick	84
7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle	85
7.1. Vorbetrachtungen und Aufgabenstellung	85
7.1.1. Felsenkeller-Beschleuniger und Terminal-Ionenquelle	85
7.1.2. Einschränkungen und Aufgabenstellung zum Bau eines Deflektors	90
7.2. Ionenoptische Simulation mit SIMION	91
7.2.1. Funktionsweise von SIMION	91
7.2.2. Beschreibung der Simulation	92
7.2.3. Ergebnisse	101
7.3. Anfertigung des Deflektorsystems	109
7.4. Experimentelle Erprobung	111
8. Zusammenfassung	114
A. Anhang	116
A.1. Wasserstofftiefenprofile aller verwendeter Proben	116
A.2. Spektrenauswertung	123

Abbildungsverzeichnis

1.1. Bethe-Weizsäcker-Zyklus	2
1.2. Gamow-Fenster	2
1.3. Vergleich Untergrundzählraten im Felsenkeller und an der Erdoberfläche	4
2.1. Vorhandene Literaturwerte S-Faktor $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	13
3.1. Aufbau Probenkammer	17
3.2. Geometrie Probenkammer und Detektor	19
3.3. Foto Bleiabschirmung und Myonenveto	20
4.1. Magnete für Sekundärelektronenunterdrückung	25
4.2. Spannung zur Unterdrückung von Sekundärelektronen	26
4.3. Spektrum 3 MeV ^{12}C -Strahl	31
4.4. Zählrate 511 keV Linie, zeitlicher Verlauf	32
4.5. Spektrum 4.5 MeV $^{12}\text{C}^{2+}$ -Strahl	33
4.6. Spektrum 7 MeV ^{15}N -Strahl	34
4.7. Proben nach Bestrahlung, Vorderseiten	35
4.8. Beispiel Wasserstofftiefenprofil	37
4.9. Energieverteilung von Wasserstoff bei Oberflächensputtering für 2 MeV Kohlenstoffstrahl	39
4.10. Rückseite der Probe 6-200-hy	42
5.1. Schwankung Energiekalibrierung, 2615 keV Linie	44
5.2. Parameter Energiekalibrierungen	44
5.3. Geometriekoeffizienten	46
5.4. Effizienzkurve des Detektors	49
5.5. SRIM Parametrisierungen des Bremsvermögens der Ionen in der Probe	52
5.6. Bestimmung des Wasserstoffgehalts der Proben	53
5.7. Spektrenauswertung mit niederenergetischem ^{12}C -Strahl	59
5.8. Spektrenauswertung mit hochenergetischem ^{12}C -Strahl	60
5.9. Skalierte Reaktionsausbeute im Vergleich mit S-Faktor Literaturwerten	62
5.10. Ausbeuteverteilung und erwarteter Reaktionspeak	67
5.11. Vergleich der effektiven Energie aus Gammaspektren und aus erwarteten Ausbeuteverteilungen	68
5.12. S-Faktor Messwerte in Abhängigkeit von den verwendeten Wasserstoffprofilen	75

Abbildungsverzeichnis

5.13. S-Faktor Messwerte, Vergleich für konstanten S-Faktorverlauf und Verlauf wie in NACRE II Kurve	77
6.1. S-Faktor-Messwerte	83
7.1. Felsenkeller-Beschleuniger und Stolleneingang	86
7.2. Radiofrequenz-Ionenquelle	88
7.3. Hochspannungsterminal, Ausgangszustand und Modifikation	89
7.4. Vergleich Ortsverteilung simuliert und gemessen	95
7.5. Strahlverlauf im Single-Ended- und Tandem-Modus	97
7.6. Geometrie und Feldverteilung von Deflektor und Beschleunigungs-Segment	98
7.7. Arbeitsfläche SIMION, simulierte Geometrie und Strahlprofile	100
7.8. Auswirkung der Einzellinse in Abhängigkeit von der Beschleunigerspannung	102
7.9. Einfluss von Strahldurchmesser und Öffnungswinkel	103
7.10. Einfluss Beschleunigerspannung und Extraktionsspannung	104
7.11. Vergleich Deflektorgeometrien	105
7.12. Vergleichsgeometrien 3D Schema	106
7.13. Foto und Schema Deflektor	110
7.14. Extrahierter Strom der Ionenquelle mit Deflektor	112
A.1. Wasserstofftiefenprofil der Probe 1-200-hy	117
A.2. Wasserstofftiefenprofil der Probe 2-200-hy	118
A.3. Wasserstofftiefenprofil der Probe 3-100-im	119
A.4. Wasserstofftiefenprofil der Probe 4-100-hy	120
A.5. Wasserstofftiefenprofil der Probe 5-100-hy	121
A.6. Wasserstofftiefenprofil der Probe 6-200-hy	122
A.7. Spektrum Probe 1-200-hy, 2.5 MeV	124
A.8. Spektrum Probe 1-200-hy, 3.0 MeV	125
A.9. Spektrum Probe 1-200-hy, 6.2 MeV	126
A.10. Spektrum Probe 2-200-hy, 2 MeV	127
A.11. Spektrum Probe 2-200-hy, 2.5 MeV	128
A.12. Spektrum Probe 2-200-hy, 3.5 MeV, Messung 1	129
A.13. Spektrum Probe 2-200-hy, 3.5 MeV, Messung 2	130
A.14. Spektrum Probe 2-200-hy, 4.0 MeV	131
A.15. Spektrum Probe 2-200-hy, 4.5 MeV	132
A.16. Spektrum Probe 2-200-hy, 5.0 MeV	133
A.17. Spektrum Probe 2-200-hy, 5.5 MeV	134
A.18. Spektrum Probe 2-200-hy, 5.7 MeV	135
A.19. Spektrum Probe 2-200-hy, 6.0 MeV	136
A.20. Spektrum Probe 2-200-hy, 6.1 MeV	137
A.21. Spektrum Probe 2-200-hy, 6.2 MeV	138
A.22. Spektrum Probe 2-200-hy, 6.3 MeV	139
A.23. Spektrum Probe 2-200-hy, 6.5 MeV	140
A.24. Spektrum Probe 3-100-im, 2 MeV	141

Abbildungsverzeichnis

A.25.Spektrum Probe 3-100-im, 2.3 MeV	142
A.26.Spektrum Probe 4-100-hy, 2.3 MeV	143
A.27.Spektrum Probe 5-100-hy, 2.3 MeV	144
A.28.Spektrum Probe 6-200-hy, 2.3 MeV	145

Tabellenverzeichnis

2.1. Literaturwerte der Extrapolationen zu $S(25\text{ keV})$	12
3.1. Liste der verwendeten Proben	15
4.1. Liste der Untergrundmessungen	27
4.2. Übersicht der Messungen mit den Proben 1 und 2	29
4.3. Übersicht der Messungen mit den Proben 3 bis 6	30
5.1. Winkelabhängigkeit	46
5.2. Werte für Parametrisierung des Bremsvermögens	51
5.3. Vergleich der effektiven Energie aus Gammaspektren und aus erwarteten Ausbeuteverteilungen	69
5.4. S-Faktoren in Abhängigkeit vom verwendeten Probenscan, Proben 1 und 2	73
5.5. S-Faktoren in Abhängigkeit vom verwendeten Probenscan, Proben 3 bis 6	74
5.6. S-Faktoren zusammengefasst	76
6.1. Messunsicherheiten für S-Faktorwerte	79
6.2. Messunsicherheiten für E_{eff}	80
7.1. Vergleichsgeometrien Deflektor	106
7.2. Erwartete Strahlverluste	108
7.3. Erwartete Intensität des beschleunigten Strahls für Helium und Wasserstoff	113

1. Einleitung

In Abschnitt 1.1 werden Grundlagen zum Bethe-Weizsäcker-Zyklus, zum Energiebereich, in dem Reaktionen in Sternen stattfinden und zur Darstellung der Reaktionswahrscheinlichkeiten erläutert. Außerdem werden Möglichkeiten zur Abschirmung von natürlicher Untergrundstrahlung kurz diskutiert. Im darauffolgenden Abschnitt 1.2 ist die Zielsetzung der vorliegenden Dissertation aufgeführt. Die inhaltliche Struktur der Dissertation und die verwendeten Konventionen werden im letzten Abschnitt 1.3 dieses Kapitels beschrieben, in dem sich auch die Literaturangaben zu den Werten der für die Berechnungen verwendeten Naturkonstanten befinden.

1.1. Bethe-Weizsäcker-Zyklus, Gamow-Fenster, S-Faktor und Untergrundabschirmung

Zur Energieproduktion in Sternen finden verschiedene Reaktionsabfolgen statt. In der Sonne wird der größte Teil der Energie durch die Proton-Proton-Kette erzeugt. Der Bethe-Weizsäcker-Zyklus, dargestellt in Abbildung 1.1, trägt im Vergleich dazu in der Sonne nur etwa 1% zum Energiegewinn bei. In schwereren Sternen, die eine höhere Zentraltemperatur besitzen, beginnt der Zyklus gegenüber der Proton-Proton-Kette zu dominieren, da eine steilere Temperaturabhängigkeit besteht. Der Bethe-Weizsäcker-Zyklus wird auch als CNO-1-Zyklus bezeichnet, da die Elemente Stickstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff eine entscheidende Rolle spielen. Im Gleichgewicht wird die Rate des Zyklus durch die langsamste Reaktion $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ bestimmt. In der frühen Entwicklungsphase eines Sterns, bevor das Gleichgewicht erreicht wird, ist die Protoneneinfangreaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ (rot markiert) bestimmend. Dies trifft auch auf den äußeren Rand unserer Sonne zu. Im Rahmen dieser Dissertation wurde die Reaktionswahrscheinlichkeit der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ untersucht.

Die Reaktionswahrscheinlichkeit ist abhängig von der Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Coulomb-Barriere, welche mit größer werdender Energie exponentiell ansteigt. Die Energie der Teilchen und Ionen im Plasma eines Sterns ist außerdem durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben, die nach Erreichen eines Maximums mit steigender Energie exponentiell abfällt [Rol88, S. 150ff]. Das Produkt aus Tunnelwahrscheinlichkeit und Energieverteilung der an der Reaktion beteiligten Teilchen und Ionen ergibt einen Ener-

1. Einleitung

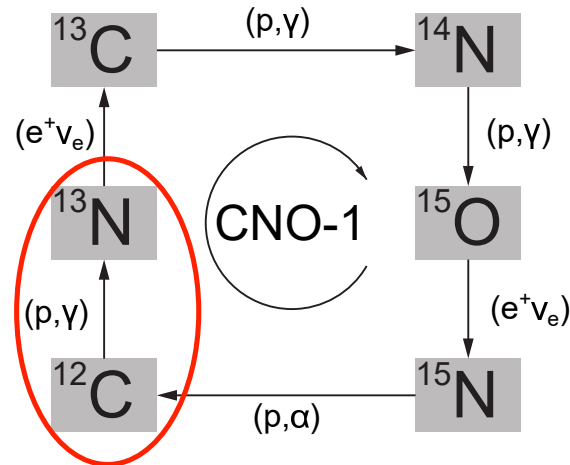


Abbildung 1.1.: Bethe-Weizsäcker-Zyklus

giebereich, in dem die Reaktion im Stern stattfindet und der als Gamow-Fenster (engl. Gamow Window oder Gamow Peak) bezeichnet wird. Dies wird in Abbildung 1.2, die aus Ref. [Rol88] entnommen wurde, veranschaulicht. Die Energie E_0 im Zentrum des Peaks ist proportional zum Faktor $T^{\frac{2}{3}}$ mit der Temperatur T im Stern und für $T = 16$ MK (Sonne) ergibt sich für die Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ein Wert von $E_0 = 25$ keV [Rol91, S. 1].

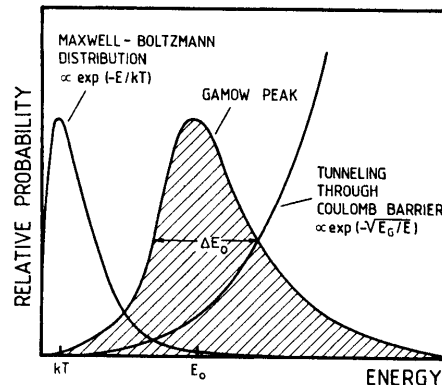


Abbildung 1.2.: Dargestellt ist eine Prinzipskizze zur Entstehung des Gamow-Fensters. Das Bild wurde aus Ref. [Rol88] entnommen.

In der Kern- und Teilchenphysik werden Reaktionswahrscheinlichkeiten als energieabhängiger Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ angegeben. Neben der zuvor beschriebenen Energieabhängigkeit durch die Tunnelwahrscheinlichkeit treten in der Verlaufsfunktion außerdem Maxima bei Resonanzenergien der betrachteten Reaktion auf. Zur besseren Darstellung der Einflüsse von den Resonanzen, wird der astrophysikalische S-Faktor $S(E)$ verwendet, der eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts darstellt und abgesehen von den

1. Einleitung

Bereichen um die Resonanzen einen flachen Energieverlauf besitzt. Es gilt die Gleichung [Rol91, S. 1]

$$\sigma(E) = S(E) \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad (1.1)$$

mit dem Sommerfeld-Parameter $2\pi\eta$, der in einem späteren Kapitel näher erläutert wird.

Um Informationen zur Höhe des S-Faktors im Gamow-Fenster zu erhalten, ist eine Messung im Labor bei möglichst niedrigen Energien erforderlich, um eine hinreichend genaue Extrapolation zu E_0 zu ermöglichen. Aufgrund der stark abnehmenden Reaktionswahrscheinlichkeit zu niedrigen Energien hin, ist bei der Messung oftmals das Verhältnis von gemessenen Reaktionsereignissen zu Untergrundeignissen sehr klein und die Erlangung von Daten mit hoher Messgenauigkeit demzufolge schwierig. Um die statistische Messgenauigkeit verbessern zu können, ist es notwendig, den Messuntergrund soweit wie möglich zu reduzieren. Natürliche Untergrundstrahlung entsteht dabei zum einen aus terrestrischer Strahlung, die durch eine geeignete Standortwahl reduziert werden kann und zum anderen aus kosmischer Höhenstrahlung. Zur Abschirmung der Messvorrichtung wird diese oftmals mit Blei umgeben. Da das Blei jedoch durch hochenergetische kosmische Teilchen aktiviert wird und infolge dessen selbst Strahlung absondert, existiert eine optimale Schichtdicke, oberhalb welcher keine bessere Untergrundreduzierung erzielt werden kann. Um noch bessere Abschirmungen zu erreichen, können für derartige Experimente Untertage-Labore genutzt werden. Diese befinden sich oftmals in Schächten oder Stollen und bieten durch eine dicke Felsdecke eine zusätzliche Reduzierung der kosmischen Untergrundstrahlung.

Am Felsenkeller in Dresden soll ein neues derartiges Untertagelabor, das sich unter einer 45 m hohen Felsdecke befindet, in Kürze (Stand Juli 2018) betrieben werden [BAAA⁺16]. In Abbildung 1.3 sind zum Vergleich Gammaspektren der natürlichen Untergrundstrahlung dargestellt, die an der Erdoberfläche (schwarze durchgehende Linie) und in einem Nachbarstollen des zukünftigen Felsenkeller-Labors (rote durchgehende Linie) gemessen wurden. Die Untergrundzählraten sind bei der Messung am Felsenkeller deutlich niedriger und können unter Verwendung eines aktiven Myonenvetos (Strich-Punkt-Linien) weiter reduziert werden. Die gezeigten Messdaten stammen aus Ref. [SBC⁺12].

1. Einleitung

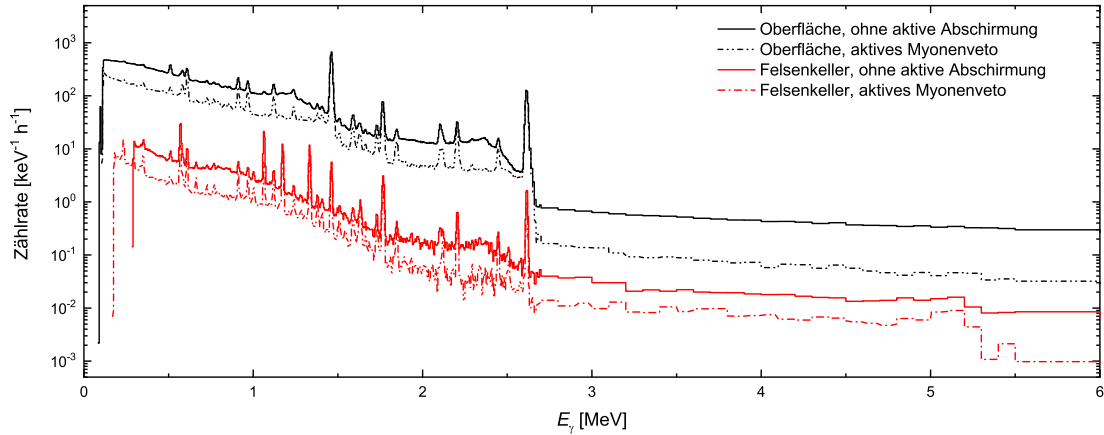


Abbildung 1.3.: Abgebildet ist ein Vergleich der Untergrundzählraten im Felsenkeller und an der Erdoberfläche. Die gezeigten Daten stammen aus Ref. [SBC⁺12].

1.2. Zielsetzung

Zielsetzung der Dissertation ist das Messen des astrophysikalischen S-Faktors der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ für verschiedene Energien im Bereich zwischen 130 und 450 keV im Schwerpunktsystem, um neue experimentelle Daten zur Verfügung zu stellen. Diese sollen zukünftig eine genauere Extrapolation zu den niedrigen Energien, bei denen die Reaktion in Sternen stattfindet, ermöglichen.

Um die Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ und ähnliche Reaktionen bei einem verringerten natürlichen Untergrund messen zu können, wird in naher Zukunft der Untertagebeschleuniger im Felsenkeller Dresden in Betrieb gehen. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit sind Entwicklung und Test eines Deflektors für die Radiofrequenz-Ionenquelle auf dem Hochspannungsterminal des Felsenkeller-Beschleunigers. Mithilfe der Ionenquelle und des Deflektors sollen intensive beschleunigte Strahlen von Heliumionen und Protonen erzeugt werden.

1.3. Struktur der Dissertation

In Kapitel 2 der Dissertation wird zunächst die Motivation zur Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ aufgeführt und im Anschluss werden bereits durchgeführte Experimente und veröffentlichte Messdaten diskutiert. Kapitel 3 und 4 behandeln den Aufbau und die Durchführung des Experiments zum Erlangen neuer Messdaten. Die Auswertung dieser Daten wird in Kapitel 5 beschrieben und die Ergebnisse werden anschließend in Kapitel 6 diskutiert, welches außerdem die Diskussion und Quantifizierung der Messunsicherheiten und einen Ausblick mit Empfehlungen für zukünftige Experimente beinhaltet. Entwicklung und Test des Deflektors für die Radiofrequenz-Ionenquelle des Felsenkeller-Beschleunigers sind in Kapitel 7 dokumentiert. In Kapitel 8 werden die insgesamt gewonnenen Erkenntnisse aus den vorhergehenden Kapiteln zusammengefasst. Der Anhang der Dissertation beinhaltet eine Reihe von Grafiken zu den in Kapitel 4 und 5 beschriebenen Wasserstofftiefenprofilen und den Gammaskpektren, die zur Auswertung der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ verwendet wurden.

Um mit den Abbildungen konsistent zu sein, wird im gesamten Text als Dezimaltrennzeichen von Zahlenwerten ein Punkt anstelle des in der deutschen Sprache normalerweise üblichen Kommas verwendet.

Die in den Abbildungen dargestellten Fehlerbalken kennzeichnen die statistische Messunsicherheit, sofern dies nicht anders angegeben wird. Die Messunsicherheiten werden im Allgemeinen mit einem Vertrauensniveau von 1σ (68 %) angegeben.

Die Werte für die Elementarladung e , die Lichtgeschwindigkeit c , die Avogadro-Konstante N_A und das Plancksche Wirkungsquantum h entstammen aus Ref. [MNT16, S. 57]. Für die Elektronenmasse m_e und die Protonenmasse m_p wurden die Werte aus Ref. [HAW⁺17, S. 3] und für die verschiedenen Atommassen die Werte aus Ref. [WAK⁺17] verwendet. Der Literaturwert für die Dichte von Titan ist aus Ref. [Gre90, S. 1231] entnommen.

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 2.1 die Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ motiviert. Im Anschluss werden in Abschnitt 2.2 vorangegangene Experimente und vorhandene Literaturwerte zum S-Faktor der Reaktion diskutiert.

2.1. Motivation

Die Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ist für den Bethe-Weizsäcker-Zyklus des Wasserstoffbrennens [AGR⁺11] und die Produktion von ^{13}C in Sternen auf dem asymptotischen Riesenast des Hertzsprung-Russell-Diagramms (AGB-Sterne) relevant [NBC⁺01].

Der Bethe-Weizsäcker-Zyklus beginnt in Sternen durch die Umwandlung von bereits vorhandenem ^{12}C . Der Beginn des Zyklus wird durch die Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ bestimmt [HS08], über die es durch die Reaktionskette $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ zur Produktion von ^{14}N kommt. Unter den Bedingungen, die im Kern der Sonne herrschen, wird erst nach mehreren hundert Millionen Jahren ein Gleichgewicht des Zyklus erreicht, für das die Menge an vorhandenem ^{14}N hinreichend groß sein muss. Nach Erreichen des Gleichgewichts bestimmt fortan $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ als langsamste Reaktion die Rate des Zyklus. Auch dann ist das radiale Emissionsprofil solarer Neutrinos, die beim β^+ -Zerfall von ^{13}N erzeugt werden, abhängig von der Rate der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ [BSB06], weil im äußeren Bereich des Sonnenkerns noch kein Gleichgewicht herrscht.

Da im Energiebereich des Gamow-Fensters, in dem die Reaktion in Sternen stattfindet, aufgrund der geringen Reaktionsrate bei gleichzeitig hohem Messuntergrund eine Messung im Labor schwierig ist, existieren nur Messdaten für höhere Energien. Eine Extrapolation zu den relevanten Energien hin ist dabei sowohl von der Höhe des astrophysikalischen S-Faktors als auch von dessen energetischem Verlauf abhängig. In der Vergangenheit durchgeführte Messungen zu den Reaktionen $^{14}\text{N}(p,\gamma)$ und $^{15}\text{N}(p,\gamma)$ des Bethe-Weizsäcker-Zyklus haben zur Revision des betreffenden Wechselwirkungsquerschnitts um einen Faktor 2 geführt [FIC⁺04, BCB⁺09] mit signifikanten Konsequenzen für die Astrophysik [AGR⁺11]. Für die Reaktion $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)$, die zum Neon-Natrium-Zyklus des Wasserstoffbrennens gehört, wurde kürzlich sogar eine um Faktor 10-30 erhöhte Rate im Vergleich zu vorhergehenden Experimenten gemessen [CDA⁺15]. Aus diesem Grund ist es notwendig, auch die Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ unabhängig zu überprüfen.

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Die gewonnenen Erkenntnisse könnten insbesondere dazu beitragen, einen unerwartet hohen Isotopenanteil von ^{13}C zu erklären, welcher in Meteoriteneinschlüssen gefunden wurde, von denen ausgegangen wird, dass sie von massereichen Sternen abstammen [PZH⁺15]. Die in [PZH⁺15] beschriebenen stellaren Modelle können diese bisher nicht vollständig erklären. Eine Revision des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ hätte einen Einfluss auf die Berechnung des Isotopenverhältnisses von $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ und würde sich dadurch auf die zum Vergleich mit den Meteoriteneinschlüssen verwendeten Modelle auswirken. Im Gleichgewicht des CNO-Zyklus ist das Isotopenverhältnis dabei proportional zum inversen Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Protoneneinfangreaktionen von ^{12}C und ^{13}C [NBC⁺01].

2.2. Vorhandene Messdaten

Beginnend in den 1930er Jahren fanden erste Experimente zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ statt [CGW34, HT35, RH38, CDP38, FLL48]. Werte für den astrophysikalischen S-Faktor wurden für einen Energiebereich unterhalb von $E_{cm} = 200$ keV erstmals in den 1950er Jahren publiziert [HF50, BS50, LH57a]. Weitere niederenergetische Messungen wurden in den Jahren 1963 [Vog63] und 1974 [RA74] durchgeführt. Ein aktuelles Experiment fand 2008 [BIP⁺08] statt, wobei Schwerpunktsenergien oberhalb von 300 keV gemessen wurden. In allen Fällen wurden beschleunigte Protonen auf in Ruhe befindliche Kohlenstoffproben geschossen. Ein Experiment in inverser Kinematik wurde in einer Diplomarbeit von 2015 [Stö15] diskutiert. Aufgrund von Problemen bei der Sekundärelektronenunterdrückung wurden die Ergebnisse allerdings nicht veröffentlicht.

In Abschnitt 2.2.1 werden die vorhergehenden Experimente im Detail diskutiert. Abschnitt 2.2.2 beinhaltet eine Aufführung verschiedener Extrapolationen zu astrophysikalisch relevanten Energien für die Messdaten aus den zuvor diskutierten Experimenten. Abschließend werden in Abschnitt 2.2.3 die Ziele für das gegenwärtige Experiment erläutert.

2.2.1. Vorangegangene Experimente zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Im Experiment von Hall und Fowler [HF50] wurden Messungen im Bereich der Protonenenergien von $E_p = 88$ bis 128 keV an einem 100 kV Beschleuniger mit 250 μA Protonenstrom unter Verwendung von wassergekühlten Graphitproben durchgeführt. Die Ausbeute der Reaktion wurde durch Messung der beim Zerfall von ^{13}N emittierten Positronen mit einem Beta-Zähler nach Abschalten des Beschleunigerstrahls und Rotieren des Probenhalters um 180° bestimmt. Dabei wurde unter Verwendung einer 5 bis 11 cm dicken Bleiabschirmung und mithilfe einer Reihe von Anti-Koinzidenz-Zählern die Untergrundzählrate stark unterdrückt. Aus der gemessenen Ausbeute mit den dicken Proben wurde der Wirkungsquerschnitt bestimmt, wobei einige vereinfachende Annahmen des

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

energetischen Verlaufs getroffen wurden. Das Ausgasen von ^{13}N aus der Probe und die Rückstreuung von Positronen in Richtung Detektor wurden als mögliche Fehlerquellen diskutiert, aber nicht näher quantifiziert, da abgeschätzt wurde, dass sich beide Effekte in etwa aufheben. Für die Beschleunigungsspannung und das Bremsvermögen wird jeweils ein Einfluss von unter 10 % auf die Messgenauigkeit des Wirkungsquerschnitts angegeben. Die relative statistische Messunsicherheit wird für eine Energie von 100 keV mit etwa 20 % quantifiziert.

Lamb und Hester haben in einem ähnlich aufgebauten Experiment über Aktivierungsmessungen die Reaktion $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ gemessen [LH57b] und dabei den Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu moderneren Messungen [LBC⁺06] um etwa 50 % überschätzt. Dies zeigt, dass die Auswertung mit der verwendeten Aktivierungsmesstechnik problematisch sein kann, da beispielsweise parasitäre Aktivierungen von Fremdatomen stattfinden können.

Von Bailey und Stratton [BS50] wurden Messungen im Bereich von $E_p = 125$ bis 200 keV an einem 200 kV Beschleuniger durchgeführt. Aufbau und Durchführung des Experiments war dabei nahezu identisch zu dem zuvor beschriebenen Experiment von Hall und Fowler. Die Dicke der Graphitproben wird mit 500 μm angegeben, was die Auswertung erschwert hat, da die Protonen innerhalb der Probe gestoppt wurden. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde aus diesem Grund von jeweils zwei aufeinanderfolgenden Messungen, welche mit einem Energieabstand von 14 keV gemessen wurden, die Differenz der Ausbeuten bestimmt und durch das Verhältnis aus Bremsvermögen zum Energieabstand geteilt. Als relative Messunsicherheit werden für diese vereinfachende Rechnung einschließlich statistischer Messunsicherheit Werte zwischen 5 und 10 % für alle berechneten Wirkungsquerschnitte angegeben. Die relative systematische Messunsicherheit des Bremsvermögens wird erneut mit 10 % und die Unsicherheit der Detektoreffizienz mit etwa 5 % angegeben. Der Effekt durch die Rückstreuung der Positronen zum Detektor wurde in diesem Fall experimentell gemessen und in die Rechnung einbezogen. Von der Probe ausgasendes ^{13}N wurde als Fehlerquelle aufgeführt, aber nicht näher quantifiziert. Die Messunsicherheit der Protonenenergie wird mit 2 % angegeben.

1957 wurde von Lamb und Hester ein Experiment [LH57a] mit Protonenenergien von $E_p = 80$ bis 126 keV durchgeführt. Dabei wurde ein bis 130 keV regelbarer Ioneninjektor verwendet, der einen 30 bis 50 mA Protonenstrom erzeugen konnte. Bestrahlt wurden 3 mm dicke Proben aus hochverdichtetem Graphit, die an einem wassergekühlten beweglichen Stab angebracht waren. Zur Bestimmung des Protonenstroms wurde die Probe aus dem Strahlengang bewegt und die Strahlleistung an einem dahinter befindlichen wassergekühlten Kupferblock mit angeschlossenem Durchflussmesser und Thermoelement gemessen. Als Detektor der bei der Reaktion entstehenden Gammastrahlung wurde ein NaI-Szintillator in Kombination mit einem Photoelektronenvervielfacher (PMT) verwendet. Letzterer wurde (mit Ausnahme der Vorderseite des Detektorkopfs) von einem 5 cm dickem Bleizylinder abgeschirmt. Das Ausgangssignal des PMT war mit einem Pulshöhenanalysator verbunden, dessen Ausgangssignale zur Auswertung der Messung verwendet wurden. Die Effizienz des Detektors wurde bei einer Photonenenergie von $E_\gamma = 1.3$ MeV mit einer ^{22}Na -Quelle und bei 2.8 MeV mit einer ^{24}Na -Quelle kalibriert.

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Die Energie der bei diesen Protonenenergien entstehenden Photonen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ liegt im Bereich dazwischen. Im Pulshöhenspektrum wurde bei der höchsten Beschleunigerenergie der Bereich des Photonenpeaks der Reaktion festgelegt, welcher bei dieser Energie deutlich erkennbar war. Der gewählte Spannungsbereich wurde anschließend für alle niedrigeren Energien beibehalten. Der Untergrund wurde durch Messung von Pulshöhenspektren mit abgeschaltetem Beschleuniger abgeschätzt und damit die Anzahl der Reaktionsereignisse bestimmt. Aus der Ereigniszahl und dem Protonenstrom auf der Probe wurde die Ausbeute berechnet. Daraus wurde analog zur Auswertung von Hall und Fowler unter der vereinfachenden Annahme eines konstanten Bremsvermögens über das Energieintervall der Messung und eines nur durch die $E_p = 456$ keV Resonanz beeinflussten energetischen Verlaufs des Wechselwirkungsquerschnitts selbiger berechnet. Die Gesamtmessunsicherheit des Wechselwirkungsquerschnitts wird mit 13 bis 41 % angegeben. Diese setzt sich dabei aus den Unsicherheiten der Effizienzkalibrierung (5 %), der Messung der Strahlleistung (5 %), der Berechnung des Wirkungsquerschnitts unter vereinfachten Annahmen (10 %) und der Zählratenstatistik (5 bis 40 %) zusammen. Die Messunsicherheit der Protonenenergie wird mit 1 % angegeben.

Weitere Messdaten im Energiebereich von $E_p = 195$ bis 680 keV sind in einer Dissertation [Vog63] von J. L. Vogl von 1963 zu finden. Eine Veröffentlichung dieser Daten in einer wissenschaftlichen Fachzeitschrift existiert nicht. Durchgeführt wurde die Messung an einem Beschleuniger am Caltech. Die Höhe der Protonenströme wird bei den niedrigsten Energien mit 30 bis 45 μA angegeben. Als Detektor wurde ein NaI-Szintillator in Kombination mit einem PMT verwendet, ähnlich wie beim Experiment von Lamb und Hester. Der Detektor wurde, abgesehen vom vorderen Bereich, zusätzlich mit einem 3.2 cm dicken passgenauen Plastikszintillator ummantelt, der von einem PMT ausgelesen wurde und dessen Signal als Anti-Koinzidenz zur Abschirmung vor kosmischer Strahlung genutzt wurde. Zusätzliche Abschirmung wurde durch eine 10 cm dicke Bleischicht um den äußeren Bereich des Plastikszintillators realisiert. Das Ausgangssignal des Detektors wurde mit Hilfe eines 100 Kanal Vielkanalanalysators ausgewertet. Für Teilabschnitte des Energiebereichs wurden verschiedene Kohlenstoffproben verwendet. Als Probenrückseite kamen jeweils 500 μm dicke Scheiben aus Tantal zum Einsatz. Für die Messungen unterhalb von $E_p = 300$ keV wurden diese mit Hilfe einer Gasflamme mit einer dünnen Rußschicht versehen. Die energetische Probendicke konnte nicht experimentell bestimmt werden und wurde mit Werten zwischen 10 und 30 keV abgeschätzt. Für die Messpunkte zwischen $E_p = 300$ und 480 keV wurden angereicherte ^{13}C -Proben verwendet mit einem ^{12}C -Anteil von 39 %. Die energetische Dicke wurde durch Vermessen der 448 keV Resonanz der Reaktion $^{13}\text{C}(p,\gamma)$ berechnet und wird je nach verwendeter Probe mit Werten zwischen 2.5 und 12 keV angegeben. Die Proben für die Messwerte oberhalb von 480 keV wurden durch ein Cracking-Verfahren von Iodmethan hergestellt und besitzen ein natürliches Isotopenverhältnis von Kohlenstoff. Die energetische Dicke wird mit Werten zwischen 4 und 9 keV beziffert und wurde durch eine Vergleichsmessung mit den angereicherten Proben bei identischer Energie ermittelt. Zur Berechnung der Ausbeute wurden die Untergrundspektren von den strahlinduzierten Spektren subtrahiert

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

und die Ereigniszahl bestimmt. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts wurde der energetische Verlauf angenommen, welcher sich aus der Breit-Wigner-Funktion für die bekannte $E_p = 462$ keV Resonanz der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ ergibt. Hohe systematische Unsicherheiten entstehen in erster Linie durch die Unsicherheit bei der Bestimmung der energetischen Probenbreite. Weiterhin werden Probleme bei der Auswertung durch eine Kohlenstoffschicht beschrieben, die sich aufgrund von aus einer Vakuumpumpe diffundierendem Öl an der Oberfläche der Proben abgelagert. Die absolute Messunsicherheit der Strahlenergie wird mit ± 1.5 keV angegeben.

1974 wurde in einem Experiment von Rolfs und Azuma [RA74] der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ im Energiebereich von $E_p = 150$ bis 2500 keV unter Winkeln von 0° und 90° zur Strahlachse untersucht. Im Verlauf des Experiments kamen ein 1 MV Van de Graaff Beschleuniger (Caltech Beschleuniger wie bei Vogl) mit 100 μA Protonenstrom und ein 3 MV Van de Graaff Beschleuniger mit 150 bis 200 μA Protonenstrom zum Einsatz. Die ^{12}C -Proben werden mit einer Dicke von 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ angegeben und die Probenrückseite bestand aus 250 μm dickem Tantal. Zur Messung der Gammaquanten wurden zwei Ge(Li)-Halbleiterdetektoren verwendet. Um aus der Ausbeute mit den verwendeten Proben den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, wurden zusätzlich mit einem nicht näher beschriebenen Protonendetektor die elastisch gestreuten Protonen der Reaktion $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$ gemessen. Da das Resultat mit den Vorhersagen zur Rutherford-Streuung konsistent war, wurde der differentielle Wechselwirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ relativ zum differentiellen Wechselwirkungsquerschnitt der Rutherford-Streuung berechnet, womit auf eine detaillierte Bestimmung der Probenzusammensetzung und des Bremsvermögens verzichtet werden konnte. Die Gültigkeit der Relativrechnung wurde mit den geringen energetischen Breiten (etwa 4 keV bei $E_p = 500$ keV) der Proben begründet.

In einer aktuellen Messung von 2008, durchgeführt von Burtebaev *et al.* [BIP⁺08], wurde der differentielle Wechselwirkungsquerschnitt für sieben Datenpunkte im Energiebereich zwischen $E_p = 350$ und 1100 keV unter jeweils drei bis vier verschiedenen Winkeln gemessen. Dabei kam ein 1 MV Tandem-Beschleuniger mit Protonenströmen zwischen 5 und 15 μA zum Einsatz. Die Proben bestanden aus 1.5 mm dicken Kupferscheiben, auf die zunächst eine 20 mg/cm^2 dicke Tantalschicht und im Anschluss eine Kohlenstoffschicht aufgedampft wurde. Ähnlich wie bei den vorhergehenden Experimenten war der Probenhalter wassergekühlt. Eine Flüssigstickstoff-Kühlfalle wurde im Bereich vor dem Probenhalter installiert, um die Bildung einer Kohlenstoffschicht auf der Probe durch Ablagerung des Restgases zu minimieren. Am Kollimator vor der Probe wurde eine -300 V Spannung angelegt zur Unterdrückung von Sekundärelektronen. Zur Messung der Gammaquanten wurde ein Reinstgermaniumdetektor verwendet, dessen Effizienz mithilfe von kalibrierten radioaktiven Quellen bestimmt wurde. Die Anzahl an Reaktionsereignissen wurde aus den Gammaspektren bestimmt und die Anzahl einfallender Protonen aus dem integrierten Strom an der Probe. Die energetische Probenbreite wurde vermessen und mit Werten unterhalb von 11 keV angegeben. Daraus wurde eine effektive Energie der Messpunkte ermittelt und mithilfe der gemessenen Flächendichte der ^{12}C -Atome der dif-

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

ferentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt. Aus der Messung der Winkelverteilung wurde anschließend der S-Faktor berechnet. Die Gesamtmessunsicherheit wird mit 10.2 % angegeben. Diese setzt sich aus der Unsicherheit durch die Messung der Ladung (3 %), der Detektoreffizienz (6 %) und der statistischen Unsicherheit durch die Bestimmung der Zählrate (3 % - 5.8 %) zusammen. Die Messunsicherheit der Protonenenergie wird mit $\Delta E_p = 1 \text{ keV}$ angegeben.

Nach diesem Experiment wurde eine weitere Messung in inverser Kinematik am 3 MV Tandetron-Beschleuniger am Helmholtz-Zentrum Dresden Rossendorf durchgeführt [Stö15]. Der Messaufbau war ähnlich zum Aufbau des gegenwärtigen Experimentes, der im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird. Da aufgrund von Sekundärelektronen, die nicht ausreichend unterdrückt worden sind, der gemessene Strom von Kohlenstoffionen an den Proben überschätzt wurde, wurden die Ergebnisse nicht publiziert. In dem Experiment wurden verschiedene Wasserstoffproben hergestellt und verglichen. Zum Einsatz kamen 200, 300 und 400 nm dicke Proben aus Ta, Al, TiN, Ti und Zr, die jeweils mit Wasserstoff implantiert oder hydriert worden sind und auf einem Ta-Backing aufgebracht waren. Die TiH-Proben wiesen aufgrund ihrer Stabilität und eines vergleichsweise hohen Wasserstoffgehalts die besten Eigenschaften auf. Die Erfahrungen zur Probenherstellung und die für den Experimentaufbau optimierte Bleiabschirmung wurden für das gegenwärtige Experiment genutzt.

2.2.2. Extrapolationen der Messdaten

Im Laufe der Jahre wurden verschiedene Kompilationen [CF88, AAR⁺99, XTG⁺13] veröffentlicht, in denen die vorhandenen Messdaten über unterschiedliche Modelle gefittet wurden, um eine Extrapolation zu niedrigeren Energien hin zu ermöglichen. NACRE II [XTG⁺13] von 2013 ist die aktuellste dieser Kompilationen und beinhaltet die Messdaten der zuvor beschriebener Experimente. Der Fit der Daten basiert auf dem Potential-Modell, welches in Ref. [XTG⁺13] näher beschrieben und in den Ref. [HO91, Des03, Des07] mit anderen Modellen, wie dem R-Matrix-Modell verglichen wird.

In Tabelle 2.1 sind die extrapolierten Werte für den S-Faktor bei einer astrophysikalisch relevanten Energie von 25 keV aufgeführt. Bei dem Wert aus Ref. [AUS⁺10] handelt es sich um einen AZURE R-Matrix-Fit, welcher 2010 mit den Messwerten aus der Dissertation von Vogl [Vog63] durchgeführt wurde. In der Evaluation von Adelberger *et al.* [AGR⁺11] wurde 2011 der Wert aus dem NACRE-Fit [AAR⁺99] als empfohlener Wert für die Berechnung von solaren Modellen aufgeführt. 2013 wurde eine aktualisierte Version in der NACRE II Kompilation [XTG⁺13] veröffentlicht, in der, zusätzlich zu den Daten aus der vorhergehenden Version, die Messwerte von Burtebaev *et al.* [BIP⁺08] zur Erstellung des Fits mitverwendet wurden.

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Extrapolation	$S(25 \text{ keV})$ [keVb]	Verwendete Messdaten
NACRE II [XTG ⁺ 13]	$1.50^{+0.46}_{-0.38}$	[BS50], [HF50], [LH57a], [Vog63], [RA74], [BIP ⁺ 08]
NACRE [AAR ⁺ 99]	1.41 ± 0.22	[BS50], [HF50], [LH57a], [Vog63], [RA74]
AZURE [AUS ⁺ 10]	1.61 ± 0.29	[Vog63]
Vogl [Vog63]	1.33 ± 0.15	[Vog63]
Rolfs [RA74]	1.45 ± 0.20	[RA74]
Burtebaev [BIP ⁺ 08]	1.75 ± 0.22	[BIP ⁺ 08]

Tabelle 2.1.: Aufgeführt sind die Literaturwerte für verschiedene Extrapolationen zu $S(25 \text{ keV})$ und die dabei berücksichtigten Messdaten.

2.2.3. Ziele für das gegenwärtige Experiment

Das Experiment, was in dieser Dissertation diskutiert wird, hat das Ziel neue S-Faktorwerte zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ in einem weiten Energiebereich zwischen 130 und 450 keV zu messen. Dabei soll in inverser Kinematik eine Wasserstoffprobe mit Kohlenstoffionen bestrahlt werden. Durch die Verwendung der inversen Kinematik, für die noch keine publizierten Daten zu der Reaktion existieren, ist die Energie der Messpunkte genauer bestimmbar und der strahlinduzierte Untergrund niedriger als bei der Bestrahlung von Kohlenstoffproben mit einem Protonenstrahl. Durch eine 12 cm dicke Bleiabschirmung und ein aktives Myonen-Veto soll außerdem der natürliche Untergrund stark reduziert werden.

In Abbildung 2.1 sind die Werte des S-Faktors von den zuvor beschriebenen Experimenten und von der aus dem Fit der Daten entstandenen NACRE II Kurve in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie E_{cm} im Energiebereich bis 650 keV dargestellt. Die zugrundeliegenden Messwerte wurden aus der EXFOR [ODS⁺14, ZP18] Datenbank, Ref. [exf], entnommen, da bei den Daten aus der NACRE Datenbank [nac] Transkriptionsfehler vermutet wurden. Die Umrechnung vom differentiellen in den totalen Wechselwirkungsquerschnitt der Messwerte aus Ref. [RA74] erfolgte unter Annahme einer isotropen Winkelverteilung im dargestellten Energiebereich. Der Energiebereich des neuen Experiments und das solare Gamow-Fenster der Reaktion sind durch die roten bzw. grünen Balken gekennzeichnet.

2. Motivation und vorhandene Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

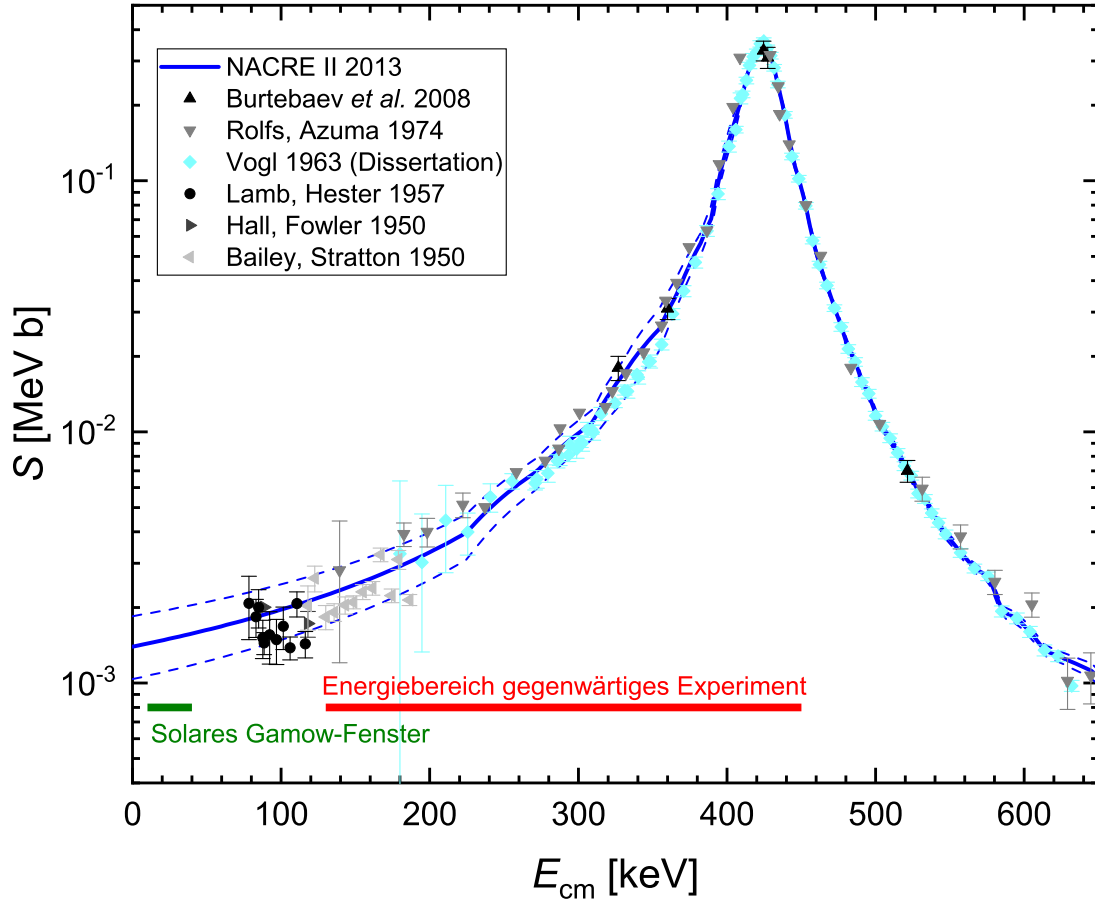


Abbildung 2.1.: Dargestellt sind die vorhandenen Literaturwerte [BIP⁺08, RA74, Vog63, LH57a, HF50, BS50] für den S-Faktor der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ bis 650 keV Schwerpunktsenergie. Die zugrundeliegenden Messdaten wurden aus [exf] entnommen. Die zuvor gemessenen Werte des S-Faktors wurden für die Erzeugung des NACRE II Fits [XTG⁺13] verwendet, der als durchgehende blaue Kurve abgebildet ist. Die Unsicherheit der Kurve wird als blaue Strichlinie gezeigt. Das solare Gamow-Fenster und der Energiebereich des neuen Experiments sind durch die horizontalen Balken dargestellt.

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

In diesem Kapitel wird der Messaufbau für das durchgeführte Experiment zur Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ in inverser Kinematik beschrieben. Dabei wurde der HZDR 3 MV Tandetron-Beschleuniger verwendet, um Wasserstoffproben zu bestrahlen. Mithilfe eines abgeschirmten Reinstgermanium-Detektors konnten die bei der Reaktion entstehenden Gammaquanten detektiert und mittels Gammaspektroskopie ausgewertet werden.

In Abschnitt 3.1 werden die Herstellungsverfahren und Eigenschaften der verwendeten Proben erläutert. Abschnitt 3.2 beschreibt die Erzeugung der Ionenstrahlen, den verwendeten Teilchenbeschleuniger und die Eigenschaften der Probenkammer. Der verwendete Detektor und die Abschirmung von natürlicher Untergrundstrahlung werden in Abschnitt 3.3 bzw. 3.4 diskutiert. In Abschnitt 3.5 wird die für das Experiment genutzte Elektronik beschrieben, welche zwei unabhängige Systeme zur Datenerfassung beinhaltet.

3.1. Proben

Zur Bereitstellung des Wasserstoffs wurden Festkörperproben verwendet. Dabei kamen 220 μm dicke Tantal Plättchen mit einem Durchmesser von 27 mm als Backing zum Einsatz. Die Plättchen wurden mit einer 100 bzw. 200 nm dicken Titanschicht bedampft, welche zur Bindung des Wasserstoffs dient und gleichzeitig keinen zusätzlichen strahlinduzierten Untergrund im Gammaspektrum innerhalb des für das Experiment relevanten Energiebereichs von 2 bis 5 MeV erzeugt. Der Wasserstoff wurde anschließend entweder implantiert oder durch Hydrierung hinzugefügt. Die Verwendung von Titan als Träger von Wasserstoff hat beim Vergleich mit anderen Stoffen in Ref. [Stö15] gute Ergebnisse gezeigt.

Für die Implantation wurden mithilfe der Software SRIM-2013 [ZBZ08] die Strahlenergien und deren Dosisverhältnisse bestimmt, um ein über die Dicke der Titanbeschichtung möglichst gleichmäßiges Wasserstoffprofil zu erhalten. Der Absolutwert der Dosis wurde so gewählt, dass Wasserstoff und Titan im Verhältnis zwei zu eins vorliegen. Generell ist eine möglichst hohe Wasserstoffkonzentration anzustreben, da dadurch die Anzahl der pro Zeit stattfindenden Reaktionen erhöht wird. Ist die Dosis des eingestrahelten Wasserstoffs allerdings zu groß, kommt es zur Beschädigung der Proben-Oberfläche. Basierend

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

auf den simulierten Profilen erfolgte die Zuführung des Wasserstoffs bei den implantierten Proben an einem 40 kV-Implanter am HZDR. Für die Simulation wurde dabei eine Protonen-Strahlenergie von 3 keV mit einer Dosis von $2.4 \cdot 10^{17} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ und zusätzlich eine zweite Strahlenergie von 7 keV mit einer Dosis von $7.5 \cdot 10^{17} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ für 100 nm dicke Proben verwendet. Im Experiment kam nur eine dieser Proben zum Einsatz.

Bei der Mehrzahl der verwendeten Proben wurde der Wasserstoff durch Hydrierung hinzugefügt. Dies erfolgte am Institut für Anorganische Chemie an der TU Dresden. Hierbei wurden die Proben in einem versiegelten Behälter unter einem Wasserstoffstrom ($10 \frac{1}{\text{h}}$, H_2 -Anteil von 99,999 %) von Raumtemperatur mit einer Heizrate von $1 \frac{\text{K}}{\text{min}}$ auf 350°C erwärmt. Diese Temperatur wurde für zwei Stunden aufrechterhalten und im Anschluss wurden die Proben wieder auf Zimmertemperatur abgekühlt.

In Tab. 3.1 sind alle im Experiment verwendeten Proben einschließlich der entsprechenden nominellen Dicke der Titanbeschichtung und dem jeweils verwendeten Herstellungsverfahren aufgelistet.

Bezeichnung	Nummer	Schichtdicke	Verfahren
1-200-hy	1	200 nm	hydriert
2-200-hy	2	200 nm	hydriert
3-100-im	3	100 nm	implantiert
4-100-hy	4	100 nm	hydriert
5-100-hy	5	100 nm	hydriert
6-200-hy	6	200 nm	hydriert

Tabelle 3.1.: Aufgeführt sind alle beim Experiment verwendeten Proben mit den jeweils angewendeten Verfahren zur Wasserstoffanreicherung und der nominellen Dicke der Titanbeschichtung, in der der Wasserstoff gebunden wird.

3.2. Beschleuniger und Strahlgang zur Probe

Zur Beschleunigung der für das Experiment benötigten Ionen wurde der 3 MV Tandetron Beschleuniger am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf genutzt, welcher in Ref. [FBHT96] beschrieben ist. Für die Erzeugung der negativ geladenen Wasserstoff-, Stickstoff- und Kohlenstoffionen fand eine Cäsium-Sputter-Ionenquelle vom Typ HVEE 860-C [FT03] Verwendung.

3.2.1. Beschleunigungsstrecke

Die mit der Sputter-Ionenquelle erzeugten negativ geladenen Ionen wurden mit einer Injektionsspannung von $U_{inj} = 25 \text{ kV}$ vorbeschleunigt und im Anschluss um 90° abgelenkt, wobei der Strahl nach Ladung pro Masse separiert wurde und nachfolgend in den

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Beschleunigertank gelangte. An dem in der Mitte des Beschleunigertanks befindlichen Terminal lag die positive Hochspannung U_{term} an, welche über eine kapazitiv gekoppelte Kaskadenschaltung erzeugt wurde. Zur Vermeidung von Überschlägen war der Tank mit dem Isolationsgas SF_6 gefüllt bei einem Druck von 8 bar. Aufgrund des Potenzialunterschieds wurden die negativ geladenen Ionen zunächst zum Hochspannungsterminal hin beschleunigt. Innerhalb des Strahlrohrs im Terminal befand sich ein Gas-Stripper, wobei es sich um eine Vorrichtung handelt, die Stickstoff-Gas durch einen Teil des Strahlrohrs zirkuliert. Während der Ionenstrahl den Stripper passierte, kam es zu einer Umladung der Strahlteilchen, da bei deren Kollision mit dem Gas Elektronen abgestreift wurden. Die Ionen waren folglich positiv geladen und wurden ein weiteres Mal, nun zum Ende des Tanks hin, beschleunigt.

Für Wasserstoff und Kohlenstoff lässt sich die Strahlenergie über die Formel

$$E = (U_{inj} + (1 + q) \cdot U_{term}) \cdot e \cdot c_n \quad (3.1)$$

berechnen. Dabei stellt q die Ladungszahl des resultierenden Ionenstrahls (im Fall von Protonen gilt $q = 1$) und e die Elementarladung dar. Bei c_n handelt es sich um eine Kalibrierkonstante, die die am Digitalvoltmeter gemessene Terminalspeisung mit der tatsächlichen Beschleunigungsspannung in Relation setzt. Diese wurde für den verwendeten Beschleuniger und das entsprechende Messgerät durch Kombination zweier Kalibrierungen aus vorhergehenden Messungen ermittelt (Kalibrierung der Nennenergie zur tatsächlichen Energie [Sch11] und Kalibrierung dieser Daten zu einem neuen Spannungsmessgerät, das für das hier beschriebene Experiment verwendet wurde [Wag18]). Die Konstante hat einen Wert von

$$c_n = 1.0083 \pm 0.0004.$$

Für die Stickstoffionen mit Massenzahl 15 muss Gleichung 3.1 abgewandelt werden, da in diesem Fall negativ geladene NC^- -Moleküle in der Sputter-Ionenquelle erzeugt und beschleunigt wurden. Die Molekülverbindung hat sich erst bei der Umladung im Gas-Stripper aufgelöst, wodurch die zuvor gewonnene Energie abhängig vom Anteil zur Gesamtmasse auf den Stickstoff und Kohlenstoff (Massenzahl 12) aufgeteilt wurde. Für Stickstoffionen $^{15}\text{N}^{q+}$ mit der Ladungszahl q gilt somit:

$$E = \left(\frac{15}{27} \cdot U_{inj} + \left(\frac{15}{27} + q \right) \cdot U_{term} \right) \cdot e \cdot c_n. \quad (3.2)$$

Nach dem Verlassen des Beschleunigertanks gelangte der Strahl in einen weiteren Analyse magneten, wo er um 30° abgelenkt wurde und anschließend über ein mit einem Schieber-Ventil verschließbares Driftrohr in die Probenkammer gelangte. Mithilfe einer

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

elektrostatischen Quadrupollinse, mehreren horizontalen und vertikalen Steuerern und einer Neutralteilchenfalle konnte der Strahl im Verlauf der Beschleunigerstrecke justiert und optimiert werden.

3.2.2. Probenkammer

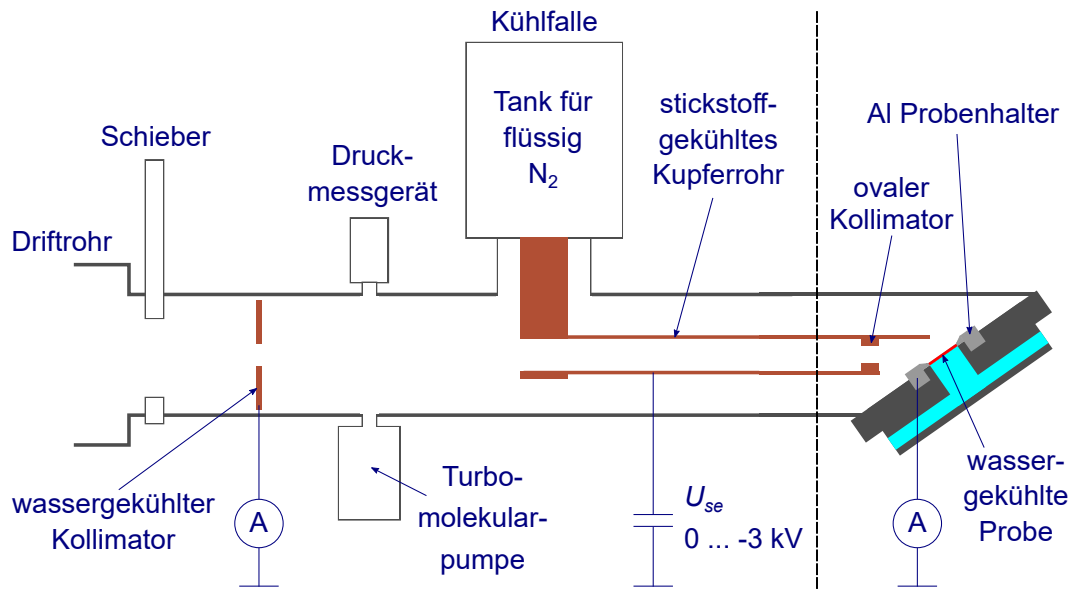


Abbildung 3.1.: Dargestellt ist eine vereinfachte schematische Anordnung der Probenkammer. Der Bereich links der schwarz gestrichelten Linie zeigt die Seitenansicht der Kammer, während der Bereich rechts der Linie aus perspektivischen Gründen die Sicht von oben auf das Ende der Kammer darstellt. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu.

Die Probenkammer wurde in ähnlicher Form bereits in mehreren Gammaspektroskopie-Experimenten verwendet [MTB⁺10, SAA⁺13, SAA⁺14, DCF⁺15, Stö15, RAB⁺16, WAA⁺18]. Zu Beginn der Kammer durchlief der Strahl einen wassergekühlten Kollimator mit einer Öffnung von 10 mm Durchmesser. Dieser war vom Rest der Kammer isoliert, damit der Strom des auf den Kollimator treffenden Strahlanteils gemessen werden konnte, um Aussagen über die Fokussierung treffen zu können. Im Bereich des Strahlrohrs hinter dem Kollimator war eine Agilent Turbo-V 81M Turbomolekularpumpe zusammen mit einer Vacuubrand MD 4 NT Membranpumpe als Vorpumpe installiert. Mithilfe eines VARIAN EYESIS MINI-IMG Druckmessgeräts konnte der Kammerdruck überprüft werden, welcher durch eine mit dem Druckmessgerät verbundene Agilent Turbo-V 81-AG Einheit angezeigt wurde, die ebenfalls zur Steuerung der Turbomolekularpumpe verwendet wurde. Um Interaktionen mit dem Restgas zu vermeiden, welche zu dem Auftragen einer Fremdschicht wie beispielsweise Kohlenstoff auf der Oberfläche der Probe hätten führen können, wurde während des Experiments darauf geachtet, dass der Druck konstant im Bereich von 10^{-7} mbar oder darunter lag. Hinter dem Strahlrohrabschnitt,

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

an dem die Turbomolekularpumpe angeschlossen war, lief der Ionenstrahl durch ein isoliertes Kupferrohr, welches zwei Funktionen erfüllt hat. Zum einen wurde an das Rohr mithilfe einer Canberra Modell 3002 Hochspannungsversorgung eine negative Spannung angelegt, die zur Unterdrückung von Sekundärelektronen bei dem an der Probe gemessenen Strom verwendet wurde und zwischen $U_{se} = 0$ und -3 kV variiert werden konnte. Zum anderen diente das Rohr als Kühlfalle, um Restgas zu reduzieren und den Druck in der Kammer weiter zu senken. Dazu war das Kupferrohr über einen dicken ebenfalls aus Kupfer bestehenden wärmeleitfähigen Verbindungsstab mit einem Flüssigstickstoff-Tank verbunden, der von oben befüllt werden konnte. Diese Kühlfalle wurde im durchgeführten Experiment erstmals verwendet und stellt die einzige größere Änderung gegenüber dem Aufbau der Probenkammer in den vorherigen Experimenten dar. Am Ende der Kammer befand sich ein um 55° zur Strahlachse gedrehter abschraubbarer Flansch, auf dessen Innenseite mithilfe eines ringförmigen Probenhalters aus Aluminium die Probe montiert werden konnte. Durch den Edelstahlflansch wurde außerdem über eine Wasserleitung destilliertes Kühlwasser gepumpt, welches direkten Kontakt zur Rückseite der Probe hatte. Probenhalter und Probe waren weiterhin zum Rest der Kammer elektrisch isoliert und über ein Kabel mit der Elektronik verbunden, um den Strom an der Probe messen zu können. Um zu verhindern, dass der Strahl teilweise auf den Ring des Probenhalters treffen und somit den gemessenen Strom verfälschen konnte, befand sich am Ende des Kupferrohrs ein ovaler Kollimator, der derartig geformt war, dass die Projektion des Strahls auf die um 55° gedrehte Probe eine kreisförmige Fläche in deren Zentrum ergab, welche auf den von der Probe ausgefüllten Teil begrenzt war. In Abbildung 3.1 ist eine grobe schematische Darstellung des beschriebenen Aufbaus der Probenkammer zu sehen.

3.3. Detektor

Zur Messung der Gammastrahlung wurde ein Detektor aus Reinstgermanium (*High Purity Germanium*, Kurzbezeichnung HPGe), Modell GEM90-95-LB-C-S von Ortec mit einer relativen Nachweiseffizienz von 90 % verwendet, bei dem der Germaniumkristall im Detektorkopf mit der dahinter befindlichen Elektronik und dem Kühlfinger von einer Karbonkappe abgeschirmt wurde. Der Detektor wurde mittig zum Endflansch der Probenkammer unter einem Winkel von 55° zur Strahlachse auf einer fahrbaren Schiene ausgerichtet. Somit konnte er bei jedem Wechsel der Probe, bei dem jeweils das Abschrauben des Endflansches der Probenkammer erforderlich war, entlang der Schiene nach hinten geschoben werden. Um sicherzustellen, dass der Detektorkopf bei jeder Messung die gleiche Position möglichst nahe zur Probenkammer einnahm, ohne mit dieser elektrisch verbunden zu sein, wurden an den Rändern des Endflansches der Probenkammer 1 mm dicke Abstandshalter aus Plastik angebracht und der Detektor nach jedem Probenwechsel bis zur Anschlagposition vorgeschoben.

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Laut Datenblatt des Herstellers betrug die Länge des Kristalls $l = 77.6$ mm, dessen Radius $r = \frac{79.9}{2}$ mm und der Abstand zwischen dem Ende des zylinderförmigen Detektorkopfs und dem Beginn des Kristalls 4 mm. Der Abstand zwischen der Probe und der äußeren Fläche des Endflansches lag laut technischer Zeichnung bei 32.5 mm. Der Gesamtabstand der Probe zum Germaniumkristall betrug somit $h = 32.5 + 1 + 4 = 37.5$ mm. Die systematische Messabweichung des Gesamtabstandes wurde mit $\Delta h_{sys} = 1.0$ mm abgeschätzt. Hinzu kommt eine zufällige Komponente der Messabweichung, die mit $\Delta h_{zuf} = 0.5$ mm abgeschätzt wurde und die Genauigkeit der Positionierung des Detektors mithilfe der Abstandshalter widerspiegelt. Eine schematische Darstellung der Geometrie des Messaufbaus ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

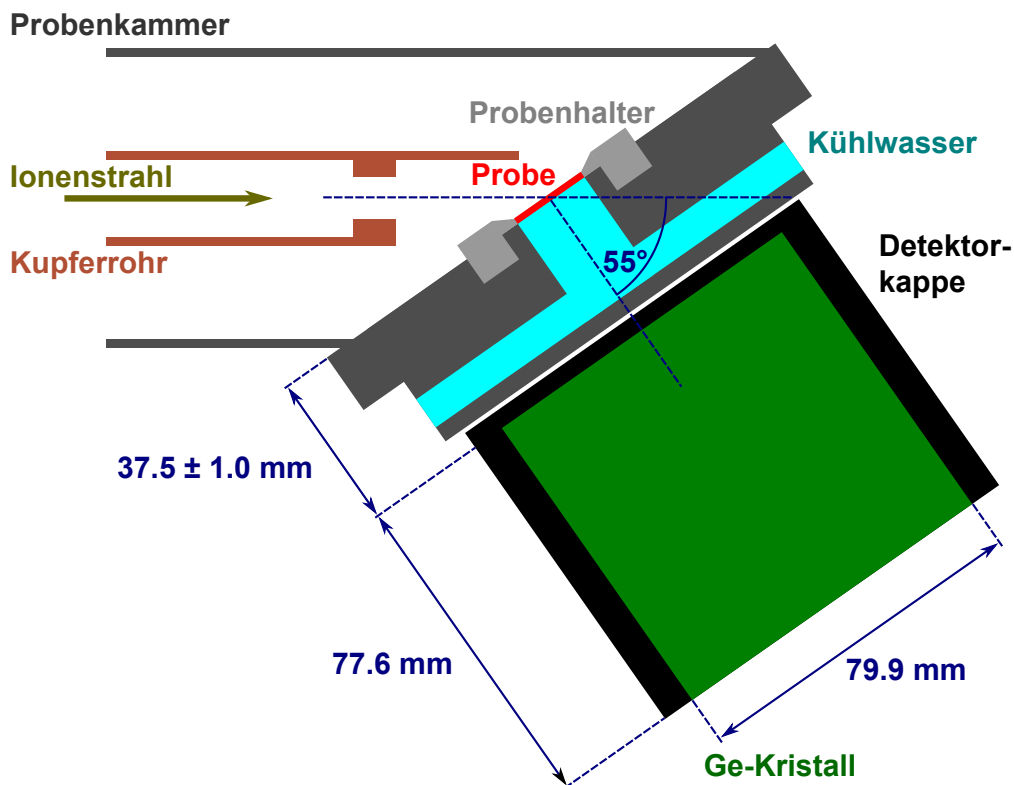


Abbildung 3.2.: Die schematische Darstellung zeigt das Ende der Probenkammer und die geometrische Ausrichtung des Detektors zu dieser. Vereinfacht dargestellt sind das Ende des Kupferrohrs innerhalb der Probenkammer, welches mit der Sekundärelektronen-Unterdrückungsspannung verbunden ist und außerdem als Kühlfalle fungiert, die Probe, welche mithilfe einer Aluminiumhalterung fixiert wird und wassergekühlt ist, sowie der vordere Teil vom Kopf des Detektors bestehend aus einem Germanium-Kristall und einer Karbonkappe. Die für die weitere Analyse relevanten Maße des Abstands der Probe zum Germaniumkristall sowie dessen Durchmesser und Länge sind eingezeichnet. Mithilfe von 1 mm dicken Abstandhaltern (nicht eingezeichnet) an den Rändern des Flansches der Probenkammer wurde ein konstanter Abstand des Detektorkopfs zur Probe realisiert, ohne dass elektrischer Kontakt bestand.

3.4. Abschirmung des natürlichen Untergrunds

Um den natürlichen Untergrund soweit wie möglich zu reduzieren, wurden Detektor und Probenkammer nach dem Vorbild vorheriger Messungen [Stö15] von einer 12 cm dicken Schicht aus Bleiziegeln umgeben, wie in Abb. 3.3 links zu sehen ist. Die in Ref. [Stö15] beschriebenen Versuche haben gezeigt, dass in dem Energiebereich der emittierten Gammaquanten aus der Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ zwischen 1.9 und 2.5 MeV die Untergrundzählrate bei der Verwendung von 9 bis 12 cm Blei gegenüber dem Versuchsaufbau ohne Abschirmung um etwa Faktor 30 abnimmt und eine weitere Erhöhung der Schichtdicke der Bleiabschirmung keine signifikante Verbesserung des Untergrunds zur Folge hat.



Abbildung 3.3.: Das Foto links zeigt die Bleiabschirmung des verwendeten Messaufbaus. Auf dem rechten Foto sind die oberhalb der Abschirmung platzierten Szintillatorblöcke zu sehen, die als Myonenveto verwendet wurden.

Für den Aufbau wurden genormte Bleiziegel mit Nut und Feder und den Maßen 3 cm x 12 cm x 30 cm verwendet. Die hintereinander stehenden Reihen wurden zueinander versetzt aufgebaut, um durchgehende Schlitze zu verhindern. Die Lücken in den Öffnungen für die Probenkammer und den Detektor wurden so gut wie möglich durch kleinere Bleiziegel und Bleiblech geschlossen. Bei jedem Wechsel einer Probe wurde jeweils die am Detektorkopf befindliche Wand aus Bleiziegeln entfernt und im Anschluss wieder in die Ausgangsposition gebracht.

Zur Abschirmung der Myonenstrahlung wurden außerdem zwei mit Photoelektronenvervielfachern (PMTs) ausgelesene 5 cm dicke EJ200 Szintillatorblöcke vom Typ SCIONIX R500x50B500/LEPX oberhalb der Bleiabschirmung platziert (s. Abb. 3.3 rechts), deren Signale als Veto für die Signale des Germaniumdetektors verwendet wurden. Die elektronische Schaltung zur Erzeugung des Myonenvetos wird im nachfolgenden Abschnitt diskutiert.

3.5. Messelektronik

Der zuvor beschriebene HPGe Detektor besaß eine Nennspannung von +4.8 kV und wurde durch ein ORTEC 660 Dual 5 kV Bias Supply Modul betrieben. Da beim Hochregeln der Spannung die im Oszilloskop betrachtete Baseline allerdings bei einer Höhe von +100 mV lag und nicht mehr weiter abgefallen ist, wurde für den Detektor während des Experiments eine Spannung von +4075 V, die unterhalb der Nennspannung liegt, verwendet.

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Weiterverarbeitung der beiden identischen Ausgangssignale des Detektors, die Erzeugung des Myonenvetos und die Strom- und Ladungsmessung an Probe und Kollimator dargelegt.

3.5.1. Datenerfassung

Um sowohl während der Messung als auch im Anschluss bei der Auswertung die Messdaten überprüfen zu können, wurden parallel zwei verschiedene Systeme zur Datenerfassung verwendet. Zum einen wurden die Signale des Detektors unter Verwendung der Software MAESTRO mit einem ORTEC 919E Vielkanalanalysator und Buffer in Histogramme mit 16384 Energiekanälen gefüllt und gespeichert. Zum anderen wurden mithilfe eines CAEN N1728B Digitizers und der Software TNT [ABC⁺06] in der Version TNT2 die Signale mit einem Zeitstempel versehen und als List-Mode-Dateien ebenfalls auf Festplatte gespeichert.

MAESTRO System

Das erste der beiden Ausgangssignale des Detektors wurde in den rückseitigen Eingang eines ORTEC 671 Spektroskopieverstärkers geleitet. Das resultierende verstärkte Signal wurde über den Unipolar-Ausgang mit dem vorderseitigen Eingang eines ORTEC 919E EtherNIM Vielkanalanalysators verbunden. Dieser wiederum war über eine LAN-Verbindung an einen Laptop angeschlossen, von dem mit der Software MAESTRO die Datenaufzeichnung gestartet werden konnte. Mithilfe der MAESTRO Software konnte eine erste online Überprüfung der Messungen durchgeführt werden. Die gespeicherten Histogrammdateien wurden im Anschluss an das Experiment für eine detaillierte Auswertung verwendet.

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

TNT2 System

Das zweite identische Ausgangssignal des Detektors war mit einem Eingangskanal der Hardware CAEN N1728B verbunden. Dabei handelt es sich um ein NIM-Modul, das einen 4-Kanal 100 MS/s Analog zu Digital Konverter (ADC) mit einer Auflösung von 14 bit beinhaltet hat und über USB mit dem Experiment-Laptop verbunden über die Software TNT2 angesteuert wurde. Über einen speziellen Pulsformanalyse-Algorithmus [GG93, JK94] wurden die Signale in Energiewerte umgerechnet, denen Zeitstempel zugeordnet werden konnten. Die List-Mode-Dateien, in denen die Informationen auf Festplatte gespeichert wurden, beinhalteten für jeden Eintrag den Kanal, über den das Signal in das Gerät gespeist wurde, den Zeitstempel, eine fortlaufende Ereignisnummer für den entsprechenden Kanal und die berechnete Energie des Ereignisses. Für eine Abschätzung der Totzeit dieses Messsystems konnte die eingestellte Gesamtbreite der trapezförmigen Triggersignale mit der Anzahl gemessener Ereignisse multipliziert werden.

3.5.2. Myonenveto

Bei den beiden 5 cm dicken SCIONIX R500x50B500/LEPX Szintillatorblöcken erfolgte die Auslese über zwei PMTs, welche mit einer Spannung von +900 V durch ein ORTEC 556 Hochspannungsmodul betrieben wurden. Die Ausgangssignale der beiden PMTs wurden jeweils in einen Eingangskanal eines ORTEC CF8000 Constant Fraction Discriminators (CFD) gespeist, für den in beiden Fällen ein Schwellenwert von -150 mV eingestellt war. Der Schwellenwert wurde zuvor mithilfe eines Oszilloskops optimiert, um die charakteristischen Signale der Myonen aus der Höhenstrahlung zu erfassen und gleichzeitig Untergrundrauschen und Signale von anderen Teilchen zu minimieren. Vom CFD wurden die beiden Signale jeweils über dessen A-Ausgang mit einem EG&G GG8000 Octal Gate Generator verbunden, in dem sie soweit verzögert wurden, dass das 23 μs breite Gate Signal das Maximum des durch den ORTEC 671 Verstärker ausgegebenen gaußförmigen Detektorsignals abdecken konnte. Die Ausgangssignale des GG8000 wurden anschließend in eine ORTEC CO4020 Quad 4-input Logikeinheit geleitet, sodass zwischen den beiden Signalen eine logische *oder*-Verknüpfung entstand.

Das durch das ORTEC 671 Modul verstärkte Detektorsignal gelangte über den BUSY-Ausgang in einen CAEN N89 NIM-TTL-NIM Adapter, da es aus Kompatibilitätsgründen zunächst umgewandelt werden musste. Anschließend wurde das übersetzte BUSY-Signal in einen weiteren Kanal des CO4020 Moduls geleitet, so dass dieses mit dem resultierenden Signal der oben genannten *oder*-Verknüpfung eine logische *und*-Verknüpfung gebildet hat. Als Gleichung mit logischen Operatoren galt für das resultierende Veto-Signal somit

$$\text{Veto-Signal} = (\text{Signal Szint. 1} \vee \text{Signal Szint. 2}) \wedge \text{BUSY-Signal HPGe.}$$

3. Aufbau für die Messung von $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Der \bar{x} -Ausgang dieses Signals, durch den selbiges invertiert wurde, wurde anschließend nochmals in das GG8000 Modul geleitet, um die Breite auf $16\ \mu\text{s}$ zu ändern. Damit konnte das Signal letztendlich zur Datenerfassung weitergeleitet werden.

Für das MAESTRO System wurde der TTL Ausgang des invertierten Veto-Signals in den ADC Gate Eingang des EthernNIM 919E geführt und dieser in der Software auf Anti-koinzidenz gestellt. Die Myonenereignisse wurden bei der Analyse mit MAESTRO somit unterdrückt. Für TNT2 wurde der NIM Ausgang des invertierten Veto-Signals in einen weiteren Eingangskanal des N1728B Moduls geleitet. Damit erfolgte eine Markierung der Myonenereignisse in den List-Mode-Daten.

3.5.3. Messung der Ladung

Der Probenhalter im Inneren der Targetkammer war von dieser elektrisch isoliert und mit einem digitalen Stromintegrator von ORTEC, Modell 439, verbunden. Mithilfe eines CAEN N1145 Pulszählers, in den die ausgegebenen Pulse des Stromintegrators eingespeist worden sind, wurde die im Laufe einer Messung auf der Probe deponierte Ladung digital ausgegeben und konnte im Anschluss abgelesen werden. Der Zähler wurde hierbei über die LAN-Verbindung zum Laptop durch die Software MAESTRO parallel zur Messung gestartet und gestoppt. Neben der integrierten Ladung wurde auf dem CAEN N1145 Modul außerdem zum Abgleich der aktuelle Strom auf der Probe sowie auf der Blende am Eingang der Probenkammer angezeigt, welche ebenfalls elektrisch isoliert und mit der Elektronik verbunden war. Der Strom und die während einer Messung auf der Probe platzierte Ladung konnten somit am Pulszähler abgelesen werden. Parallel dazu wurden die Ladungspulse für den Strom an der Probe und dem Kollimator jeweils in einen Digitaleingang des CAEN N1728B Analog zu Digital Konverters gespeist und konnten somit im Anschluss über die Software TNT2 mit einem Zeitstempel versehen als Teil der List-Mode-Daten gespeichert werden.

Um den Strom an der Probe korrekt zu messen, wurden mithilfe einer negativen Spannung auf dem vor der Probe befindlichen Kupferrohr Sekundärelektronen, die beim Auftreffen des Strahls auf die Probenoberfläche entstehen, unterdrückt. Im Unterschied zum vorhergehenden Experiment aus Ref. [Stö15], wo die Unterdrückung nicht ausreichend war, wurde eine höhere Spannung verwendet und außerdem durch Anbringen zweier Permanentmagneten ober- und unterhalb des Strahlrohrs ein zusätzliches Magnetfeld erzeugt, um die Unterdrückung der Sekundärelektronen zu verbessern. Eine ausführliche Beschreibung dazu befindet sich in Abschnitt 4.1.

Für die Ladungsmessung wird eine relative systematische Messunsicherheit von 1% abgeschätzt.

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

In diesem Kapitel wird die Durchführung des Experiments beschrieben. Dabei wird zunächst in Abschnitt 4.1 die Realisierung der Sekundärelektronenunterdrückung bei der Messung des Probenstroms erläutert und die Überprüfung für die verwendeten masse-reichen und hochenergetischen Strahlarten dargelegt. Im Anschluss werden in Abschnitt 4.2 die beim Experiment durchgeführten Messungen beschrieben und tabellarisch dargestellt. In Abschnitt 4.3 werden einige typische Gammaspektren des Experiments gezeigt und die relevanten Peaks zugeordnet. Abschließend werden in Abschnitt 4.4 die Messungen zur Probencharakteristik und die daraus gewonnenen Wasserstofftiefenprofile erläutert und die Ursachen für eine zeitliche Veränderung der Profile diskutiert.

4.1. Unterdrückungsspannung für Sekundärelektronen

Für die Auswertung der Messergebnisse ist es wichtig, die auf der Probe deponierte Ladung und somit die Anzahl der einfallenden Strahlteilchen so präzise wie möglich zu bestimmen. Deshalb müssen Sekundärelektronen, die durch den Aufprall des Ionenstrahls auf der Probenoberfläche emittiert werden, durch elektrische oder magnetische Felder zur Probe zurückgelenkt werden, da sonst der gemessene Strom I_T an der Probe verfälscht wird.

Für diesen Zweck wurde an das Kupferrohr, welches im Strahlgang unmittelbar vor der Probe platziert ist, die negative Spannung U_{SE} angelegt, die zwischen 0 und -3 kV variiert werden konnte. Da in ersten Messungen mit einem ^{15}N -Strahl mit einer Strahlenergie von 7 MeV selbst bei maximaler Unterdrückungsspannung der Strom an der Probe kein Plateau erreicht hat, mussten zusätzlich Permanentmagnete an der Außenseite der Probenkammer oberhalb und unterhalb des Strahlgangs unmittelbar vor der Probe angebracht werden, wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Die Probenkammer besteht aus magnetisch weichem Edelstahl, weshalb das Magnetfeld ins Vakuum des Strahlrohrs eindringen konnte.

Im Anschluss wurde die Messung wiederholt, deren Ergebnisse im oberen Teil von Abbildung 4.2 dargestellt sind. Neben dem Strom an der Probe, der durch das Absputtern

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

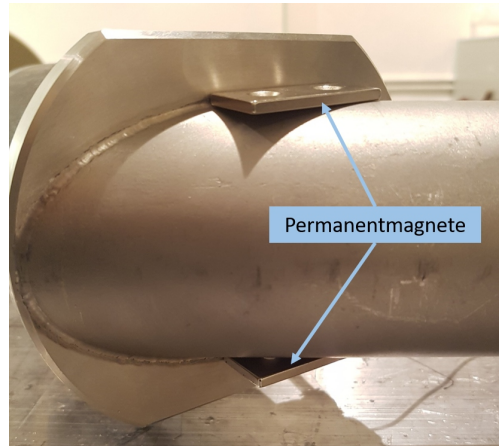


Abbildung 4.1.: Die im Bild zu sehenden Permanentmagnete wurden zur zusätzlichen Ablenkung der an der Probe emittierten Sekundärelektronen angebracht.

der Kathode in der Ionenquelle einer zeitlichen Schwankung unterliegt, wurde zur Überprüfung zusätzlich die Ausbeute Y der bei der Reaktion $^1\text{H}(^{15}\text{N},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ entstehenden 4439 keV Gammaquanten gemessen. Dazu wurde mithilfe der Software MAESTRO für jeden Datenpunkt ein Gammaskpektrum aufgezeichnet und die Anzahl der Reaktionsereignisse im relevanten Energiebereich bestimmt, mit der durch MAESTRO gegebenen Totzeit korrigiert und ins Verhältnis zur gemessenen Ladung Q gesetzt, welche auf der Probe platziert wurde. Da bei dieser Strahlenergie aufgrund der energetischen Breite der verwendeten Probe die 6.4 MeV Resonanz angeregt wurde, war die Zählrate der Reaktionsereignisse hoch genug, um bereits mit 1 bis 2 Minuten Messung pro Spannungseinstellung mehr als 10000 Reaktionsereignisse zu detektieren. Nach anfänglichem Abfall des gemessenen Stroms bzw. Anstieg der gemessenen Ausbeute stellt sich für beide Messgrößen für den Stickstoffstrahl dieser Energie ab etwa $U_{SE} = -750\text{ V}$ Unterdrückungsspannung ein Plateau ein, auf dem die Sekundärelektronen vollständig zurück zur Probe gelenkt werden.

Für den ^{12}C -Strahl, mit welchem den größten Teil des Experiments über gemessen wurde, wurde analog dazu eine weitere Messkurve aufgenommen, dargestellt im unteren Teil von Abbildung 4.2. Hierbei wurde ebenfalls eine möglichst hohe Strahlenergie von 5.9 MeV gewählt, welche für die verwendete Probe auf dem Maximum der breiten 5.4 MeV Resonanz der Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ liegt und somit erneut eine hohe Reaktionsausbeute liefert. Im Fall des hochenergetischen Kohlenstoffstrahls stellt sich ein Plateau des Stroms und der Reaktionsausbeute ab einer Unterdrückungsspannung von etwa $U_{SE} = -1250\text{ V}$ ein.

Um sicherzugehen, dass die Sekundärelektronen bei jeder Messung unabhängig von der Strahlenergie ausreichend unterdrückt sind, wurden alle weiteren Messungen jeweils mit einer Unterdrückungsspannung von $U_{SE} = -2\text{ kV}$ durchgeführt.

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

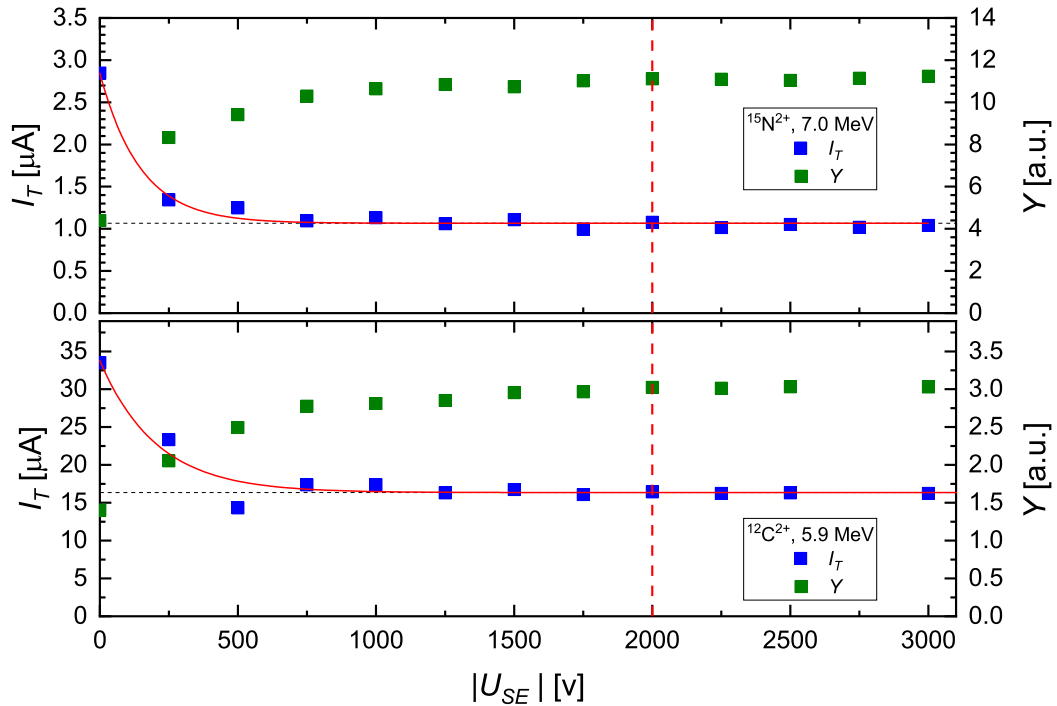


Abbildung 4.2.: Dargestellt ist der an der Probe gemessene Strom I_T und die Reaktionsausbeute Y in Abhängigkeit von der Sekundärelektronen-Unterdrückungsspannung U_{SE} . Die obere Darstellung zeigt eine Messung mit einem 7 MeV ^{15}N -Strahl und der untersuchten Reaktion $^1\text{H}(^{15}\text{N},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$. In der unteren Abbildung wurde mit einem 5.9 MeV ^{12}C -Strahl die Gammalinie der Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ untersucht. Der durch die Sekundärelektronen verfälschte Strom nimmt exponentiell mit steigender Unterdrückungsspannung ab und nähert sich dem unverfälschten Wert an. Durch einen entsprechenden Fit der Messdaten (rote Kurve) kann der tatsächliche Stromwert (waagerechte schwarze Strichlinie) bestimmt werden. Für die Unterdrückungsspannung wurde für alle weiteren Messungen ein Wert von -2 kV ausgewählt, was durch die senkrechte rote Linie markiert ist.

4.2. Übersicht der Messungen

Das Experiment fand über den Zeitraum vom 16.01. bis 01.02.2017 statt, wobei vier Tage pro Woche jeweils 24 Stunden lang mit Beschleunigerstrahl gemessen werden konnte. Die Wochenenden, an denen kein Personal vor Ort war, sowie ein Tag pro Woche, an dem der Beschleuniger für industrielle Implantierung belegt war, wurden für Messungen der Untergrundstrahlung verwendet, welche nachfolgend beschrieben werden. In Abschnitt 4.2.2 werden die Messungen, die mit den hergestellten Proben durchgeführt wurden, erläutert. Weitere Messungen mit radioaktiven Quellen und Bestahlung einer Aluminiumprobe mit Protonen zur Bestimmung der Detektoreffizienz werden im folgenden Kapitel in Abschnitt 5.3 erläutert.

4.2.1. Untergrundmessungen

Die Untergrundmessungen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Ein Vergleich der Zählraten der 1461 keV Linie von ^{40}K , der 2615 keV Linie des Zerfalls von ^{208}Tl und der Gesamtzählrate in der Region zwischen 2000 und 2500 keV in den Gammaspektren hat gezeigt, dass die einzelnen Untergrundspektren im Rahmen ihrer Messgenauigkeiten miteinander übereinstimmen und für die spätere Auswertung zu einem Summenspektrum addiert werden können.

Bezeichnung	Datum	Dauer
BG 1	21.01.	49 h
BG 2	26.01.	18 h
BG 3	28.01.	50 h
BG 4	01.02.	3 h
Summe		120 h

Tabelle 4.1.: Aufgelistet sind die durchgeführten Untergrundmessungen mit dem Datum des Messbeginns und der Messdauer. Die vier Messungen wurden im Anschluss zu einem Summenspektrum addiert mit einer Gesamtmesszeit von 120 h.

4.2.2. Messungen mit Wasserstoffproben

Die Messungen mit den in Kapitel 3.1 beschriebenen Proben sind in den Tabellen 4.2 und 4.3 aufgelistet, wobei die Reihenfolge der Einträge der zeitlichen Abfolge des Experiments entspricht. Neben der jeweils verwendeten Strahlart und der Strahlenergie E ist die Dauer der Messung t , die durch die einfallenden Ionen auf der Probe platzierte Ladung Q und der an der Probe gemessene Strom dargestellt. Letzterer ist als Durchschnittsstrom I_{avg} über die jeweilige Messung und als maximal gemessener Strom I_{max} angegeben.

Um Informationen über den Wasserstoffgehalt in Abhängigkeit von der Tiefe in der Probe zu erhalten und Veränderungen im Laufe der Messzeit beobachten zu können, wurden von jeder Probe in regelmäßigen Abständen Wasserstofftiefenprofile erstellt. Dazu wurde die schmale 1^- -Resonanz der Reaktion $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ bei einer Resonanzenergie im Schwerpunktsystem von $E_{cm} = 0.40$ MeV mithilfe eines Stickstoffstahls in inverser Kinematik ausgenutzt. Um den Energiebereich der Resonanzenergie des ^{15}N -Strahls von $E_{^{15}\text{N}} = 6.4$ MeV herum wurde dabei jeweils die Ausbeute der charakteristischen Gammaquanten mit der Energie von $E_\gamma = 4439$ keV vermessen. Hierbei handelt es sich um ein Standardverfahren, das als Nuclear Resonant Reaction Analysis (NRRA) bezeichnet wird und erstmals in den 70er Jahren für die betrachtete Resonanz angewendet wurde [LTZK76]. In den Tabelle 4.2 und 4.3 sind diese Messungen mit der Bezeichnung Scan aufgeführt. Bei Scan 1 der ersten Probe wurde ein dreifach geladener Stickstoffstrahl verwendet. Alle weiteren Scans wurden mit einem zweifach geladenen Strahl durchgeführt,

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

da mit diesem ein höherer Strom erzeugt werden konnte und nach Scan 1 ersichtlich war, dass die für einen zweifach geladenen Strahl mit dem Beschleuniger maximal erzeugbare Strahlenergie von $E_{15N} = 7.7\text{ MeV}$ ausreichend hoch war, um auch die abfallende Flanke der 200 nm Proben vermessen zu können. Die aus diesen Messungen erstellten Wasserstofftiefenprofile, aus welchen der Zeitpunkt eines Probenwechsels abgeleitet wurde, werden in Abschnitt 4.4 näher erläutert.

Die Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ wurde insgesamt im Energiebereich von $E_{12C} = 2016$ bis 6554 keV mit einem Kohlenstoffstrahl gemessen. Als zusätzliche Überprüfung der zeitlichen Stabilität der Proben wurde in regelmäßigen Abständen eine Messung auf der breiten $E_{cm} = 0.42\text{ MeV}$ -Resonanz durchgeführt, was in der Tabelle unter der Bezeichnung Monitor aufgeführt ist. Dazu wurde zunächst für jede Probe mit Strahlenergien um die Resonanz herum in 100 keV Schritten gemessen und dann für die späteren Monitor-Messungen der selben Probe die Energie verwendet, bei der zuvor die höchste Ausbeute ermittelt wurde.

Die Messungen zu U_{SE} , welche in Abbildung 4.2 dargestellt sind, erfolgten unter Verwendung der Probe 1-200-hy. Die mit Stickstoffstrahl erhaltenen Werte wurden dabei vor der Messung von Scan 1 aufgenommen und sind nicht mit in der Tabelle aufgeführt. Die Messung mit Kohlenstoffstrahl war Teil der mit Monitor 1 bezeichneten Messreihe.

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Probe	Bez.	Strahlart	E [keV]	t [h]	Q [mC]	I_{avg} [μA]	I_{max} [μA]
1-200-hy	Scan 1	$^{15}\text{N}^{3+}$	6400-7700	2.3	3	0.3	0.4
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2521	11.3	261	6.8	9.4
	Scan 2	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7700	1.2	3	0.8	1.1
		Monitor 1	$^{12}\text{C}^{2+}$	5050-6250	2.1	166	19.8
	$^{12}\text{C}^{2+}$		3025	12.7	376	8.7	12.1
	Scan 3	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7700	1.2	3	0.8	1.0
2-200-hy	Scan 1	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7700	0.8	3	0.9	1.0
	Monitor 1	$^{12}\text{C}^{2+}$	5050-6550	1.5	44	9.4	11.3
		$^{12}\text{C}^{2+}$	4537	0.8	21	7.0	7.0
	Monitor 2	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	2	8.6	8.6
		$^{12}\text{C}^{2+}$	4034	2.4	61	7.1	8.0
	Monitor 3	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	2	6.7	6.7
		$^{12}\text{C}^{2+}$	3529	5.7	146	7.1	8.0
	Monitor 4	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	1	6.1	6.2
		Scan 2	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7700	1.0	4	1.1
	Monitor 5	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	2	19.2	19.2
		$^{12}\text{C}^{2+}$	3529	2.1	59	7.8	9.6
	Monitor 6	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	2	16.8	16.8
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2521	16.2	355	6.1	7.8
	Monitor 7	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	2	8.8	8.8
		Scan 3	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7700	0.6	3	1.4
	Monitor 8	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	2	15.0	15.0
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2016	19.3	394	5.8	8.1
	Monitor 9	$^{12}\text{C}^{2+}$	6151	< 0.1	2	12.0	12.0
		Scan 4	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7700	1.0	3	0.9

Tabelle 4.2.: In zeitlicher Reihenfolge sind für die Messungen mit den ersten beiden Proben die verwendeten Strahlarten und -energien E , die Dauer der Bestrahlung t , auf der Probe deponierte Ladung Q und durchschnittlicher sowie maximaler Strom an der Probe I_{avg} bzw. I_{max} aufgeführt.

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Probe	Bez.	Strahlart	E [keV]	t [h]	Q [mC]	I_{avg} [μA]	I_{max} [μA]
3-100-im	Scan 1	$^{15}\text{N}^{2+}$	6350-7000	0.8	2	0.7	0.8
	Monitor 1	$^{12}\text{C}^{2+}$	5850-6250	0.6	31	14.6	17.2
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2016	7.9	225	7.9	8.8
	Monitor 2	$^{12}\text{C}^{2+}$	5951	0.1	5	9.9	9.9
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2269	7.0	405	16.2	18.0
	Scan 2	$^{15}\text{N}^{2+}$	6350-7000	0.6	2	1.0	1.3
4-100-hy	Scan 1	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7100	0.7	2	0.8	1.0
	Monitor 1	$^{12}\text{C}^{2+}$	5550-6050	0.5	18	9.4	11.6
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2268	13.0	709	15.1	16.8
	Monitor 2	$^{12}\text{C}^{2+}$	5645	< 0.1	3	9.9	9.9
	Scan 2	$^{15}\text{N}^{2+}$	6400-7100	0.9	2	0.6	0.8
5-100-hy	Scan 1	$^{15}\text{N}^{2+}$	6350-7100	0.5	1	0.5	0.5
	Monitor 1	$^{12}\text{C}^{2+}$	5550-6050	0.2	10	18.1	22.7
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2269	16.3	932	16.0	17.6
	Monitor 2	$^{12}\text{C}^{2+}$	5747	< 0.1	3	12.5	12.5
	Scan 2	$^{15}\text{N}^{2+}$	6350-7100	0.3	1	1.2	1.4
6-200-hy	Scan 1	$^{15}\text{N}^{2+}$	6350-7700	0.5	2	1.1	1.2
	Monitor 1	$^{12}\text{C}^{2+}$	5850-6050	< 0.1	3	10.1	10.9
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2268	8.3	520	17.6	23.3
	Monitor 2	$^{12}\text{C}^{2+}$	5850-6050	0.1	7	16.3	16.5
		$^{12}\text{C}^{2+}$	2268	5.7	319	15.7	16.3
	Monitor 3	$^{12}\text{C}^{2+}$	5550-6050	0.2	10	15.5	15.9

Tabelle 4.3.: Wie Tabelle 4.2, aber für Proben 3 bis 6.

4.3. Gammaskpektren

Die Abbildungen 4.3, 4.5 und 4.6 zeigen beispielhaft einige energiekalibrierte Gammaskpektren für verschiedene Strahlarten und -energien. Als Vergleich ist jeweils das Summenspektrum aus den Untergrundmessungen skaliert auf die Messzeit des strahlinduzierten Spektrums dargestellt.

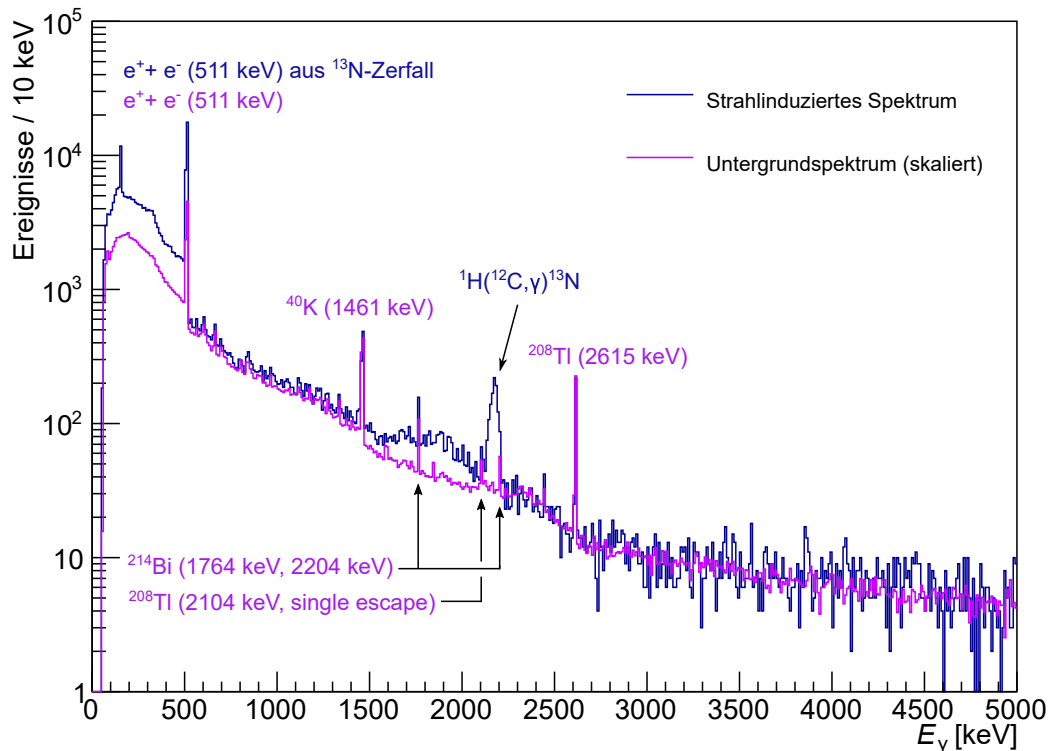


Abbildung 4.3.: Spektrum nach Bestrahlung der Probe 1-200-hy mit 3 MeV $^{12}\text{C}^{2+}$ -Strahl und skaliertes Untergrundspektrum, $t_L = 12.7\text{ h}$, $Q = 376\text{ mC}$

Abbildung 4.3 zeigt das Spektrum nach Bestrahlung der Probe 2-200-hy mit einem 3 MeV ^{12}C -Strahl. Der markierte Peak bei 2150 keV stellt den zu untersuchenden Peak der Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ dar, dessen Position abhängig von der Strahlenergie ist, da es sich um einen primären Gammaübergang handelt. Nicht strahlinduzierter Untergrund tritt durch die aus der Literatur [Gil08] bekannten Linien von ^{40}K bei 1461 keV sowie der aus dem Radonzerfall stammenden Tochternuklide ^{208}Tl bei 2615 keV und ^{214}Bi bei 1764 und 2204 keV. Der Bereich des zu untersuchenden Reaktionspeaks überlappt dabei insbesondere mit der 2204 keV Linie von ^{214}Bi und mit der sogenannten Single Escape Linie von ^{208}Tl , welche sich 511 keV unterhalb der 2615 keV Linie befindet.

Bei einer Single Escape Linie handelt es sich um eine unechte Spektrallinie. Diese entsteht durch Paarbildung bei Gammaquanten mit einer Energie von über 1022 keV. Wenn das entstehende Positron im Detektormaterial annihiliert wird, entstehen zwei Photonen mit

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

einer Energie von jeweils 511 keV. Verlässt eines dieser Photonen den Detektor ohne detektiert zu werden, wird die Energie des Ereignisses um 511 keV zu niedrig gemessen, womit das Ereignis im Single Escape Peak anstelle des Vollenergiepeaks detektiert wird. Für den Fall, dass beide Photonen den Detektor verlassen, wird das Ereignis in einem sogenannten Double Escape Peak registriert, welcher energetisch 1022 keV unterhalb des Vollenergiepeaks liegt.

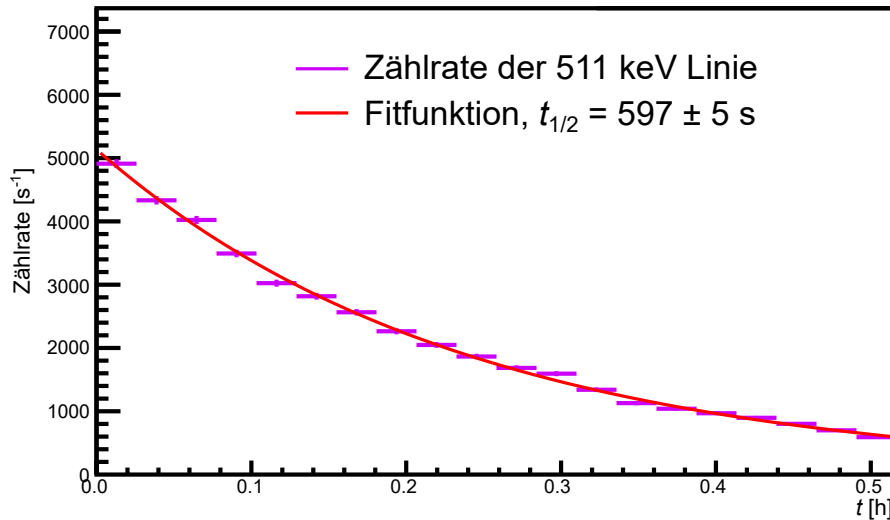


Abbildung 4.4.: Dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Zählrate der 511 keV Linie nach Abschalten des Beschleunigerstrahls. Die Rate nimmt exponentiell ab und nähert sich einer konstanten Rate der natürlichen Untergrundstrahlung an. Ein entsprechender Fit an die Messdaten mit einer Zerfallsfunktion mit Offset ergibt eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 597 \pm 5$ s, was mit dem Literaturwert für den β^+ -Zerfall von ^{13}N konsistent ist.

Der Peak bei 511 keV ergibt sich aus der Annihilation von Elektron-Positron-Paaren und ist Teil des natürlichen Untergrunds. Im strahlinduzierten Spektrum wird diese Linie allerdings stark verstärkt und klingt auch nach Abschalten des Beschleunigerstrahls nur langsam wieder ab. In Abbildung 4.4 ist der zeitliche Verlauf der Zählrate der 511 keV Linie unmittelbar nach Abschalten des Beschleunigerstrahls nach der Messung mit hochenergetischen Kohlenstoffstrahl Monitor 1 der Probe 1-200-hy dargestellt. Ein Fit des zeitlichen Verlaufs zeigt einen Abfall der Linie mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 597 \pm 5$ s. Dieser Wert ist konsistent mit der Halbwertszeit $t_{1/2} = 598$ s des β^+ -Zerfalls von ^{13}N . Selbiges wird zum einen durch die untersuchte Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ erzeugt, allerdings nur in verhältnismäßig kleinen Mengen. Zum anderen entsteht ^{13}N auch bei der Reaktion $^2\text{H}(^{12}\text{C},n)^{13}\text{N}$. Das dafür notwendige Deuterium ist Teil des bei der Hydrierung verwendeten natürlichen Wasserstoffs. Natürlicher Wasserstoff besteht zwar nur zu 0.015 % aus Deuterium, der wesentlich größere Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^2\text{H}(^{12}\text{C},n)^{13}\text{N}$ gleicht dies allerdings mehr als aus. Aufgrund der Halbwertszeit von etwa 10 min wird dieser Zerfall auch anteilhaft in den Untergrundspektren mitgemessen, welche jeweils kurz nach den Messungen mit Beschleunigerstrahl gestartet wurden.

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

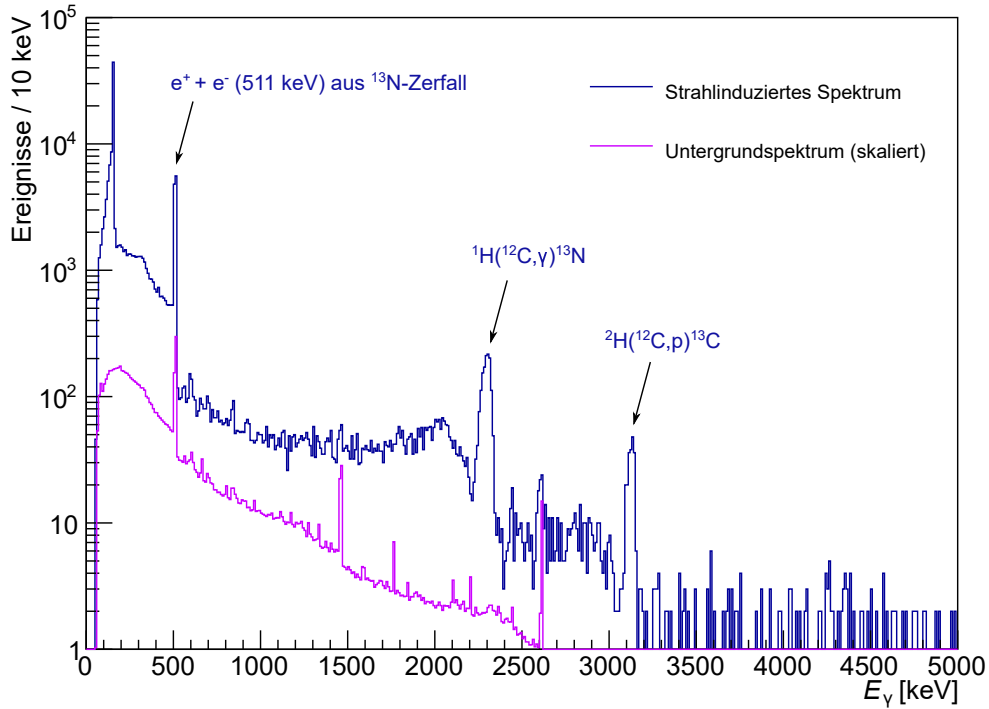


Abbildung 4.5.: Spektrum nach Bestrahlung der Probe 2-200-hy mit 4.5 MeV ^{12}C -Strahl und skaliertes Untergrundspektrum, $t_L = 50$ min, $Q = 21$ mC

Ab einer Strahlenergie von 4.5 MeV ist, wie in Abbildung 4.5 verdeutlicht, ein weiterer strahlinduzierter Peak bei einer Gammaenergie oberhalb von 3 MeV zu sehen. Dabei handelt es sich um einen ebenfalls durch Deuterium induzierten Peak der Reaktion $^2\text{H}(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$. Die detektierten Ereignisse stammen dabei aus Gammaquanten mit einer Energie von 3089 keV, die beim Übergang vom ersten angeregten Zustand von ^{13}C in den Grundzustand entstehen. Der Q-Wert der Reaktion liegt bei $Q = +2722$ keV [SW13, S. 304], womit ab einer Schwerpunktsenergie von $E_{cm} = 367$ keV (entspricht einer ^{12}C -Strahlenergie von 2554 keV) die Erzeugung der 3089 keV Gammaquanten möglich ist. Erst ab Strahlenergien oberhalb von 4 MeV werden jedoch genügend Gammaquanten erzeugt, um einen deutlich sichtbaren Peak zu bilden.

Abbildung 4.6 zeigt ein Gammaspektrum nach Bestrahlung der Probe 2-200-hy mit einem 7 MeV ^{15}N -Strahl. Bei dem Peak bei 4439 keV handelt es sich um den Vollenergiepeak der Reaktion $^1\text{H}(^{15}\text{N},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$, welcher zur Bestimmung der Reaktionsausbeute für die Probenprofile ausgewertet wurde. Die beiden kleineren Peaks, die mit einer gepunkteten Pfeillinie markiert wurden, sind die dazugehörigen Single Escape und Double Escape Peaks.

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

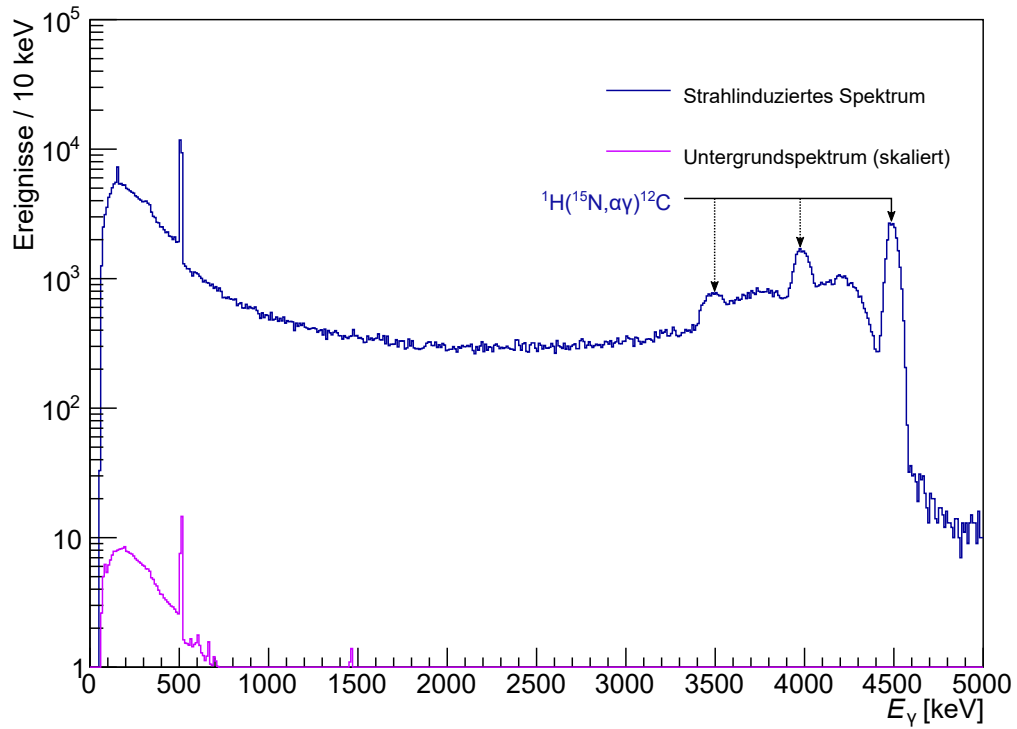


Abbildung 4.6.: Spektrum nach Bestrahlung der Probe 2-200-hy mit 7MeV ^{15}N -Strahl (Scan 1) und skaliertes Untergrundspektrum

4.4. Untersuchungen der Proben

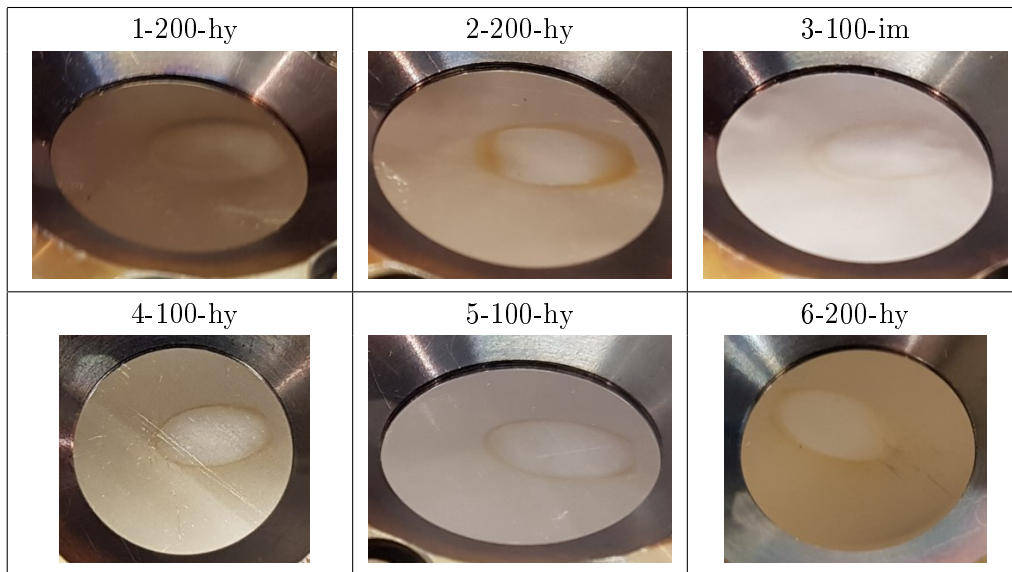


Abbildung 4.7.: Dargestellt sind Fotos der Vorderseite jeder Probe nach Abschluss der Bestrahlung.

In Abbildung 4.7 sind die Vorderseiten der sechs verwendeten Proben nach Abschluss der Bestrahlung dargestellt. Der sichtbare Strahlfleck befindet sich jeweils vollständig auf der Oberfläche der Probe ohne Kontakt zum Probenhalter und spannt eine ellipsenförmige Fläche mit etwa 50 mm^2 Flächeninhalt auf.

In den folgenden Unterkapiteln werden die aus den Messungen der Probencharakteristik resultierenden Wasserstofftiefenprofile sowie die mögliche Auswirkung der Bestrahlung auf den zeitlichen Verlauf der Profile diskutiert.

4.4.1. Wasserstofftiefenprofile

Ein Wasserstofftiefenprofil ergibt sich, indem man für jede durchgeführte Messreihe jeweils die Reaktionsausbeute Y des Vollenergiepeaks der 4439 keV Linie der Reaktion $^1\text{H}(^{15}\text{N},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ über die dabei verwendete Strahlenergie $E_{15\text{N}}$ darstellt. Die Bezeichnung rührt daher, dass einerseits bei höher werdenden Strahlenergien die gemessene Reaktion immer tiefer im Inneren der Probe stattfindet und andererseits die Ausbeute proportional zum Wasserstoffanteil in der entsprechenden Probenschicht ist (siehe Kapitel 5.4.2). Die Reaktionsausbeute Y ergibt sich aus der Formel

$$Y = \frac{N}{Q \cdot \frac{t_L}{t_R}}, \quad (4.1)$$

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

wobei N die Anzahl an Reaktionsereignissen im Vollenergiepeak und Q die auf der Probe platzierte Ladung darstellt. Die Bestimmung von N aus den Gammaspektren wird in Kapitel 5.5.2 beschrieben. Bei dem Faktor $\frac{t_L}{t_R}$ handelt es sich um einen Korrekturterm, um die Totzeit von Detektor und Datenerfassung zu berücksichtigen. Dabei gibt t_L die Zeit wieder, in der während der Messung Reaktionsereignisse erfasst werden konnten, während t_R die real vergangene Zeit darstellt, innerhalb welcher der Strom auf der Probe zu dem gemessenen Ladungswert integriert wurde. Für die beiden Parameter wurden jeweils die von MAESTRO ausgegebenen Werte verwendet.

Abbildung 4.8 zeigt die im Laufe der Bestrahlung gemessenen Wasserstofftiefenprofile für die 200 nm dicke Probe 2-200-hy. Die Profile aller vermessenen Proben sind außerdem in Anhang A.1 aufgeführt. Da der Ladungszustand des Strahls für die Probenscans nach der Messung des ersten Profils geändert wurde, wurden die Reaktionsausbeuten jeweils mit der Ladungszahl q des Stickstoffstrahls multipliziert, um alle Profile untereinander quantitativ vergleichen zu können. Die Messpunkte auf den Plateaus der Profile wurden jeweils mit einer statistischen Messgenauigkeit von 1 % vermessen. Alle weiteren Messpunkte mit einer Ausbeute, die mindestens 5 % der Ausbeute auf dem Plateau entspricht, wurden mit einer Genauigkeit von 3 % oder besser vermessen.

Bei einer gleichförmigen Verteilung des Wasserstoffs in der Probe ergibt sich typischerweise ein trapezförmiges Profil mit einer steileren niederenergetischen Flanke, einem horizontalen Plateau und einer flacheren höherenergetischen Flanke. Die niederenergetische Flanke ergibt sich aus der Breite der vermessenen Resonanz und der energetischen Breite des vom Beschleuniger erzeugten Ionenstrahls. Das Plateau entsteht durch den Energieverlust des Strahls in der Probe und beginnt in der Nähe der Resonanzenergie, bei der die am Rand der Probe stattfindenden Ereignisse gemessen werden. Durch Erhöhung der Energie kann die Reaktionsausbeute in den tieferen Schichten der Probe gemessen werden, da der Energieverlust des Strahls beim Durchqueren des Probenmaterials ausgeglichen werden muss, um wieder im Bereich der Resonanzenergie messen zu können. Die Breite der abfallenden Flanke des Profils ergibt sich zusätzlich zur Resonanzbreite und der energetischen Breite des Stickstoffstrahls aus dem Energie-Straggling des Strahls beim Durchlaufen des Probenmaterials.

Im Falle einer ungleichmäßigen Verteilung des Wasserstoffs in der Probe ergibt sich anstelle des Plateaus eine hügelartige Struktur, wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist. Aus den verschiedenen Scans der Proben lässt sich außerdem erkennen, dass besonders im höherenergetischen Bereich die Reaktionsausbeute im Plateaubereich im Laufe der Bestrahlung sichtbar nachlässt, während sich die Ausbeute im niederenergetischen Plateaubereich nur geringfügig ändert und teilweise sogar leicht erhöht. Dies bedeutet einerseits, dass ein Verlust von Wasserstoff über den Verlauf einer Bestrahlung zustande kommt und zeigt andererseits eine gleichzeitig stattfindende Verschiebung des Wasserstoffs aus den tieferen Regionen der Probe hin zur Oberfläche. Nach einer deutlichen Reduzierung des Wasserstoffgehalts wurde die Probe jeweils gewechselt.

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

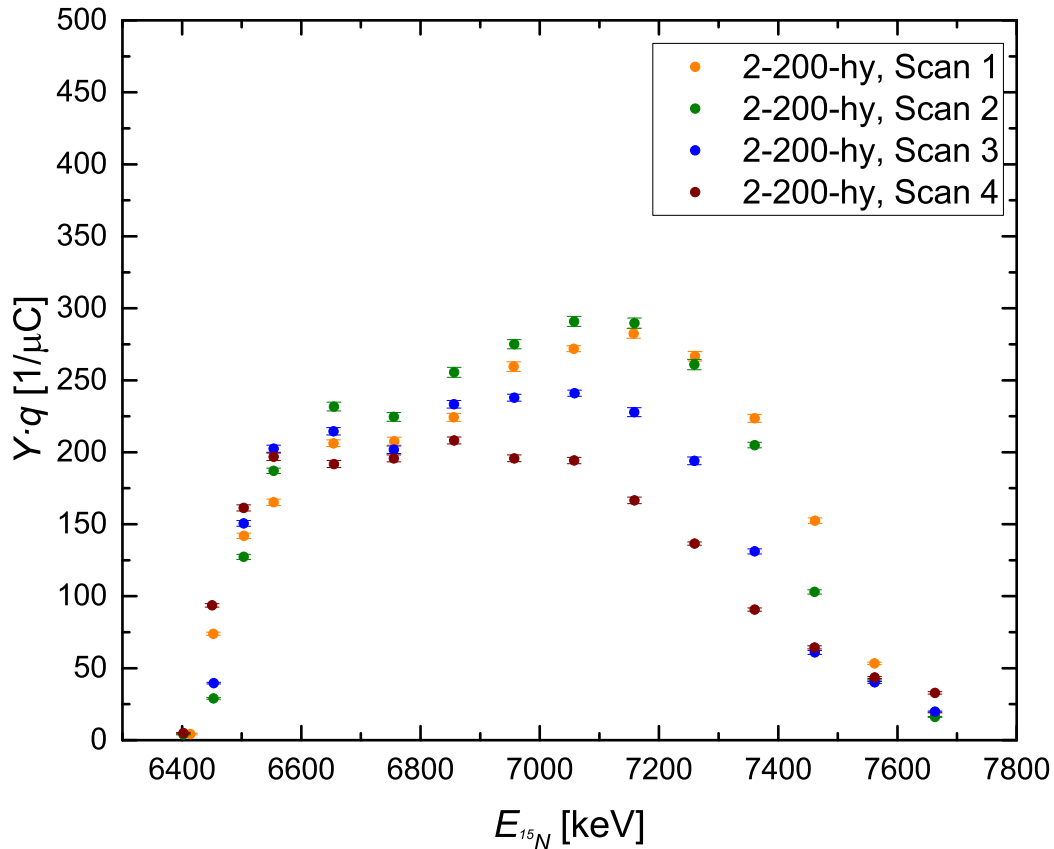


Abbildung 4.8.: Dargestellt ist die Reaktionsausbeute Y des 4439 keV Vollenergiepeaks aus den Messreihen Scan 1-4 der Probe 2-200-hy multipliziert mit der Ladungszahl q des Stickstoffstrahls. Nach der Durchführung von Scan 4 wurde die Probe gewechselt.

4.4.2. Auswirkung der Bestrahlung

Wie aus der zeitlichen Veränderung der Wasserstofftiefenprofile ersichtlich ist, verringert sich die Gesamtreaktionsausbeute und damit der Wasserstoffgehalt in der bestrahlten Region der Probe im Laufe einer Messung. Dies wird besonders im höherenergetischen Bereich der Profile deutlich. Für die Verringerung des Wasserstoffgehalts im Laufe der Bestrahlung kann es verschiedene Ursachen geben. Zum einen wird bei den gemessenen Protoneneinfangreaktionen Wasserstoff umgewandelt. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktionen ist allerdings zu klein, um im Laufe der einzelnen Bestrahlungen einen signifikanten Anteil des insgesamt vorhandenen Wasserstoffs umzuwandeln, weswegen dieser Effekt vernachlässigt werden kann. Zum anderen führt der beschleunigte Ionenstrahl beim Durchqueren des Probenmaterials mit diesem elastische Stöße durch, wobei es dazu kommen kann, dass Wasserstoff von den TiH_2 -Molekülen an der Oberfläche der Probe abgespalten wird. Außerdem kann der Wasserstoff beim Vorhandensein hoher Tempera-

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

turen ausgasen. Diese beiden Effekte werden im Folgenden näher untersucht.

Abspalten durch elastische Stöße

Die Simulationssoftware SRIM-2013 [ZBZ08] bietet die Möglichkeit dieses sogenannte Oberflächensputtering zu untersuchen. Eine entsprechende Simulation mit den Charakteristika der vorhandenen Proben und den verwendeten Strahlarten und -energien hat gezeigt, dass es im Verlauf einer vollständigen Bestrahlung zu Wasserstoffverlusten im zweistelligen Prozentbereich kommen kann.

Die Simulation wurde zunächst für einen ^{12}C -Strahl mit einer Energie von 2 MeV durchgeführt, was der niedrigsten gemessenen Energie entspricht. Als Probenmaterial wurde eine 100 nm tiefe Schicht von TiH_2 verwendet, die der Kohlenstoffstrahl unter einem Winkel von 55° durchläuft. Es wurde dabei vereinfachend angenommen, dass der Wasserstoff beim Hydrieren und Implantieren die vorhandenen freien Gitterplätze besetzt, womit sich die Schichtdicke des aufgedampften Titans nicht ändert. Damit beträgt die Dichte des Titanhydroxids $4.69 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, was der Dichte von Titan multipliziert mit dem Massenverhältnis $\frac{m_{\text{Ti}}+2 \cdot m_{\text{H}}}{m_{\text{Ti}}}$ entspricht mit den Massen m_{H} und m_{Ti} für ein Wasserstoff- bzw. Titanatom. Ein Schlüsselparameter zur Bestimmung der Menge an abgespaltenem Wasserstoff ist die Oberflächenbindungsenergie, welche der Energie entspricht, die die Atome an der Oberfläche der Probe mindestens besitzen müssen, um diese verlassen zu können. Diese ist im Allgemeinen nicht einfach zu bestimmen, da sie von verschiedenen Faktoren, wie beispielsweise der Rauigkeit der Oberfläche, abhängig ist. Zunächst wurde der aus den Tabellen von SRIM-2013 vorgeschlagene Wert von 2 eV für Wasserstoffatome für die Simulation verwendet. In Abbildung 4.9 ist die Energieverteilung des Wasserstoffs dargestellt, der unter diesen Bedingungen die Oberfläche der Probe verlässt. Dabei handelt es sich laut Simulation mit annähernd 100000 Ionen um etwa 0.05 Wasserstoffatome pro einfallendem Kohlenstoffion. Bei der Gesamtbestrahlung einer Probe von etwa 1 C und somit $3.1 \cdot 10^{18}$ doppelt geladenen Kohlenstoffionen gehen damit ca. $1.6 \cdot 10^{17}$ Wasserstoffatome verloren. In dem vom sichtbaren Strahlfleck abgedeckten Volumen von $50 \text{ mm}^2 \cdot 100 \text{ nm}$ befinden sich insgesamt etwa $5.7 \cdot 10^{17}$ Wasserstoffatome, wenn man von den zuvor beschriebenen Annahmen einer TiH_2 -Dichteverteilung ausgeht. Der Verlust an Wasserstoff beträgt somit für diesen Fall etwa 30 % über den Verlauf einer vollständigen Bestrahlung. Verwendet man anstelle der von SRIM vorgeschlagenen Werte die Werte aus Ref. [Fre87] für die Bindungsenergie von Wasserstoffatomen an polykristallinen Titanoberflächen (72 bis 76 kcal/mol und somit 3 bis 4 eV pro Wasserstoffatom), ergibt sich ein Wert zwischen 20 und 25 %.

Die Simulation wurde für Kohlenstoffstrahlen der maximal verwendeten Energie von 6.5 MeV wiederholt. Dabei ergeben sich für 100 nm dicke Proben bei 1 C platzierter Ladung Wasserstoffverluste in Höhe von rund 10 %. Bei doppelt geladenen ^{15}N -Ionen mit einer Energie von 7 MeV liegt die Menge an abgespaltenem Wasserstoff pro einfallendem Ion in der selben Größenordnung wie für Kohlenstoff. Da die mit Stickstoffstrahl plat-

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

zierte Ladung allerdings weit unterhalb von 1 C liegt, ist der Wasserstoffverlust durch Oberflächensputtering bei den Probescans vernachlässigbar klein.

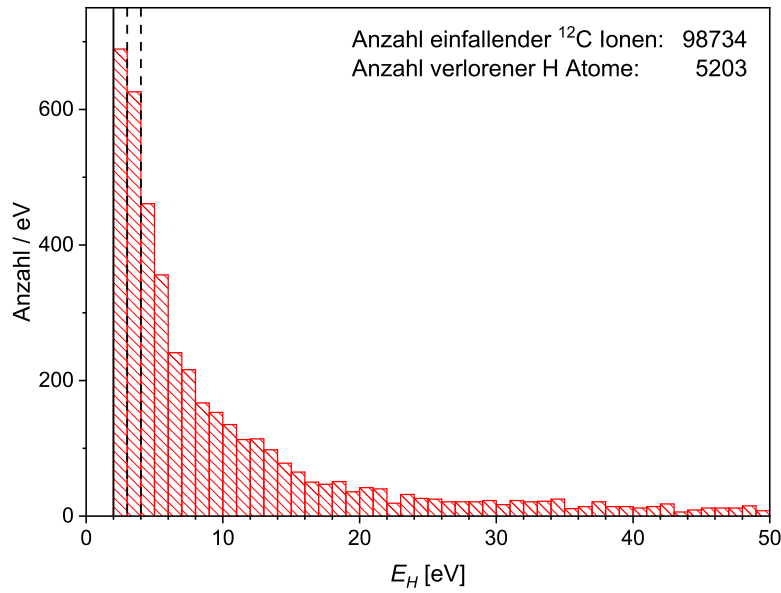


Abbildung 4.9.: Die Abbildung zeigt die Energieverteilung E_H von Wasserstoff an der Oberfläche der Probe nach elastischen Stößen durch einen 2 MeV Kohlenstoffstrahl. Dargestellt ist der Energiebereich bis 50 eV. Für die Anzahl der an der Oberfläche ausgetretenen Wasserstoffatome wurden nur Energien ab 2 eV (von SRIM-2013 vorgeschlagene Oberflächenbindungsenergie, dargestellt durch senkrechte schwarze Linie) von Wasserstoffatomen an der Oberfläche berücksichtigt. Der Bereich der Bindungsenergien aus [Fre87] zwischen 3 und 4 eV liegt innerhalb der dargestellten senkrechten Strichlinien. Bei diesen Bindungsenergien würden die energetisch unterhalb des Bereichs dargestellten Wasserstoffatome nicht aus der Probe austreten.

Insgesamt kann man davon ausgehen, dass aufgrund von Oberflächensputtering im Laufe einer Bestrahlung der Wasserstoff sichtbar abnimmt. Der Effekt ist dabei proportional zur platzierten Ladung.

Ausgasen bei hohen Temperaturen

Ein weiterer Grund für eine Abnahme des Wasserstoffgehalts im Laufe der Bestrahlung ist das lokale Auftreten hoher Temperaturen. Unter Hochvakuum beginnt der Wasserstoff ab $400\text{ }^\circ\text{C}$ sich teilweise aus der Titanverbindung zu lösen und aus dem Material auszudampfen, während bei $1000\text{ }^\circ\text{C}$ eine vollständige Desorption erzielt wird [Bra78, S. 1333f].

Die beschleunigten Stickstoff- und Kohlenstoffionen werden mit den im Experiment verwendeten Energien innerhalb der ersten $5\text{ }\mu\text{m}$ des $220\text{ }\mu\text{m}$ dicken Tantalbackings vollständig gestoppt, wie eine weitere mit SRIM-2013 durchgeführte Simulation gezeigt hat. Durch das Abbremsen der Ionen entsteht Wärme, die nahezu vollständig in den vom Strahlfleck abgedeckten Bereich der zum Probenmaterial angrenzenden Oberfläche des Tantalbackings abgeführt wird. Die pro Zeit übertragene Wärme \dot{W}_Q entspricht der Leistung des Ionenstrahls P , welche sich aus der Strahlenergie E , dem an der Probe gemessenen Strom I und der Ladung eines Ions berechnen lässt. Letztere besteht aus dem Produkt der Ladungszahl q und der konstanten Elementarladung e . Es gilt die Gleichung

$$\dot{W}_Q = P = U \cdot I = \frac{E \cdot I}{q \cdot e}. \quad (4.2)$$

Im Extremfall von $I = 42.2\text{ }\mu\text{A}$ bei $E = 5.9\text{ MeV}$ ^{12}C Strahlenergie bei der ersten Monitormessung der Probe 1-200-hy lag also eine Wärmeleistung in Höhe von 125 W vor. Nach dieser Messung wurde der Strom begrenzt und für alle weiteren Monitormessungen bei Energien über 5 MeV lag die maximale Wärmeleistung zwischen 20 und 70 W . Für alle niederenergetischen Kohlenstoffmessungen unter 5 MeV , die über längere Zeiträume gemessen wurden, lagen die Maxima jeweils unterhalb von 25 W . Bei den Messungen mit einem Stickstoffstrahl war die Strahlleistung vergleichsweise gering und die pro Zeit zugeführte Wärme lag durchgehend unter 7 W .

Mit derart hohen Leistungen können trotz Wasserkühlung lokal sehr hohe Temperaturen auftreten. Zur Veranschaulichung soll die folgende Beispielrechnung dienen. Zunächst wird der Fall betrachtet, dass die Probe nur die Fläche des sichtbaren Strahlflecks von $A = 50\text{ mm}^2$ ausfüllt und ebenfalls nur auf dieser Fläche Kontakt zur Wasserkühlung hat. Es wird dabei angenommen, dass der Ionenstrahl die Fläche gleichmäßig bestrahlt. Die Temperaturdifferenz ΔT_1 zwischen der Vorderseite des Tantalbackings, auf der die Titanhydrid-Schicht aufgebracht ist und wo der größte Teil der Wärmeleistung deponiert wird, zur Rückseite des Tantalbackings, welche Kontakt zum Kühlwasserstrom hat, lässt sich über die Formel

$$\Delta T_1 = \frac{\dot{W}_Q \cdot d}{\lambda \cdot A} \quad (4.3)$$

berechnen. Dabei ist $d = 220\text{ }\mu\text{m}$ die Dicke des Tantalplättchens und $\lambda = 57.6\text{ }\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$ die Wärmeleitfähigkeit von Tantal bei Raumtemperatur [SS08]. Im vorliegenden Beispiel und mit einer Strahlleistung von 70 W beträgt die Temperaturdifferenz zum gekühlten Bereich

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

somit $\Delta T_1 = 5 \text{ K}$. Um die Gesamtdifferenz zur Temperatur des Kühlwassers zu ermitteln, muss außerdem der Wärmeübergang von der Metallfläche zum Wasser betrachtet werden. Hierbei gilt die Gleichung

$$\Delta T_2 = \frac{\dot{W}_Q}{\alpha \cdot A} \quad (4.4)$$

für den Temperaturunterschied ΔT_2 zwischen Kühlwasser und der dazu in Kontakt stehenden Rückseite des Tantalplättchens mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α . In Ref. [KL08] wurden verschiedene Arten von Kühlungen verglichen. Für die herkömmliche Wasserkühlung wird dabei für einen Volumenstrom von $20 \frac{1}{\text{min}}$ ein Übergangskoeffizient von $\alpha = 1670 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$ angegeben, wobei dieser nur in geringem Maße von dem Wert des Volumenstroms abhängig ist. Eingesetzt in Gleichung 4.4 ergibt sich somit für 70 W Strahlleistung ein Wert von $\Delta T_2 = 838 \text{ K}$. Wenn das Kühlwasser eine Temperatur von 18°C besitzt, dann hätte also die bestrahlte Stelle des Tantalbackings eine Temperatur ϑ von 856°C . In diesem Beispiel wird allerdings die zusätzliche seitliche Abfluss der Wärme auf die volle Fläche des Tantalplättchens und der Wasserkühlung vernachlässigt.

Rechnet man das obige Beispiel erneut für die volle Kontaktfläche der Wasserkühlung $A = 346 \text{ mm}^2$ aus und nimmt an dass der Strahl bei gleicher Leistung von 70 W diese Fläche vollständig und gleichmäßig ausfüllt, dann erhält man mit Gleichung 4.3 eine Temperaturdifferenz von $\Delta T_1 = 1 \text{ K}$ und mit Gleichung 4.4 eine Temperaturdifferenz von $\Delta T_2 = 121 \text{ K}$. Die Temperatur der bestrahlten Stelle des Tantalbackings würde in dem Fall $\vartheta = 139^\circ \text{C}$ betragen.

In Realität existieren entlang der Fläche der Probe allerdings Temperaturunterschiede, da das seitliche Abfließen der Wärme nicht unendlich schnell erfolgt. Außerdem kann die tatsächliche Fläche des bestrahlten Bereichs je nach Strahlenergie und Fokussierung von der am Ende der Bestrahlung sichtbaren Fläche abweichen und die Strahlintensität über diese ungleichmäßig verteilt sein. Weiterhin kann der Wärmeübergangskoeffizient der im Experiment genutzten Wasserkühlung von dem verwendeten Vergleichswert aus der Rechnung abweichen und bei hohen Temperaturgradienten aufgrund eines Phasenübergangs des Kühlwassers an der Grenzfläche zur Probe temperaturabhängigen Wertveränderungen unterliegen.

Die berechneten Werte können somit keine quantitativen Aussagen über die tatsächliche Maximaltemperatur der Probe bei der Bestrahlung treffen. Es lässt sich anhand der Beispielrechnung allerdings qualitativ sagen, dass Temperaturen über 400°C , ab denen es zum Ausgasen des Wasserstoffs kommen kann, durchaus lokal erreicht werden können.

Einen Anhaltspunkt dazu liefern auch die Rückseiten der bestrahlten Proben. Diese weisen in allen sechs Fällen einen schwarzen Fleck an der Oberfläche auf, der jeweils im Zentrum des auf der anderen Seite befindlichen Strahlflecks liegt, wie in Abbildung 4.10 dargestellt. Da der Ionenstrahl bereits zu Beginn der Tantalschicht gestoppt wird und diese nicht durchqueren kann, ist die naheliegendste Erklärung dafür eine Ablagerung von Verunreinigungen des Kühlwassers, welche eine Schicht auf dem Tantal bilden. Dazu kann es kommen, wenn bei hohen Temperaturen das Kühlwasser an der Oberfläche verdampft.

Ein durch lokal hohe Temperaturen hervorgerufenen Ausgasen des Wasserstoffs kann in erster Linie bei Bestrahlungen mit hoher Strahlleistung und somit vor allem bei den

4. Durchführung des Experiments zu $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

höherenergetischen Kohlenstoffmessungen auftreten und den zuvor beschriebenen Effekt des Oberflächensputterings begünstigen.



Abbildung 4.10.: Dargestellt ist die Rückseite einer bestrahlten Probe am Beispiel der Probe 6-200-hy. Der schwarze Fleck auf der Oberfläche der Rückseite ist bei allen verwendeten Proben zu sehen und entspricht der Position des Strahlflecks auf der Vorderseite.

5. Auswertung

In diesem Kapitel wird die Auswertung der zuvor beschriebenen Messung erläutert. Dafür wird zunächst in Abschnitt 5.1 die Energiekalibrierung des Detektors erklärt. In Abschnitt 5.2 werden die Winkelabhängigkeiten der untersuchten Reaktionen und der Einfluss der nahen Detektorgeometrie auf diese diskutiert. Die Bestimmung der Nachweiseffizienz für Vollenergiepeaks im Gammaspektrum unter Berücksichtigung des verwendeten Detektors wird in Abschnitt 5.3 erläutert. Der Energieverlust in den Proben und der tiefenabhängige Wasserstoffanteil wird im darauffolgenden Abschnitt 5.4 erklärt. Die anschließenden Abschnitte behandeln die Bestimmung der Reaktionsereignisse aus den Gammaspektren (5.5), die Berechnung der gemessenen und unter Annahme eines bekannten S-Faktorverlaufs erwarteten Ausbeute (5.6) und die Bestimmung einer effektiven Energie für jeden Messpunkt (5.7). Abschließend werden in Abschnitt 5.8 die Berechnung der S-Faktoren erläutert und die Werte als Endergebnis der Messung aufgeführt und dargestellt.

5.1. Energiekalibrierung

Die Nummer des Kanals N_{ch} im Detektor, in dem ein Ereignis detektiert wird, ist proportional zu der dabei im Detektor deponierten Energie E_γ . Mithilfe einer linearen Funktion

$$E_\gamma = a + b \cdot N_{ch} \quad (5.1)$$

kann somit eine Energiekalibrierung durchgeführt werden. Dies ist notwendig, um die Energie des Reaktionspeaks von ${}^1\text{H}({}^{12}\text{C}, \gamma){}^{13}\text{N}$ im Bereich zwischen 1800 und 2400 keV mithilfe des Spektrums bestimmen zu können. Als Bezugspunkte wurden hierbei die 511 keV Annihilationslinie, die ${}^{40}\text{K}$ -Linie bei 1461 keV und die ${}^{208}\text{Tl}$ -Linie bei 2615 keV verwendet.

Im Laufe des zweiwöchigen Experiments traten jedoch Schwankungen der Energiezuordnung im Detektor auf, was durch Vergleich der Kanalposition der drei Bezugslinien für die im Laufe des Experiments durchgeführten Langzeitmessungen erkennbar ist. Dies ist am Beispiel der 2615 keV Linie in Abbildung 5.1 verdeutlicht. Die Mittelwerte der Peaks und deren Messgenauigkeit wurden dabei durch Fits mit Gauß-Funktionen mit der Software ROOT [BR97] ermittelt. Da sich die Kanalpositionen im Laufe des Experiments

5. Auswertung

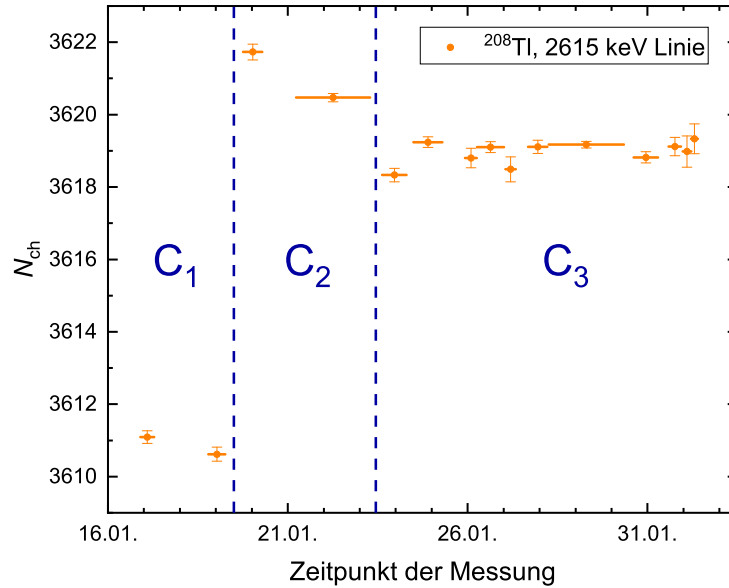


Abbildung 5.1.: Dargestellt ist die Änderung der Kanalposition für die ^{208}Tl -Linie bei 2615 keV im Laufe des Experimentzeitraums. Die horizontalen Balken der Messpunkte geben das Zeitfenster an, in dem die Messung stattfand. Die vertikalen blauen Linien trennen die drei Zeitabschnitte, für die jeweils eine eigene Energiekalibrierung C_x verwendet wurde.

Kalibrierung	a	b
C_1	-1.51 ± 0.11	0.72451 ± 0.00005
C_2	-0.86 ± 0.48	0.72238 ± 0.00020
C_3	0.63 ± 0.20	0.72229 ± 0.00008

Abbildung 5.2.: Kalibrierparameter a und b aus Gleichung 5.1 für die Energiekalibrierung der drei Zeitabschnitte des Experiments

teilweise um mehr als 10 Kanäle ändern, wurde der Experimentzeitraum in drei Teile unterteilt, für die jeweils separate Energiekalibrierungen mit den Bezeichnungen C_1 , C_2 und C_3 durchgeführt wurden. In der Abbildung sind die Zeitpunkte der Bereichswchsel durch die blauen Trennlinien dargestellt. Die Kalibrierparameter a und b für die drei Kalibrierungen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt, wobei jeweils der gewichtete Mittelwert aller Langzeitmessungen des Bereichs als Datenpunkte für den linearen Fit verwendet wurden. Ausgehend von den innerhalb eines Bereichs auftretenden Schwankungen, wird für die Energiebestimmung E_γ aus den kalibrierten Spektren jeweils eine zufällige Messunsicherheit von $\Delta E_{\gamma,\text{zuf}} = 1 \text{ keV}$ abgeschätzt.

5.2. Winkelabhängigkeit und Geometriekoeffizienten

Die Winkelabhängigkeit der emittierten Gammaquanten wird als Zerlegung in Legendre-Polynome $P_n(\cos \Theta)$ dargestellt. Es gilt

$$W(\Theta) = 1 + a_1 \cdot Q_1 \cdot P_1(\cos \Theta) + a_2 \cdot Q_2 \cdot P_2(\cos \Theta) + \dots \quad (5.2)$$

wobei Θ der Winkel des emittierten Gammaquants zur Strahlachse ist. Die Koeffizienten a_n sind von der Reaktion und der Schwerpunktsenergie abhängig. Bei den Koeffizienten Q_n handelt es sich um Korrekturfaktoren, die sich ergeben, da der Detektor mehr als einen infinitesimal kleinen Winkelbereich abdeckt. Wenn bei der Reaktion und den möglichen Folgezerfällen jeweils Kernzustände mit wohldefinierter Parität auftreten, gilt für die emittierten Gammaquanten $W(\Theta) = W(\pi - \Theta)$, wie in [Ili07, S. 603] näher diskutiert wird. Somit können in diesem Fall in Gleichung (5.2) nur Terme geradzahligter Ordnung zur Winkelverteilung beitragen. Weiterhin ist zu beachten, dass der im Experiment verwendete Detektor unter einem Winkel von 55° zur Strahlachse positioniert war. Der Einfluss des Terms zweiter Ordnung wird dadurch stark unterdrückt, da das zugehörige Legendre-Polynom mit $P_2(\cos(55^\circ)) \approx -0.0065$ einen sehr kleinen Wert besitzt.

Nach [Ros53] lassen sich die Geometriekoeffizienten durch die Gleichung

$$Q_n = \frac{J_n}{J_0} \quad (5.3)$$

bestimmen mit

$$J_m = \int_0^{\beta_{max}} P_m(\cos \beta) \left(1 - e^{-\mu_{en} \cdot x(\beta)}\right) \sin \beta \, d\beta \quad (5.4)$$

und

$$\beta_{max} = \arctan\left(\frac{r}{h}\right). \quad (5.5)$$

Hierbei stellt μ_{en} einen energieabhängigen Absorptionskoeffizienten für Photonen im Germaniumkristall dar, r ist der Radius des Detektors und h ist der Abstand von der Probe zum Detektorkristall. $x(\beta)$ bezeichnet die Strecke in Abhängigkeit vom Winkel β zur Detektorachse, die das Photon im Germaniumkristall durchläuft, und ist durch die in Abschnitt 3.3 aufgeführte Geometrie des Detektoraufbaus bestimmbar. Zur Berechnung wird die Vereinfachung betrachtet, dass das Gammaquant im Zentrum der Probe emittiert wird.

Mithilfe der in [HS96] aufgeführten Werte für μ_{en} konnten die Werte für Q_n nach Gleichung (5.3) numerisch berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.3 grafisch dargestellt, wobei erkennbar ist, dass durch die nahe Positionierung des Detektors zur

5. Auswertung

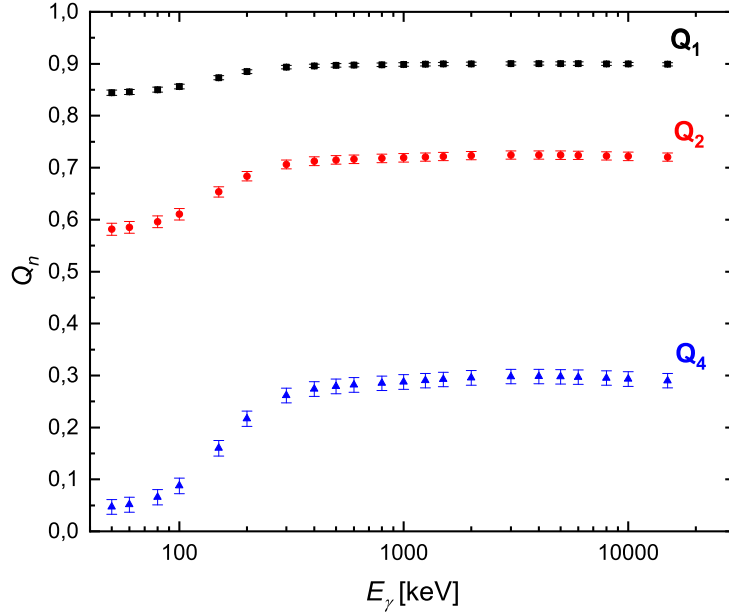


Abbildung 5.3.: Veranschaulicht sind die Geometriekoeffizienten Q_1 , Q_2 und Q_4 für die im Experiment verwendete Geometrie von Detektor und Probe in Abhängigkeit der Energie des emittierten Gammaquants. Die dargestellte Messunsicherheit resultiert aus der Ungenauigkeit beim Bestimmen des Abstands zwischen Detektor und Probe.

Reaktion	E_γ [keV]	a_2	a_4	Q_2	Q_4	$W(55^\circ)$
$^{27}\text{Al} + \text{p}$	1779	0.000 ± 0.003	-0.016 ± 0.003	0.722	0.294	1.0018
$^{27}\text{Al} + \text{p}$	4498	0.085 ± 0.012	-0.069 ± 0.013	0.724	0.298	1.0075
$^{27}\text{Al} + \text{p}$	4608	-0.013 ± 0.014	0.036 ± 0.015	0.724	0.298	0.9959
$^{27}\text{Al} + \text{p}$	4743	-0.015 ± 0.009	-0.003 ± 0.011	0.724	0.298	1.0004
$^{27}\text{Al} + \text{p}$	10763	0.051 ± 0.010	-0.032 ± 0.005	0.721	0.291	1.0033
$^{15}\text{N} + \text{p}$	4439	0.38 ± 0.04	0.80 ± 0.04	0.724	0.298	0.9064

Tabelle 5.1.: Aufgelistet sind alle Geometriekoeffizienten Q_n sowie die nach Gleichung (5.2) berechneten Winkelkorrelationen $W(55^\circ)$, die für die weitere Auswertung benötigt werden. Werte für a_2 und a_4 der entsprechenden Übergänge mit den Energien E_γ für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ mit der Resonanzenergie $E_{cm} = 959$ keV sind aus [AKHF77] entnommen. Für den Gamma-Übergang bei 4439 keV der Reaktion $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ bei der Resonanzenergie $E_{^{15}\text{N}} = 6.4$ MeV entstammen die Werte für a_2 und a_4 aus [RAB⁺16].

Probe in Gleichung (5.2) besonders Terme höherer Ordnung abgeschwächt werden. Die dargestellte Unsicherheit ΔQ_n ergibt sich dabei aus der Messunsicherheit Δh des Abstands vom Detektorkristall zur Probe, welcher nur auf ± 1 mm genau bestimmbar war.

5. Auswertung

In Tabelle 5.1 sind die relevanten Geometriefaktoren und die daraus nach Gleichung (5.2) berechneten Winkelabhängigkeiten aufgelistet, die im Verlauf der Datenanalyse Verwendung finden. Die Winkelabhängigkeiten, die bei den verschiedenen Übergängen aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ entstehenden Gammaquanten, werden zur Kalibrierung der Nachweiseffizienz benötigt, welche in Kapitel 5.3 diskutiert wird. Die verwendeten Werte für a_2 und a_4 entstammen aus [AKHF77]. Die Winkelabhängigkeit der emittierten 4439 keV Gammaquanten aus der $E_{15N} = 6.4$ MeV Resonanz der Reaktion $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ wird zur Untersuchung der Wasserstofftiefenprofile benötigt, was in Kapitel 5.4.2 näher betrachtet wird. Hierbei wurden für die Koeffizienten a_2 und a_4 die in [RAB⁺16] bestimmten Werte verwendet. Für alle aufgeführten Werte von Q_2 und Q_4 beträgt die Messunsicherheit jeweils $\Delta Q_2 = 0.014$ bzw. $\Delta Q_4 = 0.008$. Die relative Unsicherheit für alle aufgeführten Werte von $W(55^\circ)$, welche sich aus den Unsicherheiten der Koeffizienten Q_n und a_n berechnet, ist jeweils kleiner als 0.2 % und kann somit vernachlässigt werden.

Die Winkelkorrelation für die gemessenen Gammaquanten aus dem Grundzustandsübergang der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ wird in [RA74] und in [BIP⁺08] diskutiert. In [RA74] wurde dabei im Energiebereich von $E_{cm} = 138$ keV bis 2300 keV mit zwei Detektoren unter Winkeln von 0° und 90° zur Strahlachse gemessen. Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt beider Detektoren ist identisch im Bereich um die $E_{cm} = 421$ keV Resonanz, was sich mit der Identifizierung des zugrundeliegenden Übergangs mit $J^\pi = \frac{1}{2}^+$ deckt, bei dem die emittierten Gammaquanten isotrop sind. In [BIP⁺08] wurde der Grundzustandsübergang der Reaktion erneut vermessen im Energiebereich von $E_{cm} = 327$ keV bis 979 keV mit einem einzelnen Detektor, der zeitversetzt unter 0° , 45° , 90° und 135° zur Strahlachse positioniert wurde. Aus einem Fit der gemessenen Daten wurden anschließend Winkelkoeffizienten erster und zweiter Ordnung a_1 und a_2 bestimmt, womit angenommen wurde, dass eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der emittierten Gammaquanten vorliegen kann. Das auszuwertende Experiment ist vor allem für den Term erster Ordnung der Winkelverteilung sensitiv, da das entsprechende Legendre-Polynom für einen Winkel von 55° mit $P_1(\cos(55^\circ)) \approx 0.574$ einen vergleichsweise großen Wert besitzt. Außerdem ist der Geometriefaktor Q_1 , wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, relativ nahe beim Wert 1, womit die durch die Geometrie bedingte Abschwächung ebenfalls gering ist. Die in [BIP⁺08] ermittelten Werte für a_1 und a_2 liegen jedoch sehr nahe bei 0 und stimmen, wie weiterführend diskutiert wird, im Rahmen ihrer Messgenauigkeit im gesamten dort gemessenen Energiebereich mit der Hypothese einer isotropen Winkelverteilung überein.

Aufgrund der Literaturdaten wird somit für die weitere Auswertung angenommen, dass für den im vorliegenden Experiment gemessenen Energiebereich von $E_{cm} = 156$ keV bis 469 keV der Grundzustandsübergang der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ isotrop ist und damit eine Winkelverteilung mit dem Wert $W(\Theta) = 1$ besitzt.

5.3. Nachweiseffizienz

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz η im Bereich von 660 keV bis 1,8 MeV wurden zu Beginn der Messkampagne die charakteristischen Gammalinien von drei radioaktiven Punktquellen ausgewertet. Dabei handelt es sich um die Standardquellen ^{60}Co , ^{88}Y und ^{137}Cs , welche durch die Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB) zur Verfügung gestellt wurden und deren Aktivität mit einer relativen Unsicherheit von 0.5 % angegeben ist.

Um Informationen zur Effizienz bei höheren Energien bis 10.8 MeV zu erhalten, erfolgte außerdem die Untersuchung charakteristischer Linien der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ mithilfe eines Protonenstrahls und eines Aluminiumplättchens, welches auf dem Probenhalter der Messkammer platziert wurde.

Hierbei wurden zunächst die Effizienzen für die Energien der charakteristischen Zerfallslinien der Punktquellen berechnet und über diesen Energiebereich linear gefittet. Die Effizienz der Aluminium-Linie bei 1779 keV wurde anschließend auf den Fit normiert und in Relation dazu die Effizienzwerte für die höherenergetischen Gammalinien bestimmt. Die Verhältnisse der Emissionsraten der verschiedenen Aluminium-Linien sowie die Werte a_2 und a_4 für die Winkelkorrektur für den verwendeten Detektor unter 55° wurden aus [ZJAL90] bzw. [AKHF77] entnommen. Die verwendeten Winkelkorrekturfaktoren $W(55^\circ)$ unter Einbeziehung der zuvor bestimmten Geometriekoeffizienten Q_n sind in Tabelle 5.1 des vorherigen Abschnitts aufgeführt. Die Effizienzkurve, welche sich durch einen Fit der gemessenen Datenpunkte über den gesamten Energiebereich ergibt, ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Für den Fit wurde die Funktion

$$\eta(E_\gamma) = a \cdot \exp\left(b \cdot \ln \frac{E_\gamma}{E_1} + c \cdot \left(\ln \frac{E_\gamma}{E_1}\right)^2\right) \quad (5.6)$$

verwendet mit den Parametern a , b und c und der Bezugsenergie E_1 . Für die Auswertung der Probenscans wurde eine Bezugsenergie von $E_1 = 4439$ keV gewählt, was der Energie der gemessenen Gammaquanten entspricht. Für die Auswertung der Reaktion $^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$ wurde eine Energie von $E_1 = 2116$ keV gewählt, da diese der mittleren Energie des Gammapeaks bei der am häufigsten gemessenen Kohlenstoffenergie von 2.3 MeV entspricht. Die Messungenauigkeit (1σ Vertrauensbereich) der erhaltenen Effizienzkurve ist als rotes Band um die Kurve dargestellt.

5. Auswertung

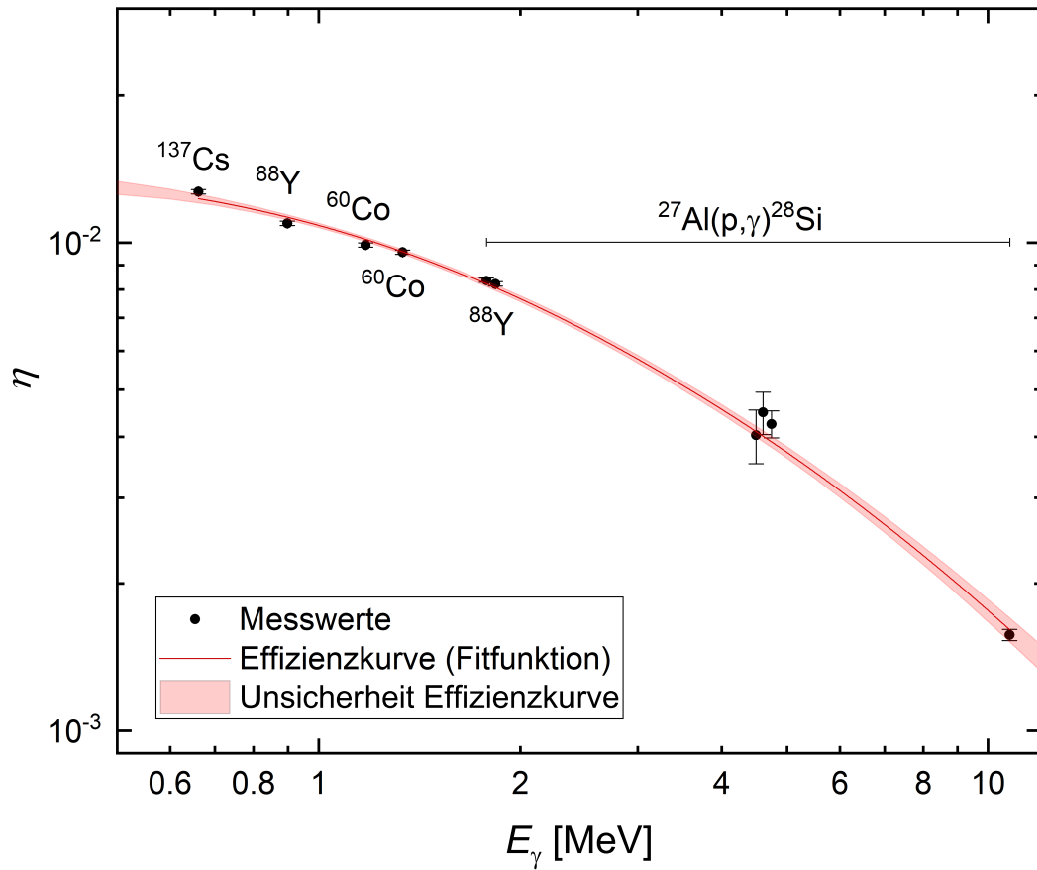


Abbildung 5.4.: Dargestellt sind die Effizienzwerte, welche aus Messungen mit Punktquellen und Aluminium-Zerfallsreaktionen berechnet wurden. Die dargestellte Effizienzkurve wurde nach Gleichung (5.6) aus einem Fit der Messwerte bestimmt mit der Bezugsenergie $E_1 = 4439$ keV.

5.4. Einfluss der Probenzusammensetzung

Um den Energieverlust der Projektile im Probenmaterial unter Verwendung der durchgeführten Probenscans zu bestimmen, ist es zunächst notwendig, das energieabhängige Bremsvermögen des Stickstoff- und Kohlenstoffstrahls in Wasserstoff und in Titan zu kennen. Dazu wurden die Daten aus SRIM-2013 [ZZB10] mithilfe einer Fitfunktion parametrisiert, was in Abschnitt 5.4.1 beschrieben wird. Aus der Kenntnis über das Bremsvermögen kann der Wasserstoffanteil in Abhängigkeit von der energetischen Probentiefe bestimmt werden. Dies wird in Abschnitt 5.4.2 erläutert.

5.4.1. Bremsvermögen der Ionen in den Atomen der Probe

Für das Bremsvermögen $\varepsilon_{X \rightarrow Y}$ von Ionen der Sorte X in Probenatomen der Sorte Y wird im Folgenden die Definition

$$\varepsilon_{X \rightarrow Y}(E) \equiv -\frac{1}{N_Y} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{X,Y} \quad (5.7)$$

verwendet. Dabei bezeichnet N_Y die Teilchenanzahldichte der Probenatome Y und $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{X,Y}$ den Energieverlust der Ionen pro zurückgelegtem Wegelement innerhalb dieses Probenmaterials. Für Probenmaterial, das aus einer Verbindung von zwei verschiedenen Atomsorten Y_1 und Y_2 besteht, ergibt sich für das Gesamtbremsvermögen $\varepsilon_{\text{tot},X}$ der Ionen X die Gleichung

$$\varepsilon_{\text{tot},X}(E) = a_1 \cdot \varepsilon_{X \rightarrow Y_1}(E) + a_2 \cdot \varepsilon_{X \rightarrow Y_2}(E) \quad (5.8)$$

mit der Anzahl a_i der Atome der Sorte Y_i pro Molekül der Verbindung.

Das Bremsvermögen von ^{12}C und ^{15}N in den Probenmaterialien ^{22}Ti und ^1H ist jeweils abhängig von der Projektilenergie. Mithilfe von SRIM-2013 [ZBZ08] lässt sich das Bremsvermögen für die vier verschiedenen Kombinationen ermitteln, wie in Abb. 5.5 dargestellt. SRIM greift dabei auf Funktionen zurück, die aus experimentellen Daten gefittet wurden, wie in den Ref. [AZ77, Zie77, Zie80] näher erläutert wird. Das energieabhängige Bremsvermögen ergibt sich hierbei aus der Summe aus elektronischem und nuklearem Bremsvermögen, wobei ersteres bei Energien über 100 keV dominiert.

Anstelle der verwendeten Funktionen werden nur einzelne Datenpunkte innerhalb des eingegebenen Energiebereichs von SRIM ausgegeben. Um die Werte zwischen diesen Datenpunkten so genau wie möglich bestimmen zu können, wurden diese zunächst mit einer

5. Auswertung

eigenen Fitfunktion neu parametrisiert. Für die vier Parametrisierungen wurde jeweils die in Ref. [AZ77, S. 3ff] beschriebene Funktion

$$\varepsilon_{X \rightarrow Y}(E) = \frac{S_1 \cdot S_2}{S_1 + S_2} \quad (5.9)$$

verwendet mit

$$S_1 = P_1 \cdot E^{P_2} \quad (5.10)$$

und

$$S_2 = \frac{P_3}{E} \cdot \ln \left(1 + \frac{P_4}{E} + E \cdot P_5 \right). \quad (5.11)$$

E entspricht dabei der Energie des Projektils ^{12}C bzw. ^{15}N . Verwendet man für das Bremsvermögen den Zahlenwert, der sich mit der Einheit [eV/(10^{15} Atome/cm 2)] ergibt, und für die Projektilenergie den Zahlenwert für die Einheit [keV], ergeben sich für die fünf Parameter P_1 bis P_5 von Gleichung (5.9) die in Tabelle 5.2 aufgeführten Werte. Damit die gefittete Funktion möglichst gut mit den Daten von SRIM übereinstimmt, wurde der Bereich der Projektilenergien auf Werte zwischen 1 MeV (2 MeV für ^{15}N in ^1H) und 10 MeV eingeschränkt. Berechnungen zur Energie der Kohlenstoffionen nach Durchqueren der Probe (siehe Gleichung (5.29) in Abschnitt 5.6) haben gezeigt, dass im Extremfall einer 200 nm dicken Probe und einer Strahlenergie von 2 MeV die Endenergie der Ionen bei ca. 700 keV liegen kann. Die Reaktionen, die unterhalb von Energien von 1 MeV stattfinden tragen allerdings nicht signifikant zum Messergebnis bei, weshalb die Begrenzung des Fits auf den Bereich ab 1 MeV gerechtfertigt ist.

Die relative Genauigkeit der von SRIM erstellten Fitfunktionen wird in Ref. [ZZB10] mit 5.6 % angegeben. Die Messabweichung durch die erneute Parametrisierung der ausgegebenen Werte ist vernachlässigbar klein.

Projektil	Probenatom	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5
^{15}N	$_{22}\text{Ti}$	2.39	0.726	$4.78 \cdot 10^6$	2.77	$2.20 \cdot 10^{-4}$
^{15}N	^1H	0.0319	0.963	$3.49 \cdot 10^5$	0.00	$8.99 \cdot 10^{-4}$
^{12}C	$_{22}\text{Ti}$	0.546	0.935	$2.89 \cdot 10^6$	69.2	$2.61 \cdot 10^{-4}$
^{12}C	^1H	0.0259	1.000	$2.00 \cdot 10^5$	1.00	$1.41 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 5.2.: Aufgeführt sind Werte für die Parameter P_1 bis P_5 der Gleichung (5.9), die zum Fitten der von SRIM ausgegebenen Datenpunkte für das Bremsvermögen verwendet wurde.

5. Auswertung

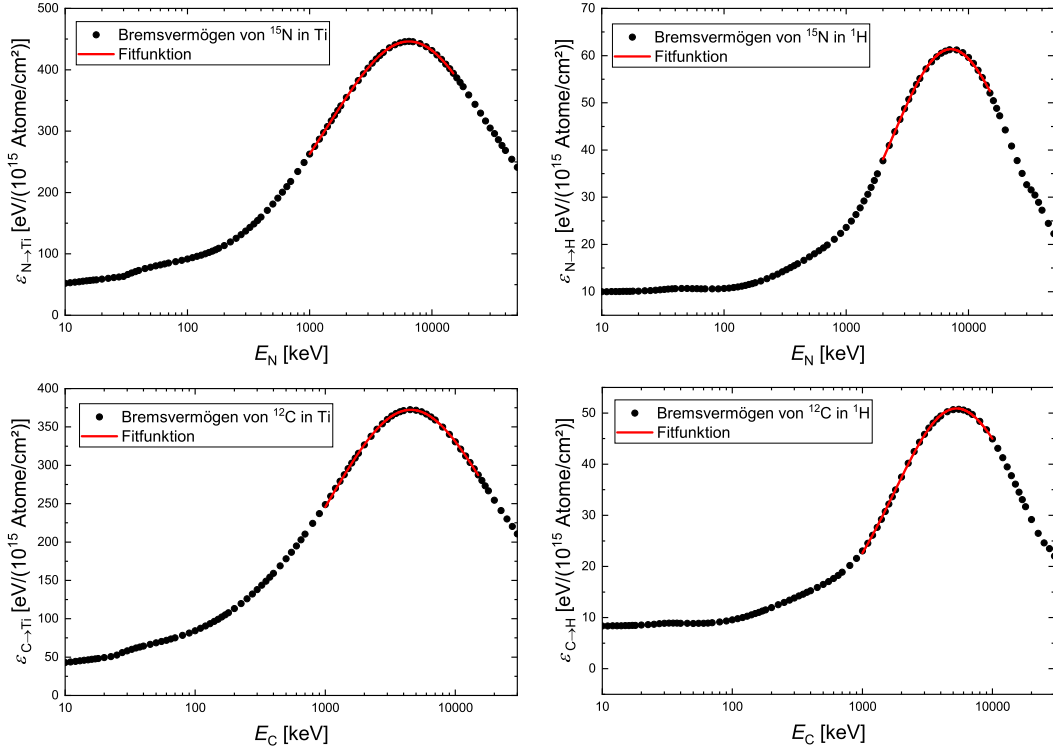


Abbildung 5.5.: Die vier Graphen zeigen das Bremsvermögen von ^{15}N und ^{12}C jeweils in Wasserstoff und in Titan. Die rote Linie zeigt einen Fit der Daten, um diese nach Gleichung (5.9) als Funktion zu parametrisieren.

5.4.2. Bestimmung des Wasserstoffgehalts

Der Wasserstoffgehalt in Abhängigkeit von der energetischen Probentiefe kann aus den zur Reaktion $^1\text{H}(^{15}\text{N},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ durchgeführten Scans mit dem in Ref. [RAB⁺16] beschriebenen Verfahren bestimmt werden. Für das Verhältnis von Wasserstoff zu Titan $\frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{Ti}}}$ gilt dabei die Gleichung

$$\frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{Ti}}} = \frac{\varepsilon_{\text{N}\rightarrow\text{Ti}}(E_{\text{N}})}{\frac{\epsilon \cdot \eta \cdot W(55^\circ)}{Y \cdot q} - \varepsilon_{\text{N}\rightarrow\text{H}}(E_{\text{N}})} \quad (5.12)$$

mit

$$\epsilon = 2.69 \cdot 10^{13} \text{ C}^{-1} \text{ eV} / (10^{15} \text{ Atome} / \text{cm}^2) .$$

Dabei entspricht Y der Reaktionsausbeute aus den Probenscans und q der Ladungszahl des Stickstoffstrahls. Die Nachweiseffizienz des 4439 keV Peaks liegt bei $\eta = 4.16 \cdot 10^{-3}$ und der Winkelkorrekturterm beträgt $W(55^\circ) = 0.906$ (siehe Tabelle 5.1 in Abschnitt 5.2).

In Abbildung 5.6 rechts ist das nach Gleichung (5.12) berechnete Verhältnis von Wasserstoff zu Titan am Beispiel des ersten Probenscans der 200 nm dicken Probe mit dem im

5. Auswertung

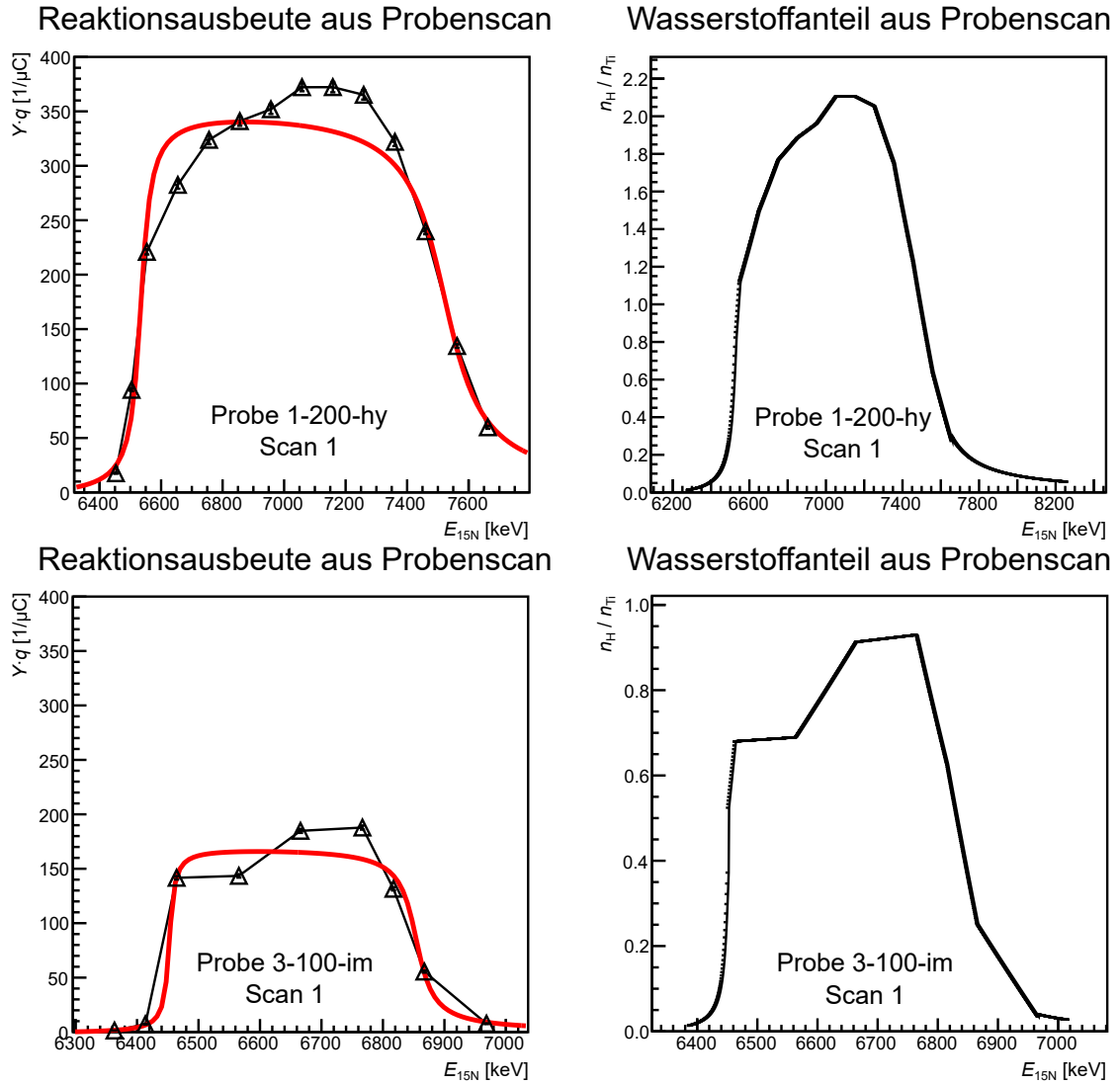


Abbildung 5.6.: Dargestellt sind die Messdaten (schwarze Dreiecke) des jeweils ersten Probenscans von der 200 nm dicken Probe 1-200-hy (links oben) und von der 100 nm dicken Probe 3-100-im (links unten). Die schwarze Linie zwischen den Messpunkten zeigt die lineare Interpolation der Punkte. Die rote Linie zeigt einen Fit der Messpunkte nach Gleichung (5.13). Die Darstellungen rechts oben und rechts unten zeigen den aus Gleichung 5.12 folgenden Wasserstoffanteil im energetischen Tiefenprofil der Proben.

Vergleich höchsten Wasserstoffgehalt und der 100 nm dicken Probe mit dem niedrigsten Wasserstoffgehalt dargestellt. Jeweils links davon sind die zugrundeliegenden Probenprofile abgebildet. Der Verlauf der Profile lässt sich mit einer angepassten Breit-Wigner-Formel [Ili07, S. 339] beschreiben:

$$Y(E_{15N}) = Y_0 \cdot \left[\arctan\left(\frac{E_{15N} - E_R}{\Gamma_1/2}\right) - \arctan\left(\frac{E_{15N} - E_R - \Delta E}{\Gamma_2/2}\right) \right] \quad (5.13)$$

5. Auswertung

Der Amplitudenwert Y_0 , die Resonanzenergie E_R , die energetische Breite des Probenprofils ΔE und die Breite der aufsteigenden und abfallenden Flanke Γ_1 und Γ_2 wurden als freie Parameter gewählt und die Funktion aus Gleichung (5.13) damit an die Messdaten der einzelnen Probenscans gefittet. Dies ist als rote Kurve in Abbildung 5.6 dargestellt. Gleichung (5.13) ist allerdings nur unter Annahme einer homogenen Verteilung des Wasserstoffs über die Tiefe der Probe gültig. Insbesondere die Struktur auf dem Plateau der Profile wird somit durch den Fit nicht hinreichend genau erfasst. Ein lineares Interpolieren der Messpunkte (schwarze Kurve zwischen den Messpunkten in den Darstellungen links) bietet für den Plateaubereich des Profils eine genauere Abschätzung als die Verwendung der Fitfunktion, kann aber bei den Flanken des Profils, wo sich der Wasserstoffgehalt stark ändert zu Fehleinschätzungen führen. Das wird insbesondere bei der 100 nm dicken Probe 3-100-hy in Abbildung 5.6 beim Vergleich der roten und schwarzen Kurve deutlich. Weiterhin fehlen Informationen zum Verlauf der Flanken außerhalb des gemessenen Bereichs, wo entweder die Zählrate zu niedrig war, um in kurzer Zeit mit hinreichender Statistik einen Datenpunkt zu messen, oder die Beschleunigerspannung nicht mehr erhöht werden konnte. Für einen doppelt geladenen Stickstoffstrahl lag die maximal erzeugbare Energie des Stickstoffstrahls bei $E_{15N} = 7.7 \text{ MeV}$.

Um die Wasserstoffprofile möglichst genau abzuschätzen, wurde für den Bereich links von der durch den Fit bestimmten Resonanzenergie E_R sowie rechts vom gemessenen Bereich die rot dargestellte Fitfunktion angenommen, während im restlichen Teil des Profils (Plateau und abfallende Flanke) zwischen den Messpunkten linear interpoliert wurde. Die Genauigkeit der höherenergetischen Hälfte der Probenprofile einschließlich der abfallenden Flanke hat für die Auswertung der Messung eine geringere Bedeutung, da mit sinkender Energie der Ionen ebenfalls der Wirkungsquerschnitt sinkt, sodass Reaktionen in den hinteren Teilen der Probe viel seltener stattfinden als im vorderen Bereich. Für jedes Probenprofil wurden ein Startwert $E_{N,\text{start}}$ und ein Endwert $E_{N,\text{stop}}$ so definiert, dass das Wasserstofftiefenprofil vollständig im Inneren dieses Bereichs liegt. Die beiden Energien wurden dabei über die Gleichungen

$$E_{N,\text{start}} = E_R - 5 \cdot \Gamma_1 \quad (5.14)$$

und

$$E_{N,\text{stop}} = E_R + \Delta E + 4 \cdot \Gamma_2 \quad (5.15)$$

bestimmt, wobei für E_R , ΔE , Γ_1 und Γ_2 die für jedes Probenprofil erhaltenen Fitparameter aus Gleichung (5.13) verwendet wurden. Der von der Probe abgedeckte Gesamtenergiebereich ΔE_N unter Verwendung des Stickstoffstrahls ergibt sich somit durch

5. Auswertung

$$\Delta E_N = E_{N,\text{stop}} - E_{N,\text{start}}. \quad (5.16)$$

Teilweise ist die aus dem Fit bestimmte Breite der aufsteigenden Flanke deutlich größer als der erwartete Wert der energetisch schmalen Resonanz. Die Breite des vermessenen Resonanz ist im System des Stickstoffstrahls kleiner als 2 keV [MA83, ZAKW85]. Die Energiebreite des Beschleunigerstrahls, die ebenfalls zur Breite der Flanke beiträgt, wird hauptsächlich durch die Schwankung der Spannung auf dem Hochspannungsterminal beeinflusst, was zu einer Energiebreite von ca. 1 keV führt. Dieser Wert stimmt in guter Näherung mit einer am selben Beschleuniger bei einem vorherigen Experiment gemessenen Strahlaufweitung überein [Wag13]. Insgesamt ist also eine Breite der aufsteigenden Flanke zwischen 2 und 3 keV zu erwarten. Die erwartete Flankenbreite ist somit klein im Vergleich zur energetischen Breite der Probe, welche in der Größenordnung von 500 keV (100 nm dicke Proben) bzw. 1000 keV (200 nm dicke Proben) liegt. Dies ist eine wichtige Bedingung für die Gültigkeit der mit Gleichung (5.12) berechneten Wasserstoffverteilung, wie in Ref. [RAB⁺16] diskutiert wird.

Der in Abbildung 5.6 oben links dargestellte Fit von Scan 1 der Probe 1-200-hy ergibt einen Parameterwert für die aufsteigende Flankenbreite von $\Gamma_1 = 50 \pm 1$ keV und für Scan 2 einen Wert von 56 ± 1 keV. Bei Probe 2-200-hy ändert sich die durch den Fit bestimmte Breite von zwei nachfolgenden Scans sogar von 61 ± 1 keV auf 26.4 ± 0.4 keV. Die in den Wasserstoffprofilen zu sehende linke Flanke wird also in erster Linie nicht von der Breite der Resonanz oder der Strahlverteilung bestimmt, sondern entsteht dadurch, dass der Wasserstoffanteil zur Probenoberfläche hin abnimmt. Ähnliches gilt für die abfallende Flanke, die die tiefsten Regionen der Probe charakterisiert. Diese sind am nächsten zur Oberfläche des Tantal-Backings befindlich, welches sich durch die Bestrahlung stark aufheizt und zum Ausgasen des Wasserstoffs führt.

Die Flankenapproximation über den Fit wurde mit einer linearen Interpolation der Messpunkte und der Annahme, dass der Wasserstoffgehalt außerhalb der gemessenen Punkte bei 0 liegt, verglichen, um abzuschätzen, wie groß die Messunsicherheit für die nicht gemessenen Zwischenwerte der Probenprofile ist. Das Resultat ist ein vergleichsweise geringer Beitrag zur Messunsicherheit der finalen Messergebnisse, wie in Abschnitt 6.1 im folgenden Kapitel diskutiert wird.

5.5. Auswertung der Spektren

5.5.1. Position des Peaks und Dopplerkorrektur

Die Energie der bei der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ gemessenen primären Gammastrahlen ergibt sich aus der Gleichung

5. Auswertung

$$E_\gamma = E_Q + E_{\text{cm}} - E_R + E_D, \quad (5.17)$$

wobei $E_Q = (1943.49 \pm 0.27) \text{ keV}$ [WAK⁺17] die bei der Reaktion freiwerdende Energie darstellt. Bei E_{cm} handelt es sich um die kinetische Energie im Schwerpunktsystem, mit der der ^{12}C -Strahl mit dem Wasserstoff im Probenmaterial kollidiert. Aus Gründen der Impulserhaltung findet bei der Produktion des Gammaquants ein Rückstoß auf den Kern statt, wobei dieser die Rückstoßenergie E_R erhält, womit aufgrund der Energieerhaltung das ausgestrahlte Gammaquant diesen Energieanteil verliert. Es gilt die Gleichung

$$E_R = \frac{(E_Q + E_{\text{cm}})^2}{2(m_{12\text{C}} + m_{1\text{H}})c^2}. \quad (5.18)$$

Im Energiebereich der Messdaten ist die Korrektur E_R durch die Rückstoßenergie allerdings vernachlässigbar klein ($E_R = 0.24 \text{ keV}$ für die höchste gemessene Energie mit $E_{\text{cm}} = 469 \text{ keV}$). Ein größerer Einfluss kommt durch den Korrekturterm E_D zustande, welcher den Dopplereffekt berücksichtigt. Dieser entsteht, weil das Gammaquant von einem sich bewegenden Kern emittiert und die Energie des Teilchens von dem in Ruhe befindlichen Detektor gemessen wird. Für E_D gilt im vorliegenden Fall nichtrelativistischer Geschwindigkeit v des aus der Reaktion entstehenden Kerns die Gleichung

$$E_D = (E_Q + E_{\text{cm}} - E_R) \cdot \left(\frac{1}{1 - \frac{v}{c} \cdot \cos \alpha} - 1 \right) \quad (5.19)$$

mit dem Winkel α zwischen den Bewegungsrichtungen des entstehenden Kerns und dem von diesem emittierten Gammaquant. Für den Detektor im Winkel $\alpha = 55^\circ$ ergibt sich damit für die maximale Strahlenergie, mit der gemessen wurde, eine Dopplerkorrektur von $E_D = 42.5 \text{ keV}$. Dabei ist zu beachten, dass aufgrund der geringen Distanz des Detektors zum Probenmaterial, dieser auch Gammaquanten in einem größeren Winkelbereich um 55° messen kann. Nimmt man den geometrisch kleinstmöglichen Winkel zur Strahlachse an, unter dem ein Gammaquant den aktiven Bereich des Detektors durchlaufen kann, $\alpha = 8^\circ$, so ergibt sich für ein solches Teilchen mit der gleichen Energie sogar eine Dopplerkorrektur von $E_D = 74.3 \text{ keV}$. Die Folge ist eine Verbreiterung des Peaks im Spektrum. Zusätzlich verbreitert sich dieser durch die energetische Breite des Probenmaterials, da das Projektil, je nachdem wo die Reaktion in der Probe stattfindet, beim Durchqueren unterschiedlich viel Energie verliert. Setzt man in Gleichung (5.17) $E_{\text{cm}} = E_{\text{cm},0}$ (Schwerpunktsenergie der Reaktion ohne Energieverlust in der Probe) ein, erhält man die maximale Energie im Spektrum, bei der ein Reaktionsereignis gemessen werden kann und an der somit die hochenergetische Flanke des Peaks beginnt.

5.5.2. Anzahl der Reaktionsereignisse

Zur Bestimmung der Anzahl an Reaktionsereignissen N wurden zunächst die strahlinduzierten Spektren mit dem auf deren jeweilige Messzeit t_L skalierten Gesamtspektrum aller Untergrundmessungen verglichen. Bei Schwerpunktsenergien unterhalb von $E_{\text{cm},0} = 275 \text{ keV}$ wurde das skalierte Untergrundspektrum vom Spektrum der Messung subtrahiert. Da es bei diesen Energien keine dominante strahlinduzierte Linie gibt, die energetisch oberhalb des Reaktionspeaks liegt, kann angenommen werden, dass der Bereich des Vollenergiepeaks der Reaktion im subtrahierten Spektrum nur noch die tatsächlichen Ereignisse der Reaktion enthält. Zur Bestimmung der Ereigniszahl muss somit der korrekte Bereich des Reaktionspeaks bestimmt und anschließend die Anzahl darin befindlicher Ereignisse des untergrundsabtrahierten Spektrums ermittelt werden.

Oberhalb der Schwerpunktsenergie von $E_{\text{cm},0} = 275 \text{ keV}$ ist der durch die Reaktion ${}^2\text{H}({}^{12}\text{C},\text{p}){}^{13}\text{C}$ entstehende 3089 keV Peak deutlich sichtbar. Durch den Compton-Effekt misst man bei dieser Reaktion auch Ereignisse bei niedrigeren Energien, welche einen signifikanten Einfluss auf die Reaktionsrate im Bereich des zu untersuchenden Peaks haben. Somit ist die Subtraktion des ohne Beschleunigerstrahl gemessenen Untergrundspektrums nicht mehr ausreichend, um die Ereigniszahl zu bestimmen. Stattdessen wird im mit Beschleunigerstrahl gemessenen Spektrum links und rechts von der aufsteigenden bzw. abfallenden Flanke des Peaks jeweils ein Bereich festgelegt, in dem die Untergrundeignisse bestimmt werden. Die Anzahl der Untergrundeignisse pro Kanal wird im Anschluss zwischen den beiden Bereichen linear interpoliert, womit der Messuntergrund für den dazwischenliegenden Reaktionspeak berechnet und abgezogen werden kann. Dieses Verfahren wurde zur Bestimmung der Reaktionsereignisse des 4432 keV Peaks beim Durchführen der Probenscans mit Stickstoffstrahl ebenfalls angewendet.

Die statistische Messungenauigkeit von N ergibt sich im Falle der Auswertung des subtrahierten Spektrums bei niedrigen Energien (wie beispielsweise beim Spektrum in Abbildung 5.7 zu sehen) aus der Gleichung

$$\Delta N = \sqrt{N_{\text{ges}} + \left(\frac{t_L}{t_{\text{bg}}}\right)^2 \cdot N_{\text{bg}}} \quad (5.20)$$

mit der Ereigniszahl N_{ges} im Bereich des Reaktionspeaks im strahlinduzierten Spektrum, der Ereigniszahl N_{bg} im gleichen Energiebereich des unskalierten Untergrundspektrums, der Messzeit t_L des strahlinduzierten Spektrums und der Messzeit t_{bg} des Untergrundspektrums.

Bei höheren Energien, wo der Untergrund aus dem strahlinduzierten Spektrum unter Verwendung eines nieder- und hochenergetischen Untergrundbereichs verwendet wurde, konnten bei der Auswertung beide Untergrundbereiche mit gleicher Breite d_{BG} und gleichem Abstand zum Zentrum des Bereichs für den Reaktionspeak gewählt werden. In diesem Fall (siehe Abbildung 5.8) ergibt sich somit für die Messungenauigkeit von N

5. Auswertung

$$\Delta N = \sqrt{N_{\text{ges}} + \left(\frac{d_{\text{Peak}}}{d_{\text{BG}}} \cdot \frac{1}{2}\right)^2 \cdot (N_{\text{lb}} + N_{\text{hb}})} \quad (5.21)$$

mit der Breite des Peakbereichs d_{Peak} , der Ereigniszahl N_{lb} im niederenergetischen Untergrundbereich und der Ereigniszahl N_{hb} im hochenergetischen Untergrundbereich.

5. Auswertung

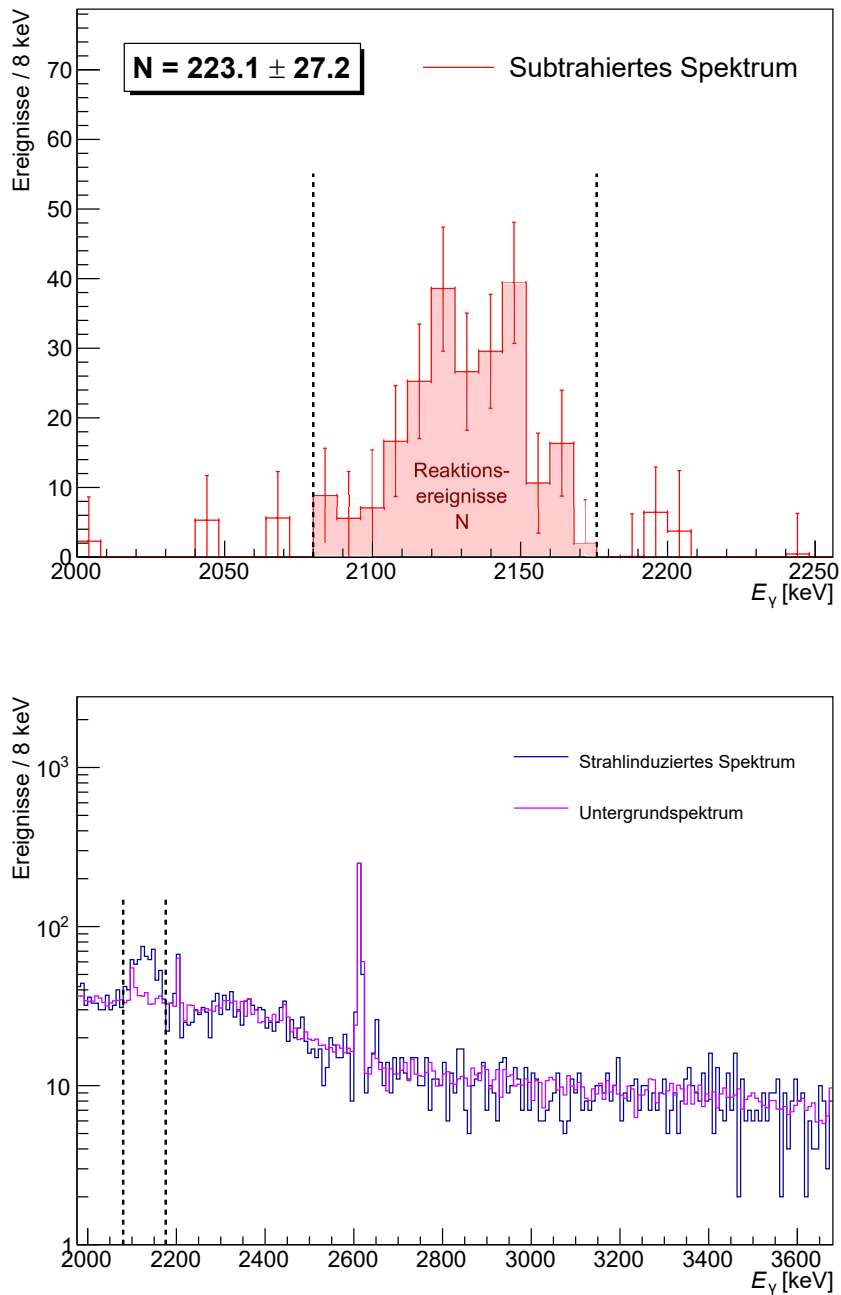


Abbildung 5.7.: Das obere Bild zeigt die Bestimmung der Ereigniszahl bei niedrigen Energien am Beispiel der Probe 2-200-hy bei einer Strahlenergie von $E_{12C} = 2.5$ MeV. Die Summe der Ereignisse im subtrahierten Spektrum innerhalb vom gewählten Bereich des Reaktionspeaks ergibt die Anzahl der Reaktionsereignisse N (rot unterlegter Bereich). Das untere Bild zeigt den Messuntergrund auf der energetisch höheren Seite des Reaktionspeaks. Dieser ist mit der skalierten Messung des natürlichen Untergrunds ohne Beschleunigerstrahl konsistent.

5. Auswertung

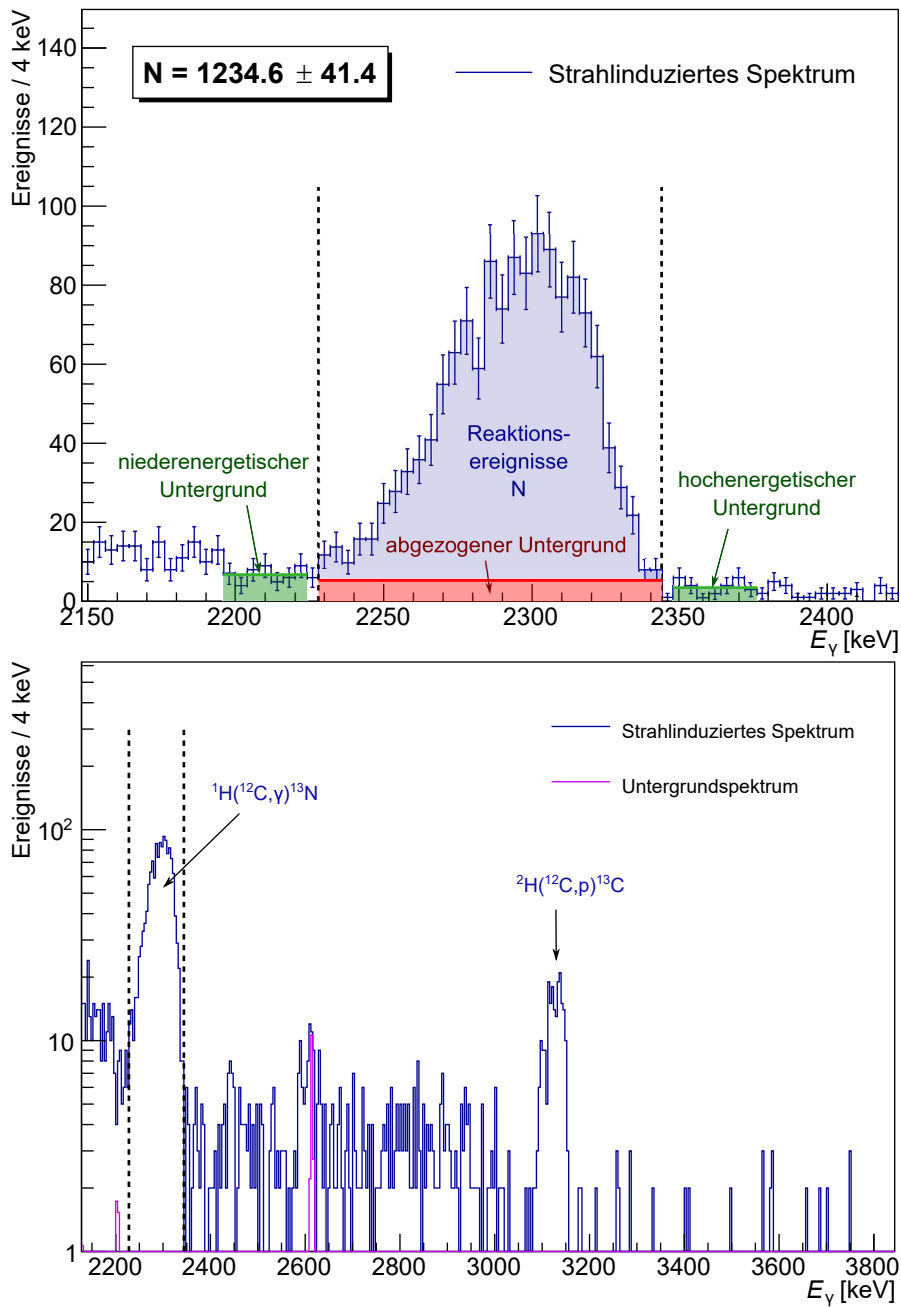


Abbildung 5.8.: Das obere Bild zeigt die Bestimmung der Ereigniszahl bei höheren Energien am Beispiel der Probe 2-200-hy bei einer Strahlenergie von $E_{^{12}\text{C}} = 4.5$ MeV. Das untere Bild zeigt den Messuntergrund auf der energetisch höheren Seite des Reaktionspeaks. Dieser wird durch den strahlinduzierten Untergrund der Reaktion $^2\text{H}(^{12}\text{C},p)^{13}\text{C}$ dominiert, welcher Ereignisse im Bereich des zu messenden Reaktionspeaks beiträgt.

5.6. Reaktionsausbeute

5.6.1. Gemessene Reaktionsausbeute

Die Reaktionsausbeute Y ergibt sich aus der Gleichung

$$Y = \frac{N}{\eta \cdot Q \cdot \left(1 - \frac{t_T}{t_L}\right)} \quad (5.22)$$

mit der zuvor bestimmten Anzahl an Reaktionsereignissen N , der Nachweiseffizienz η und der auf der Probe deponierten Ladung Q . Der verbleibende Korrekturfaktor ergibt sich aus dem Anteil der Totzeit t_T von Detektor und Datenerfassung, die sich über die Differenz aus der real vergangenen Zeit t_R , über die der Strom auf der Probe integriert wurde, und der Zeitspanne der Datenerfassung t_L ergibt. Die Zeiten t_L und t_R werden am Ende jeder Messung von MAESTRO ausgegeben.

Abbildung 5.9 zeigt die Reaktionsausbeute für die durchgeführten Messungen zur Reaktion ${}^1\text{H}({}^{12}\text{C},\gamma){}^{13}\text{N}$ in Abhängigkeit von der in das Schwerpunktsystem umgerechneten Strahlenergie $E_{\text{cm},0}$ ohne Berücksichtigung von Energieverlusten in der Probe. Zur einfacheren Darstellung und zum Vergleich mit der Verlaufsfunktion aus den Literaturwerten wurde die Ausbeute mit der Schwerpunktsenergie $E_{\text{cm},0}$ multipliziert und durch den Gamow-Faktor G (siehe Abschnitt 5.8) geteilt. Die dargestellten S-Faktoren der Literaturwerte ermöglichen einen optischen Vergleich des Formverlaufs. Im Gegensatz zu den Literaturwerten beinhaltet die modifizierte Kurve der gemessenen Ausbeute die Abhängigkeit von den Charakteristika der verwendeten Proben, welche zu einer Verringerung der effektiven Energie führen und Einfluss auf die Höhe des daraus zu berechnenden S-Faktors der einzelnen Messpunkte besitzen.

5. Auswertung

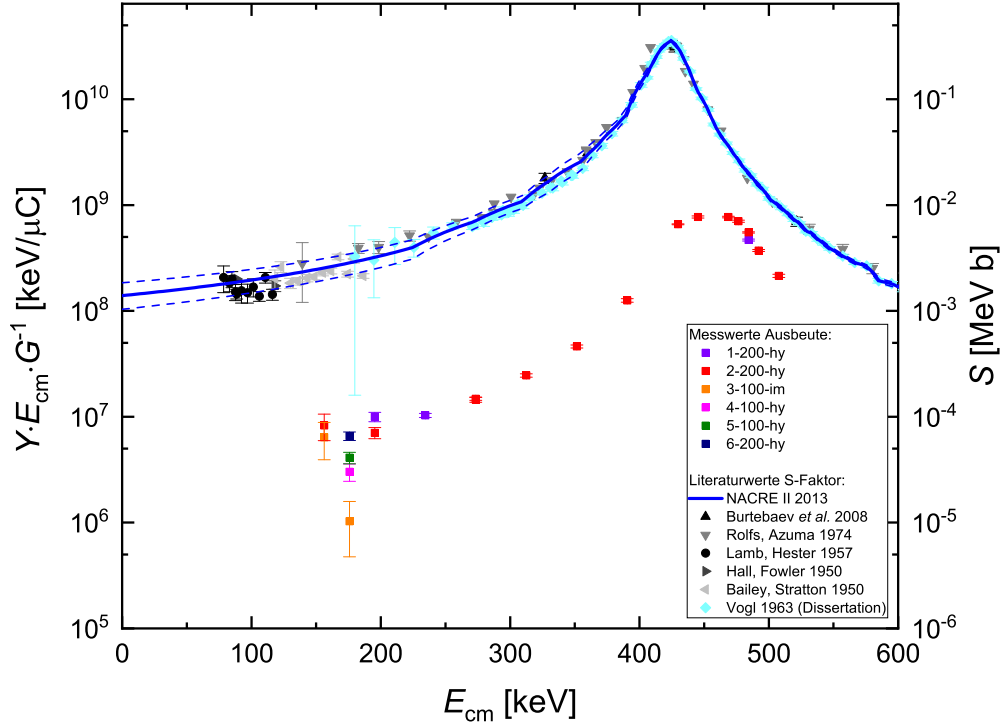


Abbildung 5.9.: Dargestellt ist die Reaktionsausbeute Y , die mit der Energie $E_{\text{cm},0}$ multipliziert und durch den Gamow-Faktor G geteilt wurde, für die verschiedenen Proben sowie als Vergleich der S-Faktor-Verlauf aus Literaturwerten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie E_{cm} . Für die gemessene Reaktionsausbeute wurde dabei die Energie an der Oberfläche der Probe $E_{\text{cm},0}$ verwendet, ohne Energieverluste beim Durchqueren zu berücksichtigen.

5.6.2. Erwartete Reaktionsausbeute

Um mithilfe der Wasserstofftiefenprofile den Einfluss der Proben auf die Ausbeute zu bestimmen, wird zunächst die erwartete Reaktionsausbeute berechnet. Für die Reaktionsausbeute pro in der Probe deponierter Ladung gilt die Gleichung [Ili07]

$$Y_{\text{erw}} = \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \frac{\sigma_{\text{erw}}(E)}{q \cdot e \cdot \varepsilon_{\text{eff}}(E)} dE \quad (5.23)$$

mit der Anfangsenergie des einfallenden Ionenstrahls E_0 , der energetischen Probenbreite ΔE , der Ladungszahl des Ionenstrahls q , der Elementarladung e , dem erwarteten Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{erw}}(E)$ und dem effektiven Bremsvermögen der Ionen in der Probe $\varepsilon_{\text{eff}}(E)$. Wirkungsquerschnitt und effektives Bremsvermögen sind energieabhängig und

5. Auswertung

können sich bei energetisch breiten Proben innerhalb des Energiebereichs von ΔE signifikant ändern. Um eine numerische Berechnung zu ermöglichen, wird die Probe aus diesem Grund in n kleine Scheiben aufgeteilt mit identischer energetischer Breite $\frac{\Delta E}{n}$. Wählt man die Zahl n groß genug, so können Wirkungsquerschnitt und Bremsvermögen jeder einzelnen Scheibe als konstant betrachtet werden. In einer Gleichung formuliert, erhält man im Falle des Kohlenstoffstrahls mit $q = 2$

$$Y_{\text{erw}} = \sum_{i=0}^{n-1} Y_{\text{erw},i} = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\sigma_{\text{erw}}(E_{\text{cm},i})}{2 \cdot e} \cdot \frac{\Delta E_{\text{C}}}{n \cdot \varepsilon_{\text{eff,C}}(E_{\text{C},i})}, \quad (5.24)$$

wobei $Y_{\text{erw},i}$ dem Anteil der Ausbeute für die i -te Scheibe entspricht. Innerhalb jeder dünnen Scheibe ergibt der Quotient aus energetischer Breite und effektivem Bremsvermögen des Strahls die in der Scheibe vorhandene Flächendichte n_{H} der Wasserstoffatome. Dieser Wert ist unabhängig vom verwendeten Ionenstrahl und somit gilt

$$\frac{\Delta E_{\text{C}}}{n \cdot \varepsilon_{\text{eff,C}}(E_{\text{C},i})} = n_{\text{H},i} = \frac{\Delta E_{\text{N}}}{n \cdot \varepsilon_{\text{eff,N}}(E_{\text{N},i})}. \quad (5.25)$$

Die erwartete Reaktionsausbeute lässt sich demzufolge mithilfe der mit den Wasserstofftiefenprofilen bestimmten energetischen Breite ΔE_{N} und dem Wasserstoffanteil $\frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{T}_i}}$ in Abhängigkeit von der Energie des Stickstoffstrahls in der Probenscheibe $E_{\text{N},i}$ über die Gleichung

$$Y_{\text{erw}} = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\sigma_{\text{erw}}(E_{\text{cm},i})}{2 \cdot e} \cdot \frac{\Delta E_{\text{N}}}{n \cdot \varepsilon_{\text{eff,N}}(E_{\text{N},i})} \quad (5.26)$$

bestimmen. Für die Energie der Stickstoffionen in der i -ten Scheibe $E_{\text{N},i}$ gilt

$$E_{\text{N},i} = E_{\text{N,start}} + i \cdot \frac{\Delta E_{\text{N}}}{n} \quad (5.27)$$

mit der in Gleichung 5.14 bzw. 5.16 definierten Startenergie $E_{\text{N,start}}$ und energetischen Gesamtprobenbreite ΔE_{N} . Die Energie im Schwerpunktsystem der Reaktion ${}^1\text{H}({}^{12}\text{C},\gamma){}^{13}\text{N}$ ergibt sich für die i -te Scheibe durch die Gleichung

$$E_{\text{cm},i} = E_{\text{C},i} \cdot \frac{M_{\text{H}}}{M_{\text{C}} \cdot M_{\text{H}}} \quad (5.28)$$

5. Auswertung

mit der relativen Atommasse von Kohlenstoff M_C und Wasserstoff M_H und der Energie der Kohlenstoffionen in der i -ten Scheibe $E_{C,i}$. Diese kann über die Gleichung

$$E_{C,i+1} = E_{C,i} - \frac{\Delta E_N}{n} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{tot,C}}(E_{C,i})}{\varepsilon_{\text{tot,N}}(E_{N,i})} \quad (5.29)$$

berechnet werden, wobei $E_{C,0}$ die anhand der Beschleunigerspannung gemessene Energie der Kohlenstoffionen vor dem Durchqueren der Probe ist. Das Gesamtbremsvermögen von Kohlenstoff $\varepsilon_{\text{tot,C}}(E_{C,i})$ bzw. Stickstoff $\varepsilon_{\text{tot,N}}(E_{N,i})$ in der Probe ergibt sich aus Gleichung 5.8.

Für das effektive Bremsvermögen der Stickstoffionen durch den aktiv an der Reaktion beteiligten Wasserstoff und das nicht reagierende Titan gilt

$$\varepsilon_{\text{eff,N}}(E_{N,i}) = \varepsilon_{N \rightarrow H}(E_{N,i}) + \frac{n_{\text{Ti}}}{n_{\text{H}}}(E_{N,i}) \cdot \varepsilon_{N \rightarrow \text{Ti}}(E_{N,i}). \quad (5.30)$$

Der Wirkungsquerschnitt lässt sich außerdem über den astrophysikalischen S-Faktor $S(E)$ parametrisieren. Dabei gilt

$$\sigma_{\text{erw}}(E_{\text{cm},i}) = \frac{1}{E_{\text{cm},i}} e^{-2\pi\eta} \cdot S_{\text{erw}}(E_{\text{cm},i}). \quad (5.31)$$

Die Größe η beschreibt den Sommerfeld Parameter. Numerisch kann man diesen mithilfe der Gleichung

$$2\pi\eta = 0.989534 \cdot 6 \cdot \sqrt{\frac{1}{E_{\text{cm},i}} \cdot \frac{M_H \cdot M_C}{M_H + M_C}} \quad (5.32)$$

bestimmen, wobei die Schwerpunktsenergie einer in der i -ten Probenschicht stattfindenden Reaktion $E_{\text{cm},i}$ in MeV und die relativen Atommassen M_H und M_C von ^1H und ^{12}C in u einzusetzen sind [Ili07, S. 107]. Die exponentielle Energieabhängigkeit ist weiterhin als Gamow-Faktor G definiert mit

$$G \equiv e^{-2\pi\eta}. \quad (5.33)$$

Der S-Faktor kann außerhalb von Resonanzenergien innerhalb der energetischen Breite der Proben als konstant angenommen werden. Da ein Teil der Datenpunkte auf oder neben einer Resonanz befindlich ist, wurde als erwarteter S-Faktor $S_{\text{erw}}(E_{\text{cm}})$ im Folgenden

5. Auswertung

stattdessen der energetische Verlauf der NACRE II [XTG⁺13] Kurve für die Reaktion $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ angenommen.

Die Rechnung für Y_{erw} wurde für jeden Messpunkt mit dem jeweils davor und danach gemessenen Proben scan mithilfe eines Programmcodes durchgeführt. Für die Anzahl der Scheiben wurde $n = 1000$ gewählt, da bei einer weiteren Erhöhung keine signifikante Änderung der Ergebnisse erkennbar war.

5.7. Effektive Energie

Da die energetische Breite der Proben groß ist, ist es sinnvoll, eine effektive Energie E_{eff} zu bestimmen, die den einzelnen Datenpunkten zugeordnet werden kann. Diese kann aus dem Mittelwert der Schwerpunktsenergie für die n dünnen Scheiben gewichtet mit dem Anteil an der erwarteten Ausbeute jeder Scheibe berechnet werden. Somit gilt

$$E_{\text{eff,erw}} = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} Y_{\text{erw},i} \cdot E_{\text{cm},i}}{\sum_{i=0}^{n-1} Y_{\text{erw},i}}. \quad (5.34)$$

Die Schwerpunktsenergie der i -ten Schicht $E_{\text{cm},i}$ ist nach Gleichung (5.28) von der Energie des Kohlenstoffstrahls abhängig. Diese wurde anhand der sichtbaren Schwankungen der Terminalspannung des Tandetron-Beschleunigers mit einer statistischen Messunsicherheit von $\Delta E_{\text{C},0} = 1 \text{ keV}$ abgeschätzt. Der Einfluss von $\Delta E_{\text{C},0}$ führt auf eine statistische Messunsicherheit der erwarteten effektiven Energie von $\Delta E_{\text{eff,erw}} = 0.1 \text{ keV}$ (konservativ abgeschätzt für alle Messdaten durch Variieren der Startenergie um $\pm 1 \text{ keV}$ beim Berechnen von $E_{\text{eff,erw}}$). Zur Quantifizierung des Energiebereichs, der bei einer Messung durch die energetische Probenbreite abgedeckt wird, werden die minimale Energie E_{min} und die maximale Energie E_{max} des Bereichs so gewählt, dass die Beiträge zur Gesamtausbeute unterhalb von E_{min} und oberhalb von E_{max} jeweils 16 % ausmachen. Somit tragen die Reaktionen, die innerhalb des Energiebereichs zwischen E_{min} und E_{max} stattfinden, 68 % der Gesamtausbeute bei (entspricht dem Bereich einer Standardabweichung bei der Normalverteilung). In Abbildung 5.10 links sind $E_{\text{eff,erw}}$, E_{min} und E_{max} am Beispiel des $E_{\text{C},0} = 2269 \text{ keV}$ Messpunkts von Probe 5-100-hy unter Verwendung des im Anschluss gemessenen Wasserstoffprofils aus Scan 2 dargestellt. Mit der in der Abbildung links dargestellten Ausbeuteverteilung kann durch Gleichung (5.17) aus Abschnitt 5.5.1 die erwartete Gammalinie der Reaktion bestimmt werden, wie in Abbildung 5.10 rechts (schwarze Kurve) zu sehen ist. Dabei wurde vereinfachend angenommen, dass die Gammaquanten unter einem Winkel von $\alpha = 55^\circ$ den Detektor treffen. Als Vergleich dazu ist das gemessene Spektrum abzüglich des Messuntergrunds (rot) dargestellt. Dieses ist erkennbar breiter als das vorhergesagte Spektrum. Einer der Gründe dafür ist, dass durch

5. Auswertung

die intrinsische Auflösung des HPGe-Detektors die gemessenen Gammalinien verbreitert werden. Im Vergleich mit der Diskrepanz zwischen erwartetem und gemessenem Gamma-peak ist dieser Effekt allerdings klein (4 keV Halbwertsbreite der 2615 keV Untergrundlinie im gleichen Spektrum). Eine signifikantere Verschlechterung der Energieauflösung wird durch die nahe Geometrie des Detektors verursacht, wie in Abschnitt 5.5.1 bereits diskutiert wurde. Dieser detektiert die Gammaquanten nicht nur unter einem Winkel von genau $\alpha = 55^\circ$, sondern deckt einen breiteren Winkelbereich von maximal 8° und 102° ab, was durch die Darstellung der Geometrie in Abschnitt 3.3 verdeutlicht wird. Bei den Winkeln, die weit von $\alpha = 55^\circ$ entfernt sind, durchlaufen die Gammaquanten allerdings eine geringere Strecke des Detektorkristalls und die Nachweiseffizienz für diese ist somit entsprechend kleiner als für Gammaquanten, die sich entlang der Detektorachse bewegen. Eine Änderung des Winkels bewirkt auch eine Änderung der Dopplerverschiebung. Im experimentell bestimmten Spektrum in 5.10 wurden Gammaenergien bis 2152 keV gemessen, was etwa 16 keV höher ist als der erwartete Maximalwert. Dies entspricht der Änderung, wenn bei dieser Energie die Dopplerverschiebung bei einem Winkel von 15° anstelle von 55° verwendet wird. Entsprechend würde sich bei einem Winkel von 95° zur Strahlachse eine Linksverschiebung von 26 keV im Gegensatz zum Wert für 55° ergeben. Die im Vergleich zum erwarteten Spektrum hohe Ereigniszahl für Energien zwischen 2080 und 2100 keV ist damit ebenfalls plausibel. Da die Nachweiseffizienz zu weit vom mittleren Winkel entfernten Werten hin abnimmt und für diese entsprechend weniger Ereignisse detektiert werden, sind außerdem die beiden Flanken des Peaks flacher als erwartet.

Aus dem Gammaspektrum kann ebenfalls die effektive Energie bestimmt werden. Nach Umstellen von Gleichung (5.17) gilt für diese im Schwerpunktsystem

$$E_{\text{eff},\gamma} = \bar{E}_\gamma \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right) - E_Q + E_R \quad (5.35)$$

mit dem mit der Ereigniszahl gewichteten Mittelwert der Energie der Reaktionsereignisse im Gammaspektrum \bar{E}_γ . Die Berechnung erfolgte erneut unter der Vereinfachung, dass $\alpha = 55^\circ$ gilt. Zur Bestimmung des gewichteten Mittelwertes und dessen Messgenauigkeit innerhalb des Energiebereichs des Reaktionspeaks wurde ROOT [BR97] verwendet.

Zum Vergleich der beiden Verfahren sind in Abbildung 5.11 für 16 verschiedene Datenpunkte der Messungen die effektiven Energien $E_{\text{eff},\gamma}$ und $E_{\text{eff,erw}}$ als Differenz zu $E_{\text{eff},\gamma}$ dargestellt. Bei $E_{\text{eff,erw}}$ wurde jeweils der vor und nach der Messung durchgeführte Probenscan als Annahme der Wasserstoffverteilung während der Messung verwendet. Die Datenpunkte sind in chronologischer Reihenfolge gelistet und werden in Tabelle 5.3 näher beschrieben. Senkrechte Strichlinien zwischen zwei Datenpunkten zeigen, dass zwischen den beiden Messungen ein neuer Probenscan durchgeführt wurde. Die durchgezogenen senkrechten Linien weisen auf einen Wechsel der Probe hin. Durch Veränderung der Wasserstoffverteilung der Proben im Laufe der Bestrahlung entstehen die gezeigten Diskrepanzen von bis zu 12 keV zwischen dem Wert der effektiven Energie unter Annahme des Wasserstofftiefenprofils vom Probenscan vor der Messung $E_{\text{eff,erw,a}}$ im Vergleich zum Ergebnis der Berechnung mit dem Probenscan nach der Messung $E_{\text{eff,erw,b}}$. Bei Datenpunkt

5. Auswertung

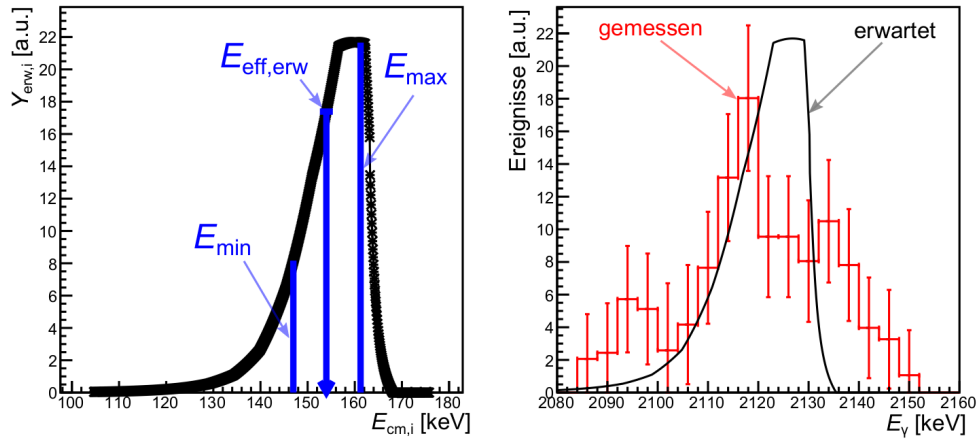


Abbildung 5.10.: Dargestellt sind die erwartete Ausbeuteverteilung (linkes Bild) und der erwartete Reaktionspeak des Gammapektrums (rechtes Bild) unter Verwendung der $E_{C,0} = 2269$ keV Messung von Probe 5-100-hy und des im Anschluss gemessenen Wasserstofftiefenprofils aus Scan 2. Als Vergleich zum erwarteten Gammapektrum ist das gemessene Spektrum mit subtrahiertem Untergrund (rot) dargestellt.

16 wurde nur vor der Messung ein Probenscan durchgeführt. Die aus den Gammapektren ermittelten Energien $E_{\text{eff},\gamma}$ liegen bei 14 Datenpunkten im Rahmen von einer Standardabweichung innerhalb des Bereichs (violetter Balken) zwischen den beiden Punkten von $E_{\text{eff,erw}}$. Bei Datenpunkt 13 liegt $E_{\text{eff},\gamma}$ innerhalb von zwei Standardabweichungen im Energiebereich von $E_{\text{eff,erw}}$. Datenpunkt 2 ist innerhalb von drei Standardabweichungen mit dem Bereich der erwarteten effektiven Energie konsistent.

Aus dem Vergleich von $E_{\text{eff,erw}}$ und $E_{\text{eff},\gamma}$ lässt sich keine Tendenz erkennen, dass sich die Energien aus dem Gammapektrum über den zeitlichen Verlauf der erwarteten Energie unter Verwendung des nachfolgenden Probenprofils $E_{\text{eff,erw,b}}$ annähert (Vergleich der Datenpunkte 3 bis 8). Eine mögliche Erklärung sind nichtlineare Änderungen des Wasserstoffanteils und dessen Verteilung, die durch die in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Effekte zustande kommen können. Eine Änderung der Wasserstoffkonzentration besonders im vorderen Bereich der Probe kann zu signifikanten Änderungen der effektiven Energie führen, wie beim Vergleich von $E_{\text{eff,erw,a}}$ und $E_{\text{eff,erw,b}}$ zu sehen ist. Statistische Schwankungen aufgrund der Messunsicherheit von $E_{\text{eff},\gamma}$ können ebenfalls eine Rolle spielen. Die aus den Gammapektren ermittelten Energien haben aufgrund der Breite des Reaktionspeaks vor allem bei Messungen mit einer geringen Menge an Reaktionsereignissen eine relativ hohe Unsicherheit. Da die Verbreiterung durch die nahe Detektorgeometrie, welche für die Berechnung von $E_{\text{eff},\gamma}$ nicht berücksichtigt wurde, asymmetrisch zum mittleren Winkel verläuft, bewirkt dieser Effekt außerdem eine kleine Änderung des gewichteten Mittelwerts der Energie. Unter der Berücksichtigung des Effekts sind somit leicht höhere Werte von $E_{\text{eff},\gamma}$ zu erwarten, als die unter den vereinfachenden Annahmen berechneten. Für eine genauere Quantifizierung ist die Durchführung einer Simulation notwendig, auf die in dieser Auswertung verzichtet wurde.

5. Auswertung

Aufgrund der hohen Unsicherheit von $E_{\text{eff},\gamma}$, welche durch die Statistik der gemessenen Ereignisse und die Verschmierung des Peaks durch intrinsische Detektorauflösung und den geringen Abstand des Detektors zur Probe verursacht wird, wird zur Festlegung der effektiven Energie der einzelnen Messungen der aus der erwarteten Ausbeuteverteilung berechnete Wert verwendet. Für die folgende Auswertung gilt somit

$$E_{\text{eff}} \equiv E_{\text{eff,erw}}.$$

Der Einfluss, den die Änderung der Wasserstoffverteilung während einer Messung auf die Bestimmung der effektiven Energie hat, wird im Folgenden zusammen mit der Bestimmung der S-Faktorwerte untersucht.

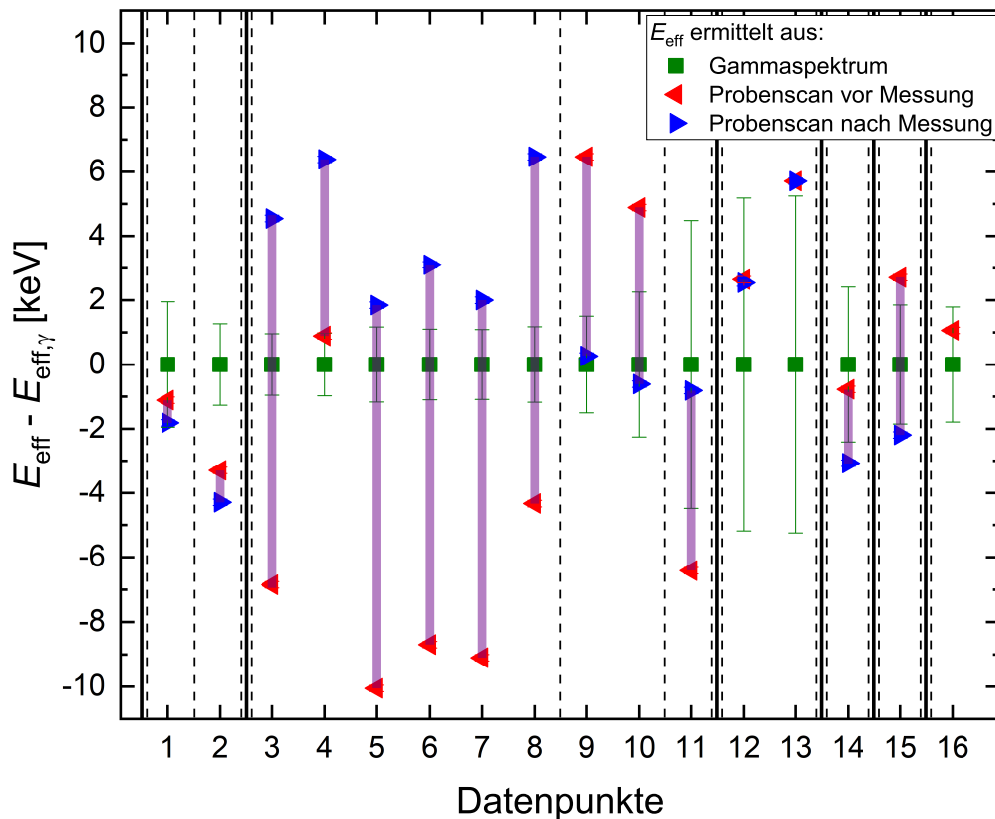


Abbildung 5.11.: Aufgeführt sind die effektiven Energien $E_{\text{eff},\gamma}$, $E_{\text{eff,erw,a}}$ und $E_{\text{eff,erw,b}}$ als Differenz zu $E_{\text{eff},\gamma}$ für verschiedene Messungen in chronologischer Reihenfolge. Die Parameter der jeweiligen Messung sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Senkrechte Strichlinien markieren die zwischenzeitliche Durchführung eines neuen Probenscans, durchgezogene Linien einen Wechsel der Probe. Die violetten Balken markieren den Energiebereich zwischen $E_{\text{eff,erw,a}}$ und $E_{\text{eff,erw,b}}$.

5. Auswertung

Datenpunkt	Probe	$E_{C,0}$ [keV]	$E_{\text{eff},\gamma}$ [keV]	$E_{\text{eff,erw,a}}$ [keV]	$E_{\text{eff,erw,b}}$ [keV]
1	1-200-hy	2521	163.6 ± 2.0	162.5	161.8
2	1-200-hy	3025	200.8 ± 1.3	197.5	196.5
3	2-200-hy	6050	399.3 ± 1.0	392.4	403.8
4	2-200-hy	5546	419.9 ± 1.0	420.8	426.3
5	2-200-hy	5041	358.0 ± 1.2	347.9	359.8
6	2-200-hy	4537	316.7 ± 1.1	308.0	319.8
7	2-200-hy	4034	278.3 ± 1.1	269.2	280.3
8	2-200-hy	3529	236.2 ± 1.2	231.9	242.7
9	2-200-hy	3529	236.2 ± 1.5	242.7	236.5
10	2-200-hy	2521	163.6 ± 2.3	168.5	163.0
11	2-200-hy	2016	134.9 ± 4.5	128.5	134.1
12	3-100-im	2016	140.5 ± 5.2	143.1	143.0
13	3-100-im	2269	156.2 ± 5.2	161.9	161.9
14	4-100-hy	2268	159.0 ± 2.4	158.2	155.9
15	5-100-hy	2269	156.2 ± 1.9	158.9	154.0
16	6-200-hy	2268	150.6 ± 1.8	151.7	—

Tabelle 5.3.: Aufgelistet sind verwendete Probe, Energie der Kohlenstoffionen vor dem Durchqueren der Probe $E_{C,0}$ und die durch verschiedene Verfahren bestimmten effektiven Energien $E_{\text{eff},\gamma}$, $E_{\text{eff,erw,a}}$ und $E_{\text{eff,erw,b}}$ für die in Abbildung 5.11 dargestellten Datenpunkte.

5.8. S-Faktoren

Über das Verhältnis von gemessener zu erwarteter Reaktionsausbeute lässt sich der astrophysikalische S-Faktor bestimmen. Es gilt

$$S(E_{\text{eff}}) = \frac{Y}{Y_{\text{erw}}} \cdot S_{\text{erw}}(E_{\text{eff}}). \quad (5.36)$$

Da sowohl die erwartete Ausbeute als auch die effektive Energie abhängig vom verwendeten Wasserstofftiefenprofil sind, werden für jede Messung zunächst zwei separate Werte berechnet, in denen jeweils das Probenprofil aus dem Scan unmittelbar vor der Messung und unmittelbar nach der Messung als Profil zum Zeitpunkt der Messung angenommen wird. In den Tabellen 5.4 und 5.5 sind die berechneten Werte aufgelistet und in Abbildung 5.12 grafisch dargestellt.

Es erweist sich als schwierig, den genauen zeitlichen Verlauf der Probenzusammensetzung im Laufe einer Messung zu bestimmen. Aus diesem Grund wurde für die effektive Energie zunächst angenommen, dass sie sich im Bereich der Werte für das zuvor und danach gemessene Wasserstofftiefenprofil befindet. Zur Festlegung eines einzelnen Datenpunktes wurde aus den beiden Energien der Mittelwert gebildet. Der Abstand vom neuen Wert zu den beiden Ursprungswerten wurde als 1σ Messunsicherheit durch die unbekanntes zeitliche Änderung der Probe zum Zeitpunkt der Messung abgeschätzt. Zusammen mit der Messunsicherheit von ± 0.1 keV, die aus der Schwankung der Beschleunigerspannung resultiert, ergibt dies die statistische Messunsicherheit von E_{eff} .

Bei den zusammengefassten Datenpunkten wurde für die minimale Reaktionsenergie E_{min} in der Probe das Minimum der Wertepaare verwendet und für die maximale Reaktionsenergie E_{max} entsprechend das Maximum.

Zur Berechnung der S-Faktoren wurde angenommen, dass der energetische Verlauf im Bereich der Reaktionsenergien der Probe dem Verlauf der NACRE II Kurve entspricht. Wenn sich diese im Bereich von ΔE_{eff} signifikant ändert, was vor allem in der Nähe der 421 keV Resonanz der Fall ist, hat dies einen Einfluss auf das Verhältnis der beiden in Tabelle 5.4 bzw. 5.5 aufgeführten S-Faktorwerte einer Messung, zusätzlich zum Einfluss durch die Änderung der Probencharakteristik. Aus diesem Grund ist es bei dem Zusammenfassen des Wertepaares sinnvoll, für beide Werte die Größe

$$R = \frac{S(E_{\text{eff}})}{S_{\text{erw}}(E_{\text{eff}})} \quad (5.37)$$

zu bestimmen und daraus den Mittelwert zu bilden. Dieser gibt das Verhältnis des zu einem Datenpunkt zusammengefassten gemessenen S-Faktorwertes zum S-Faktorwert der NACRE II Kurve bei der Energie des Datenpunkts wieder und erlaubt durch Umstellen von Gleichung (5.37) somit die Berechnung vom neuen Wert für S . Die zusammengefassten Messwerte sind in Tabelle 5.6 aufgeführt und in Abbildung 5.13 dargestellt (rote Datenpunkte).

5. Auswertung

Die Messgenauigkeit vom Mittelwert von R wird zum einen durch die Unsicherheit bei der Bestimmung der Anzahl der Reaktionsereignisse N und zum anderen durch die Unkenntnis der genauen Wasserstoffverteilung zum Zeitpunkt der Messung beeinflusst. Für den letztgenannten Effekt wird wie bei der zusammengefassten effektiven Energie abgeschätzt, dass 1σ der anteiligen Messunsicherheit vom Mittelwert von R dem Abstand des Mittelwerts zu den beiden Ursprungswerten entspricht. Für die Berechnung der gesamten relativen statistischen Messunsicherheit von S bzw. R gilt somit die Gleichung

$$\frac{\Delta S(E_{\text{eff}})}{S(E_{\text{eff}})} = \frac{\Delta R(E_{\text{eff}})}{R(E_{\text{eff}})} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{|R_b - R_a|}{R_b + R_a}\right)^2} \quad (5.38)$$

mit dem Verhältnis R_b des gemessenen S-Faktors zum erwarteten S-Faktor unter der Annahme, dass der nach der Messung durchgeführte Probenscan das korrekte Wasserstofftiefenprofil für die Messung wiedergibt und dem Verhältnis R_a unter der Annahme, dass der vor der Messung durchgeführte Probenscan dem Tiefenprofil während der Messung entspricht. Für R_a und R_b sind dabei die in Tabelle 5.4 bzw. 5.5 angegebenen Werte von R für das dem Datenpunkt zugehörige Wertepaar zu verwenden.

Die in Abbildung 5.13 dargestellten Fehlerbalken der roten Datenpunkte sind aufgrund der Berechnungsmethode nicht als rechteckiger Bereich der Messunsicherheit zu verstehen. Stattdessen sind die vertikale Position und der dargestellte vertikale Fehlerbalken jedes Datenpunkts nur für die effektive Energie gültig, bei der der Punkt eingezeichnet ist. Würde man den Datenpunkt entlang der eingezeichneten Fehlerbalken der effektiven Energie verschieben, würde anstelle des S-Faktorwertes das Verhältnis R und dessen statistische Messunsicherheit konstant bleiben. Anders ausgedrückt, würde sich bei einer Verschiebung entlang der Energieachse der S-Faktorwert des Datenpunkts relativ zum Verlauf der blau eingezeichneten NACRE II Kurve ändern, bei gleichbleibender relativer Messunsicherheit von S .

Mit der 200 nm dicken Probe 6-200-hy wurde nur ein Probenscan durchgeführt, weshalb die Auswertung des $E_{C,0} = 2268$ keV Datenpunkts gesondert erfolgt ist. Die Messdauer mit der Probe betrug nach der Durchführung des Probenscans etwa einen Tag, was in erster Näherung den Zeiträumen der Bestrahlung zwischen je zwei Scans der anderen Proben entspricht. Im Energiebereich bis $E_{\text{eff}} = 410$ keV (unterhalb der Resonanzenergie) existieren 15 Vergleichsmessungen der anderen Proben, die jeweils mit dem davor und danach durchgeführten Probenscan untersucht wurden.

Bei den 200 nm dicken Proben 1-200-hy und 2-200-hy kam es in vier Fällen zu einer Erhöhung des Verhältnisses R um 24 bis 50 % bei Verwendung des nach der Messung bestimmten Probenprofils im Vergleich zu dem Wert mit vorherigem Wasserstoffprofil. In sieben weiteren Fällen kam es zur Reduzierung von R um 20 bis 45 %. Eine Zunahme von R kommt durch die erwartete effektive Abnahme des Wasserstoffanteils in der Probe zustande. Eine Abnahme von R im Zeitverlauf der Probe lässt sich durch eine Verschiebung des Wasserstoffs zu den Schichten an der Oberfläche hin erklären, wo die Reaktionen dominant stattfinden. Das Resultat ist ein Anstieg der effektiven Wasserstoffkonzentration. Wenn der zweite Effekt dominiert, kommt es insgesamt also zu der

5. Auswertung

beschriebenen Abnahme des S-Faktors, wenn man ein späteres Probenprofil als Wasserstoffverteilung annimmt.

Bei den vier Vergleichsmessungen mit 100 nm dicken Proben kommt es jeweils zu einer Erhöhung des Wertes für R um 54 bis 126 % bei Verwendung des nachfolgenden Probenprofils im Vergleich zu dem vor der Messung bestimmten Profil. Da die Proben dünner sind, ist anzunehmen, dass der Effekt der Wasserstoffumlagerung an Einfluss verliert und die Abnahme des effektiven Wasserstoffanteils im Verlaufe der Zeit damit stärker zum Tragen kommt.

Zur Abschätzung der Messunsicherheit des S-Faktors beim Datenpunkt von Probe 6-200-hy wurden die maximalen zeitlichen Abweichungen der R-Werte mit 200 nm dicken Proben als Vergleich verwendet. Als konservativ abgeschätzter Anteil der statistischen Messunsicherheit wurde ein Wert von 50 % des S-Faktorwerts von Scan 1 der Probe gewählt. Zu diesem Anteil wurde wie bei den anderen Messwerten über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung die Messunsicherheit der Ereigniszahl N mit einbezogen, um die gesamte statistische Messunsicherheit zu bestimmen.

Die effektive Energie ändert sich bei den 15 Vergleichswerten um bis zu 12 keV in Abhängigkeit vom verwendeten Probenscan. Für den Messwert von Probe 6-200-hy wurde daraus folgernd eine Messgenauigkeit von $\Delta E_{\text{eff}} = 12 \text{ keV}$ in beide Richtungen abgeschätzt. Die Werte E_{min} und E_{max} , die Informationen über den von der Probe abgedeckten Energiebereich angeben, wurden ausgehend von den Vergleichsdaten ebenfalls um 12 keV verringert bzw. erhöht.

Der berechnete S-Faktor ist vom angenommenen energetischen Verlauf $S_{\text{erw}}(E_{\text{cm}})$ des NACRE II Fits abhängig. Dies wird insbesondere in der Nähe der 421 keV Resonanz deutlich, wo sich der S-Faktor im Bereich der energetischen Breite der Probe signifikant ändert. In Abbildung 5.13 sind als Vergleich die S-Faktoren dargestellt (grüne Datenpunkte), die sich ergeben, wenn man anstelle des energetischen Verlaufs der NACRE II Kurve von einem beliebigen konstanten S-Faktorverlauf ausgeht, so dass

$$S_{\text{erw}}(E_{\text{cm},i}) = S_{\text{erw}}(E_{\text{eff}}) = \text{const.}$$

gilt. Während die Werte in der Nähe der Resonanz voneinander abweichen, sind die niederenergetischen Werte bis $E_{\text{cm}} = 350 \text{ keV}$, die sich unter den zwei verschiedenen Annahmen berechnen, untereinander im Rahmen der Messgenauigkeit konsistent.

5. Auswertung

Probe	$E_{C,0}$ [keV]	Scan	E_{eff} [keV]	E_{min} [keV]	E_{max} [keV]	$S(E_{\text{eff}})$ [keV b]	R
1-200-hy	2521	1	162.5	146.9	176.9	3.62 ± 0.37	1.37 ± 0.14
		2	161.8	147.2	175.5	4.45 ± 0.46	1.69 ± 0.17
	3025	2	197.5	181.2	213.0	3.47 ± 0.15	1.06 ± 0.05
		3	196.5	180.7	211.2	4.95 ± 0.21	1.53 ± 0.06
	6251	2	430.0	416.2	444.7	131.3 ± 2.7	0.43 ± 0.01
		3	430.2	417.2	444.5	177.3 ± 3.7	0.59 ± 0.01
2-200-hy	2016	3	128.5	116.1	139.4	6.9 ± 1.9	3.10 ± 0.86
		4	134.1	122.3	145.2	5.7 ± 1.6	2.49 ± 0.69
	2521	2	168.5	153.1	182.9	2.78 ± 0.34	1.02 ± 0.12
		3	163.0	148.2	176.4	4.04 ± 0.49	1.53 ± 0.19
	3529	1	231.9	212.6	249.9	5.11 ± 0.17	1.16 ± 0.04
		2	242.7	225.0	259.5	4.08 ± 0.14	0.80 ± 0.03
	3529	2	242.7	225.0	259.5	3.99 ± 0.22	0.78 ± 0.04
		3	236.5	219.0	252.6	5.24 ± 0.29	1.11 ± 0.06
	4034	1	269.2	249.4	288.1	7.17 ± 0.25	1.06 ± 0.04
		2	280.3	261.7	297.9	5.92 ± 0.21	0.76 ± 0.03
	4537	1	308.0	287.4	327.4	11.34 ± 0.38	1.06 ± 0.04
		2	319.8	300.8	337.4	10.27 ± 0.34	0.74 ± 0.02
	5041	1	347.9	327.7	367.0	30.0 ± 1.2	1.28 ± 0.05
		2	359.8	340.9	377.1	25.6 ± 1.0	0.86 ± 0.03
	5546	1	392.4	373.5	408.6	159.7 ± 1.5	1.80 ± 0.02
		2	403.8	388.1	417.8	160.8 ± 1.5	0.99 ± 0.01
	5747	1	408.1	392.1	422.9	217.4 ± 4.8	1.10 ± 0.02
		2	415.6	400.9	429.5	211.2 ± 4.6	0.74 ± 0.02
	6050	1	420.8	406.0	435.7	252.6 ± 4.1	0.76 ± 0.01
		2	426.3	412.9	440.2	235.3 ± 3.8	0.69 ± 0.01
	6151	1	424.0	409.7	438.5	244.0 ± 5.4	0.68 ± 0.02
		2	430.0	416.8	444.0	210.5 ± 4.7	0.69 ± 0.02
	6252	1	427.3	413.6	441.5	188.2 ± 2.6	0.56 ± 0.01
		2	434.3	420.9	449.0	157.4 ± 2.2	0.65 ± 0.01
6352	1	431.1	417.5	445.4	123.1 ± 2.7	0.42 ± 0.01	
	2	439.6	425.4	455.3	99.9 ± 2.2	0.57 ± 0.01	
6554	1	441.3	426.5	457.4	60.9 ± 2.2	0.39 ± 0.01	
	2	453.5	436.2	472.7	51.6 ± 1.8	0.67 ± 0.02	

Tabelle 5.4.: Aufgeführt sind die nach Gleichung (5.36) bestimmten S-Faktoren für die Messpunkte mit der Strahlenergie $E_{C,0}$ der ersten beiden Proben mit den entsprechenden effektiven Energien E_{eff} und den minimalen und maximalen Reaktionsenergien in der Probe E_{min} und E_{max} in Abhängigkeit vom verwendeten Probenscan. Der Wert R gibt das Verhältnis zwischen dem berechneten S-Faktorwert und dem Wert aus der NACRE II Kurve bei der jeweiligen effektiven Energie an.

5. Auswertung

Probe	$E_{C,0}$ [keV]	Scan	E_{eff} [keV]	E_{min} [keV]	E_{max} [keV]	$S(E_{\text{eff}})$ [keV b]	R
3-100-im	2016	1	143.1	136.0	150.3	5.7 ± 2.3	2.39 ± 0.96
		2	143.0	137.4	148.4	8.8 ± 3.5	3.69 ± 1.48
	2269	1	161.9	154.4	169.5	0.84 ± 0.46	0.32 ± 0.18
		2	161.9	156.0	167.6	1.30 ± 0.70	0.50 ± 0.27
4-100-hy	2268	1	158.2	149.0	167.4	1.84 ± 0.35	0.71 ± 0.14
		2	155.9	148.1	163.7	3.09 ± 0.58	1.21 ± 0.23
5-100-hy	2269	1	158.9	150.7	167.4	2.10 ± 0.27	0.81 ± 0.10
		2	154.0	147.0	161.3	4.60 ± 0.58	1.83 ± 0.23
6-200-hy	2268	1	151.7	136.1	166.2	2.27 ± 0.21	0.91 ± 0.08

Tabelle 5.5.: Wie Tabelle 5.4, nur für Proben 3 bis 6.

5. Auswertung

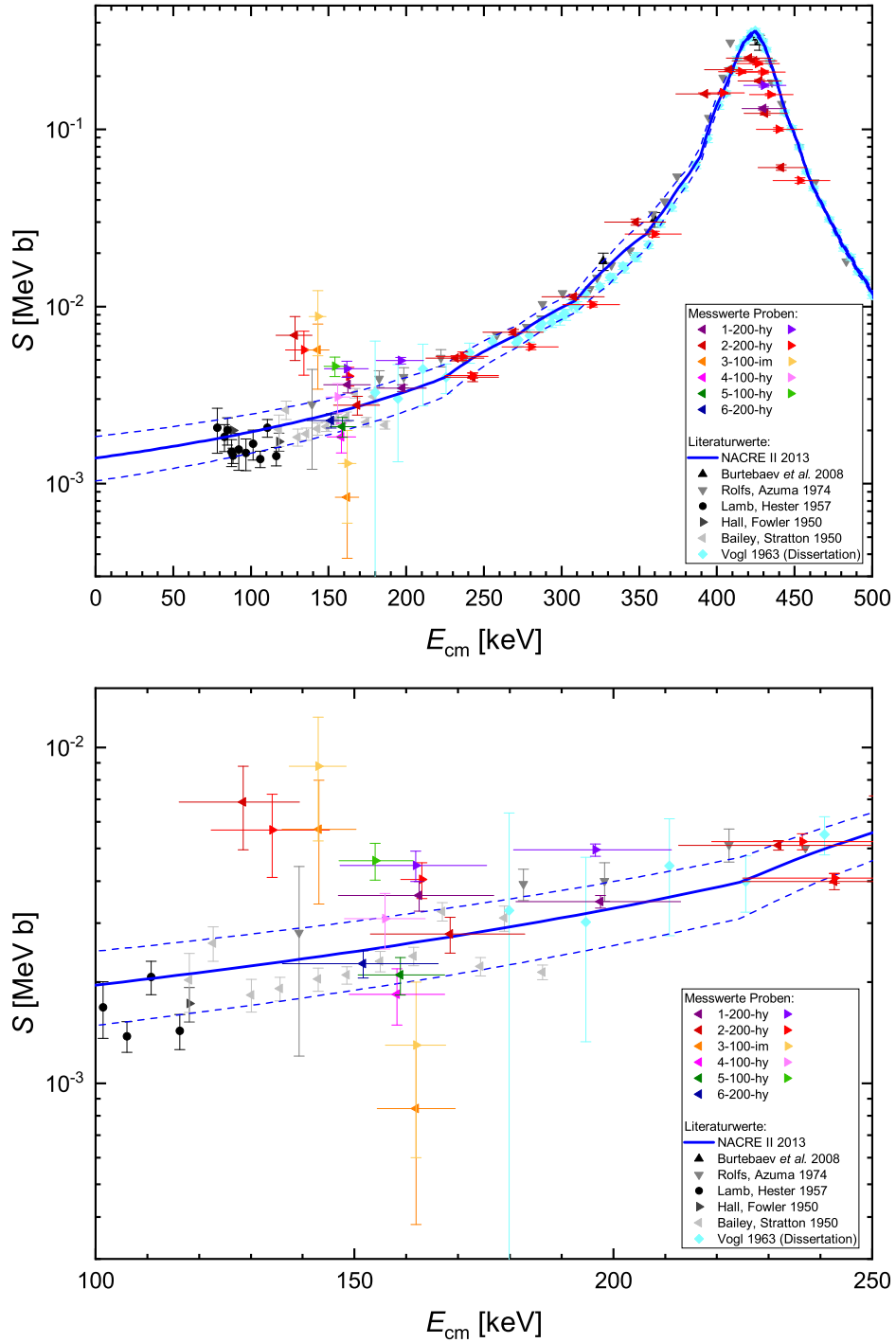


Abbildung 5.12.: Dargestellt ist ein Vergleich der S-Faktoren unter Annahme des Wasserstoffprofils vor (nach links zeigende Dreiecke) bzw. nach der Messung (nach rechts zeigende Dreiecke). Der horizontale Balken für E_{cm} gibt den Energiebereich von E_{min} bis E_{max} an, innerhalb dessen 68 % der Ereignisse detektiert wurden. Die vertikalen Fehlerbalken geben die statistische Messgenauigkeit der Datenpunkte an. Die untere Grafik zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der niederenergetischen Messpunkte.

5. Auswertung

E_{eff} [keV]	E_{min} [keV]	E_{max} [keV]	$S(E_{\text{eff}})$ [keV b]	R	Probe
131.3 ± 2.9	116.1	145.2	6.3 ± 1.9	2.80 ± 0.84	2-200-hy
143.1 ± 0.1	136.0	150.3	7.2 ± 3.3	3.04 ± 1.38	3-100-im
156.5 ± 2.6	147.0	167.4	3.4 ± 1.4	1.32 ± 0.54	5-100-hy
157.1 ± 1.2	148.1	167.4	2.46 ± 0.79	0.96 ± 0.31	4-100-hy
161.9 ± 0.1	154.4	169.5	1.08 ± 0.64	0.41 ± 0.24	3-100-im
162.2 ± 0.4	146.9	176.9	4.03 ± 0.59	1.53 ± 0.22	1-200-hy
165.8 ± 2.9	148.2	182.9	3.43 ± 0.80	1.28 ± 0.30	2-200-hy
197.0 ± 0.6	180.7	213.0	4.21 ± 0.79	1.30 ± 0.24	1-200-hy
237.3 ± 5.5	212.6	259.5	4.67 ± 0.87	0.98 ± 0.18	2-200-hy
239.6 ± 3.2	219.0	259.5	4.64 ± 0.85	0.95 ± 0.17	2-200-hy
274.8 ± 5.7	249.4	297.9	6.6 ± 1.1	0.91 ± 0.15	2-200-hy
313.9 ± 6.0	287.4	337.4	10.9 ± 2.0	0.90 ± 0.16	2-200-hy
353.9 ± 6.1	327.7	377.1	27.3 ± 5.5	1.07 ± 0.21	2-200-hy
398.1 ± 5.8	373.5	417.8	174 ± 50	1.40 ± 0.41	2-200-hy
411.9 ± 3.9	392.1	429.5	221 ± 43	0.92 ± 0.18	2-200-hy
423.6 ± 2.9	406.0	440.2	256 ± 13	0.73 ± 0.04	2-200-hy
427.0 ± 3.1	409.7	444.0	230.9 ± 5.4	0.69 ± 0.02	2-200-hy
430.1 ± 0.1	416.2	444.7	154 ± 24	0.51 ± 0.08	1-200-hy
430.8 ± 3.6	413.6	449.0	178 ± 13	0.61 ± 0.05	2-200-hy
435.3 ± 4.4	417.5	455.3	113 ± 17	0.50 ± 0.08	2-200-hy
447.4 ± 6.2	426.5	472.7	56 ± 15	0.53 ± 0.14	2-200-hy
151.7 ± 12	124.1	178.2	2.3 ± 1.1	0.91 ± 0.46	6-200-hy

Tabelle 5.6.: Dargestellt sind die zusammengefassten S-Faktorwerte. Die angegebenen Messgenauigkeiten umfassen nur statistische Messabweichungen. Für den untersten Messwert von Probe 6-200-hy erfolgte die Auswertung wie im Text beschrieben gesondert.

5. Auswertung

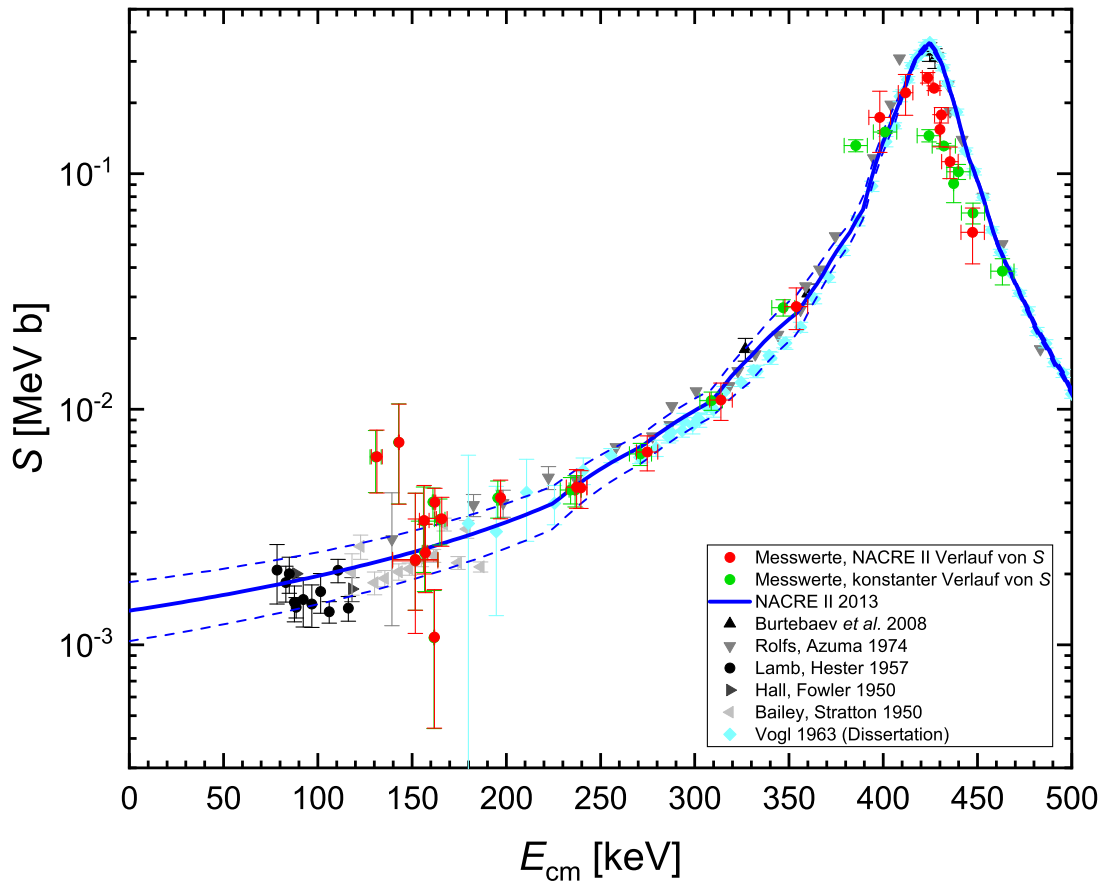


Abbildung 5.13.: Dargestellt sind die berechneten S-Faktorwerte unter der Annahme, dass die Energieabhängigkeit des S-Faktors dem Verlauf der NACRE II Kurve [XTG⁺13] entspricht (rote Datenpunkte). Als Vergleich sind die S-Faktoren dargestellt, die sich ergeben, wenn man über den gesamten Energiebereich einen konstanten Verlauf der Kurve annimmt (grüne Datenpunkte). Zur Interpretation der Fehlerbalken für die roten Datenpunkte ist die Erklärung im Text zu beachten.

6. Diskussion

Dieses Kapitel beinhaltet die Betrachtung und Quantifizierung der Messunsicherheiten in Abschnitt 6.1, die Diskussion der Messergebnisse und einen Vergleich mit den vorhandenen Literaturdaten in Abschnitt 6.2 und einen Ausblick, in dem weitere Schritte zur Verwertung der neuen Messdaten und Vorschläge für zukünftige Messungen diskutiert werden, in Abschnitt 6.3.

6.1. Betrachtung der Messunsicherheiten

In Tabelle 6.1 sind alle Einflussfaktoren, die zu der gesamten systematischen und statistischen Messunsicherheit von S beitragen, aufgeführt. Die Messunsicherheit des einzelnen Datenpunkts von Probe 6-200-hy ist nicht mit enthalten, da die Auswertung aufgrund des fehlenden nachfolgenden Probenscans gesondert durchgeführt wurde (siehe Beschreibung in Abschnitt 5.8).

Die Bestimmung der Ereigniszahl N aus den Gammaspektren trägt vor allem bei den Messpunkten bei niedriger Energie einen großen Teil zur statistischen Messunsicherheit bei. Im Energiebereich bis $E_{\text{eff}} = 170$ keV liegt die dadurch verursachte relative Messunsicherheit zwischen 9 und 54 %. Bei den Messwerten im Energiebereich oberhalb von 170 keV liegt die anteilige Unsicherheit dagegen nur zwischen 1 und 5 %.

Eine weitere dominante Quelle für die statistische Messunsicherheit ist die unbekannte zeitliche Veränderung des Wasserstoffprofils der Probe. Die hierdurch verursachte Messunsicherheit liegt bei der Mehrzahl der Datenpunkte zwischen 11 und 39 %. Eine Ausnahme bilden drei Messwerte nahe der Resonanz bei $E_{\text{eff}} = 423.6$ keV (4.8 %), 427.0 keV (0.7 %) und 430.8 keV (7.4 %).

In Summe ergibt sich eine relative statistische Unsicherheit der Messwerte zwischen 2.3 und 59 %. Für die einzelnen Datenpunkte ist dies in den Abbildungen 5.13 und 6.1 als Fehlerbalken dargestellt und in Tabelle 5.6 in Form der absoluten Messunsicherheit aller Messwerte aufgeführt.

Zur Bestimmung des Einflusses der in Ref. [ZZB10] mit 5.6 % angegebenen Genauigkeit der Funktionen für das Bremsvermögen auf die systematische Messunsicherheit von S und E_{eff} wurde die Auswertung wiederholt und dabei jede der vier Funktionen einzeln um 5.6 % variiert. Die Änderungen auf das berechnete Ergebnis wurden über die Gauß'sche

6. Diskussion

Fehlerfortpflanzung zu einer Gesamtunsicherheit zusammengefasst. Für den S-Faktor ergeben sich damit als relative systematische Unsicherheit durch die Bremsvermögen Werte zwischen 3 und 8 %. Es handelt sich zwar um einen systematischen Effekt, die Höhe der Auswirkung ist jedoch abhängig vom verwendeten Wasserstofftiefenprofil und von der Strahlenergie und ändert sich damit für jeden Messpunkt, wobei die Richtung der Änderung für alle Messpunkte gleich ist. Bei der Abschätzung der Messunsicherheit durch den verwendeten Fit für die Flanken des Wasserstoffprofils wurde ähnlich verfahren. Hierbei wurde als konservative Abschätzung die Auswertung mit Wasserstofftiefenprofilen wiederholt, bei denen eine lineare Interpolation zwischen allen Proben-Scan-Messpunkten durchgeführt wurde und die Annahme getroffen wurde, dass sich außerhalb des gemessenen Bereichs kein Wasserstoff befindet. Dies führt zu Änderungen der S-Faktorwerte zwischen 0.1 und 3 %, was als Wert für die Messunsicherheit angenommen wurde. Wie bei der Änderung der Probenzusammensetzung schwankt die Höhe der Unsicherheit für die einzelnen Messpunkte und besitzt dabei keine erkennbare Relation zur Energie des Datenpunkts.

Ein weiterer Einfluss auf die systematische Messgenauigkeit entsteht durch die Genauigkeit der Effizienzkurve, welche durch einen Fit an die gemessenen Daten mit Punktquellen und Aluminium-Reaktion entstanden ist. Der Beitrag zur relativen Unsicherheit liegt für alle Messpunkte bei 1.6 %. Für die Strommessung und die daraus integrierte Ladung Q wird, wie in Abschnitt 3.5.3 beschrieben, eine Messunsicherheit von 1 % angenommen. Die relative systematische Gesamtunsicherheit der Messpunkte liegt damit insgesamt zwischen 3.5 und 8.7 %. Die Unsicherheiten weiterer Messgrößen, wie die Laufzeit der Spektren, die Totzeit der Datenerfassung oder die Geometriekoeffizienten Q_n , haben einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf das Endergebnis, wie in den jeweils zugehörigen Abschnitten bereits diskutiert wurde.

Einfluss	Abschnitt	$\frac{\Delta S_{\text{stat}}}{S}$ [%]	$\frac{\Delta S_{\text{sy st}}}{S}$ [%]
Ereigniszahl N	5.5.2	1.0 - 54	
Änderung der Probenzusammensetzung	5.8	0.7 - 39	
Bremsvermögen aus SRIM	5.4.1		3 - 8
Fit des Wasserstoffprofils	5.4.2		0.1 - 3
Nachweiseffizienz η	5.3		1.6
Ladung Q	3.5.3		1
gesamt		2.3 - 59	3.5 - 8.7

Tabelle 6.1.: Aufgeführt sind die fehlerbehafteten Messwerte, deren Einfluss auf die gesamte statistische und systematische Messungenauigkeit der S-Faktorwerte und ein Verweis auf den Abschnitt, in dem nähere Erklärungen zu finden sind.

Die Einflussfaktoren auf die Messunsicherheit von E_{eff} sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Die größte statistische Unsicherheit kommt durch die unbekannte zeitliche Änderung der

6. Diskussion

Probenzusammensetzung zustande und beträgt abhängig vom Messpunkt bis zu 6.2 keV. Eine klare Abhängigkeit der Höhe der Unsicherheit von der Strahlenergie oder der Probendicke ist dabei nicht erkennbar. Der Beitrag durch die Schwankung der Beschleunigerspannung liegt für alle Messpunkte bei 0.1 keV und ist damit aufgrund der Messung in inverser Kinematik sehr klein. Die absolute statistische Gesamtunsicherheit der effektiven Energie liegt zwischen 0.1 und 6.2 keV.

Einflüsse auf die systematische Messunsicherheit von E_{eff} sind durch die Unsicherheit des Bremsvermögens von den SRIM Daten, durch den Fit der Flanken der Wasserstoffprofile und durch die Kalibrierung der Strahlenergie mit der Konstante c_n gegeben. Die anteilhafte systematische Messunsicherheit durch das Bremsvermögen liegt zwischen 0.9 und 2.9 keV. Die Fits der Wasserstoffprofile tragen zwischen 0.1 und 1.3 keV bei. Die Kalibrierung der Strahlenergie hat mit 0.04 % Messunsicherheit von c_n einen nahezu vernachlässigbaren Einfluss und wurde mit $\Delta E_{\text{eff,syst}} = 0.2$ keV für die höchste Strahlenergie konservativ abgeschätzt. Insgesamt ergibt sich eine systematische Unsicherheit zwischen 0.9 und 3.2 keV.

Einfluss	Abschnitt	$\Delta E_{\text{eff,stat}}$ [keV]	$\Delta E_{\text{eff,syst}}$ [keV]
Änderung der Probenzusammensetzung	5.8	0.0 - 6.2	
Schwankung Beschleunigerspannung	5.7	0.1	
Bremsvermögen aus SRIM	5.4.1		0.9 - 2.9
Fit des Wasserstoffprofils	5.4.2		0.1 - 1.3
Kalibrierkonstante c_n der Strahlenergie	3.2.1		0.2
gesamt		0.1 - 6.2	0.9 - 3.2

Tabelle 6.2.: Aufgeführt sind die fehlerbehafteten Messgrößen, deren Einfluss auf die gesamte statistische und systematische Messunsicherheit der berechneten effektiven Energie und ein Verweis auf den Abschnitt, in dem nähere Erklärungen zu finden sind.

Weiterhin besteht eine Abhängigkeit der S-Faktoren und der effektiven Energien von dem angenommenen energetischen Verlauf des S-Faktors in dem Energiebereich zwischen E_{min} und E_{max} , der bei jedem Messpunkt abgedeckt wird. Dieser Einfluss wird in Abschnitt 5.8 näher diskutiert und ist in Abbildung 5.13 grafisch veranschaulicht. Im Bereich der 421 keV Resonanz sind die Messdaten demzufolge signifikant abhängig von der Genauigkeit, mit der die NACRE II Kurve den tatsächlichen Energieverlauf beschreibt. Für die angegebenen Werte in diesem Energiebereich wird angenommen, dass der energetische Verlauf der Kurve korrekt ist.

6.2. Diskussion der Messergebnisse

In Abbildung 6.1 sind die berechneten Werte für den S-Faktor zusammen mit den existierenden Literaturwerten und der NACRE II Kurve dargestellt. Im Energiebereich unterhalb von $E_{\text{cm}} = 420$ keV befinden sich die neu gemessenen Daten im Rahmen ihrer Messgenauigkeit größtenteils in guter Übereinstimmung mit den Werten von Rolfs [RA74], Vogl [Vog63] und Bailey [BS50] und mit dem Fit von NACRE II [XTG⁺13].

Zwei Datenpunkte (der niedrigste Punkt bei 131.3 keV und ein weiterer Punkt bei 162.2 keV) liegen deutlich oberhalb des NACRE II Fits und stimmen erst im Bereich von drei Standardabweichungen mit dem entsprechenden Wert überein. Zwei weitere Messwerte (bei 143.1 keV und 197.0 keV) liegen ebenfalls oberhalb des Fits, die Differenz zur NACRE II Kurve liegt allerdings innerhalb von zwei Standardabweichungen. Ein einzelner Messwert bei 161.9 keV liegt außerdem deutlich unterhalb der Kurve und ist nur im Vertrauensbereich von 3σ mit dieser konsistent. Die restlichen zehn Messpunkte im Energiebereich unterhalb von 420 keV sind im Rahmen einer Standardabweichung mit der NACRE II Kurve konsistent.

Die niederenergetischen Datenpunkte zwischen $E_{\text{cm}} = 130$ keV und 170 keV deuten darauf hin, dass eine Extrapolation unter Einbeziehung der neuen Messwerte zu einem leicht höheren Wert für $S(25\text{ keV})$ führen würde. Aufgrund der hohen statistischen Messunsicherheiten und der Streuung der Datenpunkte mit den niedrigsten Energien ist eine genauere Abschätzung allerdings schwierig. Eine Erklärung dieser Streuung durch statistische Schwankungen erscheint plausibel. Der quadratische gewichtete Mittelwert der acht Messwerte in diesem Energiebereich ergibt ein mittleres Verhältnis zur NACRE II Kurve von $\bar{R} = 1.23 \pm 0.92$. Die Werte liegen somit im Mittel 23% oberhalb der Werte vom NACRE II Fit, sind im Rahmen der Messgenauigkeit allerdings mit dieser konsistent. Ohne die drei Datenpunkte bei 131.1 keV, 143.1 keV und 161.9 keV, die einen hohen Abstand zum Mittelwert aufweisen, ergäbe sich ein mittleres Verhältnis von $\bar{R} = 1.30 \pm 0.25$, was im Rahmen von zwei Standardabweichungen mit der NACRE II Kurve konsistent ist.

Bei den Messwerten oberhalb der Resonanz ist eine systematische Abweichung der sechs neu gemessenen Werte zu der NACRE II Kurve und den Messwerten von Rolfs, Vogl und Burtebaev [BIP⁺08] erkennbar. Bei den betroffenen Messpunkten ist je nach Betrachtung entweder die Energie 8 bis 11 keV niedriger als in der NACRE II Kurve oder die Werte vom S-Faktor fallen niedriger aus, sodass sich für die sechs Werte ein Verhältnis zum NACRE II S-Faktor zwischen $R = 0.5$ und 0.7 ergibt, was wegen der hohen Genauigkeit dieser Messwerte nicht durch statistische Effekte erklärt werden kann.

Die Messwerte stammen von verschiedenen Proben und Probenscans, weswegen eine Abweichung durch eine systematische Unsicherheit der Approximation der Wasserstoffverteilung im Bereich zwischen den gemessenen Energien des Tiefenprofils unwahrscheinlich ist. Da im Bereich unmittelbar oberhalb der Resonanz der S-Faktor mit steigender Energie abfällt und somit auch Ereignisse in tieferen Regionen der Probe einen signifikanten Beitrag zur Ereigniszahl beisteuern, wurde untersucht, ob der Fit der abfallenden Flanke

6. Diskussion

und fehlende Messpunkte im Probenscan energetisch oberhalb des gemessenen Profilbereichs eine Erklärung für die Abweichung bieten können. Auch bei den höchstenergetischen Messpunkten, die mit einer 200 nm dicken Probe gemessen wurden, trägt jedoch der Teil, der sich energetisch oberhalb des gemessenen Profils befindet und mit dem Fit der abfallenden Flanke approximiert wird, keinen signifikanten Anteil zum S-Faktor und zur Bestimmung der effektiven Energie bei. Eine Quelle für systematische Messunsicherheiten, die verstärkt die Messpunkte oberhalb von $E_{\text{cm}} = 415 \text{ keV}$ betrifft, wurde somit nicht gefunden.

Eine mögliche Erklärung ist, dass die NACRE II Kurve, deren energetischer Verlauf in die Berechnung von S und E_{eff} eingeflossen ist, im betrachteten Bereich den tatsächlichen Energieverlauf nicht genau wiedergibt. Nahe bei der Resonanz ändert sich der S-Faktor innerhalb der Energiebereiche der Proben stark, wodurch der angenommene Energieverlauf einen entsprechend großen Einfluss besitzt, wie in Abbildung 5.13 in Abschnitt 5.8 beim Vergleich mit den unter der Annahme eines konstanten S-Faktor-Verlaufs berechneten Messwerten zu sehen ist. Eine falsche Annahme des Energieverlaufs bei der Resonanz würde auch die dort gemessenen Werte von S und E_{eff} verfälschen. Die Energie der Resonanz wurde als Parameter für den NACRE II Fit verwendet, dessen Wert mit 421 keV angegeben ist [XTG⁺13]. Das Maximum der Kurve liegt jedoch bei einer Energie von 424 keV , was die These eines abweichenden Energieverlaufs im Bereich der Resonanz stützt.

Ein präziser Wert für die Resonanzenergie wurde 1953 von Hunt und Jones [HJ53] gemessen und wird, umgerechnet in das Schwerpunktsystem, mit $(421.4 \pm 0.5) \text{ keV}$ angegeben. Bei dem Experiment zur Bestimmung dieses Wertes wurde mithilfe eines elektrostatischen Generators und eines elektrostatischen Analysators ein Protonenstrahl mit stabiler und präzise messbarer Energie erzeugt. Die Kohlenstoffproben wurden durch das Auftragen von Ruß mit einer Heizgasflamme auf eine vorhandene dünne Kalzium-Fluorid-Probe mit Kupfer-Backing hergestellt. Die energetische Probenbreite wurde durch Messung der Verschiebung der Energie der Fluor-Resonanzlinien berechnet. Die angegebene Messunsicherheit setzt sich hauptsächlich aus der Bestimmung der Position des Maximums der Messkurve zusammen, deren Unsicherheit durch mehrfaches Wiederholen der Messung und Bilden eines Mittelwertes reduziert wurde.

Zuvor wurde bei einem weiteren Experiment eine Resonanzenergie von umgerechnet $(420.7 \pm 1.8) \text{ keV}$ gemessen [FL49]. Aus den Messdaten von Rolfs wurde ebenfalls ein Wert für die Resonanzenergie bestimmt und mit umgerechnet $(421.6 \pm 0.9) \text{ keV}$ angegeben [RA74]. Beide Messwerte sind im Rahmen ihrer Messgenauigkeit mit dem Wert von Ref. [HJ53] konsistent. In Ref. [BMG74] und [HB92] wurden nach einer Messung auf der Resonanz und einem Fit der Daten Werte für die Resonanzenergie von 421.5 keV bzw. 423.2 keV aufgeführt ohne weitere Angabe zur Messunsicherheit. Für die unveröffentlichten Daten von Vogl wurde in seiner Dissertation eine Resonanzenergie von umgerechnet 424.9 keV bestimmt [Vog63]. In Ref. [FCZ67] wurde unter Verwendung der Daten von Vogl ein Fit durchgeführt, bei dem eine Resonanzenergie von 424 keV als Parameter Verwendung findet. Die aus den Daten von Vogl bestimmte Resonanzenergie liegt somit oberhalb der Werte aus [FL49], [HJ53], [RA74] und [BMG74] und es besteht die Möglichkeit, dass der Datensatz von Vogl aufgrund von systematischen Messunsicherheiten

6. Diskussion

um einige keV zu höheren Energien hin verschoben ist. Da die Daten aus Ref. [Vog63] den größten Teil der für den Fit von NACRE II [XTG⁺13] verwendeten Messdaten im Bereich um die Resonanz ausmachen, kann somit auch der Fit in diesem Bereich entsprechend verschoben sein.

Es wurde überprüft, welchen Effekt eine Stauchung der bestehenden NACRE II Kurve um einen konstanten Faktor hat, wodurch das Maximum zu dem Wert von 421 keV hin verschoben wird. Dazu wurde die Auswertung für die fünf Messpunkte mit dem Energieverlauf der gestauchten Kurve wiederholt. Dieser vereinfachende Ansatz führte allerdings zu keinen neuen Erkenntnissen, da die neu berechneten Messdaten noch immer deutlich unterhalb der gestauchten Fitkurve lagen.

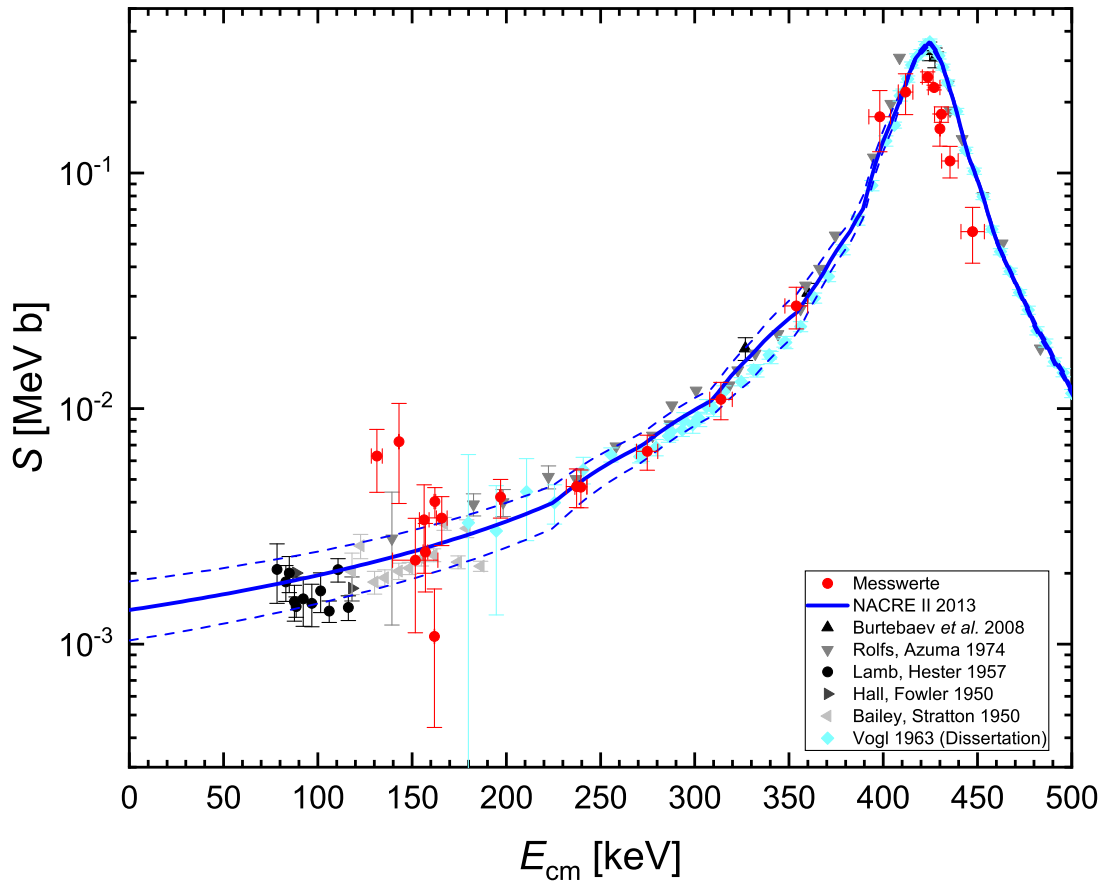


Abbildung 6.1.: Dargestellt sind die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen S-Faktorwerte (rote Datenpunkte) mit ihrer statistischen Messgenauigkeit. Als Vergleich sind Literaturmesswerte [BIP⁺08, RA74, Vog63, LH57a, HF50, BS50] und deren Fit durch die NACRE II Kurve [XTG⁺13] (durchgezogene blaue Linie) mit dem entsprechenden Unsicherheitsbereich (blaue Strichlinien) dargestellt.

6.3. Ausblick

Die neu gewonnenen Daten energetisch unterhalb der $E_{\text{cm}} = 421$ keV Resonanz für den S-Faktor-Verlauf der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ können zusammen mit den vorhandenen Literaturwerten für eine neue Extrapolation zu niedrigen Energien verwendet werden. Die Genauigkeit der NACRE II Kurve im Bereich auf und oberhalb dieser Resonanz sollte überprüft werden, da die neuen Messwerte eine Abweichung aufzeigen.

Zur Verbesserung der statistischen Messgenauigkeit und zur Erweiterung des Messbereichs zu niedrigeren Energien hin ist außerdem die erneute Durchführung eines Experiments an einem Untertage-Beschleuniger empfehlenswert. Dafür würde sich beispielsweise der aktuell im Bau befindliche Felsenkeller-Beschleuniger eignen, für den im folgenden Kapitel die Entwicklung eines elektrostatischen Deflektors für die Terminal-Ionenquelle diskutiert wird. Um die statistische Messunsicherheit der berechneten S-Faktoren weiter zu reduzieren, sollte bei Wiederholung einer Messung in inverser Kinematik der Einfluss durch die zeitliche Änderung der Wasserstoffverteilung in der Probe so weit wie möglich minimiert werden. Dies würde außerdem zu einer deutlichen Verbesserung der Messunsicherheit für die Bestimmung der effektiven Energie führen. Zur Umsetzung kommt eine effizientere Kühlung der Proben in Frage, beispielsweise mit Flüssigstickstoff. Eine weitere Möglichkeit wäre die Verwendung eines Wasserstoff-Gastargets mit wohldefinierter und konstanter Wasserstoffdichte. Für den Felsenkeller-Beschleuniger ist die Anschaffung eines solchen Gastargets geplant [Kra13].

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

Im vorliegenden Kapitel wird die Planung und Umsetzung eines Deflektors für die Terminal-Ionenquelle des Felsenkeller-Beschleunigers dokumentiert. In Abschnitt 7.1 sind die notwendigen Vorbetrachtungen aufgeführt. Diese beinhalten eine Beschreibung des Pelletron-Beschleunigers und der Ionenquelle mit den auf dem Hochspannungsterminal vorherrschenden Bedingungen (Abschnitt 7.1.1) und münden daraus folgernd in einer definierten und eingegrenzten Aufgabenstellung zum Bau des Deflektors (Abschnitt 7.1.2). Zur Wahl einer geeigneten Geometrie für den Bau wurden ionenoptische Simulationen durchgeführt, die in Abschnitt 7.2 dargelegt sind. Aus den Ergebnissen der Simulationen wurde der Deflektor, wie in Abschnitt 7.3 beschrieben, angefertigt. In Abschnitt 7.4 werden die Ergebnisse von Messungen diskutiert, die mit dem Deflektor durchgeführt wurden.

7.1. Vorbetrachtungen und Aufgabenstellung

7.1.1. Felsenkeller-Beschleuniger und Terminal-Ionenquelle

Bei dem Felsenkeller-Beschleuniger [BAAA⁺16] handelt es sich um einen gebraucht gekauften 5 MV Tandem-Pelletron-Beschleuniger vom Typ 15SDH-2 von National Electrostatics Corporation (NEC). Dieser befindet sich im Inneren von zwei verbundenen Bergstollen des Dresdner Felsenkellers mit einer Felsabschirmung von 144 m Wasseräquivalent. In Abbildung 7.1 ist links der Tank des Pelletron-Beschleunigers mit einem Teil der äußeren Strahlrohrkomponenten im Felsenkeller-Labor dargestellt. Im Foto rechts sind die beiden Stolleneingänge zu sehen.

Mit einer externen MC-SNICS Cäsium-Sputterionenquelle können negativ geladene Wasserstoff-, Kohlenstoff- und Stickstoffionen erzeugt werden, welche den Tandem-Beschleuniger vollständig durchlaufen. Dies wird im Folgenden als Tandem Modus bezeichnet. Für Edelgase wie beispielsweise Helium ist die Erzeugung von negativ geladenen Ionen schwierig, was die Verwendung einer zweiten Ionenquelle notwendig macht, welche positiv geladene Ionen direkt auf dem Hochspannungsterminal des Tandem-

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle



Abbildung 7.1.: Auf dem linken Foto ist der Pelletron-Tank und Teil des äußeren Beschleuniger-Strahlrohrs im Felsenkeller-Labor zu sehen. Auf dem Foto rechts ist der Stollen von außen mit den beiden Eingängen zum Labor abgebildet.

Beschleunigers erzeugen kann. Die positiv geladenen Ionen können folglich nur einmal durch das Hochspannungspotenzial des Pelletrons beschleunigt werden. Dieser Betriebsmodus mit der internen Ionenquelle wird nachfolgend als Single-Ended-Modus bezeichnet. Auch für Wasserstoff ist die direkte Erzeugung von positiv geladenen Ionen (Protonen) vorteilhaft, da die Strahlintensität bei der Erzeugung negativ geladener Ionen typischerweise geringer ist.

Der Beschleuniger wurde vor dem Kauf für ^{14}C -Analysen mittels Beschleuniger-Massenspektrometrie verwendet und war ausschließlich für den Betrieb im Tandem Modus vorgesehen. Für den nachträglichen Umbau waren die Beschaffung einer internen Ionenquelle sowie Modifikationen im Inneren des Hochspannungsterminals notwendig. Auf diesem ist ein Generator vorhanden, der von einem außerhalb des Terminals befindlichen Motor über eine mechanische Welle angetrieben wird und eine Leistung von 500 W besitzt. Ein großer Teil dieser Leistung wird für den Betrieb von zwei Turbomolekularpumpen verwendet. Diese zirkulieren das Gas von einem N_2 -Stripper, mit dem der Ladungswechsel des Ionenstrahls im Tandem Modus ermöglicht wird, und können im Single-Ended-Modus abgeschaltet werden. In Strahlrichtung hinter dem Gas-Stripper befand sich im Ausgangszustand des Hochspannungsterminals ein Kohlenstoff-Folien-Stripper, der alternativ zum Ladungswechsel von schweren Ionen verwendet werden konnte und für die zukünftigen Anwendungen des Beschleunigers keine Verwendung hat. Weiterhin ist eine Box vorhanden, die die Elektronik zum Betrieb der Turbomolekularpumpen sowie zwei Hochspannungsnetzteile enthält, mit welchen die Elektroden zur Extraktion positiver Ladung von den Pelletketten zum Terminal und zum Transport negativer Ladung in die entgegengesetzte Richtung betrieben werden. Ein dreidimensionales Schema des Hochspannungsterminals im Ausgangszustand ist im oberen Teil von Abbildung 7.3 dargestellt.

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

Da der Beschleuniger zukünftig sowohl im Tandem Modus als auch im Single-Ended-Modus betrieben werden soll, war es erforderlich, die Ionenquelle außerhalb des Strahlrohrs zu platzieren und den auf dem Terminal erzeugten Strahl somit zur Beschleunigerachse hin umzulenken. Neben einer Ionenquelle war somit auch die Planung eines Deflektors notwendig, der für die auf dem Hochspannungsterminal herrschenden Bedingungen geeignet ist. Limitierungen entstanden dabei durch begrenzten Platz und die maximale vorhandene Leistung von ca. 500 W. Weiterhin ist der Beschleunigertank zum Schutz vor Überschlügen im Betrieb mit SF₆-Isolationsgas bei einem Druck von bis zu 6 bar gefüllt, während innerhalb des Strahlrohrs Hochvakuum vorhanden ist, weshalb alle verwendeten Teile je nach Platzierung entsprechend druckbeständig sein müssen. Bei einer Hochspannung von bis zu 5 MV kann es im Betrieb außerdem trotz des Isoliergases zu gelegentlichen Spannungsüberschlägen kommen und alle verwendeten Geräte müssen diesbezüglich geschützt sein. Der nachträgliche Einbau einer Ionenquelle auf das Hochspannungsterminal eines Tandem-Beschleunigers unter ähnlichen Bedingungen wird unter anderem in den wissenschaftlichen Veröffentlichungen [MTA⁺96] und [Har96] beschrieben. Die gewonnenen Erkenntnisse wurden für die Wahl der Ionenquelle und des Deflektors berücksichtigt.

Zur Erzeugung der positiv geladenen Ionen wurde eine für den Gebrauch im Inneren des Beschleunigers geeignete Radiofrequenz-Ionenquelle (ebenfalls von der Firma NEC) zusammen mit einem Radiofrequenz-Sender und einer am Extraktionskanal befindlichen Einzellinse zur Fokussierung gekauft, wie in Abbildung 7.2 dargestellt ist. Für die Charakterisierung dieser Ionenquelle und eines vergleichbaren Prototypen wurden bereits Messungen an einem Vakuumteststand durchgeführt [Rei14, Lud14, Rat16]. Um die Ionenquelle auf dem Terminal zu installieren, war ein Umbau des Strahlrohrs notwendig. Der Kohlenstoff-Folien-Stripper wurde entfernt und das Rohr des Gas-Strippers verkürzt. Das einteilige Strahlrohr auf dem Hochspannungsterminal wurde mit zwei Rohrteilen ersetzt. Das in Strahlrichtung vordere Rohrteil beinhaltet den verkürzten Gas-Stripper mit den Verbindungen für die Stickstoffzufuhr und für die beiden Turbomolekularpumpen. An das dahinter befindliche kleinere Rohrstück kann an dem nach unten ausgerichteten Flansch unter einem Winkel von 30° zur Strahlachse die Radiofrequenz-Ionenquelle mit der zugehörigen Einzellinse angebracht werden. Der Winkel wurde dabei so gewählt, dass zum einen der vorhandene Platz optimal ausgenutzt wird und zum anderen die Ablenkung des Strahls möglichst gering ist, um Strahlverluste zu reduzieren. Der an dem Rohrstück seitlich abgehende Flansch dient zur Montagemöglichkeit eines Deflektors. Am oberen Flansch ist eine Hochspannungsdurchführung angebracht. Ein Schema des modifizierten Hochspannungsterminals ist im unteren Teil von Abbildung 7.3 dargestellt.

In Strahlrichtung hinter dem Hochspannungsterminal befindet sich die Hochenergie-Beschleunigungsstrecke. Diese besteht aus zehn Segmenten gleicher Geometrie, die sich jeweils aus einer Vielzahl von Ringelektroden und dazwischen befindlicher Keramik zusammensetzen. Zwei zueinander benachbarte Elektroden sind jeweils über einen 555 MΩ Widerstand elektrisch verbunden. Die einzelnen Ringelektroden sind so geformt, dass beim Betrieb einerseits eine gleichmäßige Beschleunigung der Ionen vom Hochspannungs-

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

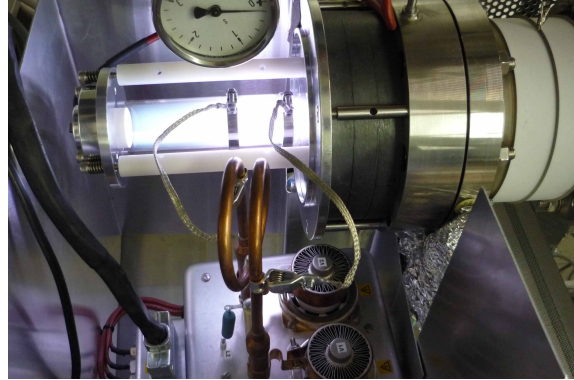
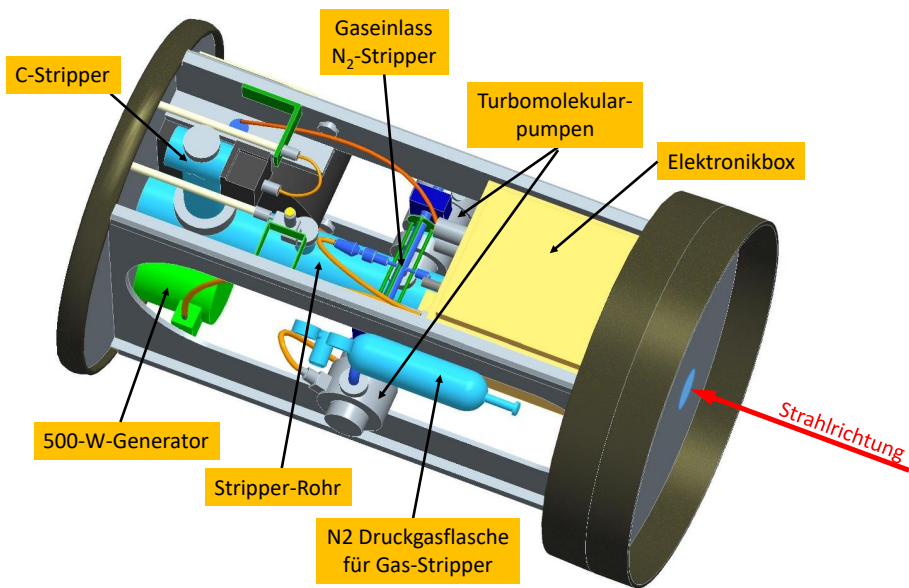


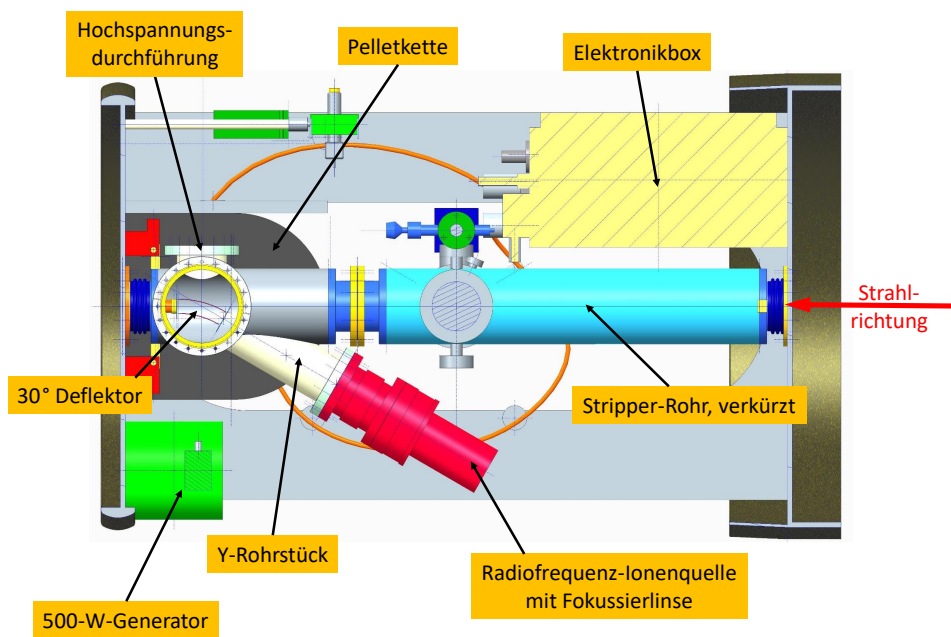
Abbildung 7.2.: Dargestellt ist die Radiofrequenz-Ionenquelle von NEC zusammen mit der zugehörigen Einzellinse (oben rechts) beim Betrieb an einem Vakuumteststand.

terminal zum Ausgang des Beschleunigers erfolgt und andererseits der hochenergetische Strahl im Tandem Modus fokussiert wird, um möglichst verlustfrei den Beschleuniger durchqueren zu können. Am Ende des Beschleunigertanks befindet sich eine Quadrupol-Triplet-Linse, mit der der Strahl vor dem durchqueren der außerhalb des Tanks befindlichen Strahlrohrkomponenten fokussiert werden kann. Da die Fokussierung des Strahls innerhalb der Hochenergie-Beschleunigungsstrecke nicht für den niederenergetischen Strahl einer Terminal-Ionenquelle optimiert ist, besteht die Gefahr von Strahlverlusten, die durch eine geeignete Wahl der Geometrie des Deflektors weitestgehend minimiert werden müssen.

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle



(a) Hochspannungsterminal, Ausgangszustand



(b) Hochspannungsterminal, modifizierter Zustand

Abbildung 7.3.: Dargestellt sind Schemata des Hochspannungsterminals im Ausgangszustand (a) und als Seitenansicht im modifizierten Zustand (b).

7.1.2. **Einschränkungen und Aufgabenstellung zum Bau eines Deflektors**

Zur Ablenkung des Strahls wurden bei vergleichbaren Modifizierungen von Tandem-Beschleunigern entweder magnetische Deflektoren [Har96] oder elektrostatische Deflektoren [MTA⁺96] verwendet. Da verschiedene Ionensorten mit der Terminal-Ionenquelle erzeugt und abgelenkt werden sollen, fiel die Wahl auf einen elektrostatischen Deflektor. Bei einem Permanentmagneten ist der Ablenkradius für verschiedene Ionensorten unterschiedlich, da dieser bei konstantem Magnetfeld und Ladungszustand abhängig von der Masse des Ions ist. Ein Elektromagnet besitzt einen zu hohen Stromverbrauch, um mit der limitierten elektrischen Leistung auf dem Terminal betrieben werden zu können.

Nachfolgend werden Planung und Test eines geeigneten elektrostatischen Deflektors diskutiert. Die Aufgabe bestand dabei darin, eine geeignete Geometrie für den Bau zu finden, mit der ein Strom der Ionenquelle von mindestens 50 μA unter Berücksichtigung der vorhandenen Bedingungen auf dem Hochspannungsterminal möglichst verlustfrei bis zur Quadrupol-Triplet-Linse des Beschleunigertanks gelenkt werden kann. Eine obere Grenze des erzeugbaren Ionenstroms bei stabilem Betrieb des Beschleunigers liegt bei etwa 100 μA und wird durch die Ladungszufuhr der beiden Pelletketten abzüglich von auftretenden Leckströmen vorgegeben. Da experimentelle Vergleiche verschiedener Geometrien nur im Beschleunigerbetrieb möglich sind und jede Modifizierung im Inneren des Beschleunigertanks sehr zeitaufwändig ist, wurden zur Entscheidungsfindung ionenoptische Simulationen durchgeführt. Die Simulationen und die daraus gewonnen Erkenntnisse, die zum Bau des Deflektors und zur Dimensionierung des zuvor beschriebenen y-Rohrstücks zur Montage der Ionenquelle beigetragen haben, werden im nachfolgenden Abschnitt diskutiert.

7.2. Ionenoptische Simulation mit SIMION

Für die Simulation wurde das Programm SIMION 8.1 [MD] verwendet. In den nachfolgenden Abschnitten 7.2.1 bis 7.2.3 werden die Funktionsweise von SIMION, der Aufbau der Simulation und die resultierenden Ergebnisse beschrieben.

7.2.1. Funktionsweise von SIMION

In SIMION finden sogenannte Potential Arrays (Potenzialfelder) Verwendung. In diesen erstellt der Nutzer Elektrodengeometrien, denen jeweils ein Potenzial zugeordnet wird. In den freien Zwischenräumen des Potential Arrays werden durch das Programm das Potenzial und das entsprechende elektrische Feld berechnet, welches sich aus dem Gradienten des Potenzials ergibt. Dies erfolgt basierend auf numerischer Lösung der Laplace-Gleichung

$$\Delta\Phi = 0, \tag{7.1}$$

wobei Φ das Potenzial darstellt und Δ den Laplace-Operator. Effekte durch Raumladung werden durch die Laplace-Gleichung nicht berücksichtigt. Für die vorliegende Simulation ist die Berechnung elektrostatischer Felder ausreichend, prinzipiell können mit SIMION aber auch magnetische Felder berechnet werden. Mit Hilfe der Nutzeroberfläche kann im Arbeitsbereich der Simulation, welcher verschiedene Potential Arrays beinhalten kann, ein Ionenstrahl erzeugt werden, wobei Parameter wie Masse, Anzahl, Ladungszustand, Startenergie, Startposition und Flugrichtung der Ionen vom Nutzer vorgegeben werden. Die Flugbahn der Ionen beim Durchqueren der Potential Arrays wird basierend auf den zuvor bestimmten elektrischen Feldern berechnet und optisch dargestellt.

SIMION erlaubt außerdem das Implementieren von selbstgeschriebenen Programmcodes, die unter anderem genutzt werden können, um verschiedene Strahlinformationen online und offline auszuwerten (beispielsweise Erstellung von ortsabhängigen Strahlprofilen) oder um eine automatisierte Abfolge von Simulationen mit variierten Parametern durchführen und die relevanten Informationen speichern zu können. Eine ausführliche Beschreibung von SIMION ist in Ref. [MD] zu finden.

7.2.2. Beschreibung der Simulation

Simulierter Ionenstrahl

Da SIMION für die Simulation des Plasmas in einer Ionenquelle ungeeignet ist, wurde unmittelbar vor der Eingangsöffnung des Deflektors ein künstlicher Ionenstrahl erzeugt, ohne die Geometrie der Radiofrequenz-Ionenquelle zu berücksichtigen. Es wurden jeweils mindestens 10000 Ionen simuliert, um eine relative statistische Messgenauigkeit unterhalb von 1% zu erzielen. Verwendet wurden dabei einfach positiv geladene ^4He -Ionen. Da nur elektrostatische Felder eine Rolle spielen, sind die Ergebnisse allerdings in gleichem Maße für alle einfach positiv geladenen Ionen gültig. Die Energie des Strahls wurde zwischen $E_{\text{He}} = 10 \text{ keV}$ und 20 keV variiert. Ein Wert von 10 keV entspricht dabei der minimalen Energie, für die ein hinreichend intensiver Ionenstrahl aus der Quelle extrahiert werden kann [Rat16]. Die maximale Spannung, die auf der Extraktorelektrode der Ionenquelle angelegt werden kann, ohne dass es innerhalb dieser zu Spannungsüberschlägen kommt, beträgt 20 kV und hat zur Festlegung der maximalen Startenergie für die simulierten einfach geladenen Ionen geführt. Für die Energie der Ionen wurde jeweils eine Normalverteilung mit einer Halbwertsbreite von 10 eV angenommen, was der typischen Größenordnung für die Energieschwankung der verwendeten Ionenquelle entspricht [nec]. Als Startposition der Ionen wurde ein kreisförmiger Bereich mit variablem Durchmesser d gewählt, in dem diese gleichförmig verteilt sind. Um die verschiedenen Flugrichtungen der Ionen zu berücksichtigen, wurde ein kegelförmiger Winkelbereich gewählt, der über den variablen halben Öffnungswinkel ϑ_h definiert ist. Der Parameter ϑ_h gibt somit den maximalen Winkel zur Strahlachse an, den die Ionen zu Beginn der Simulation besitzen. Die Winkelverteilung zur Strahlachse entspricht für die simulierten Ionen erneut einer Gleichverteilung. Bei einem tatsächlichen Ionenstrahl entspricht im Gegensatz dazu die Positions- und Winkelverteilung für gewöhnlich annähernd einer Normalverteilung. In der Nutzeroberfläche von SIMION ist die Einstellung einer Normalverteilung des Winkels zur Strahlachse allerdings nicht möglich und zur Erkenntnisgewinnung und zum relativen Vergleich verschiedener Strahlparameter und Deflektorgeometrien die Verwendung einer Gleichverteilung für Abschätzungen ausreichend.

In der Ionenoptik wird typischerweise die Emittanz ε als charakteristische Größe des Teilchenstrahls angegeben. Für diese existiert eine Reihe verschiedener Definitionen, die beispielweise in Ref. [Rei08] ausführlich erklärt und zueinander in Relation gebracht werden. Für einen zylindersymmetrischen Ionenstrahl wird als Emittanz üblicherweise die Fläche A der Einhüllenden der Ionen im transversalen Spurraum xx' definiert mit

$$\varepsilon \equiv A. \tag{7.2}$$

Dabei bezeichnet x die Position der Ionen entlang einer Achse senkrecht zur Strahlrichtung und x' das Verhältnis von Impuls p_x in Richtung dieser Achse zum Impuls p_z in Strahlrichtung. Wenn der Impuls in Strahlrichtung wesentlich größer ist als der transver-

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

sale Impuls, kann unter Verwendung der paraxialen Approximation

$$x' = \frac{p_x}{p_z} = \tan \vartheta \approx \vartheta \quad (7.3)$$

x' mit dem Winkel ϑ zur Strahlachse gleichgesetzt werden. Für den simulierten Strahl mit gleichförmiger Orts- und Winkelverteilung besitzt die Fläche A am Punkt der Strahlerzeugung die Form eines Rechtecks und es gilt

$$\varepsilon = 2 \cdot \vartheta_h \cdot d. \quad (7.4)$$

Wenn nur konservative Kräfte gelten, ist nach dem Satz von Liouville in dem betrachteten Fall die Emittanz eine Erhaltungsgröße. Wenn der Strahl beschleunigt wird, wird die Emittanz hingegen kleiner. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird für relativistische Strahlen oftmals die normierte Emittanz

$$\varepsilon_N \equiv \varepsilon \cdot \gamma \cdot \beta \quad (7.5)$$

definiert mit dem Lorentz-Faktor γ und dem Verhältnis der Teilchengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit β . Die normierte Emittanz ist auch bei Beschleunigung der Teilchen näherungsweise eine Erhaltungsgröße, wobei die Änderung durch auftretende Synchrotronstrahlung vernachlässigt wird. Für nichtrelativistische Ionen gilt $\gamma \approx 1$ und $\beta \sim \sqrt{\frac{E}{m}}$ mit der Masse m und Energie E der Ionen. Als charakteristische Kenngröße für eine solche Ionenquelle wird oftmals für eine bestimmte Ionensorte die energienormierte Emittanz

$$\varepsilon_E \equiv \varepsilon \cdot \sqrt{E} \quad (7.6)$$

angegeben. Als gebräuchliche Konvention wird der Zahlenwert von ε_E durch π geteilt und anschließend in der Einheit $\pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$ angegeben (eine Erklärung zu dieser Konvention ist in Ref. [BH06] zu finden). Alle weiteren Angaben zur Strahlqualität erfolgen mit der energienormierten Emittanz ε_E , welche zur Vereinfachung fortan als Emittanz bezeichnet wird. Für den simulierten Strahl gilt somit

$$\varepsilon_s = 2 \cdot \vartheta_h \cdot d \cdot \sqrt{E}. \quad (7.7)$$

Für einen gaußförmigen Strahl werden Emittanzen für verschiedene Vertrauensniveaus definiert. Bei bekannter Standardabweichung für die Strahlbreite σ_x und den Anteil des transversalen Impulses $\sigma_{x'}$ an der Strahltaile kann man beispielsweise die 90 %-Emittanz bestimmen mit

$$\varepsilon_{90} \equiv 4 \pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_{x'} \cdot \sqrt{E}. \quad (7.8)$$

Die Einhüllende im Spurraum ist an der Strahltaile bei dieser Definition eine Ellipse mit den Halbachsen $2 \sigma_x$ und $2 \sigma_{x'}$. Die Fläche A dieser Ellipse beinhaltet 90 % der Ionen des Strahls (genauer gesagt $0.9545 \cdot 0.9545 = 91.1 \%$). Analog kann man die 95 %-Emittanz

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

ε_{95} , die 95 % der Strahlionen beschreibt, und die 99.5 %-Emittanz $\varepsilon_{99.5}$, die 99.5 % der Strahlionen beinhaltet, definieren. Für diese gilt

$$\varepsilon_{95} \equiv 6 \pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_{x'} \cdot \sqrt{E} \quad (7.9)$$

$$\varepsilon_{99.5} \equiv 9 \pi \cdot \sigma_x \cdot \sigma_{x'} \cdot \sqrt{E}. \quad (7.10)$$

Für einen ${}^4\text{He}^+$ -Strahl der gekauften Radiofrequenz-Ionenquelle wurden in Ref. [Rat16] die Breite und der Anteil des transversalen Impulses an der Strahltaile an einem Vakuumteststand vermessen und mit einer Normalverteilung approximiert. Für eine Energie von $E_{\text{He}} = 10 \text{ keV}$ ergeben sich Werte für die entsprechenden Standardabweichungen von $\sigma_x = 0.91 \text{ mm}$ und $\sigma_{x'} = 11 \text{ mrad}$ mit einer relativen Messunsicherheit von jeweils 13 %. Für den gemessenen Heliumstrahl ergeben sich somit folgende Emittanzen:

$$\varepsilon_{90, \text{He}} = 4.0 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$$

$$\varepsilon_{95, \text{He}} = 6.0 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$$

$$\varepsilon_{99.5, \text{He}} = 9.0 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$$

Im Datenblatt der Radiofrequenz-Ionenquelle wird die Emittanz für Wasserstoffionen mit einem Bereich zwischen 3 und $5 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$ beziffert [nec]. Bei dieser Angabe handelt es sich um die RMS-Emittanz ε_{rms} (NEC, private Kommunikation, 17.07.2018), die für einen gaußförmigen Strahl 68.3 % des Strahls abdeckt. Für eine Normalverteilung gilt die Relation

$$\varepsilon_{90} = 2.7055 \varepsilon_{rms}. \quad (7.11)$$

Verwendet man den höchsten Wert des angegebenen Bereichs, ergeben sich für den Protonenstrahl der Ionenquelle im Vergleich zum Heliumstrahl umgerechnet folgende maximale Emittanzen:

$$\varepsilon_{90, H} = 13.5 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$$

$$\varepsilon_{95, H} = 20.3 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$$

$$\varepsilon_{99.5, H} = 30.4 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$$

Die für Wasserstoff angegebene Emittanz ist somit größer als der für Helium gemessene Wert, was aufgrund der Proportionalität der normierten Emittanz zum Faktor $\sqrt{\frac{1}{m}}$ plausibel ist.

In Abbildung 7.4 ist der Vergleich zwischen simulierter Emittanz ε_s und den verschiedenen Definitionen der Emittanz am Beispiel der Ortsverteilung des gemessenen Heliumstrahls als Prinzipskizze abgebildet. Der Vergleich von simuliertem und gemessenem Strahl zeigt, dass im Falle von in der Simulation auftretenden Strahlverlusten diese in den meisten Fällen überschätzt werden. Im Extremfall, bei dem der simulierte Strahl die Strecke

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

gerade noch verlustfrei passieren kann, kann der Strahlverlust bei $\varepsilon_s = \varepsilon_{90}$ um maximal 10 %, bei $\varepsilon_s = \varepsilon_{95}$ um maximal 5 % und bei $\varepsilon_s = \varepsilon_{99.5}$ um maximal 0.5 % unterschätzt werden. Der Vergleich mit den verschiedenen Emittanzdefinitionen des gemessenen Strahls kann somit für eine Maximalabschätzung der tatsächlichen Strahlverluste, wie im nachfolgenden Abschnitt 7.2.3 gezeigt, Verwendung finden. Für die anschauliche Darstellung in Abbildung 7.4 wurde das Verhältnis von simuliertem Strahldurchmesser d zum Messwert σ_x so gewählt, dass es dem Verhältnis vom vollen simulierten Öffnungswinkel $2\vartheta_h$ zum Messwert $\sigma_{x'}$ entspricht, womit der Vergleich der zugehörigen Winkelverteilungen eine in der Form der Verteilungen identische Abbildung ergeben würde. Da die Emittanz eine Erhaltungsgröße ist, können in der Simulation mit Einschränkungen aber beliebige Wertepaare von d und ϑ verwendet werden, die in Kombination auf den entsprechende Emittanzwert führen.

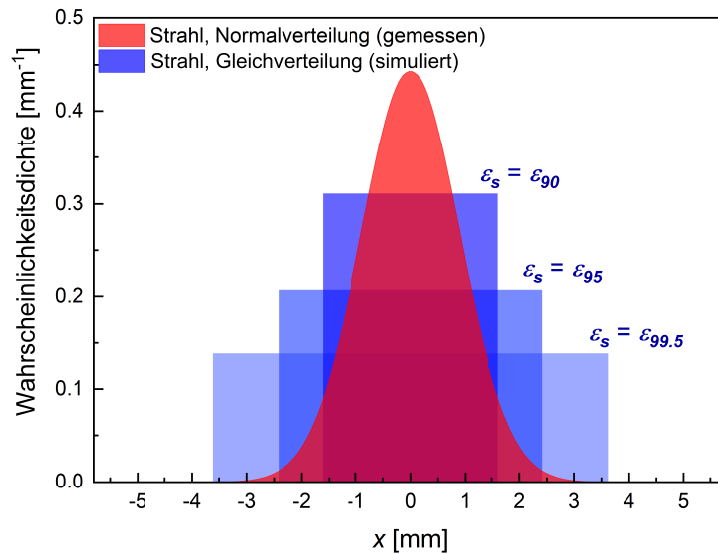


Abbildung 7.4.: Dargestellt ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Ort x transversal zur Strahlachse für den gemessenen Strahl (rot) und für einen simulierten Strahl (blau) bei drei simulierten Emittanzen ε_s , die jeweils den verschiedenen Definitionen der Emittanz des gemessenen Strahls entsprechen.

Die Simulation der Strahlparameter ist in einem Bereich für Winkel bis $\vartheta_h = 3^\circ$ und Strahldurchmesser bis $d = 20$ mm erfolgt. Damit werden unterschiedliche Fokussierungen des Strahls beim Eintritt in den Deflektor berücksichtigt und gleichzeitig ein weiterer Emittanzbereich simuliert. Der Strahldurchmesser von $d = 20$ mm wurde im Hinblick auf die nachfolgend erläuterte Geometrie des Deflektors und in Analogie zur vorhandenen Begrenzung des Strahls im Tandem Modus als Obergrenze gewählt. Da der Öffnungswinkel eines Ionenstrahls typischerweise klein ist, wurde für die Obergrenze des halben Öffnungswinkel der Wert von $\vartheta_h = 3^\circ$ gewählt. Für die meisten Darstellungen wurden Strahldurchmesser (häufig bei einem Wert von $d = 10$ mm) und Anfangsenergie der Ionen fixiert und die Ergebnisse in Abhängigkeit vom gewählten Wert von ϑ_h dargestellt, der damit proportional zur Emittanz ist. Für $d = 10$ mm und $E_{He} = 10$ keV hat die maximal

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

simulierte Emittanz mit $\vartheta_h = 3^\circ$ einen Wert von

$$\varepsilon_s = 33.3 \pi \text{ mm mrad } \sqrt{\text{MeV}}$$

und liegt damit oberhalb vom höchsten Vergleichswert $\varepsilon_{99.5,H}$.

Simulierte Geometrie

Die Simulation beinhaltet die Geometrie des Deflektors und eine Reproduktion der Elektrodengeometrie der Beschleunigungsstrecke der Hochenergiseite des Beschleunigers, welche aus zehn baugleichen Abschnitten besteht.

Für den Deflektor wurden verschiedene Geometrien simuliert und verglichen, um eine Entscheidung zum Bau zu treffen. Bei dem im Folgenden beschriebenen Deflektor handelt es sich um eine Referenz für die anderen untersuchten Geometrien, welche in Abschnitt 7.2.3 erläutert werden. Der Referenzdeflektor setzt sich aus zwei zylindrischen Elektroden zusammen, an die jeweils beliebige Spannungen angelegt werden können. Der Krümmungsradius r_o der äußeren Elektrode beträgt 193 mm, während die innere Elektrode einen Krümmungsradius von $r_i = 165$ mm besitzt. Dementsprechend liegt der Abstand der beiden Elektroden bei 28 mm. Dieser wurde so gewählt, dass ein auf 20 mm Durchmesser begrenzter Strahl den Deflektor passieren kann und gleichzeitig die benötigte Elektrodenspannung möglichst gering ausfällt. Die Begrenzung des Strahldurchmessers wurde damit analog zum Maximaldurchmesser des Strahls im Tandem-Modus festgelegt, welcher auf dem Hochspannungsterminal das Stripperrohr mit einem Durchmesser von 20 mm durchquert. Die Wahl der Elektrodenradien erfolgte aus einer Maximalabschätzung des vorhandenen Platzes im Strahlrohr und ist so gewählt, dass der Strahl bei der Ablenkung einen maximalen Weg im Feld zwischen den Elektroden zurücklegen kann und dementsprechend die Feldstärke und die benötigte Elektrodenspannung so gering wie möglich ausfallen. Für die Breite der Elektroden wurde jeweils ein Wert von 48 mm gewählt.

Da der Deflektor permanent im Strahlrohr des Beschleunigers platziert werden soll, wurde in die äußere Ablenkelektrode ein Loch eingebracht, dessen Projektion in Richtung Strahlachse eine kreisförmige Öffnung mit einem Durchmesser von 2 cm ergibt. Dies entspricht ebenfalls dem Durchmesser des Stripperrohrs, das der Strahl bei Betrieb der externen Sputter-Ionenquelle (Tandem-Modus) durchläuft, und bewirkt, dass die Ionen den Deflektor ohne Kollision passieren können.

In Abbildung 7.5 sind die beiden simulierten Elektroden und der Strahlverlauf im Tandem-Modus und im Single-Ended-Modus bei Betrieb der Radiofrequenz-Ionenquelle und Anlegen von Spannung an den Deflektorelektroden dargestellt. Damit das elektrische Feld nach Möglichkeit im Bereich zwischen den Ablenkelektroden konzentriert ist, wurden diese durch ein geerdetes Gehäuse umgeben. Die beiden Eingangsbereiche und der Ausgangsbereich besitzen jeweils eine kreisförmige Öffnung mit einem Durchmesser von 2 cm. Der minimale Abstand der Elektroden zur Gehäusewand beträgt beim Ein- und

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

Ausgang jeweils 8 mm. In Abbildung 7.6 (a) ist die simulierte Geometrie von Deflektor und Gehäuse zusammen mit Äquipotenziallinien (c), die den Verlauf des elektrischen Feldes beschreiben, dargestellt.

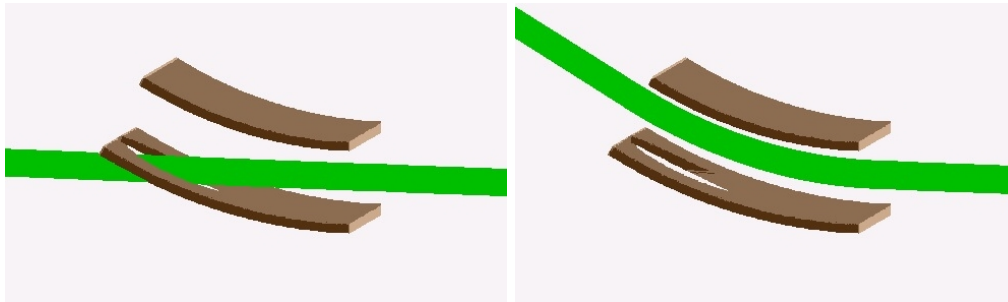


Abbildung 7.5.: Die Darstellung zeigt die Deflektorelektroden und den grün dargestellten Verlauf des Ionenstrahls im Single-Ended- (linkes Bild) und Tandem-Modus (rechtes Bild).

In einem Abstand von 10 cm zum Ausgang des Deflektors befindet sich die aus zehn baugleichen Segmenten bestehende Beschleunigungsstrecke der Hochenergieseite des Tandem-Beschleunigers. Die Elektrodengeometrie der Abschnitte entstammt dabei einer technischen Zeichnung, die vom Hersteller zur Verfügung gestellt wurde (NEC, private Kommunikation, 24.04.2015). Zwischen dem 6. und dem 7. Segment der Beschleunigungsstrecke befindet sich ein 13 cm langes Driftrohr. Jedes Segment besteht aus einer Anzahl spezifisch geformter Ringelektroden mit jeweils konstantem Spannungsabfall zwischen zwei benachbarten Elektroden. Die Form der Geometrie wurde den technischen Zeichnungen entnommen und ist in Abbildung 7.6 (b) zusammen mit den Äquipotenziallinien des elektrischen Feldes bei angelegter Spannung (d) dargestellt.

Durch die Form und Spannungsverteilung wird eine Fokussierung des Strahls bewirkt, die für einen hochenergetischen Strahl im Tandem-Modus optimiert ist. Bei dem niederenergetischen Strahl, der in der Radiofrequenz-Ionenquelle auf dem Hochspannungsterminal erzeugt wird, kann es innerhalb der Beschleunigungsstrecke zu einer Überfokussierung kommen, die zu Strahlverlusten führt. Um die Transmission des Strahls von der Ionenquelle bis zum Ende des Beschleunigers beurteilen zu können, ist die Simulation der zehn Segmente somit entscheidend.

An der Stelle, an der hinter der Beschleunigungsstrecke die Quadrupol-Triplet-Linse beginnt, mit welcher der Strahl erneut fokussiert werden kann, wurde ein virtueller Detektor platziert, in dem alle Ionen detektiert werden, die mit diesem kollidieren. Die Transmission T des Strahls ergibt sich somit aus der Gleichung

$$T = \frac{\text{Anzahl detektierter Ionen}}{\text{Gesamtzahl simulierter Ionen}}. \quad (7.12)$$

Zur Verbesserung der Transmission wurde zwischen Deflektor und Beschleunigungsstrecke eine Ringelektrode platziert. Wenn man an diese eine Spannung anlegt, fungiert

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

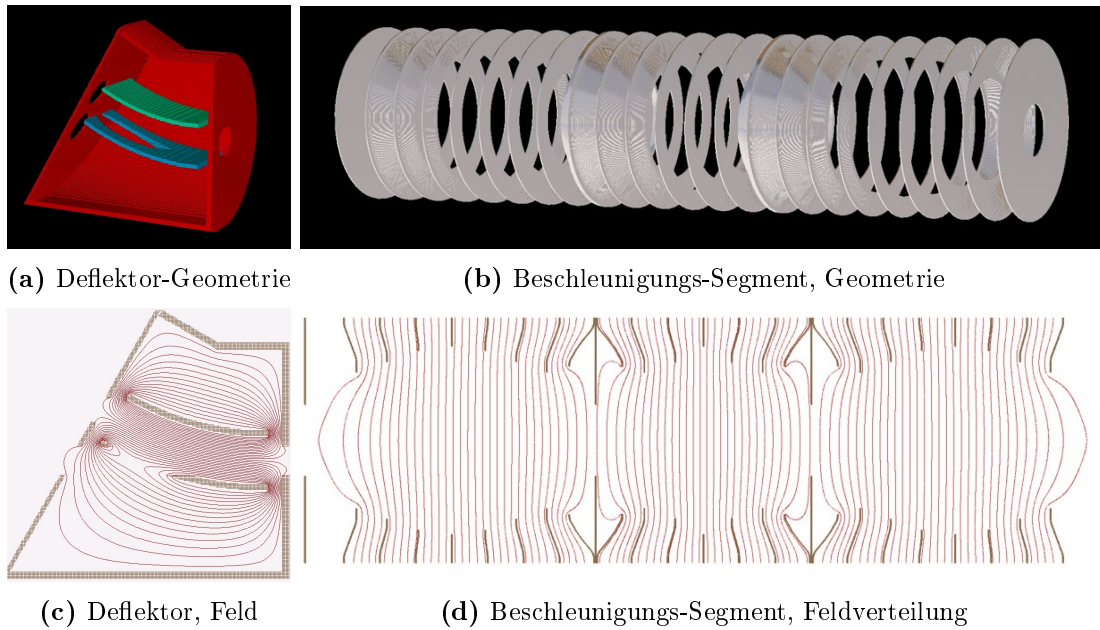


Abbildung 7.6.: Dargestellt ist die verwendete Geometrie von Deflektor (a) und Beschleunigungs-Segment (b). In den Bildern (c) und (d) sind die Äquipotenziallinien des elektrischen Feldes bei angelegter Spannung veranschaulicht.

sie in Kombination mit der Ausgangsblende des Deflektors und der Eingangsblende des Beschleunigungsstrecke, die sich beide auf dem gleichen Potenzial befinden, als Einzellinse und kann zur Änderung der Strahlfokussierung unmittelbar vor dem Eintritt in die Beschleunigungsstrecke verwendet werden. Der Innendurchmesser der simulierten Ringelektrode beträgt 2.5 cm was dem Durchmesser der Öffnung von der Eingangsblende der Beschleunigungsstrecke entspricht. Es wurden verschiedene Längen (1 mm, 4 cm und 8 cm) und Positionen der Ringelektrode überprüft. Die höchsten Transmissionen wurden für eine Länge von 4 cm und eine Positionierung mit einem Abstand von 1 cm zum Deflektorausgang bzw. 5 cm zum Eingang der Beschleunigungsstrecke erreicht.

Zusätzlicher Programmcode

Ein selbstgeschriebenes Programm wurde beim Durchführen der Simulation verwendet. Mit diesem konnte zum Einen die Spannungsverteilung an den Elektroden der Beschleunigungsstrecke in Abhängigkeit von der gewünschten Terminal-Spannung automatisiert werden. Zum Anderen diente das Programm dazu, um nacheinander verschiedene Simulationen selbsttätig durchführen zu lassen, zwischen denen die untersuchten Parameter variiert werden konnten. Alle dabei erhaltenen Ergebnisse und Informationen wurden automatisch in einer Excel-Datei aufgelistet. Die gespeicherten Daten beinhalten neben den Spannungen an Ablenkelektroden, Linse und Hochspannungsterminal, den verwendeten Parametern des Ionenstrahls und der Transmission des Strahls auch die prozentualen Strahlverluste im Deflektor und in jedem Einzelsegment der Beschleunigungsstrecke. Bei Strahldurchmessern bis $d = 10$ mm und $\vartheta_h = 3^\circ$ treten dabei keinerlei Verluste im Deflektor selbst auf. Diese entstehen stattdessen je nach verwendeten Strahlparametern hauptsächlich in den ersten Segmenten der Beschleunigungsstrecke. In den hinteren Segmenten ist der Strahl bereits so stark beschleunigt, dass er nahezu parallel ist und nicht mehr mit den Ringelektroden kollidieren kann. Zur weiteren Überprüfung und Darstellung des Ionenstrahls wurden unmittelbar vor Eintritt in die Beschleunigungsstrecke die transversalen Positionen der Ionen gespeichert und als Querschnittsprofil des Strahls dargestellt. Ein weiteres Strahlprofil wurde an einer Position unmittelbar nach dem Verlassen der Beschleunigungsstrecke erfasst. Die gespeicherten Profile wurden mit einer fortlaufenden Nummer versehen, welche ebenfalls in der Excel-Datei gespeichert wurde, um eine spätere Zuordnung zu ermöglichen. In Abbildung 7.7 ist die Arbeitsoberfläche der Simulation zusammen mit den Strahlprofilen beispielhaft für einen simulierten Ionenstrahl dargestellt.

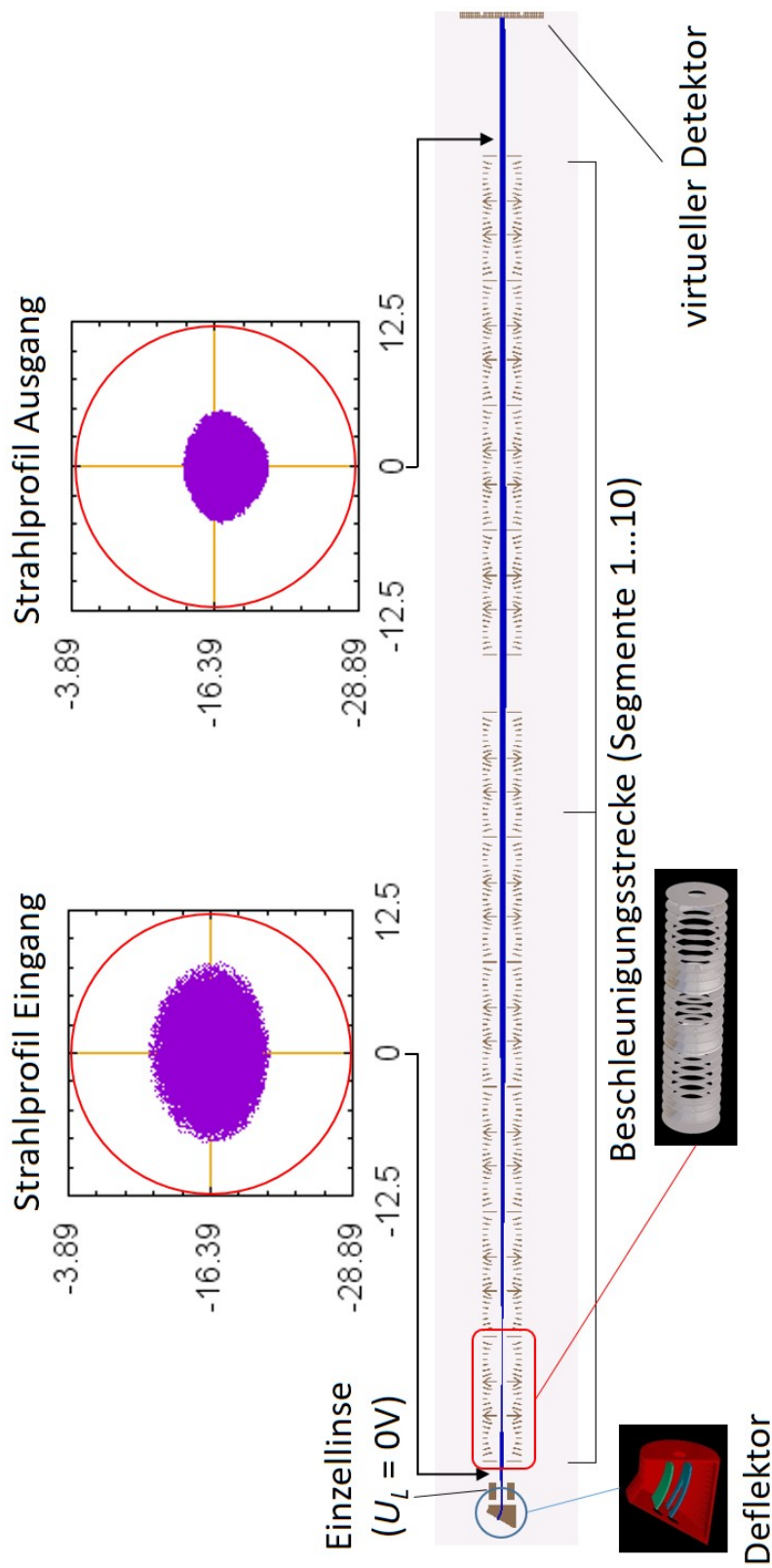


Abbildung 7.7.: Dargestellt ist die Arbeitsoberfläche von SIMION mit der simulierten Elektrodengeometrie (dunkelgrau) von Deflektor, Einzellinse (im gezeigtem Beispiel deaktiviert), Beschleunigungsstrecke und virtuellem Detektor. Der simulierte Ionenstrahl ist blau dargestellt und durchläuft die gesamte Strecke verlustfrei ($T = 100\%$). Der rote Kreis in den Strahlprofilen, die unmittelbar vor und hinter der Beschleunigungsstrecke aufgenommen werden, stellt den Innendurchmesser von 2.5 cm der Blenden dar, die sich am Anfang und Ende jedes Beschleunigungs-Segments befinden und den limitierenden Faktor für die Strahlbreite beim Durchqueren der Beschleunigungsstrecke darstellen.

7.2.3. Ergebnisse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Simulation diskutiert. Dabei wird auf den Einfluss auf die Transmission des Ionenstrahls durch die hinzugefügte Einzellinse, den simulierten Strahldurchmesser und Öffnungswinkel, die Ionenenergie, die Beschleunigerspannung, die Deflektorgeometrie und die Spannungsverteilung auf den Ablenkelektroden eingegangen. Außerdem wird eine Abschätzung der tatsächlich auftretenden Strahlverluste anhand der gemessenen und vom Hersteller der Ionenquelle angegebenen Emittanzen durchgeführt.

Einzellinse zwischen Deflektor und Beschleunigungsstrecke

Der Einfluss der zusätzlichen Ringelektrode auf die Transmission des Ionenstrahls ist für eine Ionenenergie von 20 keV und für Terminalspannung von 500 kV und 3 MV in Abbildung 7.8 dargestellt. Für die Darstellung wurde eine Simulation mit $\vartheta_h = 3^\circ$ und $d = 10$ mm gewählt, um den Verlauf zu veranschaulichen. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, wird durch die Linse vor allem die Transmission bei hohen Beschleunigungsspannungen verbessert. Bei einer Beschleunigungsspannung von $U_T = 3$ MV erhöht sich die Transmission bei optimierter Linsenspannung U_L im Vergleich zur Simulation mit $U_L = 0$ V (44 %) auf einen Wert von 83 %. Im Fall von $U_T = 500$ kV erhöht sich die Transmission von 55 % bei abgeschalteter Linse auf 69 % bei optimierter Linsenspannung. Die in dem Beispiel simulierte Emittanz beträgt 47π mrad mm $\sqrt{\text{MeV}}$ und ist damit wesentlich höher, als die in Abschnitt 7.2.2 aufgeführten Vergleichswerte für Helium und Wasserstoff. Für niedrigere Emittanzen werden im untersuchten Parameterbereich der Beschleunigerspannung und Startenergie Transmissionen von bis zu 100 % bei optimierter Linsenspannung erreicht (siehe Abbildung 7.11).

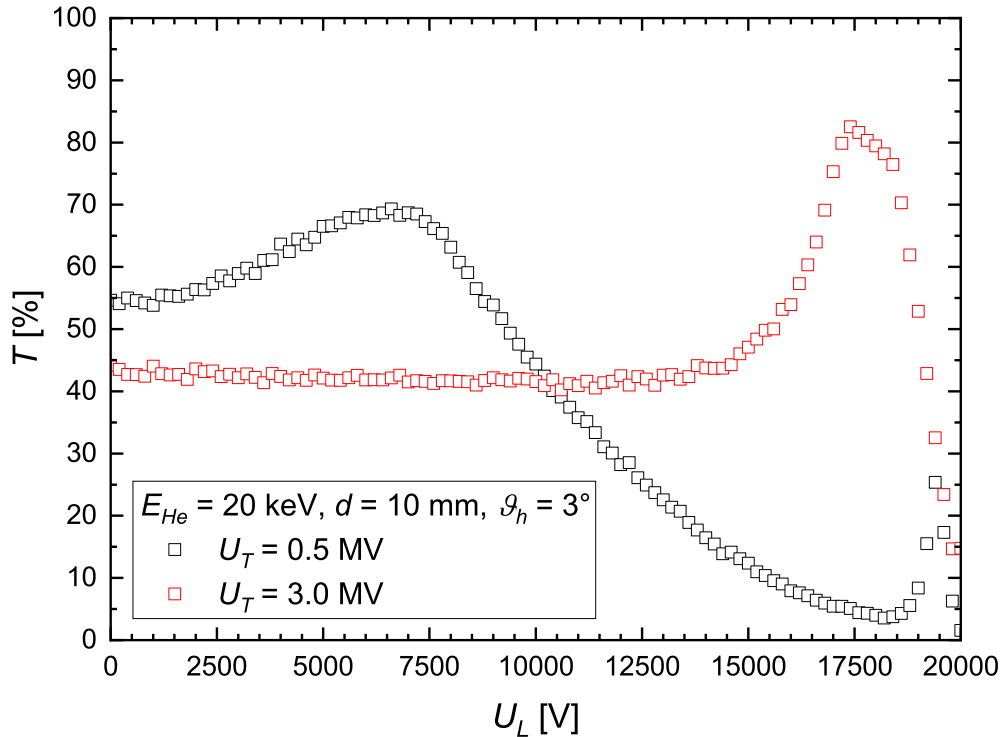


Abbildung 7.8.: Dargestellt ist die Transmission T in Abhängigkeit von der Linsenspannung U_L an der Ringelektrode zwischen Deflektor und Beschleunigungsstrecke für eine Spannung von 0.5 MeV (schwarze Datenpunkte) bzw. 3.0 MeV (rote Datenpunkte) am Hochspannungsterminal.

Einfluss von Strahldurchmesser und Öffnungswinkel

Die Höhe der Strahlverluste ist nicht nur von der Emittanz abhängig, welche proportional zum Produkt aus maximalem Öffnungswinkel und Durchmesser des Strahls ist, sondern auch von der Fokussierung des Strahls an der Eingangsöffnung des Deflektors. In Abbildung 7.9 ist die Transmission T in Abhängigkeit vom maximalen halben Öffnungswinkel ϑ_h für verschiedene Strahldurchmesser $d = 2, 4, 10$ und 20 mm dargestellt. Gezeigt werden die Ergebnisse von Simulationen mit auf 10 keV vorbeschleunigten Ionen und einer Beschleunigerspannung von 3 MV mit abgeschalteter Linse (linkes Bild) und mit optimierter Spannung der Einzellinse zwischen Deflektor und Beschleunigungsstrecke (rechtes Bild). Bei abgeschalteter Einzellinse ist zu erkennen, dass unterschiedliche Strahlfokussierungen bei gleicher Emittanz einen starken Einfluss auf die Transmission haben. Für $d = 1$ mm und $\vartheta_h = 2^\circ$ beträgt die Transmission beispielsweise nur etwa 50% , während sie für $d = 2$ mm und $\vartheta_h = 1^\circ$ bei nahezu 100% liegt. Der Effekt kommt dadurch zustande, dass der Strahl beim Eintritt in die Beschleunigungsstrecke zu stark aufgeweitet ist und somit Verluste an der Eingangsblende entstehen. Durch die zusätzliche Fokussierung mit der Einzellinse vor dem Eintritt in die Beschleunigungsstrecke wird

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

dieser Effekt verhindert.

Bei einem Durchmesser des Ionenstrahls von 20 mm am Eingangsbereich des Deflektors treten selbst bei kleinen Öffnungswinkeln Strahlverluste auf, die in diesem Fall auch innerhalb des Deflektors und an der Eingangsblende der Beschleunigungsstrecke stattfinden und somit durch die dazwischen befindliche Einzellinse nicht vollständig aufgehoben werden können. Um eine optimale Transmission des Strahls sicherzustellen, sollte dieser durch die an der Ionenquelle befindliche Linse soweit fokussiert werden, dass der Strahldurchmesser am Eingangsbereich des Deflektors kleiner oder gleich 10 mm ist. Dies kann mit der verwendeten Ionenquelle realisiert werden, wie die in Abbildung 7.4 dargestellte Messung für Helium zeigt.

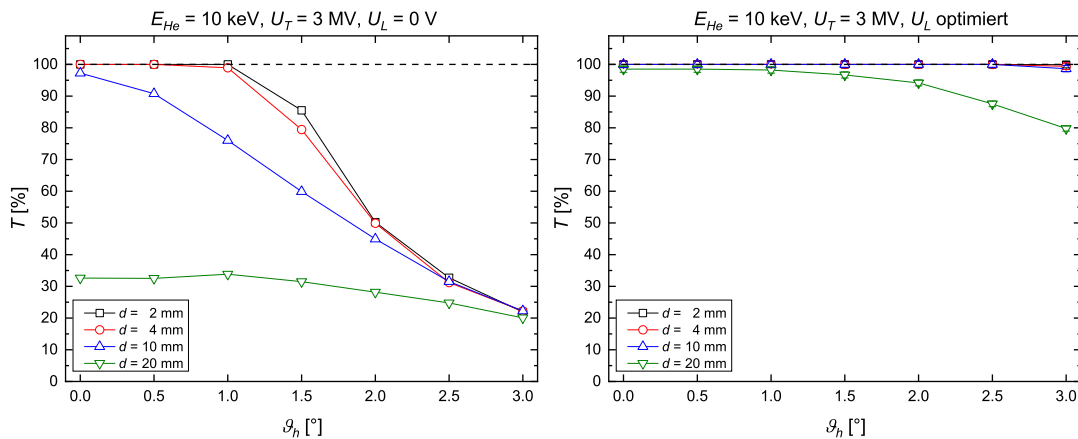


Abbildung 7.9.: Dargestellt ist der Einfluss von Durchmesser und Öffnungswinkel des Ionenstrahls im Eingangsbereich des Deflektors auf die Transmission ohne Verwendung der hinter dem Deflektor befindlichen Linse (linkes Bild) und mit optimierter Linsenspannung (rechtes Bild). Ist der Strahldurchmesser am Eingang des Deflektors zu breit gewählt (siehe grüne Datenreihe mit $d = 20$ mm), treten Verluste auf, die auch durch Verwendung der Linse nur teilweise reduziert werden können.

Einfluss von Beschleunigerspannung und Extraktionsspannung

Die Transmission des Ionenstrahls ist weiterhin abhängig von der Spannung U_T auf dem Hochspannungsterminal des Beschleunigers und von der gewählten Extraktionsspannung an der Ionenquelle, welche zu einer Vorbeschleunigung der Ionen auf die Energie E_{He} beim Eintritt in den Deflektor führt. In Abbildung 7.10 ist die Transmission in Abhängigkeit vom gewählten Öffnungswinkel des simulierten Strahls für Ionenenergien von 10 und 20 keV und für Beschleunigerspannungen von 500 kV und 3 MV mit deaktivierter Deflektor-Einzellinse (linkes Bild) und mit optimierter Linsenspannung (rechtes Bild) dargestellt. Ohne zusätzliche Fokussierung durch die Linse ist zunächst zu erkennen, dass bei einer hohen Beschleunigerspannung die Strahlverluste mit auf 20 keV vorbeschleunigten Ionen geringer sind als unter Verwendung von Ionen mit einer Anfangsenergie von

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

10 keV. Bei einer niedrigen Beschleunigerspannung führt hingegen die niedrigere Ionenenergie zu einer besseren Transmission.

Die Linse bewirkt vor allem bei hohen Beschleunigerspannungen eine Reduzierung von Strahlverlusten. Damit durchläuft der Strahl bei optimierter Linsenspannung und mit einer Extraktionsenergie von 10 keV sowohl bei Terminalspannungen von $U_T = 3$ MV als auch $U_T = 500$ kV die Beschleunigungsstrecke nahezu verlustfrei für einen Anfangsdurchmesser des Strahls von $d = 10$ mm und maximalen Winkel zur Strahlachse von $\vartheta_h = 3^\circ$. Die Linse hat im Fall von $E_{He} = 10$ keV und $U_T = 3$ MV (blaue Dreiecke in Abbildung 7.10) keinen sichtbaren Einfluss, da der Strahl bereits bei abgeschalteter Linse ideal fokussiert in die Beschleunigungsstrecke eintritt. Bei einer Extraktionsenergie von $E_{He} = 20$ keV treten Strahlverluste von mehr als 10 % für $U_T = 3$ MV ($U_T = 500$ kV) oberhalb von $\vartheta_h = 1.5^\circ$ ($\vartheta_h = 2.5^\circ$) auf. Bei dieser Extraktionsenergie ist die Strahlführung durch den Beschleuniger bei höheren Terminalspannungen somit einfacher. Für hohe Emittanzen ist die Transmission bei Extraktionsenergien von 20 keV geringfügig schlechter als bei $E_{He} = 10$ keV (Vergleich der Datenpunkte bei 20 keV und 2° mit den Datenpunkten bei 10 keV und $\sqrt{2} \cdot 2^\circ \approx 3^\circ$). Um Strahlverluste zu reduzieren, könnten somit die Extraktionsenergien auf Werte unterhalb von $E_{He} = 20$ keV reduziert werden, was allerdings zu einer deutlichen Verringerung der von der Ionenquelle erzeugten Strahlintensität führen würde (siehe Abschnitt 7.4).

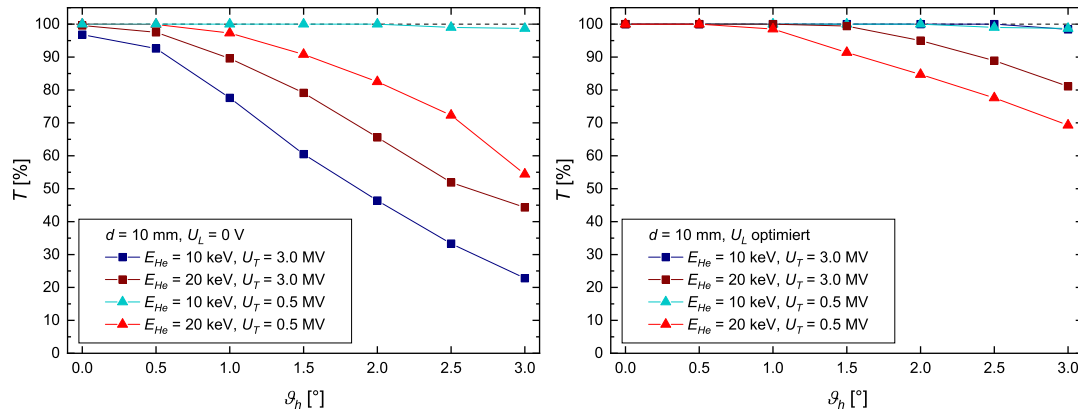


Abbildung 7.10.: Dargestellt ist die Transmission in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel des simulierten Strahls für Extraktionsenergien von 10 und 20 keV und Beschleunigerspannungen von 0.5 und 3.0 MeV ohne Linse zwischen Deflektor und Beschleunigungsstrecke (links) und mit optimierter Linsenspannung (rechts).

Vergleich mit anderen Deflektorgeometrien und asymmetrischer Verteilung der Elektrodenspan style="font-weight: normal;">spannung

In Abbildung 7.11 ist ein Vergleich des für die Simulationen verwendeten Deflektors mit anderen Deflektorgeometrien dargestellt. Als Vergleichsmodelle wurden ein kleinerer zy-

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

lindrischer Deflektor mit kurzen stärker gekrümmten Elektroden sowie ein Deflektor mit sphärisch geformten Ablenkelektroden verwendet. Die Radien der äußeren und inneren Elektrode r_o und r_i , sowie die an diese angelegten optimalen Spannungen U_o und U_i zum Ablenken eines einfach positiv geladenen Ionenstrahls mit einer Energie von 10 keV sind für die drei Deflektormodelle in Tabelle 7.1 aufgeführt. In Abbildung 7.12 sind die simulierten Geometrien dreidimensional dargestellt, wobei zur Veranschaulichung jeweils ein Teil der Gehäusewand entfernt wurde.

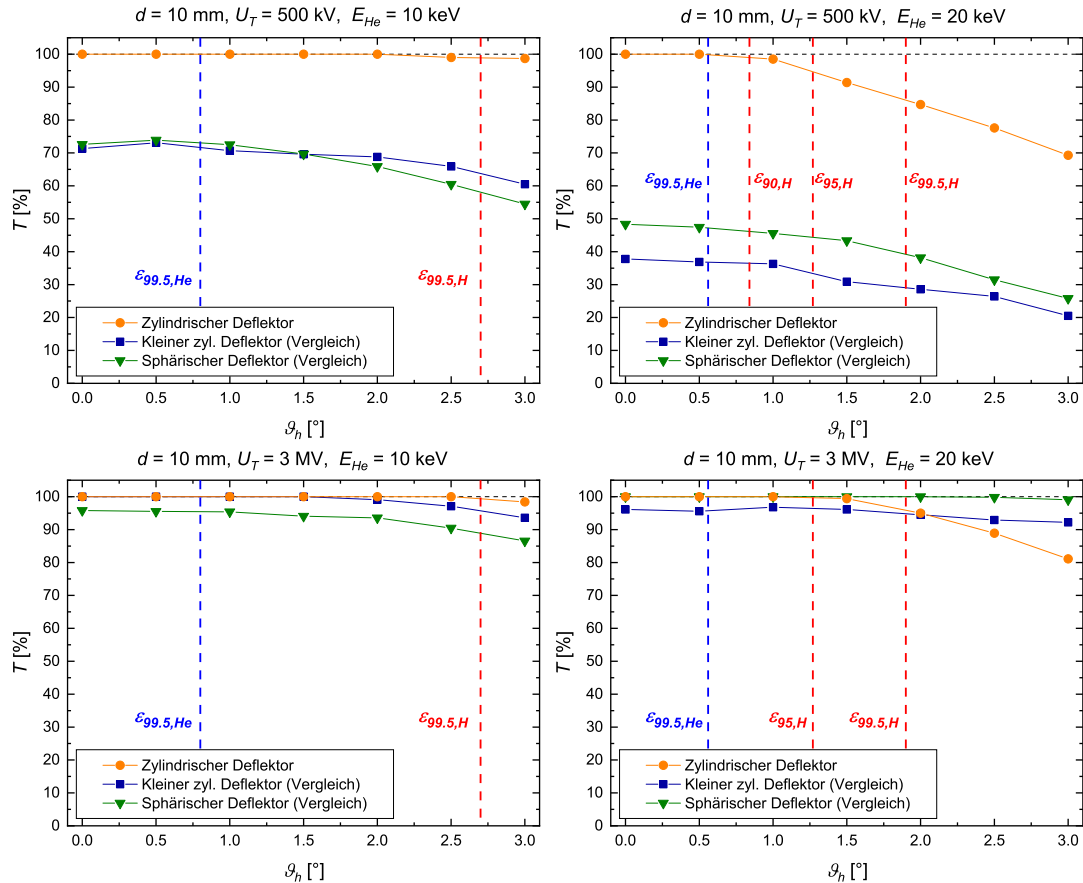


Abbildung 7.11.: Dargestellt ist der Vergleich mit anderen Deflektorgeometrien bei optimaler Linsenspannung. Die senkrechten Strichlinien zeigen die Positionen, bei denen die simulierte Emittanz den Vergleichswerten der verschiedenen Emittanzdefinitionen für Helium (blau) und Wasserstoff (rot) entspricht.

In Ref. [KBM⁺10] wird ein zylindrischer elektrostatischer 90° Deflektor diskutiert, bei dem durch verschieden breite Ablenkelektroden und asymmetrisch angelegte Spannungen an diesen eine durch das Spannungsverhältnis regelbare Fokussierung des Strahls erzielt wird. Dieser wird im Gegensatz zum herkömmlichen zylindrischen Deflektor zusätzlich zur Ablenkebene auch auf der zu dieser und zur Strahlrichtung orthogonalen Ebene fokussiert und weist damit ein ähnliches Fokussierverhalten wie ein sphärischer

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

Elektrodengeometrie	r_o [mm]	r_i [mm]	U_o [kV]	U_i [kV]
zylindrisch (groß)	193	165	+1.6	-1.6
zylindrisch (klein)	50	24	+4.5	-14.1
sphärisch	50	24	+7.0	-7.0

Tabelle 7.1.: Aufgeführt sind geometrische Form und Krümmungsradius der äußeren und inneren Ablenkelektrode r_o und r_i vom Referenzdeflektor (obere Zeile) und von zwei Vergleichsmodellen. Weiterhin ist für die verschiedenen Modelle die Spannung an den Elektroden U_o bzw. U_i aufgelistet, bei der für die Ablenkung von einfach geladenen Ionen mit einer Energie von 10 keV bei optimierter Linsenspannung die höchste Transmission erzielt wurde.

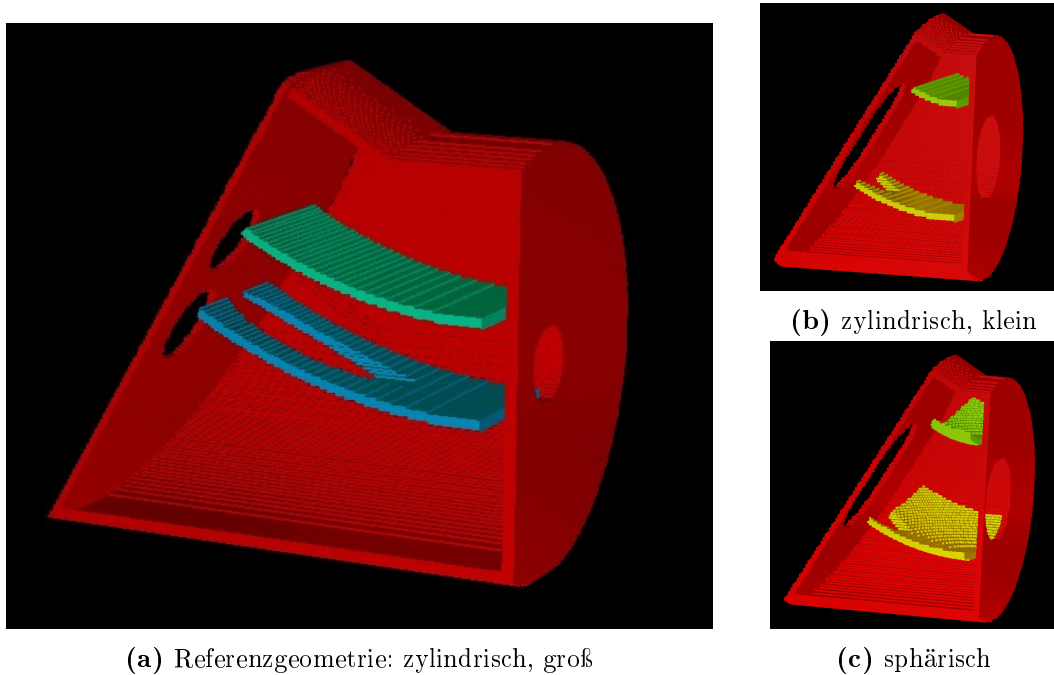


Abbildung 7.12.: Dargestellt sind die simulierten Geometrien für den zylindrischen Referenzdeflektor (a), und die Vergleichsmodelle eines kleineren zylindrischen Deflektors (b) und eines sphärischen Deflektors (c). In rot ist der hintere Teil des auf Nullpotenzial befindlichen Gehäuses dargestellt, welches zur Eingrenzung der Feldlinien insbesondere im Eintritts- und Austrittsbereich des Ionenstrahls dient. Der vordere Teil des Gehäuses wurde in der Darstellung ausgeblendet. Die im Inneren befindlichen Ablenkelektroden sind jeweils andersfarbig dargestellt.

Deflektor auf. Es wurde überprüft, ob durch diese Methode für den zylindrischen Referenzdeflektor und für die Vergleichsgeometrie des kleineren zylindrischen Deflektors eine Verbesserung der Transmission bewirkt werden kann. Dazu wurden die Breiten der äußeren und inneren Elektroden auf verschiedene Werte zwischen 12 und 48 mm variiert. Gleichzeitig wurden jeweils verschiedene Paare von Spannungen an den Ablenkelektroden untersucht, bei denen der Strahl um 30° abgelenkt wird. Bei dem Referenzdeflektor wurde

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

in der Simulation die höchste Transmission für eine Konfiguration ermittelt, bei der beide Elektroden eine Breite von 48 mm besitzen und mit betragsgleicher Spannung betrieben werden. In Kombination mit der Linse kann durch die in Ref. [KBM⁺10] beschriebene zusätzliche Fokussierung somit keine bessere Transmission des Ionenstrahls durch die Beschleunigungsstrecke erzielt werden, da die Linsenfokussierung in diesem Fall bei symmetrischer Elektrodenspannung die höchste Wirkung erzielt. Für den Vergleichsfall des kleineren zylindrischen Deflektors, bei dem der Feldstärkegradient im Bereich zwischen den Elektroden wesentlich größer ist, wird die optimale Transmission erreicht, wenn die innere Elektrode eine Breite von 48 mm aufweist, während die äußere Elektrode nur eine Breite von 24 mm besitzt und auf dieser die betragsmäßig kleinere Spannung anliegt (siehe Tabelle 7.1 für die optimalen Spannungen bei 10 keV Strahlenergie). Im Fall der Vergleichsgeometrie ist der beschriebene Effekt der doppelten Fokussierung somit vorteilhaft für die Verringerung von Strahlverlusten und wirkt ergänzend zur Fokussierung des Strahls durch die Linse. Bei dem sphärischen Deflektor wurden die Spannungen ebenfalls variiert, die höchste Transmission wurde allerdings wie bei dem Referenzdeflektor bei betragsgleichen Spannungen auf den Elektroden erzielt.

Insgesamt werden bei niedrigen Beschleunigerspannungen, wie in Abbildung 7.11 am Beispiel von $U_T = 500$ kV dargestellt, mit dem Referenzdeflektor deutlich bessere Transmissionswerte erzielt als mit den Vergleichsmodellen. Bei der maximalen Beschleunigerspannung und Extraktionsenergie im untersuchten Parameterbereich ist die Transmission bei hohen Emittanzen für den sphärischen Vergleichsdeflektor höher als bei der Referenzgeometrie. Ein Einsatz des sphärischen Deflektors ist dennoch nicht gerechtfertigt, da die Verbesserung der Transmission im betrachteten Fall klein ist gegenüber der Verschlechterung bei Verwendung einer niedrigen Terminalsapannung.

Bei allen drei Geometrien waren die Elektroden jeweils so nah bei einander, dass in die äußere Elektrode ein Loch eingebracht werden musste, damit der Strahl im Tandem-Modus bei abgeschaltetem Deflektor diesen ungehindert passieren konnte. Um die Auswirkung dieses Lochs auf die Transmission zu ermitteln, wurde eine weitere Untersuchung durchgeführt, bei der die äußere Elektrode ohne Loch simuliert wurde. Der Abstand der Elektroden des Referenzdeflektors wurde dabei soweit vergrößert (und der Krümmungsradius der Elektroden entsprechend angepasst), dass der Strahl im Tandem-Modus gradeso ungehindert den Deflektor passieren konnte. Die Strahlverluste waren in diesem Fall allerdings sogar etwas höher als bei der ursprünglichen Geometrie des Referenzdeflektors. Im Gegensatz zum zuvor untersuchten Einfluss der Asymmetrie der Feldlinien, welche durch Variation der Elektrodenbreite und der Spannungsverteilung an den Ablenkelektroden erzeugt wurde, hat das Loch in der Elektrode und die daraus resultierende geringfügige Feldlinien-Asymmetrie im Bereich zwischen den Elektroden somit der Simulation zufolge einen kleinen positiven Effekt auf die Transmission des Ionenstrahls. Unabhängig davon wäre die Geometrie mit dem vergrößerten Elektrodenabstand aufgrund von Platzproblemen im Inneren des Strahlrohrs nur schwer zu realisieren gewesen.

Abschätzung tatsächlicher Strahlverluste

Wie in Abschnitt 7.2.2 diskutiert wurde, entspricht der in der Ionenquelle erzeugte Strahl im Gegensatz zu der simulierten Gleichverteilung in erster Näherung einer Normalverteilung [Rat16]. Für eine Höchstabschätzung der erwarteten tatsächlichen Strahlverluste kann ein Vergleich mit den verschiedenen Emittanzwerten für den Heliumstrahl und den Protonenstrahl durchgeführt werden. In Tabelle 7.2 sind die Ergebnisse dieser Abschätzung für Helium und Wasserstoff und die wichtigsten untersuchten Beschleunigerparameter aufgelistet. Zur Berechnung der Werte wurden wie in Abschnitt 7.2.2 beschrieben die Strahlverluste $(1 - T)$ für die simulierten Emittanzen, die den Werten ε_{90} , ε_{95} und $\varepsilon_{99,5}$ entsprechen jeweils mit dem Maximalwert addiert, um den die Transmission bei der Gleichverteilung im Vergleich zur Normalverteilung überschätzt werden kann (9 %, 5 % und 0.5 %). Von diesen drei Vergleichswerten wurde jeweils der kleinste Wert zur Höchstabschätzung der Strahlverluste verwendet. Die simulierten Transmissionen für die Werte der Vergleichsemittanzen sind in Abbildung 7.11 dargestellt. Die Positionen der jeweils benötigten Vergleichswerte sind dabei mit Hilfe von blauen (Helium) oder roten (Wasserstoff) senkrechten Strichlinie markiert.

Insgesamt sind für den verwendeten Parameterbereich des Beschleunigers und der Ionenquelle somit Strahlverluste von unter 1.5 % für Helium und unter 10 % für Wasserstoff zu erwarten.

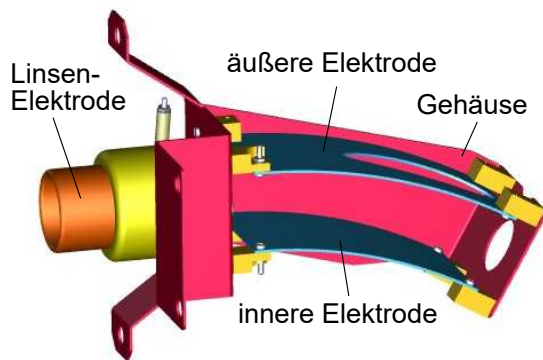
E_{ex} [keV]	U_T [MeV]	Strahlverluste He	Strahlverluste H
10	0.5	< 0.5 %	< 2 %
10	3.0	< 0.5 %	< 2 %
20	0.5	< 1.5 %	< 10 %
20	3.0	< 0.5 %	< 5 %

Tabelle 7.2.: Aufgeführt ist eine Höchstabschätzung der erwarteten Strahlverluste beim Durchlaufen des Ionenstrahls durch den Beschleunigertank für die Erzeugung von $^4\text{He}^+$ - und $^1\text{H}^+$ -Ionen mit der Radiofrequenz-Ionenquelle für verschiedene Beschleunigungsspannungen U_T und Extraktionsenergien E_{ex} beim Verlassen der Ionenquelle.

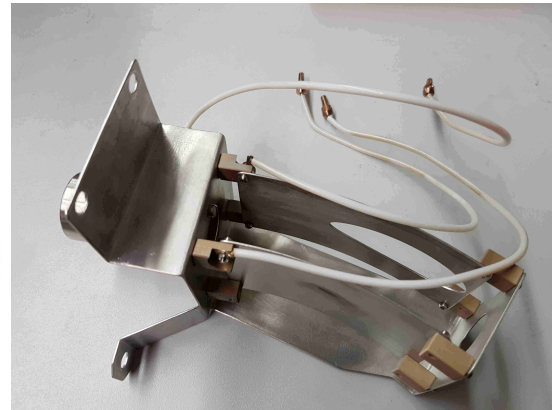
7.3. Anfertigung des Deflektorsystems

Ausgehend von den Erkenntnissen der Simulation wurde die dort verwendete Referenzgeometrie nachgebaut, wie in Abbildung 7.13 dargestellt ist. Die Ablenkelektroden und das Gehäuse wurden aus Aluminium angefertigt. Die zylinderförmige Linsenelektrode besteht aus Edelstahl. Zur Halterung der Elektroden, an denen eine Hochspannung angelegt wird, wurde Isolatormaterial aus Polyetheretherketon (PEEK) verwendet. Dabei handelt es sich um einen hochtemperaturbeständigen thermoplastischen Kunststoff, der häufig bei Anwendungen im Hochvakuum Gebrauch findet. Die Breite (48 mm), die Krümmungsradien ($r_o = 193$ mm, $r_i = 165$ mm) und der Abstand (28 mm) der Ablenkelektroden entspricht den Werten bei der simulierten Geometrie. Das Gleiche gilt bei der für die Strahlführung relevanten Geometrie des Deflektorgehäuses am Eingangs- und Ausgangsbereich des Deflektors mit den kreisförmigen 2 cm durchmessenden Öffnungen für den Strahl und einem Abstand der Gehäuseplatten von 8 mm zu den Rändern der Ablenkelektroden. Bei der Positionierung des Deflektors im speziell angefertigten Rohrstück beträgt der Abstand von der Gehäusewand des Deflektors zur Eingangsblende der Beschleunigungsstrecke anstelle der in der Simulation abgeschätzten 10 cm etwa 11 cm, wobei durch einen verformbaren Faltenbalg, der sich zwischen dem Rohrstück und dem Strahlrohr des Beschleunigers befindet, einige Millimeter Spielraum bestehen. Um den höheren Abstand auszugleichen, wurde die Länge der Linsenelektrode von den simulierten 4 cm auf 5 cm erhöht, so dass der Abstand der Linsenelektrode zum Deflektorgehäuse 1 cm und zur Eingangsblende der Beschleunigungsstrecke 5 cm beträgt, wie in der Simulation angenommen. Ein Einfluss auf die Erkenntnisse der durchgeführten Simulationen ist durch diese Änderung nicht zu erwarten.

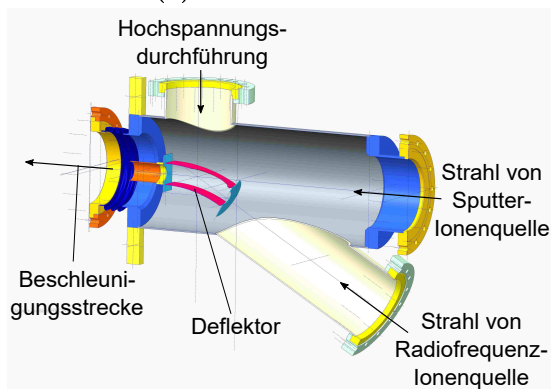
7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle



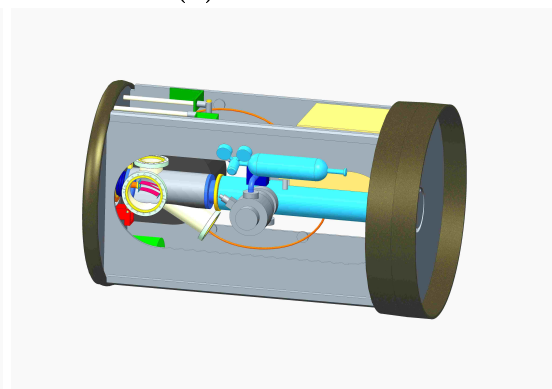
(a) Deflektor Schema



(b) Deflektor Foto



(c) y-Rohrstück mit Deflektor



(d) Hochspannungsterminal

Abbildung 7.13.: Bild (a) zeigt ein beschriftetes dreidimensionales Schema des Deflektors. Dargestellt sind die Ablenkelektroden in blau, die Elektrode der Einzellinse in orange, das Gehäuse mit den Öffnungen für den Strahl in rot und die Isolatoren, die zur Halterung der Ablenkelektroden und der Linsenelektrode verwendet wurden in gelb. Bild (b) zeigt ein Foto des Deflektors, auf dem die im Schema nicht dargestellten Verbindungskabel zum Anlegen der Hochspannung zu erkennen sind. Diese werden mit den Pins der oberhalb des Deflektors befindlichen Vakuumdurchführung verbunden. In Bild (c) ist ein beschriftetes Schema des Rohrstücks zu sehen, in dem der Deflektor positioniert ist. Bild (d) zeigt ein Schema der Positionierung im Hochspannungsterminal. Die nicht dargestellte Radiofrequenz-Ionenquelle wird zusammen mit der zugehörigen Fokussierlinse an dem Flansch des unter einem 30° Winkel abgehenden Rohres angebracht.

7.4. Experimentelle Erprobung

Eine erste experimentelle Erprobung des Deflektors fand an einem Vakuumteststand statt. Für diesen wurde das speziell angefertigte y-förmige Rohrstück des Hochspannungsterminals genutzt. Die Radiofrequenz-Ionenquelle von NEC mit der zugehörigen Einzellinse wurde an den unter 30° abgehenden Flansch montiert. Im Inneren des Rohres war, wie in Abbildung 7.13 dargestellt, der Deflektor angebracht. Durch die Hochspannungszuführung wurden die Ablenkelektroden und die Ringelektrode hinter dem Deflektor jeweils mit einem Hochspannungsnetzteil verbunden. Die maximal einstellbare Spannung an den Ablenkelektroden beträgt $+20$ kV bzw. -20 kV und an der Linsenelektrode $+25$ kV. Dabei wurden spezielle Netzteile eingesetzt, die für die Verwendung im Hochspannungsterminal des Beschleunigers ausgelegt und von der Bauart identisch zu den Netzteilen der Radiofrequenz-Ionenquelle sind.

Der in der Ionenquelle erzeugte Strahl wurde mit dem Deflektor um 30° abgelenkt und traf etwa 40 cm hinter dem Deflektorausgang auf einen Faraday-Becher, an dem der Ionenstrom gemessen wurde. Zwischen dem Faraday-Becher und dem y-Rohrstück befand sich eine Vakuumkammer, an der eine Turbomolekularpumpe und ein Druckmessgerät angeschlossen waren. Bei zugedrehtem Ventil der Helium-Flasche lag der in der Vakuumkammer gemessene Druck in der Größenordnung von 10^{-7} mbar und bei Betrieb der Ionenquelle und geöffnetem Ventil bei etwa 10^{-5} mbar.

In Abbildung 7.14 sind zwei Langzeitmessungen des mit ^4He -Gas erzeugten Ionenstroms für eine Ionenenergie von 10 keV und 20 keV abgebildet. Dargestellt sind jeweils die Strommittelwerte nach einer Minute Messung für einen Zeitraum von 16 Stunden. Der gemessene Strom war über den vollen Zeitraum für beide Strahlenergien weitestgehend stabil und lag bei einer Extraktionsenergie von 10 keV bei etwa $25 \mu\text{A}$. Bei 20 keV wurden wesentlich höhere Werte zwischen 80 und $90 \mu\text{A}$ gemessen.

Die Spannung an den Deflektorelektroden, bei der der Ionenstrahl optimal abgelenkt wurde, beträgt ± 1575 V für $E_{\text{He}} = 10$ keV und ± 3150 V für $E_{\text{He}} = 20$ keV, was mit einer geringen Abweichung von 0.6 % sehr gut mit den Werten aus der Simulation (1585 bzw. 3170 V) übereinstimmt. An die Ringelektrode hinter dem Deflektor wurde für die Messung keine Spannung angelegt, da diese einzeln genutzt zu einer Aufweitung des Strahls führt und nur in Kombination mit der Beschleunigungsstrecke mit entsprechend angelegter Hochspannung zu einer Verbesserung der Transmission beiträgt. Neben den gezeigten Messungen mit der Ionenquelle wurde für alle drei Elektroden ein Test mit maximaler Spannung durchgeführt, der gezeigt hat, dass keine Überschläge auftreten.

Weiterhin wurde für alle Komponenten der Ionenquelle und des Deflektors die insgesamt benötigte elektrische Leistung gemessen. Während des Betriebs lag diese dauerhaft unter einem Wert von 100 W und ist damit klar unterhalb von der Höchstgrenze von 500 W, die auf dem Terminal zur Verfügung stehen.

Ein vollständiger Test des Deflektorsystems und eine Messung des Strahlstroms nach Verlassen des Beschleunigers kann nicht dargelegt werden, da der Felsenkeller-Beschleuniger zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Dissertation noch nicht betriebsbereit war.

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

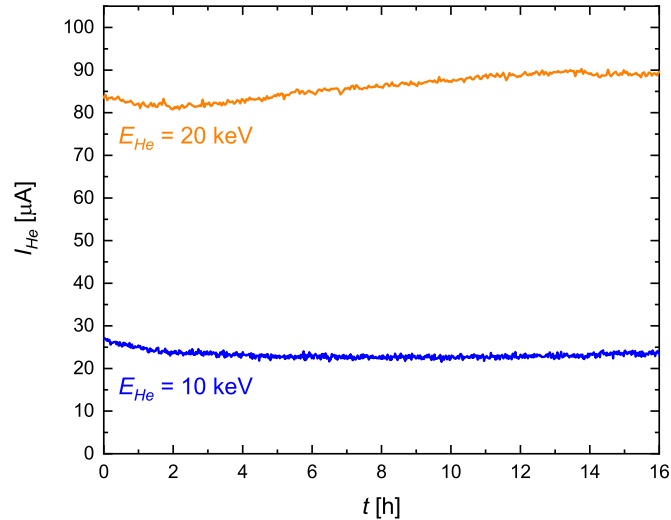


Abbildung 7.14.: Dargestellt ist der am Faraday-Becher gemessene Strom I_{He} von ${}^4\text{He}^+$ für Extraktionsenergien von $E_{He} = 10$ keV und 20 keV. Der Ionenstrahl wurde mit der Radiofrequenz-Ionenquelle erzeugt und anschließend mit dem Deflektor um 30° abgelenkt. Gemessen wurde jeweils über einen Zeitraum von $t = 16$ h.

Anhand der in Tabelle 7.2 aufgeführten konservativen Abschätzungen für die Strahlverluste kann aber der durch die Simulation vorhergesagte Mindeststrom nach Durchqueren des Beschleunigers berechnet werden. Eine entsprechende Auflistung der Werte befindet sich in Tabelle 7.3. Dabei wird der minimale Strom I_{ex} angegeben, der im Fall von Helium hinter dem Deflektor gemessen wurde. Mit Wasserstoff-Gas wurden keine Tests durchgeführt. Nach dem Datenblatt des Herstellers [nec] ist für die Extraktion von Wasserstoff im Vergleich zu Helium aber eine Verdopplung der Strahlintensität zu erwarten. Zur Abschätzung wurden deswegen die am Vakuumteststand mit Helium gemessenen Ströme mit einem Faktor 2 multipliziert und als Ströme für Wasserstoff angenommen.

Für den erwarteten Strom nach Verlassen des Beschleunigertanks I_B wurden jeweils die prozentualen Strahlverluste aus Tabelle 7.2 abgezogen. In allen Fällen wird davon ausgegangen, dass der Strahl ein annähernd gaußförmiges Orts- und Winkelprofil besitzt und die gemessene Emittanz [Rat16] für Helium bzw. der angegebene Wert für Wasserstoff [nec] korrekt sind.

Die aus der Simulation erwarteten Ströme nach Verlassen des Beschleunigertanks liegen somit für Helium bei etwa $80 \mu A$ für Terminalspannungen zwischen 500 kV und 3 MV, wenn die Ionenquelle so betrieben wird, dass der Strahl auf eine Energie von 20 keV vorbeschleunigt wird. Für Wasserstoff liegen die erwarteten Ströme sogar oberhalb von $140 \mu A$ und müssen gegebenenfalls künstlich reduziert werden, um eine stabile Terminalspannung aufrecht erhalten zu können. Die Aufgabe, einen Deflektor zu entwickeln, mit dem Ionenströme von Wasserstoff- und Helium-Ionen aus der Radiofrequenz-Ionenquelle von mindestens $50 \mu A$ am Ende des Beschleunigertanks ermöglicht werden, wurde den erwarteten Ergebnissen nach in vollem Umfang erfüllt.

7. Planung und Test eines Deflektors für die Felsenkeller Terminal-Ionenquelle

Wenn die Vorhersagen der Simulation mit einem experimentellen Test im Beschleunigerbetrieb bestätigt werden können, kann die Simulation aufgrund der Möglichkeit, den Strahl optisch darzustellen und Strahlverluste zu lokalisieren, zur Optimierung und Überprüfung von Beschleunigereinstellungen und für zukünftige Modifikationen des Hochspannungsterminals weiterverwendet und auf den restlichen Teil des Beschleuniger-Strahlrohrs erweitert werden.

Ionensorte	E_{ex} [keV]	U_T [MeV]	I_{ex} [μ A]	I_B [μ A]
$^4\text{He}^+$	10	0.5	25	25
$^4\text{He}^+$	10	3.0	25	25
$^4\text{He}^+$	20	0.5	80	79
$^4\text{He}^+$	20	3.0	80	80
$^1\text{H}^+$	10	0.5	50	49
$^1\text{H}^+$	10	3.0	50	49
$^1\text{H}^+$	20	0.5	160	144
$^1\text{H}^+$	20	3.0	160	152

Tabelle 7.3.: Aufgeführt sind die erwarteten Ionenströme I_{ex} hinter dem Deflektor und I_B beim Verlassen des Beschleuniger-Tanks bei verschiedenen Extraktionsenergien E_{ex} und Beschleunigerspannungen U_T für Helium und Wasserstoff.

8. Zusammenfassung

Für den S-Faktor der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ wurden in inverser Kinematik 22 Werte im Energiebereich zwischen $E_{\text{cm}} = 130$ keV und 450 keV gemessen. Dabei wurden am HZDR 3 MV Tandetron-Beschleuniger TiH_2 -Proben mit $^{12}\text{C}^{2+}$ -Ionen bestrahlt. Die Reaktionsausbeuten wurden gammaspektrometrisch bestimmt. Mit der NRRA-Methode wurden in regelmäßigen Abständen Wasserstofftiefenprofile der Proben gemessen und damit aus den Reaktionsausbeuten die Werte für den S-Faktor berechnet. Als Annahme der Änderung des S-Faktors über die energetische Breite der Probe wurde der Energieverlauf des NACRE II Fits [XTG⁺13] verwendet, der auf den vorhergehenden Messdaten zur Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ basiert. Im Energiebereich zwischen $E_{\text{cm}} = 130$ keV und 170 keV liegen die neuen Messdaten im Mittel etwa 20 % oberhalb des NACRE II Fits, sind aber mit diesem im Rahmen der Messgenauigkeit konsistent. Die relative statistische Messunsicherheit der einzelnen Messpunkte liegt in diesem Energiebereich zwischen 14 und 59 % und setzt sich aus der Messunsicherheit bei der Bestimmung der Anzahl an Reaktionsereignissen aus dem Gammaspektrum (zwischen 9 und 54 %) und einer Abschätzung für die Wasserstoffverteilung in der Probe zum Zeitpunkt der Messung (zwischen 11 und 39 %) zusammen. Letztere entstand aufgrund von einem unerwartet hohen Wasserstoffverlust und einer Umverteilung des Wasserstoffs in der Probe im Zeitraum zwischen zwei gemessenen Wasserstofftiefenprofilen, was sich mit Hitzeentwicklung in der wassergekühlten Probe und dadurch erfolgreichem Ausgasen des Wasserstoffs erklären lässt. Die Messdaten unterhalb von 360 keV können zur Erstellung einer neuen verbesserten Extrapolation zu astrophysikalisch relevanten Energien bei 25 keV verwendet werden. Da die NACRE II Kurve im niederenergetischen Bereich flach verläuft, ist die Annahme eines Energieverlaufs des S-Faktors, der dem Fit folgt, bei der Auswertung dieser Messwerte konsistent mit der Annahme eines konstanten S-Faktor-Verlaufs. Dies verhält sich im Bereich um die 421 keV Resonanz anders, wo eine starke Abhängigkeit der Messwerte vom angenommenen Energieverlauf besteht. Im Bereich zwischen 420 keV und 450 keV liegen alle sechs Messwerte systematisch 27 bis 50 % unterhalb des Fits und sind selbst innerhalb von drei Standardabweichungen nicht mit diesem konsistent. Die Diskrepanz kann damit erklärt werden, dass der NACRE II Fit den Verlauf der 421 keV Resonanz nicht genau wiedergibt.

Um im Messbereich zwischen $E_{\text{cm}} = 130$ keV und 170 keV die statistische Messunsicherheit zu verbessern und den Bereich auf niedrigere Energien zu erweitern, ist eine weitere Messung mit einem Untertage-Beschleuniger empfehlenswert. Eine mögliche Wahl ist der Felsenkeller-Beschleuniger in Dresden, dessen Inbetriebnahme in naher Zukunft erfolgt. Für die interne Radiofrequenz-Ionenquelle dieses Beschleunigers wurden mithilfe von

8. Zusammenfassung

Vorüberlegungen und ionenoptischen Simulationen mit SIMION 8.1 ein für den Betrieb auf dem Hochspannungsterminal geeigneter zylindrischer Deflektor und eine Einzellinse entwickelt und an einem Vakuumteststand geprüft. Die durchgeführten Messungen haben die durch die Simulation vorhergesagten Ablenkspannungen bestätigt und gezeigt, dass die Erzeugung und Umlenkung eines intensiven Helium-Ionenstrahls mit der Ionenquelle und dem Deflektor möglich ist. Eine experimentelle Überprüfung der Transmission des Strahls über die vollständige Beschleunigungsstrecke konnte zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Die Simulationen sagen im wichtigsten Betriebsparameterbereich des Beschleunigers, zwischen 0.5 MV und 3.0 MV Beschleunigungsspannung, Strahlverluste für $^4\text{He}^+$ -Ionen von unter 1.5 % und für Protonen von unter 10 % voraus. Aus den Messungen für Helium und den Herstellerangaben für Wasserstoff folgernd, sind stabile Strahlströme von 80 μA für $^4\text{He}^+$ und von über 100 μA für Protonen beim Verlassen des Beschleunigertanks zu erwarten.

Zur Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ kann mit der internen Radiofrequenz-Ionenquelle oder mit der externen Sputter-Ionenquelle ein Protonenstrahl erzeugt werden. Neben der höheren erwarteten Strahlintensität mit der Radiofrequenz-Ionenquelle kann mit dieser zusätzlich auch bei niedrigeren Energien gemessen werden. Da bei zu kleinen Terminalspannungen kein intensiver Strahl am Ende des Beschleunigers erzeugt werden kann, existiert eine Energieuntergrenze, die im Tandem-Modus für Wasserstoff doppelt so groß ist wie im Single-Ended-Modus. Für eine erneute Messung in inverser Kinematik ($^1\text{H}(^{12}\text{C},\gamma)^{13}\text{N}$) kann alternativ mit der Sputter-Ionenquelle ein ^{12}C -Strahl erzeugt werden. Um die Stabilität der Proben bei inverser Kinematik zu erhöhen, sollten diese entweder mit Stickstoff gekühlt werden oder der Einsatz eines geeigneten Wasserstoff-Gastargets erfolgen.

A. Anhang

Im Teil A.1 sind die Wasserstofftiefenprofile der Proben und in Teil A.1 die für die Auswertung der Reaktion $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ verwendeten Spektren aufgeführt.

A.1. Wasserstofftiefenprofile aller verwendeter Proben

In diesem Abschnitt sind alle experimentell gemessenen Wasserstofftiefenprofile der sechs verwendeten Proben dargestellt. Dabei ist zum Vergleich untereinander die Reaktionsausbeute Y multipliziert mit der Ladungszahl des Stickstoffstrahls q über die Strahlenergie $E_{15\text{N}}$ dargestellt. Eine nähere Erklärung zu den Wasserstofftiefenprofilen befindet sich in Kapitel 4.4.

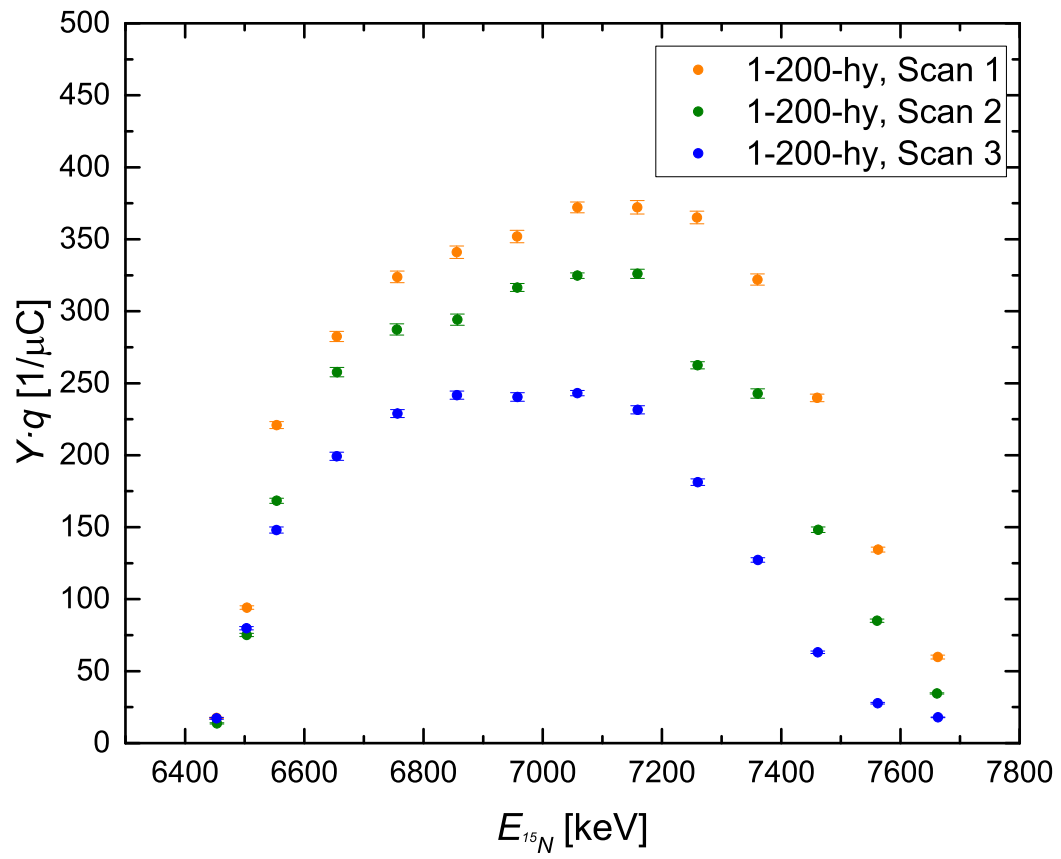


Abbildung A.1.: Wasserstofftiefenprofile der Probe 1-200-hy

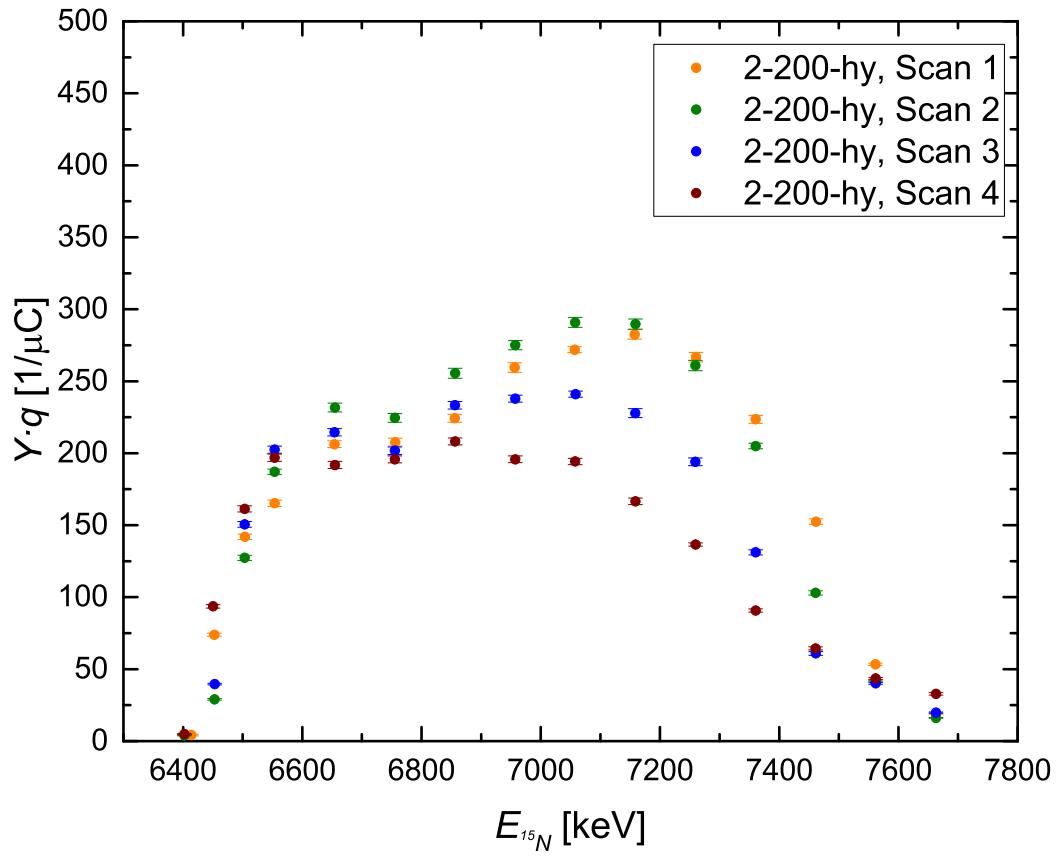


Abbildung A.2.: Wasserstofftiefenprofile der Probe 2-200-hy

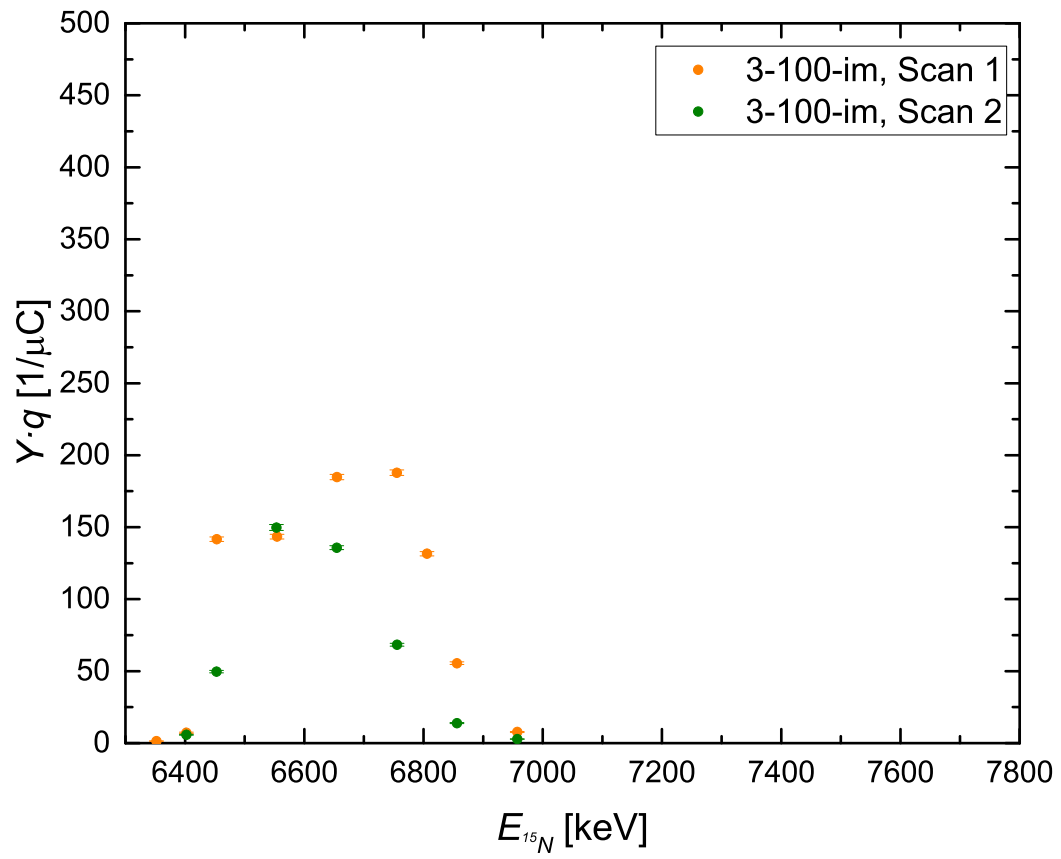


Abbildung A.3.: Wasserstofftiefenprofile der Probe 3-100-im

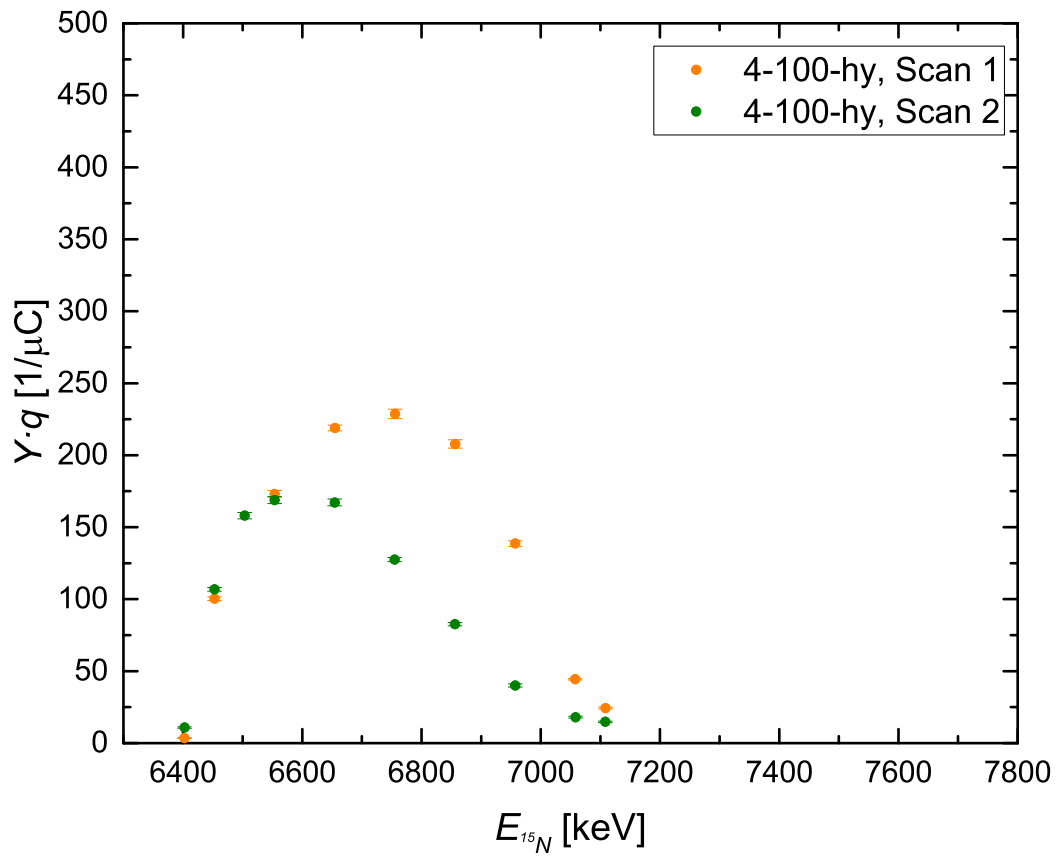


Abbildung A.4.: Wasserstofftiefenprofile der Probe 4-100-hy

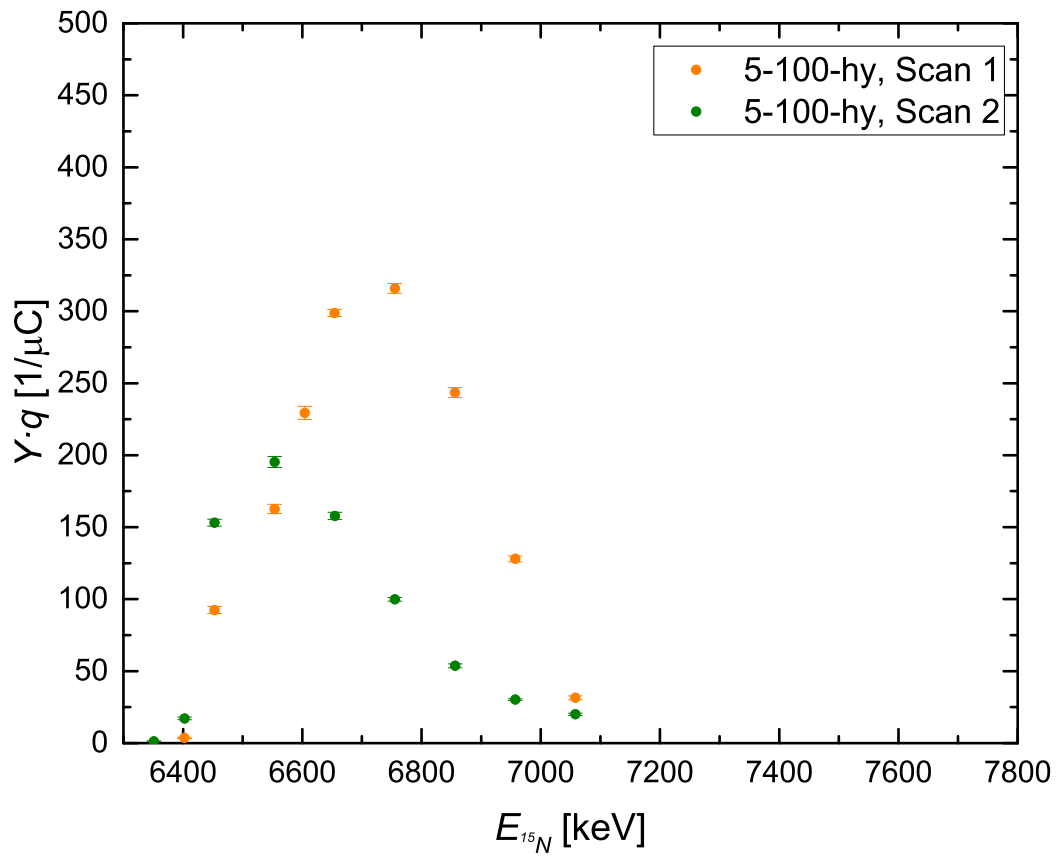


Abbildung A.5.: Wasserstofftiefenprofile der Probe 5-100-hy

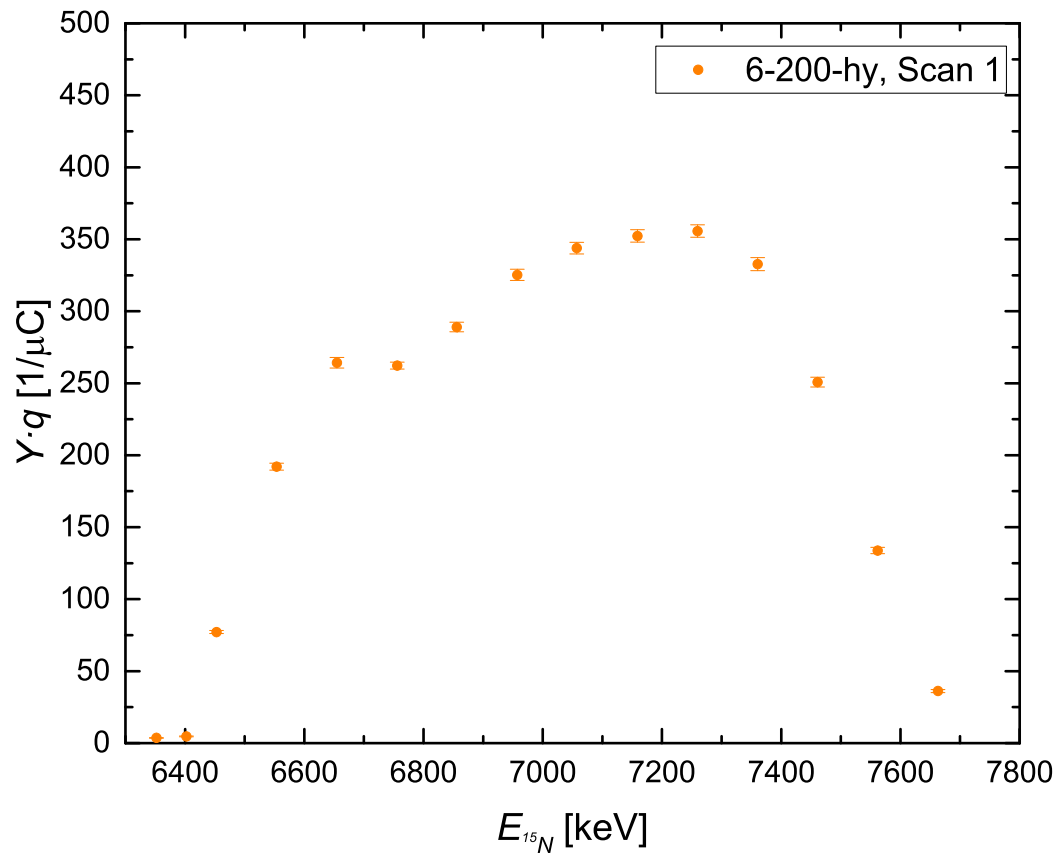


Abbildung A.6.: Wasserstofftiefenprofil der Probe 6-200-hy

A.2. Spektrenauswertung

In diesem Abschnitt sind für alle ausgewerteten Spektren zur Reaktion ${}^1\text{H}({}^{12}\text{C},\gamma){}^{13}\text{N}$ die Reaktionspeaks im Spektrum und die daraus bestimmte Ereigniszahl N (jeweils oberes Bild) sowie der umliegende Untergrundbereich (jeweils unteres Bild) dargestellt. Die Abbildungen beinhalten eine Beschreibung zur verwendeten Probe, der Energie des Kohlenstoffstrahls, der Messzeit und der auf der Probe platzierten Ladung.

A. Anhang

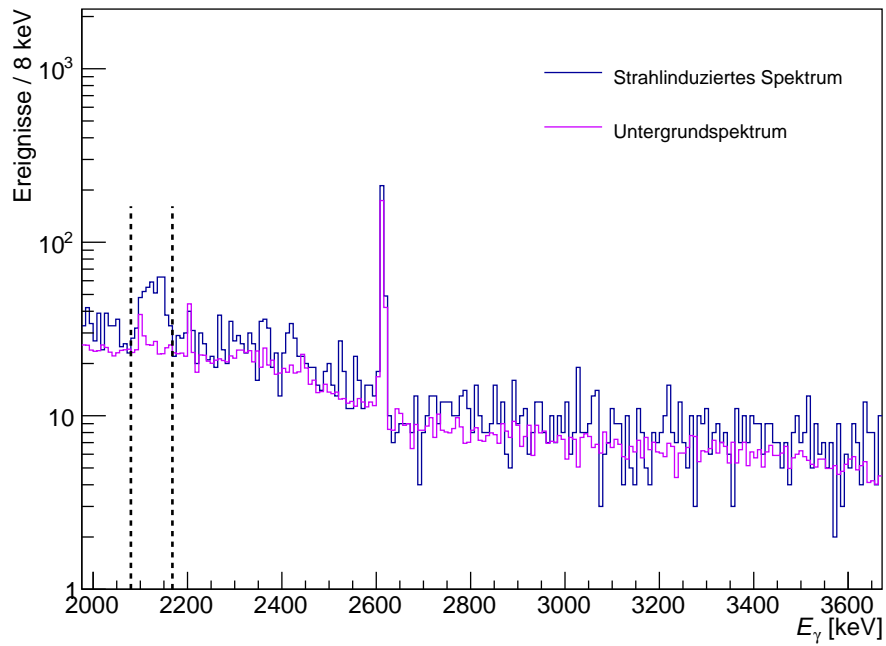
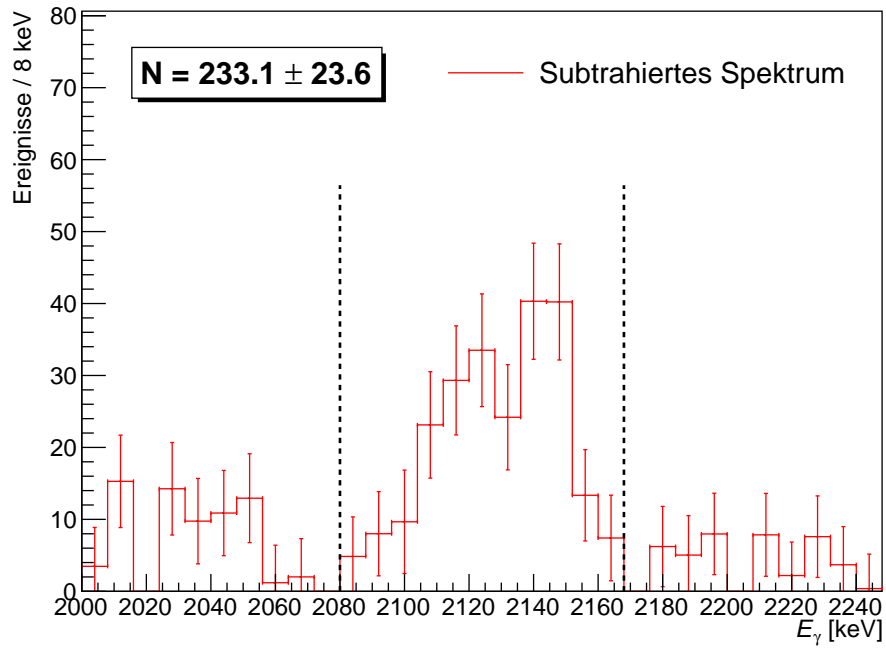


Abbildung A.7.: Probe 1-200-hy, $E_{12C} = 2.5$ MeV, $t_L = 11.3$ h, $Q = 261$ mC

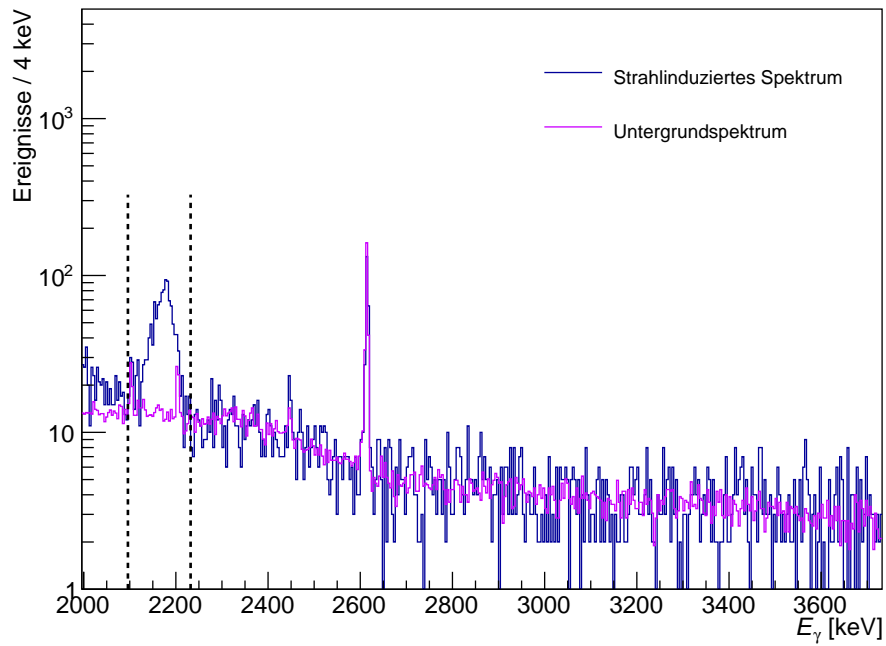
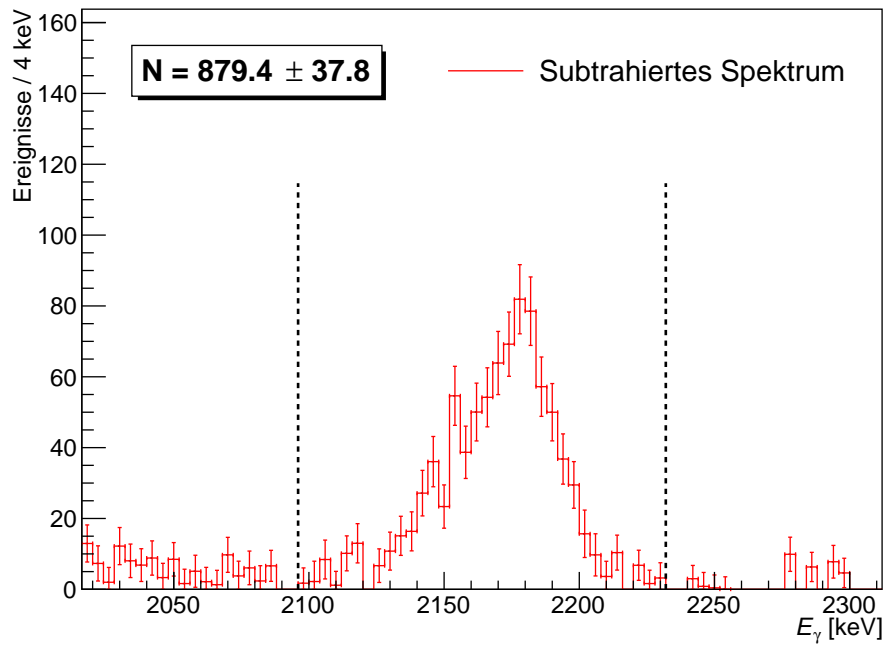


Abbildung A.8.: Probe 1-200-hy, $E_{12C} = 3.0$ MeV, $t_L = 12.7$ h, $Q = 376$ mC

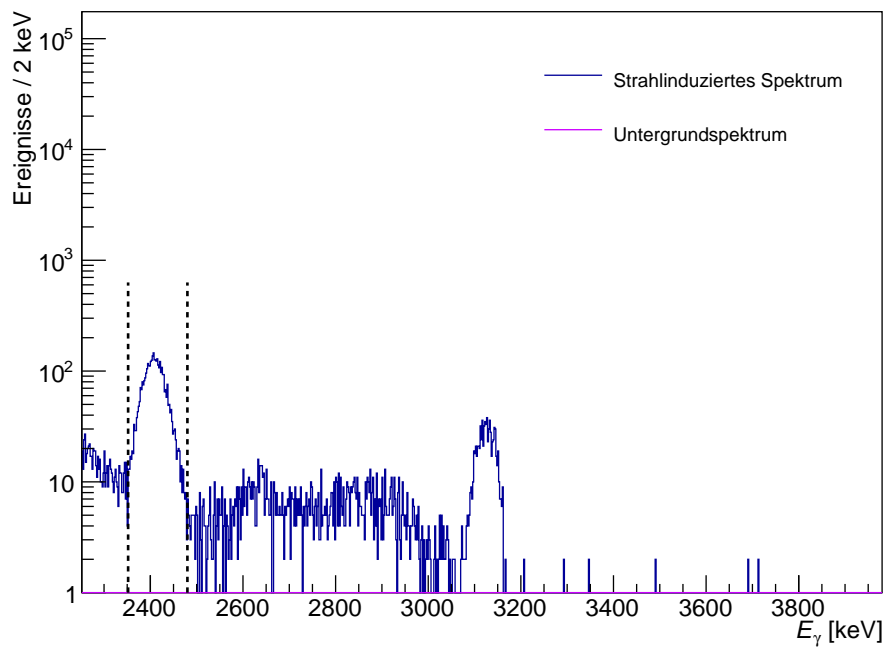
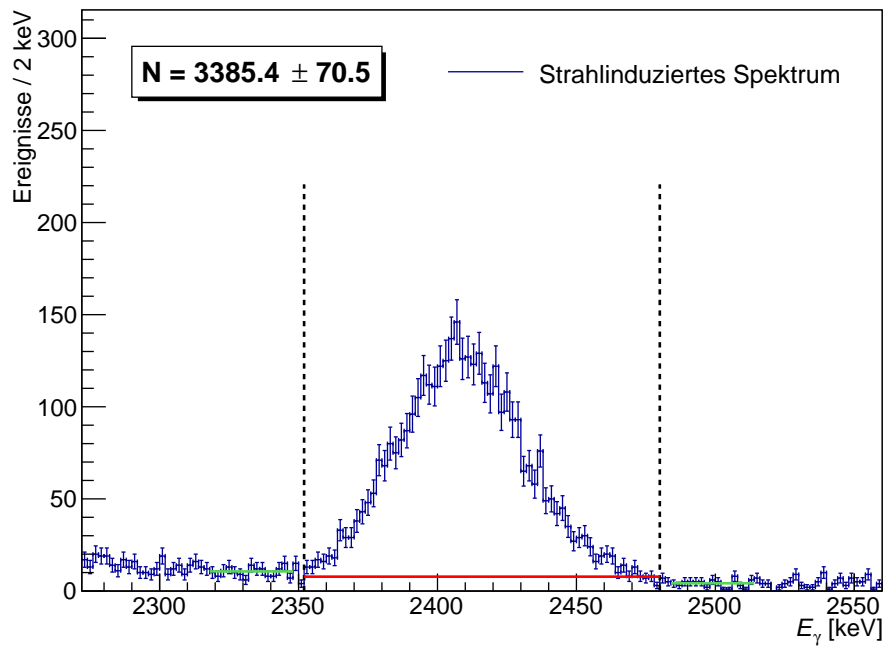


Abbildung A.9.: Probe 1-200-hy, $E_{12C} = 6.2$ MeV, $t_L = 2.1$ min, $Q = 1.9$ mC

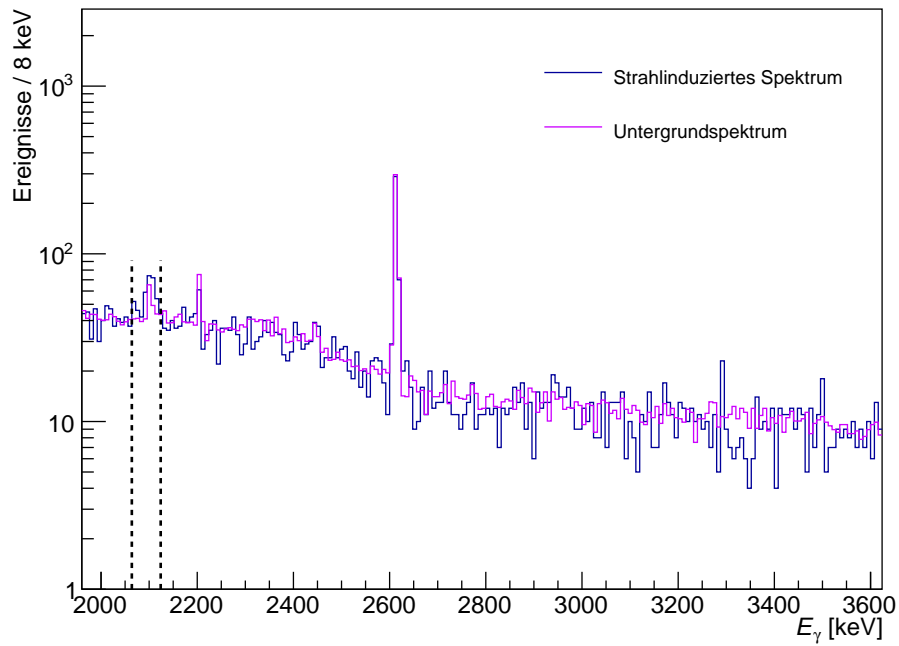
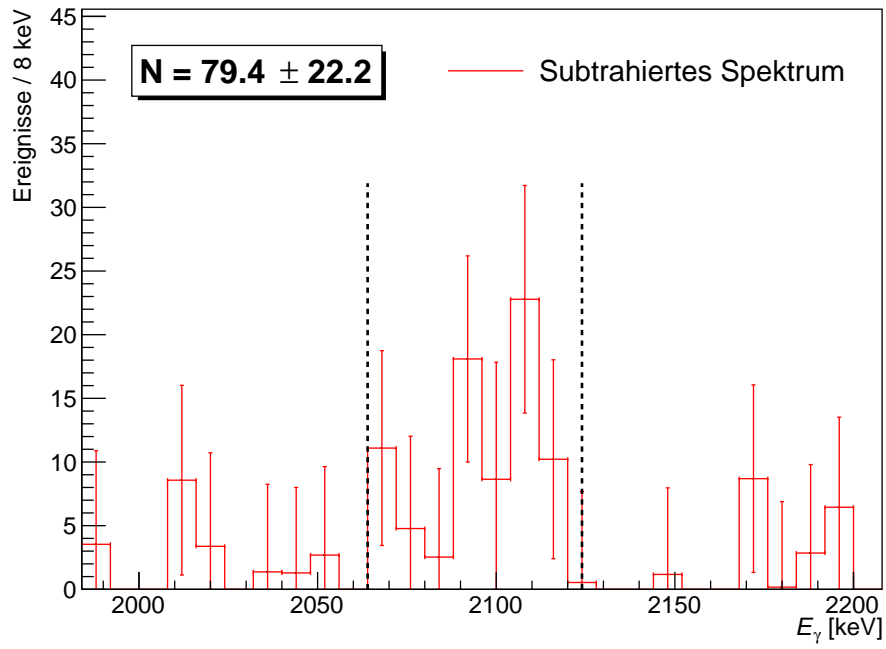


Abbildung A.10.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 2.0$ MeV, $t_L = 19.3$ h, $Q = 394$ mC

A. Anhang

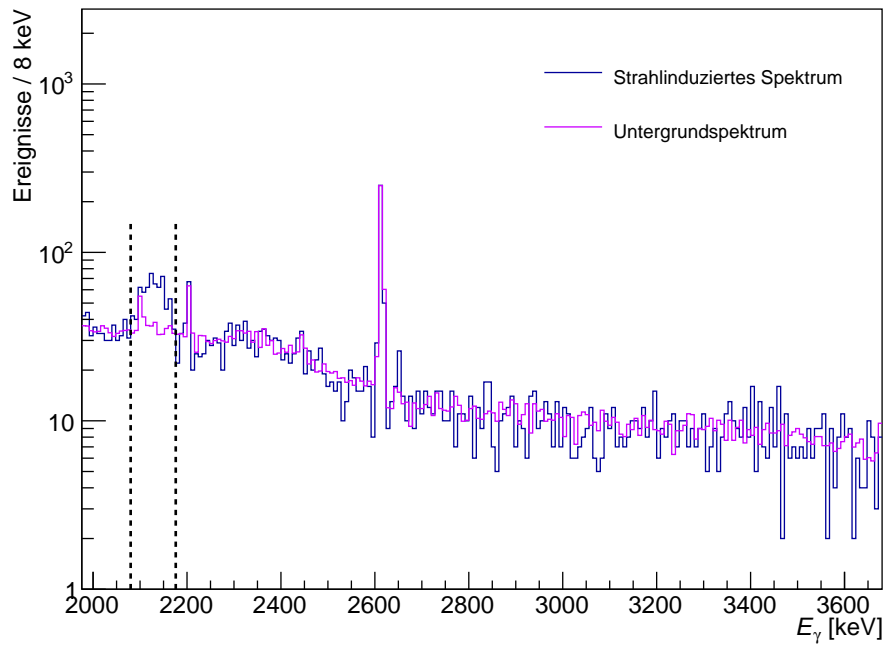
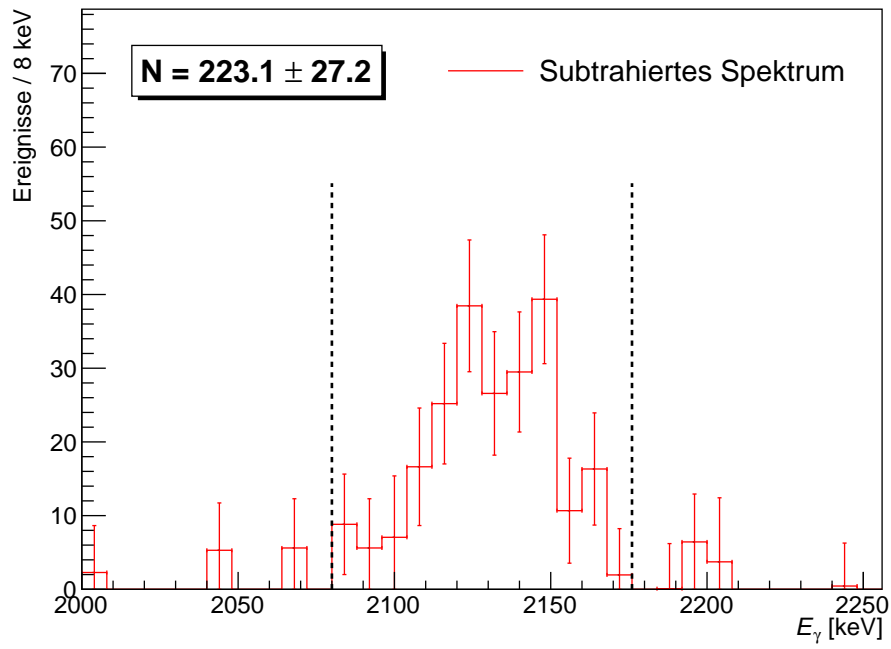


Abbildung A.11.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 2.5$ MeV, $t_L = 16.2$ h, $Q = 355$ mC

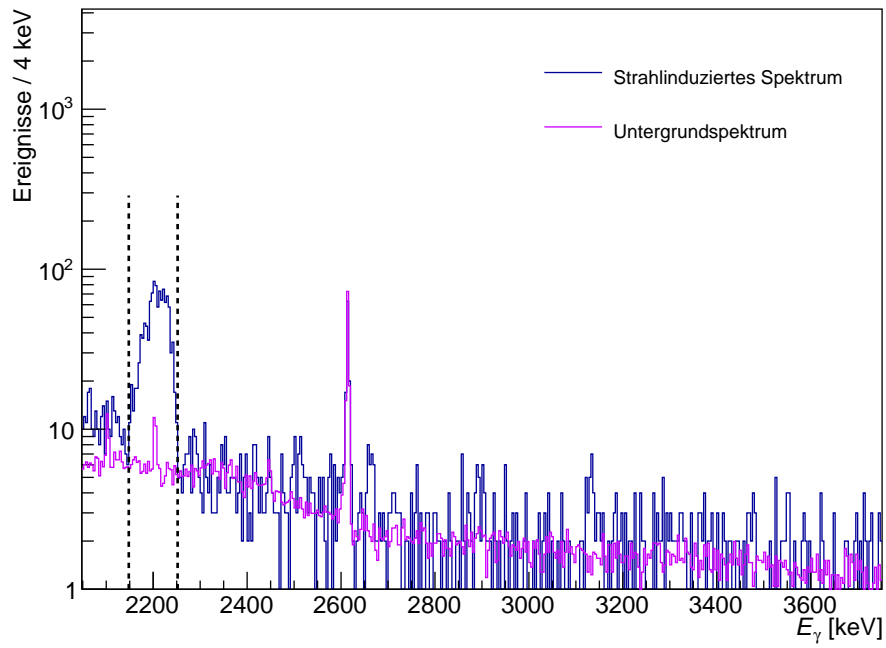
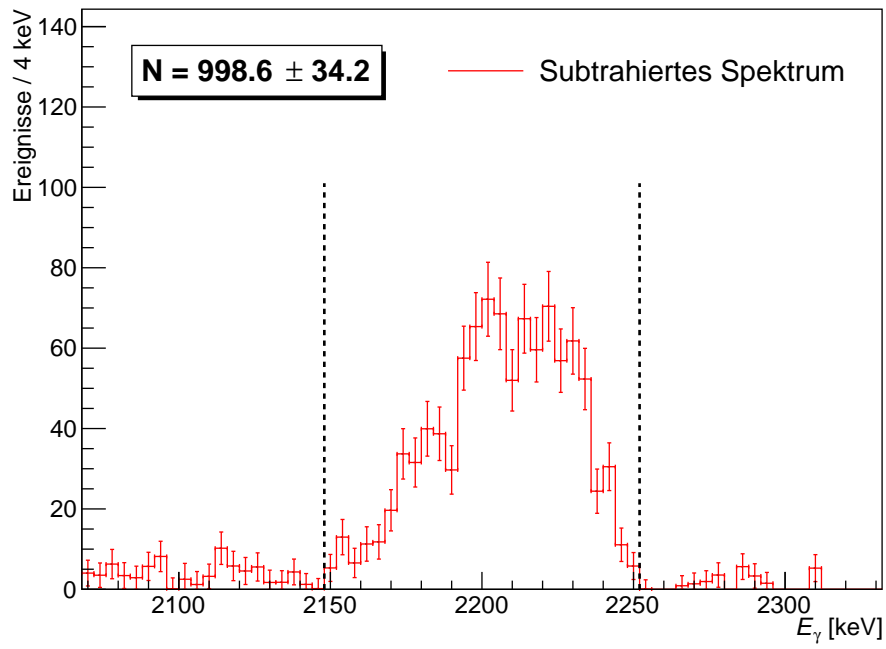


Abbildung A.12.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 3.5$ MeV, Messung 1, $t_L = 5.7$ h, $Q = 146$ mC

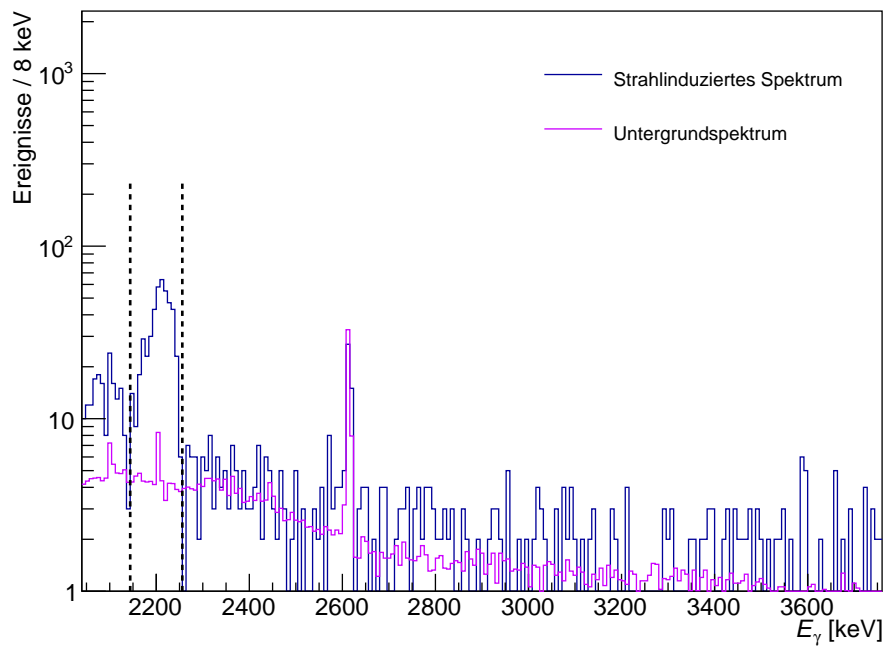
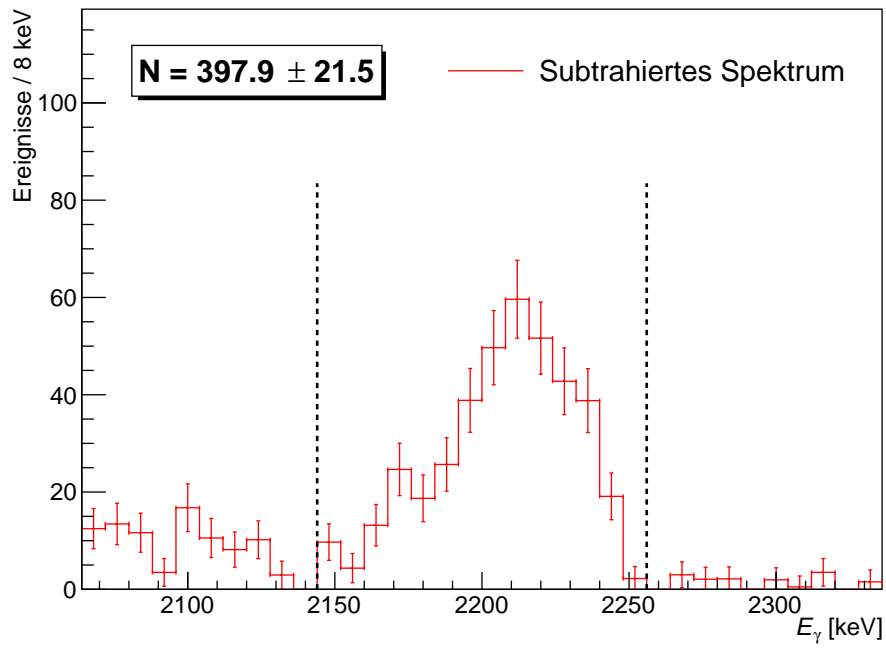


Abbildung A.13.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 3.5$ MeV, Messung 2, $t_L = 2.2$ h, $Q = 59$ mC

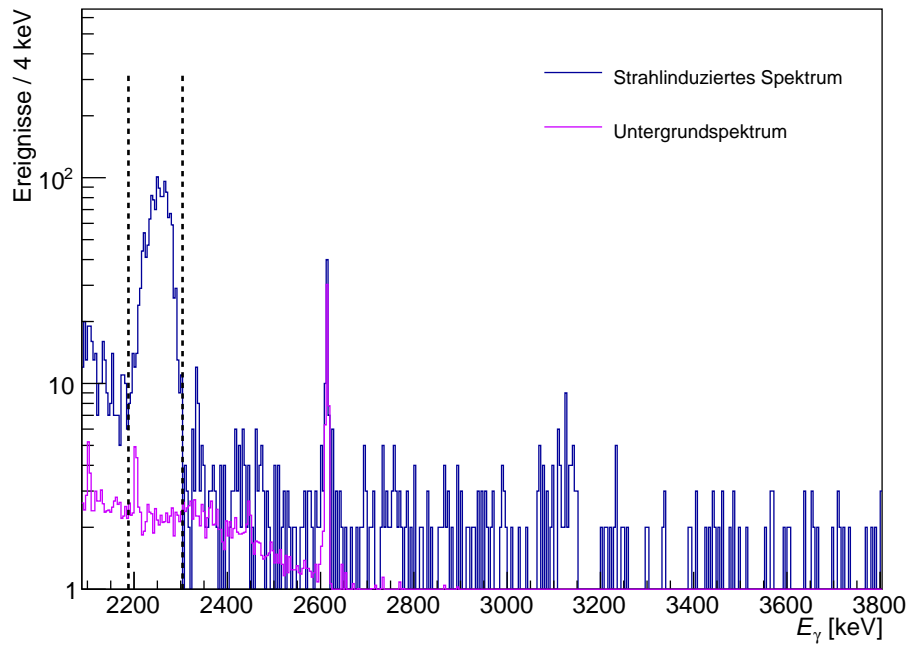
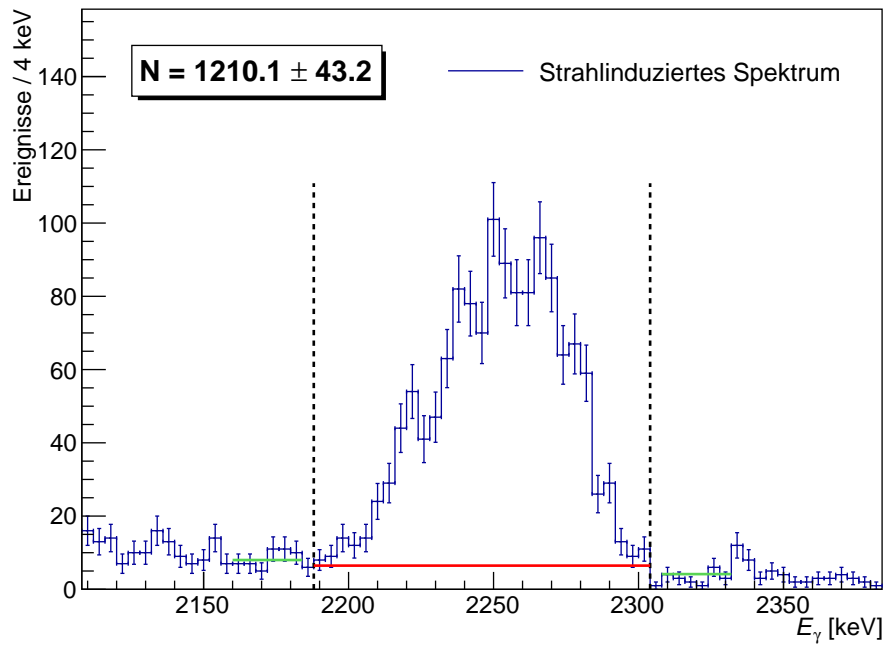


Abbildung A.14.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 4.0 \text{ MeV}$, $t_L = 2.4 \text{ h}$, $Q = 61 \text{ mC}$

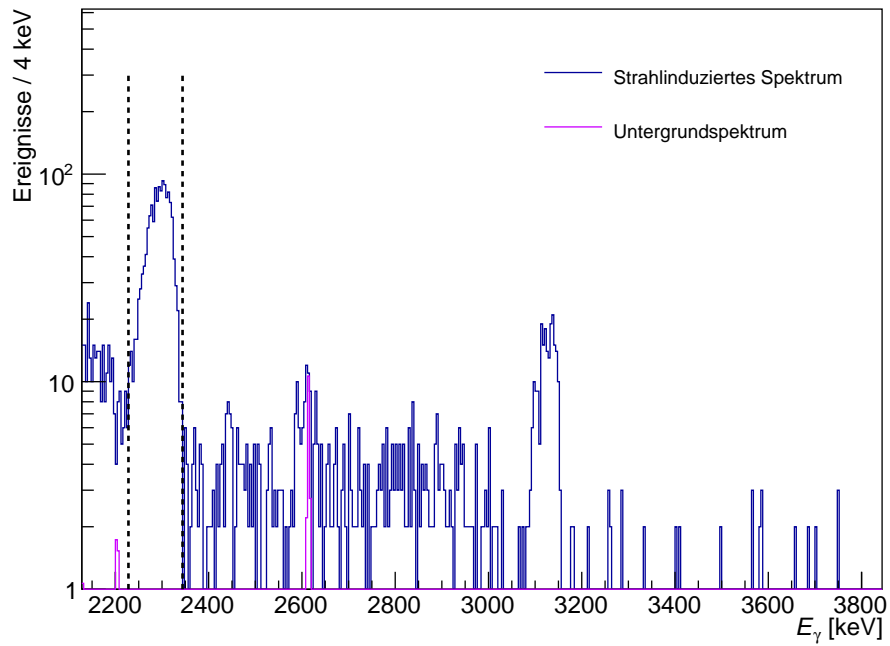
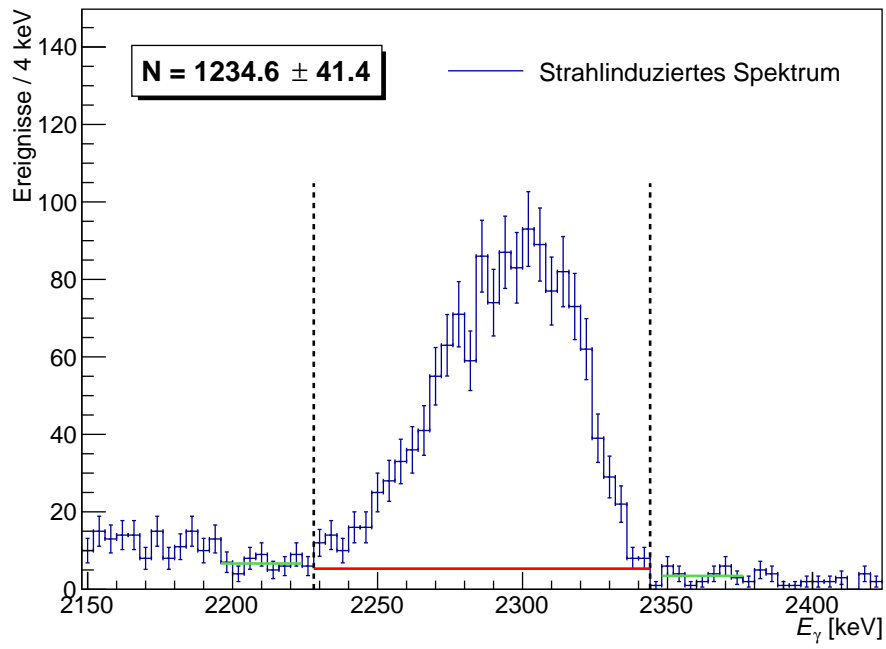


Abbildung A.15.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 4.5$ MeV, $t_L = 50.1$ min, $Q = 21$ mC

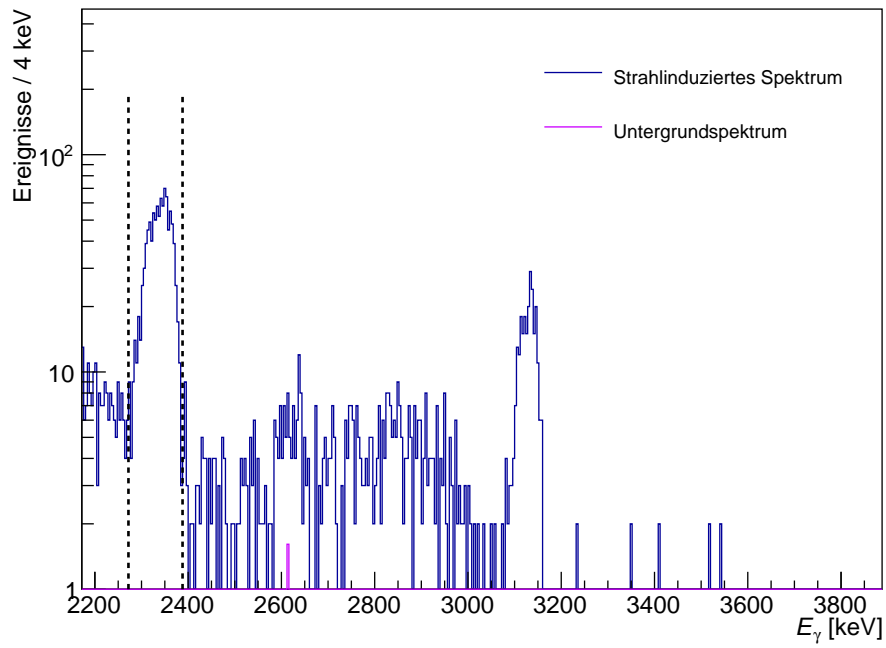
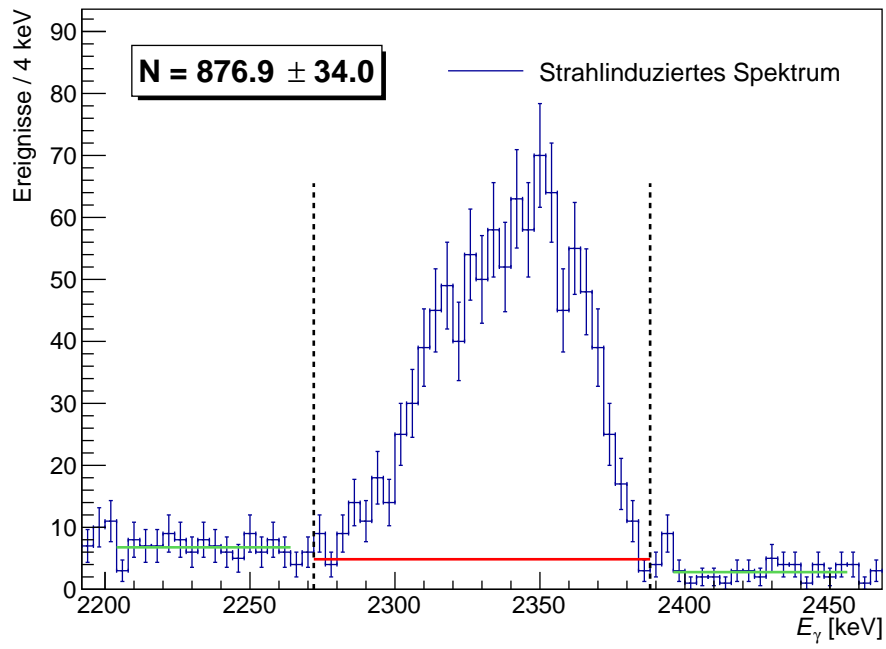


Abbildung A.16.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 5.0$ MeV, $t_L = 7.6$ min, $Q = 3.7$ mC

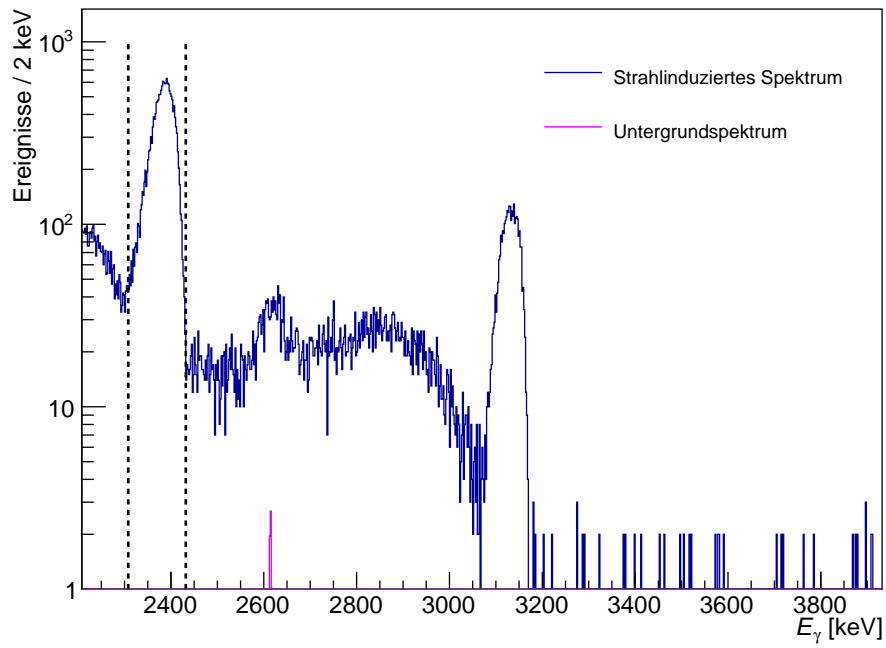
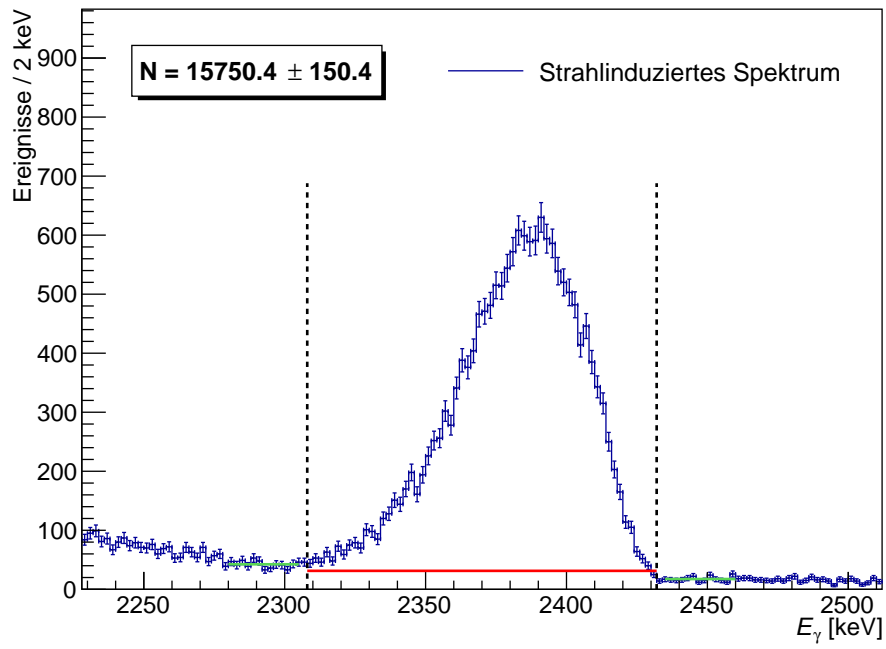


Abbildung A.17.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 5.5$ MeV, $t_L = 21.8$ min, $Q = 9.3$ mC

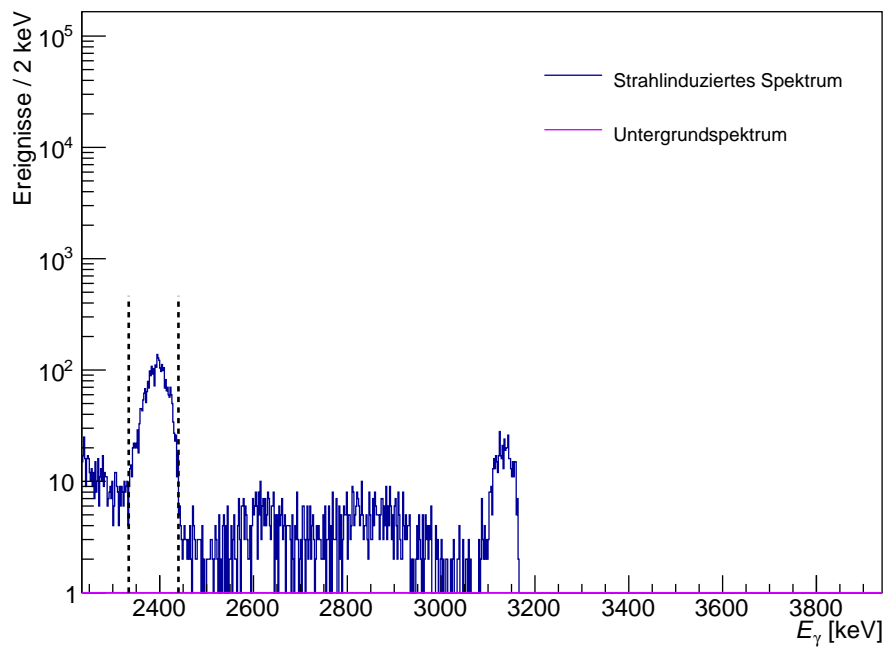
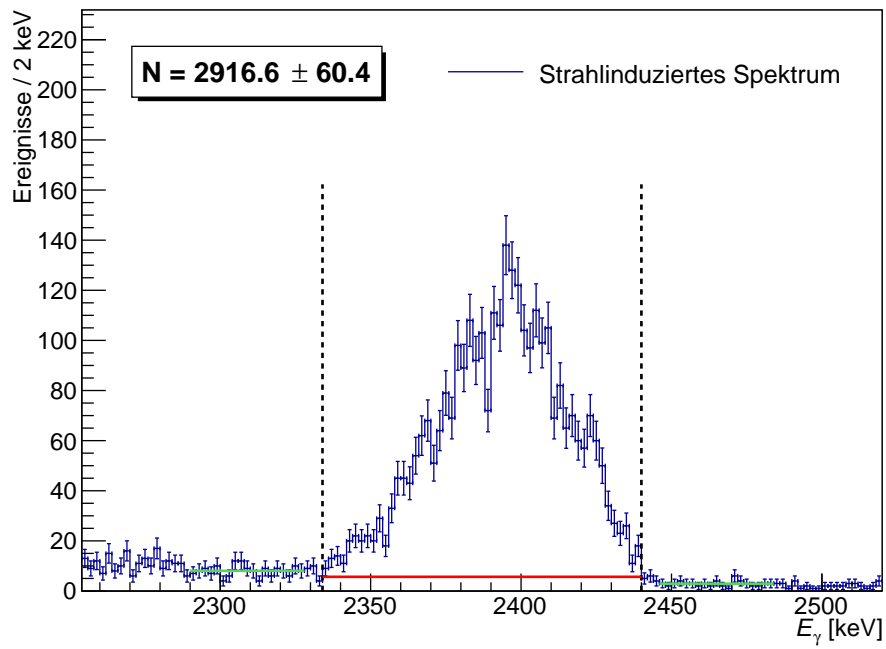


Abbildung A.18.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 5.7$ MeV, $t_L = 2.0$ min, $Q = 1.3$ mC

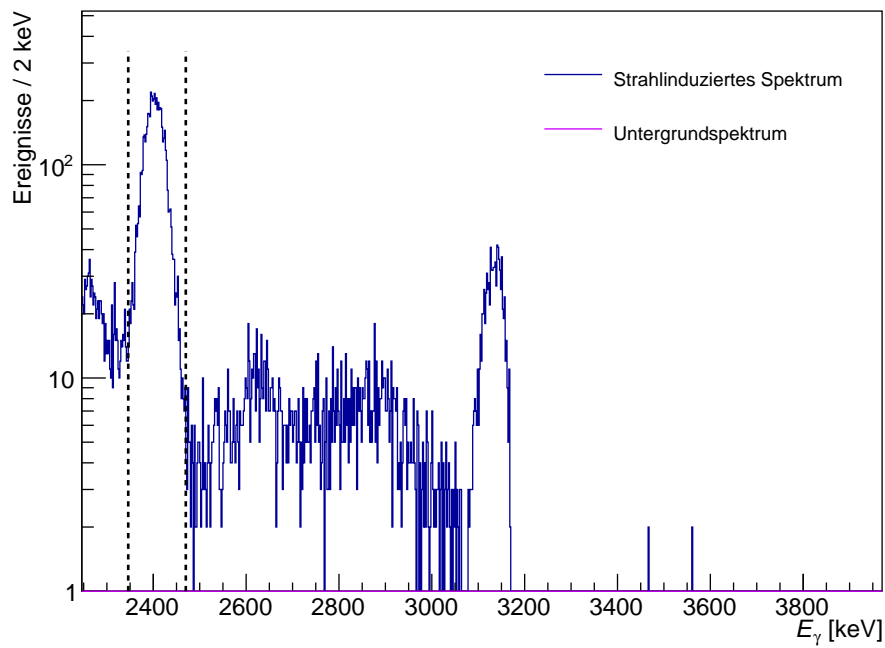
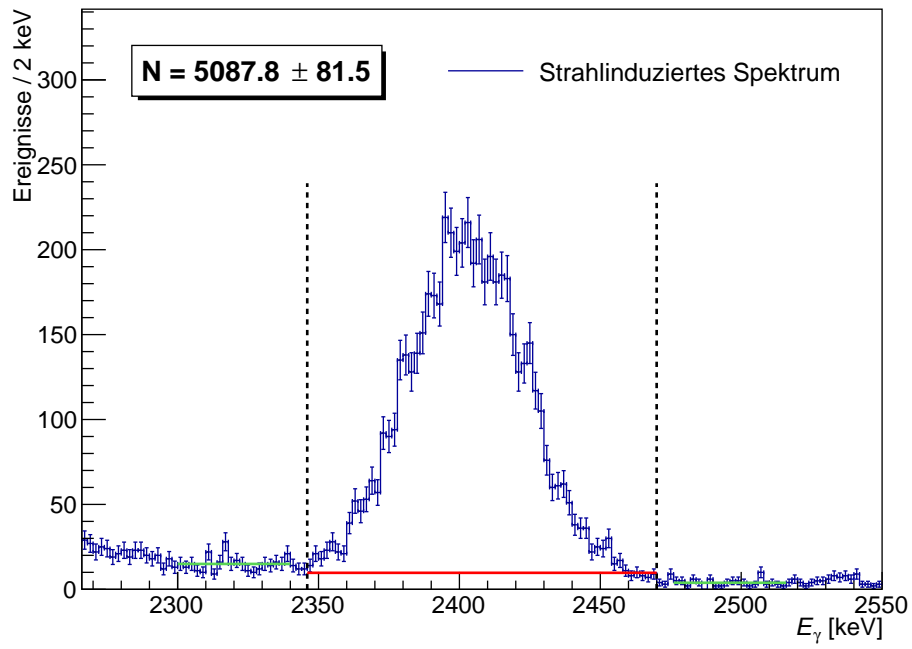


Abbildung A.19.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 6.0$ MeV, $t_L = 3.3$ min, $Q = 2.0$ mC

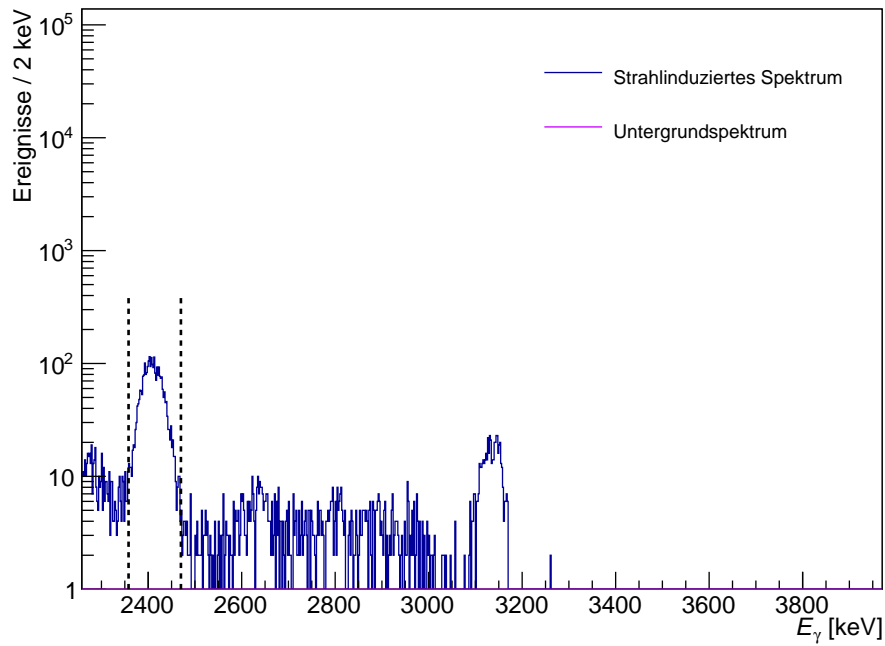
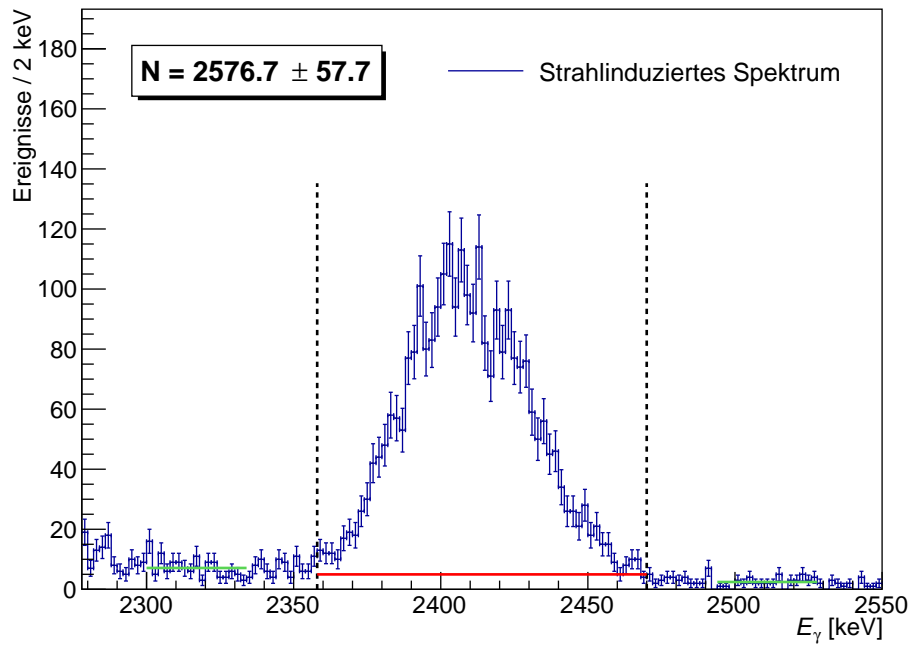


Abbildung A.20.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 6.1$ MeV, $t_L = 1.9$ min, $Q = 1.0$ mC

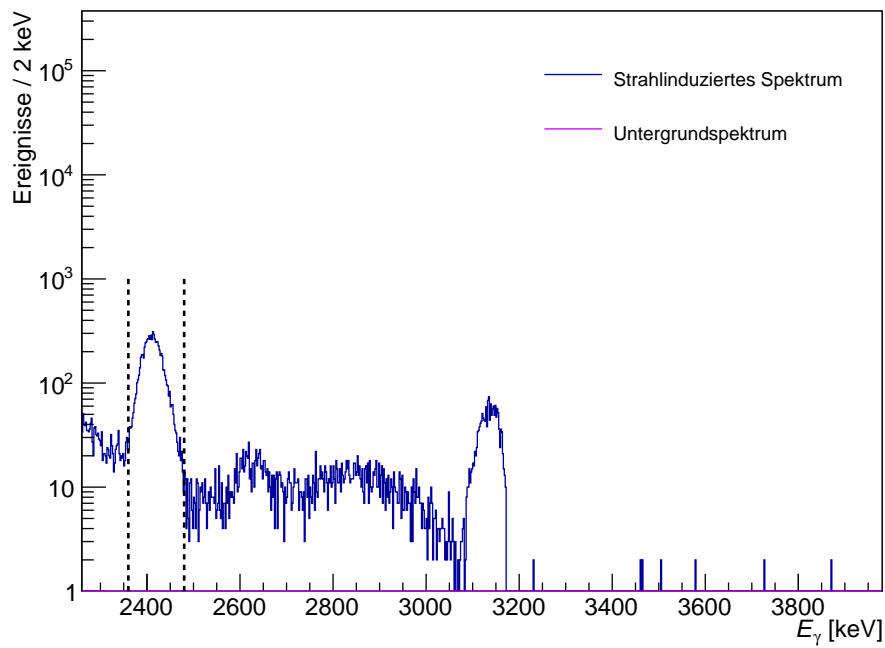
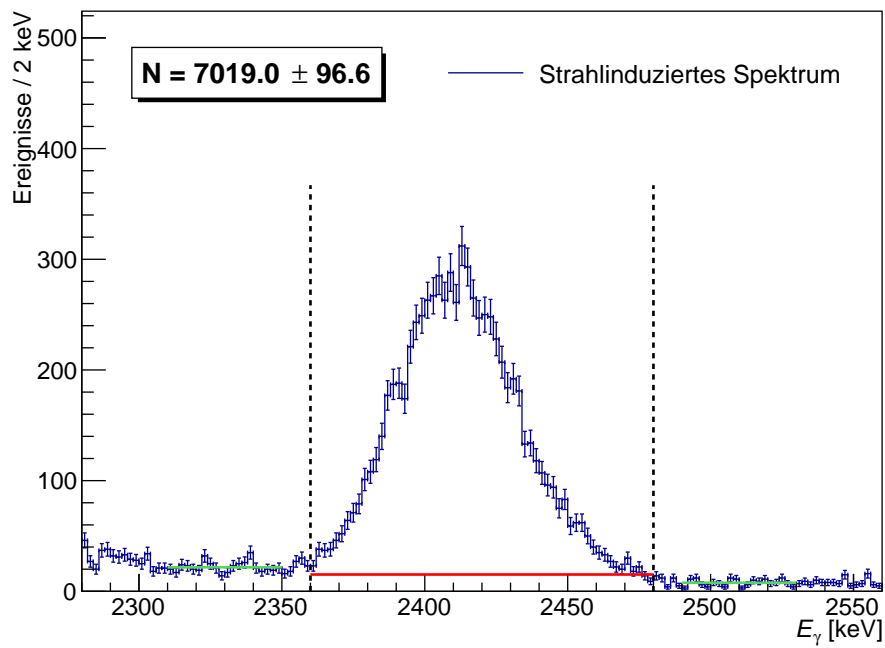


Abbildung A.21.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 6.2$ MeV, $t_L = 5.7$ min, $Q = 3.4$ mC

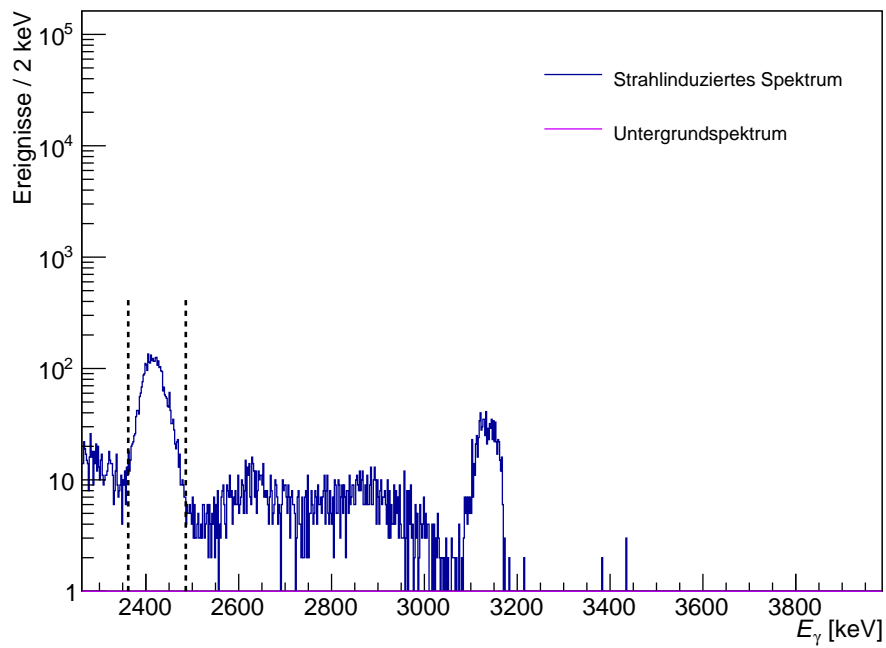
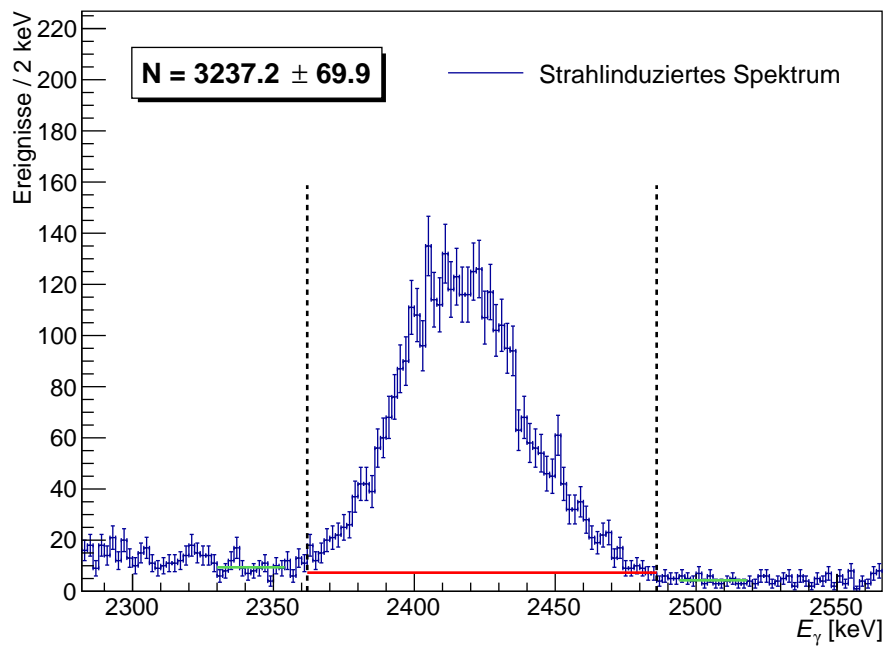


Abbildung A.22.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 6.3$ MeV, $t_L = 3.5$ min, $Q = 2.2$ mC

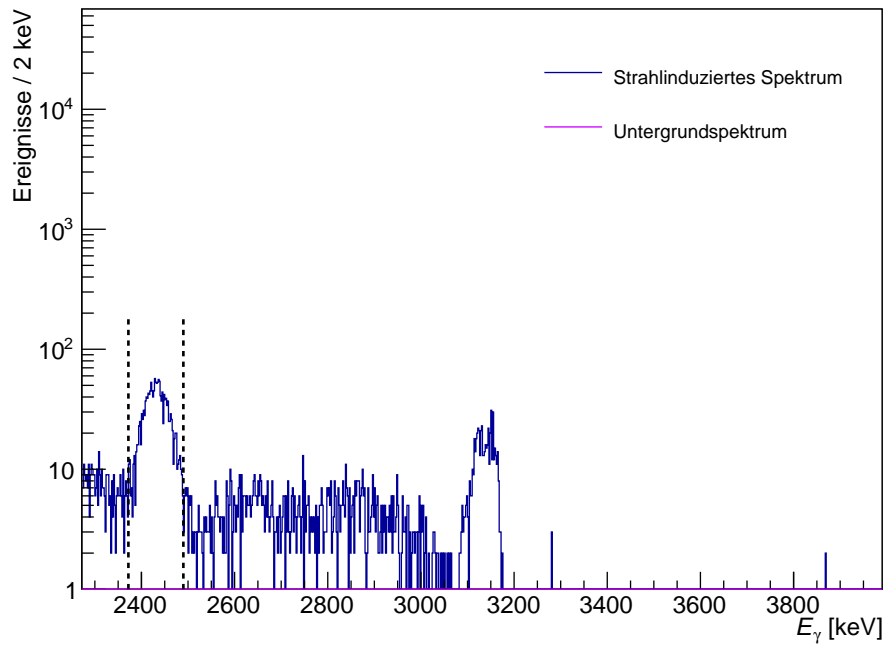
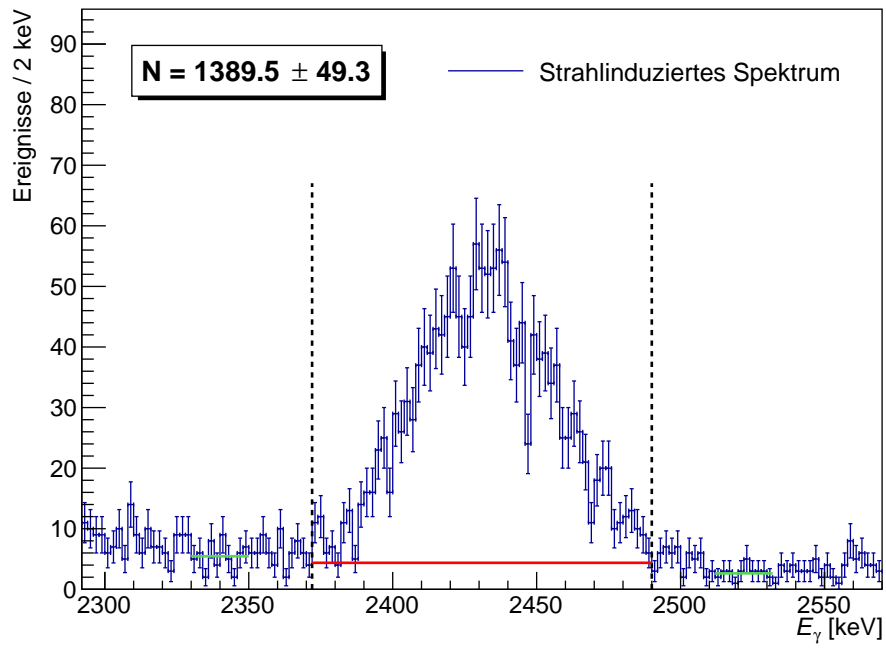


Abbildung A.23.: Probe 2-200-hy, $E_{12C} = 6.5$ MeV, $t_L = 4.3$ min, $Q = 1.5$ mC

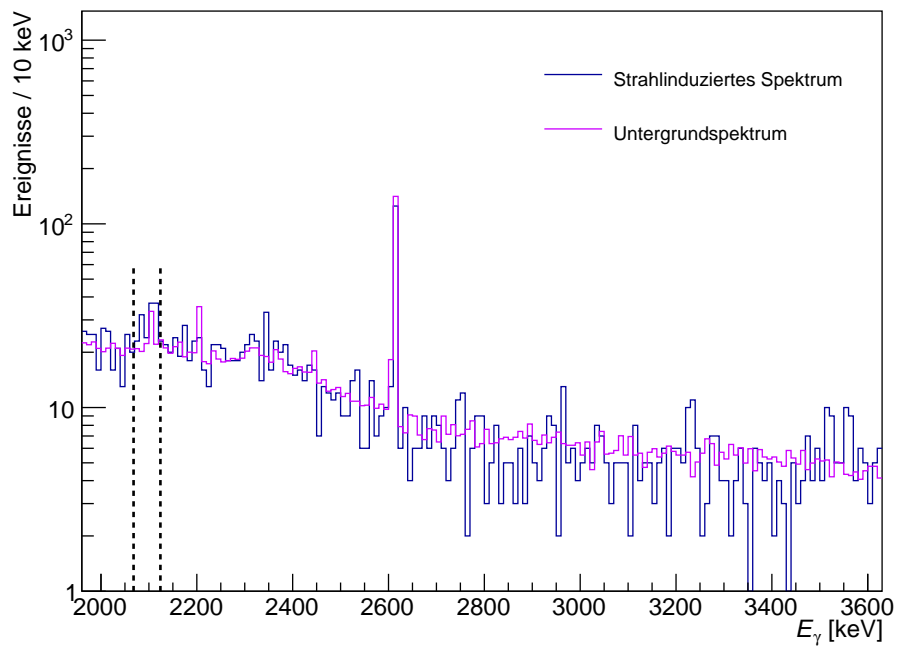
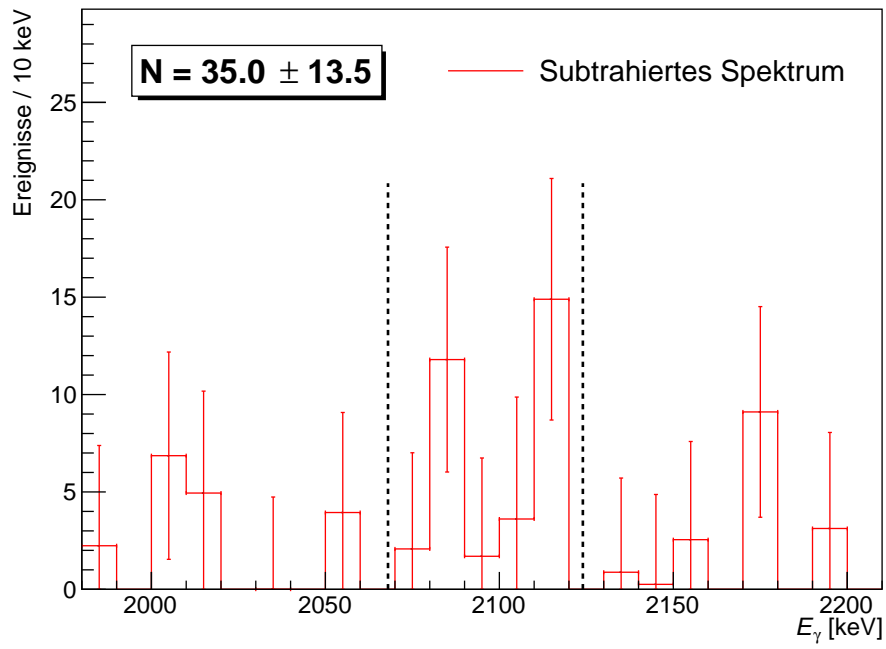


Abbildung A.24.: Probe 3-100-im, $E_{12C} = 2.0$ MeV, $t_L = 7.9$ h, $Q = 225$ mC

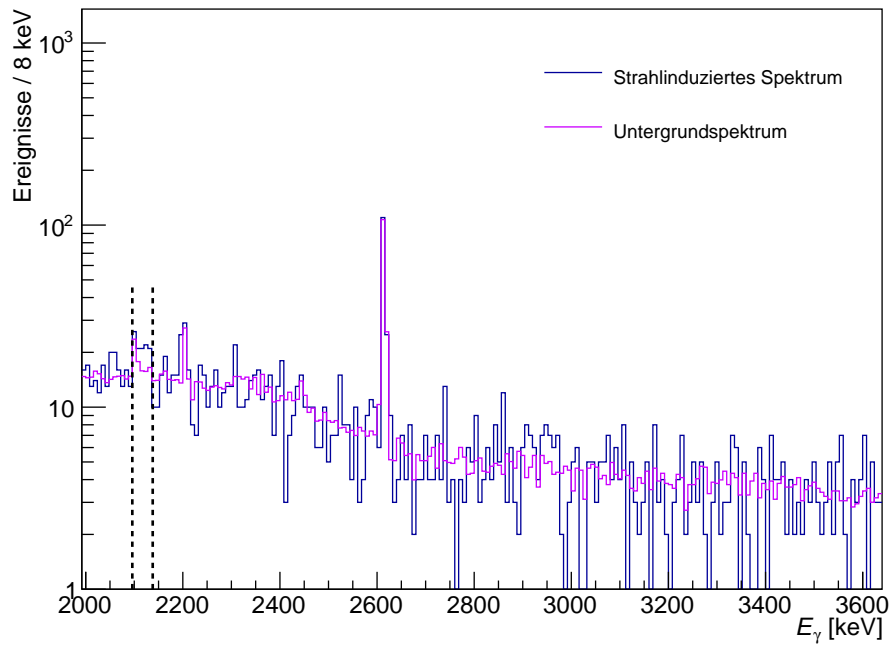
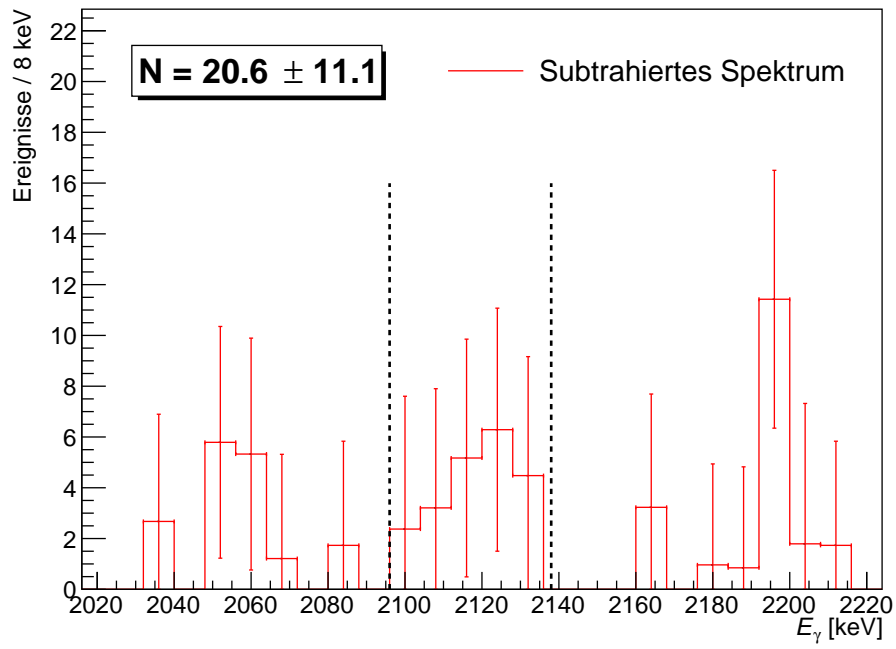


Abbildung A.25.: Probe 3-100-im, $E_{12C} = 2.3$ MeV, $t_L = 7.0$ h, $Q = 405$ mC

A. Anhang

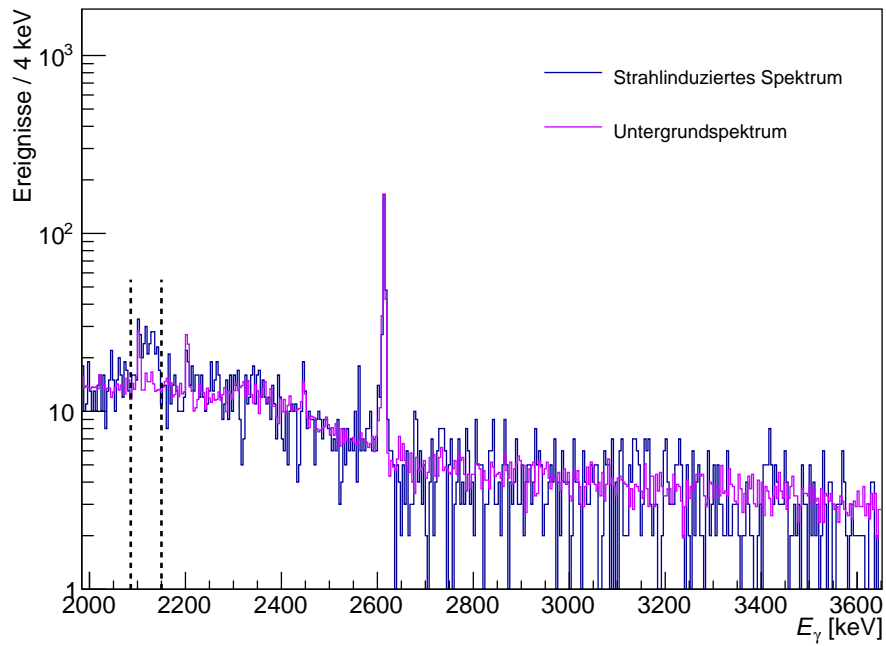
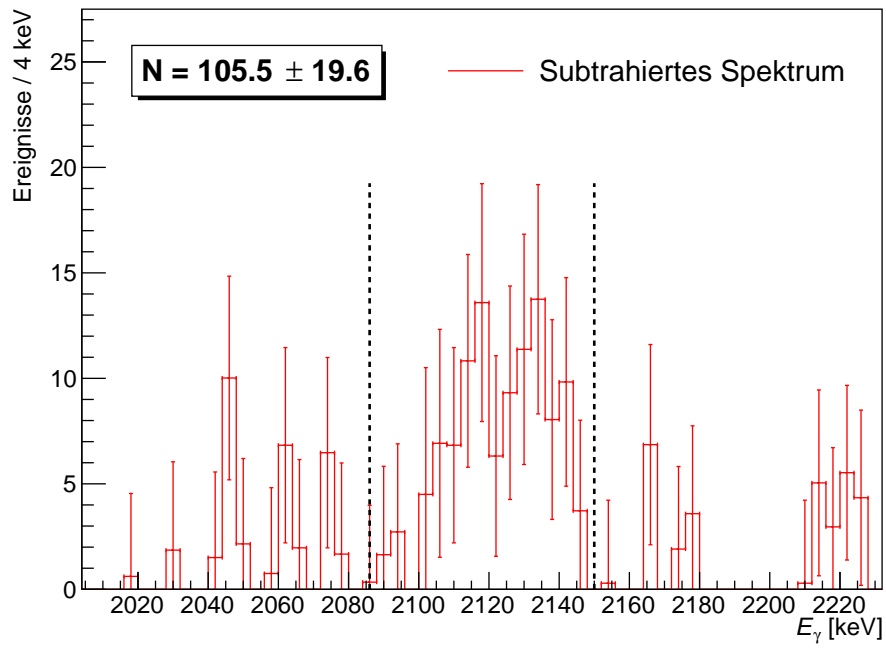


Abbildung A.26.: Probe 4-100-hy, $E_{12C} = 2.3$ MeV, $t_L = 13.0$ h, $Q = 709$ mC

A. Anhang

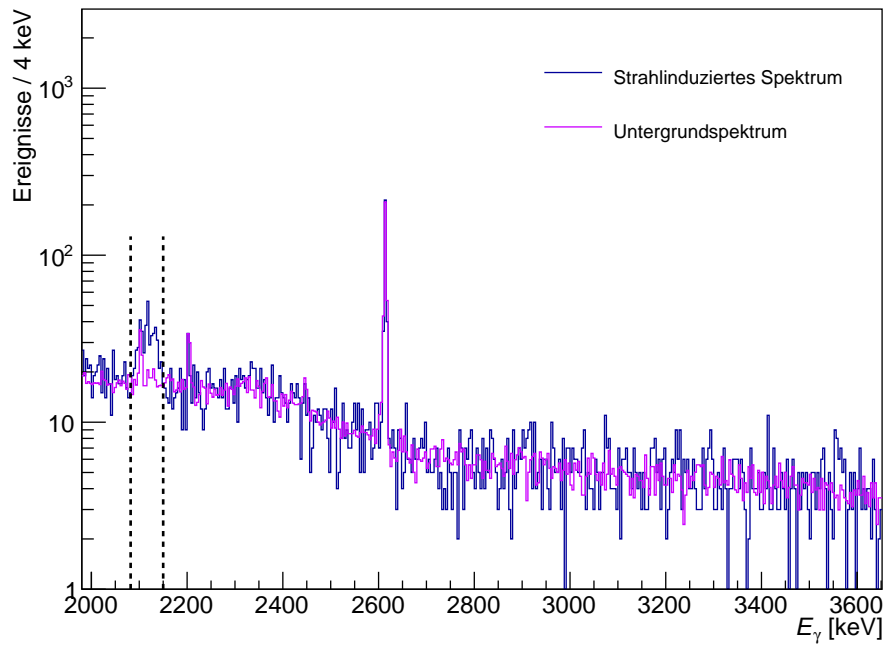
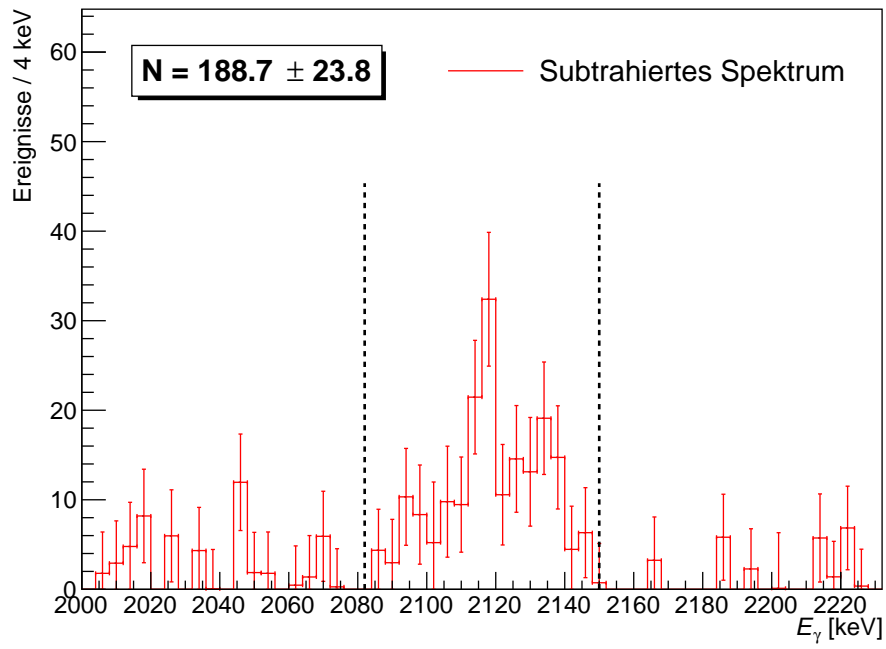


Abbildung A.27.: Probe 5-100-hy, $E_{12C} = 2.3$ MeV, $t_L = 16.3$ h, $Q = 932$ mC

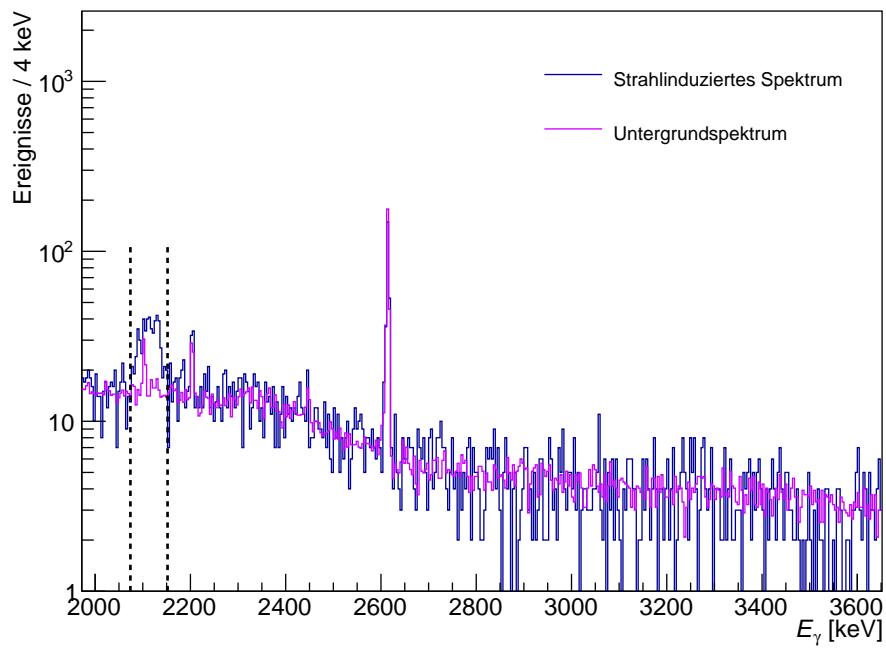
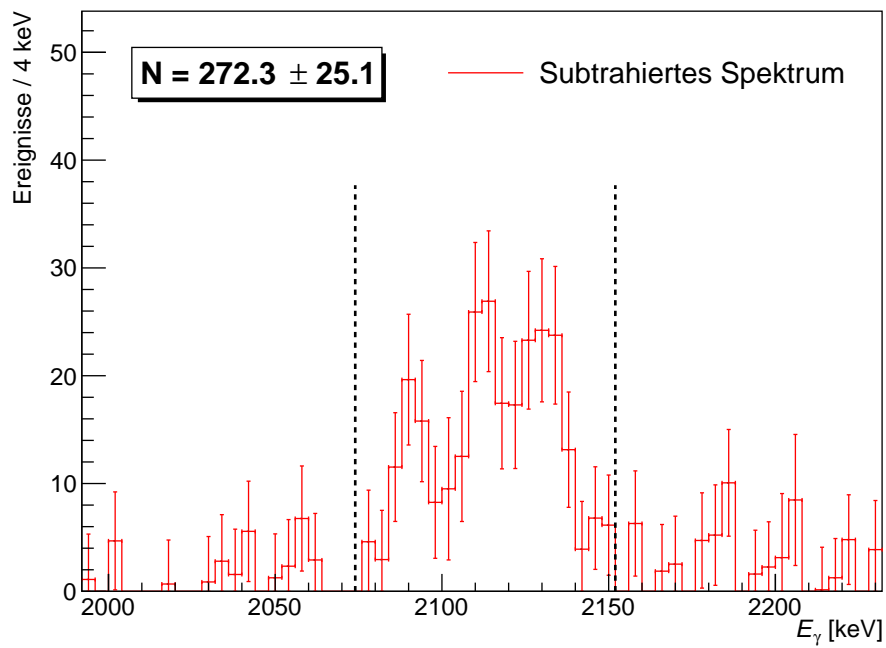


Abbildung A.28.: Probe 6-200-hy, $E_{12C} = 2.3$ MeV, $t_L = 13.9$ h, $Q = 839$ mC

Literaturverzeichnis

- [AAR⁺99] ANGULO, C. ; ARNOULD, M. ; RAYET, M. ; DESCOUVEMONT, P. ; BAYE, D. ; LECLERCQ-WILLAIN, C. ; COC, A. ; BARHOUMI, S. ; AGUER, P. ; ROLFS, C. ; KUNZ, R. ; HAMMER, J.W. ; MAYER, A. ; PARADELLIS, T. ; KOSSIONIDES, S. ; CHRONIDOU, C. ; SPYROU, K. ; DEGL'INNOCENTI, S. ; FIORENTINI, G. ; RICCI, B. ; ZAVATARELLI, S. ; PROVIDENCIA, C. ; WOLTERS, H. ; SOARES, J. ; GRAMA, C. ; RAHIGHI, J. ; SHOTTER, A. ; RACHTI, M. L.: A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates. In: *Nuclear Physics A* 656 (1999), aug, Nr. 1, S. 3–183. [http://dx.doi.org/10.1016/s0375-9474\(99\)00030-5](http://dx.doi.org/10.1016/s0375-9474(99)00030-5). – DOI 10.1016/s0375-9474(99)00030-5
- [ABC⁺06] ARNOLD, L. ; BAUMANN, R. ; CHAMBIT, E. ; FILLIGER, M. ; FUCHS, C. ; KIEBER, C. ; KLEIN, D. ; MEDINA, P. ; PARISEL, C. ; RICHER, M. ; SANTOS, C. ; WEBER, C.: TNT digital pulse processor. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), jun, Nr. 3, S. 723–728. <http://dx.doi.org/10.1109/tns.2006.873712>. – DOI 10.1109/tns.2006.873712
- [AGR⁺11] ADELBERGER, E. G. ; GARCÍA, A. ; ROBERTSON, R. G. H. ; SNOVER, K. A. ; BALANTEKIN, A. B. ; HEEGER, K. ; RAMSEY-MUSOLF, M. J. ; BEMMERER, D. ; JUNGHANS, A. ; BERTULANI, C. A. ; CHEN, J.-W. ; COSTANTINI, H. ; PRATI, P. ; COUDER, M. ; UBERSEDER, E. ; WIESCHER, M. ; CYBURT, R. ; DAVIDS, B. ; FREEDMAN, S. J. ; GAI, M. ; GAZIT, D. ; GIALANELLA, L. ; IMBRIANI, G. ; GREIFE, U. ; HASS, M. ; HAXTON, W. C. ; ITAHASHI, T. ; KUBODERA, K. ; LANGANKE, K. ; LEITNER, D. ; LEITNER, M. ; VETTER, P. ; WINSLOW, L. ; MARCUCCI, L. E. ; MOTOBAYASHI, T. ; MUKHAMEDZHANOV, A. ; TRIBBLE, R. E. ; NOLLETT, Kenneth M. ; NUNES, F. M. ; PARK, T.-S. ; PARKER, P. D. ; SCHIAVILLA, R. ; SIMPSON, E. C. ; SPITALERI, C. ; STRIEDER, F. ; TRAUTVETTER, H.-P. ; SUEMMERER, K. ; TYPEL, S.: Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles. In: *Reviews of Modern Physics* 83 (2011), apr, Nr. 1, S. 195–245. <http://dx.doi.org/10.1103/revmodphys.83.195>. – DOI 10.1103/revmodphys.83.195
- [AKHF77] ANTTILA, A. ; KEINONEN, J. ; HAUTALA, M. ; FORSBLOM, I.: Use of the

- $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, $E_p = 992$ keV resonance as a gamma-ray intensity standard. In: *Nuclear Instruments and Methods* 147 (1977), S. 501–505
- [AUS⁺10] AZUMA, R. E. ; UBERSEDER, E. ; SIMPSON, E. C. ; BRUNE, C. R. ; COSTANTINI, H. ; BOER, R. J. ; GÖRRES, J. ; HEIL, M. ; LEBLANC, P. J. ; UGALDE, C. ; WIESCHER, M.: AZURE: An R-matrix code for nuclear astrophysics. In: *Physical Review C* 81 (2010), apr, Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.81.045805>. – DOI 10.1103/physrevc.81.045805
- [AZ77] ANDERSEN, H. H. ; ZIEGLER, J. F.: *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements (The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 3)*. Pergamon Press, 1977. – ISBN 0–08–021605–6
- [BAAA⁺16] BEMMERER, D ; AKHMADALIEV, S ; AL-ABDULLAH, T ; ANDERS, M ; COWAN, T E. ; ELEKES, Z ; JUNGHANS, A R. ; GOHL, St ; KRAUSE, J ; REINHARDT, T P. ; REINICKE, S ; RIMARZIG, B ; RÖDER, M ; SCHMIDT, K ; SCHWENGNER, R ; SZÜCS, T ; TAKÁCS, M ; WAGNER, A ; WAGNER, L ; WIELICKI, J ; ZUBER, K: Program and status for the planned underground accelerator in the Dresden Felsenkeller. In: *Journal of Physics: Conference Series* 665 (2016), jan, S. 012030. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/665/1/012030>. – DOI 10.1088/1742-6596/665/1/012030
- [BCB⁺09] BEMMERER, D ; CACIOLLI, A ; BONETTI, R ; BROGGINI, C ; CONFORTOLA, F ; CORVISIERO, P ; COSTANTINI, H ; ELEKES, Z ; FORMICOLA, A ; FÜLÖP, Zs ; GERVINO, G ; GUGLIELMETTI, A ; GUSTAVINO, C ; GYÜRKY, Gy ; JUNKER, M ; LIMATA, B ; MARTA, M ; MENEGAZZO, R ; PRATI, P ; ROCA, V ; ROLFS, C ; ALVAREZ, C R. ; SOMORJAI, E ; AND, O S.: Direct measurement of the $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ total cross section at novae energies. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 36 (2009), mar, Nr. 4, S. 045202. <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/36/4/045202>. – DOI 10.1088/0954-3899/36/4/045202
- [BH06] BECKER, R. ; HERRMANNSFELDT, W. B.: *Why Pi And Mrad*. SLAC-PUB-11949. <http://slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/11750/slac-pub-11949.pdf>. Version: 2006
- [BIP⁺08] BURTEBAEV, N. ; IGAMOV, S. B. ; PETERSON, R. J. ; YARMUKHAMEDOV, R. ; ZAZULIN, D. M.: New measurements of the astrophysical Sfactor for $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the $p+^{12}\text{C}\rightarrow^{13}\text{N}$ reaction. In: *Physical Review C* 78 (2008), sep, Nr. 3. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.78.035802>. – DOI 10.1103/physrevc.78.035802

Literaturverzeichnis

- [BMG74] BLATT, S. L. ; MAROLT, G. L. ; GOSS, J. D.: Widths of low-lying states of N13 and the question of reaction dependence. In: *Physical Review C* 10 (1974), oct, Nr. 4, S. 1319–1330. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.10.1319>. – DOI 10.1103/physrevc.10.1319
- [BR97] BRUN, Rene ; RADEMAKERS, Fons: ROOT — An object oriented data analysis framework. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389 (1997), apr, Nr. 1-2, S. 81–86. [http://dx.doi.org/10.1016/s0168-9002\(97\)00048-x](http://dx.doi.org/10.1016/s0168-9002(97)00048-x). – DOI 10.1016/s0168-9002(97)00048-x
- [Bra78] BRAUER, G.: *Handbuch der präparativen anorganischen Chemie*. Bd. 2. 3. Stuttgart: Enke, 1978. – ISBN 3432878133
- [BS50] BAILEY, Carl L. ; STRATTON, William R.: Cross Section of the C12(p, γ)N13 Reaction at Low Energies. In: *Physical Review* 77 (1950), jan, Nr. 2, S. 194–196. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.77.194>. – DOI 10.1103/physrev.77.194
- [BSB06] BAHCALL, John N. ; SERENELLI, Aldo M. ; BASU, Sarbani: 10,000 Standard Solar Models: A Monte Carlo Simulation. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 165 (2006), jul, Nr. 1, S. 400–431. <http://dx.doi.org/10.1086/504043>. – DOI 10.1086/504043
- [CDA⁺15] CAVANNA, F. ; DEPALO, R. ; ALIOTTA, M. ; ANDERS, M. ; BEMMERER, D. ; BEST, A. ; BOELTZIG, A. ; BROGGINI, C. ; BRUNO, C. G. ; CACIOLLI, A. ; CORVISIERO, P. ; DAVINSON, T. ; LEVA, A. di ; ELEKES, Z. ; FERRARO, F. ; FORMICOLA, A. ; FÜLÖP, Zs. ; GERVINO, G. ; GUGLIELMETTI, A. ; GUSTAVINO, C. ; GYÜRKY, Gy. ; IMBRIANI, G. ; JUNKER, M. ; MENEGAZZO, R. ; MOSSA, V. ; PANTALEO, F. R. ; PRATI, P. ; SCOTT, D. A. ; SOMORJAI, E. ; STRANIERO, O. ; STRIEDER, F. ; SZÜCS, T. ; TAKÁCS, M. P. ; AND, D. T.: Three New Low-Energy Resonances in the Ne22(p, γ)Na23 Reaction. In: *Physical Review Letters* 115 (2015), dec, Nr. 25. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevlett.115.252501>. – DOI 10.1103/physrevlett.115.252501
- [CDP38] CURRAN, S. C. ; DEE, P. I. ; PETRZILKA, V.: The Excitation of Formula-Radiation in Processes of Proton Capture by Light Elements. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 169 (1938), dec, Nr. 937, S. 269–289. <http://dx.doi.org/10.1098/rspa.1938.0207>. – DOI 10.1098/rspa.1938.0207
- [CF88] CAUGHLAN, Georgeanne R. ; FOWLER, William A.: Thermonuclear reaction rates V. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 40 (1988), nov, Nr. 2,

Literaturverzeichnis

S. 283–334. [http://dx.doi.org/10.1016/0092-640x\(88\)90009-5](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640x(88)90009-5). – DOI 10.1016/0092-640x(88)90009-5

- [CGW34] COCKCROFT, J. D. ; GILBERT, C. W. ; WALTON, E. T. S.: Production of Induced Radioactivity by High Velocity Protons. In: *Nature* (1934), März, S. 328
- [DCF⁺15] DEPALO, Rosanna ; CAVANNA, Francesca ; FERRARO, Federico ; SLEMER, Alessandra ; AL-ABDULLAH, Tariq ; AKHMADALIEV, Shavkat ; ANDERS, Michael ; BEMMERER, Daniel ; ELEKES, Zoltán ; MATTEI, Giovanni ; REINICKE, Stefan ; SCHMIDT, Konrad ; SCIAN, Carlo ; WAGNER, Louis: Strengths of the resonances at 436, 479, 639, 661, and 1279 keV in the $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction. In: *Physical Review C* 92 (2015), oct, Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.92.045807>. – DOI 10.1103/physrevc.92.045807
- [Des03] DESCOUVEMONT, P.: *Theoretical Models for Nuclear Astrophysics*. Nova Science Pub Inc, 2003. – ISBN 978-1590338568
- [Des07] DESCOUVEMONT, P: Cluster models in nuclear astrophysics. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 35 (2007), dec, Nr. 1, S. 014006. <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/35/1/014006>. – DOI 10.1088/0954-3899/35/1/014006
- [exf] *Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)*. <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>. – Database Version of 2018-06-12, Abgerufen: 21.06.2018
- [FBHT96] FRIEDRICH, M ; BÜRGER, W ; HENKE, D ; TURUC, S: The Rossendorf 3 MV tandetron: a new generation of high-energy implanters. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 382 (1996), nov, Nr. 1-2, S. 357–360. [http://dx.doi.org/10.1016/s0168-9002\(96\)00393-2](http://dx.doi.org/10.1016/s0168-9002(96)00393-2). – DOI 10.1016/s0168-9002(96)00393-2
- [FCZ67] FOWLER, William A. ; CAUGHLAN, Georgeanne R. ; ZIMMERMAN, Barbara A.: Thermonuclear Reaction Rates. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 5 (1967), sep, Nr. 1, S. 525–570. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.05.090167.002521>. – DOI 10.1146/annurev.aa.05.090167.002521
- [FIC⁺04] FORMICOLA, A ; IMBRIANI, G ; COSTANTINI, H ; ANGULO, C ; BEMMERER, D ; BONETTI, R ; BROGGINI, C ; CORVISIERO, P ; CRUZ, J ; DESCOUVEMONT, P ; FÜLÖP, Z ; GERVINO, G ; GUGLIELMETTI, A ; GUSTAVINO,

Literaturverzeichnis

- C ; GYÜRKY, G ; JESUS, A.P ; JUNKER, M ; LEMUT, A ; MENEGAZZO, R ; PRATI, P ; ROCA, V ; ROLFS, C ; ROMANO, M ; ALVAREZ, C R. ; SCHÜMANN, F ; SOMORJAI, E ; STRANIERO, O ; STRIEDER, F ; TERRASI, F ; TRAUTVETTER, H.P ; VOMIERO, A ; ZAVATARELLI, S: Astrophysical S-factor of $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$. In: *Physics Letters B* 591 (2004), jul, Nr. 1-2, S. 61–68. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2004.03.092>. – DOI 10.1016/j.physletb.2004.03.092
- [FL49] FOWLER, W. A. ; LAURITSEN, C. C.: Gamma-Radiation from Light Nuclei under Proton Bombardment. In: *Physical Review* 76 (1949), jul, Nr. 2, S. 314–315. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.76.314>. – DOI 10.1103/physrev.76.314
- [FLL48] FOWLER, W. A. ; LAURITSEN, C. C. ; LAURITSEN, T.: Gamma-Radiation from Excited States of Light Nuclei. In: *Reviews of Modern Physics* 20 (1948), jan, Nr. 1, S. 236–277. <http://dx.doi.org/10.1103/revmodphys.20.236>. – DOI 10.1103/revmodphys.20.236
- [Fre87] FRESE, Karl W.: Calculation of surface binding energy for hydrogen, oxygen, and carbon atoms on metallic surfaces. In: *Surface Science* 182 (1987), mar, Nr. 1-2, S. 85–97. [http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028\(87\)90090-2](http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028(87)90090-2). – DOI 10.1016/0039-6028(87)90090-2
- [FT03] FRIEDRICH, M. ; TYRROFF, H.: A modified ion sputter source with increased lifetime. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 201 (2003), apr, Nr. 4, S. 645–648. [http://dx.doi.org/10.1016/s0168-583x\(02\)02246-2](http://dx.doi.org/10.1016/s0168-583x(02)02246-2). – DOI 10.1016/s0168-583x(02)02246-2
- [GG93] GEORGIEV, A. ; GAST, W.: Digital pulse processing in high resolution, high throughput, gamma-ray spectroscopy. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 40 (1993), Nr. 4, S. 770–779. <http://dx.doi.org/10.1109/23.256659>. – DOI 10.1109/23.256659
- [Gil08] GILMORE, Gordon: *Practical Gamma-ray Spectroscopy*. Wiley, 2008. – ISBN 978-0-470-86196-7
- [Gre90] GREENWOOD, N. N.: *Chemie Der Elemente*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 1990. – ISBN 3527261699
- [Har96] HARPER, G.C: Terminal ion source for an FN tandem. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 382 (1996), nov, Nr. 1-2,

- S. 97–99. [http://dx.doi.org/10.1016/s0168-9002\(96\)00407-x](http://dx.doi.org/10.1016/s0168-9002(96)00407-x). – DOI 10.1016/s0168-9002(96)00407-x
- [HAW⁺17] HUANG, W.J. ; AUDI, G. ; WANG, Meng ; KONDEV, F. G. ; NAIMI, S. ; XU, Xing: The AME2016 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data and adjustment procedures. In: *Chinese Physics C* 41 (2017), mar, Nr. 3, S. 030002. <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/41/3/030002>. – DOI 10.1088/1674-1137/41/3/030002
- [HB92] HINDS, S ; BARKER, FC: The $^{12}\text{C}(p, g)^{13}\text{N}$ Cross Section near the $E_p = 0.46$ MeV Peak. In: *Australian Journal of Physics* 45 (1992), Nr. 6, S. 749. <http://dx.doi.org/10.1071/ph920749>. – DOI 10.1071/ph920749
- [HF50] HALL, Robert N. ; FOWLER, William A.: The Cross Section for the Radiative Capture of Protons by C^{12} near 100 keV. In: *Phys Rev* 77 (1950), Januar, Nr. 2, S. 197 – 204
- [HJ53] HUNT, S. E. ; JONES, W. M.: The Absolute Determination of Resonant Energies for the Radiative Capture of Protons by Boron, Carbon, Fluorine, Magnesium, and Aluminum in the Energy Range below 500 keV. In: *Physical Review* 89 (1953), mar, Nr. 6, S. 1283–1287. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.89.1283>. – DOI 10.1103/physrev.89.1283
- [HO91] H. OBERHUMMER, G. S.: *Nuclei in the Cosmos (Graduate Texts in Contemporary Physics)*. Springer, 1991. – ISBN 3-540-54198-5
- [HS96] HUBBELL, J. H. ; SELTZER, S. M.: *X-Ray Mass Attenuation Coefficients*. Originally published as NISTIR 5632, 1996
- [HS08] HAXTON, W. C. ; SERENELLI, A. M.: CN Cycle Solar Neutrinos and the Sun's Primordial Core Metallicity. In: *The Astrophysical Journal* 687 (2008), nov, Nr. 1, S. 678–691. <http://dx.doi.org/10.1086/591787>. – DOI 10.1086/591787
- [HT35] HAFSTAD, L. R. ; TUVE, M. A.: Carbon Radioactivity and Other Resonance Transmutations by Protons. In: *Physical Review* 48 (1935), aug, Nr. 4, S. 306–315. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.48.306>. – DOI 10.1103/physrev.48.306
- [Ili07] ILIADIS, Christian: *Nuclear Physics of Stars*. Wiley-VCH, 2007. – ISBN 978-3-527-40602-9
- [JK94] JORDANOV, Valentin T. ; KNOLL, Glenn F.: Digital synthesis of pulse shapes in real time for high resolution radiation spectroscopy. In: *Nuclear In-*

Literaturverzeichnis

struments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 345 (1994), jun, Nr. 2, S. 337–345. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91011-1](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)91011-1). – DOI 10.1016/0168-9002(94)91011-1

- [KBM⁺10] KRECKEL, H. ; BRUHNS, H. ; MILLER, K. A. ; WÄHLIN, E. ; DAVIS, A. ; HÖCKH, S. ; SAVIN, D. W.: A simple double-focusing electrostatic ion beam deflector. In: *Review of Scientific Instruments* 81 (2010), jun, Nr. 6, S. 063304. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3433485>. – DOI 10.1063/1.3433485
- [KL08] KOCH, I. ; LESCOW, N.: Vergleich verschiedener Methoden der Flüssigkeitskühlung / IMAB, TU Braunschweig. 2008. – Jahresbericht
- [Kra13] KRAUSE, Johannes: *Planung eines Gastargetsystems und ionenoptische Rechnungen für den künftigen Felsenkellerbeschleuniger*. Technische Universität Dresden, Bachelor-Arbeit, 2013
- [LBC⁺06] LEMUT, A. ; BEMMERER, D. ; CONFORTOLA, F. ; BONETTI, R. ; BROGGINI, C. ; CORVISIERO, P. ; COSTANTINI, H. ; CRUZ, J. ; FORMICOLA, A. ; FÜLÖP, Zs. ; GERVINO, G. ; GUGLIELMETTI, A. ; GUSTAVINO, C. ; GYÜRKY, Gy. ; IMBRIANI, G. ; JESUS, A.P. ; JUNKER, M. ; LIMATA, B. ; MENEGAZZO, R. ; PRATI, P. ; ROCA, V. ; ROGALLA, D. ; ROLFS, C. ; ROMANO, M. ; ALVAREZ, C. R. ; SCHÜMANN, F. ; SOMORJAI, E. ; STRANIERO, O. ; STRIEDER, F. ; TERRASI, F. ; TRAUTVETTER, H.P.: First measurement of the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ cross section down to 70 keV. In: *Physics Letters B* 634 (2006), mar, Nr. 5-6, S. 483–487. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2006.02.021>. – DOI 10.1016/j.physletb.2006.02.021
- [LH57a] LAMB, W. A. S. ; HESTER, Ross E.: Radiative Capture of Protons in Carbon from 80 to 126 keV. In: *Physical Review* 107 (1957), jul, Nr. 2, S. 550–553. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.107.550>. – DOI 10.1103/physrev.107.550
- [LH57b] LAMB, William A. S. ; HESTER, Ross E.: Transmutation of Nitrogen by Protons from 100 keV to 135 keV. In: *Physical Review* 108 (1957), dec, Nr. 5, S. 1304–1307. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.108.1304>. – DOI 10.1103/physrev.108.1304
- [LTZK76] LANFORD, W. A. ; TRAUTVETTER, H. P. ; ZIEGLER, J. F. ; KELLER, J.: New precision technique for measuring the concentration versus depth of hydrogen in solids. In: *Applied Physics Letters* 28 (1976), may, Nr. 9, S. 566–568. <http://dx.doi.org/10.1063/1.88826>. – DOI 10.1063/1.88826

Literaturverzeichnis

- [Lud14] LUDWIG, Felix: *Charakterisierung des Prototyps der Hochfrequenz-Ionenquelle für den Felsenkeller-Beschleuniger*. Technische Universität Dresden, Bachelor-Arbeit, 2014
- [MA83] MAUREL, B. ; AMSEL, G.: A new measurement of the 429 keV $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ resonance. Applications of the very narrow width found to ^{15}N and ^1H depth location. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 218 (1983), dec, Nr. 1-3, S. 159–164. [http://dx.doi.org/10.1016/0167-5087\(83\)90973-0](http://dx.doi.org/10.1016/0167-5087(83)90973-0). – DOI 10.1016/0167-5087(83)90973-0
- [MD] MANURA, D. J. ; DAHL, D. A.: *The SIMION Manual*. <http://simion.com/manual/>. – Abgerufen: 08.07.2018
- [MNT16] MOHR, Peter J. ; NEWELL, David B. ; TAYLOR, Barry N.: CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: 2014. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 45 (2016), dec, Nr. 4, S. 043102. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4954402>. – DOI 10.1063/1.4954402
- [MTA+96] MYERS, E.G. ; THOMPSON, J.K. ; ALLEN, P.A. ; BARBER, P.W.E. ; BROWN, G.A. ; GRIFFIN, V.S. ; SCHMIDT, B.G. ; TRIMBLE, S.W.: Operation of a radio-frequency ion source in a tandem electrostatic accelerator. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 372 (1996), mar, Nr. 1-2, S. 280–282. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)01389-x](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(95)01389-x). – DOI 10.1016/0168-9002(95)01389-x
- [MTB+10] MARTA, Michele ; TROMPLER, Erik ; BEMMERER, Daniel ; BEYER, Roland ; BROGGINI, Carlo ; CACIOLLI, Antonio ; ERHARD, Martin ; FÜLÖP, Zsolt ; GROSSE, Eckart ; GYÜRKY, György ; HANNASKE, Roland ; JUNGHANS, Arnd R. ; MENEGAZZO, Roberto ; NAIR, Chithra ; SCHWENGER, Ronald ; SZÜCS, Tamás ; VEZÚ, Simone ; WAGNER, Andreas ; YAKOREV, Dmitry: Resonance strengths in the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ and $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ reactions. In: *Physical Review C* 81 (2010), may, Nr. 5. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.81.055807>. – DOI 10.1103/physrevc.81.055807
- [nac] *NACRE Database*. http://pntpm.ulb.ac.be/Nacre/barre_database.htm. – Abgerufen: 21.06.2018
- [NBC+01] NESARAJA, C. D. ; BRUNE, C. R. ; CROWLEY, B. T. ; KELLEY, J. H. ; NELSON, S. O. ; PRIOR, R. M. ; SABOUROV, K. ; TILLEY, D. R. ; TONCHEV, A. ; WELLER, H. R.: Ratio of S-factors for (p, γ) reactions on ^{12}C and ^{13}C at astrophysically relevant energies. In: *Physical Review C* 64 (2001), nov, Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.64.065804>. – DOI 10.1103/physrevc.64.065804

Literaturverzeichnis

- [nec] *Positive RF Ion Source*. NEC Website. <http://www.pelletron.com/wp-content/uploads/2017/02/Pos-RF-v1.pdf>. – Abgerufen: 14.07.2018
- [ODS⁺14] OTUKA, N. ; DUPONT, E. ; SEMKOVA, V. ; PRITYCHENKO, B. ; BLOKHIN, A.I. ; AIKAWA, M. ; BABYKINA, S. ; BOSSANT, M. ; CHEN, G. ; DUNAIEVA, S. ; FORREST, R.A. ; FUKAHORI, T. ; FURUTACHI, N. ; GANESAN, S. ; GE, Z. ; GRITZAY, O.O. ; HERMAN, M. ; HLAVAČ, S. ; KATŌ, K. ; LALREMRUATA, B. ; LEE, Y.O. ; MAKINAGA, A. ; MATSUMOTO, K. ; MIKHAYLYUKOVA, M. ; PIKULINA, G. ; PRONYAEV, V.G. ; SAXENA, A. ; SCHWERER, O. ; SIMAKOV, S.P. ; SOPPERA, N. ; SUZUKI, R. ; TAKÁCS, S. ; TAO, X. ; TAOVA, S. ; TÁRKÁNYI, F. ; VARLAMOV, V.V. ; WANG, J. ; YANG, S.C. ; ZERKIN, V. ; ZHUANG, Y.: Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). In: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), jun, S. 272–276. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.065>. – DOI 10.1016/j.nds.2014.07.065
- [PZH⁺15] PIGNATARI, M. ; ZINNER, E. ; HOPPE, P. ; JORDAN, C. J. ; GIBSON, B. K. ; TRAPPITSCH, R. ; HERWIG, F. ; FRYER, C. ; HIRSCHI, R. ; TIMMES, F. X.: Carbon-rich presolar grains from massive stars: subsolar ¹²C/¹³C and ¹⁴N/¹⁵N ratios and the mystery ¹⁵N. In: *The Astrophysical Journal* 808 (2015), jul, Nr. 2, S. L43. <http://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/808/2/143>. – DOI 10.1088/2041-8205/808/2/143
- [RA74] ROLFS, C. ; AZUMA, R.E.: Interference effects in ¹²C(p, γ)¹³N and direct capture to unbound states. In: *Nuclear Physics A* 227 (1974), jul, Nr. 2, S. 291–308. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(74\)90798-2](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(74)90798-2). – DOI 10.1016/0375-9474(74)90798-2
- [RAB⁺16] REINHARDT, Tobias P. ; AKHMADALIEV, Shavkat ; BEMMERER, Daniel ; STÖCKEL, Klaus ; WAGNER, Louis: Absolute hydrogen depth profiling using the resonant ¹H(¹⁵N, $\alpha\gamma$)¹²C nuclear reaction. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 381 (2016), aug, S. 58–66. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2016.05.009>. – DOI 10.1016/j.nimb.2016.05.009
- [Rat16] RATH, Ferdinand: *Anpassung der internen Radiofrequenz-Ionenquelle für das Felsenkeller-Pelletron*. Technische Universität Dresden, Bachelor-Arbeit, 2016
- [Rei08] REISER, Martin: *Theory and Design of Charged Particle Beams*. Wiley-VCH, 2008

Literaturverzeichnis

- [Rei14] REINICKE, Stefan: *Experimente zur Reaktion $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ und Anpassung und Erprobung einer hierfür geeigneten Radiofrequenz-Ionenquelle*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2014
- [RH38] ROBERTS, R. B. ; HEYDENBURG, N. P.: Further Observations on the Production of N13. In: *Physical Review* 53 (1938), mar, Nr. 5, S. 374–378. <http://dx.doi.org/10.1103/physrev.53.374>. – DOI 10.1103/physrev.53.374
- [Rol88] ROLFS, Claus E.: *Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics*. UNIV OF CHICAGO PR, 1988. – ISBN 0226724573
- [Rol91] ROLFS, C. ; OBERHUMMER, H. (Hrsg.): *Nuclei in the Cosmos*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991. – ISBN 978-3-642-48840-5
- [Ros53] ROSE, M. E.: The Analysis of Angular Correlation and Angular Distribution Data. In: *Phys Rev* 91 (1953), Nr. 3, S. 610–615
- [SAA⁺13] SCHMIDT, Konrad ; AKHMADALIEV, Shavkat ; ANDERS, Michael ; BEMMERER, Daniel ; BORETZKY, Konstanze ; CACIOLLI, Antonio ; DEGERING, Detlev ; DIETZ, Mirco ; DRESSLER, Rugard ; ELEKES, Zoltán ; FÜLÖP, Zsolt ; GYÜRKY, György ; HANNASKE, Roland ; JUNGHANS, Arnd R. ; MARTA, Michele ; MENZEL, Marie-Luise ; MUNNIK, Frans ; SCHUMANN, Dorothea ; SCHWENGNER, Ronald ; SZÜCS, Tamás ; WAGNER, Andreas ; YAKOREV, Dmitry ; ZUBER, Kai: Resonance triplet at $E_\alpha = 4.5$ MeV in the $^{40}\text{Ca}(\alpha,\gamma)^{44}\text{Ti}$ reaction. In: *Physical Review C* 88 (2013), aug, Nr. 2. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.88.025803>. – DOI 10.1103/physrevc.88.025803
- [SAA⁺14] SCHMIDT, Konrad ; AKHMADALIEV, Shavkat ; ANDERS, Michael ; BEMMERER, Daniel ; CACIOLLI, Antonio ; DIETZ, Mirco ; ELEKES, Zoltán ; JUNGHANS, Arnd R. ; MENZEL, Marie-Luise ; SCHWENGNER, Ronald ; WAGNER, Andreas ; ZUBER, Kai: Strength of the $E_p=1.842$ MeV resonance in the $^{40}\text{Ca}(p,\gamma)^{41}\text{Sc}$ reaction reexamined. In: *Physical Review C* 89 (2014), apr, Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.89.045802>. – DOI 10.1103/physrevc.89.045802
- [SBC⁺12] SZÜCS, Tamás ; BEMMERER, Daniel ; COWAN, Thomas ; DEGERING, Detlev ; ELEKES, Zoltán ; FÜLÖP, Zsolt ; GYÜRKY, György ; JUNGHANS, Arnd ; KÖHLER, Matthias ; MARTA, Michele ; SCHWENGNER, Ronald ; WAGNER, Andreas ; ZUBER, Kai: Shallow-underground accelerator sites for nuclear astrophysics: Is the background low enough? In: *The European Physical Journal A* 48 (2012), jan, Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2012-12008-7>. – DOI 10.1140/epja/i2012-12008-7

Literaturverzeichnis

- [Sch11] SCHMIDT, Konrad: *Experimente zur Entstehung von Titan-44 in Supernovae*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2011
- [SS08] SAVCHENKO, I. V. ; STANKUS, S. V.: Thermal conductivity and thermal diffusivity of tantalum in the temperature range from 293 to 1800 K. In: *Thermophysics and Aeromechanics* 15 (2008), Dezember, Nr. 4, 679–682. <http://dx.doi.org/10.1007/s11510-008-0017-z>. – DOI 10.1007/s11510-008-0017-z. – ISSN 1531-8699
- [Stö15] STÖCKEL, Klaus: *Experimente zur Untersuchung des Bethe-Weizsäcker-Zyklus in der Sonne*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2015
- [SW13] SCHATZ, Günter ; WEIDINGER, Alois: *Nukleare Festkörperphysik: Kernphysikalische Meßmethoden und ihre Anwendungen. 2.* Vieweg+Teubner Verlag, 2013. – ISBN 9783322939890
- [Vog63] VOGL, J. L.: *Radiative capture of protons by C^{12} and C^{13} below 700 keV*, California Institute of Technology, Diss., 1963
- [WAA⁺18] WAGNER, L. ; AKHMADALIEV, S. ; ANDERS, M. ; BEMMERER, D. ; CACIOLLI, A. ; GOHL, St. ; GRIEGER, M. ; JUNGHANS, A. ; MARTA, M. ; MUNNIK, F. ; REINHARDT, T. P. ; REINICKE, S. ; RÖDER, M. ; SCHMIDT, K. ; SCHWENGNER, R. ; SERFLING, M. ; TAKÁCS, M. P. ; SZÜCS, T. ; VOMIERO, A. ; WAGNER, A. ; ZUBER, K.: Astrophysical S factor of the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaction at 0.4–1.3 MeV. In: *Physical Review C* 97 (2018), jan, Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.97.015801>. – DOI 10.1103/physrevc.97.015801
- [Wag13] WAGNER, Louis: *Strahlungseinfang von Protonen im Bethe-Weizsäcker Zyklus*, Technische Universität Dresden, Diplomarbeit, 2013
- [Wag18] WAGNER, Louis: *Precise nuclear data of the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ reaction for solar neutrino predictions*, Technische Universität Dresden, Diss., 2018
- [WAK⁺17] WANG, Meng ; AUDI, G. ; KONDEV, F. G. ; HUANG, W.J. ; NAIMI, S. ; XU, Xing: The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references. In: *Chinese Physics C* 41 (2017), mar, Nr. 3, S. 030003. <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/41/3/030003>. – DOI 10.1088/1674-1137/41/3/030003
- [XTG⁺13] XU, Y. ; TAKAHASHI, K. ; GORIELY, S. ; ARNOULD, M. ; OHTA, M. ; UTSUNOMIYA, H.: NACRE II: an update of the NACRE compilation of charged-particle-induced thermonuclear reaction rates for nuclei with mass number $A < 16$. In: *Nuclear Physics A* 918 (2013), nov, S. 61–

Literaturverzeichnis

169. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.09.007>. – DOI 10.1016/j.nuclphysa.2013.09.007
- [ZAKW85] ZINKE-ALLMANG, M. ; KALBITZER, S. ; WEISER, M.: Vibrational Doppler-broadening of inverse p, γ reactions on ^1H bearing targets. In: *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 320 (1985), dec, Nr. 4, S. 697–698. <http://dx.doi.org/10.1007/bf01411876>. – DOI 10.1007/bf01411876
- [ZBZ08] ZIEGLER, J. F. ; BIRSACK, J. P. ; ZIEGLER, M. D.: *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*. 7. 2008. – ISBN 0–9654207–1–X
- [Zie77] ZIEGLER, J.F.: *Helium: Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matter (The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 4)*. Pergamon, 1977. – ISBN 0080216064
- [Zie80] ZIEGLER, James F.: *Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in All Elements (The Stopping and ranges of ions in matter ; v. 5)*. Pergamon Pr, 1980. – ISBN 0–08–021607–2
- [ZJAL90] ZIJDERHAND, F. ; JANSEN, F. ; ALDERLIESTEN, C. ; LEUN, C. van d.: Detector-efficiency calibration for high-energy gamma-rays. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 286 (1990), S. 490–496
- [ZP18] ZERKIN, V.V. ; PRITYCHENKO, B.: The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 888 (2018), apr, S. 31–43. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2018.01.045>. – DOI 10.1016/j.nima.2018.01.045
- [ZZB10] ZIEGLER, James F. ; ZIEGLER, M.D. ; BIRSACK, J.P.: SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 268 (2010), jun, Nr. 11-12, S. 1818–1823. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>. – DOI 10.1016/j.nimb.2010.02.091

Danksagung

Das Erarbeiten der Inhalte der vorliegenden Dissertation war ein langwieriger Prozess, der natürlich auch von anderen Personen mitgeprägt wurde, bei denen ich mich herzlich bedanken möchte.

Zunächst bedanke ich mich bei meinem Betreuer PD Dr. Daniel Bemmerer und bei meinem Erstgutachter Prof. Dr. Kai Zuber für die Möglichkeit, in diesem sehr interessanten Forschungsgebiet der nuklearen Astrophysik einen Beitrag leisten zu dürfen. Ich bin weiterhin dankbar für die zielführenden sachlichen Diskussionen, die zu jedem Problem angebotene Hilfe und die Möglichkeiten, mich im Rahmen von Konferenzen, Workshops und Schulungen weiterbilden zu können. Den lockeren und respektvollen Umgang miteinander habe ich sehr zu schätzen gelernt.

Meinen Kollegen Marcel, Marcell, Felix, Stefan, Ronald, Klaus, Louis und Tamas möchte ich vor allem für die Mithilfe beim Auf- und Abbau und für die Übernahme von Nacht- und Spätschichten beim ganztägigen Strahlbetrieb des Experiments zum Protoneneinfang an Kohlenstoff bzw. für die Unterstützung bei der Erprobung des Deflektors am Vakuumteststand herzlich danken. Ohne diese Mithilfe wäre eine derartige Durchführung nicht möglich gewesen.

In diesem Sinne gebührt mein Dank natürlich auch den Technikern am HZDR, allen voran Andreas, Bernd, Matthias und Maik, die alle ihren Beitrag zur Realisierung der Probenkammer, des Vakuumteststands und des elektrostatischen Deflektors geleistet haben.

Mit Hinblick auf die verwendeten Titanhydrid-Proben bedanke ich mich bei Bernd Scheumann und Dr. Roman Böttger für das Bedampfen der Tantal-Backings mit Titan bzw. das Implantieren mit Wasserstoff am HZDR und bei Dr. Oliver Busse vom Lehrstuhl für anorganische Molekülchemie der TU Dresden für das Hydrieren der mehrheitlich verwendeten Proben mit einem erfreulich hohen Anteil an Wasserstoff.

Ich danke Dr. Detlev Degering für die zur Verfügung gestellten Szintillatoren und die zugehörige Ausleseelektronik, welche als Myonen-Veto im Experiment am Tandatron verwendet wurden.

Bei Dr. Shavkat Akhmadaliev bedanke ich mich für die Unterstützung beim Lösen des Sekundärelektronenproblems durch das spontane Zurverfügungstellen zweier Permanentmagnete und für die wertvollen Ratschläge zu den Simulationen des Deflektors mit SIMION.

Der Graduiertenakademie der TU Dresden bin ich zu großem Dank verpflichtet für die finanzielle Förderung im Rahmen eines viermonatigen Abschlussstipendiums und für die zahlreichen interessanten Kursangebote, die der persönlichen Weiterbildung und dem effizienten Abschließen der Dissertation dienlich waren.

Meinen Korrekturlesern möchte ich auf diesem Weg ebenfalls noch einmal ein herzliches Dankeschön aussprechen.

Nicht zuletzt möchte ich meiner gesamten Familie und insbesondere meiner Freundin Anni für die bedingungslose Unterstützung auf meinem bisherigen Weg danken, was mir sehr viel bedeutet.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde an der TU Dresden und am Helmholtz-Zentrum Dresden Rossendorf unter wissenschaftlicher Betreuung von PD Dr. Daniel Bemmerer angefertigt. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich erkenne hiermit die Promotionsordnung der Technische Universität Dresden Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften Bereich Physik vom 23.02.2011 an.

Dresden, 31.07.2018

Stefan Reinicke



Bautzner Landstr. 400
01328 Dresden, Germany
Tel. +49 351 260-3581
Fax +49 351 260-13581
d.bemmerer@hzdr.de
<http://www.hzdr.de>